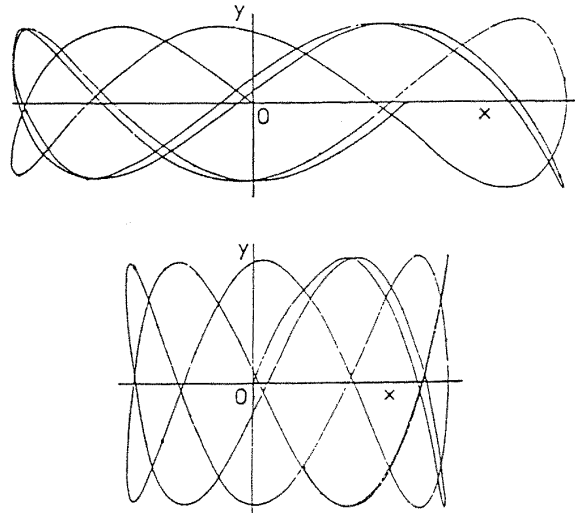


ΕΞΕΛΙΞΕΙΣ ΣΤΗ ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑ

Γεώργιος Κοντόπουλος
Καθηγητής του Πανεπιστημίου Αθηνών
Τμήμα Φυσικής, Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής

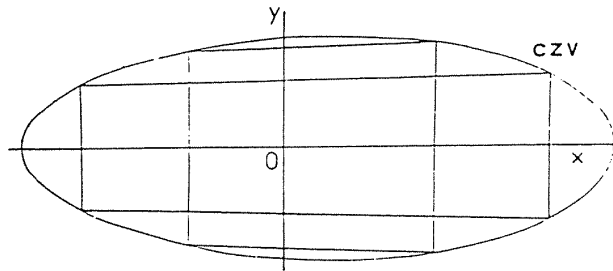
Η Δυναμική Αστρονομία ασχολείται με τις κινήσεις των ουρανίων σωμάτων κάτω από την επίδραση των βαρυτικών δυνάμεων. Από το Ηλιακό Σύστημα προχωρεί στους διπλούς αστέρες, στα σμήνη αστερων, στους γαλαξίες και στα σμήνη γαλαξιών, και τελικά μας οδηγεί στο Σύμπαν ολόκληρο και μας φέρνει σε επαφή με την Κοσμολογία.

Όταν ήρθα στο Εργαστήριο Αστρονομίας το 1957 ο κλάδος αυτός ήταν διεθνώς σε κάποια στασιμότητα. Αλλά η κατάσταση άλλαξε δραστικά όταν άρχισε η χρησιμοποίηση των Ηλεκτρονικών Υπολογιστών. Π.χ. ο υπολογισμός των τροχιών αστερων σ' ένα γαλαξία ήταν ένα καινούργιο και πολύ πλούσιο πεδίο έρευνας που οδήγησε την Δυναμική Αστρονομία σε μια μεγάλη ανάπτυξη. Είχα την ευκαιρία να εργασθώ σ' ένα από τους πρώτους Ηλεκτρονικούς Υπολογιστές στη Στοκχόλμη το 1956. Είχα υπολογίσει με την βοήθεια του Per Olof Linblad, γιού του καθηγητή Bertil Linblad, δύο τροχιές. Ήταν από τις πρώτες τροχιές που υπολογίσθηκαν από έναν Ηλεκτρονικό Υπολογιστή. Οι τροχιές αυτές (Σχ.1) μοιάζουν με καμπύλες Lissajous και είναι πολύ διαφορετικές από εκείνες που θα περίμενε κανείς αν ήταν χασοτικές. Οι χασοτικές τροχιές έπρεπε να γεμίσουν όλο το χώρο που περιλαμβάνεται



Σχήμα 1. Δυο τροχιές στο δυναμικό $V = \frac{1}{2}(Ax^2 + By^2) - axy^2 - bx^3$, όπου $A = 0.076(10^7 \text{ years})^{-2}$,
 $B = 0.55(10^7 \text{ years})^{-2}$, $a = 0.052(10^7 \text{ years})^{-2} \text{ kpc}^{-1}$, $b = 0.206(10^7 \text{ years})^{-2} \text{ kpc}^{-1}$
(Contopoulos 1958).

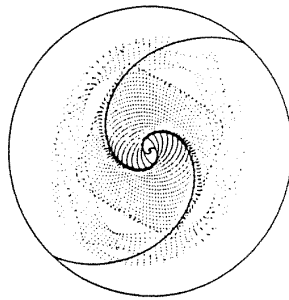
στην καμπύλη CZV (Σχ.2), που λέγεται καμπύλη μηδενικής ταχύτητας. Αντί όμως να γεμίσει όλο αυτό το χώρο η τροχιά γεμίζει ένα σχεδόν παραλληλόγραμμο (δεν είναι όμως ακριβώς παραλληλόγραμμο), πράγμα που δείχνει ότι υπάρχουν περιορισμοί στην κίνηση. Αυτή ακριβώς η παρατήρηση οδήγησε κατόπιν στην θεωρία του 3ου ολοκληρώματος και αυτό είχε πάρα πολλές εφαρμογές όχι μόνο στην Αστρονομία αλλά και σε πολλούς άλλους κλάδους της Φυσικής: στη Φυσική του Πλάσματος, στους επιταχυντές, στη Μοριακή Φυσική, ακόμα σε ορισμένους κλάδους της Χημείας, και σε άλλες εφαρμοσμένες επιστήμες.



Σχήμα 2. Ο χώρος που γεμίζει η κάθε τροχιά είναι ένα "παραμορφωμένο παραλληλόγραμμο" μέσα στην καμπύλη μηδενικής ταχύτητας (CZV).

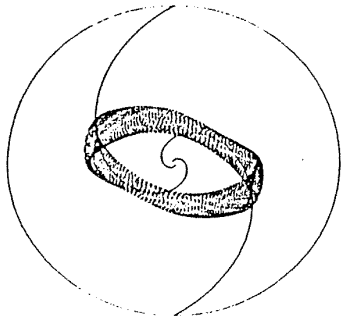
Η θεωρία των τροχιών συνδέεται με τα είδη των κινήσεων. Από το ένα μέρος έχουμε οργανωμένες κινήσεις που έχουν ορισμένες κανονικότητες (όπως είναι οι περιοδικές κινήσεις), και από το άλλο μέρος έχουμε τις άτακτες ή χαοτικές κινήσεις. Και το μεγάλο πρόβλημα που υπάρχει στη Δυναμική Αστρονομία, όπως και στις άλλες επιστήμες, είναι πώς γίνεται η μετάβαση από την οργάνωση στο χάος.

Ένα παράδειγμα οργανωμένων τροχιών (Σχ.3) είναι σ' ένα σπειροειδή γαλαξία που έχουμε δύναμη οφειλόμενη στις σπείρες 10% της ολικής δύναμης. Εδώ έχουμε περιοδικές τροχιές που διατάσσονται με ένα πολύ κανονικό τρόπο, έτσι ώστε να υποστηρίζουν τη σπείρα μέχρι μιας αποστάσεως από το κέντρο. Κατά συνέπεια μπορούμε μ' αυτές τις τροχιές να φτιάξουμε ένα γαλαξιακό μοντέλο που λέγεται αυτοσυνεπές. Η μορφή αυτή των τροχιών ισχύει για ένα γαλαξία που έχει σπείρες ούτε πολύ μικρές, ούτε πολύ μεγάλης πυκνότητας.

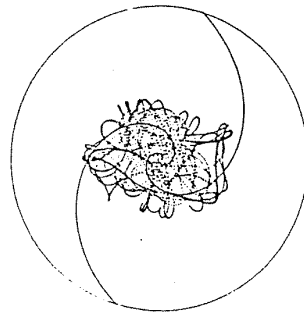


Σχήμα 3. Περιοδικές τροχιές σ' ένα μοντέλο σπειροειδούς γαλαξία με πυκνότητα των σπειρών 10% περισσότερο από τη μέση πυκνότητα.

Εκτός απ' αυτές τις περιοδικές τροχιές υπάρχουν οι ημιπεριοδικές τροχιές (Σχ.4). Έχουν δύο περιόδους, μία γύρω από το κέντρο και μία επιπλέον ταλάντωση, την λεγόμενη επικυκλική ταλάντωση. Έτσι η τροχιά του σχήματος 4 γεμίζει ένα ελλειπτικό δακτύλιο ή ζώνη. Οι τροχιές του τύπου των Σχημάτων 3 και 4 έχουν μεγαλύτερη πυκνότητα κοντά στις σπείρες, και αν έχουμε πολλές τέτοιες τροχιές μπορούμε να φτιάξουμε ένα μοντέλο των σπειρών. Αν οι σπείρες έχουν πολλή μεγάλη πυκνότητα, όπως στο σχήμα 5, όπου έχουμε αύξηση της πυκνότητας στις σπείρες κατά 50% της μέσης πυκνότητας του γαλαξία, τότε η κίνηση είναι εντελώς χαοτική. Αυτή η τροχιά δεν δείχνει μια κανονικότητα όπως οι προηγούμενες, περιοδικές και ημιπεριοδικές τροχιές, αλλά μοιάζει σαν κίνηση Brown, όπως δηλαδή



Σχήμα 4. Μια ημιπεριοδική τροχιά σε ένα σπειροειδή γαλαξία.



Σχήμα 5. Μια χαοτική τροχιά σε ένα σπειροειδή γαλαξία.

είναι οι κινήσεις των ατόμων του αέρα μέσα σε μια αίθουσα.

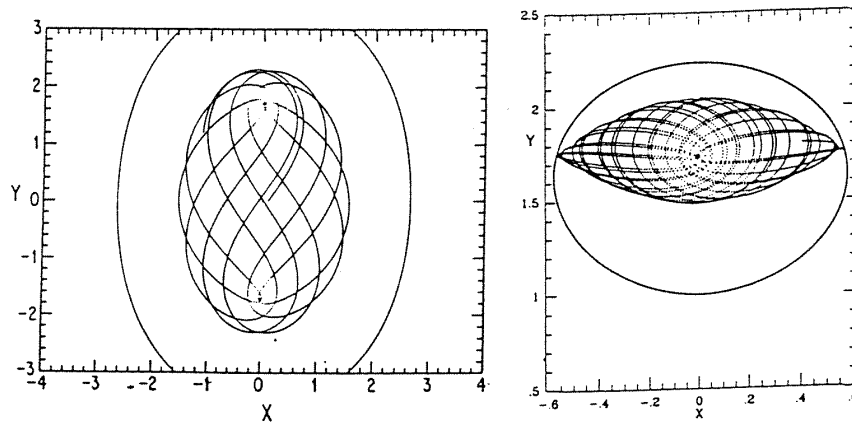
Με αυτές τις τροχιές που κατασκευάζουμε με τους Ηλεκτρονικούς Υπολογιστές μπορούμε να εξηγήσουμε τη μορφή των σπειροειδών γαλαξιών (Patsis, Contopoulos and Grosbol 1991). Στο Σχ.6 δίνουμε ένα μοντέλο που αντιπροσωπεύει τον γαλαξία NGC2997 και έχει γίνει από τροχιές που τις βάζουμε τη μία πάνω στην άλλη. Βρίσκουμε την πυκνότητα των σημείων και βλέπουμε δυο πολύ χαρακτηριστικές σπείρες που αντιστοιχούν στις σπείρες του πραγματικού γαλαξία.

Υπάρχουν μοντέλα γαλαξιών που έχουν μόνο κανονικές τροχιές. Αυτά τα μοντέλα λέγονται ολοκληρώσιμα, είναι δηλαδή συστήματα που χαρακτηρίζονται εκτός από το ολοκλήρωμα της ενέργειας και από ένα δεύτερο ακριβές ολοκλήρωμα. Σ' αυτή την περίπτωση όλες οι τροχιές είναι κανονικές. Τέτοια είναι τα



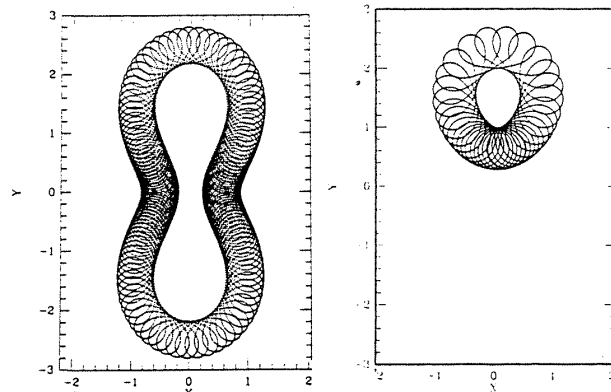
Σχήμα 6. Ένα μοντέλο του γαλαξία NGC 2997 που κατασκευάστηκε από την υπέρθεση των τροχιών του.

μοντέλα Stäckel, που χρησιμοποιούνται σήμερα πολύ για την κατασκευή αυτοσυνεπών μοντέλων γαλαξιών.



Σχήμα 7a,b. Τροχιές σ' ένα μη περιστρεφόμενο μοντέλο Stäckel.

Οι τροχιές σε ένα μοντέλο Stäckel, που μελετήσαμε μαζί με τον Καθηγητή Vandervoort του πανεπιστημίου του Σικάγου (Contopoulos and Vandervoort 1992) γεμίζουν ένα ελλειπτικό χώρο ή ένα χώρο μεταξύ μιας ελλειψειως και μιας υπερβολής (Σχ. 7α,β). Αυτό είναι το πρώτο μέχρι στιγμής μοντέλο Stäckel που μπορεί να δώσει ολοκληρώσιμο σύστημα είτε είναι ακίνητο είτε περιστρεφόμενο (εκτός από μια ομογενή έλλειψη). Στην περίπτωση της περιστροφής οι τροχιές παίρνουν τη μορφή των Σχημάτων 8α,β, είναι δηλαδή δακτύλιοι είτε γύρω από τις δυο εστίες (Σχ.8α), είτε γύρω από μια εστία (Σχ.8β).

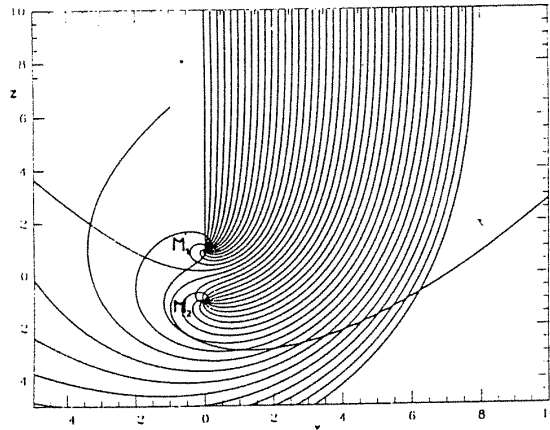


Σχήμα 8a,b. Τροχιές σ' ένα περιστρεφόμενο δυναμικό Stäckel.

Τα ολοκληρώσιμα μοντέλα είναι βέβαια ενδιαφέροντα αλλά αποτελούν μια εξαίρεση. Μπορεί να αποδειχθεί ότι η πιθανότητα να έχουμε ένα γαλαξία ακριβώς ολοκληρώσιμο είναι μηδέν. Επομένως τα μοντέλα των πραγματικών γαλαξιών, όπως αυτό που δείξαμε προηγουμένως (Σχ.6), μόνο κατά προσέγγιση μπορεί να είναι ολοκληρώσιμα και εν πάσει περιπτώσει έχουν κάποιο βαθμό χάους.

Η άλλη ακραία περίπτωση που έχουμε πολύ μεγάλο χάος, δίδεται στο παράδειγμα του προβλήματος των δυο μελανών οπών. Συγκεκριμένα πρόκειται για ένα πρόβλημα που έθεσε ο Chandrasekhar και το οποίο αναφέρεται στη σκέδαση του φωτός από δυο μελανές οπές. Έχουμε δυο μελανές οπές με μάζες m_1 και m_2 και επιπλέον φορτία q_1 και q_2 , θετικά και τα δυο και τέτοια ώστε η άπωση των φορτίων να είναι ίση με την βαρυτική έλξη. Επομένως οι δυο μάζες είναι ακίνητες. Μέσα στο πεδίο που δημιουργούν αυτές οι δυο μελανές οπές μελετήσαμε τις τροχιές φωτονίων και σωματιών μη μηδενικής μάζας. Το πρόβλημα αυτό στην Κλασική Μηχανική είχε μελετηθεί στα τέλη του περασμένου αιώνα και στις αρχές του αιώνα μας και είναι πλήρως λυμένο. Το πρόβλημα είναι ολοκληρώσιμο και οι λύσεις μπορούν να δοθούν με ελλειπτικά ολοκληρώματα.

Στην περίπτωση όμως της Σχετικότητας το πρόβλημα είναι χαστικό (Contopoulos 1990). Όταν έχουμε φωτόνια τα οποία κινούνται στο πεδίο αυτών των δυο μελανών οπών οι τροχιές τους είναι εντελώς χαστικές. Μ' αυτό εννοώ το εξής: Αν έχω μια δέσμη φωτονίων που έρχονται από το άπειρο (Σχ.9) και πλησιάζουν τις δυο μελανές οπές, έχουμε τροχιές που μοιάζουν με υπερβολές. Τα φωτόνια ξαναφεύγουν στο άπειρο ή πέφτουν μέσα στη μία μελανή οπή ή μέσα στην άλλη. Εκείνο που έχει ενδιαφέρον είναι ότι μεταξύ των τροχιών που πέφτουν μέσα στη μία



Σχήμα 9. Μια δέσμη φωτονίων που έρχεται από το άπειρο χωρίζεται σε τροχιές που φθάνουν στις μελανές οπές M_1 , ή M_2 , και σε τροχιές που φεύγουν πάλι στο άπειρο.

ή στην άλλη μελανή οπή υπάρχουν τροχιές που φεύγουν στο άπειρο, μεταξύ των τροχιών που πέφτουν στην πρώτη μελανή οπή και αυτών που φεύγουν στο άπειρο υπάρχουν τροχιές που πέφτουν στη δεύτερη μελανή οπή, κοκ. Έτσι η δέσμη φωτονίων χωρίζεται σε 3 κατηγορίες τροχιών που είναι πλεγμένες μεταξύ τους κατά ένα τρόπο πολύ περίπλοκο. Είναι αυτό που λέμε fractals στη θεωρία του χάους.

Στα παραπάνω είδαμε τις δυο ακραίες περιπτώσεις, την εντελώς χαστική και την εντελώς οργανωμένη περίπτωση. Θα εξετάσουμε τώρα τους διάφορους τρόπους που μπορούμε να πάμε από την οργάνωση στο χάος. Θα αναφερθώ κυρίως σε συντηρητικά δυναμικά συστήματα, δηλαδή συστήματα που χαρακτηρίζονται από ένα δυναμικό ανεξάρτητο του χρόνου.

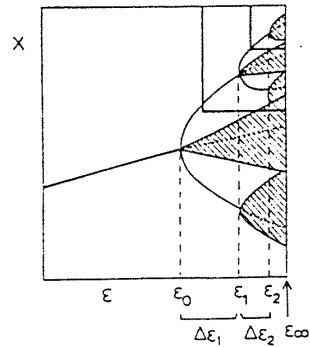
Η πρώτη οδός για το χάος είναι οι άπειρες διακλαδώσεις περιοδικών τροχιών που διπλασιάζουν την περίοδο. Αν θεωρήσουμε την απόσταση μιας τροχιάς π.χ. από το κέντρο του γαλαξία σαν συνάρτηση της ενέργειας, έχουμε μια καμπύλη που καλείται χαρακτηριστική (Σχ.10). Σε κάθε τιμή της ενέργειας αντιστοιχεί και μια ορισμένη απόσταση για την περιοδική τροχιά αυτής της οικογένειας.

Αυτές οι τροχιές, που πλησιάζουν περίπου τις κυκλικές στην περίπτωση του γαλαξία, είναι ευσταθείς για μικρές ενέργειες, ενώ για μεγαλύτερες ενέργειες γίνονται ασταθείς (Σχ.

10). Την στιγμή που αλλάζει η ευστάθεια δημιουργείται μια τροχιά διπλής περιόδου, που κλείνει δηλαδή ύστερα από δυο περιστροφές. Αυτή η διακλαδιζόμενη οικογένεια είναι αρχικά ευσταθής, για ακόμη μεγαλύτερη ενέργεια γίνεται ασταθής και έχουμε μια νέα διακλάδωση περιόδου 4, μετά μια άλλη διακλάδωση περιόδου 8, κ.ο.κ. Τα διαστήματα ενέργειας μεταξύ διαδοχικών διακλαδώσεων ακολουθούν ένα ορισμένο νόμο, μικραίνουν δηλαδή περίπου κατά γεωμετρική πρόοδο, έτσι ώστε ο λόγος $\Delta E_n / \Delta E_{n+1}$ να τείνει σε κάποιο σταθερό λόγο, που στα μη συντηρητικά συστήματα είναι $\delta = 4.67$. Ο αριθμός $\delta = 4.67$ είναι ένας παγκόσμιος αριθμός ώστε σε οποιοδήποτε σχεδόν σύστημα κάνουμε τις μελέτες μας βρίσκουμε τελικά τον ίδιο αριθμό. Η παγκόσμια αυτή σταθερά βρέθηκε από τον Feigenbaum(1978) και ανεξάρτητα από τους Couillet and Tresser(1978). Εκεί που αρχίζει το χάος έχουμε άπειρο αριθμό διακλαδώσεων που είναι όλες ασταθείς.

Στη περίπτωση συντηρητικών συστημάτων, όπως σε ένα γαλαξία, οι Benettin, Cercignani, Galgani και Giorgilli (1980) βρήκαν ένα διαφορετικό παγκόσμιο αριθμό 8.72 και παρόμοια φαινόμενα άπειρων διακλαδώσεων. Το 1980 μελετήσαμε με τον κ. Ζηκίδη (Contopoulos and Zikides 1980) ένα άλλο φαινόμενο διακλαδώσεων, και συγκεκριμένα άπειρες διακλαδώσεις από την ίδια οικογένεια τροχιών και όχι κάθε φορά από την διακλαδιζόμενη οικογένεια (Σχ.11). Η οικογένεια που μελετήσαμε γίνεται διαδοχικά ευσταθής, ασταθής, ευσταθής, κ.ο.κ. και έχουμε απειρία διακλαδώσεων οικογενειών τροχιών της ίδιας περιόδου. Σ' αυτή την περίπτωση ο λόγος δ μεταξύ διαστημάτων μεταξύ διακλαδώσεων είναι $\delta = 9.22$. Ο λόγος δεν είναι παγκόσμιος αλλά εξαρτάται από το δυναμικό και στη συγκεκριμένη περίπτωση βρέθηκε από τον Heggie (1985) ότι ισούται με $\delta = \exp(\pi/\sqrt{2})$. Δεν θα μπορούσε εύκολα να μαντέψει κανείς αυτόν τον αριθμό ο οποίος αποδείχθηκε θεωρητικά, αλλά αριθμητικά ισούται με 9.22.

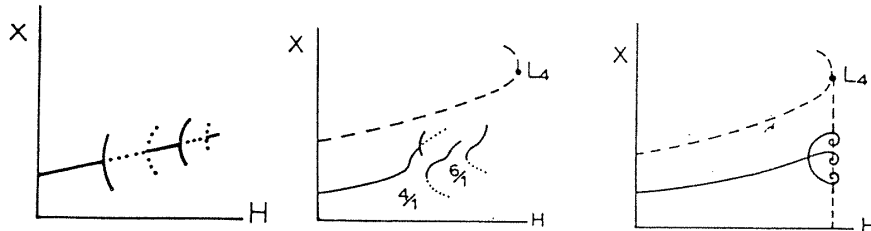
Υπάρχουν και άλλοι τρόποι που μας οδηγούν στο χάος, όπως άπειρα χάσματα που παρατηρούνται στις οικογένειες περιοδικών τροχιών σε γαλαξίες (Σχ.12). Οι οικογένειες σχηματίζουν χάσματα όταν υπάρχει ένας συντονισμός 4/1,



Σχ.10. Άπειρες διαδοχικές διακλαδώσεις τροχιών που οδηγούν σε χάος μεγάλης έκτασης.
 (—) Χαρακτηριστικές ευσταθών τροχιών.
 (.....) Χαρακτηριστικές ασταθών τροχιών.
 Η γραμμοσκίαση δείχνει περιοχές χάους.

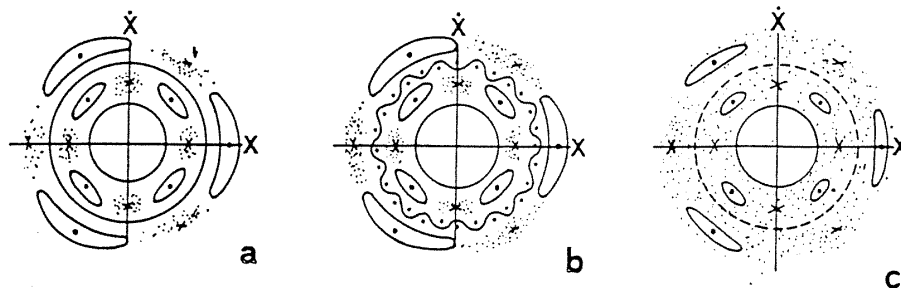
6/1, κτλ. Στον συντονισμό 4/1 οι τροχιές είναι περίπου σαν τετράγωνα, στον συντονισμό 6/1 οι τροχιές είναι σαν εξάγωνα κ.ο.κ. Σ' αυτή την περίπτωση έχουμε δημιουργία ασταθών περιοδικών τροχιών και επομένως δημιουργία χάους.

Άλλη περίπτωση είναι εκείνη που έχουμε άπειρες σπείρες (Pinotsis 1991) και αυτή παρατηρείται κοντά στα σημεία ισορροπίας του Lagrange L_4 , L_5 . Σ' αυτή την περιοχή παρουσιάζονται άπειρες σπείρες που οδηγούν στο χάος (Σχ.13).



Σχήμα 11. Άπειρες διακλαδώσεις Σχήμα 12. Άπειρα χάσματα. Σχήμα 13. Άπειρες σπείρες. από την ίδια οικογένεια τροχιών.

Ένας άλλος τρόπος που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη της μεταβάσεως στο χάος είναι με την παρακολούθηση της εξελίξεως των ομαλών τροχιών (που στο χώρο των φάσεων βρίσκονται στην επιφάνεια ενός δακτύλιου) καθώς η ενέργεια αυξάνει. Οι τροχιές πάνω στο δακτύλιο ακολουθούν δύο συχνότητες ω_1 και ω_2 , γύρω από το κέντρο και γύρω από το δακτύλιο. Αν πάρουμε μια τομή αυτού του δακτύλιου με ένα επίπεδο (αυτό λέγεται επιφάνεια τομής Poincaré), βρίσκουμε καμπύλες που λέγονται αμετάβλητες καμπύλες (Σχ.14α). Ανάμεσα σ' αυτές τις καμπύλες υπάρχουν και μικρές χαοτικές περιοχές. Αν υπάρχει λίγο χάος μέσα σ' αυτό το δακτύλιο, αυτό δεν μπορεί να οδηγήσει τις τροχιές έξω από το δακτύλιο.



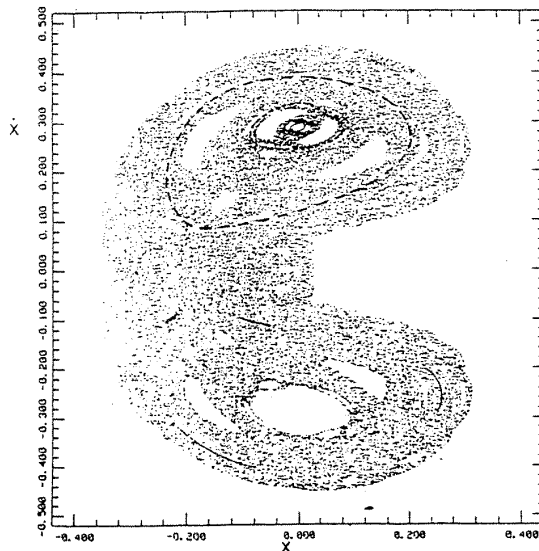
Σχήμα 14a,b,c. Καταστροφή των KAM δακτυλίων και δημιουργία μεγάλου βαθμού χάους.

Στην περίπτωση που το σύστημα είναι κοντά σ' ένα ολοκληρώσιμο σύστημα υπάρχουν δακτύλιοι KAM (από τους Kolmogorof, Arnold και Moser, που απέδειξαν μαθηματικά την ύπαρξή τους). Όταν όμως η διαταραχή μεγαλώσει, δηλαδή το σύστημα αλλάξει πολύ εν σχέσει με το ολοκληρώσιμο σύστημα, δημιουργούνται

οπές πάνω σ' αυτό το δακτύλιο και τότε έχουμε ένα cantorinus δηλαδή ένα δακτύλιο (torus) με άπειρες οπές που αποτελούν σύνολα Cantor (Σχ.14c). Ο cantorinus δημιουργείται όταν ο δακτύλιος KAM αποκτήσει πτυχώσεις στην επιφάνειά του (Σχ.14b), οι οποίες γίνονται πυκνές, δηλαδή υπάρχουν άπειρες πτυχώσεις σε κάθε μικρό διάστημα. Ο Greene (1969) διατύπωσε την εικασία ότι η καταστροφή του τελευταίου δακτυλίου KAM οφείλεται στο ότι όλες οι περιοδικές τροχιές κοντά σ' αυτόν (μέσα και έξω από αυτόν) γίνονται ασταθείς. Η εικασία του Greene έχει επιβεβαιωθεί πλήρως τα τελευταία χρόνια.

Όταν για πρώτη φορά διατυπώθηκε η θεωρία των KAM ο Hénon είχε προσπαθήσει να βρει πότε γίνεται η μετάβαση στο χάος και βρήκε ένα πολύ μικρό αριθμό $\varepsilon \approx 10^{-30}$. Αλλά τα τελευταία χρόνια δύο μαθητές του Moser βρήκαν σε μια περίπτωση θεωρητικά την τιμή $\varepsilon = 0.65$, ενώ εμπειρικά ξέρουμε ότι $\varepsilon = 0.97$ δηλαδή έχουμε πλησιάσει την τιμή για την μετάβαση στο χάος.

Ένα παράδειγμα δυο cantorini δίνεται σχηματικά από μια επιφάνεια τομής Poincaré (Σχ. 15). Οι cantorini δίδονται από τις δύο διακεκομμένες γραμμές. Όταν η διαταραχή του συστήματος είναι μικρή αυτές οι γραμμές είναι κλειστές καμπύλες KAM που χωρίζουν τον εσωτερικό από τον εξωτερικό χώρο. Μια τροχιά, έστω λίγο



Σχήμα 15. 50.000 τομές μιας επιφάνειας τομής Poincaré από μια τροχιά. Οι διακεκομμένες γραμμές είναι cantorini. Η τροχιά αρχίζει μέσα στον εσωτερικό cantorinus, εκεί που η πυκνότητα των σημείων είναι μεγάλη.

χαοτική, δεν μπορεί να έχει σημεία τομής και στον εσωτερικό και στον εξωτερικό χώρο. Όταν όμως η διαταραχή είναι μεγάλη, όπως στο Σχ.15, οι καμπύλες KAM έχουν οπές, δηλαδή είναι cantorini, που επιτρέπουν την επικοινωνία του εσωτερικού με τον εξωτερικό χώρο. Όμως μια τροχιά που ξεκινά κοντά στο κέντρο του εσωτερικού cantorinus, μένει πολύ χρόνο εκεί κοντά, γιατί έχει μεγάλη δυσκολία να περάσει από τις οπές του εσωτερικού cantorinus επειδή οι οπές αυτές είναι μικρές.

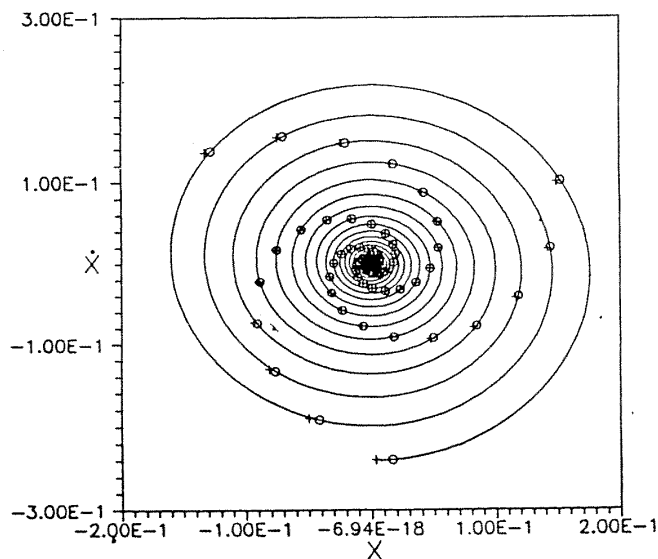
Όταν όμως περάσει έξω, τότε περνάει εύκολα και από τις σπές του εξωτερικού cantorus, που είναι μεγάλες, και γεμίζει όλο το χώρο.

Ένα ενδιαφέρον συμπέρασμα αυτών των μελετών είναι ότι και το Ηλιακό Σύστημα που εθεωρείτο μέχρι τώρα ως υπόδειγμα ενός οργανωμένου συστήματος στη πραγματικότητα είναι χαοτικό.

Έρχομαι τώρα στα συστήματα τριών βαθμών ελευθερίας. Ένα σύστημα που έχουμε μελετήσει με τον κ. Μπαρμπάνη (Contopoulos and Barbani 1989), είναι το

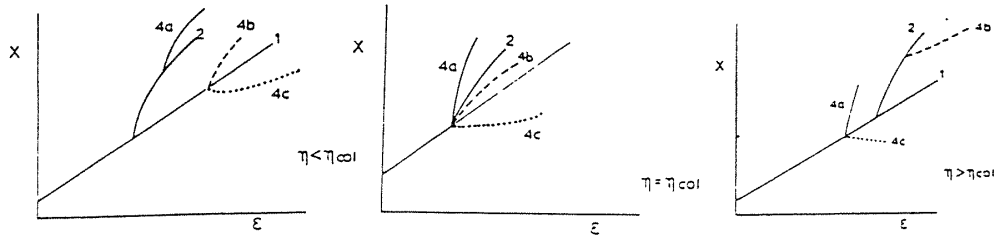
χαμιλτονιανό σύστημα $H = \frac{1}{2}(x^2 + y^2 + z^2 + Ax^2 + By^2 + Cz^2) - \varepsilon xz^2 - \eta yz^2$, ένα από

τα απλούστερα τριών βαθμών ελευθερίας. Αν δεν υπάρχουν οι διαταραχές που δημιουργούν οι όροι με το ε και το η , έχουμε τρεις αρμονικούς ταλαντωτές. Οι όροι συζευξέως δημιουργούν ένα μη ολοκληρώσιμο σύστημα στο οποίο έχουμε κανονικές κινήσεις δηλαδή περιοδικές και ημιπεριοδικές τροχιές, καθώς επίσης χαοτικές τροχιές. Σ' αυτή την περίπτωση βλέπουμε μερικά φαινόμενα που δεν υπάρχουν σε συστήματα δύο βαθμών ελευθερίας. Τέτοια φαινόμενα είναι η μιγαδική αστάθεια, η σύγκρουση διακλαδώσεων και η διάχυση Arnold. Η μιγαδική αστάθεια παρουσιάζεται όταν οι ιδιοτιμές μιας περιοδικής τροχιάς είναι μιγαδικές συζυγείς με μέτρο διάφορο της μονάδας. Τέτοιες τροχιές δημιουργούν χάος απότομα χωρίς άπειρες διακλαδώσεις όπως στις δύο διαστάσεις. Αναπτύξαμε πρόσφατα μια γραμμική θεωρία (Papadaki, Contopoulos and Polymilis 1994) που δίνει τις διαδοχικές τομές μιας επιφάνειας Poincaré από τροχιές που ξεκινούν κοντά στην περιοδική τροχιά. Τα θεωρητικά σημεία είναι πολύ κοντά προς τα σημεία που βρίσκονται με αριθμητική ολοκλήρωση όταν η απόσταση από την περιοδική τροχιά είναι μικρή (Σχ.16).



Σχήμα 16. Τα διαδοχικά σημεία τομής μιας τροχιάς, κοντά σε μιγαδικά ασταθή τροχιά, με μια επιφάνεια τομής Poincaré. (+) θεωρητικά σημεία (o) αριθμητικά σημεία.

Στο Σχήμα 17 δίνουμε ένα παράδειγμα συγκρούσεως διακλαδώσεων. Από μια οικογένεια περιοδικών τροχιών περιόδου 1 διακλαδίζεται μια οικογένεια περιόδου 2 και δυο οικογένειες περιόδου 4, ή 4a από την 2, και 4b από την 1 (Σχ.17a). Μεταβάλλοντας μια παράμετρο, π.χ. την η , φθάνουμε στη σύγκρουση, όπου όλες αυτές οι οικογένειες διακλαδίζονται από το ίδιο σημείο (Σχ.17b). Καθώς περνούμε αυτή τη τιμή της διακλάδωσης βλέπουμε ότι αλλάζει εντελώς η τοπολογία των κλάδων (Σχ.17c). Η 4a διακλαδίζεται απευθείας από την 1, η 4b από την 2. Άρα το δέντρο των διακλαδώσεων αλλάζει κλάδους. Είναι σαν οι κλάδοι αυτοί να μεταφυτεύονται από τον ένα κορμό στον άλλο.



Σχήμα 17a,b,c. Σύγκρουση διακλαδώσεων.

Θα κλείσω με την διάχυση Arnold που θεωρητικά μας λέει ότι σε συστήματα πολλών βαθμών ελευθερίας, όπου έχουμε μια απειρία από συντονισμούς, οι τροχιές που έχουν λίγο χάος θα αλλάζουν βαθμιαία τη θέση τους έτσι ώστε να συναντήσουν άλλους συντονισμούς. Μ' αυτό τον τρόπο πηγαίνουν σχεδόν παντού στο χώρο των φάσεων, με μια διάχυση που επιτρέπει στο σύστημα να αλλάξει πάρα πολύ. Π.χ. το Ηλιακό Σύστημα μπορεί ν' αλλάξει σημαντικά σε μεγάλα χρονικά διαστήματα κα τελικά να διαλυθεί. Έτσι η Σελήνη που έχει μια κίνηση λίγο χασοτική, μπορεί να απομακρυνθεί λόγω των παρέλξεων των άλλων πλανητών και να φύγει τελικά από τη Γη. Αλλά το πρόβλημα που αντιμετωπίζουμε σ' αυτή την περίπτωση είναι πόσος χρόνος απαιτείται για να γίνει αυτή η διάλυση. Στα προβλήματα της δυναμικής γαλαξιών ο χρόνος που απαιτείται είναι χιλιάδες και εκατομμύρια φορές η ηλικία του Σύμπαντος. Επομένως η διάχυση Arnold σε ορισμένα τουλάχιστον προβλήματα δεν έχει πρακτικό αποτέλεσμα.

Στη γενική περίπτωση οι τροχιές γεμίζουν ορισμένους χώρους που έχουν την μορφή fractals. Αν έχουμε μια τροχιά κλειστή π.χ. ένα κύκλο, αυτή έχει διάσταση 1, αν έχουμε μια καμπύλη Lissajous που γεμίζει ένα παραλληλόγραμμο, αυτή, έχει διάσταση 2. Εν γένει όμως η διάσταση μιας επίπεδης τροχιάς δεν είναι ούτε ένα ούτε δύο, αλλά κάτι ενδιάμεσο. Αυτό γίνεται, π.χ. όταν έχουμε συστήματα όπου το αρχικό σχήμα επαναλαμβάνεται σε διαρκώς μικρότερη κλίμακα. Αυτή ακριβώς η δομή που έχει διαστάσεις ανάμεσα στο ένα και δύο είναι μια δομή fractal.

Το βασικό είναι ότι τα συστήματα που μελετούμε, όπως το Ηλιακό Σύστημα, οι γαλαξίες, κλπ, έχουν λιγότερο ή περισσότερο μια τέτοια δομή fractal. Αυτό είναι ένα θέμα που απασχολεί σήμερα τη Δυναμική Αστρονομία, και ασφαλώς θα την απασχολήσει ακόμη περισσότερο στις επόμενες δεκαετίες.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Benettin, G., Cercignani, C., Galgani, L. and Giorgilli, A.: 1980, *Lett. Nuovo Cim.*, **29**, 1.
- Contopoulos, G.: 1958, *Stockholms Obs. Ann.*, **20**, No 5.
- Contopoulos, G.: 1990, *Proc. Roy. Soc.*, **431**, 183.
- Contopoulos, G. and Barbanis, B.: 1989, *A&A*, **227**, 329.
- Contopoulos, G. and Vandervoort, P.: 1992, *Ap. J.*, **389**, 118.
- Contopoulos, G. and Zikides, M.: 1980, *A&A*, **90**, 198.
- Coulet, P. and Tresser, C.: 1978 *J. de Physique*, **39**, C5.
- Feigenbaum, M.: 1978, *J. Stat. Phys.*, **19**, 25.
- Greene, J.M.: 1969, *J.Math. Phys.*, **20**, 1183.
- Heggie, D.C.: 1985, *Celest. Mech.*, **35**, 357.
- Papadaki, H., Contopoulos, G. and Polymilis, C.: 1994, In Roy, A. (ed) "From Newton to Chaos", Kluwer, Dordrecht (in press).
- Patsis, P., Contopoulos, G. and Grosbøl, P.: 1991, *A&A*, **243**, 373.
- Pinotsis, A.: 1991, In Roy, A., (ed) "Long Term Behaviour of Natural and Artificial N-body Systems", Kluwer, Dordrecht, p.465.

DYNAMICAL MASS IN THE UNIVERSE

Yervant Terzian
Professor of Astronomy, Cornell University,
National Astronomy and Ionosphere Center, Ithaca, NY 14853, USA.

1. Cosmology and the Big Bang theory

It is indeed surprising that astronomers and physicists have been able to describe the universe in a somewhat coherent evolutionary progression though probably ~90% of the mass in the universe remains unknown to us. The predominant physical theory of cosmology of the day is the Big Bang, which assumes a primordial fireball explosion for the beginning of the universe some 15 to 20 billion years ago. This model begins with a very compact high density and high temperature expanding system. After billions of years, the current luminous mean density of the universe is measured to be $\sim 10^{-31}$ gm/cm³ and the ambient radiation temperature in space is ~3K. It is thought that modern particle physics and cosmology can approximately describe the cosmic evolution from ~1 sec after the Big Bang to the present time. The major epochs in this evolution seem to be

| <u>TIME</u> | <u>TEMPERATURE</u> | <u>STATE OF THE UNIVERSE</u> |
|---------------------------|------------------------|--|
| $\sim 10^{-4}$ sec | $\sim 10^{12}$ K | Elementary particles, e, e ⁺ , p, n, photons. |
| 10^2 - 10^3 sec | $\sim 10^9$ - 10^8 K | Nucleosynthesis, deuterium, helium, lithium. |
| 10^5 yrs | $\sim 3 \times 10^3$ K | Neutral H, He. Photons uncouple from matter. |
| $\sim 10^8$ yrs | ~ 10 K | Gravitational instabilities and galaxy formation. |
| $\sim 15 \times 10^9$ yrs | ~ 3 K | Galaxies, stars, planets, intelligent life. |

The Big Bang Theory of cosmic evolution enjoys significant observational support and no other physical theory comes close in explaining the observations (see Peebles, et al. 1991). The major observational facts which support the theory are as follows:

The universe is expanding (Hubble's Law).

- There is a blackbody 2.7 K background remnant radiation from the "primordial fireball".
- There are small fluctuations in the background radiation indicating the seeds of clusters of galaxies.
- The He and D abundances fit the predicted values derived from a hot Big Bang.
- The ages of the oldest stars agree with the age of the expanding universe.
- The observed overall isotropy and homogeneity of the universe is consistent with the Big Bang.

Using Hubble's expansion law relating the velocity v of expansion with distance D we have

$$v = HD$$

where H is the Hubble constant describing the rate of the expansion. The precise value of H is not well determined but it is in the range between 40 and 90 km/sec/-Mpc. We can approximate the age of the Big Bang as

$$t = H^{-1}$$

which gives an indicative age of $\sim 15 \times 10^9$ years.

It should be emphasized that many of the detailed evolutionary steps are not well understood, and most importantly, the era of galaxy formation is still not well founded. It is however hard to imagine that during the era of galaxy formation *all* the primordial matter went into forming galaxies with high efficiency. Remnant intergalactic matter from the primordial material probably still exists. This however is a very important consideration since the ultimate fate of the universe may depend on how much matter exists in intergalactic space.

2. The missing mass problem

To try and explain cosmic evolution having a knowledge of only $\sim 10\%$ of the mass of the universes is risky at best, and hence no one should be surprised if our current theories undergo drastic transformations. Indeed for several decades the laws of physics as applied to the observed motions of stars and galaxies indicate that there is much more mass than can be accounted for. Newtonian physics for stable gravitating systems in circular motion show that

$$m\alpha = \frac{mV^2}{R} = \frac{GMm}{R^2}$$

or

$$M = \frac{RV^2}{G}$$

Here m is the mass of a particle at radius R and a is its acceleration, V is its velocity of rotation, and M is the mass interior to the particle's position. This well known relation, named the Virial Theorem, when applied to galaxies and clusters of galaxies shows that the derived virial mass is always larger than the observed mass of the system indicating the presence of significant unseen dark matter.

For single galaxies the observed flat rotation curves indicate substantial dark matter most of which probably is distributed in the halos of the galaxies. Fig. 1, from Begeman et al. (1991) shows one example of an observed flat rotation curve for the Sc galaxy NGC 6503. The flat rotation curve can be understood if one assumes the existence of a dark halo in addition to the visible matter. Velocity dispersions of galaxies in clusters indicate that a much larger fraction of the mass is dark. Adopting convenient units of one solar luminosity L and one solar mass M then for the sun $M/L=1$. In these units the solar neighborhood has $M/L \sim 3$ derived from stellar motions. The rotation curve of our galaxy gives $M/L \sim 20$. Small galaxy clusters show $M/L \sim 100$ and large clusters have $M/L \sim 300$ derived from the dispersion velocities of the galaxies in the clusters. If we demand a closed universe, where the expansion will eventually stop, then we need $M/L \sim 1500$ for the whole universe. It appears that as we consider larger and larger entities, the M/L ratio keeps increasing. A detailed review on dark matter in galaxies has been given by Ashman (1992), and a more general review on dark matter by Tremaine (1992).

Even as close to the sun as a few parsecs, Tremaine (1992) shows that:

- within 5 pc of the sun there are 61 stars
or 0.12 stars/pc³
- between 5 and 10 pc there are 239 stars
or 0.065 stars/pc³

indicating perhaps undetected faint stars as close to us as 10pc.

Concerning the entire universe cosmologists define a density parameter Ω that determines the fate of the expanding universe. This parameter is

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$$

where ρ is the observable mean density of the universe and ρ_c is the "critical" density, that is the density required for the expansion to stop due to the attractive gravity of matter ("closure" density $\rho_c = 3H^2/8\pi G$). Hence

- $\Omega > 1$; $\rho > \rho_c$ Closed universe. Future Collapse.
- $\Omega < 1$; $\rho < \rho_c$ Open universe. Future Expansion.

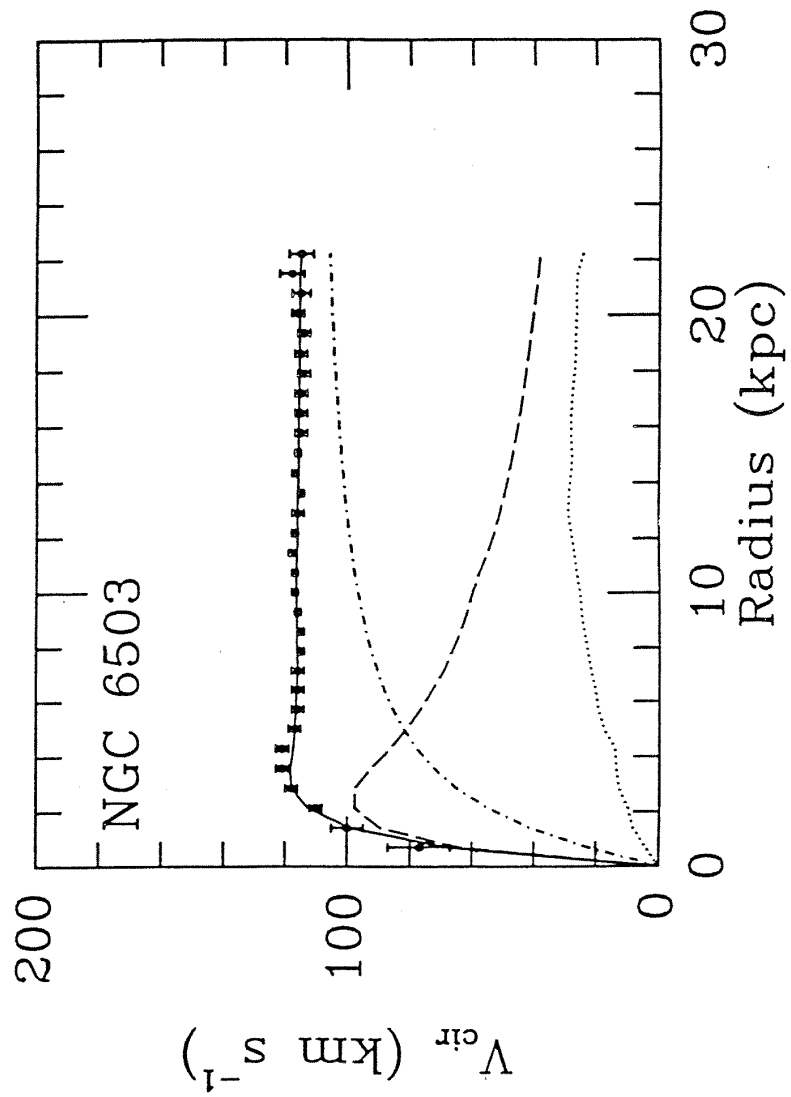


Figure 1. The observed rotation curve of NGC 6503 (Begeman, et. al 1991) and its contributing components. The dashed curve is for the visible light, the dotted curve is for the gas, and the dash-dot curve is for the dark halo.

The luminous matter in galaxies give

$$\rho = 10^{-31} \text{ gm/cm}^3$$

and for $H = 100 \text{ km/sec/Mpc}$ we have

$$\rho_C = 10^{-29} \text{ gm/cm}^3$$

hence

$$\Omega = 0.01$$

indicating an "open" universe. To just close the universe we need $\Omega = 1$. Can the dark, hidden matter provide the necessary mass to close the universe?

Considerations of the early Big Bang nucleosynthesis of deuterium, helium and lithium indicate that $0.02 \leq \Omega \leq 0.03$. Hence if the universe is indeed closed it may be that most of the matter is not baryonic. In such a case the "cold dark matter" may be in the form of weakly interacting massive particles hypothetically termed as "axions", or the "hot dark matter" composed of massive black holes, or in extremely large numbers of undetectable brown dwarf stars or Jupiter size objects.

3. Searching for the missing mass

The missing mass problem was well defined by F. Zwicky (1937) with his pioneering work on the dispersion velocities of galaxies in large clusters. It was evident that if clusters were gravitationally stable systems then more than half of the dynamical mass of the clusters was not emitting visible light. Early searches to detect intergalactic dust by assessing the relative reddening of distant galaxies showed no such effect, and the absence of many intergalactic absorption lines indicated that the missing mass is not in the form of gas filling the intergalactic voids. More recent investigations also show no broad Lyman α intergalactic absorption lines, but only narrow "forest" lines in the direction of quasars. In addition very little intergalactic neutral hydrogen has been detected at wavelength of 21 cm (Schneider and Terzian, 1984).

Figure 2 (Schneider, et al. 1989) shows an anomalous cloud of neutral hydrogen gas detected at wavelength of 21 cm which was discovered by accident in the M96 Leo group of galaxies. These observations were made with the Arecibo 305-meter radio telescope. No direct connections have been observed between this cloud and the Leo group of galaxies, although the cloud and the galaxies are at about the same redshift of about 1000 km/sec. The largest extent of the cloud is ~500 kpc and contains a detected neutral hydrogen mass of a few $10^9 M_{\odot}$. Even though the column density of HI is $\sim 7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, this cloud has the lowest mean particle density ever detected which is as low as $\sim 10^{-4} \text{ HI cm}^{-3}$. No x-ray, optical, infrared or radio continuum emission has been detected from this cloud and it is thought of being a primordial remnant which may eventually collapse to form small galaxies. The Leo cloud provides a most interesting discovery, however such clouds

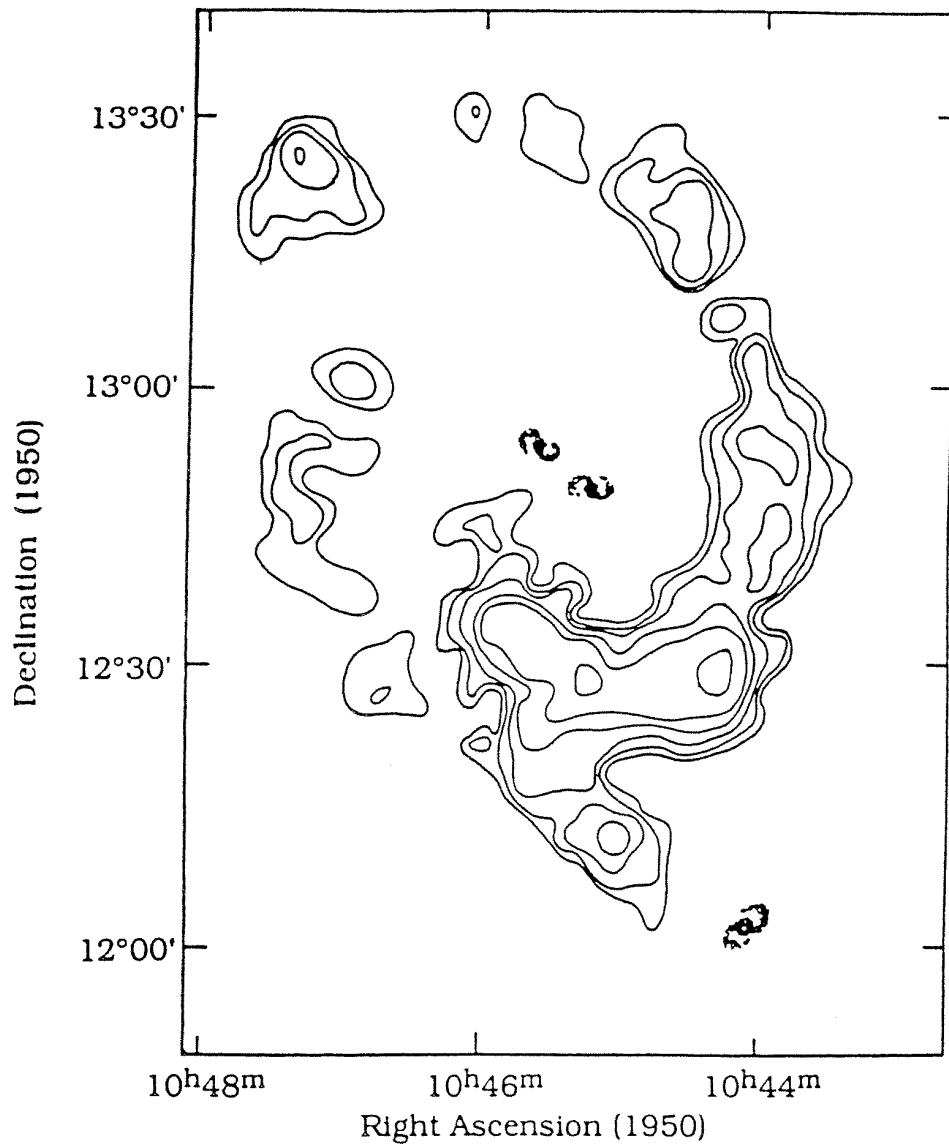


Figure 2. The HI intergalactic cloud in Leo.

do not seem to be abundant in the intergalactic space and hence do not contribute significantly to the missing mass problem.

In the cases where additional matter has been detected, the total amounts contribute only a few percent of the dynamically needed missing mass. Such cases include intergalactic debris from galaxies in collision in the form of tails, bridges, plumes, etc.; the very hot ionized gas emitting x-rays found in the intracluster regions of clusters of galaxies; and the synchrotron emitting gas of high energy particles from radio galaxies showing jets and lobes.

Where is the missing mass? One could suggest that since we have not found it, it does not exist -- there is no missing mass, and hence dynamical systems are unstable and we live in an "open universe". Or, as Milgrom (1983) has suggested, the laws of physics (gravity) may not be valid at large distances. If the above two possibilities are ignored, then the missing mass must exist in a state very difficult to detect, such as black holes, cold stellar remnants, and massive neutrinos. It appears that physics, astronomy, and cosmology may be severely affected by what we eventually find out about the nature of the missing mass problem.

Concerning the "local" missing mass, that is the mass required to explain the observed flat rotation curves of galaxies, including the Milky Way, searches have concentrated in detecting brown dwarf stars in the galactic halo. A very large number of such objects may indeed provide the hidden mass. Such objects would have very low temperatures and luminosities and, if they exist, they could have remained undetected. However a very recent project to detect massive compact halo objects (MACHO) due to gravitational microlensing effects have shown some preliminary success (Alcock, et al. 1993; Udalski, et al. 1993). These searches concentrate in monitoring the brightness of millions of background stars in the directions of the Large Magellanic Cloud and the Galactic Bulge. Gravitational microlensing by dark halo objects, if they exist, is expected to result in the symmetrical brightening of the background star depending on the line of sight geometry. Two such events have now been observed and the galactic missing mass may perhaps be in compact halo objects.

4. Dynamical mass from binary galaxies

In principle the dynamics of bound pairs of galaxies may indicate the total mass of the galaxies including the mass in extended halos. Such estimates are rather uncertain, but attempts have been made to define adequate selection criteria to identify binary galaxies (Schneider, et al. 1986; Chengalur, et. al. 1993) and to measure systemic velocities with high accuracies using the neutral hydrogen emission line at 21 cm wavelength. Such studies indicate M/L for spiral galaxy pairs of ~ 50 with a significant range. In comparison, clusters of galaxies like the Coma cluster, indicate $M/L \sim 300$ derived from the line of sight velocity dispersion of the member galaxies.

5. Conclusions

One of the most important current astrophysical topics is the possible existence and nature of the dynamically indicated dark matter in the universe. If such matter exists, it makes up ~90% of the mass of the universe. Hence its nature and distribution could have significant consequences to cosmological models.

Acknowledgements

This work was supported in part by the National Astronomy and Ionosphere Center, which is operated by Cornell University under a cooperative agreement with the U.S. National Science Foundation.

REFERENCES

- Alcock, C., et al.: 1993, *Nature*, **365**, 621.
Asham, K.M.: 1992, *Pub.Astron.Soc.Pacific*, **104**, 1109.
Begeman, K.G., Broeils, A.H., and Sanders, R.H.: 1991, *M.N.R.A.S.*, **24**, 523.
Chengalur, J., Salpeter, E.E. and Terzian, Y.: 1993, *Ap. J.*, **419**, 30-46.
Milgrom, M.: 1983, *Ap. J.*, **270**, 365.
Peebles, P.J. E., Schramm, d.N., Turner, E.L., and Kron, r.G.: 1991, *Nature*, **356**, 769.
Schneider, S., and Terzian, Y.: 1984, *American Scientist*, Nov/Dec., 574.
Schneider, S., Helou, G., Salpeter, e.E., and Terzian, Y.: 1986, *Astron. J.*, **92**, 742.
Schneider, S., et al.: 1989, *Astron. J.*, **97**, 666.
Tremaine, S.: 1992, *Physics Today*, **45**, 28.
Udalski, A., et al.: 1993, *Acta Astronomica*, **43**, 289.
Zwicky, F.: 1937, *Ap. J.*, **86**, 217.

ΟΙ ΤΕΛΕΥΤΑΙΕΣ ΕΞΕΛΙΞΕΙΣ ΣΤΟΝ ΤΟΜΕΑ ΤΗΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΙΑΚΗΣ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ

Λυσίμαχος Ν. Μαυρίδης
Καθηγητής του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης
Αντεπιστέλλον Μέλος της Ακαδημίας Αθηνών
και της Ακαδημίας των Επιστημών της Αιδελβέργης

Η Παρατηρησιακή Αστρονομία έχει να επιδείξει σημαντικότερες προόδους κατά τις τελευταίες δεκαετίες.

Έχουμε κατ'αρχήν την ανάπτυξη της Ραδιοαστρονομίας που μας επέτρεψε να έχουμε στη διάθεση μας εκτός από το οπτικό παράθυρο και το ραδιοπαράθυρο της γήινης ατμόσφαιρας για τη μελέτη των ουράνιων σωμάτων.

Στη συνέχεια έχουμε τη χρησιμοποίηση των αεροστάτων και των πυραύλων για την εκτέλεση αστρονομικών παρατηρήσεων από μεγαλύτερα ύψη εντός της γήινης ατμόσφαιρας.

Το αποφασιστικό όμως βήμα στον τομέα της εξερευνήσεως του Σύμπαντος έγινε ασφαλώς με την εκτόξευση των τεχνητών δορυφόρων της Γης και των διαστημοπλοίων. Με τον τρόπο αυτόν, άρχισε μια νέα εποχή για την Παρατηρησιακή Αστρονομία, η εποχή της Αστρονομίας από το Διάστημα. Ολόκληρο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα είναι πλέον στη διάθεση των αστρονόμων για να αντλήσουν πληροφορίες για το Μυστηριώδες Σύμπαν που μας περιβάλλει.

Στα πλαίσια της Αστρονομίας από το Διάστημα αναπτύσσονται, παράλληλα προς την Οπτική Αστρονομία και την Ραδιοαστρονομία, νέοι σημαντικοί κλάδοι της Παρατηρησιακής Αστρονομίας, όπως είναι :

- η Αστρονομία με τη βοήθεια της κοσμικής ακτινοβολίας,
- η Αστρονομία με τη βοήθεια των ακτίνων γ ,
- η Αστρονομία με τη βοήθεια των ακτίνων Χ,
- η Αστρονομία με τη βοήθεια των υπεριωδών ακτίνων,
- η Αστρονομία με τη βοήθεια των μικροκυμάτων κλπ.

Παράλληλα, αυξάνεται σημαντικά και η ευκρίνεια των αστρονομικών ειδώλων που πέρνομε με τα όργανα που ευρίσκονται μέσα στους δορυφόρους και τα διαστημόπλοια.

Αναφέρεται συχνά ότι κατά τις τελευταίες δεκαετίες η συλλογική γνώση της ανθρωπότητας στους διάφορους τομείς της επιστήμης και της τεχνολογίας σχεδόν διπλασιάστηκε. Αυτό ισχύει κατ'εξοχήν για την Παρατηρησιακή Αστρονομία.

Δεν είναι δυνατόν να περιγράψουμε λεπτομερώς όλες τις πρόσφατες προόδους της Παρατηρησιακής Αστρονομίας στα πλαίσια της παρούσας ομιλίας. Γιαυτό περιοριζόμεθα σε απλή απαρίθμηση μερικών μόνον από τους κύριους σταθμούς της θριαμβευτικής αυτής πορείας :

1) Η εκτόξευση του τεχνητού δορυφόρου IUE, που είναι ένας από τους πιο επιτυχημένους αστρονομικούς δορυφόρους και εκτελεί παρατηρήσεις στη υπεριώδη περιοχή του φάσματος.

2) Η εκτόξευση του τεχνητού δορυφόρου EXOSAT, που εκτελεί παρατηρήσεις στην περιοχή των ακτίνων Χ.

3) Η εκτόξευση του τεχνητού δορυφόρου GIOTTO, που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη του κομήτη του Halley κατά το 1986 και αργότερα του κομήτη Grigg-Skjellerum.

4) Η εκτόξευση του τεχνητού δορυφόρου ULYSSES, που μας παρέχει πολύτιμες πληροφορίες για τα συμβαίνοντα στον πλανήτη Δία και στις περιοχές που βρίσκονται επάνω από τους πόλους του Ηλίου.

5) Η εκτόξευση του τεχνητού δορυφόρου HIPPARCOS. Παρά την ατυχία που σημειώθηκε κατά την εκτόξευσή του, ο δορυφόρος αυτός μας δίδει πολυτιμότερες πληροφορίες αστρομετρικού κυρίως ενδιαφέροντος.

6) Η μέγιστη όμως προσφορά της Έρευνας του Διαστήματος στον τομέα της Παρατηρησιακής Αστρονομίας είναι ασφαλώς η εκτόξευση την 24/4/1990 του Τηλεσκοπίου του Διαστήματος (Hubble Space Telescope). Παρά τις ατέλειες που διαπιστώθηκαν στη λειτουργία του μετά την εκτόξευσή του, το τηλεσκόπιο αυτό διαμέτρου 2.4 μ. μας επέτρεψε να συλλέξουμε πολυτιμότερες νέες παρατηρήσεις για πολλές κατηγορίες ουράνιων σωμάτων. Είναι δε βέβαιο ότι η συμβολή του αυτή θα γίνει ακόμα μεγαλύτερη μετά την προγραμματισμένη επισκευή του από αστροναύτες που θα το επισκεφθούν στα τέλη του 1993.

7) Εκτός από τους πολυάριθμους αστρονομικούς δορυφόρους που έχουν ήδη εκτοξευθεί, από τους οποίους μερικοί μόνον αναφέρθηκαν ανωτέρω, υπάρχουν προωθημένα σχέδια για την εκτόξευση και πολλών άλλων σημαντικών αστρονομικών δορυφόρων στο εγγύς μέλλον, όπως είναι λ.χ. οι δορυφόροι ISA/Infrared Space Observatory, SOHO/Solar and Heliosphere Observatory, CASSINI/HUYGENS κλπ.

Παράλληλα με την χρησιμοποίηση αστρονομικών οργάνων τοποθετημένων μέσα σε τεχνητούς δορυφόρους της Γης και διαστημόπλοια για την εκτέλεση αστρονομικών παρατηρήσεων από το διάστημα, σημειώθηκαν κατά τις τελευταίες δεκαετίες σημαντικές πρόοδοι και στον τομέα της εκτελέσεως αστρονομικών παρατηρήσεων από την επιφάνεια της Γης. Και στον τομέα αυτόν περιοριζόμαστε σε απλή απαρίθμηση μερικών μόνον από τους μεγάλους σταθμούς :

1) Η ίδρυση το 1962 και η επιτυχής έκτοτε λειτουργία του European Southern Observatory (E.S.O.) στη Χιλή. Μερικά από τα σημαντικότερα όργανα που ευρίσκονται ήδη σε λειτουργία ή σε φάση σχεδιασμού ή κατασκευής για το E.S.O. είναι το τηλεσκόπιο των 3.6 μ., το τηλεσκόπιο νέας τεχνολογίας των 3.58 μ. (NTT), το τηλεσκόπιο των 15 μ. (submillimeter radiotelescope-SEST), το Very Large Telescope V.L.T.) των 4X8 μ. κλπ.

2) Η εγκατάσταση και λειτουργία του William Herschel Telescope των 4.2 μ. στη La Palma.

3) Η εγκατάσταση και λειτουργία του τηλεσκοπίου των 6 μ. στον Καύκασο.

4) Η κατασκευή του τηλεσκοπίου των 10 μ. της Mauna Kea.

- 5) Η κατασκευή του ιαπωνικού τηλεσκοπίου των 7.5 μ. που θα λειτουργήσει επίσης στην Mauna Kea.
- 6) Η χρήση οπτικών ινών και CCD μεγάλων διαστάσεων και μικρού θορύβου που προσφέρουν σημαντικές υπηρεσίες στη φωτομετρία και την φασματοσκοπία.
- 7) Η πλήρωση του σωλήνος των τηλεσκοπίων με ήλιο για τη βελτίωση της ποιότητας των ειδώλων και ο τηλεχειρισμός των τηλεσκοπίων για την εκτέλεση αστρονομικών παρατηρήσεων κλπ.

Παράλληλα με τις μεγάλες προόδους της Παρατηρησιακής Αστρονομίας σε παγκόσμια κλίμακα που σκιαγραφήθηκαν ανωτέρω, είχαμε και μερικές ευχάριστες εξελίξεις στον τομέα της Ελληνικής Παρατηρησιακής Αστρονομίας.

Στα επόμενα θα αναφερθούμε με μέγιστη συντομία στην ίδρυση και λειτουργία του Αστεροσκοπείου Στεφανίου, Κορινθίας, που υπάγεται στο Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης και διευθύνεται από τον παρόντα ομιλητή.

Το Αστεροσκοπείο αυτό βρίσκεται έξω από το χωριό Στεφάνι, Κορινθίας σε υψόμετρο 800 μ. Ιδρύθηκε το 1967 και στη αρχή το μόνο αστρονομικό όργανο που υπήρχε εκεί ήταν ένα κατοπτρικό τηλεσκόπιο 40 εκ., που ανήκε στο Αστεροσκοπείο του Αμβούργου, με το οποίο έγιναν φωτοηλεκτρικές παρατηρήσεις μεταβλητών αστέρων. Το 1970 εγκαταστάθηκε στο Αστεροσκοπείο Στεφανίου το κατοπτρικό τηλεσκόπιο τύπου Cassegrain των 30 ιντσών (78 εκ.) του Εργαστηρίου Γεωδαιτικής Αστρονομίας της Πολυτεχνικής Σχολής του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης.

Παράλληλα εγκαταστάθηκαν και λειτουργήσαν κατά καιρούς στο ίδιο Αστεροσκοπείο ένα Ολλανδικό κατοπτρικό τηλεσκόπιο των 40 εκ., που ανήκε στο Αστεροσκοπείο της Ουτρέχτης αλλά εχρησιμοποιείτο από όλους τους Ολλανδούς αστρονόμους, καθώς επίσης και ένας σταθμός παρακολούθησης των τεχνητών δορυφόρων της Γης, που ανήκε στο Γαλλικό Κέντρο Διαστημικών Ερευνών (C.N.E.S.).

Με τη βοήθεια του κατοπτρικού τηλεσκοπίου των 78 εκ. του Αστεροσκοπείου Στεφανίου Κορινθίας πραγματοποιήθηκαν κατά τα τελευταία 23 χρόνια συστηματικές φωτοηλεκτρικές παρατηρήσεις μεταβλητών αστέρων και, κυρίως, αστέρων εκλάμψεων, από αστρονόμους διάφορων Ελληνικών πανεπιστημίων, όπως είναι το Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, το Πανεπιστήμιο Αθηνών, το Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων και το Δημοκρίτειο Πανεπιστήμιο Θράκης. Το εξαιρετικά πλούσιο και ομογενές παρατηρησιακό υλικό που συλλέχθηκε με τις παρατηρήσεις αυτές αποτέλεσε τη βάση για μια σειρά ερευνών από τους συνεργάτες του Αστεροσκοπείου Στεφανίου, που οδήγησαν σε σημαντικά συμπεράσματα σχετικά με το φαινόμενο της αστρικής δραστηριότητας και ανέδειξαν το Αστεροσκοπείο Στεφανίου, Κορινθίας σε ένα από τα κύρια κέντρα μελέτης του φαινομένου αυτού σε παγκόσμια κλίμακα. Παράλληλα το Αστεροσκοπείο Στεφανίου, Κορινθίας συμμετέχει σε πολυάριθμα διεθνή προγράμματα ταυτοχρόνων παρατηρήσεων μεταβλητών αστέρων, κατά τη διάρκεια των οποίων γίνονται συντονισμένες παρατηρήσεις κατάλληλα επιλεγόμενων μεταβλητών αστέρων με τη βοήθεια οπτικών τηλεσκοπίων, ραδιοτηλεσκοπίων, αστρονομικών δορυφόρων κλπ.

ΧΑΟΤΙΚΕΣ ΚΙΝΗΣΕΙΣ ΣΤΟ ΗΛΙΑΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ

Ιωάννης Δ. Χατζηδημητρίου
Καθηγητής του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης,
Τμήμα Φυσικής, Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής

Από τότε που ο άνθρωπος άρχισε να παρατηρεί τον κόσμο διαπίστωσε ότι το Ηλιακό Σύστημα εξελίσσεται με ωρολογιακή ακρίβεια. Η κανονικότητα αυτή των κινήσεων κατέστησε δυνατή την πρόβλεψη των εκλείψεων ήδη από την αρχαιότητα. Αποκορύφωμα αυτής της εμπειρίας ήταν η διατύπωση από το Νεύτωνα των νόμων της κινήσεως των σωμάτων και του νόμου της παγκοσμίου έλξεως και έτσι εξηγήθηκαν οι κινήσεις των πλανητών που είχαν παρατηρηθεί από τον Κεπλερ.

Οι κινήσεις αυτές προκύπτουν από αιτιοκρατικούς νόμους, οι οποίοι διατυπώνονται υπό μορφή διαφορικών εξισώσεων, στις οποίες αντιστοιχεί μία και μοναδική λύση σε δεδομένες αρχικές συνθήκες. Δηλαδή, σε μια συγκεκριμένη αιτία αντιστοιχεί ένα και μοναδικό αποτέλεσμα, το οποίο μπορεί να προσδιορισθεί ακριβώς με υπολογισμούς. Έτσι θεωρήθηκε αυτονόητο ότι είναι δυνατό να υπολογίσουμε την τελική θέση ενός δυναμικού συστήματος, όταν γνωρίζουμε την αρχική του κατάσταση. Κατά συνέπεια, η αιτιοκρατία και η προβλεπτικότητα θεωρήθηκαν έννοιες ισοδύναμες και αυτό είχε επιπτώσεις ακόμα και στη φιλοσοφική αντίληψη του κόσμου, ενός κόσμου καθαρά μηχανιστικού, όπου τα πάντα είναι προβλέψιμα.

Εκτός από τις κανονικές κινήσεις, όπως είναι η κίνηση των πλανητών, υπάρχουν και φαινόμενα των οποίων η εξέλιξη δεν παρουσιάζει καμία κανονικότητα, όπως π.χ. η τυρβώδης κίνηση των ρευστών ή οι κινήσεις των αερίων μαζών στην ατμόσφαιρα. Τα φαινόμενα όμως αυτά ήταν στο περιθώριο της επιστήμης ως πριν λίγο καιρό, και η έμφαση ήταν στη μελέτη των κανονικών κινήσεων.

Η αληθινή φύση των δυναμικών συστημάτων άρχισε να γίνεται κατανοητή από τη δεκαετία του 60 με το θεώρημα των Kolmogorov, Arnold και Moser, γνωστό ως θεώρημα KAM, και επίσης με την ευρεία χρήση των ηλεκτρονικών υπολογιστών. Η βασική θεωρία όμως είχε ήδη προβλεφθεί από τον Poincaré στις αρχές του αιώνα. Σήμερα γνωρίζουμε ότι είναι δυνατόν να έχουμε εξαιρετικά πολύπλοκη κίνηση ακόμα και σε απλά δυναμικά συστήματα με δύο βαθμούς ελευθερίας. Οι πρώτες σχετικές εργασίες είναι του Lorentz (1963), που αναφέρονταν στη μετεωρολογία και του Hénon και Heiles (1964), που αναφέρονταν στις κινήσεις των αστερών σε ένα γαλαξία. Οι κινήσεις αυτές ονομάστηκαν *χαστικές* και η βασική τους ιδιότητα είναι ότι είναι *πολύ ευαίσθητες στις αρχικές συνθήκες*: Δύο τροχιές που ξεκινούν με αρχικές συνθήκες που ελάχιστα διαφέρουν μεταξύ τους, απομακρύνονται εκθετικά, έτσι ώστε η τελική κατάσταση να είναι τελείως διαφορετική για τις παραπάνω δύο τροχιές. Αν τώρα λάβουμε υπόψη ότι η αρχική κατάσταση ενός φυσικού συστήματος δεν μπορεί να είναι ποτέ γνωστή με απόλυτη ακρίβεια και ότι κατά τους **αριθμητικούς υπολογισμούς** υπεισέρχονται σφάλματα, μπορούμε να καταλήξουμε εύκολα στο

συμπέρασμα ότι στην περίπτωση χαοτικών κινήσεων δεν είναι δυνατό να κάνουμε προβλέψεις, έστω και αν το δυναμικό σύστημα είναι αιτιοκρατικό.

Μία μέθοδος μελέτης των δυναμικών συστημάτων είναι η μέθοδος των τομών Poincaré, όπου η εξέλιξη του δυναμικού συστήματος αντιπροσωπεύεται από μια απεικόνιση. Η μέθοδος αυτή είναι ιδιαίτερα χρήσιμη σε συστήματα με δύο βαθμούς ελευθερίας, γιατί η απεικόνιση είναι δύο διαστάσεων. Π.χ. στην κίνηση υλικού σημείου στο επίπεδο Oxy υπό την επίδραση συντηρητικών δυνάμεων, μπορούμε να ορίσουμε την επιφάνεια τομής παίρνοντας τα σημεία τομής της τροχιάς με τον άξονα Ox (δηλ. $y=0, \dot{y}>0$) για σταθερή τιμή της ενέργειας. Έτσι σε κάθε σημείο τομής έχουμε τη δυάδα (x, \dot{x}) και η τροχιά του υλικού σημείου στον τετραδιάστατο χώρο των φάσεων μπορεί να αντιπροσωπευθεί με μια διδιάστατη απεικόνιση στο χώρο $x\dot{x}$.

Είναι αξιοσημείωτο ότι στην απεικόνιση Poincaré υπάρχει σαφής διάκριση μεταξύ κανονικής και χαοτικής εξέλιξης: Στην κανονική κίνηση τα διαδοχικά σημεία της απεικόνισης κείνται σε ομαλή καμπύλη (για συστήματα με δύο βαθμούς ελευθερίας), ενώ στη χαοτική κίνηση εμφανίζονται "σκόρπια" σε περιοχή του επιπέδου. Συνήθως η τάξη και το χάος συνυπάρχουν στο ίδιο σύστημα.

Στην απεικόνιση υπάρχουν αμετάβλητα σημεία, τα οποία αντιστοιχούν σε περιοδικές κινήσεις. Η χαοτική κίνηση αρχίζει να εμφανίζεται από την περιοχή των ασταθών σημείων ισορροπίας, τα οποία αντιπροσωπεύουν ασταθείς περιοδικές κινήσεις.

Υπάρχει μια ειδική κατηγορία δυναμικών συστημάτων τα οποία ονομάζονται "ολοκληρώσιμα". Στα συστήματα αυτά δεν εμφανίζεται ποτέ χαοτική κίνηση. Δυστυχώς, στη φύση τέτοια συστήματα δεν υπάρχουν παρά μόνο ως προσέγγιση στο φυσικό σύστημα. Ένα πολύ γνωστό ολοκληρώσιμο σύστημα είναι το σύστημα των δύο σωμάτων. Ειδικότερα, στο Ηλιακό μας Σύστημα οι κινήσεις των πλανητών περιγράφονται από ένα διαταραγμένο πρόβλημα των δύο σωμάτων: Ηλιος-πλανήτης + έλξη από τους υπόλοιπους πλανήτες. Για ένα συγκεκριμένο πλανήτη η βασική δύναμη είναι η έλξη από τον Ήλιο, ενώ οι δυνάμεις που προέρχονται από όλους τους άλλους πλανήτες θεωρούνται ως μικρές διαταραχές. Έτσι, το σύστημα που μελετούμε είναι "σχεδόν ολοκληρώσιμο" και σε πολλές περιπτώσεις συμπεριφέρεται ως ολοκληρώσιμο, δηλαδή οι κινήσεις φαίνονται ως κανονικές και συνεπώς προβλέψιμες. Επειδή όμως το σύστημα είναι μη ολοκληρώσιμο, εμφανίζονται και χαοτικές κινήσεις σε ορισμένες περιπτώσεις, έστω και ύστερα από πολύ μεγάλα χρονικά διαστήματα.

Όπως αναφέραμε παραπάνω, το χάος εμφανίζεται γύρω από τα ασταθή σημεία ισορροπίας, όταν βέβαια το δυναμικό σύστημα δεν είναι ολοκληρώσιμο. Ειδικότερα, στο Ηλιακό Σύστημα αναμένεται χάος γύρω από τις ασταθείς περιοδικές κινήσεις. Οι περιοδικές αυτές κινήσεις αντιπροσωπεύουν συντονισμούς μεταξύ των συχνοτήτων των τροχιών των πλανητών γύρω από τον Ήλιο και συνεπώς εκεί θα εμφανισθεί και η χαοτική κίνηση. Αυτός είναι και ο λόγος που η ύπαρξη των συντονισμών παίζει βασικό ρόλο στη δομή του Ηλιακού Συστήματος.

Όπως αναφέραμε, το βασικό δυναμικό σύστημα στο Ηλιακό Σύστημα είναι το γνωστό πρόβλημα των δύο σωμάτων, το οποίο είναι ολοκληρώσιμο. Στο σύστημα αυτό προστίθεται η διαταραχή από τις παρέλξεις των άλλων πλανητών κ.λ.π. Επειδή

το βασικό σύστημα είναι ολοκληρώσιμο, έχουν αναπτυχθεί διάφορες προσεγγιστικές μέθοδοι για τον υπολογισμό της θέσεως των πλανητών (ή των δορυφόρων των πλανητών). Η λύση δίνεται υπό μορφή σειρών, οι οποίες θα συνέκλιναν, εάν το σύστημα ήταν ολοκληρώσιμο. Στο Ηλιακό Σύστημα όμως οι σειρές αυτές δεν συγκλίνουν (είναι ασυμπτωτικές σειρές), αλλά πάλι είναι χρήσιμες και με τη βοήθειά τους κατέστη δυνατό να υπολογισθούν με ακρίβεια οι θέσεις των πλανητών για μεγάλα χρονικά διαστήματα. Αυτό οφείλεται στο ότι το Ηλιακό Σύστημα συμπεριφέρεται ως ολοκληρώσιμο και συνεπώς οι τροχιές αυτές είναι κανονικές για μεγάλα χρονικά διαστήματα. Στην περιοχή όμως των τροχιών συντονισμού η κίνηση σε πολλές περιπτώσεις δεν είναι κανονική, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, με αποτέλεσμα οι προσεγγιστικές μέθοδοι που αναπτύχθηκαν να μην ισχύουν, δηλαδή να μην περιγράφουν σωστά τη συμπεριφορά του συστήματος. Ετσι πολλά προβλήματα στο Ηλιακό Σύστημα έμειναν άλυτα και περίμεναν τη θεωρία του χάους για να δώσει μια νέα ώθηση στην αντιμετώπισή τους. Τέτοια προβλήματα είναι η κατανομή των αστεροειδών και τα κενά Kirkwood καθώς και η προέλευση των μετεωριτών που φθάνουν στη Γη. Υπάρχει όμως και το γενικότερο πρόβλημα, κατά πόσον το Ηλιακό Σύστημα ως σύνολο είναι χαοτικό. Το θέμα αυτό σχετίζεται με τη σταθερότητα του κλίματος της Γης και ακόμα και με τη δυνατότητα εμφάνισης της ζωής, δεδομένου ότι για να αναπτυχθεί ζωή απαιτείται σταθερότητα του κλίματος για πολλά εκατομμύρια χρόνια.

Οι χαοτικές κινήσεις δεν μπορούν να μελετηθούν με τις συνήθεις μαθηματικές μεθόδους. Αυτός είναι ο λόγος που παρά τις προσπάθειες δύο και πλέον αιώνων από τους καλύτερους μαθηματικούς για τη λύση μερικών βασικών προβλημάτων της Δυναμικής, όπως το περίφημο πρόβλημα των τριών σωμάτων, τα προβλήματα αυτά εξακολουθούν να παραμένουν άλυτα. Όλες οι μαθηματικές μέθοδοι που αναπτύχθηκαν μέχρι σήμερα (Laplace, Lagrange) είναι για τη μελέτη των κανονικών κινήσεων και γι αυτό το λόγο τα αναπτύγματα σε σειρά των προσεγγιστικών μεθόδων αποκλίνουν όταν είμαστε σε χαοτική περιοχή. Οι χαοτικές τροχιές είναι τόσο πολύπλοκες που καμιά γνωστή συνάρτηση δεν μπορεί να περιγράψει.

Βασικό εργαλείο στη μελέτη των χαοτικών κινήσεων είναι οι αριθμητικοί υπολογισμοί. Με τους σύγχρονους υπερυπολογιστές κατέστη δυνατή η αριθμητική ολοκλήρωση των εξισώσεων που καθορίζουν την εξέλιξη του Ηλιακού Συστήματος για μερικές εκατοντάδες εκατομμύρια χρόνια. Επίσης, επινοήθηκαν διάφορες μέθοδοι για την κατασκευή προτύπων απεικονίσεων για τη μελέτη του Ηλιακού Συστήματος, όπως π.χ. για την κίνηση των αστεροειδών.

Θα αναφέρομε στα επόμενα μερικές περιπτώσεις όπου έχει διαπιστωθεί ύπαρξη χαοτικών κινήσεων στο Ηλιακό Σύστημα.

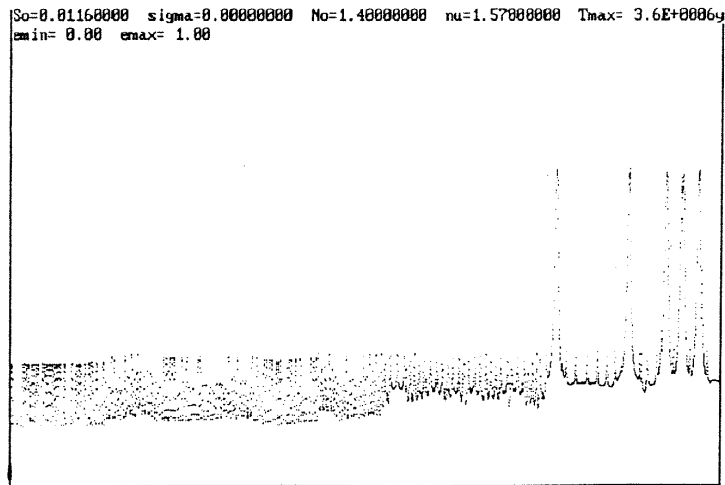
1. Κινήσεις των αστεροειδών στην περιοχή των συντονισμών

Οι αστεροειδείς είναι μικρά σώματα που κινούνται κυρίως στην περιοχή μεταξύ των τροχιών του Άρη και του Δία. Για πολλούς αστεροειδείς η τροχιά είναι σχεδόν κυκλική, ενώ υπάρχουν και αστεροειδείς με μεγάλη εκκεντρότητα. Σε κάθε αστεροειδή μπορούμε να αντιστοιχίσουμε το λόγο των συχνοτήτων $n:n'$ του

αστεροειδή και του Δία αντίστοιχα στην περιφορά τους γύρω από τον Ηλιο. Θα περίμενε κανείς μια ομοιόμορφη κατανομή των λόγων $n:n'$ στο σύνολο των αστεροειδών. Παρατηρήθηκε όμως από τον Kirkwood στα μέσα του περασμένου αιώνα, ότι υπάρχουν κενά στην κατανομή των αστεροειδών σε ορισμένες συχνότητες, τα γνωστά κενά *Kirkwood*. Τα σημαντικότερα κενά είναι στους συντονισμούς 2:1, 3:1, 7:3, 5:2. Το πρόβλημα της ερμηνείας των κενών αυτών παρέμενε άλυτο ως πριν από μερικά χρόνια και περίμενε τη θεωρία του χάους για να δώσει μια νέα ώθηση στη λύση του. Στους συντονισμούς αυτούς αντιστοιχούν ασταθείς περιοδικές κινήσεις και συνεπώς εμφανίζεται χαοτική κίνηση, όπως συμβαίνει σε κάθε μη γραμμικό δυναμικό σύστημα. Απλώς στην περίπτωση αυτή πρέπει να περιμένουμε μερικά εκατομμύρια χρόνια για να γίνουν εμφανή τα χαοτικά φαινόμενα.

Έτσι εξηγήθηκε πλήρως το κενό στο συντονισμό 3:1 (Wisdom 1985, Hadjidemetriou 1991, 1993). Αποδείχθηκε ότι η εκκεντρότητα ενός αστεροειδή παραμένει μικρή για μερικά εκατομμύρια χρόνια και ξαφνικά εκτινάσσεται σε πολύ μεγάλες τιμές (ενώ ο μεγάλος ημιάξονας, δηλαδή η ενέργειά του, δεν μεταβάλλεται αισθητά). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να γίνει πολύ επιμήκης η τροχιά του αστεροειδή, με αποτέλεσμα να πλησιάσει προς την τροχιά του Αρη και να απομακρυνθεί από την περιοχή του συντονισμού λόγω παρέλξεων από τον Αρη. Το φαινόμενο αυτό φαίνεται καθαρά στο Σχήμα 1, όπου η εκκεντρότητα του αστεροειδή είναι μικρή για τρία περίπου εκατομμύρια χρόνια και μετά παίρνει πολύ μεγάλες τιμές. Τα άλματα αυτά εμφανίζονται σε απρόβλεπτα χρονικά διαστήματα, κάτι που είναι χαρακτηριστικό των χαοτικών κινήσεων.

Με τον ίδιο τρόπο εξηγείται και η προέλευση των μετεωριτών που προσκρούουν στην ατμόσφαιρα της Γης. Η τροχιά τους είναι σχεδόν κυκλική στο διάστημα μεταξύ του Αρη και του Δία και ξαφνικά γίνεται πολύ επιμήκης (μεγάλη εκκεντρότητα) λόγω χαοτικής κίνησης και τέμνει την τροχιά της Γης.



Σχήμα 1: Χαοτική εξέλιξη της εκκεντρότητας ενός αστεροειδή στην περιοχή του συντονισμού 3:1.

2. Χασοτική κίνηση του Υπερίωνα

Ο Υπερίων είναι ένας μικρός δορυφόρος του Κρόνου με ανώμαλο σχήμα και έχει παρατηρηθεί ότι ο προσανατολισμός του άξονα περιστροφής του και η γωνιακή ταχύτητά του εκτελούν χασοτική κίνηση. Αριθμητικοί υπολογισμοί από τον Wisdom et al. (1984) δείχνουν ότι η χασοτική αυτή κίνηση είναι συνέπεια του γεγονότος ότι ο Υπερίων κινείται μεταξύ δύο συντονισμών και είναι γνωστό από την θεωρία ότι η επικάλυψη των συντονισμών είναι ένας από τους μηχανισμούς δημιουργίας χάους. Η περίπτωση του Υπερίωνα είναι η μόνη μέχρι στιγμής περίπτωση όπου έχουμε άμεση παρατήρηση χασοτικής κίνησης στο Ηλιακό σύστημα.

3. Χασοτική κίνηση ολόκληρου του Ηλιακού Συστήματος

Μέχρι το 1988 όλοι οι αριθμητικοί υπολογισμοί για την εξέλιξη του Ηλιακού Συστήματος έδειχναν ότι οι τροχιές των πλανητών είναι ημιπεριοδικές, δηλαδή κανονικές, όπως συμβαίνει σε ένα ολοκληρώσιμο σύστημα. Πρόσφατα όμως, αριθμητικοί υπολογισμοί για διακόσια εκατομμύρια χρόνια στο παρελθόν και στο μέλλον (Laskar 1990) έδειξαν ότι και το Ηλιακό Σύστημα εμφανίζει χασοτική συμπεριφορά, όπως άλλωστε αναμένεται για κάθε μη ολοκληρώσιμο δυναμικό σύστημα. Απλώς, οι προηγούμενοι υπολογισμοί ήσαν για μικρότερα χρονικά διαστήματα και τα χασοτικά φαινόμενα δεν είχαν γίνει ακόμα εμφανή.

Η χασοτική κίνηση μπορεί να εμφανισθεί είτε στην τροχιά της Γης (ή και οποιουδήποτε άλλου πλανήτη) γύρω από τον Ηλιο, είτε στον προσανατολισμό του άξονα περιστροφής του πλανήτη και τη γωνιακή του ταχύτητα. Έχει αποδειχθεί ότι μπορούμε να έχουμε ακριβείς υπολογισμούς για τις τροχιές των πλανητών για 10-20 εκατομμύρια χρόνια, διότι ακόμα τα χασοτικά φαινόμενα δεν είναι εμφανή, αλλά είναι αδύνατο να υπολογίσουμε την ακριβή θέση των πλανητών για 100 εκατομμύρια χρόνια, διότι τώρα τα χασοτικά φαινόμενα καθιστούν αδύνατο τον ακριβή υπολογισμό των τροχιών.

Οι αριθμητικοί υπολογισμοί έχουν δείξει ότι το εσωτερικό Ηλιακό Σύστημα εμφανίζει χασοτική συμπεριφορά, όσον αφορά την κίνηση του περιηλίου της Γης και του Αρη, λόγω συντονισμών που εμφανίζονται. Το αυτό ισχύει και για τους πλανήτες Ερμή, Αφροδίτη και Δία (Laskar and Froeschlé 1991). Οι συντονισμοί αυτοί είναι μεταξύ των συχνοτήτων περιστροφής των περιηλίων των πλανητών και ονομάζονται αιώνιοι συντονισμοί (secular resonances). Σημειώνουμε ότι η κίνηση του περιηλίου της Γης έχει επιπτώσεις στο κλίμα της Γης (εμφάνιση παγετώνων, κ.λ.π).

Επίσης, οι αριθμητικοί υπολογισμοί έχουν δείξει ότι η Σελήνη παίζει σταθεροποιητικό ρόλο στον προσανατολισμό του άξονα περιστροφής της Γης (Laskar and Joutel, 1993). Υπάρχει ευρεία χασοτική περιοχή, όσον αφορά την κίνηση του άξονα περιστροφής της Γης, μεταξύ 60° και 90° , που οφείλεται σε επικάλυψη συντονισμών. Η Γη αποφεύγει τη χασοτική αυτή περιοχή λόγω υπάρξεως της Σελήνης, η οποία κρατάει τον άξονα περιστροφής έξω από τη χασοτική περιοχή. Αν δεν υπήρχε η Σελήνη ή αν είχε πολύ μικρότερη μάζα (και συνεπώς η επίδρασή της στη Γη ήταν μικρότερη), η χασοτική περιοχή θα κάλυπτε τις γωνίες μεταξύ 0° και 85° , δηλαδή η

κίνηση του άξονα περιστροφής της Γης θα ήταν χαοτική με αποτέλεσμα να μην ήταν σταθερό το κλίμα της Γης. Ίσως στην περίπτωση αυτή να μην ήταν δυνατή η ανάπτυξη της ζωής.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Hadjidemetriou, J.D.: 1991, "Mapping Models for Hamiltonian Systems with application to Resonant Asteroid Motion", in "Predictability, Stability and Chaos in N-Body Dynamical Systems", A.E. Roy (ed.), 157, Kluwer Publ.
- Hadjidemetriou, J.D.: 1993, "Asteroid motion near the 3:1 resonance", *Celest. Mech.*, **56**, 201.
- Hénon, M. and Heiles, V.: 1964, "The applicability of the third integral of motion: some numerical experiments", *Astron. J.*, **69**, 73.
- Laskar, J.: 1990, "The chaotic motion of the Solar System", *Icarus*, **88**, 266.
- Laskar, J. and Froeschlé, C.: 1991, "Le Chaos dans le Systeme Solaire", *La Recherche*, **22**, 572.
- Laskar, J. and Joutel, F.: 1993, "Orbital, Rotational and Climate Interaction", *Celest. Mech.*, **57**, 293.
- Lorentz, E.N.: 1963, "Deterministic non periodic flow", *J. Atmosph. Sci.*, **20**, 130.
- Wisdom, J.: 1983, "Chaotic behaviour and the origin of the 3:1 Kirkwood Gap", *Icarus*, **56**, 51.
- Wisdom, J.: 1985, "A perturbative treatment of motion near the 3:1 commensurability", *Icarus*, **63**, 272.
- Wisdom, J., Peale, S. and Mignard, F.: 1984 "The Chaotic rotation of Hyperion", *Icarus*, **58**, 137.

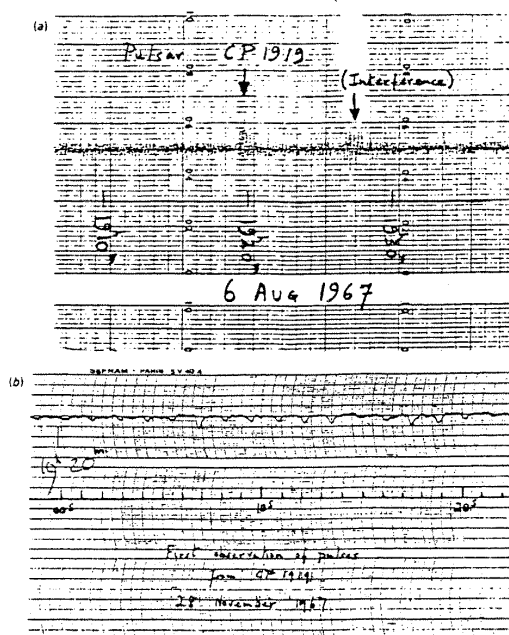
ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΑΣΤΕΡΩΝ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ

Ιωάννης-Χ. Σειραδάκης
Αναπληρωτής Καθηγητής του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης,
Τμήμα Φυσικής, Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής,
Εργαστήριο Αστρονομίας

1. Εισαγωγή

Στις αρχές της δεκαετίας του '30, Ρώσοι και Αμερικανοί επιστήμονες, ανεξάρτητα, πρότειναν ως πιθανό αποτέλεσμα της εκρήξεως υπερκαινοφανών τη δημιουργία αστέρων νετρονίων, συμπαγών αστέρων με πυκνότητα συγκρίσιμη με αυτήν του νετρονίου που είναι $4 \times 10^{14} \text{ gr/cm}^3$.

Οι αστέρες αυτοί ανακαλύφθηκαν από ραδιοαστρονόμους, πολύ αργότερα όταν το 1968, μια μεταπτυχιακή φοιτήτρια στο Cambridge της Αγγλίας (Jocelyn Bell) υπό την καθοδήγηση του επιβλέποντος καθηγητή της (Antony Hewish) παρατήρησε περιοδικά σήματα με περίοδο της τάξης του ενός δευτερολέπτου (Σχ. 1). Μετά από μια έντονη επιστημονική αναζήτηση, ο επιβλέπων καθηγητής και οι συνεργάτες του πρότειναν ως πιθανή αιτία των περιοδικών σημάτων, ταχέως περιστρεφόμενους συμπαγείς αστέρες νετρονίων με ισχυρό μαγνητικό πεδίο. Σήμερα, 25 χρόνια μετά την ιστορική αυτή ανακάλυψη, η θεωρία αυτή έχει εδραιωθεί και έτσι γνωρίζουμε ότι αστέρες νετρονίων υπάρχουν και εκδηλώνουν την παρουσία τους κυρίως με περιοδικούς παλμούς σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος ($100 \text{ MHz} < \nu < 10 \text{ GHz}$). Οι ραδιοπηγές αυτές είναι γνωστές και ως *pulsars*. Ο τελευταίος κατάλογος που έφερε μαζί του ο καθηγητής Y. Terzian περιέχει 558 pulsars, η περίοδος των οποίων κυμαίνεται μεταξύ 1.5 ms και 5 s.



Σχήμα 1.

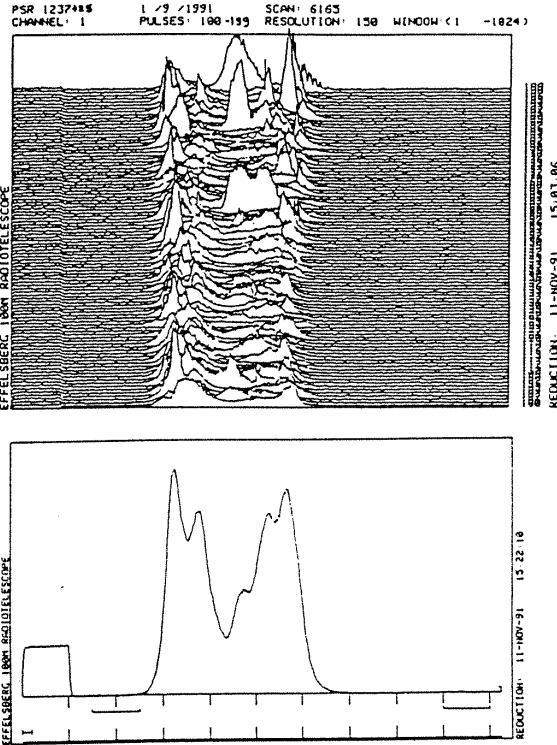
Η ανακάλυψη των αστέρων νετρονίων

2. Βασικές ιδιότητες και μηχανισμός εκπομπής

Η περίοδος των παλμών, που εικονίζονται στο Σχήμα 1, είναι πολύ ακριβής ($\Delta P/P < 10^{-8}$). Αν γνωρίζω την περίοδο, μπορώ να τοποθετήσω τους παλμούς τον ένα κάτω από τον άλλο (αντί διπλα στον άλλο). Στο Σχήμα 2 (πάνω) παρουσιάζονται 100 συνεχείς παλμοί από ένα γνωστό αστέρα νετρονίων. Οι παρατηρήσεις έχουν γίνει με το τηλεσκόπιο των 100m του Αστεροσκοπείου της Βόννης με μεγάλη διακριτική ικανότητα χρόνου (50 μ s). Αν προσθέσουμε τους 100 αυτούς παλμούς πέρνουμε ένα *ολοκληρωμένο παλμό* όπως αυτός που εμφανίζεται στο Σχήμα 2 (κάτω).

Ο βασικός μηχανισμός ακτινοβολίας των pulsars συνδέεται με το φαινόμενο της ηλεκτρογεννήτριας σύμφωνα με το οποίο το περιστρεφόμενο μαγνητικό πεδίο **B** του αστέρα (ο άξονας του οποίου δεν συμπίπτει με τον άξονα περιστροφής) παράγει έργο με διάφορους, όχι ακόμα πλήρως κατανοητούς μηχανισμούς. Η ενέργεια που παράγεται μετατρέπεται σε ακτινοβολία, που παρατηρείται κυρίως σε ραδιοφωνικά κύματα.

Κατά την περιστροφή του μαγνητικού πεδίου δημιουργείται ισχυρή διαφορά δυναμικού μεταξύ της επιφάνειας του αστέρα και των ηλεκτρικών φορτίων που αποσπώνται από αυτή. Όταν η απόσταση των σωματιδίων, γίνει μερικές εκατοντάδες μέτρα τότε η διαφορά αυτή φτάνει τα 10^{12} V και επέρχεται εκφόρτιση με αποτέλεσμα ταχύως κινούμενα (σχετικιστικά) ηλεκτρόνια ή ποζιτρόνια να κινούνται κάθετα προς την επιφάνεια του αστέρα κατά μήκος των ανοιχτών μαγνητικών δυναμικών γραμμών στους μαγνητικούς πόλους. Τα σωματίδια αυτά εκπέμπουν πολωμένη ακτινοβολία σύγχροτρον της οποίας ο κώνος εκπομπής έχει



Σχήμα 2. (α) Παλμοί από το PSR 1237+25
(β) Ο ολοκληρωμένος παλμός

άνοιγμα αντιστρόφως ανάλογο προς το συντελεστή Lorentz $\left(-1/\gamma, \gamma = \sqrt{\frac{1-u/c}{1+u/c}} \right)$.

Υπολογίζεται ότι τα ταχέως κινούμενα σωματίδια υφίστανται περίπου 10 έως 12 συγκρούσεις μέχρι να προσκρούσουν στην επιφάνεια του αστέρα (φαινόμενο χιονοστιβάδας), και ότι η διάμετρος της τελικής δέσμης των σωματιδίων που προσκρούουν στον αστέρα δεν υπερβαίνει τα 10 περίπου μέτρα. Επειδή η διάμετρος της επιφάνειας στην οποία καταλήγουν οι ανοιχτές μαγνητικές δυναμικές γραμμές

είναι της τάξης των 100 μέτρων $\left(R_p \sim \sqrt{\frac{\Omega}{c} R^3} \right)$ συμπεραίνουμε ότι σε μια διά-

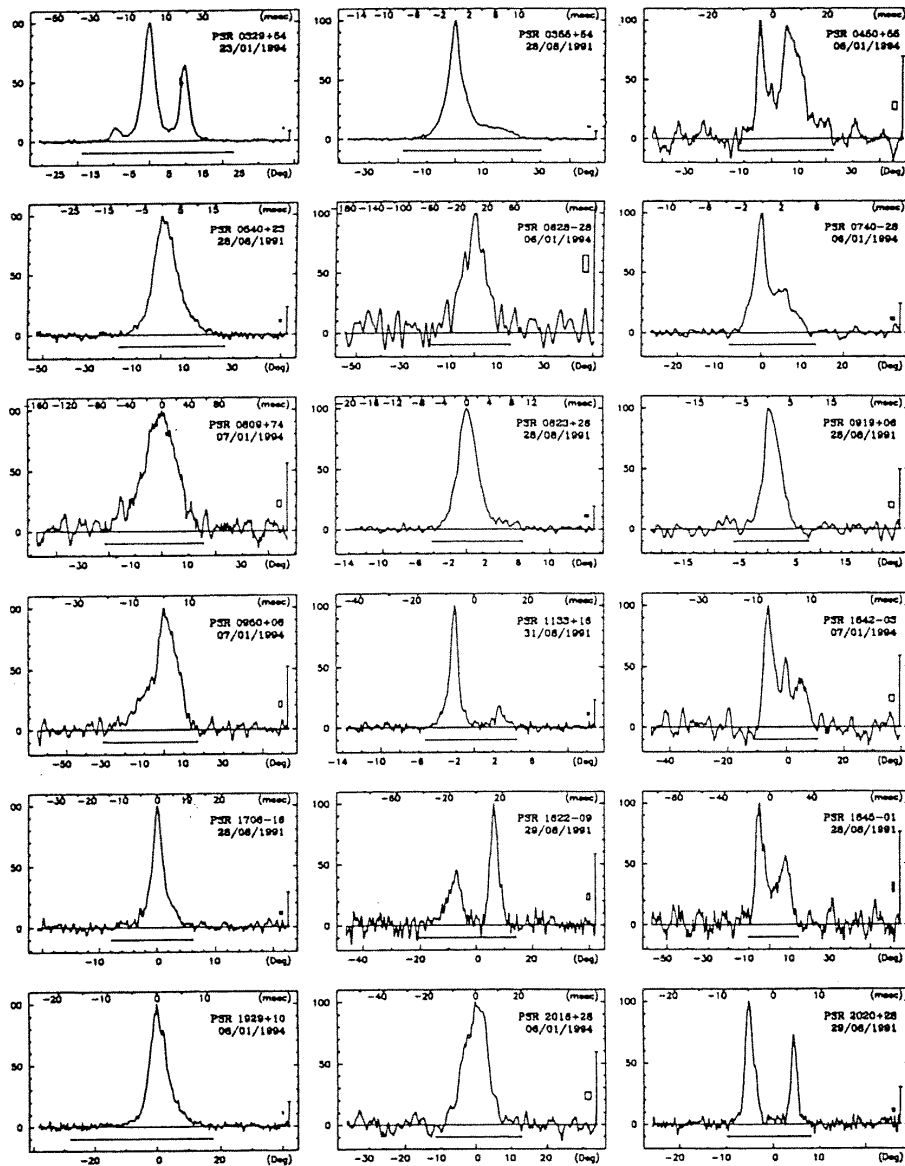
μετρο "χωρούν" το πολύ 10 δέσμες σωματιδίων (συνήθως είναι λιγότερες, 4 έως 6). Λόγω δυνάμεων Lorentz $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, όπου \mathbf{E} είναι το ηλεκτρικό πεδίο στην επιφάνεια του αστέρα οι δέσμες διαγράφουν ομόκεντρους δακτύλιους γύρω από τους μαγνητικούς πόλους του αστέρα. Η κεντρική δέσμη περιστρέφεται γύρω από τον άξονά της που συμπίπτει με το μαγνητικό άξονα του αστέρα.

Καθώς ο αστέρας περιστρέφεται γύρω από τον άξονά του, η ανωτέρω περιγραφείσα ενεργός κωνική περιοχή των μαγνητικών πόλων διαγράφει κυκλικές τροχιές στην ουράνια σφαίρα, έτσι, ώστε ένας παρατηρητής που τυχαίνει να βρίσκεται στην προέκταση του κώνου βλέπει περιοδικούς παλμούς, όπως ακριβώς συμβαίνει και με τους οπτικούς παλμούς που βλέπουμε από ένα περιστρεφόμενο ναυτικό φάρο. Αν η ευθεία παρατήρησης διέρχεται ακριβώς από τον άξονα του κώνου, τότε η ένταση της ακτινοβολίας του παλμού που βλέπει ο παρατηρητής γίνεται μεγίστη, όταν οι δακτύλιοι διέρχονται από την ευθεία παρατήρησης και ελάχιστη μεταξύ των δακτυλίων. Οι περιοδικοί παλμοί, δηλαδή, που βλέπει ο παρατηρητής αποτελούνται από διάφορες συνιστώσες και δεν είναι απλοί (π.χ. δεν έχουν απλή κατανομή Gauss).

Ας σημειωθεί ότι στο θεωρητικό αυτό πρότυπο προβλέπεται αντιστοιχία μεταξύ της απόστασης από την επιφάνεια του αστέρα και της συχνότητας εκπομπής. Γι' αυτό το λόγο είναι ιδιαίτερα σημαντική η παρατήρηση σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων και ιδιαίτερα σε υψηλές συχνότητες όπου η ακτινοβολία προέρχεται από περιοχές πλησίον της επιφάνειας του αστέρα.

3. Σύγχρονα προβλήματα

Κατά τα τελευταία δύο χρόνια έγινε μια σειρά παρατηρήσεων με το ραδιοτηλεσκόπιο των 100m του Max-Planck-Institut für Radioastronomie στη Βόννη, σε υψηλές συχνότητες (1.4 έως 10.5 GHz). Από τις παρατηρήσεις αυτές δημιουργήθηκε η μεγαλύτερη στον κόσμο βάση δεδομένων για pulsars σε υψηλές συχνότητες. Επί πλέον η μεγάλη συλλεκτική ικανότητα του τηλεσκοπίου και η εξελιγμένη τεχνολογία του συστήματος καταγραφής μας δίνουν την ευκαιρία να χρησιμοποιήσουμε νέες μεθόδους ανάλυσης. Μερικά αποτελέσματα αναφέρονται παρακάτω.



Σχήμα 3. Οι ολοκληρωμένοι παλμοί από 18 pulsars στα 10.55 MHz

3.1 Ολοκληρωμένοι παλμοί

Μέχρι σήμερα πιστεύαμε ότι η μορφή των παλμών που εκπέμπουν οι pulsars (η οποία απεικονίζει μια τομή της δομής της μαγνητόσφαιρας τους) είναι απλή, με λίγες μόνο (μία έως τρεις συνήθως) συνιστώσες, οι οποίες προσομοιώνονται με κατανομές Gauss. Οι νεώτεροι pulsars έχουν μία συνιστώσα, ενώ οι γηραιότεροι έχουν περισσότερες. Τα νέα δεδομένα μας παρέχουν μια πολύ διαφορετική εικόνα. Βρήκαμε ότι η τομή του κώνου εκπομπής αποτελείται πράγματι από περισσότερους δακτύλιους οι οποίοι ακολουθούν μια συγκεκριμένη γεωμετρία. Στο Σχήμα 3 εμφανίζονται οι ολοκληρωμένοι παλμοί από 18 pulsars στην υψηλότερη συχνότητα που έχουν μετρηθεί μέχρι σήμερα.

3.2 Κατανομή της ακτινοβολίας

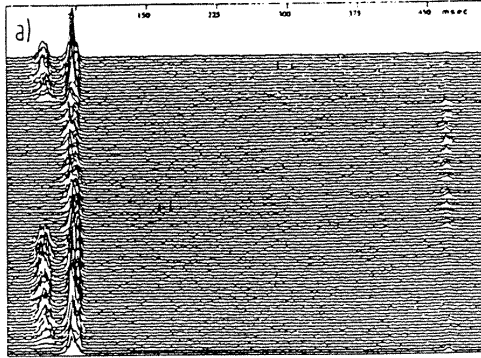
Μετρώντας την απόσταση των συνιστωσών των παλμών από το κέντρο του παλμού και το πλάτος κάθε συνιστώσας, είμαστε σε θέση να υπολογίσουμε πλέον τη φυσική ακτίνα κάθε δακτυλίου καθώς επίσης και το ύψος της εκπομπής πάνω από την επιφάνεια του αστέρα νετρονίων. Έτσι χρησιμοποιώντας τα νέα δεδομένα μας, βρήκαμε ότι η απόσταση των συνιστωσών από το κέντρο του παλμού είναι αντιστρόφως ανάλογη προς την τετραγωνική ρίζα της περιόδου ($P^{-1/2}$) και ότι στατιστικά κατανέμεται σε δύο ευδιάκριτες γραμμές (Gil et al. 1993). Με την παρατήρηση αυτή απορρίπτεται το πρότυπο των Lyne and Manchester (1988) και επιβεβαιώνεται το πρότυπο της Rankin (1993) που υποστηρίζει ότι η ακτινοβολία των pulsars δεν είναι άτακτα κατανεμημένη εντός του κώνου εκπομπής.

3.3 Ο pulsar PSR 1822-09

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει ο pulsar PSR 1822-09 ο οποίος εκπέμπει δύο παλμούς ανά περίοδο (πιθανόν προερχόμενους από τους δύο πόλους του αστέρα). Τόσο ο *κύριος παλμός* (mainpulse) όσο και ο *δευτερεύων παλμός* (interpulse) αποτελούνται από δύο συνιστώσες. Αυτό που έχει ενδιαφέρον και ακόμα δεν έχει εξηγηθεί πλήρως είναι το γεγονός ότι όταν η μία από τις δύο συνιστώσες του κυρίως παλμού εξαφανίζεται (φαινόμενο nulling), τότε εμφανίζεται ιδιαίτερα ισχυρή η εκπομπή από τον δευτερεύοντα παλμό (Σχ. 4). Ο φαινόμενος αυτός συντονισμός ίσως οφείλεται σε ταχύτατα κινούμενες δέσμες φορτισμένων σωματιδίων μεταξύ των δύο μαγνητικών πόλων του αστέρα.

4. Συμπεράσματα

Η ακτινοβολία από τους pulsars σε υψηλές ραδιοφωνικές συχνότητες είναι πολύπλοκη. Συχνά παρατηρούνται φαινόμενα συντονισμού τα οποία δεν είναι ανιχνεύσιμα σε χαμηλές συχνότητες.



Σχήμα 4. Σειρά παλμών από τον PSR 1822-09

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Gil, J.G., Kijak, J., Seiradakis, J.H.: 1993, *A&A*, **272**, 268
Lyne, A.G., Manchester, R.N.: 1988, *M.N.R.A.S.*, **234**, 477
Rankin, J.M.: 1993, *ApJ.*, **405**, 100

ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΕΣ ΣΤΟ ΔΙΑΣΤΗΜΑ

Λουκάς Βλάχος
Αναπληρωτής Καθηγητής του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης,
Τμήμα Φυσικής, Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής,
Εργαστήριο Αστρονομίας

Περίληψη.

Η επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων (ηλεκτρονίων, ιόντων και βαρέων πυρήνων) στη μαγνητόσφαιρα της Γης και των πλανητών, στο μεσοπλανητικό χώρο, τον Ήλιο και τους αστέρες, στους ραδιογαλαξίες και τους υπερκαινοφανείς αστέρες αποτελεί ένα από τα δυσκολότερα προβλήματα στην αστροφυσική και διαστημική φυσική πλάσματος. Στο άρθρο αυτό γίνεται μια ανασκόπηση των μηχανισμών επιτάχυνσης που έχουν προταθεί μέχρι σήμερα και παράλληλα παρουσιάζονται οι νέες τάσεις στην έρευνα για τους επιταχυντές στο διάστημα.

1. Εισαγωγή.

Είναι γνωστό ότι το σύμπαν αποτελείται κυρίως (το 90% της μάζας του) από ιονισμένο αέριο (πλάσμα). Η παρουσία ηλεκτρικών πεδίων μεγάλης ή μικρής κλίμακας μέσα στο πλάσμα έχει σαν αποτέλεσμα την προνομοιακή επιτάχυνση ενός μικρού αριθμού *φορτισμένων σωματιδίων* (στη συνέχεια θα τα αποκαλούμε απλώς *σωματίδια*). Γενικότερα διακρίνουμε τρία είδη ενεργοποίησης του πλάσματος στο διάστημα: (1) αύξηση της μέσης ενέργειας (θέρμανση), (2) δημιουργία ροών και (3) ενεργοποίηση μιας μικρής ομάδας σωματιδίων που πλησιάζουν την ταχύτητα του φωτός και λέγονται μη θερμικά. Ένα από τα γνωστότερα παραδείγματα μη θερμικών σωματιδίων που φτάνουν στη Γη από το διάστημα είναι οι *κοσμικές ακτίνες* (ηλιακής, γαλαξιακής ή και εξωγαλαξιακής προέλευσης). Τα μη θερμικά σωματίδια είναι επίσης υπεύθυνα για την εκπομπή μη θερμικής ακτινοβολίας (ακτινοβολία σύγχροτρον, πέδησης, πλάσματος κλπ.) από το διάστημα. Η ακτινοβολία αυτή ανιχνεύεται σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων που ξεκινά από τα ραδιοφωνικά μήκη κύματος και φτάνει μέχρι τις ακτίνες γ. Διαστημόπλοια που κινούνται στο μεσοπλανητικό χώρο πολύ συχνά βομβαρδίζονται από μη θερμικά σωματίδια. Ένας μεγάλος αριθμός παρατηρήσεων έχει συγκεντρωθεί και είναι φυσικό να τεθεί το ερώτημα: Πώς επιταχύνονται αυτά τα σωματίδια στο διάστημα; Το ερώτημα αυτό θα προσπαθήσουμε να απαντήσουμε σε τούτη την ομιλία.

2. Μηχανισμοί επιτάχυνσης στο Διάστημα.

Οι μηχανισμοί επιτάχυνσης που έχουν προταθεί μέχρι σήμερα για το διαστημικό πλάσμα μπορούν να χωριστούν σε τέσσερις μεγάλες κατηγορίες (1)

Σύμφωνοι επιταχυντές (coherent accelerators), (2) Στοχαστικοί επιταχυντές (Stochastic accelerators), (3) Κρουστικά κύματα (Shock waves) και (4) Ισχυρά μη γραμμικά πεδία (Strong turbulent accelerators).

2.1. Σύμφωνοι επιταχυντές.

Η αλληλεπίδραση ηλεκτρομαγνητικού κύματος-σωματιδίου είναι ένας γρήγορος και αποτελεσματικός τρόπος επιτάχυνσης. Το ισχυρότερο σύμφωνο κύμα που γνωρίζουμε ότι υπάρχει στο διάστημα είναι αυτό που δημιουργείται από ένα γρήγορα περιστρεφόμενο μαγνητικό δίπολο (πάλσαρ). Οι πάλσαρ εκπέμπουν ένα ισχυρό σύμφωνο ηλεκτρομαγνητικό κύμα, το οποίο μπορεί να είναι ένας πολύ καλός επιταχυντής για κοσμικές ακτίνες.

Από τη μελέτη της αλληλεπίδρασης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων-σωματιδίων είναι γνωστό ότι όταν το $E < B$ το σωματίδιο θα αποκτήσει μια ταχύτητα ολίσθησης $v_E = cE/B$ μέσα σε μία περίοδο και στη συνέχεια επιστρέφει στην αρχική του ταχύτητα. Αντίθετα όταν $E = B$ τότε το φορτίο επιταχύνεται συνεχώς σε χαρακτηριστικό χρόνο cm/eB που τείνει στο άπειρο επειδή το $m \rightarrow \infty$, άρα το σωματίδιο πλησιάζει την ταχύτητα του φωτός σε άπειρο χρόνο. Εάν το μαγνητικό και ηλεκτρικό πεδίο είναι ίσα αλλά μεταβάλλονται στο χρόνο με συχνότητα $\omega < \omega_c$, όπου ω_c είναι η κυκλοτρονική συχνότητα, τότε το σωματίδιο θα προσεγγίσει σχετικιστικές ταχύτητες πριν το ηλεκτρικό πεδίο αλλάξει φορά και θα πλησιάσει ασυμπτωτικά την ενέργεια $(\omega_c/\omega)^{2/3} mc^2$ (Landau and Lifshitz, 1971). Το σωματίδιο και το κύμα συντονίζονται και παραμένουν σε συντονισμό (autoresonance) για μεγάλα χρονικά διαστήματα.

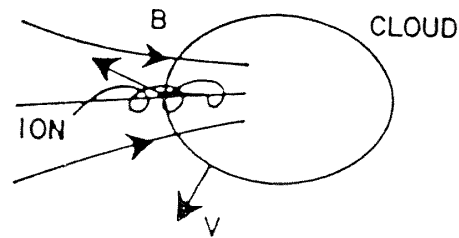
Οι Gun και Ostriker (1971) εφάρμοσαν αυτό το μηχανισμό στους πάλσαρ και έδειξαν ότι η ενέργεια που κερδίζουν τα σωματίδια από την αλληλεπίδρασή τους με τα σύμφωνα κύματα είναι

$$E = \left(\frac{3}{\sqrt{2}} \right)^{2/3} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^{3/2} mc^2 \approx 1.6 \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^{2/3} mc^2 \quad (1)$$

όπου το (ω_c/ω) θα υπολογιστεί στον "κύλινδρο φωτός" με ακτίνα $R_c = c/\omega_c$. Εφαρμόζοντας την εξίσωση (1) στον πάλσαρ στο Νεφέλωμα του Καρκίνου έχουμε $(\omega_c/\omega) = 10^{11}$ για τα ηλεκτρόνια, άρα η ενέργειά τους μπορεί να φτάσει $\sim 10^{14}$ eV ενώ για τα ιόντα η ενέργεια αυτή είναι $\sim 10^{15}$ eV. Τον μηχανισμό επιτάχυνσης σύμφωνων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων ή παλμών με μικρή διασπορά συχνοτήτων $(\delta\omega/\omega) < 1$, εφάρμοσαν στις ηλιακές εκλάμψεις οι Sprangle και Vlahos (1983) και οι Karimabaldi et al. (1987).

2.2. Στοχαστική επιτάχυνση.

Ο Fermi πρότεινε το 1949 ότι η αλληλεπίδραση σωματιδίων με τυχαία κινούμενα "μαγνητισμένα νέφη" έχει σαν αποτέλεσμα την επιτάχυνση των κοσμικών ακτίνων. Η σύγκρουση σωματιδίου-μαγνητισμένου νέφους έχει σαν αποτέλεσμα την



Σχήμα 1. Σύγκρουση σωματιδίου με μαγνητισμένο σύννεφο. Όταν η σύγκρουση είναι μετωπική, το σωματίδιο κερδίζει ενέργεια, ενώ χάνει ενέργεια, αν το νέφος και το σωματίδιο κατά τη σύγκρουσή τους κινούνται προς την ίδια διεύθυνση.

ανάκλαση του σωματιδίου στο μαγνητικό καθρέφτη που δημιουργείται από τη συμπύκνωση του πεδίου που περνάει μέσα από το νέφος (Σχήμα 1). Μπορούμε ποιοτικά να δείξουμε γιατί τα σύννεφα, με μάζα M_c πολύ μεγαλύτερη από τη μάζα των σωματιδίων m_j και ταχύτητα $v_c \ll v_j$, θα επιταχύνουν τα σωματίδια, με το να υποθέσουμε ότι οι δύο πληθυσμοί είναι "αέρια" με μέση κινητική ενέργεια $(1/2)M_c v_c^2$ και $(1/2)m_j v_j^2$ αντίστοιχα. Αν τα δυο αέρια πετύχουν ισοκατανομή της ενέργειάς τους τότε η μέση ταχύτητα του σωματιδίου θα φτάσει την τιμή

$$v_j \sim v_c \left(\frac{M_c}{m_j} \right)^{1/2} \quad (2)$$

Η ταχύτητα αυτή μπορεί να γίνει γρήγορα πολύ μεγάλη, άρα το σωματίδιο θα διαφύγει πολύ γρήγορα από το περιβάλλον που περιγράψαμε κερδίζοντας ένα μέρος της ενέργειας που είναι "διαθέσιμη". Αν κάνουμε τους υπολογισμούς αναλυτικά και πάρουμε υπόψη τις μετωπικές συγκρούσεις αλλά και τις συγκρούσεις που γίνονται όταν το νέφος και το σωματίδιο κινούνται προς την ίδια διεύθυνση, τότε ο ρυθμός που κερδίζει ενέργεια το σωματίδιο είναι (Longair, 1981)

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = N \left(\frac{v}{c} \right)^2 E = \alpha E \quad (3)$$

Ο ακριβέστερος τρόπος μελέτης της επιτάχυνσης Fermi είναι με βάση την εξίσωση διάχυσης (Melrose, 1980)

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E} (\alpha E f) - \frac{f}{\tau} \quad (4)$$

όπου f είναι η ενεργειακή κατανομή των φορτίων, $\alpha = (v_j/c)^2 N$, N είναι ο αριθμός των συγκρούσεων στη μονάδα του χρόνου και τ ο χρόνος παγίδευσης των φορτίων στο περιβάλλον που περιγράψαμε. Η χρονικά ανεξάρτητη λύση της εξίσωσης (4) έχει τη μορφή

$$f \propto E \left(-\frac{1}{\alpha T} + 1 \right) \quad (5)$$

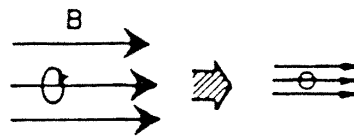
Οι περισσότερες παρατηρήσεις υποδεικνύουν μια εκθετική σχέση μεταξύ της κατανομής σωματιδίων και της ενέργειας με εκθέτη 2 ή 3, και συνεπώς η επιτάχυνση του Fermi φαίνεται να προσεγγίζει καλά τις παρατηρήσεις. Μια σειρά από υποθέσεις στο μηχανισμό Fermi θέλουν περισσότερη συζήτηση.

(1) Οι συντελεστές α και τ πρέπει να είναι ανεξάρτητοι από την ενέργεια για να φτάσουμε στη σχέση (5). Ο συντελεστής α είναι ανεξάρτητος της ενέργειας, αλλά δεν είναι φανερό γιατί το τ δεν θα πρέπει να εξαρτάται από την ενέργεια.

(2) Για να ερμηνεύσουμε τις παρατηρήσεις το $\alpha\tau$ πρέπει να είναι περίπου ίσο με τη μονάδα. Είναι δύσκολο να εξηγήσουμε και αυτό το αποτέλεσμα, γιατί τα δυο μεγέθη εξαρτώνται από διαφορετικά στοιχεία του συστήματος π.χ. το α εξαρτάται από το N , ενώ το τ από τις διαστάσεις του επιταχυντή.

Μια ενδιαφέρουσα παρατήρηση, που φαίνεται να διαφεύγει της προσοχής των περισσότερων ερευνητών, σχετίζεται με το γεγονός ότι τα επιταχυνόμενα σωματίδια κερδίζουν συνήθως ενέργεια προς μια διεύθυνση της ταχύτητας άρα οδηγούνται γρήγορα σε ανομοιογένειες στο χώρο των ταχυτήτων. (Για παράδειγμα η επιτάχυνση Fermi στέλνει όλη την ενέργεια προς την συνιστώσα της ταχύτητας που είναι παράλληλη προς το μαγνητικό πεδίο). Από την άλλη μεριά οι περισσότερες μελέτες υποθέτουν (χωρίς απόδειξη) ότι η κατανομή είναι πάντα ισοτροπική. Το αποτέλεσμα είναι φυσικά ότι οι τιμές που υπολογίζονται από τις παραπάνω σχέσεις είναι ανώτερο όριο και η πραγματική επιτάχυνση θα έχει μικρότερη απόδοση, διαφορετικά θα πρέπει να θεωρήσουμε ότι υπάρχει ένας (άγνωστος ακόμα) μηχανισμός που οδηγεί τη συνάρτηση κατανομής σε ισοτροπική μορφή. Τα προβλήματα που παρουσιάζει η επιτάχυνση Fermi δεν είναι εύκολο να ξεπεραστούν και αυτό μας οδήγησε στην αναζήτηση και άλλων μηχανισμών. Η επιτάχυνση Fermi όμως παραμένει ένας ενδιαφέρον μηχανισμός που χρησιμοποιείται ευρύτατα.

Ένας άλλος μηχανισμός επιτάχυνσης, που έχει στοχαστικά χαρακτηριστικά είναι ο μηχανισμός της μαγνητικής αντλίας (magnetic pumping). Ποιοτικά ο μηχανισμός αυτός μπορεί να εξηγηθεί στο Σχήμα 2. Το σωματίδιο ξεκινά σε ασθενές μαγνητικό πεδίο που σταδιακά μπορεί να συμπιεστεί. Από τη διατήρηση της μαγνητικής ροπής $\mu = p_{\perp}^2/B$ (Βλάχος, 1994) συμπεραίνουμε ότι θα αυξηθεί η κάθετη στο μαγνητικό πεδίο ορμή (p_{\perp}). Αν το μαγνητικό πεδίο εκτονωθεί πάλι, πριν γίνει ισοκατανομή των ταχυτήτων, το "κέρδος" αυτό θα χαθεί. Εάν παράλληλα με την μαγνητική συμπίεση θεωρήσουμε ότι υπάρχουν κύματα που ισοκατανέμουν τις ορμές ταχύτερα από τη συμπίεση και εκτόνωση του πεδίου, το



Σχήμα 2. Μαγνητική συμπίεση.

σωματίδιο διατηρεί την παράλληλη προς το μαγνητικό πεδίο ενέργεια. Είναι φανερό ότι μερικά σωματίδια θα χάσουν ενέργεια από αυτήν τη διαδικασία μαγνητικής συμπίεσης - ισοκατανομής στο χώρο των ορμών, αλλά κατά μέσο όρο θα υπάρχει κέρδος ενέργειας για το λόγο αυτό και αυτή η διαδικασία είναι στοχαστική.

Τέλος, οι παραπάνω σχετικά απλοί μηχανισμοί μπορούν να γενικευθούν σε ένα πιο σύνθετο μοντέλο που θα ονομάσουμε "τυρβώδη επιτάχυνση". Η τυρβώδης ροή στο πλάσμα μπορεί να χωριστεί σε δύο κατηγορίες (1) ασθενής τυρβώδης ροή (weak turbulent theory), (2) ισχυρά τυρβώδης ροή (strong turbulent theory) που θα συζητήσουμε στην παράγραφο (2.4). Στην πρώτη περίπτωση θεωρούμε ότι το σωματίδιο αλληλεπιδρά με μαγνητούδροδυναμικά κύματα ασθενούς πλάτους. Για την περίπτωση της ασθενούς τυρβώδους ροής τα πράγματα είναι μάλλον απλά, γιατί η ενεργοποίηση του σωματιδίου μπορεί να περιγραφεί με βάση την εξίσωση διάχυσης (Melrose, 1980). Στην απλούστερη έκφρασή της η εξίσωση διάχυσης παίρνει τη μορφή

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D \frac{\partial f}{\partial p} \right) \quad (6)$$

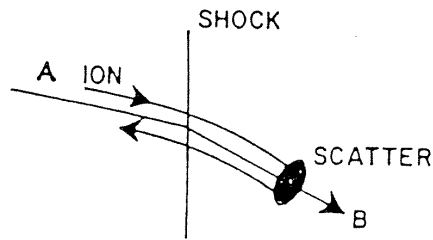
όπου στην περίπτωση της ασθενούς τυρβώδους ροής είναι ο συντελεστής διάχυσης D που μπορεί να υπολογισθεί από τη σχέση

$$D = p^2 \int \gamma(k) I(k) d^3k \quad (7)$$

$I(k)$ είναι το φάσμα των σχετικών διαταραχών του μαγνητικού πεδίου με εύρος $[(\delta B/B)_k]$ που σκεδάζουν το φορτίο και $\gamma(k)$ είναι ο ρυθμός επιτάχυνσης σε κάθε κυματάρθρο k . Η εξίσωση (6) ισχύει όταν ο χρόνος διάχυσης στις γωνίες είναι μικρότερος από το χρόνο διάχυσης στις ορμές, οπότε η συνάρτηση κατανομής παραμένει συνεχώς ανεξάρτητη της γωνίας κλίσης (pitch angle).

2.3 Επιτάχυνση από κρουστικά κύματα

Τα κρουστικά κύματα αποτελούν ένα συνδυασμό σύμφωνης και στοχαστικής διαδικασίας. Ας υποθέσουμε ότι από την έκρηξη ενός υπερκαινοφανή αστέρα ή την αλληλεπίδραση του Ηλιακού ανέμου με το μαγνητικό δίπολο της Γης σχηματίστηκε ένα κρουστικό κύμα. Ας υποθέσουμε ακόμα ότι και στις δύο πλευρές του κρουστικού κύματος υπάρχουν κέντρα σκέδασης (μαγνητούδροδυναμικά κύματα) (Σχήμα 3). Τα σκεδαστικά κέντρα κινούνται με ταχύτητες U_1 και U_2 εκατέρωθεν του μετώπου του κρουστικού κύματος και $U_2 < U_1$. Ένα σωματίδιο μπορεί να ξεκινήσει στην περιοχή (1), να περάσει στην περιοχή (2), να σκεδαστεί και να επιστρέψει στην περιοχή (1) κλείνοντας ένα κύκλο. Η σκέδαση στην περιοχή (2), όπως και με την περίπτωση της επιτάχυνσης Fermi, θα μεταβάλει την ενέργεια του σωματιδίου κατά $\Delta E = -(U_2/c)E$. Αν το σωματίδιο σκεδαστεί στην περιοχή (1) και επιστρέψει στην περιοχή (2), θα κερδίσει πάλι ενέργεια $\Delta E = (U_1/c)E$. Άρα κάθε φορά που κλείνει έναν κύκλο το σωματίδιο κερδίζει ενέργεια



Σχήμα 3. Κίνηση σωματιδίου στην περιοχή κρουστικού κύματος. Το σωματίδιο ξεκινά από τη θέση A, περνάει το κρουστικό κύμα, σκεδάζεται στο σημείο B και επιστρέφει στην περιοχή A.

$$\Delta E = \left[\frac{U_1 - U_2}{c} \right] E = (3/4 V_S) E = \alpha E$$

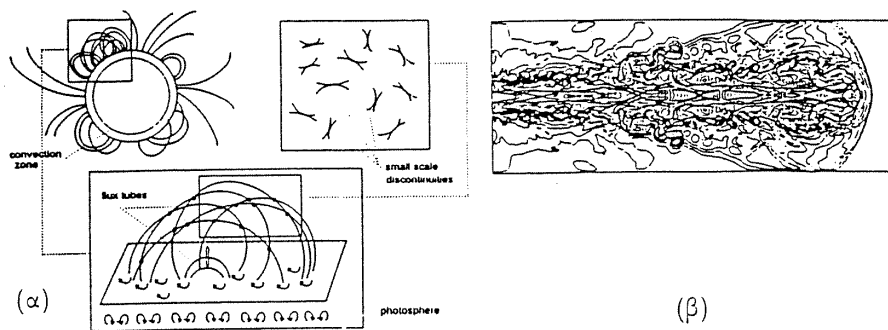
όπου V_S είναι η ταχύτητα του κρουστικού κύματος, ενώ οι ταχύτητες των κέντρων σκέδασης εκατέρωθεν του κρουστικού κύματος παίρνουν τις τιμές $U_1 = V_S$ και $U_2 = V_S/4$ για ένα ισχυρό κρουστικό κύμα (Longair, 1981). Το σωματίδιο κερδίζει πάντα ενέργεια, γιατί το κρουστικό κύμα οργανώνει όλα τα σκεδαστικά κέντρα, μπροστά από το μέτωπο του κύματος, έτσι ώστε να συγκρουστούν μετωπικά με το σωματίδιο. Ένα σημαντικό ερώτημα για να υπολογιστεί τελικά η ενέργεια του κάθε σωματιδίου, είναι ο χρόνος που θα παραμείνει το σωματίδιο παγιδευμένο μέσα στα κέντρα σκέδασης μπροστά και πίσω από την ασυνέχεια του μαγνητικού πεδίου, δηλαδή ο αριθμός των κύκλων που περιγράψαμε πιο πάνω.

Ο χρόνος παγίδευσης τ του σωματιδίου στο σύστημα "σκεδαστικά κέντρα - κρουστικό κύμα - σκεδαστικά κέντρα" είναι ανάλογος της ταχύτητας του κρουστικού κύματος. Εάν η μέση ελεύθερη διαδρομή του σωματιδίου είναι λ , τότε το σωματίδιο θα περάσει από το μέτωπο του κύματος δύο φορές σε χρόνο $2\lambda/c$ και θα διανύσει την απόσταση $2V_S\lambda/c$, αφού υποστεί συνολικά $\lambda/(2V_S\lambda/c)$ σκεδάσεις. Άρα ο χρόνος παγίδευσης του σωματιδίου θα είναι $\tau = \lambda/V_S$ ενώ ο χαρακτηριστικός παράγοντας $\alpha \sim 3/8$, είναι δηλαδή πολύ κοντά στη μονάδα. Η αλληλεπίδραση σωματιδίων και κρουστικού κύματος πλησιάζει πολύ την αρχική ιδέα του Fermi. Αναλυτικότερες εργασίες από τους Bell (1977) και Blandford και Ostriker (1978) έδωσαν λύσεις για την κατανομή ενέργειας της μορφής $f(E) \sim E^{-2}$.

Ένα ανοικτό πρόβλημα στην παραπάνω ανάλυση είναι ο μηχανισμός παραγωγής των κέντρων σκέδασης. Ο μηχανισμός που έχει επικρατήσει θεωρεί ότι τα σωματίδια κινούνται με ταχύτητα πολύ μεγαλύτερη από την ταχύτητα Alfvén και διεγείρουν τα μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα από τα οποία και σκεδάζονται (Kulsrud and Pearce, 1969). Τα μη θερμικά σωματίδια επιταχύνονται και δημιουργούν τα κέντρα σκέδασης με αυτοσυνεπή τρόπο.

2.4 Επιτάχυνση σε ισχυρά μη γραμμικά πεδία.

Στα ισχυρά μη γραμμικά συστήματα, όπως αυτά που εμφανίζονται στις σχετικιστικές ροές, ή όταν εμφανίζονται ισχυρά μη γραμμικά ηλεκτρικά πεδία, ή



Σχήμα 4. Ισχυρά μη γραμμικά συστήματα: (α) κέντρα δράσης στους αστέρες (β) σχετικιστικές ροές

ακόμα όταν έχουμε ταυτόχρονη παρουσία πολλών κρουστικών κυμάτων (βλέπε Σχήμα 4), οι μηχανισμοί επιτάχυνσης είναι πολύ πιο σύνθετοι και η επεξεργασία τους έχει μόλις αρχίσει. Στην περιοχή αυτή έχει αναπτυχθεί έντονη δραστηριότητα στο Εργαστήριό μας τα τελευταία χρόνια (Anastasiadis και Vlahos 1991, 1993, 1994) και Vlahos (1989, 1993).

Οι Anastasiadis και Vlahos (1994) μελέτησαν την επιτάχυνση σωματιδίων μέσα σε ένα πλήθος κρουστικών κυμάτων. Η ενεργοποίηση ενός σωματιδίου από ένα κρουστικό κύμα είναι όπως είδαμε γνωστή. Κάνοντας χρήση αυτής της θεωρίας, δημιούργησαν αριθμητικούς κώδικες για να παρακολουθήσουν την αλληλεπίδραση N κρουστικών κυμάτων με σωματίδια (ηλεκτρόνια ή ιόντα). Τη θεωρία αυτή εφάρμοσαν σε δύο συστήματα με διαθέσιμα παρατηρησιακά δεδομένα (1) Ηλιακές εκλάμψεις και (2) Θερμές κηλίδες σε ραδιογαλαξίες. Η σύγκριση των θεωρητικών και παρατηρησιακών δεδομένων είναι ικανοποιητική.

Η μελέτη αυτή συνεχίζεται σήμερα σε περισσότερο σύνθετα προβλήματα π.χ. ισχυρά μη γραμμικά κρουστικά κύματα που εμφανίζονται στους υπερκαινοφανείς αστέρες ή επιτάχυνση κοσμικών ακτίνων από πολλά κρουστικά κύματα στο Γαλαξία που δημιουργούνται από πολλές εκρήξεις υπερκαινοφανών.

3. Συμπεράσματα.

Μια σύντομη περιήγηση στους διαστημικούς επιταχυντές αποδεικνύει ότι παρόλο που η θεωρητική μελέτη τους άρχισε από το 1950, η πρόοδος τους είναι σχετικά μικρή. Κατά τη γνώμη μας το πρόβλημα της ισχυρά μη γραμμικής αλληλεπίδρασης σωματιδίου-κυμάτων ή σωματιδίου-ασυνεχειών είναι κυρίαρχο στα αστροφυσικά συστήματα και παραμένει ανοικτό. Σ' αυτόν το χώρο θα επικεντρώσουμε το ενδιαφέρον μας τα επόμενα χρόνια. Το δυσκολότερο μέρος αυτής της μελέτης είναι η δημιουργία σύνθετων δομών, μιας και η περιγραφή τους με αναλυτικές εκφράσεις είναι αδύνατη, π.χ. πώς θα παραστήσουμε την επιφάνεια ενός κρουστικού κύματος όταν αυτή έχει τη μορφή fractal; Η πώς θα περιγράψουμε μια

τυρβώδη ροή; Ποιά θα είναι η μορφή της αλληλεπίδρασης αυτών των συστημάτων με τα σωματίδια;

Τα ερωτήματα αυτά έχουν μεγάλο θεωρητικό ενδιαφέρον και πολλές εφαρμογές σε αστροφυσικά συστήματα που έχουν καλά μελετηθεί παρατηρησιακά.

Ευχαριστίες: Με τον υποψήφιο διδάκτορα Τάσο Αναστασιάδη συνεργάστηκα στενά τα τελευταία χρόνια . Θα ήθελα να τον ευχαριστήσω θερμά για την πολύπλευρη βοήθεια που μου προσέφερε. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω το συνάδελφο καθ. Ν. Σπύρου για τις παρατηρήσεις που έκανε πάνω στο κείμενο της ομιλίας μου, τους φοιτητές Π. Πάσχο και Κ. Μανωλάκου για τα σχόλιά τους, καθώς και τη φυσικό Δέσποινα Παπαδάκη για τη δακτυλογράφηση και επιμέλεια του άρθρου.

BIBLIOΓΡΑΦΙΑ

- Anastasiadis, A. and Vlahos, L.: 1991, *A&A*, **245**, 271.
 Anastasiadis, A. and Vlahos, L.: 1993, *A&A*, **275**, 427.
 Anastasiadis, A. and Vlahos, L.: 1994, *Ap. J.*, in press.
 Bell, A.R.: 1977, *M.N.R.A.S.*, **179**, 573.
 Blandford, R.D. and Ostriker, J.P.: 1978, *Ap. J.*, **221**, L29.
 Fermi, E.: 1949, *Phys. Rev.*, **75**, 1069.
 Gun, J. and Ostriker, J.P.: 1971, *Ap. J.*, **165**, 523.
 Karimabadi, H., Menyuk, C.R., Sparangle, P., and Vlahos, L.: 1987, *Ap. J.*, **316**, 462.
 Kulsrud, R.M. and Pearce, W.: 1969, *Ap. J.*, **156**, 445.
 Landau, L. and Lifshitz, E.: 1971, "The Classical Theory of Fields", 3rd ed., Pergamon Press.
 Longair, M.S.: 1981, *High Energy Astrophysics*, Cambridge Univ. Press.
 Melrose, D.B.: 1980, *Plasma Astrophysics*, Gordon and Breach, v. I and II.
 Sprangle and Vlahos, L.: 1983, *Ap. J.*, **273**, L95.
 Vlahos, L.: 1989, *Solar. Phys.*, **121**, 431.
 Vlahos, L. et al.: 1989, *Energetic Phenomena in the Sun*, M.R. Kundu, B. Woodgate and E.J. Schmahl (eds.), Kluwer Academic Publ., p. 131.
 Vlahos, L.: 1993, *Advances in Space Research*, **13 (9)**, 161.
 Βλάχος, Λ.: 1994 "Εισαγωγή στη Θεωρία της Φυσικής του Πλάσματος", Πανεπιστημιακές παραδόσεις.

**ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ
ΣΤΗ ΓΕΝΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΣΧΕΤΙΚΟΤΗΤΑΣ,
ΣΧΕΤΙΚΙΣΤΙΚΗ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗ ΚΑΙ
ΚΟΣΜΟΛΟΓΙΑ**

Δημήτριος Παπαδόπουλος
Αναπληρωτής Καθηγητής του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης,
Τμήμα Φυσικής, Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής,
Εργαστήριο Αστρονομίας

Οι κατευθύνσεις της σύγχρονης ερευνητικής δραστηριότητας των μελών του Εργαστηρίου Αστρονομίας στις επιστημονικές περιοχές "Γενική Θεωρία της Σχετικότητας", "Σχετικιστική Αστροφυσική" και "Κοσμολογία" επεκτείνονται σε ένα μεγάλο φάσμα θεμάτων. Μια πολύ γενική περιγραφή των θεμάτων είναι η παρακάτω.

1. Γενική Θεωρία της Σχετικότητας.

Οι εξισώσεις πεδίου της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας, ως υψηλά μη γραμμικές υπερβολικές διαφορικές εξισώσεις, παρουσιάζουν μεγάλη δυσκολία στη λύση τους. Επιχειρείται, λοιπόν, η λύση των εξισώσεων πεδίου για χωροχρόνους με συγκεκριμένες συμμετρίες που απλουστεύουν τη μορφή τους και καθιστούν τη λύση ευκολότερη από μαθηματικής πλευράς. Πιο συγκεκριμένα βρίσκονται ακριβείς λύσεις με ένα μόνο διάνυσμα Killing, ασυμπτωτικά επίπεδες και χωρίς ανωμαλίες έξω από κάποια σφαιρική περιοχή. Γίνεται αναλυτική μελέτη των λύσεων. Επίσης μελετώνται αναλυτικά οι μαθηματικές και φυσικές ιδιότητες των λύσεων, όπως π.χ. με μελέτη των συναλλοιωτών τους, ώστε και με εκτέλεση αλγεβρικών υπολογισμών με χρήση ηλεκτρονικών υπολογιστών να καταστεί δυνατή η κατά Penrose ταξινόμηση της. Εξάλλου, για τις λύσεις κενού χώρου όπως είναι οι αξονικά συμμετρικές λύσεις τύπου Weyl, επιχειρείται η φυσική ταυτοποίησή της με σύγκριση του μετρικού τανυστή σε μεγάλες αποστάσεις από την περιοχή του καμπυλωμένου χωροχρόνου, με την αντίστοιχη μιας γενικής λύσης όπως είναι π.χ. η σφαιρική σε μια βαρυτική μάζα από τέλειο ρευστό σε μετανευτώνεια σχετικιστική προσέγγιση. Με τον τρόπο αυτό οι άγνωστες "σταθερές" της θεωρούμενης λύσης εκφράζονται ως συναρτήσεις των γνωστών σε μετανευτώνεια προσέγγιση φυσικών παραμέτρων του ρευστού (μάζα, τετραπολική ροπή, εκκεντρότητα). Τέλος, επιχειρείται η αυστηρή θεμελίωση του αναπτύγματος του βαρυτικού δυναμικού σε δυνάμεις του αντιστρόφου της ταχύτητας του φωτός, με σκοπό να αποδειχθεί ο τύπος της τετραπολικής ροπής για την ακτινοβολία βαρύτητας και να προσδιορισθεί ο όρος της επόμενης τάξης. Το πρόβλημα αναφέρεται σε βαρυτικές πηγές πεπερασμένων γραμμικών διαστάσεων, οι οποίες εκπέμπουν κύματα βαρύτητας σε ένα ασυμπτωτικά επίπεδο χωρόχρονο. Η ασυμπτωτική επιπεδότητα του χωρόχρονου είναι ουσιαστική συνοριακή συνθήκη.

Τα ανωτέρω θέματα αφενός μεν παρουσιάζουν το καθαρά μαθηματικό ενδιαφέρον τους, αφετέρου δε σχετίζονται άμεσα με κοσμολογικά προβλήματα και πρότυπα αλλά και με αστροφυσικά προβλήματα, όπως η μελέτη των σχετικιστικά ενεργών πυρήνων των γιγάντων ελλειπτικών γαλαξιών.

Στα ανωτέρω θέματα εργάζονται κατά περιοχές οι κκ. Δ. Παπαδόπουλος, Σ. Περισίδης, Ν. Σπύρου και επίσης είχε συνεργαστεί ο αείμνηστος Βασίλης Ξανθόπουλος.

2. Σχετικιστική Αστροφυσική.

Η Σχετικιστική Αστροφυσική είναι μια από τις πιο ενεργές και ενδιαφέρουσες ερευνητικές περιοχές στο μεταίχμιο της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας και της Αστροφυσικής. Συνεπώς, η Σχετικιστική Αστροφυσική περιλαμβάνει τη μελέτη των αστροφυσικών εκείνων συστημάτων στα οποία τα φαινόμενα της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας είναι έντονα. Ορισμένα απ' αυτά τα συστήματα είναι οι ενεργοί γαλαξίες, οι μελανές οπές, οι συμπαγείς αστέρες και τα στενά αστρικά ζεύγη αποτελούμενα από δυο συμπαγή αντικείμενα θεωρούμενα ως ρεαλιστικά σώματα με διαστάσεις και εσωτερική δομή.

Στην περίπτωση των συμπαγών αστέρων και των αντίστοιχων αστρικών ζευγών εξετάζεται η δυναμική περιγραφή τους σε μετανευτώνειο σχετικιστικό επίπεδο, ο ρυθμός απώλειας ενέργειας με τη μορφή ακτινοβολίας βαρύτητας, η διάδοση στο χωροχρόνο των κυμάτων βαρύτητας και οι μέθοδοι ανίχνευσης της ακτινοβολίας βαρύτητας. Δίνεται ιδιαίτερη έμφαση α) στην αλληλεπίδραση των κυμάτων βαρύτητας με την ύλη παρουσία μαγνητικού πεδίου, β) στη σημασία των παλινδρομών δυνάμεων στην εξέλιξη απλών συμπαγών αστέρων και στενών ζευγών αστέρων νετρονίων που είναι πηγές βαρυτικής ακτινοβολίας, γ) στη μελέτη των παλλόμενων αστέρων νετρονίων και μελανών οπών ως μηχανισμών παραγωγής βαρυτικής ακτινοβολίας δ) στην επίδραση στη φωτεινότητα βαρυτικής ακτινοβολίας, την οφειλόμενη στα μεταβαλλόμενα, λόγω αστρικής εξέλιξης ή/και προσαύξεσης ύλης με στροφορμή, εσωτερικά χαρακτηριστικά των μελών του ζεύγους, και ε) στην ανάλυση των παρατηρησιακών δεδομένων για κύματα βαρύτητας, με σκοπό τον προσδιορισμό των φυσικών παραμέτρων των πηγών βαρυτικών κυμάτων, τη βελτιστοποίηση του προσανατολισμού και των θέσεων των ανιχνευτών κυμάτων βαρύτητας και τη δημιουργία του απαραίτητου λογισμικού.

Στην περίπτωση των ενεργών γαλαξιών εξετάζεται α) στο πλαίσιο της σχετικιστικής γαλαξιακής δυναμικής η επίδραση των σχετικιστικά ενεργών γαλαξιακών πυρήνων στην κατανομή των αστρικών τροχιών στην επιφάνεια του γαλαξία, β) η συνεισφορά σε μετανευτώνειο επίπεδο των εσωτερικών χαρακτηριστικών δομής και κίνησης ενός γαλαξία στη βαρυτική φασματική μετάθεση που ο ίδιος προκαλεί, γ) η συσχέτιση των γεωδαισιακών κινήσεων και των υδροδυναμικών ροών στο εσωτερικό ενός μαγνητισμένου βαρυτικού γαλαξία και δ) ο προσδιορισμός των επιτρεπών μορφών του βαρυτικού δυναμικού συγκεκριμένων πηγών με έμφαση στους επιμηκείς ελλειπτικούς γαλαξίες.

Στη μελέτη όλων των ανωτέρω προβλημάτων, η οποία περιλαμβάνει μαθηματική και αριθμητική ανάλυση, συμμετέχουν κατά περιοχές οι κκ. Χ. Βάρβογλης, Κ. Κόκκοτας, Δ. Παπαδόπουλος, Ν. Σπύρου, ο μεταπτυχιακός φοιτητής κ.Κ. Κλείδης και οι προπτυχιακοί φοιτητές Φ. Γράος και Γ. Τσέγας, σε συνεργασία με τους κκ.P.S. Florides, P. Jaranowski, A. Krolak, G. Schaefer και B.F. Schutz.

3. Κοσμολογία.

Η Κοσμολογία είναι η επιστήμη στην οποία μελετούμε το Σύμπαν ως σύνολο και πιο συγκεκριμένα την γέννηση και τα πρώτα στάδια του, την εξέλιξη και, τέλος, το μέλλον του Σύμπαντος.

Στο πλαίσιο της Θεωρητικής Κοσμολογίας μελετώνται κοσμολογικά πρότυπα σε βαρυτικές θεωρίες με μη γραμμική συνάρτηση Lagrange. Οι σύγχρονες τάσεις της Θεωρητικής Κοσμολογίας χαρακτηρίζονται από την επέκταση της θεωρητικής ανάλυσης των τετραδιάστατων προτύπων της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας. Η επέκταση αυτή επιχειρείται αφενός μεν προς τα πρότυπα Kaluza-Klein με περισσότερες των τεσσάρων διαστάσεις, αφετέρου δε προς πρότυπα χαρακτηριζόμενα από βαρυτική δράση με μη γραμμικούς ως προς τη βαθμωτή καμπυλότητα όρους. Πιο συγκεκριμένα, οι γενικευμένες εξισώσεις πεδίου της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας λύνονται για ένα πενταδιάστατο, ανισότροπο κοσμολογικό πρότυπο, του οποίου η ύλη αποτελείται από υπερσχετικιστικά σωματίδια, με τελικό αποτέλεσμα τον προσδιορισμό της αναλυτικής μορφής του συντελεστή κλίμακος του εξωτερικού χώρου, ως συνάρτησης του χρόνου.

Επίσης στο πλαίσιο των ίδιων βαρυτικών θεωριών μελετώνται κβαντικά φαινόμενα οφειλόμενα στη σύζευξη, κατά την εποχή Planck, κβαντικών βαθμωτών πεδίων με έναν καμπύλο χωροχρόνο. Στην περίπτωση σύζευξης με ένα μόνο βαθμωτό κβαντικό πεδίο, η αλληλεπίδραση είναι δυνατή για πολύ χαμηλές συχνότητες ή ορμές. Η εισαγωγή των μη γραμμικών γεωμετρικών όρων προκαλεί σπάσιμο της σύμμορφης συμμετρίας με αποτέλεσμα τη δημιουργία σωματιδίων από το κενό με πεπερασμένες τιμές της αριθμητικής πυκνότητάς τους και της πυκνότητας ενέργειάς τους. Στην περίπτωση σύζευξης με δύο κβαντικά πεδία η αλληλεπίδραση με τον καμπύλο χωροχρόνο δεν είναι γενικά δυνατή, εκτός κι αν οι μη γραμμικοί, στη βαρυτική δράση, όροι είναι τετραγωνικοί, οπότε προκύπτουν πεπερασμένες τιμές της πυκνότητας ενέργειας των κβαντικών πεδίων.

Στη μελέτη των ανωτέρω προβλημάτων συμμετέχουν ο κ. Δ. Παπαδόπουλος και ο μεταπτυχιακός φοιτητής κ. Κ. Κλείδης, σε συνεργασία με τον κ. J. Demaret.

Ευχαριστίες:

Ευχαριστώ τον Καθηγητή κ. Ν. Σπύρου για τη βοήθειά του στη σύνταξη αυτού του κειμένου.

ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΒΑΡΥΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ

Χαράλαμπος Βάρβογλης
Αναπληρωτής Καθηγητής του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης,
Τμήμα Φυσικής, Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής,
Εργαστήριο Αστρονομίας

1. Εισαγωγή

Στο ερευνητικό αυτό πρόγραμμα συμμετέχουν, εκτός από τον ομιλητή, ο αναπληρωτής καθηγητής του Εργαστηρίου Αστρονομίας Δ. Παπαδόπουλος και ο υποψήφιος διδάκτορας Κ. Κλειίδης. Σκοπός του προγράμματος είναι η μελέτη της αλληλεπίδρασης βαρυτικών κυμάτων με φορτισμένα σωματίδια και, ειδικότερα, η διερεύνηση της δυνατότητας μεταφοράς ενέργειας από τα κύματα στα σωματίδια. Μια τέτοια δυνατότητα θα σήμαινε όχι μόνο την ύπαρξη ενός μηχανισμού απόσβεσης των βαρυτικών κυμάτων κατά τη διάδοσή τους στο μεσοαστρικό χώρο, αλλά και την ύπαρξη ενός νέου μηχανισμού θέρμανσης ή/και επιτάχυνσης του μεσοαστρικού αερίου. Υπενθυμίζεται ότι, μέχρι σήμερα, η κρατούσα άποψη είναι ότι τα βαρυτικά κύματα διαδίδονται στο μεσοαστρικό χώρο χωρίς να υφίστανται απόσβεση. Αυτό έχει για συνέπεια ότι το πλάτος που έχουν κατά τη δίοδό τους από τη γειτονιά της Γης εξαρτάται μόνο από το αρχικό πλάτος τους (κατά τη στιγμή της εκπομπής) και από την απόσταση της πηγής από τη Γη και όχι από τις ιδιότητες του μεσοαστρικού χώρου. Με βάση αυτήν την υπόθεση έχουν υπολογισθεί τα αναμενόμενα πλάτη των βαρυτικών κυμάτων από διάφορες πηγές ως συνάρτηση της απόστασης της πηγής, και με βάση τα πλάτη αυτά έχει υπολογισθεί η επιθυμητή ευαισθησία των ανιχνευτών κυμάτων βαρύτητας που κατασκευάζονται αυτήν την εποχή. Είναι φανερό ότι, αν τα βαρυτικά κύματα υφίστανται σημαντική απόσβεση κατά τη διέλευσή τους από το μεσοαστρικό χώρο, το πλάτος τους στην περιοχή της Γης είναι δυνατόν να είναι σημαντικά μικρότερο από το σήμερα αναμενόμενο, με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατόν να καταγραφούν με τους κατασκευαζόμενους ανιχνευτές.

Η δυνατότητα μεταφοράς ενέργειας από βαρυτικά κύματα σε φορτισμένα σωματίδια είχε διερευνηθεί παλαιότερα από τους Papadopoulos and Esposito (1981) και από τους Macedo and Nelson (1983, 1990). Η δική μας ομάδα έχει ήδη δύο δημοσιεύσεις στο θέμα αυτό (Varvoglis and Papadopoulos 1992, Kleidis et al. 1993), οι οποίες ασχολούνται με τη μελέτη της κίνησης ενός φορτισμένου δοκιμαστικού σωματιδίου σε ένα ομογενές και ισότροπο μαγνητικό πεδίο, υπό την επίδραση ενός επίπεδου ημιτονοειδούς βαρυτικού κύματος που διαδίδεται στο κενό ($\omega = kc$, όπου ω η κυκλική συχνότητα του κύματος και k ο κυματάρθρος) υπο γωνία θ ως προς τη διεύθυνση του πεδίου. Στη μελέτη μας συμπεριλάβαμε την περίπτωση τόσο γραμμικά όσο και κυκλικά πολωμένων κυμάτων, τα αποτελέσματα όμως προέκυψαν ποιοτικά ίδια, με μικρές μόνο ποσοτικές διαφορές.

2. Περιγραφή του προβλήματος

Η κίνηση ενός σωματιδίου σε καμπύλο χώρο περιγράφεται, σε ένα σύστημα γεωμετρικών μονάδων (όπου $h = c = G = 1$), από τη συνάρτηση του Hamilton

$$H = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} (\pi_\mu - qA_\mu) (\pi_\nu - qA_\nu) \equiv \frac{1}{2}$$

όπου $A^\mu(x^\nu)$ είναι το τετραδιάστατο διανυσματικό δυναμικό, $g^{\mu\nu}(x^\lambda)$ ο μετρικός τανυστής, q το φορτίο του σωματιδίου και π_μ οι γενικευμένες ορμές. Αν έχουμε ομογενές και ισότροπο μαγνητικό πεδίο κατά τη διεύθυνση του άξονα x^3 , βρίσκουμε ότι $A_0 = A_1 = A_3 = 0$ και $A_2 = B_0 x^1$, όπου B_0 είναι η (σταθερή) τιμή του μαγνητικού πεδίου. Στην περίπτωση που εξετάζουμε, ο μετρικός τανυστής $g^{\mu\nu}$ παριστάνει το βαρυτικό κύμα και εξαρτάται από τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος (δηλαδή τη γωνία θ) και την πόλωσή του. Οι εξισώσεις κίνησης του σωματιδίου είναι οι γνωστές εξισώσεις Hamilton

$$\frac{dx^\mu}{d\lambda} = \frac{\partial H}{\partial \pi_\mu}, \quad \frac{d\pi_\mu}{d\lambda} = -\frac{\partial H}{\partial x^\mu}$$

όπου λ είναι μια "αφινική παράμετρος" (γενίκευση του χρόνου στη γενική θεωρία της σχετικότητας).

3. Αποτελέσματα

(1) $\theta \neq 0$. Η κίνηση ενός σωματιδίου είναι χαοτική όταν το πλάτος του κύματος, α , ικανοποιεί το κριτήριο στοχαστικότητας

$$\alpha > 0.3 v^{-5/3} E^{-5/6}$$

όπου $v = \omega/\Omega$ είναι ο λόγος της κυκλικής συχνότητας του κύματος ως προς την κυκλική συχνότητα Larmor του σωματιδίου στο μαγνητικό πεδίο, E είναι η κινητική ενέργεια του σωματιδίου και ο αριθμητικός συντελεστής έχει υπολογισθεί για γωνία διάδοσης $\theta \approx \pi/4$. Λόγω της χαοτικής αλληλεπίδρασης κύματος και σωματιδίου το τελευταίο κερδίζει, κατά μέσον όρο, ενέργεια από το κύμα, το οποίο με τη σειρά του αποσβέννεται. Ο φυσικός μηχανισμός στον οποίο βασίζεται αυτό το φαινόμενο είναι η διάχυση των σωματιδίων στο χώρο των ορμών, και μπορεί να περιγραφεί με μια διαφορική εξίσωση διάχυσης τύπου Fokker-Planck, αν είναι γνωστός ο συντελεστής διάχυσης.

(2) $\theta \approx 0$. Στη σχεδόν παράλληλη διάδοση του κύματος (ως προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου) είναι δυνατόν να λυθούν ακριβώς οι διαφορικές εξισώσεις κίνησης του σωματιδίου, αν μεταξύ των γενικευμένων ορμών του σωματιδίου π_0 και π_3 ισχύει η συνθήκη συντονισμού $\pi_0 + \pi_3 = 2/v$. Με την προσέγγιση ότι $E\alpha \ll 1$ βρίσκουμε ότι η ενέργεια του σωματιδίου δίνεται από μια σχέση της μορφής

$$E \approx E_0 \cosh(\alpha\lambda)$$

Παρατηρούμε ότι, εφόσον ισχύει η παραπάνω προσέγγιση, η ενέργεια του σωματιδίου αυξάνει εκθετικά με αποτέλεσμα, και πάλι, τη απόσβεση του βαρυτικού κύματος. Ο φυσικός μηχανισμός στον οποίο βασίζεται το φαινόμενο της "άπειρης επιτάχυνσης" είναι η σταθεροποίηση φάσης (phase lock situation, Menyuk et al. 1987).

4. Συμπεράσματα

(1) Στην περίπτωση όπου $\theta \neq 0$ η (πιθανή) απόσβεση των βαρυτικών κυμάτων ακολουθεί ένα μηχανισμό διάχυσης λόγω στοχαστικής κίνησης των σωματιδίων στο χώρο των ορμών. Η διεργασία αυτή είναι από τη φύση της αργή, αλλά ενεργεί σε μεγάλης κλίμακας αποστάσεις (στο μεσοαστρικό χώρο).

(2) Στην περίπτωση όπου $\theta \approx 0$ η (πιθανή) απόσβεση των βαρυτικών κυμάτων οφείλεται σε φαινόμενα συντονισμού, που από τη φύση τους έχουν μικρό χαρακτηριστικό χρόνο. Η διεργασία αυτή λοιπόν είναι από τη φύση της γρήγορη, αλλά είναι σημαντική μόνο κοντά στην πηγή των κυμάτων, όπου το πλάτος του βαρυτικού κύματος είναι σχετικά μεγάλο, επειδή αλλιώς το γινόμενο (αλ) είναι ασήμαντα μικρό.

5. Εφαρμογές

Τα παραπάνω αποτελέσματα μπορούν να εφαρμοστούν:

- (α) ως μηχανισμός απόσβεσης των βαρυτικών κυμάτων με επιπτώσεις στη δυνατότητα ανίχνευσής τους.
- (β) ως πιθανός μηχανισμός μεσοαστρικής επιτάχυνσης φορτισμένων σωματιδίων.

6. Μελλοντικοί στόχοι

- (α) Υπολογισμός του συντελεστή διάχυσης και λύση της αντίστοιχης εξίσωσης Fokker-Planck για την περίπτωση $\theta \neq 0$.
- (β) Υπόλογισμός μιας ρεαλιστική σχέσης διασποράς για τη διάδοση των βαρυτικών κυμάτων στην ύλη και όχι στο κενό (όπου $\omega = kc$). Η εργασία αυτή βρίσκεται σε εξέλιξη.

BIBLIOΓΡΑΦΙΑ

- Macedo, P.G., and Nelson, A.H.: 1983, Phys. Rev., **D 28**, 2382
 Macedo, P.G., and Nelson, A.H.: 1990, Ap.J., **362**, 584
 Papadopoulos, D., and Esposito, P.F.: 1981, Ap.J., **248**, 783
 Varvoglis, H., and Papadopoulos, D.: 1992, A&A, **261**, 667
 Kleidis, K., Varvoglis, H., and Papadopoulos, D.: 1993, A&A, **275**, 309
 Menyuk, C.R. et al.: 1987, Phys. Rev. Letters, **58**, 2071

**ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ
ΣΤΟΥΣ ΜΕΤΑΒΛΗΤΟΥΣ ΑΣΤΕΡΕΣ**

Σταύρος Αυγολούπης
Επίκουρος Καθηγητής του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης,
Τμήμα Φυσικής, Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής,
Εργαστήριο Αστρονομίας

Γενικά.

Για τη μελέτη των αστέρων η μόνη δυνατότητα που έχουμε είναι οι παρατηρήσεις σε διάφορα τμήματα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, τόσο της ήρεμης κατάστασης, όσο και της δραστηριότητάς τους σε εκλάμψεις. Η Αστροφυσική είναι ίσως η μοναδική από τις φυσικές επιστήμες που δεν έχει άμεση πρόσβαση στα αντικείμενα που μελετά. Το Σύμπαν όμως μας αποζημιώνει γι' αυτό πλουσιοπάροχα, δίνοντάς μας τεράστια ποικιλία θεμάτων και προβλημάτων για μελέτη.

ΠΙΝΑΚΑΣ I

| | Φασμ. Τύποι | Μάζα(ες) [M_{\odot}] | Ακτίνα(ες) [R_{\odot}] | Περίοδος [ημ.] |
|-----------------|-----------------------------------|--------------------------|----------------------------|----------------|
| dM _e | KV _e - MV _e | 0.8 - 0.1 | 0.9 - 0.2 | 0.25 - 10 |
| RS CVn | KIV _e / GV | 1 | 2 - 4 | 1 - 50 |

Οι αστέρες εκλάμψεων dMe και οι αστέρες RS Canum Venaticorum είναι δύο ομάδες μεταβλητών αστέρων, που έχουν κηλίδες στην επιφάνειά τους, δείχνουν μαγνητική δραστηριότητα παρόμοια με εκείνη που παρουσιάζει ο Ήλιος μας, αλλά σε πολύ μεγαλύτερη κλίμακα. Οι αστέρες της πρώτης κατηγορίας, τύπου UV Cet/BY Dra όπως συνηθίζουμε να τους αποκαλούμε, είναι αστέρες φασματικού τύπου M και προχωρημένου φασματικού τύπου K της κύριας ακολουθίας, άλλοτε μονοί και άλλοτε διπλοί. Οι αστέρες της δεύτερης κατηγορίας τύπου RS CVn, όπως λέγονται, είναι στενά διπλά συστήματα αλλά αποχωρισμένα και αποτελούνται γενικά από έναν K τύπου υπογίγαντα με γραμμές εκπομπής ή γίγαντα και από ένα συνοδό της κύριας ακολουθίας ή υπογίγαντα. Στον πίνακα I δίδονται τιμές διάφορων χαρακτηριστικών των αστέρων αυτών.

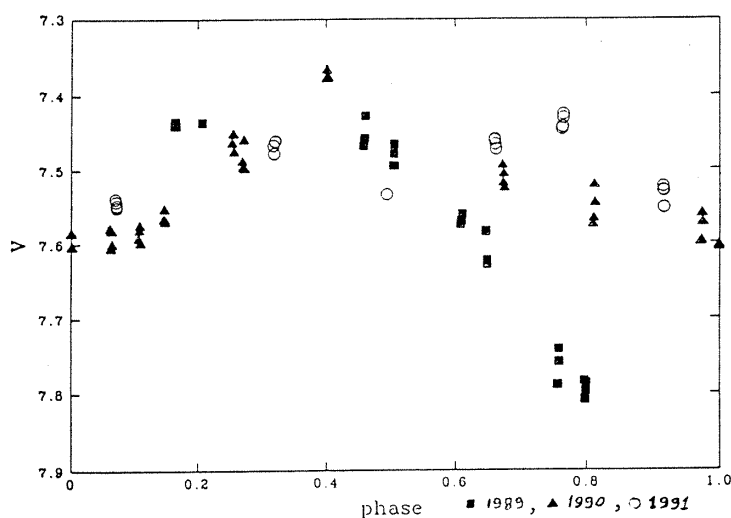
Το κοινό γνώρισμα των αστέρων και των δύο αυτών κατηγοριών είναι ότι περιστρέφονται ταχύτατα και έχουν μεγάλη ζώνη μεταφοράς. Ο συνδυασμός αυτός έχει ως αποτέλεσμα να παρουσιάζουν οι αστέρες αυτοί γραμμές εκπομπής στο οπτικό και στο υπεριώδες, κηλίδες, εκλάμψεις και μεταβλητότητα στην ραδιοφωνική εκπομπή και στην εκπομπή ακτίνων X. Η μεγάλη σπουδαιότητα της μελέτης των αστέρων αυτών, που αποτελούν το 10% των αστέρων του Γαλαξία μας, είχε ως αποτέλεσμα να προγραμματιστούν στο Αστεροσκοπείο Στεφανίου Κορινθίας ($\lambda =$

22° 49' 45'', $\phi = 37^\circ 45' 9''$) με το τηλεσκόπιο των 30 ιντσών φωτοηλεκτρικές παρατηρήσεις τόσο στα τρία χρώματα U, B, V του διεθνούς φωτομετρικού συστήματος του Johnson όσο και συνεχείς παρατηρήσεις επιτήρησης στο B ή στο U με στόχους:

- τη μελέτη των μεταβολών της λαμπρότητας της ήρεμης κατάστασης των αστέρων.
- τη μελέτη του βαθμού της δραστηριότητας των αστέρων σε εκλάμψεις
- τη μελέτη της κατανομής των εκλάμψεων και
- την αναζήτηση μεταβολών βραχείας και μακράς διάρκειας της δραστηριότητας των αστέρων

1. Μελέτη της λαμπρότητας της ήρεμης κατάστασης των αστέρων

Οι καμπύλες φωτός βοηθούν να μελετήσουμε έμμεσα τις επιφάνειες των αστέρων. Για να γίνει αυτό κατανοητό ας πάρουμε για παράδειγμα στο Σχήμα 1 τις καμπύλες φωτός του αστέρα RS CVn II Peg (HD 224085) των ετών 1989, 90 και 91, όπως προέκυψαν από παρατηρήσεις στο Αστεροσκοπείο Στεφανίου Κορινθίας και που κάλυψαν πολλές περιόδους αυτού του αστέρα σε κάθε έτος παρατήρησης



Σχήμα 1. Οι καμπύλες φωτός της ήρεμης κατάστασης του αστέρα II Peg στο μέγεθος V κατά τη διάρκεια των ετών 1989(■), 1990(▲), 1991(○). Το τυπικό σφάλμα στο V είναι ± 0.01 μεγ., όσο το μισό της μεγίστης διάστασης των συμβόλων.

($P=6.72422$ ημέρες). Μέσα από τέτοιες καμπύλες φωτός μπορούμε να μελετήσουμε το πιο σημαντικό γνώρισμα των αστέρων αυτών που είναι οι κηλίδες, διότι α) η μέση τιμή της λαμπρότητας της ήρεμης κατάστασης του αστέρα [$V=7.58(1989)$ $V=7.53(1990)$ $V=7.49(1991)$] συσχετίζεται με το ποσοστό κάλυψης της επιφάνειάς του από κηλίδες β) το εύρος της μεταβολής του μεγέθους της [$\Delta V=0.40(1989)$ $\Delta V=0.25(1990)$ $\Delta V=0.13(1991)$] με τη θέση των κηλίδων, δηλαδή με το κατά πόσο