ΚΕΝΤΡΟΝ ΕΡΕΥΝΩΝ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΕΦΗΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΤΗΣ ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ

# NEOTEPES ESERIES STHN $A \Sigma T P O N O M I A$ 2017

ΕΠΙΜΕΛΕΙΑ ΑΠΟ ΤΟΝ ΑΚΑΔΗΜΑΪΚΟ Γ. ΚΟΝΤΟΠΟΥΛΟ ΚΑΙ ΤΟΝ ΔΙΕΥΘΥΝΟΝΤΑ ΤΟ ΚΕΑΕΜ Π. Α. ΠΑΤΣΗ



ΕΝ ΑΘΗΝΑΙΣ 2017

# NEOTEPES EZEAIZEIS STHN ASTPONOMIA 2017

Αποτελέσματα ερευνών του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφηρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών

> Επιμέλεια: Πάνος Πάτσης, Διευθύνων Γεώργιος Κοντόπουλος, Ακαδημαϊκός

> > AOHNA 2017 ISSN: 2585-3767

# Πρόλογος

Με το παρόν τεύχος παρουσιάζουμε για δεύτερη χρονιά χαρακτηριστικά πρόσφατα αποτελέσματα ερευνητικών εργασιών του ΚΕΑΕΜ στην ελληνική γλώσσα, απευθυνόμενοι σε ένα ευρύτερο κοινό.

Οι επιστημονικές εργασίες του ΚΕΑΕΜ δημοσιεύονται κατά κύριο λόγο σε διεθνή αστρονομικά περιοδικά με κριτές και κατά δεύτερο λόγο σε τόμους με πρακτικά συνεδρίων. Δεδομένου ότι απευθύνονται στη διεθνή επιστημονική κοινότητα που ειδικεύεται στους αντίστοιχους τομείς έρευνας, οι δημοσιεύσεις αυτές γίνονται στην αγγλική γλώσσα. (Ο κατάλογος των δημοσιεύσεων του έτους 2016 βρίσκεται στις σελίδες 111-115). Εξάλλου τα ερευνητικά αποτελέσματα περιέχουν ένα τεχνικό μέρος το οποίο απευθύνεται στους ειδικούς. Στο παρόν τεύχος συγκεντρώσαμε μια σειρά άρθρων που συνοψίζουν τα συμπεράσματα της έρευνας που διεξάγεται στο Κέντρο Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών. Τα άρθρα αυτά έχουν εν μέρει έναν εκλαϊκευτικό χαρακτήρα και απευθύνονται όχι μόνο σε ειδικούς αλλά και σε όσους ενδιαφέρονται για τη σύγχρονη αστρονομική έρευνα.

#### Κέντρο Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών (ΚΕΑΕΜ)

Το Κέντρο Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών (ΚΕΑΕΜ) διεξάγει ανταγωνιστική έρευνα διεθνώς στους ακόλουθους τομείς:

- Δυναμική και μορφολογία γαλαξιών
- Μη-γραμμικά δυναμικά συστήματα (πολυπλοκότητα και χάος)
- Ηλιαχή Φυσιχή
- Μαγνητοϋδροδυναμική
- Κοσμολογία και Βαρύτητα

Οι εργασίες του ΚΕΑΕΜ βασίζονται κυρίως στη παραγωγή θεωρητικών μοντέλων και σύγκριση με σύγχρονα παρατηρησιακά δεδομένα από γήινα και διαστημικά τηλεσκόπια (VLT, Solar Orbiter κ.λ.π.). Με τον τρόπο αυτό επιχειρείται να δοθούν απαντήσεις σε καίρια σύγχρονα ερωτήματα, όπως α) η δυναμική των σπειρών στο δικό μας Γαλαξία, β) η αναπαραγωγή της τρισδιάστατης δομής του μαγνητικού πεδίου στον Ήλιο και η πρόβλεψη της ηλιακής δραστηριότητας και του διαστημικού καιρού, γ) η κατανόηση του περιβάλλοντος και των μηχανισμών ενίσχυσης μαγνητικών πεδίων και εκπομπής σε συμπαγή αντικείμενα (π.χ. αστέρες νετρονίων ή ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες), δ) η κατανόηση της φύσης της σκοτεινής ύλης και της σκοτεινής ενέργειας που οδηγούν την κοσμολογική εξέλιξη του Σύμπαντος.

Στις εργασίες αυτές, εκτός από το μόνιμο ερευνητικό και τεχνικό προσωπικό, συμβάλλουν αποφασιστικά και οι μεταδιδακτορικοί επιστημονικοί μας συνεργάτες (από την Ελλάδα, και επισκέπτες από το εξωτερικό), καθώς και οι διδακτορικοί φοιτητές που εκπονούν τη διατριβή τους υπό την επίβλεψη του ερευνητικού προσωπικού. Οι ερευνητές του ΚΕΑΕΜ παρέχουν επίσης δωρεάν διδακτικό έργο σε μεταπτυχιακά κυρίως τμήματα του Πανεπιστημίου Αθηνών, στον τομέα Αστρονομίας, Αστροφυσικής και Μηχανικής. Επίσης καλούνται συχνά να διδάξουν σε σεμινάρια πανεπιστημίων και ερευνητικών κέντρων στην Ελλάδα και το εξωτερικό.

Το ΚΕΑΕΜ, σχοπεύοντας στη συνεχή προσπάθεια ενημέρωσης τόσο των ερευνητών, όσο και των μεταπτυχιαχών φοιτητών σε σύγχρονα θέματα έρευνας, οργανώνει εβδομαδιαία σεμινάρια, που χρηματοδοτούνται εν μέρει από την Ακαδημία Αθηνών. Στα σεμινάρια συμμετέχουν ως ομιλητές, ακαδημαϊκοί, καθηγητές και διακεκριμένοι επιστήμονες από διάφορα Πανεπιστήμια και Ερευνητικά Κέντρα της Ελλάδος και του Εξωτερικού. Τα σεμινάρια αυτά τα παρακολουθεί η ευρύτερη κοινότητα των φοιτητών, πανεπιστημιακών και ερευνητών που εργάζονται σε σχετικά θέματα. Κατά το 2016, πραγματοποιήθηκαν 37 σεμινάρια στην αίθουσα σεμιναρίων του ΚΕ-ΑΕΜ. Τα τελευταία χρόνια το ΚΕΑΕΜ έχει οργανώσει πέντε διεθνή συνέδρια σε θέματα Γαλαξιακή Δυναμικής, Ηλιακής Φυσικής και Βαρύτητας. Συχνά οι ερευνητές δίνουν σειρά εκλαϊκευτικών ομιλιών, ενώ κατά το διεθνές έτος Αστρονομίας (2009) και κατά το διεθνές έτος Φωτός (2015) διοργανώθηκαν ειδικές σειρές ομιλιών καθ' όλη τη διάρχεια του έτους στην Ανατολική αίθουσα του κτηρίου της Ακαδημίας. Η επιστημονική παραγωγή του ΚΕΑΕΜ (αριθμός επιστημονικών δημοσιεύσεων, συνεργασίες των ερευνητών και προσκλήσεις στο εξωτερικό, χρηματοδοτήσεις, διοργάνωση συνεδρίων και σεμιναρίων, εκδηλώσεις επιμόρφωσης και διάδοσης της αστρονομίας στο κοινό) κατατάσσουν το ΚΕΑΕΜ ανάμεσα στα πλέον παραγωγικά ερευνητικά κέντρα που δραστηριοποιούνται στο χώρο της Αστρονομίας και παράγοντα προβολής της χώρας μας διεθνώς. Κατά το 2016 το Κέντρο μας δημοσίευσε 48 επιστημονικές εργασίες, εκ των οποίων 43 σε διεθνή επιστημονικά περιοδικά υψηλού κύρους με κριτές. Επίσης ερευνητές του επιμελήθηκαν την έκδοση του αντίστοιχου με τον παρόντα τόμο των "Νεότερων εξελίξεων στην Αστρονομία" για τη διετία 2014-15, καθώς και την έκδοση του περιοδικού "Ιππαρχος" της Ελληνικής Αστρονομικής Εταιρίας. Τέλος οι ερευνητές του ΚΕΑΕΜ έδωσαν 33 ομιλίες σε διεθνή συνέδρια και ερευνητικά ιδρύματα (οι περισσότερες από αυτές κατόπιν προσκλήσεως).

- Π. Πάτσης, Διευθυντής Ερευνών, Διευθύνων το ΚΕΑΕΜ
- Γ. Κοντόπουλος, Ακαδημαϊκός, Επόπτης του ΚΕΑΕΜ

#### Στοιχεία του Κέντρου

Σωρανού Εφεσίου 4, Αθήνα, 11527

Ιστοσελίδα: http://astro.academyofathens.gr

E-mail: keaem@academyofathens.gr

Επόπτης του Κέντρου είναι ο Ακαδημαϊκός κ. Γεώργιος Κοντόπουλος, η δε σύνθεση του προσωπικού κατά το 2016 ήταν:

- Πάτσης Πάνος, Διευθύνων, Ερευνητής Α'
- Ευθυμιόπουλος Χρήστος, Ερευνητής Α'
- Κοντόπουλος Ιωάννης, Ερευνητής Α'
- Βασιλάχος Σπύρος, Ερευνητής Α'
- Γοντικάκης Κωνσταντίνος, Ερευνητής Β'
- Γεωργούλης Μανώλης, Ερευνητής Β'
- Βαγενάς Ηλίας, Ερευνητής Β' (εν αδεία)
- Χαρσούλα Μιρέλλα, Ερευνήτρια Β'

Μεταδιδακτορικοί Ερευνητές: Θεμελής Κωνσταντίνος (συνεργασία με Μ. Γεωργούλη), Κιτσιώνας Σπύρος (συνεργασία με Π. Πάτση), Τζιότζιου Κωνσταντίνος (συνεργασία με Μ. Γεωργούλη), Κατσανίκας Ματθαίος (συνεργασία με Π. Πάτση, Ι. Κοντόπουλο), Μωραΐτης Κων/νος (συνεργασία με Μ. Γεωργούλη), Κοντογιάννης Γιάννης (συνεργασία με Μ. Γεωργούλη), Αλικάκος Ιωάννης (συνεργασία με Π. Πάτση), Τζέμος Αθανάσιος (συνεργασία με Γ. Κοντόπουλο, Χ. Ευθυμιόπουλο), Χατζόπουλος Σωτήριος (συνεργασία με Π. Πάτση).

 Δάρα Ελένη, Ζαχαριάδης Θεοδόσης, Τριτάκης Βασίλειος, Επιστημονικοί Συνεργάτες

- Παπαδόπουλος Παντελής, Επισκέπτης Ερευνητής
- Ζούλιας Μανώλης, Τεχνικός Υπεύθυνος

 Υποψήφιοι Διδάκτορες: Τσιγαρίδη Λιάνα, Πούρη Αθηνά, Κουτσαντωνίου Ελπίδα, Συντελής Πέτρος

# Περιεχόμενα

| A′        | Πως εισάγεται το Χάος στην Κβαντομηχανική                             | 1   |
|-----------|---|-----|
| B′        | Μοντέλα αργά περιστρεφόμενων ραβδωτών - σπειροειδών γαλαξιών.         | 19  |
| Γ         | Προσομοιώνοντας το περιβάλλον των γαλαξιακών δίσκων                   | 31  |
| $\Delta'$ | Μαγνητικοί Άνεμοι γύρω από Μελανές Οπές στο Διάστημα                  | 39  |
| Έ         | Περί του ρυθμού διαστολής του Σύμπαντος                               | 51  |
| ΣΤ΄       | Σκέδαση ακτινοβολίας στις φασματικές γραμμές εκπομπής του υπε-        |     |
|           | ριώδους που εκπέμπονται από την μεταβατική ζώνη χρωμόσφαιρας-         |     |
|           | στέμματος   | 55  |
| Ζ́        | Γένεση και διάδοση των ηλιακών εκρήξεων στην ηλιόσφαιρα: τι συνά-     |     |
|           | γουμε για τις αστρικές εκρήξεις και την επίδρασή τους σε εξωπλανήτες; | 63  |
| Η′        | Χαοτικές σπείρες σε ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες                   | 81  |
| Θ΄        | Ατμοσφαιρικός Ηλεκτρισμός, Αντηχήσεις Schumann και σχετικές με-       |     |
|           | τρήσεις στον Ελληνικό χώρο  | 87  |
| ľ         | Δείκτες πρόγνωσης των ηλιακών εκλάμψεων: παραμετροποιώντας την        |     |
|           | εκρηκτικότητα των κέντρων δράσης                                      | 01  |
| ΙA΄       | Δημοσιεύσεις του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων         |     |
|           | Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών για το 2016                          | 111 |
| IΒ′       | Δημοσιεύσεις σε πρακτικά συνεδρίων με κριτές                          | 115 |

# Α΄ Πως εισάγεται το Χάος στην Κβαντομηχανική

Γεώργιος Κοντόπουλος, Χρήστος Ευθυμιόπουλος, Αθανάσιος Χ. Τζέμος

### Περίληψη

Ο καλύτερος τρόπος μελέτης του χάους στην Κβαντομηχανική βασίζεται στη θεωρία των de Broglie και Bohm. Υπολογίζονται κβαντικές τροχιές και ξεχωρίζουν οι περιπτώσεις που έχουν ευαίσθητη εξάρτηση από τις αρχικές συνθήκες (χαοτικές τροχιές). Διαπιστώνουμε ότι το χάος εισάγεται όταν οι τροχιές πλησιάζουν την περιοχή γύρω από ένα κομβικό σημείο όπου η κυματοσυνάρτηση Ψ μηδενίζεται. Ακριβέστερα πλησίον κάθε κομβικού σημείου υπάρχει εν γένει ένα ασταθές σημείο X και όταν μια τροχιά πλησιάσει το σημείο αυτό εκτρέπεται απότομα δημιουργώντας χάος. Αυτό διαπιστώθηκε σε συστήματα δύο και τριών βαθμών ελευθερίας. Στα συστήματα των τριών βαθμών ελευθερίας τα κομβικά σημεία και τα ασταθή σημέια ευρίσχονται πάνω σε κομβικές γραμμές και γραμμές X και δίνονται διάφορα παραδείγματα. Σε ορισμένα συστήματα οι τροχιές ευρίσκονται πάνω σε ολοκληρωτικές επιφάνειες. Τα συστήματα αυτά είναι μερικώς ολοκληρώσιμα και οι ολοκληρωτικές επιφάνειες δίνονται αναλυτικά.

## Α΄.1 Εισαγωγή

Το χάος στην Κβαντομηχανική έχει μια ενδιαφέρουσα ιστορία. Η συνήθης ερμηνεία της Κβαντομηχανικής (η ερμηνεία της Κοπεγχάγης, δηλαδή των Bohr, Heisenberg κλπ) αναφέρεται σε χάος όταν το αντίστοιχο κλασικό σύστημα είναι χαοτικό (βλ. Gutzwiller 1990). Αλλά όπως έχουμε διαπιστώσει (Efthymiopoulos and Contopoulos 2006), είναι δυνατόν ένα κβαντικό σύστημα να είναι χαοτικό καίτοι το αντίστοιχο κλασικό σύστημα είναι οργανωμένο και αντιστρόφως, ένα κβαντικό σύστημα μπορεί να είναι οργανωμένο ενώ το αντίστοιχο κλασικό σύστημα είναι χαοτικό.

Η κλασική αντίληψη του χάους αναφέρεται σε ευαίσθητη εξάρτηση από τις αρχικές συνθήκες. Όταν δύο πολύ γειτονικές τροχιές εκτρέπονται εκθετικά στο χρόνο η μια από την άλλη, τότε θεωρούμε ότι οι τροχιές αυτές είναι χαοτικές, ενώ όταν οι τροχιές εκτρέπονται γραμμικά ή με ένα νόμο δύναμης, θεωρούμε ότι οι τροχιές αυτές είναι οργανωμένες.

Αλλά η ερμηνεία της Κοπεγχάγης δε συζητεί καν το θέμα των τροχιών. Πράγματι οι τροχιές απαιτούν τον παράλληλο καθορισμό θέσεων και ταχυτήτων, κάτι που είναι αδύνατον σύμφωνα με την αρχή της απροσδιοριστίας του Heisenberg.

Εν τούτοις υπάρχει μια διαφορετική ερμηνεία της Κβαντομηχανικής, η ερμηνεία των de Broglie-Bohm (De Broglie 1927a, De Broglie 1927b, Bohm 1952a, Bohm 1952b), η οποία θεωρεί τις τροχιές ως βασικό χαρακτηριστικό. Η ερμηνεία αυτή ονομάζεται "οντολογική" διότι δέχεται την ύπαρξη των τροχιών και όταν ακόμα αυτές δεν παρατηρούνται.

Οι κινήσεις των κβαντικών σωματίων διαφέρουν ουσιωδώς από τις κλασικές κινήσεις, διότι δεν διέπονται μόνον από τις δυνάμεις, αλλά και από τις κυματοσυναρτήσεις οι οποίες ενεργούν ως "οδηγό κύμα" (pilot-wave) που διέπει τις κινήσεις (de Broglie 1926 a,b).



Σχήμα Α΄.1: Τροχιές τύπου Bohm στα πειράματα των Kocsis et al. (2011).

Οι υποστηρικτές της συνήθους ερμηνείας της Κβαντομηχανικής παρατηρούν ότι τα συμπεράσματα της ερμηνείας των de Broglie-Bohm είναι τα ίδια με τα συμπεράσματα της ερμηνείας της Κοπεγχάγης, επομένως, λέγουν, ο υπολογισμός των κβαντικών τροχιών είναι περιττός. Εν τούτοις τα τελευταία έτη έγιναν δύο παρατηρήσεις που δίνουν προβάδισμα στην οντολογική ερμηνεία της Κβαντομηχανικής.

Η πρώτη παρατήρηση αφορά την διαπίστωση των τροχιών de Broglie-Bohm με χρησιμοποίηση μερικώς απροσδιόριστων θέσεων των σωματίων, που παρακάμπτουν την απροσδιοριστία του Heisenberg. Αυτό επετεύχθη κατά πρώτον στις τροχιές μέσω δύο οπών οι οποίες συνδυάζουν τη σωματιδιακή και την κυματική ιδιότητα των σωματίων (φωτονίων ή υλικών σωματίων) (Kocsis et al. 2011) όπως φαίνεται στο Σχ. Α΄.1.

Μια σημαντική επέκταση των πειραμάτων αυτών έγινε πρόσφατα από τον Mahler και τους συνεργάτες του (2016), οι οποίοι απέδειξαν ότι οι κβαντικές τροχιές επηρεάζονται από μακρινά φαινόμενα συσχετισμού (κβαντική σύμπλεξη ή quantum entanglement). Η παρατήρηση αυτή υποστηρίζει περιαματικά τη γνωστή διαπίστωση (πχ. Bell 2004) ότι η θεωρία των de Broglie και Bohm είναι μη τοπική (non local). Με τον τρόπο αυτόν αποφεύγεται η αντίρρηση προς τις κρυμμένες μεταβλητές (hidden variables) που προκύπτει από το θεώρημα του J. Bell (Bell 2004), η οποία ισχύει όταν οι κρυμμένες μεταβλητές είναι τοπικές (local hidden variables).

Η δεύτερη παρατήρηση αφορά την διαπίστωση ότι παρ' όλον ότι τα περισσότερα συμπεράσματα της ερμηνείας των de Broglie-Bohm είναι τα ίδια με τα συμπεράσματα της ερμηνείας της Κοπεγχάγης, εν τούτοις υπάρχουν και εξαιρέσεις, σε περιπτώσεις όπου τα μετρούμενα μεγέθη περιλαμβάνουν το χρόνο. Πράγματι η θεωρία της σκεδάσεως των σωματίων από έναν στόχο είναι διαφορετική στις δύο ερμηνείες. Συγκεκριμένα ο χρόνος σκεδάσεως σύμφωνα με την οντολογική ερμηνεία είναι διαφορετικός από τον χρόνο που δίνει η ερμηνεία της Κοπεγχάγης (Efthymiopoulos et al. 2012, Delis et al. 2012). Κατά συνέπειαν είναι δυνατόν να ελεγχθούν πειραματικά οι δύο θεωρίες.

Εις την παρούσα εργασία θα μελετήσουμε ένα πολύ σημαντικό θέμα που αφορά τις τροχιές. Αυτό αναφέρεται στο χάος στην Κβαντομηχανική.

#### Α΄.2 Κομβικά σημεία σε δύο βαθμούς ελευθερίας

Η κίνηση κβαντικών σωματίων μάζας <br/> mκαθορίζεται από την εξίσωση de Broglie-Bohm

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = Im\left(\frac{\nabla\Psi}{\Psi}\right) \tag{1.1}$$

όπου  $\Psi$ είναι η χυματοσυνάρτηση, η οποία προχύπτει από την εξίσωση του Schrödinger

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V\right)\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}$$
(1.2)

και Im ο συντελεστής του φανταστικού μέρους. Οι εξισώσεις (1.1) δίνουν ομαλές λύσεις όταν  $\Psi \neq 0$ . Εάν όμως  $\Psi = 0$  δίνουν ανώμαλα σημεία που λέγονται κομβικά σημεία (nodal points).

Σε ένα σύστημα δύο βαθμών ελευθερίας τα χομβιχά σημεία βρίσχονται από τις εξισώσεις:

$$\Psi_R = \Psi_I = 0, \tag{1.3}$$

όπου τα  $\Psi_R$  και  $i\Psi_i$  είναι το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της κυματοσυνάρτησης  $\Psi=\Psi_R+i\Psi_I.$ 

Οι τροχιές σωματίων πλησίον ενός χομβιχού σημείου αχολουθούν για ένα χρονιχό διάστημα το χομβιχό σημείο το οποίο επίσης χινείται. Ένα παράδειγμα αναφέρεται στην περίπτωση διδιάστατου αρμονιχού ταλαντωτού με Χαμιλτονιανή

$$H = \frac{1}{2}(p_x^2 + p_y^2) + \frac{1}{2}(x^2 + (cy)^2)$$
(1.4)

Οι λύσεις της εξισώσεως Schrödinger στην περίπτωση αυτή είναι της μορφής

$$\Psi = e^{-\frac{x^2 + cy^2 + i(1+c)t}{2}} (1 + axe^{-it} + bc^{\frac{1}{2}}xye^{-i(1+c)t}),$$
(1.5)

όπου έχουμε θέσει  $\hbar = m_1 = m_2 = m_3 = 1$ , ενώ τα a και b είναι σταθερές. Οι εξισώσεις κινήσεως έχουν τη μορφή:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{a\sin t + bc^{\frac{1}{2}}y\sin(1+c)t}{G}$$
(1.6)

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{bc^{\frac{1}{2}}(ax\sin ct + \sin(1+c)t)}{G}$$
(1.7)

όπου

$$G = 1 + 2ax\cos t + 2bc^{\frac{1}{2}}xy\cos(1+c)t + (ax)^2 + 2abc^{\frac{1}{2}}x^2y\cos ct + c(bxy)^2$$
(1.8)

Όταν G = 0 έχουμε ένα κομβικό σημείο και οι εξισώσεις παρουσιάζουν ανωμαλίες. Συγκεκριμένα το κομβικό σημείο για χρόνο t έχει συντεταγμένες (Efthymiopoulos et al. 2007):

$$x_0 = -\frac{\sin(1+c)t}{a\sin(c)t}, \quad y_0 = -\frac{a\sin t}{bc^{\frac{1}{2}}\sin(1+c)t}$$
(1.9)



Σχήμα Α'.2: Κομβικές γραμμές που δίνονται από τους τύπους 1.9, α) όταν το c είναι ρητός  $c = \frac{2}{3}$  και β) όταν το c είναι άρρητος  $c = \sqrt{2}/2$ . Και στις δύο περιπτώσεις a = b = 1.



Σχήμα Α΄.3: Περιοδικές τροχιές όταν c = 1 (a = b = 1). Οι τροχιές ακολουθούν την τροχιά του κομβικού σημείου για ένα χρονικό διάστημα.



Σχήμα Α΄.4: Ασυμπτωτικές καμπύλες από το ασταθές σημείο Χ και από το κομβικό σημείο Ν όταν το κομβικό σημείο είναι ευσταθές. Η ασυμπτωτική καμπύλη U και η καμπύλη Κ μεταξύ της S και της SS τείνουν ασυμπτωτικά στο κομβικό σημείο Ν.

Όταν το c είναι ρητός αριθμός, τότε το χομβιχό σημείο διαγράφει ένα πεπερασμένο αριθμό γραμμών (Σχ. Α΄.2α). Όταν όμως το c είναι άρρητος αριθμός, το χομβιχό σημείο διαγράφει άπειρες γραμμές (Σχ. Α΄.2β). Εις την πρώτη περίπτωση όλες οι τροχιές των σωματίων είναι περιοδιχές. Όσες τροχιές πλησιάζουν το χομβιχό σημείο, το αχολουθούν για ένα χρονιχό διάστημα αλλά χατόπιν εχτρέπονται (Σχ. Α΄.3)

Όταν το c είναι άρρητος οι τροχιές είναι περίπλοκες. Για να τις μελετήσουμε καλύτερα χρησιμοποιούμε ένα σύστημα συντεταγμένων  $u = x - x_0, v = y - y_0, w = z - z_0$  γύρω από το κομβικό σημείο. Ένα παράδειγμα δίνεται στο Σχ. Α΄.4, όπου το κομβικό σημείο έχει u = v = 0 (Efthymiopoulos et al. 2007). Παρατηρούμε (Σχ. Α΄.4) ότι στην ευρύτερη περιοχή γύρω από το κομβικό σημείο υπάρχει ένα ασταθές σημείο X, από το οποίο αναχωρούν δύο ασταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες U και UU προς αντίθετες κατευθύνσεις και δύο ευσταθείς καμπύλες S και SS, πάλι προς αντίθετες κατευθύνσεις. Αν το σύστημα παραμείνει σταθερό στο χρόνο, οι τροχιές που έχουν αρχικές συνθήκες κατά μήκος των ασυμπτωτικών καμπύλων κινούνται κατά μήκος των καμπύλων αυτών. Οι τροχιές κατά μήκος των ευσταθών καμπύλων τείνουν ασυμπτωτικά προς το σημείον X όταν ο χρόνος τείνει εις το άπειρο  $(t \to \infty)$ , ενώ οι τροχιές των ασταθών καμπύλων τείνουν ασυμπτωτικά προς το X, όταν ο χρόνος τείνει εις το αρνητικό άπειρο  $(t \to -\infty)$ .

Εις το Σχ. Α΄.4 η ασταθής χαμπύλη U δημιουργεί μια σπείρα γύρω από το χομβιχό σημείο χαι τείνει προς αυτό μετά από άπειρες περιελίξεις. Στην περίπτωση αυτή το χομβιχό σημείοα είναι ελχυστής. Σε άλλες περιπτώσεις η ασυμπτωτική χαμπύλη η οποία τείνει προς το χομβιχό σημείο είναι ευσταθής ενώ το χομβιχό σημείο είναι απωθητής. Επίσης σε άλλες περιπτώσεις γύρω από από το χομβιχό σημείο υπάρχει μια χλειστή οριαχή χαμπύλη (limit cycle) προς την οποία τείνει η σπειροειδής ασυμπτωτική χαμπύλη από το X χαι μια άλλη σπειροειδής χαμπύλη από το N (Σχ. Α΄.5).

Το σημείο Xμε τις ασυμπτωτι<br/>κές του καμπύλες και το σημείοNαποτελούν



**Σχήμα** Α΄.5: Ασυμπτωτικές καμπύλες από το ασταθές σημείο X και από το κομβικό σημείο N όταν το κομβικό σημείο είναι ευσταθές. Οι ασυμπτωτικές καμπύλες S (από το X) και S\* (από το N) τείνουν ασυμπτωτικά στον οριακό κύκλο όταν  $t \to -\infty$ .

ένα "σύμπλεγμα χομβιχού σημείου χαι σημείου X (nodal point- X-point complex)". Η ροή της ύλης γύρω από το χομβιχό σημείο χαι το σημείο X δίδεται στο Σχ. Α΄.4. Οι τροχιές που προσεγγίζουν το X πλησίον της ευσταθούς χαμπύλης SS εκτρέπονται χατά μήχος της ασταθούς χαμπύλης U ή UU. Παρατηρούμε ότι η χαμπύλη S, η οποία διευθύνεται αρχιχά προς τα πάνω (χάτω αριστερά), περιβάλλει τον χόμβο χαι τελιχά διευθύνεται προς τα χάτω προς το X. Στην περιοχή χοντά στο χομβιχό σημείο εισέρχονται μόνον οι τροχιές της ασυμπτωτιχής χαμπύλης S (όπως η K). Τροχιές που πλησιάζουν το X πλησίον των ασυμπτωτιχής χαμπύλης S εχτρέπονται πλησίον των χαμπύλων U χαι UU

Γενικά παρατηρούμε ότι μεγάλες εκτροπές τροχιών παρουσιάζονται όταν οι τροχιές προσεγγίζουν το ασταθές σημείο X και όχι όταν προσεγγίζουν το σημείο N. Επομένως το ασταθές σημείο X είναι αυτό που δημιουργεί το χάος.

Εν γένει όμως η θέση του σημείου X στο σύστημα αναφοράς (u,v) δεν παραμένει σταθερή, αλλά μεταβάλλεται. Επομένως το Σχ. Α΄.4 με τις ασυμπτωτικές καμπύλες και τις καμπύλες ροής μεταβάλλεται συνεχώς εν χρόνω. Ισχύει όμως πάντα ότι το χάος δημιουργείται όταν οι τροχιές προσεγγίζουν το σημείο X.

#### Α΄.3 Κομβικά σημεία σε 3 βαθμούς ελευθερίας

Εις την περίπτωση τροχιών σε 3 βαθμούς ελευθερίας οι εξισώσεις που ορίζουν τα χομβιχά σημεία ( $\Psi_R = \Psi_I = 0$ ) είναι δύο ενώ οι άγνωστοι είναι τρεις (x, y, z). Επομένως για χάθε z οι εξισώσεις μας δίνουν μια λύση (ή περισσότερες) της μορφής

$$x_N = x_N(z_N), y_N = y_N(z_N),$$
 (1.10)

όπου το  $z_N$  θεωρείται ως μία παράμετρος. Επομένως οι εξισώσεις (1.10) ορίζουν μία καμπύλη (ή περισσότερες) η οποία ονομάζεται κομβική καμπύλη (nodal line).

Θα δώσουμε κατωτέρω 4 παραδείγματα κομβικών γραμμών (Σχ. Α΄.6).

1. Εις το σύστημα που περιγράφεται από την χυματοσυνάρτηση

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{3}} \Big( \Psi_{1,0,0}(t) + \Psi_{0,1,0}(t) + \Psi_{0,0,1}(t) \Big), \tag{1.11}$$

(οι συναρτήσεις  $\Psi_{n_1,n_2,n_3}$  δίνονται στην εργασία (Tzemos et al. 2016)) έχουμε χομβικά σημεία με συντεταγμένες

$$x_{nod} = \frac{\sqrt{\omega_3} \sin(\omega_{32}t)}{\sqrt{\omega_1} \sin(\omega_{21}t)} z_{nod}$$
(1.12)

$$y_{nod} = \frac{\sqrt{\omega_3} \sin(\omega_{13}t)}{\sqrt{\omega_2} \sin(\omega_{23}t)} z_{nod}, \qquad (1.13)$$

Οι κομβικές γραμμές στην περίπτωση αυτή είναι ευθείες (Σχ. Α΄.6α). Για κάθε χρόνο t αυτές διέρχονται από την αρχή των αξόνων (0,0,0).

2. Εις το σύστημα που περιγράφεται από την χυματοσυνάρτηση

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{3}} \Big( \Psi_{1,0,0}(t) + \Psi_{0,1,0}(t) + \Psi_{0,0,2}(t) \Big)$$
(1.14)

έχουμε χομβικά σημεία με συντεταγμένες

$$x_{nod} = \frac{1}{2} \frac{\sin\left((\omega_2 - 2\omega_3)t\right)(2\omega_3 z_{nod}^2 - 1)}{\sqrt{\omega_1}\sin\left((\omega_1 - \omega_2)t\right)}$$
(1.15)

$$y_{nod} = -\frac{\sin\left((\omega_1 - 2\omega_3)t\right)\left(2\omega_3 z_{nod}^2 - 1\right)}{2\sqrt{\omega_2}\sin\left((\omega_1 - \omega_2)t\right)}$$
(1.16)

Παρατηρούμε ότι

$$\frac{x_{nod}}{y_{nod}} = \sqrt{\frac{\omega_2}{\omega_1}} \, \frac{\sin\left((\omega_2 - 2\omega_3)t\right)}{\sin\left((\omega_1 - 2\omega_3)t\right)},\tag{1.17}$$

δηλαδή οι προβολές των κομβικών γραμμών στο επίπεδο (x, y) είναι ευθείες. Οι κομβικές γραμμές για όλους τους χρόνους t διέρχονται από τα σημεία  $x = 0, y = 0, z = \pm \frac{1}{\sqrt{\omega_3}}$  (Σχ. Α΄.6β)

3. Εις το σύστημα που περιγράφεται από την χυματοσυνάρτηση

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{3}} \Big( \Psi_{0,0,0}(t) + \Psi_{1,1,0}(t) + \Psi_{1,0,2}(t) \Big)$$
(1.18)

έχουμε χομβιχά σημεία με συντεταγμένες

$$x_{nod} = -\frac{\sin\left((\omega_1 + \omega_2)t\right)}{\sqrt{\omega_1}\sin\left((\omega_2 - 2\omega_3)t\right)(2\omega_3 z_{nod}^2 - 1)}$$
(1.19)

$$y_{nod} = -\frac{\left(2\omega_3 z_{nod}^2 - 1\right) \sin\left((\omega_1 + 2\omega_3)t\right)}{2\sqrt{\omega_2} \sin\left((\omega_1 + \omega_2)t\right)}$$
(1.20)

και οι κομβικές γραμμές δίνοται στο Σχ. Α΄.6γ. Παρατηρούμε ότι

$$x_{nod}y_{nod} = \frac{1}{2\sqrt{\omega_1\omega_2}} \frac{\sin\left((\omega_1 + \omega_2)t\right)}{\sin\left((\omega_2 - 2\omega_3)t\right)},\tag{1.21}$$

δηλαδή οι προβολές των κομβικών γραμμών στο επίπεδο xy είναι υπερβολές.

4. Εις το σύστημα που περιγράφεται από την χυματοσυνάρτηση

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{3}} \Big( \Psi_{0,0,0}(t) + \Psi_{1,0,1}(t) + \Psi_{0,1,2}(t) \Big)$$
(1.22)

έχουμε χομβιχά σημεία με συντεταγμένες

$$x_{nod} = \frac{1}{2} \frac{\sin\left((2\omega_2 + \omega_3)t\right)}{\sqrt{\omega_1\omega_3}\sin\left((\omega_1 - \omega_2 - \omega_3)t\right)z_{nod}}$$
(1.23)

$$y_{nod} = -\frac{\sin\left((\omega_1 + \omega_3)t\right)}{\sqrt{\omega_3}\sin\left((\omega_1 - \omega_2 - \omega_3)t\right)(2\omega_3 z_{nod}^2 - 1)}$$
(1.24)

που σχηματίζουν τις κομβικές γραμμές όταν μεταβάλλεται το  $z_{nod}$  (Σχ. Α΄.6δ). Εις το σύστημα αυτό παρατηρούμε ότι

$$x_{nod}z_{nod} = \frac{1}{2} \frac{\sin\left((2\omega_2 + \omega_3)t\right)}{\sqrt{\omega_1\omega_3}\sin\left((\omega_1 - \omega_2 - \omega_3)t\right)}$$
(1.25)

δηλαδή οι προβολές των χομβιχών γραμμών στο επίπεδο (x, z) είναι υπερβολές.

Οι τροχιές που έχουν αρχικές συνθήκες πλησίον ενός κομβικού σημείου κινούνται αρχικά πολύ κοντά σε ένα επίπεδο κάθετο στην κομβική γραμμή (Falsaperla and Fonte 2003). Επιπλέον η τροχιά του κομβικού σημείου είναι και αυτή πλησίον προς το κάθετο αυτό επίπεδο, το οποίο ονομάζεται επίπεδο-F.

Εάν σχεδιάσουμε τη ροή επί του επιπέδου-F, αυτή έχει μορφή παρόμοια με την ροή του Σχ. 4 σε ενα σύστημα 2 διαστάσεων. Ένα παράδειγμα δίνεται στο σχήμα 6. Επομένως επί του επιπέδου-F υπάρχει ένα ασταθές σημείον X το οποίον έχει 2 αντίθετες ασταθείς και 2 αντίθετες ευσταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες.

#### Α΄.4 Μερικώς Ολοκληρώσιμα Συστήματα

Ορισμένα κβαντικά συστήματα 3 βαθμών ελευθερίας είναι μερικώς ολοκληρώσιμα, δηλαδή κάθε κίνηση γίνεται πάνω σε μια επιφάνεια F(x, y, z) = C. Τέτοια είναι τα συστήματα 1,2 και 3 που θεωρήσαμε στα προηγούμενα παραδείγματα.



**Σχήμα** Α΄.6: Κομβικές γραμμές για διάφορους χρόνους στις περιπτώσεις των κυματοσυναρτήσεων 1 ,2, 3 και 4 αντιστοίχως ( $\omega_1 = 1, \omega_2 = \sqrt{2}, \omega_3 = \sqrt{3}$ ).

1. Στην πρώτη περίπτωση οι εξισώσεις κινήσεως (Tzemos et al. 2016) είναι:

$$\dot{x_1} = -\frac{\sqrt{\omega_1 \omega_2} \sin(\omega_{12} t) x_2 + \sqrt{\omega_1 \omega_3} \sin(\omega_{13} t) x_3}{G}$$
(1.26)

$$\dot{x_2} = -\frac{\sqrt{\omega_2\omega_3}\sin(\omega_{23}t)x_3 - \sqrt{\omega_1\omega_2}\sin(\omega_{12}t)x_1}{G}$$
(1.27)

$$\dot{x_3} = \frac{\sqrt{\omega_2 \omega_3} \sin(\omega_{23} t) x_2 + \sqrt{\omega_1 \omega_3} \sin(\omega_{13} t) x_1}{G}$$
(1.28)

όπου

$$G = 2\left(\sqrt{\omega_2\omega_3}\cos(\omega_{23}t)x_2x_3 + \sqrt{\omega_1\omega_3}\cos(\omega_{13}t)x_1x_3 + \sqrt{\omega_1\omega_2}\cos(\omega_{12}t)x_1x_2\right) + \omega_1x_1^2 + \omega_2x_2^2 + \omega_3x_3^2.$$
(1.29)

Από τις εξισώσεις αυτές προκύπτει η σχέσ<br/>η $x\dot{x}+y\dot{y}+z\dot{z}=0.$ Κατά συνέπειαν ισχύει ότι

$$x^2 + y^2 + z^2 = R^2, (1.30)$$

άρα οι χινήσεις γίνονται πάνω στην επιφάνεια μιας σφαίρας (Σχ. Α΄.7). Οι τροχιές είναι χαοτιχές ή οργανωμένες. Οι τροχιές οι οποίες είναι για ένα διάστημα κοντά στην τροχιά ενός χομβιχού σημείου είναι χαοτιχές (Σχ. Α΄.7α) ενώ οι τροχιές οι οποίες δεν πλησιάζουν την περιοχή του χομβιχού σημειου είναι οργανωμένες (Σχ. Α΄.7β). Παρατηρούμε ότι στην περίπτωση αυτή οι χομβιχές γραμμές τέμνουν την σφαίρα χαθέτως.

2. Εις τη δεύτερη περίπτωση διαπιστώνουμε ότι οι κινήσεις γίνονται πάνω στην κλειστή επιφάνεια (Contopoulos et. al 2017)

$$x^{2} + y^{2} + \frac{z^{2}}{2} - \frac{\ln|z|}{2\omega_{3}} = C,$$
(1.31)

η οποία έχει ένα σχήμα σαν αχλάδι (Σχ. Α΄.8). Το σχήμα αυτό ευρίσκεται στα θετικά του άξονος z. Υπάρχει όμως και ένα συμμετρικό σχήμα στα αρνητικά z. Οι κομβικές γραμμές τέμνουν καθέτως και τα δύο σχήματα αυτά.

Παρατηρούμε ότι το σχήμα υπάρχει μόνον όταν  $C > C_0 = \frac{z_c^2}{2} - \frac{\ln |z_C|}{2\omega_3}$ , όπου  $z_C = \frac{1}{\sqrt{2\omega_3}}$ . Όταν  $C = C_0$  το σχήμα εκφυλίζεται στο σημείον  $x_c = 0, y_c = 0, z_c = \frac{1}{\sqrt{2\omega_3}}$ . Εις την περίπτωση που  $\omega_3 = \sqrt{3}$ , έχουμε  $z_C = 0.5373$  και  $C_0 = 0.3237$ . Εις το σχήμα Α΄.8 δίνουμε την τροχιά ενός κομβικού σημείου στο σύστημα αυτό.

3. Εις την τρίτη περίπτωση διαπιστώνουμε ότι οι κινήσεις γίνονται πάνω στην επιφάνεια:

$$-x^{2} + y^{2} + \frac{z^{2}}{2} - \frac{\ln|z|}{2\omega_{3}} = C$$
(1.32)

Η επιφάνεια αυτή είναι ανοικτή και εκτείνεται εις το άπειρον. (Σχ. Α΄.10). Διαπιστώνουμε ότι και στην περίπτωση αυτή οι κομβικές γραμμές τέμνουν κάθετα τις ολοκληρωτικές επιφάνειες. Οι τροχιές είναι πάλι είτε χαοτικές (Σχ. Α΄.10α) είτε οργανωμένες (Σχ. Α΄.10β).

4. Η 4η περίπτωση δεν έχει ένα παρόμοιο ολοχλήρωμα. Οι τροχιές στην περίπτωση αυτή είναι εν γένει χαοτικές. Γενικότερα έχει διαπιστωθεί ότι μια κυματοσυνάρτηση της μορφής

$$\Psi(t) = a\Psi_{p_1,p_2,p_3}^{(t)} + b\Psi_{r_1,r_2,r_3}^{(t)} + \Psi_{s_1,s_2,s_3}^{(t)}$$
(1.33)

έχει ένα μερικό ολοκλήρωμα της κινήσεως μόνον όταν οι κβαντικοί αριθμοί  $p_i, r_i, s_i \ i = 1..3$  επαληθεύουν ορισμένες σχέσεις. Μια τέτοια περίπτωση είναι η εξής:  $(p_1 = r_1, r_2 = s_2, s_3 = p_3)$ . Οι τροχιές στην περίπτωση αυτή είναι εν γένει χαοτικές (Σχ. Α'.11).



Σχήμα Α΄.7: Δύο διαφορετικά είδη τροχιών επί της ιδίας σφαιρικής επιφανείας. α) Χαοτική τροχιά επί σφαιρικής επιφανείας, η οποία αρχικά είναι πλησίον της τροχιάς του κομβικού σημείου Ν και κατόπιν εκτρέπεται. β) Οργανωμένη τροχιά επί σφαιρικής επιφανείας.



Σχήμα Α΄.8: Οργανωμένη και χαοτική τροχιά επί της επιφανείας σχήματος αχλαδιού.



**Σχήμα** Α΄.9: Η τροχιά ενός χομβιχού σημείου στην περίπτωση του αχλαδιού. Η διαβάθμιση των χρωμάτων είναι τέτοια ώστε τα ερυθρά σημεία της τροχιάς να είναι έχουν μεγαλύτερη συντεταγμένη χ, είναι δηλαδή πιο χοντά στον αναγνώστη.



**Σχήμα** Α΄.10: Τροχιές σε ανοικτή ολοκληρωτική επιφάνεια υπερβολικού σχήματος. α) Χαοτική τροχιά και β) Οργανωμένη τροχιά.



Σχήμα Α΄.11: Μια χαοτική τροχιά στην περίπτωση που δεν υπάρχει ολοκλήρωμα κινήσεως

Μια συστηματική μελέτη των μερικώς ολοκληρωσίμων περιπτώσεων περιλαμβάνεται στην εργασία (Contopoulos et al., 2017). Μερικές από τις περιπτώσεις αυτές είναι πλήρως ολοκληρώσιμες δηλαδή έχουν δύο ολοκληρώματα κινήσεως. Στις ειδικές αυτές περιπτώσεις όλες οι τροχιές είναι οργανωμένες και δεν έχουν καθόλου χάος.

Γενικά πάντως στις μερικώς ολοκληρώσιμες περιπτώσεις έχουμε τόσο χαοτικές όσο και οργανωμένες κινήσεις πάνω σε κάθε επιφάνεια (Σχ. Α΄.7, Α΄.8, Α΄.10). Εξ άλλου, στις μη μερικώς ολοκληρώσιμες περιπτώσεις οι τροχιές είναι ως επί το πλείστον χαοτικές.

Είναι ενδιαφέρον να παρατηρήσουμε οτι η 4η περίπτωση έχει τους ίδιους κβαντικούς αριθμούς 0,1,2 με την τρίτη περίπτωση σε καθένα από τους τρεις όρους (000 στον 10 όρο, 0,1,1 στον δεύτερο και 0,1,2 στον τρίτο), αλλά με διαφορετική σειρά. Η μέν όμως 3η περίπτωση είναι μερικώς ολοκληρώσιμη, ενώ η τέταρτη δεν είναι. Επομένως η σειρά των δεικτών έχει μεγάλη σημασία για την ύπαρξη ή μή ολοκληρωμάτων.

#### Α΄.5 Γραμμές Χ και δημιουργία του Χάους

Διαπιστώσαμε ότι πλησίον ενός χομβιχού σημείου N υπάρχει εν γένει ένα ασταθές σημείο X πάνω στο επίπεδο F. Επομένως χαθώς μεταβάλλεται η παράμετρος z, το μεν χομβιχό σημείο διαγράφει την χομβιχή γραμμή, το δε σημείο X διαγράφει την αντίστοιχη γραμμή X. Οι γραμμές αυτές αλλάζουν με την πάροδο του χρόνου. Είναι όμως δυνατόν για ορισμένες τιμές του z, ή για ορισμένους χρόνους να μην υπάρχει χομβιχό σημείο X.

Πάνω σε μια ολοκληρωτική επιφάνεια η ροή των σωματίων σε ενα σύστημα με κέντρο το κομβικό σημείο ορίζει ένα ασταθές σημείο (Σχ. Α΄.12). Όταν μια τροχιά πλησιάζει αυτό το ασταθές σημείο τότε εκτρέπεται σημαντικά και δημιουργείται



Σχήμα Α΄.12: Στερεογραφική προβολή των διανυσμάτων της ροής πάνω σε μια σφαίρα. Παρατηρούμε τους στροβίλους γύρω από το κομβικό σημείο (κόκκινη τελεία). Η τροχιά (πράσινη τελεία) βρίσκεται πολύ κοντά στο σημείο Χ (μαύρη τελεία).

χάος. Έχει αποδειχθεί ότι η απόσταση του ασταθούς σημείου X από το χομβικό σημείο N είναι αντιστρόφως ανάλογη της ταχύτητας του N (Efthymiopoulos et al. 2007). Επομένως όταν η ταχύτης του χομβικού σημείου είναι μικρή, η απόσταση του X γίνεται μεγάλη.

Ένα παράδειγμα χομβιχής γραμμής χαι της αντίστοιχης γραμμής Χ δίδεται στο Σχ. Α΄.13. Στο Α΄.13α παραθέτουμε μια σύγχριση των γραμμών Χ με βάση το επίπεδο F που προχύπτουν από το πλήρες σύστημα των εξισώσεων Bohm (μπλε χαμπύλη) και την προσέγγιση δευτέρας τάξεως των εξισώσεων Bohm (χόχχινη χαμπύλη). Παρατηρούμε ότι η χαμπύλη με την προσέγγιση δευτέρας τάξεως ευρίσχεται χοντά στην χαμπύλη με την πλήρη χυματοσυνάρτηση σε όλο το έυρος τιμών των διαφόρων αχτίνων της σφαίρας.

Δεδομένου ότι η κομβική γραμμή είναι ευθεία, η ταχύτητα του κομβικού σημείου αυξάνει γραμμικά με την ακτίνα για δεδομένο χρόνο. Επομένως όταν η ακτίνα της σφαίρας γίνει πολύ μικρή το σημείο X απομακρύνεται σημαντικά. Παρά ταύτα υπάρχουν χρόνοι κατά τους οποίους η ταχύτητα στροφής της κομβικής γραμμής αυξάνει σημαντικά, οπότε το σημείο X βρίσκεται κοντά στο κομβικό σημείο ακόμη και για σχετικά μικρές ακτίνες της σφαίρας (Α΄.13β).

Ένας τρόπος να ελέγξουμε ότι το χάος δημιουργείται όταν μια τροχιά πλησιάζει τη γραμμή Χ είναι ο εξής: Η στιγμιάια εκτροπή δύο γειτονικών τροχιών υπολογίζεται





Σχήμα Α΄.13: Κομβικές γραμμές (ευθείες) μαζί με τις αντίστοιχες γραμμές X για t = 4 και t = 29.9 αντίστοιχα. Στο πρώτο σχήμα η εκτροπή παρουσιάζεται για  $z \simeq 0.9$ , ενώ στο δεύτερο για  $z \simeq 0.25$ .

από τον αριθμό διαστολής

$$a_k = \ln\left(\frac{\xi_{k+1}}{\xi_k}\right),\tag{1.34}$$

όπου  $\xi(t)$  η απόσταση 2 γειτονικών σημείων σε χρόνο t. Ο αριθμός διαστολής είναι ουσιαστικά ο τοπικός αριθμός Lyapunov και η μέση τιμή του αριθμού διαστολής είναι ο αριθμός Lyapunov. Εάν παρακολουθήσουμε τη μεταβολή του a συναρτήσει του χρόνου παρατηρούμε ότι η μεταβολή του α είναι εν γένει μικρή, αλλά σε ορισμένα σημεία μεταβάλλεται απότομα, άρα οι 2 τροχιές πλησίον των σημείων αυτών απομακρύνονται σημαντικά (Σχ. Α΄.14 άνω). Αυτό το φαινόμενο χαρακτηρίζει την εισαγωγή του χάους δηλαδή το χάος αυξάνει σημαντικά εκεί που ο αριθμός διαστολής μεταβάλλεται απότομα.

Εάν τώρα υπολογίσουμε την απόσταση d μιας τροχιάς από τη γραμμή X συναρτήσει του χρόνου, παρατηρούμε ότι η απόσταση αυτή διέρχεται από ένα ελάχιστο πλησίον του χρόνου t όπου παρατηρείται η απότομη μεταβολή του α. Αυτό φαίνεται όταν συγκριθεί η καμπύλη της αποστάσεως d με την καμπύλη του αριθμού α. Αυτό το φαινόμενο παρατηρείται κάθε φορά που διαπιστώνεται μια απότομη μεταβολή του α. Επομένως συμπεραίνουμε ότι το χάος σε κάθε τροχιά δημιουργείται κυρίως στις προσεγγίσεις της τροχιάς προς τη γραμμή X των ασταθών σημείων.



Σχήμα Α΄.14: Διαγράμματα της χρονικής εξάρτησης του αριθμού διαστολής α και της απόστασης της τροχιάς d από το εκάστοτε σημείο Χ. Παρατηρούμε ότι τις χρονικές στιγμές που ο αριθμός διαστολής παρουσιάζει άλμα (άνω σχήμα), τότε ελαχιστοποιείται η απόσταση της τροχιάς από το σημείο Χ. Τα ελάχιστα αυτά σημειώνονται με βέλη. (κάτω σχήμα)

#### Αναφορές

- 1. Bell J. S., 2004, Speakable and unspeakable in quantum mechanics: Collected papers on quantum philosophy. Cambridge university press.
- 2. Bohm D., 1952a, Phys. Rev., 85:166.
- 3. Bohm D., 1952b, Phys. Rev., 85:180.
- 4. Contopoulos G., Tzemos A. C. and Efthymiopoulos C. 2017, J. Phys. A, 50:195101.
- 5. De Broglie L., 1927a, C. R. Acad. Sci., Paris, 184:283.
- 6. De Broglie L., 1927b, C. R. Acad. Sci., Paris, 185:380.
- 7. Delis N., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G. 2012, Int. J. Bif Chaos, 22(09):-1250214.
- 8. Efthymiopoulos C. and Contopoulos G. (2006). J. Phys. A, 39:1819.
- 9. Efthymiopoulos C., Delis N. and Contopoulos G., 2012, Ann. Phys., 327(2):438–460.
- 10. Efthymiopoulos C., Kalapotharakos C. and Contopoulos G., 2007, J. Phys. A, 40:12945.
- 11. Falsaperla P. and Fonte G., 2003, 316:382.
- 12. Gutzwiller M. C., 1990, Chaos in classical and quantum mechanics, volume 1 of Interdisciplinary Applied Mathematics. Springer-Verlag, New York.
- 13. Kocsis S., Braverman B., Ravets S., Stevens M. J., Mirin R. P., Shalm L. K. and Steinberg A. M., 2011, Science, 332:1170–1173.
- 14. Tzemos A. C., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C. 2016, Phys. Lett. A, 380:3796.

# Β΄ Μοντέλα αργά περιστρεφόμενων ραβδωτών - σπειροειδών γαλαξιών

#### Π.Α. Πάτσης & Λ. Τσιγαρίδη

**Περίληψη**: Μελετάμε τη δυναμική ενός αργά περιστρεφόμενου ραβδωτού-σπειροειδούς δυναμικού δύο διαστάσεων για να κατανοήσουμε την εμφάνιση δύο διαδοχικών συστημάτων σπειροειδών βραχιόνων σε σπειροειδείς γαλαξίες με εμφανείς, διακριτές σπείρες (grand-design). Στην περίπτωσή μας ο συντονισμός της συμπεριστροφής (corotation) βρίσκεται σε απόσταση  $R_c = 2.9R_b$ , όπου  $R_b$  ο μεγάλος ημιάξονας της ράβδου. Βρίσκουμε ότι με την απλή υπόθεση της ύπαρξης μιας κοινής ταχύτητας περιστροφής στό σύστημά μας μπορούμε να ερμηνεύσουμε την παρουσία των "διπλών" σπειρών. Οι εσωτερικές σπείρες ενισχύοναι από οργανωμένες, ενώ οι εξωτερικές από χαοτικές τροχιές. Το μοντέλο μας είναι ένα παράδειγμα για τη δημιουργία δομών σε φυσικά συστήματα όπως οι γαλαξίες, οι οποίες στηρίζονται στην συνύπαρξη τάξης και χάους και ως εκ τούτου στην συνύπαρξη δύο διαφορετικών δυναμικών μηχανισμών που τις δημιουργούν.

## Β΄.1 Εισαγωγή

Στην παρούσα εργασία μελετούμε την τροχιαχή δομή και τη μορφολογία μοντέλων αστριχών δίσχων στα οποία υπάρχει μία ράβδος και σπείρες, οι οποίες περιστρέφονται με μία χοινή γωνιαχή ταχύτητα  $\Omega_p$ . Η ιδιαιτερότητα των μοντέλων αυτών σε σχέση με αυτά που βρίσχουμε σε εργασίες άλλων ερευνητών έγχειται στην μιχρή τιμή της  $\Omega_p$  που χρησιμοποιούμε. Ως αποτέλεσμα, τα Λαγχρανζινά σημεία ισορροπίας που βρίσχουμε στην περιοχή της συμπεριστροφής είναι μαχριά από τα άχρα της ράβδου.

Σύμφωνα με τη θεωρία των τροχιών, το τέλος των περιστρεφόμενων ράβδων βρίσκεται εντός της συμπεριστροφής (Contopoulos 1980). Η Athanassoula (1992), μελετώντας με υδροδυναμικές προσομοιώσεις τις θέσεις των κρουστικών κυμάτων (shocks) που σχηματίζονται στην περιοχή της ράβδου, κατέληξε στο συμπέρασμα ότι ο λόγος της ακτίνας της συμπεριστροφής  $R_c$  πρός τον μεγάλο ημιάξονα της ράβδου  $R_b$ πρέπει να είναι  $R_c/R_b = 1.2 \pm 0.2$ . Παρόλα αυτά, υπάρχουν μελέτες της κινηματικής των ράβδων (Font et al. 2014) καθώς και προσομοιώσεις N-σωμάτων (Combes and Elmegreen 1993; Debattista and Sellwood 2000) στις οποίες ο λόγος αυτός έχει εκτιμηθεί να είναι μεγαλύτερος του 2. Επίσης σε μερικά μοντέλα απόκρισης (Rautiainen et al. 2008) ο λόγος αυτός βρέθηκε να είναι μεγαλύτερος του 3. Στις περιπτώσεις αυτές οι ραβδωτοί γαλαξίες ήταν μεταγενέστερου μορφολογικού τύπου στην ακολουθία του Hubble (SBc τύπου). Η δική μας εργασία αναφέρεται σε τέτοιες περιπτώσεις. Από δυναμικής άποψης η μεγάλη απόσταση των Λαγκρανζιανών σημείων από τα άκρα της ράβδου μας δίνει την ευκαιρία να μελετήσουμε δυναμικούς μηχανισμούς που συνδέονται με τις σπείρες, όταν αυτές είναι εντός ή εκτός της συμπεριστροφής.

#### Β΄.2 Το Μοντέλο

Το βαρτικό δυναμικό μας στο γαλαξιακό επίπεδο εκφράζεται με τη μορφή σειράς Fourier

$$\Phi(r,\varphi) = \Phi_0(r) + \sum_{m=2,4,6} \Phi_{mc}(r) \cos(m\varphi) + \Phi_{ms}(r) \sin(m\varphi)$$
(1.35)

όπου οι συντελεστές  $\Phi_0$ ,  $\Phi_{mc}$  και  $\Phi_{ms}$  της παραπάνω εξίσωσης εκφράζονται ως πολυώνυμα της μορφής

$$\sum_{n} a_n r^n, n = 0 \dots 8. \tag{1.36}$$

Οι συντελεστές  $a_n$  του πολυωνύμου (1.36) δίνονται σε πίναχες (βλ. Patsis and Tsigaridi 2017).

Σαν βάση χρησιμοποιήθηκε το δυναμικό του γαλαξία NGC 3359 που έχει εκτιμηθεί από παρατηρήσεις στο εγγύς υπέρυθρο κάτω από ορισμένες υποθέσεις για το πάχος του δίσκου, το λόγο μάζας-λαμπρότητας και την κατανομή της σκοτεινής ύλης (Boonyasait 2003, Patsis et al. 2009). Παρά το γεγονός ότι η παρατηρούμενη μορφολογία μπορεί να αποκλίνει από την πραγματική κατανομή μάζας στις λεπτομέρειες, το μοντέλο αυτό είναι ρεαλιστικό. Οι παρατηρήσεις στο εγγύς υπέρυθρο ενός πραγματικού γαλαξία λαμβάνονται ως βάση για την εξαγωγή ενός καλά συμπεριφερόμενου δυναμικού.

Στην παρούσα εργασία πήραμε ως βάση το δυναμικό του NGC 3359 αλλά χρησιμοποιήσαμε τα πλάτη ως ελεύθερες παραμέτρους. Δημιουργήσαμε ως εκ τούτου μία κλάση ραβδωτών-σπειροειδών δυναμικών. Με αυτόν τον τρόπο μελετήσμε ένα γενικό δυναμικό ραβδωτού-σπειροειδούς γαλαξία με τα παρακάτω πλεονεκτήματα:

- 1. Διαθέτει ένα χυρίαρχο m=2 όρο και επιτρέπει τη μελέτη της δυναμικής για μεγάλο εύρος παραμέτρων ραβδωτών-σπειροειδών μοντέλων γαλαξιών.
- Είναι ρεαλιστικό δυναμικό γιατί χρησιμοποιήσαμε παραμέτρους πολύ κοντά στις τιμές που αντιστοιχούν στο δυναμικό του NGC 3359, ενός ραβδωτούσπειροειδούς γαλαξία με καλά ορισμένη δομή.
- 3. Διαθέτει ξεχωριστό όρο στο δυναμικό για τη σπειροειδή δομή.
- 4. Έχει ομαλή μετάβαση μεταξύ του τέλους της ράβδου και της αρχής των σπειρών.

Παρόλα αυτά η υιοθέτηση ενός βαρυτικού πεδίου που προέρχεται από εκτίμηση του δυναμικού ενός πραγματικού γαλαξία έχει ένα αναμενόμενο μειονέκτημα. Αυτό είναι το γεγονός ότι είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε το δυναμικό μόνο εντός μιας μέγιστης ακτίνας από το κέντρο του γαλαξία. Τέτοιου είδους δυναμικά δεν είναι λοιπόν κατάλληλα για μελέτες τροχιών που επισκέπτονται μεγάλες αποστάσεις από το κέντρο του γαλαξία και τελικά διαφεύγουν. Στα μοντέλα μας εμπιστευόμαστε το δυναμικό μάχοι πραγματικα  $r \approx 12.5$ kpc. Οι υπολογισμοί μας πραγματοποιούνται σε περιστρεφόμενο πλαίσιο αναφοράς με κοινή γωνιακή ταχύτητα περιστροφής για σπείρες και ράβδο.

#### Β΄.3 Μοντέλα απόκρισης

Στην εργασία μας παρακολουθούμε την εξέλιξη ενός συνόλου αρχικών συνθηκών που αναφέρονται στην αστρική ή την αέρια συνιστώσα ενός γαλαξιακού δίσκου όταν επιβάλλεται ένα συγκεκριμένο δυναμικό. Κατασκευάζουμε δηλαδή με τον τρόπο αυτό ένα μοντέλο απόκρισης.

Για την κατασχευή του μοντέλου απόχρισης θεωρούμε ένα σύνολο αρχικών συνθηκών ομογενώς κατανεμημένων πάνω σε ένα δίσκο και στα σωμάτια δίνονται αρχικές ταχύτητες έτσι ώστε να εξασφαλίζεται η κυκλική κίνηση στο αξισυμμετρικό μέρος του δυναμικού. Στη συνέχεια οι αρχικές συνθήκες ολοκληρώνονται για 10 περιστροφές του συστήματος.

Στον υπολογισμό των μοντέλων υπάρχει ένα αρχικό διάστημα 2 περιστροφών κατά το οποίο το πλάτος της διαταραχής αυξάνεται σταδιακά από μηδέν μέχρι τη μέγιστη επιθυμητή τιμή που ορίζει το δυναμικό μας. Η ύπαρξη αυτής της χρονοεξαρτώμενης φάσης μιμείται την ανάπτυξη των διαταραχών σε ένα γαλαξιακό δίσκο. Τελικά οι τροχιές που ολοκληρώνονται στο πλήρες δυναμικό στο μοντέλο απόκρισης έχουν ως αρχικές συνθήκες τις θέσεις και τις ταχύτητες των σωματίων στο τέλος της χρονοεξαρτώμενης φάσης. Στη χρονοανεξάρτητη πλέον φάση του υπολογισμού χρησιμοποιούμε έναν χαμιλτονιανό φορμαλισμό θεωρώντας το μοντέλο μας ως ένα αυτόνομο χαμιλτονιανό σύστημα.

Οι εξισώσεις χίνησης προέρχονται από τη χαμιλτονιανή

$$H \equiv \frac{1}{2} \left( \dot{x}^2 + \dot{y}^2 \right) + \Phi(x, y) - \frac{1}{2} \Omega_p^2 (x^2 + y^2) = E_J$$
(1.37)

όπου (x, y) είναι οι καρτεσιανές συντεταγμένες στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς με γωνιακή ταχύτητα  $\Omega_p$ ,  $\Phi(x, y)$  είναι το δυναμικό σε καρτεσιανές συντεταγμένες και  $E_J$  είναι η σταθερά Jacobi. Στη συνέχεια της εργασίας, χάρη συντομίας θα αναφερόμαστε στο  $E_J$  ως "η ενέργεια".

Στα μοντέλα απόχρισης που χρησιμοποιούμε στη μελέτη μας οι σημαντικές παράμετροι που υπεισέρχονται στο δυναμικό, δηλαδή η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής και το πλάτος της διαταραχής είναι ελεύθερες παράμετροι. Έτσι μπορούμε να εκτιμήσουμε τον ρόλο τους στη δυναμική των συστημάτων που ερευνούμε. Τα μοντέλα μας είναι μη-γραμμικά και η μελέτη μας εστιάζεται στη διερεύνηση της σπουδαιότητας των μη-γραμμικών φαινομένων στην απόκριση της αστρικής (κατά κύριο λόγο) αλλά και της αέριας συνιστώσας των γαλαξιακών δίσκων (Patsis and Tsigaridi 2017). Η κατανόηση της μη-γραμμικής συμπεριφοράς στις τροχιές των αστέρων και στη ροή του αερίου αποτελεί το κλειδί για την ερμηνεία της μορφολογίας των δίσκων.

#### Β'.4 Μεθοδολογία

Για τα αστρικά μοντέλα απόκρισης, ο αλγόριθμος που ακολουθούμε προκειμένου να εντοπίσουμε τους δυναμικούς μηχανισμούς που δημιουργούν τα διάφορα μορφολογικά χαρακτηριστικά που συναντάμε είναι συνοπτικά ο ακόλουθος:

 Υπολογίζουμε την απόκριση της αστρικής συνιστώσας του μοντέλου επιβάλλοντας το δυναμικό σε ένα σύνολο αρχικών συνθηκών που βρίσκονται σε έναν δισδιάστατο δίσκο. Κατασκευάζουμε έτσι χάρτες αριθμητικής πυκνότητας των σωματίων που περιγράφουν τη μορφολογία του μοντέλου απόκρισης.

- Απομονώνουμε στους χάρτες αυτούς τις περιοχές όπου παρατηρούμε τα μορφολογικά χαρακτηριστικά που θέλουμε να μελετήσουμε και κρατάμε για τα σωμάτια που βρίσκονται σε αυτές τις περιοχές τις θέσεις, τις ταχύτητες και τις "ενέργειες" (Ε<sub>J</sub>).
- Μελετάμε τη στατιστική των σωματίων των παραπάνω περιοχών με σκοπό τον εντοπισμό των ενεργειών που κατέχουν τον σημαντικότερο ρόλο στο σχηματισμό των μορφολογικών χαρακτηριστικών που εμφανίζονται εντός της υπό εξέταση περιοχής.
- 4. Στις ενέργειες αυτές κατασκευάζουμε επιφάνειες τομής και υπολογίζουμε τροχιές σε ένα πυκνό πλέγμα αρχικών συνθηκών πάνω σε αυτές, καλύπτοντας τον επιτρεπόμενο χώρο φάσεων που ορίζεται από τις καμπύλες μηδενικής ταχύτητας.
- 5. Έχοντας υπολογίσει τις καμπύλες της χαρακτηριστικής και τα διαγράμματα ευστάθειας όλων των οικογενειών του συστήματος, γνωρίζουμε τη θέση και την ευστάθεια των περιοδικών τροχιών σε κάθε ενέργεια τουλάχιστον μέχρι πολλαπλότητας 3 παίρνοντας πάντοτε ως επίπεδο τομής το y = 0. Έτσι, λαμβάνοντας υπόψιν το εύρος των νησίδων ευστάθειας γύρω από τις ευσταθείς περιοδικές τροχιές, τη δομή των ασυμπτωτικών καμπύλων που σχετίζονται με τις ασταθείς περιοδικές περιοδικές τροχιές καθώς και τις περιοχές κολλητικότητας (sticky) του φασικού χώρου, εκτιμούμε τη συνεισφορά των διάφορων δυναμικών μηχανισμών που βασίζονται είτε σε οργανωμένες είτε σε χαοτικές τροχιές, στη δημιουργία των σπειρών, της ράβδου, των δακτυλίων και κάθε άλλης δομής που εμφανίζεται στο μοντέλο.

#### **B'.5** Η χαρακτηριστική περίπτωση με $R_c/R_b = 2.9$

Апо́ то σύνολο των περιπτώσεων που μελετήσαμε, διαλέξαμε να παρουσιάσουμε τα αποτελέσματά μας στο μοντέλο με γωνιαχή ταχύτητα περιστροφής  $\Omega_p$ =15 km s<sup>-1</sup> kpc<sup>-1</sup>. Ο λόγος της αχτίνας της συμπεριστροφής προς τον μεγάλο ημιάξονα της ράβδου στην περίπτωση αυτή έχει τιμή  $R_c/R_b$ =2.9. Η μέγιστη δύναμη της διαταραχής περιγράφεται στο Σχ. Β΄.1. Η χαμπύλη αυτή δίνει το λόγο της μέγιστης μη αξισυμμετριχής δύναμης διαταραχής σε ορισμένη αχτίνα ( $[(\partial \Phi_p/\partial r)^2 + (r^{-1}\partial \Phi_p/\partial \varphi)^2]^{1/2}$ ) προς τη συνολιχή αξισυμμετριχή δύναμη  $|d\Phi_0/dr|$ , όπου  $\Phi_p$  χαι  $\Phi_0$  είναι οι όροι του μη αξισυμμετριχού χαι του αξισυμμετριχού μέρους του δυναμιχού (1.35) αντίστοιχα.

Επιβάλλουμε το πλήρες δυναμικό σε ένα σύνολο αρχικών συνθηκών οι οποίες είναι ομογενώς καταναμημένες πάνω σε δίσκο ακτίνας r = 11 kpc χρησιμοποιώντας περίπου  $10^6$  σωμάτια (test particles). Στα σωμάτια δίνονται αρχικές ταχύτητες έτσι ώστε να εξασφαλίζεται κυκλική κίνηση στο αξισυμμετρικό μέρος του δυναμικού. Μελετήθηκαν όμως και μοντέλα με ταχύτητες με μία διασπορά γύρω από την ταχύτητα της κυκλικής κίνησης στο  $Φ_0$ . Ολοκληρώνοντας στη συνέχεια τις τροχιές στο πλήρες δυναμικό  $Φ(r, \varphi)$  το σύστημα επιλέγει μόνο του ποιές αρχικές συνθήκες θα ολοκληρώσει. Παρατηρήσαμε ότι τα βασικά μορφολογικά χαρακτηριστικά των μοντέλων απόκρισης δεν διαφέρουν πολύ στις περιπτώσεις με ή χωρίς διασπορά ταχυτήτων.



**Σχήμα Β΄.1**: Η ακτινική μεταβολή της μέγιστης δύναμης της διαταραχής  $F_{p_{max}}$ , κανονικοποιημένη ως προς την αξισυμμετρική δύναμη,  $F_0$ , στο μοντέλο μας.

Οι αρχικές συνθήκες ολοκληρώνονται χρησιμοποιώντας μια μέθοδο Runge-Kutta 4ης τάξης.

Οι ισοδυναμικές του ενεργού δυναμικού  $\Phi_{eff} = \Phi - \frac{1}{2}\Omega_p^2 r^2$  δίνονται στο Σχ. Β΄.2a από όπου εντοπίζουμε τις θέσεις των ασταθών  $L_1$ ,  $L_2$  και των ευσταθών  $L_4$ ,  $L_5$  Λαγκρανζιανών σημείων. Για τα  $L_1$  και  $L_2$  εχουμε  $E_{L_{1,2}} = -27772$  (σε μονάδες  $km^2s^{-2}$ )<sup>4</sup> ενώ οι συντεταγμένες τους είναι  $(x, y) = (\mp 0.042, \pm 8.856)$  αντίστοιχα. Το σύστημα περιστρέφεται αντίθετα από τη φορά των δεικτών του ρολογιού.

Τα μοντέλα που ξεκινούν με σωμάτια σε κυκλική κίνηση στο αξισυμμετρικό μέρος του δυναμικού Φ<sub>0</sub> και τα μοντέλα με διασπορά ταχυτήτων έως 20% της κυκλικής ταχύτητας στην εφαπτομενική διεύθυνση και έως 45% στην ακτινική διεύθυνση δεν εμφανίζουν ποιοτικές διαφορές στην απόκρισή τους μορφολογικά και γενικά είναι παρόμοια. Στη συγκεκριμένη περίπτωση που μελετάμε, το μοντέλο απόκρισης με κυκλικές αρχικές ταχύτητες καθώς και ένα μοντέλο με ακτινική διασπορά ταχυτήτων περίπου  $\pm 40$  km s<sup>-1</sup> παρουσιάζονται στο Σχ.Β΄.2.

Στο Σχ.Β΄.2 οι πιο σχούρες περιοχές αντιστοιχούν σε μεγαλύτερες επιφανειαχές πυχνότητες. Τα δύο μοντέλα είναι παρόμοια χαι χαραχτηρίζονται από ένα εσωτεριχό σύστημα ράβδου - σπειρών χαθώς χαι προεχτάσεις των σπειρών σε μεγαλύτερες αχτίνες. Τα μοντέλα παρουσιάζονται στο Σχ.Β΄.2 όπως έχουν προχύψει μετά από 10 περιστροφές του συστήματος χαι δεν μεταβάλλονται σημαντιχά αν συνεχίσουμε να ολοχληρώνουμε τις τροχιές των σωματίων για περισσότερες περιστροφές.

#### Β΄.6 Δυναμιχοί Μηχανισμοί

Αχολουθόντας τη μεθοδολογία που περιγράψαμε στην παράγραφο 4, διαπιστώσαμε ότι τόσο στην περιοχή της ράβδου όσο και στην περιοχή των σπειρών που βρίσχονται εντός της συμπεριστροφής μέχρι τον εσωτεριχό συντονισμό 4/1, επί των επιφανειών τομής χυριαρχεί η τάξη. Σε ενέργειες μέχρι τον συντονισμό αυτόν βρίσχουμε επί τον επιφανειών τομής σημαντιχές νησίδες ευστάθειας, στα χέντρα των οποίων

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Οι μονάδες αυτές είναι ίδιες για όλα τα  $E_J$ που δίνονται στην εργασία και δεν θα επαναλαμβά-νονται κάθε φορά.



Σχήμα Β'.2: (a) Ισοδυναμικές του ενεργού δυναμικού. (b) Το μοντέλο απόκρισης μετά από 10 περιστροφές της ράβδου ξεκινώντας από κυκλικές ταχύτητες στο αξισυμμετρικό μέρος. (c) Το μοντέλο απόκρισης στο οποίο έχουν δοθεί αρχικές συνθήκες με διασπορά στις ταχύτητες πάλι μετά από 10 περιστροφές. Οι πιο σκούρες περιοχές αντιστοιχούν σε περιοχές μεγαλύτερης πυκνότητας. Τα βέλη "Α" και "Β" δείχνουν τις "εσωτερικές" και τις "εξωτερικές" σπείρες αντίστοιχα.



**Σχήμα Β΄.3:** (a) Ένα μοντέλο απόχρισης του αστριχού δίσχου σε μεγέθυνση. Παρατηρούμε την οβάλ περιοχή που απειχονίζεται με γαλάζιο χρώμα, η οποία περιβάλλει το σύστημα της ράβδου χαι των εσωτεριχών σπειρών. Στα άχρα αυτής της περιοχής βρίσχονται τα ασταθή σημεία Lagrange  $L_1$  και  $L_2$  τα οποία σημειώνονται με δύο σύμβολα '×". Οι ασθενείς εξωτεριχές σπείρες βρίσχονται σε αποστάσεις μεγαλύτερες των Λαγχρανζιανών σημείων (Patsis and Tsigaridi 2017). (b) Μια διορθωμένη για φαινόμενα προβολής ειχόνα του γαλαξία NGC 1566 (Block et. al. 2010), στον οποίον παρατηρούμε πολλά από τα μορφολογιχά χαραχτηριστιχά που περιγράφει το μοντέλο μας. Για την ταυτόχρονη απειχόνιση της συνολιχής μορφολογίας του γαλαξία χρησιμοποιήθηχαν διαφορετιχοί χρόνοι έχθεσης για τις εσωτεριχές και τις εξωτεριχές σπείρες.

υπάρχουν ευσταθείς αντιπρόσωποι της κύριας οικογένειας περιοδικών τροχιών του συστήματος. Οι περιοδικές αυτές τροχιές είναι ελλειπτικές και προσανατολισμένες αρχικά κατά μήκος του μεγάλου άξονα της ράβδου ούτως ώστε να την υποστηρίζουν. Στη σύνέχεια, σε ακτίνες μεγαλύτερες από τον μεγάλο ημιάξονα της ράβδου, καθώς η ενέργεια αυξάνει, μεταπίπτουν με τρόπο που υποστηρίζουν τις εσωτερικές σπείρες του μοντέλου. Αυτές είναι οι σπείρες που σημειώνονται με "A" στο Σχ. Β΄.2c. Έχουμε δηλαδή για τη ράβδο και τις εσωτερικές σπείρες του συστήματος έναν κλασσικό δυναμικό μηχανισμό που υποστηρίζει δομές, δηλ. την παγίδευση ημιπεριοδικών τροχιών γύρω από ευσταθείς περιοδικές τροχιές και την ενίσχυση κατά αυτόν τον τρόπο της πυκνότητας τοπικά, σε συγκεκριμένες περιοχές. Στη συγκεκριμένη περίπτωση αυτές οι περιοχές είναι οι εσωτερικές σπείρες.

Στο μοντέλο μας όμως υπάρχει και ένα δεύτερο σύστημα σπειρών σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το κέντρο. Για την περιγραφή του χρησιμοποιούμε ένα στιγμιότυπο απόκρισης παρόμοιο με αυτό του Σχ. Β΄.2, στο οποίο η πυκνότητα των σωματίων κωδικοποιείται με χρώμα. Το στιγμιότυπο αυτό δίνεται στο Σχ. Β΄.3a. Η κωδικοποίηση γίνεται όπως ορίζει η χρωματική ράβδος που βρίσκεται στη βάση το σχήματος και η πυκνότητα αυξάνει από αριστερά προς τα δεξιά. Το εξωτερικό αυτό σύστημα σπειρών είναι κατά πολύ ασθενέστερο του εσωτερικού και για την ακριβέστερη περιγραφή του έχουμε χρησιμοποιήσει μια ισόπυκνη καμπύλη, η οποία έχει σχεδιαστεί με άσπρο χρώμα.

Σπείρες που ξεκινούν από την περιοχή των ασταθών σημείων Lagrange στην περιοχή της συμπεριστροφής έχει βρεθεί ότι υποστηρίζονται από χαοτικές τροχιές. Αυτές είναι τροχιές, οι οποίες απομακρύνονται κατά μήκος των ασταθών ιδιοδιευθύν-



Σχήμα Β΄.4: (a) Χαοτική τροχιά που παραμένει εντός της συμπεριστροφής για ένα σημαντικό χρονικό διάστημα πριν διαφύγει σε μεγαλύτερες ακτίνες ενισχύοντας τις εξωτερικές σπείρες. (b) Χαοτική τροχιά που ενισχύει τις εξωτερικές σπείρες χωρις να παραμείνει εντός της συμπεριστροφής.

σεων που σχετίζονται με τις πολλαπλότητες των ασταθών περιοδικών τροχιών που περιβάλλουν τα ασταθή σημεία Lagrange (βλ. Voglis and Stavropoulos 2005; Patsis 2006; Voglis et al. 2006; Romero-Gómez et al. 2006, 2007; Tsout- sis et al. 2008, 2009; Athanassoula et al. 2009, 2010; Con- topoulos 2009; Patsis et al. 2010; Harsoula et al. 2011, και αναφορές στο τέλος των εργασιών αυτών). Τα ασταθή σημεία Lagrange  $L_1$  και  $L_2$  βρίσκονται συνήθως στο τέλος των ράβδων, όμως στην περίπτωση του μοντέλου μας βίσκονται στο τέλος του οβάλ σχήματος που περιβάλλει τις εσωτερικές σπείρες και τη ράβδο και σημειώνονται με δύο σύμβολα '×".

Διαπιστώσαμε ότι οι τροχιές που υποστηρίζουν τόσο τον οβάλ σχηματισμό όσο και τις εξωτερικές σπείρες είναι χαοτικές τροχιές με ενέργειες μεγαλύτερες της ενέργειας των ασταθών σημείων  $L_1$  και  $L_2$ . Μορφολογικά μπορούμε να τις κατατάξουμε σε δύο γενικές κατηγορίες, που περιγράφονται στο Σχ. Β΄.4. Στο Σχ. Β΄.4α παρατηρούμε τροχιές οι οποίες παραμένουν εντός της συμπεριστροφής για χρόνο που αντιστοιχεί τουλάχιστον σε 8 περιστροφές του συστήματος και κατόπιν διαφεύγουν σε αποστάσεις πέραν της συμπεριστροφής αφού διέλθουν από τη γειτονιά των σημείων  $L_1$  ή  $L_2$ . Τροχιές όπως αυτή του Σχ. Β΄.4b ανήκουν στη δεύτερη κατηγορία και διαφεύγουν γρήγορα σε μεγάλες αποστάσεις, διερχόμενες επίσης από τη γειτονιά των ασταθών σημείων Lagrange. Η μορφολογία των τροχιών αυτών κατά το χρονικό διάστημα που παραμένουν εντός της συμπεριστροφής θυμίζει ημιπεριοδικές τροχιές κοντά σε συντονισμούς n/1, όπου n=4,6. Κατά το χρονικό αυτό διάστημα ενισχύουν την οβάλ περιοχή του Σχ. Β΄.3a. Εκτός της συμπεριστροφής ενισχύουν τις εξωτερικές σπείρες και η μορφολογία τους είναι παρόμοια με αυτή των banana-like τροχιών (Contopoulos and Grosbøl 1989).

Σε ενέργειες μεγαλύτερες των ασταθών σημείων  $L_1$  και  $L_2$  ( $E_{L1,2}$ ) αλλά μικρότερης αυτής των ευσταθών σημείων Lagrange  $L_4$  και  $L_5$  ( $E_{L4,5}$ ) (βρίσκονται επίσης στην περιοχή της συμπεριστροφής, περίπου επί του άξονα x, αλλά δεν σημειώνονται στο Σχ. Β΄.3a) κυριαρχούν τροχιές όπως αυτή του Σχ. Β΄.4a. Σε μεγαλύτερες ενέργειες κυριαρχούν τροχιές όπως αυτή του Σχ. Β΄.4b.

#### Β΄.7 Σύνοψη, σύγκριση με παρατηρήσεις

Μελετήσαμε τις τροχιές σε ένα αργά περιστρεφόμενο δυναμικό ενός ραβδωτούσπειροειδούς γαλαξιαχού μοντέλου. Ως αποτέλεσμα του μεγάλου λόγου  $R_c/R_b = 2.9$ που έχουμε στο μοντέλο τα Λαγκρανζιανά σημεία ωθούνται μακριά από το τέλος της ράβδου. Αυτό επιτρέπει τη συνύπαρξη δύο διαφορετικών δυναμικών μηχανισμών που επενεργούν στο ίδιο μοντέλο και υποστηρίζουν δύο σετ σπειροειδών βραχιόνων. Τέτοια διπλά σπειροειδή συναντάμε σε ορισμένες περιπτώσεις grand design γαλαξιών με μορφολογίες που μοιάζουν με αυτή του μοντέλου μας. Ένα τέτοιο παραδείγματα είναι ο γαλαξίας NGC 1566 (Σχ. Β΄.3b). Η εικόνα έχει ληφθεί από την εργασία των Block et al. (20100) και έχει διορθωθεί για φαινόμενα προβολής. Είναι χαρακτηριστικό της εικόνας, ότι για να καταγραφούν οι εξωτερικές ασθενείς σπείρες έχει χρησιμοποιηθεί διαφορετικός, μεγαλύτερος, χρόνος έκθεσης από αυτόν που χρησιμοποιήθηκε για την καταγραφή της ράβδου και των εξωτερικών σπειρών. Έτσι οι εξωτερικές σπείρες στο Σχ. Β΄.3b αποδίδονται με μαύρο χρώμα. Παρά το γεγονός ότι το μοντέλο μας δεν αναφέρεται συγκεκριμένα σε αυτόν τον γαλαξία, η παρατηρούμενη μορφολογία είναι ενδεικτική για την υποκείμενη δυναμική. Υπάρχει αντιστοιχία των μορφολογικών χαρακτηριστικών του γαλαξία και αυτών που αναπτύχθηκαν στο μοντέλο μας. Μία οβάλ περιοχή σχήματος λεμονιού περικλείει το εσωτερικό σύστημα ράβδου-σπειρών και στο μοντέλο και στον γαλαξία και από τα άκρα της ξεκινούν οι εξωτερικές σπείρες και στις δύο περιπτώσεις. Σύμφωνα με το μοντέλο μας η θέση των Λαγκρανζιανών σημείων στην εικόνα του γαλαξία πρέπει να τοποθετηθεί μετά το τέλος των εσωτερικών και στην αρχή των εξωτερικών σπειροειδών βραχιόνων. Συμπερασματικά μπορούμε να πούμε ότι η μορφολογία του NGC 1566 έχει όλα τα χαρακτηριστικά της δράσης ενός διπλού δυναμικού μηχανισμού που οδηγεί στην κατασκευή μιας εσωτερικής σπειροειδούς δομής από οργανωμένες τροχιές (όπως στην περίπτωση των κανονικών σπειροειδών γαλαξιών) και μιας γαοτικής εξωτερικής σπειροειδούς δομής (όπως στην περίπτωση ραβδωτών-σπειροειδών γαλαξιών). Υπό αυτήν την έννοια μπορούμε να πούμε ότι γεφυρώνει τη δυναμική των δύο αυτών τύπων σπειροειδών γαλαξιών.

Η εργασία μας δίνει ένα παράδειγμα όπου η δημιουργία δομών σε ένα φυσικό σύστημα στηρίζεται στον συνδυασμό τάξης και χάους και στην συνύπαρξη διαφορετικών δυναμικών μηχανισμών. Περισσότερες λεπτομέρειες μπορούν να αναζητηθούν στις εργασίες Tsigaridi and Patsis 2013; 2015 και Patsis and Tsigaridi 2017.
#### Αναφορές

- 1. Athanassoula E., 1992, MNRAS 259, 345.
- 2. Athanassoula E., Romero-Gomez M., Bosma A. and Masdemont J. J., 2009, MNRAS 394, 67.
- Athanassoula E., Romero-Gomez M., Bosma A. and Masdemont J. J., 2010, MNRAS 407, 1433.
- Block D.L., Freeman K. and Puerari I., 2010, in *Galaxies and their Masks*, Block D.L., Freeman K. and Puerari I. (eds), Springer New York, Dordrecht, Heidelberg, London, pp. 23-42.
- 5. Boonyasait V., 2003, "Structures and dynamics of NGC 3359: Observational and theoretical studies of a barred spiral galaxy", PhD Thesis, University of Florida, USA.
- 6. Combes F. and Elmegreen B.G., 1993, A&A 271, 391.
- 7. Contopoulos G., 1980, A&A 81, 198.
- 8. Contopoulos G., 2009, in *Chaos in Astronomy.*, Contopoulos G. and Patsis P.A. (eds.), Springer Verlag, Heidelberg. pp 3-22.
- 9. Contopoulos G. and Grosbøl P., 1989, A&ARv, 1, 261.
- 10. Debattista V. and Sellwood J., 2000, ApJ 543, 704.
- 11. Font J., Beckman J., Zaragoza-Cardiel J. et al., 2014, ApJSS 210, 2.
- 12. Harsoula M., Kalapotharakos C. and Contopoulos G., 2011, MNRAS 411, 1111.
- 13. Patsis P. A., Kaufmann D. E., Gottesman S.T. and Boonyasait V., 2009, MNRAS 394, 142.
- 14. Patsis P.A., 2006, MNRAS 369L, 56.
- 15. Patsis P. A., Kalapotharakos C. and Grosbøl P., 2010, MNRAS 408, 22.
- 16. Patsis P.A. and Tsigaridi L., 2017, ApSS 362, 129.
- 17. Rautiainen P., Salo H. and Laurikainen E., 2008, MNRAS 388, 1803.
- Romero-Gómez M., Masdemont J. J., Athanassoula E. and García-Gómez C. 2006, A&A 453, 39.
- 19. Tsigaridi L. and Patsis P.A., 2013, MNRAS 4348, 3081.
- 20. Tsigaridi L. and Patsis P.A., 2013, MNRAS 434, 2922.
- 21. Tsoutsis P., Efthymiopoulos C. and Voglis N., 2008, MNRAS 387, 1264.

- 22. Tsoutsis P., Kalapotharakos C., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2009, A&A 495, 743.
- 23. Voglis N., Stavropoulos I., 2005, in "Recent advances in Astronomy and Astrophysics", N. Solomos (ed), AIP Conference Proceedings, Volume 848, pp. 647-659.
- 24. Voglis N., Stavropoulos I. and Kalapotharakos C., 2006, Mon. Not. R. Astron. Soc. 372, 901.

# Γ΄ Προσομοιώνοντας το περιβάλλον των γαλαξιακών δίσκων

#### Χρήστος Ευθυμιόπουλος

## Γ΄.1 Εισαγωγή

Αστρονομικές παρατηρήσεις των τελευταίων ετών, καθώς και υπολογιστικές προσομοιώσεις βαρυτικών αστρικών συστημάτων έχουν δείξει ότι ένας σημαντικός παράγοντας διαμόρφωσης της δομής και δυναμικής εξέλιξης των γαλαξιακών δίσκων είναι το εγγύς περιβάλλον των γαλαξιών: γύρω από τους μεγαλύτερους σε μάζα γαλαξίες (όπως ο δικός μας Γαλαξίας, με μάζα περίπου 100 δισεκατομυρίων αστρικών μαζών, εντός του οποίου βρίσκεται το Ηλιακό μας σύστημα), περιφέρονται μικρότεροι σε μάζα γαλαξίες-δορυφόροι, οι οποίοι αλληλεπιδρούν βαρυτικά με τους γαλαξιακούς δίσκους και μπορούν να προκαλέσουν ή να επηρεάσουν μια σειρά από ενδιαφέροντα αστρονομικά φαινόμενα όπως γαλαξιακές σπείρες, ράβδους, γέφυρες, αστρικά παλιρροϊκά ρεύματα, κ.α.

Το πλήθος και η κατανομή μάζας και ταχυτήτων των γαλαξιών-δορυφόρων που βρίσκονται εντός της σκοτεινής άλω που περιβάλλει τους μεγάλους γαλαξίες αποτελεί σημαντικό ανοικτό ερώτημα της γαλαξιακής δυναμικής.

Σήμερα δεχόμαστε ως επικρατέστερο κοσμολογικό σενάριο το λεγόμενο σενάοιο της Ψυχρής Σχοτεινής Υλης (Cold Dark Matter, CDM, βλ. π.χ. Peebles 1993), το οποίο προτάθηκε τη δεκαετία του '80 προκειμένου να συμβιβάσει τα δεδομένα κοσμολογικών παρατηρήσεων των δομών μεγάλης κλίμακας στο Σύμπαν μαζί με τα δεδομένα από τους χρόνους (ερυθρομετατοπίσεις) σχηματισμού των γαλαξιών καθώς και το φάσμα των διαταραχών μικροκυματικής ακτινοβολίας, που προέρχονται από την εποχή της "αποδέσμευσης" στο νεαρό σύμπαν (όταν η ύλη και η ακτινοβολία σταματούν να είναι σε θερμική ισορροπία, σε χρόνο περίπου  $\approx 500.000$  ετών μετά τη μεγάλη έχρηξη). Στο σενάριο CDM δεχόμαστε ότι η σχοτεινή ύλη που διαμορφώνει τις άλω των γαλαξιών αποτελείται από κάποια άγνωστα μέχρι στιγμής σωματίδια, τα οποία έχουν μάζες που αντιστοιχούν σε ενέργειες στην περιοχή των MeV ή GeV, ενώ έχουν πολύ μικρή αλληλεπίδραση με τα συνήθη σωματίδια της ύλης (βαρυόνια) ή της ακτινοβολίας (π.χ. φωτόνια). Η αναζήτηση του είδους και της σωματιδιακής θεωρίας που περιγράφει σωματίδια με τέτοιες ιδιότητες αποτελεί ίσως το πλέον σημαντικό ανοικτό ερώτημα της φυσικής υψηλών ενεργειών, και προσπάθειες καταβάλλονται, χωρίς έως τώρα αποτελέσματα, στους μεγάλους επιταχυντές όπως ο Large Hadron Collider στο CERN της Γενεύης κ.λ.π..

Εαν, τώρα, το σενάριο CDM είναι ορθό, οι κοσμολογικές προσομοιώσεις (π.χ. Klypin et al. 1999, Moore et al. 1999) δείχνουν ότι μέσα στην περιβάλλουσα άλω γαλαξιών όπως ο δικός μας, ή ο γειτονικός προς εμάς γαλαξίας της Ανδρομέδας, θα έπρεπε να είναι κατανεμειμένοι μερικοί εκατοντάδες έως χιλιάδες ακόμη μικροί σφαιροειδείς γαλαξίες-νάνοι (dwarf spheroidals), με ένα ευρύτατο φάσμα μαζών από ένα εκατομύριο έως δέκα δισεκατομύρια αστρικές μάζες. Σύμφωνα με τις προσομοιώσεις, η πιθανότητα ύπαρξης τέτοιων γαλαξιών θα έπρεπε να είναι αντιστρόφως ανάλογη της μάζας. Δεδομένου όμως ότι ένα τέτοιο πλήθος και κατανομή γαλαξιών-νάνων δεν παρατηρούνται ούτε καν γύρω από το εγγύτερο προς εμάς περιβάλλον του

δικού μας Γαλαξία, το ερώτημα που προκύπτει είναι εάν όντως οι γαλαξίες αυτοί υπάρχουν (και αν ναί, γιατί δε μπορούμε να τους παρατηρήσουμε), ή, αλλιώς, τί είδους τροποποίηση πρέπει να γίνει στα κοσμολογικά σενάρια ώστε να είναι συμβατά με την παρατηρούμενη κατανομή των γαλαξιών-δορυφόρων. Το πρόβλημα αυτό έγινε γνωστό στην αστρονομική βιβλιογραφία τα τελευταία χρόνια ως το πρόβλημα των "ελλειπόντων δορυφόρων" (missing satellites problem, βλ. π.χ. Bullock 2010). Πιθανές απαντήσεις στο πρόβλημα θα ήταν: i) οι μη-παρατηρούμενες μάζες-δορυφόροι όντως να υπάρχουν, αλλά να περιέχουν πολύ μικρά ποσοστά φωτεινής ύλης, να αποτελούνται δηλαδή σχεδόν εξ'ολοκλήρου από σκοτεινή ύλη (με ποσοστά αναλογίας της σκοτεινής προς φωτεινή ύλη να φτάνουν σε επίπεδα 1000:1), ii) το σενάριο CDM δεν περιγράφει σωστά τη σκοτεινή ύλη στη κλίμακα των γαλαξιακών μαζών, ή iii) η "ψυχρή σκοτεινή ύλη" συνυπάρχει μαζί με άλλες μορφές σκοτεινής ύλης (π.χ. νετρίνα), αλλάζοντας την κατανομή των μαζών στο γαλαξιακή κλίμακα.

Αναφέρουμε ως παράδειγμα την τοπική ομάδα δορυφόρων γύρω από το δικό μας Γαλαξία. Είναι γνωστοί από τις απαρχές της αστρονομίας οι δύο πλησιέστεροι προς εμάς γαλαξίες-δορυφόροι, τα "Νέφη του Μαγγελάνου", δύο γαλαξίες ακανόνιστου σχήματος (Μεγάλο και Μικρό Νέφος, σε αποστάσεις 160000 και 200000 ετών φωτός αντίστοιχα, ήτοι της τάξης ενός παράγοντα δέκα φορές μεγαλύτερο από το μέγεθος του δίσχου του Γαλαξία). Εως το 1994, οι γαλαξίες αυτοί θεωρούνταν ως οι πλησιέστεροι προς το Γαλαξία μας, ενώ τότε έγινε η ανακάλυψη του γαλαξίανάνου Τοξότη (Saggitarius dwarf spheroidal galaxy) του οποίου η απόσταση από το Γαλαξία είναι μόλις 50000-60000 έτη φωτός, ήτοι το 1/3 της απόστασης των Μαγγελανικών Νεφών. Ο γαλαξίας-νάνος Τοξότης θεωρείται έως σήμερα ο πλησιέστερος προς το Γαλαξία δορυφόρος με σημαντική δυναμική αλληλεπίδραση (λόγω της μάζας του, αρχετών δισεχατομυρίων ηλιαχών μαζών). Βρίσχεται σε μία έχχεντρη "σχεδόν πολική" τροχιά (σχεδόν κάθετη προς το γαλαξιακό επίπεδο, με κλίση περίπου 70° και απόσταση απόκεντρου περίπου τριπλάσια από την απόσταση του περίκεντρου). Η τροχιά αυτή διαγράφεται με μια περιοδικότητα περίπου εξακοσίων εκατομυρίων ετών, διασχίζοντας περιοδικά το επίπεδο του Γαλαξιακού δίσκου. Ορισμένοι μελετητές θεωρούν την επίδραση του γαλαξία του Τοξότη ως καίριας σημασίας για τις δομές, π.χ. το σύστημα σπειρών, που παρατηρούνται στο δικό μας Γαλαξία (Purcell et al. 2011).

Περίπου είχοσι αχόμη γαλαξίες-νάνοι με υψηλά ποσοστά σχοτεινής ύλης έχουν εντοπιστεί στη γειτονία του Γαλαξία, χαι σε χλίμαχες αποστάσεων αρχετών εχατοντάδων χιλιάδων ετών φωτός, εντός δηλαδή της Γαλαξιαχής άλω (οι πιο γνωστοί είναι οι γαλαξίες-νάνοι Ursa Major I χαι II, Draco, Fornax, Sculptor, Canis Major, Bootes, Carina, Sextans, με ονόματα από τους αντίστοιχους αστερισμούς στην περιοχή των οποίων παρατηρούνται στην ουράνια σφαίρα). Ομως, αθροίζοντας τη μάζα όλων των παρατηρούμενων γαλαξιών βρίσχουμε ποσά πολύ μιχρότερα από τις προβλέψεις του χοσμολογιχού μοντέλου CDM.

Προχειμένου να γίνει κατανοητός ο ρόλος των γαλαξιών-δορυφόρων είτε στην απάντηση ερωτημάτων σχετικά με τα κοσμολογικά σενάρια για το είδος και την κατανομή της σκοτεινής ύλης στους γαλαξίες, είτε στην ανάπτυξη και δυναμική εξέλιξη των δομών στους γαλαξιακούς δίσκους, είναι αναγκαίες αριθμητικές προσομοιώσεις μεγάλης υπολογιστικής κλίμακας με τη μέθοδο του βαρυτικού προβλήματος των Ν-σωμάτων. Στη συνέχεια θα δώσουμε μία σύνοψη αποτελεσμάτων που έχουμε



Σχήμα Γ΄.1: Με διαχεχομμένη γραμμή δίνεται η τροχιά του γαλαξία-δορυφόρου (αρχιχής μάζας δέχα δισεχατομυρίων ηλιαχών μαζών) για χρόνο περίπου 2 Gyr, σε μια αριθμητιχή προσομοίωση στην οποία ο γαλαξίας-δορυφόρος χινείται πέφτοντας σιγά σιγά (λόγω δυναμιχής τριβής) προς ένα πολύ μεγαλύτερο σε μάζα γαλαξιαχό δίσχο παρόμοιο προς το δίσχο του διχού μας Γαλαξία. Στο αριστερό σχήμα βλέπουμε την προβολή της χίνησης "χαθ' όψιν" (face on), δηλαδή στο επίπεδο που ανήχει ο δίσχος, ενώ στο δεξιό σχήμα έχουμε την προβολή από το πλάι, όπου φαίνεται η "χόψη" του δίσχου σαν λεπτή γραμμή (edge on).

πάρει σε συνεργασία ερευνητών και συνεργατών του ΚΕΑΕΜ (Χ. Ευθυμιόπουλος, Π. Πάτσης, R. Paez) με την ομάδα υπολογισμών υψηλής απόδοσης του Δημοκρίτειου Παν/μίου Θράκης (διδακτορική διατριβή Π. Κυζιρόπουλου, Γ. Γραββάνης, Χ. Φιλέλης-Παπαδόπουλος). Η ερευνά μας χρησιμοποιεί τους νέους κώδικες προσομοίωσης Ν-σωμάτων με τη μέθοδο προσαρμοζόμενου πλέγματος MAIN (Mesh-Adaptive Approximate Inverse N-Body, Kyziropoulos et al. 2016), καθώς και τις παραλληλοποιήσεις της μεθόδου σε συστήματα κοινής μνήμης (Kyziropoulos et al. 2017a) και κατανεμημένης μνήμης (Kyziropoulos et al. 2017b).

## Γ΄.2 Ανάπτυξη σπειροειδούς δομής λόγω αλληλεπιδράσεων με γαλαξία-δορυφόρο

Στην εργασία Kyziropoulos et al. 2016 περιγράφουμε αποτελέσματα από μια σειρά προσομοιώσεων, στις οποίες ένας δορυφόρος-γαλαξίας τοποθετείται σε τροχιά μερικώς επικλινή (με αρχική κλίση περίπου 30°) σε σχέση με το επίπεδο του γαλαξιακού δίσκου ενός άλλου κεντρικού γαλαξία με χαρακτηριστικά παρόμοια προς το δικό μας (Σχ. Γ΄.1).

Το βασικό συμπέρασμα που προκύπτει από τις προσομοιώσεις αυτές είναι ότι οι σπειροειδείς δομές που αναπτύσονται στο δίσκο του κεντρικού γαλαξία σε κάθε περικεντρικό πέρασμα του γαλαξία-συνοδού έχουν το χαρακτήρα κυμάτων πυκνότητας.

Στο Σχ. Γ΄.2 βλέπουμε πλησιέστερα προς τον κεντρικό γαλαξία τη δομή που αναπτύσσεται στο δίσκο σε τρία διαδοχικά περικεντρικά περάσματα του συνοδού. Παρατηρούμε την ανάπτυξη μιας δι-συμμετρικής σπείρας εκτεταμένης κλίμακας (grand design) η οποία διαγράφει τέσσερεις περιστροφές μέσα στο γαλαξιακό δίσκο μέσα σε χρόνο περίπου 1.5 Gyr, μετά από τον οποίο ο συνοδός πίπτει τελικά και διαλύεται, λόγω παλιρροϊκών δυνάμεων, μέσα στο δίσκο του κεντρικού γαλαξία. Στην εργασία μας περιγράφουμε με λεπτομέρεια τόσο την ανάλυση Fourier των διαφόρων αρμονικών του πεδίου επιφανειακής πυκνότητας της διεγειρόμενης σπείρας, όσο και την κινηματική της σε διάφορα χρονικά στιγμιότυπα. Ιδιαίτερα, παρατηρούμε τα χαρακτηριστικά του "κύματος πυκνότητας" (Lin & Shu 1964, βλ. Επισκόπηση στο Contopoulos 2002), δηλ. ότι η έκταση της σπείρας είναι από τον εσωτερικό συντονισμό Lindblad μέχρι λίγο πριν το συντονισμό της συμπεριστροφής. Επίσης, τοποθετώντας μαζί διαφορετικά στιγμιότυπα του κεντρικού γαλαξία όπως φαίνεται σε σύστημα αναφοράς περιστρεφόμενο με την γωνιαχή ταχύτητα της σπείρας (περίπου 20Km/sec/Kpc, Σχ. Γ΄.3), φαίνεται καθαρά ότι η σπείρα έχει διαφορετική ταχύτητα περιστροφής από εχείνη του συνοδού, γεγονός που σημαίνει ότι η σπείρα δεν παρακολουθεί το συνοδό ως "υλικό κύμα", αλλά αναπτύσσεται ως αυτόνομος σχηματισμός του κεντρικού γαλαξιακού δίσκου ακολουθώντας τη θεωρία των κυμάτων πυκνότητας.

### Γ΄.3 Αστρικά ρεύματα

Ενα διαφορετικό αντικείμενο μελέτης αφορά τα αστρικά ρεύματα που δημιουργούνται καθώς οι γαλαξίες-συνοδοί υφίστανται παλιρροϊκές δυνάμεις μέσα στο βαρυτικό πεδίο των κεντρικών γαλαξιών και των άλω που τους περιβάλλουν. Ορισμένα παλιρροϊκά ρεύματα αυτού του τύπου έχουν παρατηρηθεί, και χρησιμοποιούνται σε διάφορες μελέτες προκειμένου να χαρακτηρισθεί η κατανομή σκοτεινής ύλης που παράγει τις παλιρροϊκές δυνάμεις, να ανιχνευθούν σκοτεινοί σφαιροειδείς γαλαξίες κ.λ.π. (π.χ. Yoon et al. 2011, Erkal & Belokurov 2015, Ngan et al. 2015). Χαρακτηριστικά παλιρροϊκά ρεύματα αστέρων αυτού του τύπου είναι τα παρατηρούμενα του γαλαξία Τοξότη και του σφαιρωτού σμήνους Palomar 5. Το Σχ. Γ΄.4 δείχνει τη μορφή που έχουν τα ρεύματα σε προσομοιώσεις με γαλαξίες συνοδούς. Παρατηρούμε δύο εκροές αστέρων που εκτείνονται σε αποστάσεις αρκετά μεγαλύτερες από το μέγεθος του συνοδού. Οι εκροές αυτές σχετίζονται με τις ασταθείς διευθύνσεις γύρω από τα σημεία Lagrange  $L_1$  και L2, που αποτελούν τα σύνορα στα οποία η παλίρροια από την άλω του κεντρικού γαλαξία εξισώνεται με τη βαρυτική δύναμη που ασκεί ο συνοδός σε μια σημειακή μάζα (π.χ. αστέρα).

Το κύριο ενδιαφέρον είναι στην ταυτοποίηση δευτερευόντων χαρακτηριστικών (π.χ. συγκεντρώσεων ή κενών) κατά μήκος των παλιρροϊκών ρευμάτων, καθώς και η μελέτη της συνάρτησης κατανομής τους, με σκοπό την ταυτοποίηση διαφορετικών χαρακτηριστικών που σχετίζονται με τη γεωμετρία της σκοτεινής άλω, η την κατανομή άλλων συνοδών-γειτόνων, που επηρεάζουν την κινηματική των αστέρων εντός του παλιρροϊκού ρεύματος.



**Σχήμα** Γ΄.2: Στις στήλες 1 έως 3 δίνονται τα στιγμιότυπα της προσομοίωσης που αντιστοιχούν στο πρώτο περιχεντρικό, πρώτο αποχεντρικό και δεύτερο περιχεντρικό πέρασμα του γαλαξία-συνοδού, ενώ η τελευταία στήλη δείχνει το τελικό στάδιο στο οποίο ο συνοδός "κανιβαλίζεται" τελικά από τον κεντρικό γαλαξία. Στην πρώτη και δεύτερη γραμμή δείχνουμε την προσομοίωση σε προβολή "καθ' όψιν" (face on) ή "από το πλάι" (edge-on) σε σχέση με τον κεντρικό γαλαξίαχό δίσχο. Η τελευταία σειρά δείχνει με μεγαλύτερη λεπτομέρεια την ανάπτυξη δομών στο κεντρικό δίσχο.



Σχήμα Γ΄.3: Επτά διαδοχικά στιγμιότυπα στο γαλαξιακό επίπεδο, στα οποία φαίνεται η ανάπτυξη της σπείρας μεταξύ του εσωτερικού συντονισμού Lindblad και λίγο μέσα από την ακτίνα της συμπεριστροφής. Στο όγδοο στιγμιότυπο δίνεται η υπέρθεση των επτά στιγμιοτύπων, η οποία δείχνει ότι η σπείρα διατηρεί αναλλοίωτα τα χαρακτηριστικά της ως κύμα πυκνότητας. Στην προσομοίωση η σπείρα διατηρείται για περίπου 400 εκατομύρια χρόνια. Ο δορυφόρος εμφανίζεται στο 50, 60 και 70 στιγμιότυπο, εισερχόμενος στο σχήμα με κίνηση προς κάτω αριστερά με φορά αντίστροφη προς τους δείκτες του ρολογιού. Οι τρεις διακεκομμένοι κύκλοι δίνουν τις θέσεις του εσωτερικού συντονισμού Lindblad, της συμπεριστροφής, και του εξωτερικού συντονισμού Lindblad (μικρή, μεσαία, μεγάλη ακτίνα αντίστοιχα) με βάση τη γωνιακή ταχύτητα των σπειρών. Οι τρεις συνεχείς κύκλοι δίνουν τους ίδιους συντονισμούς αν ο υπολογισμός γίνει με βάση τη γωνιακή ταχύτητα περιστροφής μιας εσωτερικής επιμήκους διαταραχής (oval distortion) που εμφανίζεται εσωτερικά των σπειρών (βλ. Kyziropoulos et al. 2016).



Σχήμα Γ΄.4: Προσομοίωση παλλιροιχού ρεύματος (γαλάζια σημεία) γύρω από ένα συνοδό γαλαξία που προχαλείται από την αλληλεπίδραση με τον δίσχο χαι τη σχοτεινή άλω του χεντριχού γαλαξία γύρω από τον οποίο περιφέρεται ο συνοδός.



Σχήμα Γ΄.5: Προσομοίωση σπειροειδούς δομής που αναφύεται στο άχρο ταχέως περιστρεφόμενης γαλαξιαχής ράβδου (αριστερά), σε σύγχριση με το γεωμετριχό τόπο που αντιστοιχεί στην αναλλοίωτη πολλαπλότητα των ασταθών περιοδιχών τροχιών που αναφύονται γύρω από τα σημεία Lagrange L<sub>1</sub> χαι L<sub>2</sub> (δεξιά).

#### Γ'.4 Αναλλοίωτες πολλαπλότητες και σπειροειδής δομή

Τέλος, μελετήσαμε μεταγενέστερα στιγμιότυπα των προσομοιωσεών μας, στις οποίες αναπτύσσεται εντός του γαλαξιαχού δίσχου ράβδος. Στην περίπτωση αυτή, οι συνοδοί διεγείρουν τόσο τη ράβδο όσο χαι σπείρες. Ωστόσο, οι σπείρες δεν αχολουθούν εδώ τη συνήθη θεωρία των χυμάτων πυχνότητας, αλλά περιγράφονται χαλύτερα από τη θεωρία των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων των ασταθών περιοδιχών τροχιών που αναφύονται γύρω από τα σημεία Lagrange  $L_1$ ,  $L_2$  στα όρια της ράβδου (Voglis et al. 2006, Romero-Gomez et al. 2007). Στο Σχ. Γ΄.5 δίνουμε μια σύγχριση μεταξύ της σπειροειδούς δομής χαι των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων σε στιγμιότυπα της προσομοίωσής μας. Παρατηρούμε ότι οι αναλλοίωτες πολλαπλότητες οριοθετούν την περιοχή μέσα στην οποία αναπτύσσεται το σύστημα των σπειρών εντός του γαλαξιαχού δίσχου, αλλά χαι στο εξωτεριχό περίβλημα της ράβδου, το οποίο έχει τη μορφή ενός δαχτυλίου. Η μελέτη αυτή είναι σε εξέλιξη (Efthymiopoulos et al. 2017).

#### Αναφορές

- 1. Bullock J., 2010, Notes on the Missing Satellites Problem, arXiv 1009.4505v1.
- 2. Contopoulos G. 2002, Order and Chaos in Dynamical Astronomy, Springer.
- 3. Efthymiopoulos C., Kyziropoulos P., Paez R., Zouloumi K. and Gravvanis G. 2017, "The invariant manifold approach and the spiral structure in simulations of barred galaxies", in preparation.
- 4. Erkal D. and Belokurov V., 2015, MNRAS 454, 3542.
- 5. Klypin A., Kravtsov A.V., Valenzuela O. and Prada F., 1999, ApJ 522, 82.

- Kyziropoulos P., Efthymiopoulos C., Gravvanis G. and Patsis P., 2016, Mon. Not. R. Astron. Soc. 463, 2210.
- 7. Kyziropoulos P., Filelis-Papadopoulos C.K., Gravvanis G., and Efthymiopoulos C., 2017a, J. Supercomput. Doi 10.1007/s11227-017-2078-7.
- 8. Kyziropoulos P., Filelis-Papadopoulos C.K., Gravvanis, G. and Efthymiopoulos C., 2017b, "Towards the design of a novel hybrid parallel N-body method in scope of modern cloud architectures", submitted to J. Supercomput.
- 9. Lin C.C., and Shu F.H., 1964, Astrophys. J. 140, 646.
- 10. Moore B., et al. 1999, ApJ, 524, L19.
- 11. Ngan W., Bozek B., Calberg R.G., Wyse R.F.G., Szalay A.S. and Madau P., 2015, ApJ 803, 75.
- 12. Peebles, J., 1993, Principles of Physical Cosmology, Princeton University Press.
- 13. Romero-Gomez M., Athanassoula E., Masdemont J.J. and Garcia-Gomez C., 2007, Astron. Astroph. 472, 63.
- 14. Purcell C.W., Bullock J.S., Tollerud E., Rocha M. and Chakrabarti S., 2011, Nature 477, 301.
- 15. Voglis N., Tsoutsis P. and Efthymiopoulos C., 2006, Mon. Not. R. Astron. Soc., 373, 280.
- 16. Yoon J.H., Johnston K.V. and Hogg D.W., 2011, ApJ 731, 58.

# Δ΄ Μαγνητικοί Άνεμοι γύρω από Μελανές Οπές στο Διάστημα

Ιωάννης Κοντόπουλος

#### Δ΄.1 Εισαγωγή

Το σύγχρονο χαθιερωμένο μοντέλο για την παραγωγή ενέργειας από ενεργούς γαλαξιαχούς πυρήνες (active galactic nuclei-AGN) χαι ζεύγη αχτίνων X (X-ray binaries-XRB) προτάθηκε για πρώτη φορά από τον Donald Lynden-Bell το 1969 (βραβείο Kavli 2008). Σύμφωνα με αυτό, η ενέργεια των πηγών προέρχεται από την χατάρρευση ιονισμένου αερίου (πλάσματος) προς μια χεντριχή μελανή οπή με την μορφή ενός δίσχου προσαύξησης. Στην περίπτωση των AGN, το αέριο υλιχό του δίσχου προέρχεται από γειτονιχούς αστέρες, ενώ στην περίπτωση των XRB από τον συνοδό αστέρα. Η χινητιχή ενέργεια του αερίου μετασχηματίζεται μέσω διαφόρων αστροφυσιχών μηχανισμών σε αχτινοβολία υψηλών ενεργειών. Οι πηγές αυτές αποτελούν αντιχείμενο συστηματιχής έρευνας που προσπαθεί να ερμηνεύσει την πλούσια χρονιχή χαι φασματιχή τους φαινομενολογία όπως αυτή προχύπτει από πληθώρα παρατηρήσεων, χυρίως δορυφοριχών στις αχτίνες X (πχ. Abramowicz and Fragile 2013).

Είναι ενδιαφέρον ότι, παράλληλα με την εκπομπή ακτινοβολίας, οι πηγές αυτές παράγουν επιπλέον ισχυρούς ανέμους ιονισμένου υλικού (πλάσματος) με ταχύτητες που πλησιάζουν (και σε κάποιες περιπτώσεις φαινομενικά ξεπερνούν!) την ταχύτητα του φωτός. Πιστεύεται ότι λίγο πριν το υλικό του δίσκου προσαύξησης (αποτελούμενο κατεξοχήν από ιονισμένο υδρογόνο) καταρρεύσει για πάντα μέσα στην κεντρική μελανή οπή, ένα μέρος αυτού εκτοξεύεται προς τα έξω. Κατ' αναλογία με την ακτινοβολία, η πηγή της ενέργειας του ανέμου είναι η κινητική ενέργεια περιστροφής του δίσκου και της κεντρικής μελανής οπής. Το σημαντικότερο όμως στοιχείο είναι ότι η ενέργεια αυτή μεταφέρεται σε μεγάλες αποστάσεις μέσω ενός μαγνητικού πεδίου μεγάλης κλίμακας το οποίο διαρρέει τον δίσκο και την κεντρική μελανή οπή, και λειτουργεί σαν ένα γιγάντιο διαστημικό δυναμό.

Η μελέτη της αρχικής εκτόξευσης, της επιτάχυνσης, και της εστίασης των μαγνητικών αστροφυσικών ανέμων ξεκίνησε με την ιστορική εργασία των Blandford and Payne το 1982. Στις δεκαετίες του 80 και 90 προέκυψαν οι πρώτες ακριβείς μαθηματικές λύσεις των εξισώσεων της μαγνητοϋδροδυναμικής που περιγράφουν υπερηχητικές εστιασμένες αξονοσυμμετρικές σταθερές (steady-state) εκροές πλάσματος (πχ. Contopoulos and Lovelace 1994, Contopoulos 1994, Ferreira and Pelletier 1995, Li 1995, Vlahakis 1998). Με την εξέλιξη των υπερυπολογιστών, οι λύσεις αυτές γενικεύτηκαν την δεκαετία του 2000 με αριθμητικές προσομοιώσεις μεγάλης κλίμακας που περιγράφουν τρισδιάστατες χρονομεταβλητές ροές στην ειδική θεωρία της σχετικότητας (πχ. Fendt and Memola 2008, McKinney, Tchekhovskoy and Blandford 2012). Πιο πρόσφατα, η αστρονομική κοινότητα επικεντρώθηκε στην κατανόηση του μηχανισμού παραγωγής εστιασμένων εκροών πλάσματος από την ίδια την κεντρική μελανή οπή όταν αυτή διαρρέεται από ισχυρό μαγνητικό πεδίο και περιστρέφεται. Ο μηχανισμός αυτός προτάθηκε για πρώτη φορά στην ιστορική εργασία των Blandford και Znajek το 1977, και μελετήθηκε διεξοδικά από τους Beskin and Kuznetsova 2001, Komissarov 2004, Tchekhovskoy, Narayan and McKinney 2010, και Nathanail and Contopoulos 2014. Στην περίπτωση αυτή, η εκροή αποτελείται από πλάσμα ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων το οποίο παράγεται πολύ κοντά στον ορίζοντα της κεντρικής μελανής οπής, και ένα μέρος αυτού καταρρέει για πάντα μέσα σε αυτήν, ενώ το υπόλοιπο διαφεύγει με ταχύτητες που πλησιάζουν την ταχύτητα του φωτός (πχ. Levinson et al. 2005). Είναι ενδιαφέρον να τονίσουμε ότι, παρά την πληθώρα αριθμητικών λύσεων, η σύγχρονη κατανόησή μας των μαγνητικών ανέμων βασίζεται κυρίως στις πρώτες ακριβείς μαθηματικές λύσεις από την δεκαετία του 90.

#### Δ΄.2 Η προέλευση του μαγνητικού πεδίου

Το μαγνητικό πεδίο μεγάλης κλίμακας (κατ' αντιδιαστολή με το τυρβώδες μαγνητικό πεδίο που υπάρχει παντού σε μικροσκοπική κλίμακα, πχ. Balbus and Hawley 1992) παίζει σημαντικότατο ρόλο όχι μόνον στην επιτάχυνση και εστίαση του ανέμου, αλλά επίσης στην δυναμική και εξέλιξη του ίδιου του δίσκου προσαύξησης. Όπως θα δούμε όμως στην συνέχεια, η προέλευσή του, και ο μηχανισμός με τον οποίο καταλήγει να διαρρέει τον δίσκο παραμένουν άγνωστοι.

Όλες οι μελέτες μαγνητικών ανέμων (πλην ελαχίστων εξαιρέσεων) θεωρούν ότι η μαγνητική ροή Ψ που διαρρέει τον δίσκο προσαύξησης παραμένει αμετακίνητη. Δηλαδή, με κάποιον τρόπο βρέθηκε να διαρρέει τον δίσκο, όμως στη συνέχεια ούτε μεταφέρεται προς την κεντρική μελανή οπή, ούτε διαχέεται προς τα έξω. Δηλαδή,  $d\Psi/dt = 0$ , ή ισοδύναμα,

$$E_{\phi} = (v_{\theta}B_r - v_r B_{\theta})/c = 0 \tag{1.38}$$

(Chandrasekhar 1956). v, B, E είναι η ταχύτητα της ροής, το μαγνητικό και το ηλεκτρικό πεδίο στον άνεμο αντίστοιχα, και c είναι η ταχύτητα του φωτός. Η διάταξη αυτή διερευνήθηκε λεπτομερώς από την ομάδα των Ferreira και Pelletier οι οποίοι τα τελευταία 20 χρόνια μελέτησαν την προέλευση των μαγνητικών ανέμων από δίσκους προσαύξησης. Η έρευνα αυτή περιορίστηκε στην μελέτη αυτο-όμοιων (self-similar) λύσεων που περιγράφουν το σύστημα ανέμου-δίσκου. Το κεντρικό συμπέρασμα της έρευνάς τους είναι ότι αν θεωρήσουμε σταθερές συνθήκες (steady-state) και αγνοήσουμε την μεταφορά του μαγνητικού πεδίου μέσω του δίσκου ( $d\Psi/dt = 0$ ), η κατανομή της πυκνότητας της ύλης στον άνεμο δεν μπορεί να διαφέρει σημαντικά από την κανονική κατανομή που προτάθηκε στην εργασία των Blandford και Payne (1982),

$$\rho_{BP} \sim r^{-1.5}$$
(1.39)

(σύμφωνα με τον συμβολισμό των Ferreira et al.,  $\rho \sim r^{p-1.5}$ , όπου p είναι η τοπική «απόδοση της εκτόξευσης υλικού» η οποία απέδειξαν ότι δεν μπορεί να διαφέρει σημαντικά από το μηδέν).

Το θεωρητικό αυτό αποτέλεσμα είναι πολύ σημαντικό, γιατί έρχεται σε αντίθεση με τα δεδομένα παρατηρήσεων γραμμών απορρόφησης στις ακτίνες X (X-ray absorption lines-XRAL, βλέπε Σχ. Δ΄.1) στους AGN και στα XRB τα οποία καταδεικνύουν μια διαφορετική κατανομή πυκνότητας ύλης στον μαγνητικό άνεμο της μορφής

$$\rho \sim r^{-1.2}$$
 (1.40)

(Fukumura et al. 2010αβ, 2014, 2015). Η κατανομή αυτή της πυκνότητας φαίνεται να είναι παγκόσμια (universal, Fukumura et al. 2017). Είναι πολύ σημαντικό ότι τα ανωτέρω παρατηρησιακά δεδομένα ώθησαν την ερευνητική ομάδα του Ferreira (Chakravorty et al. 2017) να αναθεωρήσει μια από τις αρχικές προϋποθέσεις του μοντέλου τους, και να βγάλει το συμπέρασμα ότι άνεμοι τύπου Blandford και Payne μπορούν να προέρχονται μόνον από θερμούς (όχι ψυχρούς) δίσκους.

Εμείς πιστεύουμε ότι η διαφωνία ανάμεσα στις Εξ. 1.39 και 1.40 δηλώνει κάτι πολύ πιο σημαντικό. Το σενάριο σύμφωνα με το οποίο το μαγνητικό πεδίο που διαρρέει τον δίσκο προσαύξησης παραμένει αμετακίνητο σε ισορροπία ανάμεσα στην προς τα μέσα μεταφορά του και στην προς τα έξω διάχυσή του είναι προβληματικό γιατί σε μεγάλες αποστάσεις από την κεντρική μελανή οπή ο δίσκος είναι ψυχρός και μη ιονισμένος, άρα επιτρέπει την γρήγορη διάχυση του μαγνητικού πεδίου προς τα έξω. Αυτό καταδεικνύεται επίσης από το γεγονός ότι ο μαγνητικός αριθμός Prandtl στο εσωτερικό του δίσκου (ο λόγος του ιξώδους του δίσκου προς την μαγνητική διάχυση) είναι μικρότερος της μονάδας σε μεγάλες αποστάσεις (πχ. Balbus and Henri 2008). Ο δίσκος είναι ισχυρά ιονισμένος και ο μαγνητικός αριθμός Prandtl του είναι μεγαλύτερος της μονάδας μόνον πολύ κοντά στην κεντρική μελανή οπή. Είναι λοιπόν πρακτικά αδύνατον το μαγνητικό πεδίο που τον διαρρέει (το οποίο είναι υπεύθυνο και για την παραγωγή του μαγνητικού ανέμου) να προέρχεται από μακρινές αποστά σεις (πχ. από ένα γειτονικό αστέρι, Lubow et al. 1994). Είναι όμως εξίσου αδύνατον να παραμένει αμετακίνητο μέσα στον δίσκο.

Η νέα πρότασή μας είναι να μελετήσουμε μια διαφορετική διαδικασία κατά την οποία το μαγνητικό πεδίο παράγεται με συνεχή τρόπο στο εσώτατο άκρο του δίσκου από το οποίο διαχέεται στη συνέχεια σε μεγάλες αποστάσεις μέσω του δίσκου. Μια τέτοια διαδικασία προκύπτει φυσιολογικά από την θεωρία της Κοσμικής Μπαταρίας (Contopoulos and Kazanas 1998).

## Δ΄.3 Παραγωγή μαγνητικής ροής και διάχυσή της προς τα έξω

Η Κοσμική Μπαταρία βασίζεται στην απλή διαπίστωση ότι τα ηλεκτρόνια στο εσώτατο οπτικά διαφανές υλικό του δίσκου σε τροχιά γύρω από την κεντρική μελανή οπή επιβραδύνονται λόγω αποπλάνησης (aberration) της διάχυτης πίεσης ακτινοβολίας, ενώ τα πρωτόνια αλληλεπιδρούν ελάχιστα με την ακτινοβολία. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή ενός αζιμουθιακού ηλεκτρικού ρεύματος το οποίο με την σειρά του παράγει πολοειδείς (μεσημβρινούς) μαγνητικούς βρόχους γύρω από το εσώτατο άκρο του δίσκου. Οι βρόχοι αυτοί ανοίγουν προς τα πάνω και προς τα κάτω λόγω της διαφορικής περιστροφής των σημείων αγκύρωσής τους μέσα στον δίσκο. Παράλληλα, το εσωτερικό άκρο τους μεταφέρεται προς την μελανή οπή μαζί με το υλικό του δίσκου που καταρρέει σε αυτή, ενώ το εξωτερικό άκρο τους διαχέεται προς τα έξω μέσω του μερικά ιονισμένου εξωτερικού τμήματος του δίσκου (βλέπε Contopoulos et al. 2015, 2017 όπου προσομοιώνεται αριθμητικά η παραπάνω διαδικασία).

Η εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου στον εσωτερικό και εξωτερικό δίσκο προσαύξησης καθορίζεται από την εξίσωση της επαγωγής η οποία σε σφαιρικές συντεταγμένες  $(r, \theta, \phi)$  στο εσωτερικό του δίσκου εκφράζεται μαθηματικά ως

$$\frac{dB_{\theta}}{dt} = \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(rcE_{CB} + rv_rB_{\theta} - \eta\left(\frac{d(rB_{\theta})}{dr} - \frac{dB_r}{d\theta}\right)\right)$$
(1.41)

(λόγω συμμετρίας,  $B_r = B_{\phi} = 0$  στο μέσον του πάχους του δίσκου, αλλά  $dB_r/d\theta \neq 0$ ). Στην παραπάνω σχέση,  $v_r$  είναι η προς τα μέσα ταχύτητα του δίσκου, και η είναι η μαγνητική διάχυση στο κέντρο του δίσκου.  $E_{CB}$  είναι το αζιμουθιακό μαγνητικό ηλεκτρικό πεδίο που παράγεται από την Κοσμική Μπαταρία

$$E_{CB} = -\frac{L\sigma_T}{4\pi r_a^2 ce} F(r/r_g)$$
(1.42)

όπου  $r_g = GM/c^2$ , M είναι η μάζα της χεντριχής μελανής οπής, L είναι η χεντριχή λαμπρότητα,  $m_p$  είναι η μάζα του πρωτονίου, e είναι το μέγεθος του φορτίου του ηλεχτρονίου, και  $\sigma_T$  είναι η διατομή Thomson του ηλεχτρονίου. Η έχφραση F(x) περιλαμβάνει την αποπλάνηση της αχτινοβολίας (ανάλογη του  $v_{\phi}/c$ ), την αποδυνάμωση της αχτινοβολίας καθώς πλησιάζουμε τον ορίζοντα της μελανής οπής, και την αύξηση του οπτιχού βάθους με την απόσταση. Η έχφραση αυτή μπορεί να προσδιοριστεί μόνον μέσω ενός λεπτομερούς υπολογισμού του πεδίου της αχτινοβολίας στην γειτονία της χεντριχής μελανής οπής στο οπτιχά αραιό τμήμα τους δίσχου (Koutsantoniou and Contopoulos 2014, 2017, Contopoulos et al. 2017). Μπορεί επίσης να χρησιμοποιήσει χανείς για ευχολία απλές εχφράσεις για την F(x) όπως στην εργασία Contopoulos, Nathanail and Katsanikas (2015).

Σε μια σταθερή περιστροφική ροή, η πηγή  $E_{CB}$  στην Εξ. 1.41 λειτουργεί συνεχώς και συνεισφέρει στην δημιουργία του μαγνητικού πεδίου από το μηδέν. Μετά την παρέλευση αρκετού χρόνου, οι άλλοι 2 όροι της εξίσωσης γίνονται πιο σημαντικοί. Όπως αναφέραμε παραπάνω, κοντά στην κεντρική μελανή οπή ο κύριος όρος είναι ο δεύτερος ο οποίος περιγράφει την μεταφορά μαγνητικής ροής προς το κέντρο. Μακριά από το κέντρο, ο κύριος όρος είναι ο τρίτος, ο οποίος περιγράφει την προς τα έξω διάχυση του μαγνητικού πεδίου. Εκτιμούμε λοιπόν ότι σε κάποια ενδιάμεση απόσταση  $r_0$  της τάξεως μερικών βαρυτικών ακτίνων  $r_g$ , ο όρος της Κοσμικής Μπαταρίας θα είναι αυτός που θα καθορίζει την συνολική παραγωγή μαγνητικής ροής στο εσωτερικό αυτής της ακτίνας, δηλαδή

$$\frac{d\Psi_{CB}}{dt} = -2\pi r_0 c E_{CB} \sim \frac{L\sigma_T v_\phi(r_0)}{2r_0 ce} = 2\pi \left(\frac{L}{L_{edd}}\right) \left(\frac{r_0}{r_g}\right)^{-\frac{3}{2}} m_p c^3 / e \tag{1.43}$$

όπου  $L_{Edd} = 4GMm_pc/\sigma_T$  είναι η λαμπρότητα του Eddington. Σύμφωνα με την θεωρία της Κοσμικής Μπαταρίας, η μαγνητική πολικότητα γύρω από την κεντρική μελανή οπή είναι παράλληλη με το διάνυσμα της γωνιακής ταχύτητα, ενώ σε μεγάλες αποστάσεις από τον άξονα περιστροφής η πολικότητα αντιστρέφεται.

Η μεταφορά και η διάχυση μαγνητικής ροής στους δίσκους προσαύξησης έχει μελετηθεί διεξοδικά στο παρελθόν και έχει διαπιστωθεί ότι η κατανομή της μαγνητικής ροής μέσα στον δίσκο εξαρτάται όχι μόνον από τις τοπικές συνθήκες στο εσωτερικό του, αλλά και από την κατακόρυφη διαστρωμάτωσή του (πχ. Guilet and Ogilvie 2013, Lovelace et al. 2009). Μπορούμε λοιπόν να εκτιμήσουμε ότι σε ψυχρούς δίσκους όπου το πάχος h είναι πολύ μικρότερο της ακτίνας  $r (h \ll r)$ , ο τελευταίος

όρος της Εξ. 1.41 είναι ο χυρίαρχος, οπότε

$$\frac{d\Psi}{dt} \sim 2\pi\eta B(r/h) \tag{1.44}$$

Η παραπάνω έχφραση αντιστοιχεί σε μια προς τα έξω ταχύτητα διάχυσης του μαγνητιχού πεδίου ίση με

$$v_{diff} \sim \eta/h.$$
 (1.45)

Η προς τα μέσα μεταφορά μαγνητικής ροής και η ως εκ τούτου συσσώρευσή της γύρω από το κέντρο δεν μπορεί να συνεχιστεί για πάντα. Είναι προφανές ότι μετά την παρέλευση κάποιου χρόνου, η συσσωρευμένη μαγνητική ροή θα διαταράξει τον ίδιο τον δίσκο προσαύξησης. Πριν όμως φτάσουμε σε αυτό το σημείο, μπορούμε να υποθέσουμε ότι για κάποιο πεπερασμένο χρονικό διάστημα, μαγνητική ροή της αντίθετης πολικότητας θα διαφεύγει προς τα έξω με σταθερό ρυθμό. Αν γνωρίζαμε την κατανομή της μαγνητικής διάχυσης η στο εσωτερικό του δίσκου θα μπορούσαμε κατ' αρχήν να ολοκληρώσουμε την Εξ. 1.44 και να προσδιορίσουμε την ακτινική κατανομή του μαγνητικού πεδίου μέσα στον δίσκο. Δυστυχώς, η προέλευση της μαγνητικής διάχυσης η διάχυσης, η προέλευση της μαγνητικής διάχυσης η το κλασσικό μοντέλο ανέμου των Βlandford and Payne είναι  $B_{BP} \sim r^{-5/4}$ .

#### Δ΄.4 Μαγνητικοί άνεμοι με μεταφορά ροής προς τα έξω (MAW)

Στη συνέχεια, θα παρουσιάσουμε μια λύση του γενικού συστήματος εξισώσεων της ιδανικής μαγνητοϋδροδυναμικής (ideal MHD) με σταθερή μεταφορά ροής προς τα έξω, και θα προτείνουμε έναν τρόπο με τον οποίο μπορεί να υλοποιηθεί στην φύση η κατανομή πυκνότητας της εξίσωσης (3) όπως αυτή προκύπτει από αστρονομικές παρατηρήσεις. Ονομάσαμε τις λύσεις αυτές MAW (από τα αρχικά Magnetically Advected Wind). Οι λύσεις αυτές διαφέρουν από τις συνήθεις λύσεις των εξισώσεων της μαγνητοϋδροδυναμικής όπου οι ροϊκές γραμμές συμπίπτουν με τις μαγνητικές γραμμές, και στις οποίες το συνολικό πρόβλημα καταλήγει στην λύση μιας κεντρικής εξίσωσης, της περίφημης εξίσωσης Grad-Shafranov. Στο παρόν πρόβλημα, σταθερή μεταφορά ροής σημαίνει ότι  $d\Psi/dt=$ σταθερό, οπότε ισοδύναμα

$$E_{\phi} = (v_{\theta}B_r - v_r B_{\theta})/c = -\frac{d\Psi/dt}{2\pi r c \sin\theta} \propto \frac{1}{r \sin\theta}$$
(1.46)

Στην εργασία μας Contopoulos 1996 αποδείξαμε ότι στην περίπτωση αυτή το πλήρες σύστημα των εξισώσεων της μαγνητοϋδροδυναμικής μπορεί να δεχτεί ακτινικά αυτόόμοιες λύσεις στις οποίες όλα τα κύρια φυσικά μεγέθη του προβλήματος (πυκνότητα, μαγνητικό πεδίο, και ταχύτητα ροής) μπορούν να εκφραστούν αντίστοιχα ως

$$\rho(r,\theta) = \rho(\theta)(r/r_0)^{-w} \tag{1.47}$$

$$B(r,\theta) = B(\theta)(r/r_0)^{-(2+w)/4}$$
(1.48)

$$v(r,\theta) = v(\theta)(r/r_0)^{-(2-w)/4}$$
(1.49)

όπου  $r_0$ είναι μια χαρακτηριστική ακτίνα του προβλήματος. Οι παραπάνω εξισώσεις προκύπτουν από απλές διαστατικές σχέσεις: η πυκνότητα  $\rho$  πρέπει να εξαρτάται από την ακτίνα r με τον ίδιο νόμο όπως η έκφραση  $B^2/v^2$ , το γινόμενο vB εξαρτάται από την ακτίνα r με τον ίδιο νόμο όπως το ηλεκτρικό πεδίο E, και το ηλεκτρικό πεδίο E μεταβάλλεται ως  $r^{-1}$  (Εξ. 1.46). Καταλήγουμε λοιπόν στο συμπέρασμα ότι αν κάποιος δεχτεί μια συγκεκριμένη εξάρτηση της πυκνότητας από την ακτίνα (όπως για παράδειγμα αυτή που προκύπτει από παρατηρήσεις των XRAL στην εξίσωση 3), οι ακτινικές εξαρτήσεις της ταχύτητας και του μαγνητικού πεδίου είναι δεδομένες. Συγκεκριμένα, αν η εξάρτηση της ταχύτητας από την ακτίνα ακολουθεί τον Κεπλεριανό νόμο  $v \sim r^{-0.5}$ , τότε σταθερή μεταφορά ροής απαιτεί επίσης ότι  $\rho \sim r^0$ . Με άλλα λόγια, η κατανομή πυκνότητας  $v \sim r^{-0.2}$ , διαφορετική δηλαδή από την Κεπλεριανή. Απαιτεί επιπλέον κατανομή του μαγνητικού πεδίου  $B \sim r^{-0.8}$ , διαφορετική δηλαδή από αυτήν της κλασσικής λύσης των Blandford και Payne.

Οι λύσεις μας αναμένεται να διαφέρουν πολύ από τις συνήθεις ακτινικά αυτόόμοιες λύσεις όπου οι ακτινικές κατανομές των ταχυτήτων και του μαγνητικού πεδίου καθορίζονται ανεξάρτητα μεταξύ τους (πχ. Blandford and Payne 1982, Contopoulos and Lovelace 1994, Ferreira and Pelletier 1993, κλπ.). Είναι προφανές ότι, προκειμένου να βρούμε λύσεις τύπου MAW, θα πρέπει να αγνοήσουμε την επίδραση του πεδίου βαρύτητας της κεντρικής μελανής οπής, κάτι που είναι λογικό σε μεγάλες αποστάσεις. Οι παραπάνω σχέσεις 1.47-1.48 μας επιτρέπουν να επιλύσουμε το πλήρες σύστημα διαφορικών εξισώσεων της ιδανικής μαγνητοϋδροδυναμικής με σταθερή μεταφορά ροής σε έναν ψυχρό άνεμο με μηδενική πίεση,

$$\nabla \cdot (\rho v) = 0 \tag{1.50}$$

$$\nabla \cdot B = 0 \tag{1.51}$$

$$\nabla \times (v \times B) = 0 \tag{1.52}$$

$$4\pi\rho(v\cdot\nabla)v = (\nabla\times B)\times B \tag{1.53}$$

Οι εξισώσεις διατήρησης της μάζας και της μαγνητικής ροής μας επιτρέπουν να ορίσουμε συναρτήσεις ροής και μαγνητικής ροής Φ και Ψ αντίστοιχα και να εκφράσουμε συναρτήσει αυτών την πολοειδή ροή και το πολοειδές μαγνητικό πεδίο ως  $\rho v_p = \nabla \times (\Phi/(2\pi r \sin \theta))$  και  $B_p = \nabla \times (\Psi/(2\pi r \sin \theta))$  αντίστοιχα. Εύκολα λοιπόν προχύπτει ότι

$$v_r = \Phi_\theta / (2\pi\rho r_0^2 \sin\theta) \tag{1.54}$$

$$v_{\theta} = -(6 - 3w)\Phi/(8\pi\rho r_0^2 \sin\theta)$$
(1.55)

$$B_r = \Psi_{,\theta} / (2\pi r_0^2 \sin \theta) \tag{1.56}$$

$$B_{\theta} = -(6-w)\Psi/(8\pi r_0^2 \sin \theta)$$
 (1.57)

όπου  $(...)_{,\theta}$  υποδηλώνει την παράγωγο ως προς την γωνία  $\theta$ . Οι συνιστώσες r και  $\theta$  της Εξ. 1.52 σε συνδυασμό με την Εξ. 1.46 δίνουν

$$\rho_{\theta} = \left[\Phi\Psi_{,\theta}(6-3w) - \Psi\Phi_{,\theta}(6-w)\right] / (8\pi (d\Psi/dt)r_0^3 \sin\theta)$$
(1.58)

Με βάση τα παραπάνω, από την αζιμουθιακή ( $\phi$ ) συνιστώσα της Εξ. 1.52 και τις 3 συνιστώσες της εξίσωσης (16) προκύπτει ένα σύστημα 4 εξισώσεων της μορφής

$$A_{ij}X_j = B_i \tag{1.59}$$

γραμμικό ως προς τους αγνώστους  $i = [\Phi_{,\theta,\theta}, \Psi_{,\theta,\theta}, v_{\phi,\theta}, B_{\phi,\theta}]$ . Οι συντελεστές  $A_{ij}$  και  $B_j$  είναι συναρτήσεις των φυσικών ποσοτήτων  $\Phi, \Phi_{,\theta}, \Psi, \Psi_{,\theta}, v_{\phi}, B_{\phi}$ , και  $\theta$ , οι δείκτες i, j παίρνουν τιμές 1, 2, 3, 4, και οι διπλοί δείκτες υποδηλώνουν άθροιση από 1 έως 4. Το παραπάνω σύστημα εξισώσεων πρέπει να ολοκληρωθεί από την επιφάνεια του δίσκου κοντά στον ισημερινό ( $\theta \approx \pi/2$ ), έως τον άξονα συμμετρίας ( $\theta = 0$ ).

Υπάρχει ένα πρόβλημα το οποίο πρέπει κανείς να λάβει σοβαρά υπ'όψιν του. Η αριθμητική ολοκλήρωση δεν είναι απλή, διότι η ορίζουσα του παραπάνω γραμμικού συστήματος μπορεί να γραφεί ως

$$2v_{\theta}^{2}(B_{\theta}^{2} - 4\pi\rho v_{\theta}^{2})(B^{2} - 4\pi\rho v_{\theta}^{2})/((d\Psi/dt)r_{0}^{3}\sin\theta)$$
(1.60)

Η παραπάνω έχφραση μηδενίζεται στις θέσεις (γωνίες) εχείνες όπου  $v_{\theta}^2 = B_{\theta}^2/4\pi\rho$  χαι  $v_{\theta}^2 = B^2/4\pi\rho$ . Οι σχέσεις αυτές χαθορίζουν τις χρίσιμες επιφάνειες του προβλήματος, δηλαδή την Αλφενική και την τροποποιημένη ταχεία μαγνητο-αχουστική (modified fast magnetosonic) επιφάνεια αντίστοιχα. Ο ενδιαφερόμενος αναγνώστης μπορεί να μελετήσει την θεωρία των τροποποιημένων χρίσιμων επιφανειών σε αυτοόμοιες αξονοσυμμετριχές μαγνητοϋδροδυναμικές ροές όπως αυτή αναπτύχθηκε από τους Contopoulos 1996 και Tsinganos et al. 1996. Από την θεωρία αυτή προχύπτει ότι οι χρίσιμες επιφάνειες του προβλήματος αντιστοιχούν στον γεωμετριχό τόπο των σημείων εχείνων όπου η ταχύτητα της ροής χάθετα προς όλες τις διευθύνσεις συμμετρίας ισούται με την ταχύτητα των χαραχτηριστιχών χυμάτων του προβλήματος χατά την ίδια διεύθυνση. Το παραπάνω συμπέρασμα επαληθεύεται στο παρόν πρόβλημα που εξετάζουμε, στο οποίο η χάθετη διεύθυνση προς τις διευθύνσεις συμμετρίας (τις διευθύνσεις *r* και φ) είναι η διεύθυνση θ. Από τα παραπάνω προχύπτει ότι οι οριαχές συνθήχες στην επιφάνεια του δίσχου πρέπει να επιλεγούν με μεγάλη προσοχή ώστε η λύση να περάσει από τις χρίσιμες επιφάνειες επιφάνειες του διόχου πρόξη τη αραπάνω ποριματιχές ασυνέχειες.

Στο Σχ. Δ΄.2 παρουσιάζουμε μια συγκεκριμένη λύση τύπου MAW που αντιστοιχεί στην παρατηρησιακά υπολογισμένη τιμή της παραμέτρου w = 1.2. Παρουσιάζουμε γραμμές ροής (μαύρες) και γραμμές του μαγνητικού πεδίου (κόκκινες) ως επιφάνειες σταθερών τιμών των συναρτήσεων  $\Phi$  και  $\Psi$  αντίστοιχα. Οι μονάδες μήκους είναι αυθαίρετες. Όπως είναι αναμενόμενο, λόγω της σταθερής προς τα έξω μεταφοράς του μαγνητικού πεδίου, οι γραμμές ροής τέμνουν τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου από μέσα προς τα έξω. Η Αλφενική επιφάνεια καθορίζεται με την κεκλιμένη μπλε γραμμή. Παρουσιάζουμε επίσης τους διάφορους αριθμούς Mach κατά μήκος της λύσης (Alfven:  $v_{\theta}/(B_{\theta}/[4\pi\rho]^{0.5})$ , modified fast magnetosonic:  $v_{\theta}/(B/[4\pi\rho]^{0.5})$ , xat fast magnetosonic:  $[v_r^2 + v_{\theta}^2]^{0.5}/(B/[4\pi\rho]^{0.5})$  με μπλε, μαύρη και κόκκινη γραμμή αντίστοιχα. Οι οριακές συνθήχες στην επιφάνεια του δίσχου για την συγχεχριμένη λύση που παρουσιάζουμε είναι  $\Psi/2\pi = 1, \Psi_{,\theta}/2\pi = 0.94, \Phi/2\pi = 0.51, \Phi_{,\theta}/2\pi = 0.57, v_{\phi} = 1$ , και  $B_{\phi} = -1$ . Οι τιμές αυτές αντιστοιχούν σε v = (0.14, -0.08, 1) σε αυθαίρετες μονάδες, B = (0.94, -1.2, -1)σε αυθαίρετες μονάδες, και  $\rho = 4$  σε μονάδες  $B^2/v^2$ . Η τιμή του  $\Psi_{,\theta}$  στην επιφάνεια του δίσχου έχει επιλεγεί προσεχτιχά ώστε η λύση να διέρχεται από την Αλφενιχή επιφάνεια χωρίς ασυνέχειες. Αν επιλέξουμε φυσικές μονάδες  $r_0 = 10r_q = 300$ km για μια μελανή οπή 10 ηλιακών μαζών,  $v_{\phi}(r_0) = 0.1c$ ,  $B(r_0) = 10^6$ G, οι παραπάνω τιμές αντιστοιχούν σε  $ho(r_0)=4 imes 10^{-7}{
m g\,cm^{-3}},~dM/dt_{wind}=10^{-9}(r/r_0)^{0.8}M_\odot/{
m yr}$  (τιμή που αντιστοιχεί σε  $5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$  για όλον τον δίσκο, από την μελανή οπή μέχρι μια αστρονομική μονάδα), και  $v_{diff} \sim (d\Psi/dt)/(2rB) \sim 0.008 \, c \, (r/r_0)^{-0.2}$ .

#### Δ΄.5 Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία παρουσιάσαμε έναν νέο τύπο μαγνητικού ανέμου με μεταφορά μαγνητικής ροής προς τα έξω (MAW). Ο αναγνώστης δεν πρέπει να προβληματιστεί από το γεγονός ότι η ταχύτητα της ροής δεν είναι παράλληλη προς το μαγνητικό πεδίο. Οι λύσεις μας είναι ιδανικές, και το ιονισμένο υλικό του ανέμου είναι «παγωμένο» μέσα στο μαγνητικό πεδίο, όμως οι μαγνητικές γραμμές δεν παραμένουν «ακίνητες». Μπορούμε δηλαδή να θεωρήσουμε ότι οι μαγνητικές γραμμές «κινούνται», όχι μόνον κατά την αζιμουθιακή διεύθυνση λόγω περιστροφής όπως σε όλες τις προηγούμενες καθιερωμένες λύσεις στην βιβλιογραφία των μαγνητικών ανέμων, αλλά μεταφέρονται και πάνω στο πολοειδές επίπεδο με τέτοιον τρόπο ώστε η κατανομή του μαγνητικού πεδίου να παραμένει αμετάβλητη με τον χρόνο (εκτός από την περιοχή γύρω από τον άξονα συμμετρίας όπου γεννώνται μαγνητικοί βρόχοι μέσω του μηχανισμού της Κοσμικής Μπαταρίας). Σκοπεύουμε να μελετήσουμε σε μεγαλύτερο βάθος τις νέες αυτές λύσεις στο μέλλον.

Οι λύσεις μας δεν θα παραμείνουν σταθερές για πάντα γιατί η μαγνητική ροή συσσωρεύεται συνεχώς γύρω από το κέντρο. Μετά την παρέλευση αρκετού χρόνου, οι μαγνητικές δυνάμεις αναμένεται να επηρεάσουν δραματικά την δυναμική του δίσκου προσαύξησης. Η συσσωρευμένη μαγνητική ροή θα κατασταθεί ασταθής, και ο κύκλος παραγωγής μαγνητικής ροής γύρω από το εσώτατο άκρο του δίσκου και στη συνέχεια διάχυσής της μέσω του δίσκου θα ξεκινήσει πάλι από την αρχή. Αναμένουμε λοιπόν ότι οι παραπάνω μαγνητικοί άνεμοι θα έχουν έναν πεπερασμένο χρόνο ζωής αντίστοιχο με αυτόν του μηχανισμού της Κοσμικής Μπαταρίας, και θα ακολουθούν έναν κύκλο παραγωγής και καταστροφής τους. Η διάρκεια ζωής του παραπάνω μηχανισμού εκτιμήθηκε από τους Contopoulos and Kazanas 1998 και τους Kylafis et al. 2012 και είναι της τάξης μερικών εβδομάδων για ανέμους γύρω από μελανές οπές αστρικού μεγέθους σε ζεύγη ακτίνων Χ, και μερικών εκατοντάδων εκατομμυρίων ετών σε υπερμεγέθεις μελανές οπές στα κέντρα ενεργών γαλαξιών.

Οι νέες λύσεις μαγνητικών ανέμων τύπου MAW διαφέρουν σημαντικά από τις καθιερωμένες λύσεις τύπου Blandford και Payne. Η κατανομή του μαγνητικού πεδίου είναι διαφορετική, και η εξάρτηση της ταχύτητας από την απόσταση δεν είναι Κεπλεριανή. Το νέο αυτό αποτέλεσμα ίσως να μπορέσει να εξηγήσει τις πρόσφατες παρατηρήσεις 26 γαλαξιών τύπου Seyfert στους οποίους η ταχύτητα της εκροής εξαρτάται από την απόσταση ως  $v \sim r^{-0.2}$  (Laha et al. 2014). Υπάρχουν όμως και άλλες πηγές στις οποίες η Κεπλεριανή εξάρτηση  $v \sim r^{-0.5}$  αποτελεί ικανοποιητική προσέγγιση (πχ. Detmers et al. 2011, Gupta et al. 2015 για την περίπτωση του ενεργού γαλαξία Mrk 509), οπότε το θέμα της ακτινικής κατανομής των ταχυτήτων παραμένει ανοιχτό. Το γεγονός όμως ότι έχουμε ενδείξεις μη Κεπλεριανής κατανομής στους ανέμους αυτούς καθιστά τις νέες λύσεις μας πολύ ενδιαφέρουσες.

#### Αναφορές

- 1. Abramowicz M. Z. and Fragile P. C., 2013, Living Rev. Relativ. 16, 1-88.
- 2. Balbus S. A. and Hawley J. F., 1992, Astroph. J. 400, 595.
- 3. Balbus S. A. and Henri P., 2008, Astroph. J. 674, 408.

- 4. Beskin V. S. and Kuznetsova I. V., 2000, Nuovo Cimmento B 115, 795.
- 5. Blandford R. D. and Payne D. G., 1982, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 199, 883.
- 6. Blandford R. D. and Znajek R. L., 1977, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 179, 433.
- 7. Chakravorty S. et al., 2016, Astron. Astrophys. 589, 119.
- 8. Chandrasekhar S., 1956, Astrophys. J. 124, 232.
- 9. Contopoulos J., 1995, Astrophys. J 446, 67.
- 10. Contopoulos J., 1996, Astrophys. J. 460, 185.
- 11. Contopoulos I. and Kazanas D., 1998, Astrophys. J. 508, 859.
- 12. Contopoulos I., Kazanas D. and Fukumura K., 2017, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., in press, arXiv170511026.
- 13. Contopoulos J. and Lovelace R. V. E., 1994, Astrophys. J. 429, 139.
- 14. Contopoulos I., Nathanail A. and Katsanikas M., 2015, Astrophys. J. 805, 105.
- 15. Contopoulos I., Nathanail A., Sadowski, A., Kazanas, D. and Narayan, R., 2017, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., in press, arXiv170511021.
- 16. Detmers R. G. et al., 2011, Astron. Astroph. 534, 38 .
- 17. Fendt C. and Memola E., 2008, Int. J. Mod. Phys. D 17, 1677.
- 18. Ferreira J. and Pelletier G., 1993, Astron. Astroph. 276, 625.
- 19. Ferreira J. and Pelletier G., 1995, Astron. Astroph. 295, 807.
- 20. Ferreira J., Petrucci P.-O., Henri G., Sauge L. and Pelletier G., 2006, Astron. Astrophys. 447, 813.
- Fukumura K., Kazanas, D., Contopoulos I., Behar E., 2010α, Astrophys. J. 715, 636.
- 22. Fukumura K., Kazanas D., Contopoulos I. and Behar E., 2010b, Astrophys. J. 723, L228.
- 23. Fukumura K., Tombesi F., Kazanas D. et al., 2014, Astrophys. J. 780, 120.
- 24. Fukumura K., Tombesi F., Kazanas D. et al., 2015, Astrophys. J. 805, 17.
- 25. Fukumura K. et al., 2017, Nature Astron. 1, 62.
- 26. Guilet J. and Ogilvie G. I., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 430, 822.
- 27. Gupta A., Mathur S. and Krongold Y., 2015, Astrophys. J. 798, 4.
- 28. Komissarov S. S., 2004, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 350, 427.

- 29. Koutsantoniou L. E. and Contopoulos I., 2014, Astrophys. J. 794, 27.
- 30. Koutsantoniou L. E. and Contopoulos I., 2017, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., in preparation.
- 31. Kylafis N. D., Contopoulos I., Kazanas D. and Christodoulou D. M., 2012, Astron. Astrophys. 538, 5.
- 32. Laha S., Guainazzi, M., Dewangan G. C., Chakravorty S. and Kembhavi A. K., 2014, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 441, 2613.
- 33. Levinson, A., Melrose, D., Judge, A., Luo, Q., 2005, Astroph. J. 631, 456.
- 34. Li Z.-Y., 1995, Astrop. J. 444, 848.
- 35. Lovelace R. V. E., Rothstein D. M. and Bisnovatyi-Kogan G. S., 2009, Astrophys. J. 701, 885.
- 36. Lubow S. H., Papaloizou J. C. B. and Pringle, J. E., 1994, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 267, 235.
- 37. Lynden-Bell D., 1969, Nature 223, 690.
- 38. McKinney J. C., Tchekhovskoy A. and Blandford R. D., 2012, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 423, 3083.
- 39. Spitzer L., Physics of Fully Ionized Gases, 1962, 2nd edn., New York: Wiley.
- 40. Nathanail A. and Contopoulos, I., 2014, Astroph. J. 788, 186.
- 41. Tchekhovskoy A., Narayan R. and McKinney J. C., 2010, Astroph. J. 711, 50.
- 42. Tsinganos K., Sauty C., Surlantzis G., Trussoni E. and Contopoulos I., 1996, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 283, 811.
- 43. Vlahakis N., 1998, Analytical Modeling of Cosmic Winds and Jets, PhD Thesis.



**Σχήμα Δ΄.1:** Το φάσμα του ζεύγους αχτίνων X GRO 1655-40 σε μήχη χύματος μεταξύ 1.5 χαι 12.2 Å (χωρισμένο σε 5 τμήματα) μαζί με την πρόβλεψη του μοντέλου των Fukumura et al. 2017 για  $\rho \sim r^{-1.2}$  όπως αυτή προχύπτει από τις λύσεις των Contopoulos and Lovelace 1994 (μπλε γραμμή). Αντίστοιχα χαλή συμφωνία μεταξύ παρατηρήσεων χαι θεωρητιχού μοντέλου επιτυγχάνεται χαι για το φάσμα γραμμών απορρόφησης αχτίνων X σε ενεργούς γαλαξίες – AGN (Fukumura et al. 2010a,b).



Σχήμα Δ'.2: Λύση τύπου MAW για w=1.2. Αριστερά: Δομή του αχτινιχά αυτό-όμοιου ανέμου (αυθαίρετες μονάδες μήχους). Μαύρες γραμμές: γραμμές ροής. Κόχχινες γραμμές: μαγνητιχές γραμμές. Μπλε γραμμή: Αλφενιχή επιφάνεια. Λόγω της προς τα έξω μεταφοράς μαγνητιχής ροής, οι γραμμές της ροής χαι του πεδίου δεν ταυτίζονται. Δεξιά: Αριθμοί Mach ως συναρτήσεις της πολιχής γωνίας από τον ισημερινό. Μπλε/μαύρη/χόχχινη γραμμή: Alfven/τροποιημένος ταχύς μαγνητοαχουστιχός (modified fast magnetosonic)/ταχύς μαγνητοαχουστιχός (fast magnetosonic) αντίστοιχα (από την εργασία Contopoulos, Kazanas and Fukumura 2017).

# Ε΄ Περί του ρυθμού διαστολής του Σύμπαντος

#### Σπύρος Βασιλάχος

## Ε΄.1 Εισαγωγή

Είναι γενικά παραδεκτό στην επιστημονική κοινότητα ότι η τελευταία δεκαπενταετία αποτελεί τη "χρυσή" περίοδο στην επιστήμη της Κοσμολογίας. Πράγματι η λεπτομερής ανάλυση τόσο των διαστημικών όσο και των επίγειων παρατηρήσεων (της κοσμικής ακτινοβολίας μικροκυμάτων, πηγών ακτίνων-Χ, υπερκαινοφανών αστέρων, δομών μεγάλης κλίμακας, κτλ.) συγκλίνουν σε ένα γενικό κοσμολογικό αποτέλεσμα. Αυτό υποστηρίζει ότι το Σύμπαν δημιουργήθηκε με την μεγάλη έκρηξη, είναι χωρικά επίπεδο, είναι ομογενές και ισότροπο και έχει ηλικία ~ 13.8 δισεκατομμυρίων περίπου ετών.

Με τη μεγάλη έχρηξη δημιουργείται ο ίδιος ο χωρόχρονος ο οποίος εξασφαλίζει, σύμφωνα με την Γενική Θεωρία της Σχετικότητας (ΓΘΣ) του Einstein, το απαραίτητο υπόβαθρο μέσα στο οποίο το Σύμπαν εξελίσσεται. Η διαστολή του Σύμπαντος παρατηρήθηκε για πρώτη φορά από τον Αμερικανό αστρονόμο Hubble στη δεκαετία του 1920, είχε όμως προβλεφθεί θεωρητικά από τις λύσεις των εξισώσεων πεδίου της ΓΘΣ. Σημαντική ένδειξη για την ορθότητα της θεωρίας της μεγάλης έκρηξης, απετέλεσε η ανακάλυψη από τους Αμερικανούς αστρονόμους Penzias και Wilson (βραβείο Νομπελ Φυσικής 1978) της λεγόμενης Κοσμικής Ακτινοβολίας Μικροκυμάτων του υπόβαθρου (για συντομογραφία ΚΑΜ), δηλαδή της αρχικής θερμικής ακτινοβολίας που γέμισε το Σύμπαν μετά την αρχική έκρηξη. Με άλλα λόγια η ΚΑΜ είναι το ενεργειακό απολίθωμα των αρχέγονων φωτονίων της μεγάλης έκρηξης και η θερμοκρασία της σήμερα είναι -270C περίπου.

## Ε'.2 Η σύγχρονη άποψη για τη διαστολή του Σύμπαντος

Στην πρώιμη περίοδο το Σύμπαν πέρασε από μια φάση επιταχυνόμενης διαστολής, που ονομάζεται πληθωρισμός η οποία ήταν σύντομης χρονικής διάρκειας και έδωσε μακροσκοπική διάσταση στο Σύμπαν. Στη συνέχεια μετά από μία παρατεταμένη περίοδο στην οποία κυριαρχούσαν κατά σειρά η ακτινοβολία και η ύλη, τα τελευταία 7 δισεχατομμύρια χρόνια το Σύμπαν εισήλθε και πάλι σε φάση επιταχυνόμενης διαστολής. Μάλιστα για αυτή τους την αναχάλυψη οι Perlmutter, Riess χαι Schmidt τιμήθηκαν με το Νομπελ Φυσικής για το έτος 2011. Γνωρίζουμε επίσης ότι από το συνολικό ποσό ύλης-ενέργειας που περιέχει το Σύμπαν στην παρούσα εποχή, μόνο το 30% αποτελείται από ύλη. Παρά την τεράστια πρόοδο που έχει επιτευχθεί σε θεωρητικό άλλα και σε παρατηρησιακό επίπεδο, μέχρι σήμερα δεν γνωρίζουμε σχεδόν τίποτα για τη φύση του υπόλοιπου 70% το οποίο και ευθύνεται για την σημερινή επιταχυνόμενη διαστολή του Σύμπαντος. Για το λόγο αυτό σε αυτή τη μορφή ενέργειας της έχει δοθεί η αινιγματική ονομασία "σκοτεινή ενέργεια"! Πράγματι, κατά την τελευταία δεκαετία υπάρχει έντονο ερευνητικό ενδιαφέρον στις τάξεις των κοσμολόγων και των θεωρητικών φυσικών σχετικά με τη φύση αυτής της εξωτικής σκοτεινής ενέργειας.

Άλλα πως μετρούμε τη διαστολή του Σύμπαντος. Στη συνέχεια θα αναπτύξουμε με σύντομο τρόπο τις δύο (υπάρχουν και άλλες) βασικές μεθόδους που χρησιμοποιούνται στην παρατηρησιαχής Κοσμολογία για τη μέτρηση του ρυθμού διαστολής του Σύμπαντος. Η πρώτη μέθοδος βασίζεται στην ανάλυση των διαταραχών της ΚΑΜ που αναφέρθηκε στην εισαγωγή μας. Ειδικότερα, με την τελευταία διαστημική αποστολή παρατήρησης της μικροκυματικής ακτινοβολίας υποβάθρου, με το δορυφόρο PLANCK του Ευρωπαϊκού Οργανισμού Διαστήματος, εντοπίστηκαν εκπληκτικής ακρίβειας διαταραχές της θερμοκρασίας της ΚΑΜ. Η μελέτη αυτών των διαταραχών οδήγησε μεταξύ άλλων και στον υπολογισμό της λεγόμενης σταθεράς του Hubble η οποία μας δίνει τον ρυθμό διαστολής του Σύμπαντος στην σημερινή εποχή.

Επιπλέον, στη βιβλιογραφία είναι γνωστό ότι από όλους τους εξωγαλαξιακούς πληθυσμούς υπάρχει μία ειδική κατηγορία αστέρων, οι λεγόμενοι υπερκαινοφανείς αστέρες τύπου Ια, οι οποίοι παίζουν σημαντικό ρόλο στην παρατηρησιακή Κοσμολογία. Αυτοί οι αστέρες αποτελούνται από έναν λευκό νάνο (συμπαγή αστέρα) ο οποίος απορροφά ύλη από ένα συνοδό αστέρα. Όταν η μάζα του λευκού νάνου φτάσει σε μια κρίσιμη τιμή (περίπου ~ 1.4 μάζες Ηλίου) τότε ο νάνος αστέρας θα υποστεί θερμοπυρηνική έκρηξη καταρρέοντας κάτω από τη δύναμη της βαρύτητας του. Η έκρηξη είναι τόσο ισχυρή ώστε η φωτεινότητα (ενέργεια ανά μονάδα χρόνο) που απελευθερώνεται κυριαρχεί επί της φωτεινότητας που εκμπέμπει συνολικά ο γαλαξίας μέσα στον οποίο υπάρχει το διπλό σύστημα (λευκός νάνος και συνοδός αστέρας). Η φωτεινότητα αυτή είναι σταθερή σε όλους τους υπερκαινοφανείς τύπου 1α. Συνεπώς οι υπερκαινοφανείς αστέρες τύπου Ια έχουν την ιδιότητα των "βασικών λαμπτήρων" και χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό κοσμικών αποστάσεων με στόχο τον υπολογισμό του ρυθμού με τον οποίο διαστέλλεται το Σύμπαν.

Σε πρόσφατη δημοσίευση του ο Νομπελίστας Adam Riess και οι συνεργάτες του χρησιμοποιώντας τη μέθοδο με τους υπερκαινοφανείς αστέρες βρήκαν ότι ο ρυθμός διαστολής του Σύμπαντος στη σημερινή εποχή είναι περίπου κατά 9% μεγαλύτερος από εκείνον που μετρήθηκε από την ανάλυση των δεδομένων της ΚΑΜ του δορυφόρου PLANCK.

Το παραπάνω αποτελέσμα εξέπληξε πολλούς Κοσμολόγους. Σε αυτό το σημείο θα θέλαμε να τονίσουμε ότι τα τελευταία τρία χρόνια πολλές ερευνητικές ομάδες (μεταξύ των οποίων και η δική μας ομάδα) δουλεύοντας ανεξάρτητα μεταξύ τους είχαν βρει ενδείξεις για το παραπάνω αποτέλεσμα. Παρόλα αυτά η ερευνητική ομάδα του Riess κατάφερε μετά από ενδελεχή μελέτη να υπολογίσει τον σημερινό ρυθμό διαστολής του Σύμπαντος (σταθερά του Hubble) με τη μικρότερη δυνατή αβεβαιότητα, καθιστώντας αυτή τη μελέτη ιδιατέρως σημαντική. Στα ίδια αποτελέσματα κατέληξε και η δική μας ερευνητική ομάδα χρησιμοποιώντας γαλαξίες που παρουσιάζουν έντονη αστρογέννεση και παρατηρούνται σε μεγάλες ερυθρομεταθέσεις.

Φυσικά μένει να αποσαφηνιστεί στο άμεσο μέλλον εάν η διαφορά στη μέτρηση του ρυθμού διαστολής του Σύμπαντος στην σημερινή εποχή οφείλεται σε κάποιο συστηματικό σφάλμα κατά την ανάλυση των παρατηρησιακών δεδομένων ή πράγματι το Σύμπαν διαστέλλεται με μεγαλύτερο ρυθμό από αυτόν που νομίζαμε ως τώρα. Εάν το τελευταίο είναι σωστό τότε ποιές είναι οι αλλαγές που επιφέρουν αυτά τα νέα ευρήματα στις γνώσεις μας για τη διαστολή του Σύμπαντος και την κατανόηση των μηχανισμών του; Στη συνέχεια θα προσπαθήσουμε να απαντήσουμε όσο πιο περιεκτικά και συνεκτικά μπορούμε σε αυτό το βασικό ερώτημα. Όπως ανέφεραμε στην εισαγωγή μας τα τελευταία 7 δισεκατομύρια χρόνια η διαστολή του Σύμπαντος επιταχύνεται εξαιτίας της εξωτικής σκοτεινής ενέργειας. Για να καταλάβουμε με απλό τρόπο πως λειτουργεί η σκοτεινή ενέργεια, ας θυμηθούμε πρώτα πώς λειτουργεί η βαρύτητα, που είναι ελκτική δύναμη. Όταν δύο σώματα απομακρύνονται μεταξύ τους η δυναμική ενέργεια αυξάνει και παράλληλα η κινητική τους ενέργεια ελαττώνεται, οπότε η απομάκρυνσή τους επιβραδύνεται. Με άλλα λόγια, η βαρύτητα που από την φύση της ευθύνεται για την δημιουργία των κοσμικών δομών (γαλαξιών κτλ), προσπαθεί να «φρενάρει» την ίδια την διαστολή του Σύμπαντος. Από την άλλη μεριά η σκοτεινή ενέργεια λειτουργεί ακριβώς αντίθετα από τη βαρύτητα, δηλαδή δημιουργεί ένα «απωστικό» πεδίο το οποίο μάλιστα κυριαρχεί επί του βαρυτικού παρατηρησιακά και μετρούμε τη σχέση μεταξύ βαρύτητας και σκοτεινής ενέργειας, δεν έχουμε καταφέρει να κατανοήσουμε τα φυσικά χαρακτηριστικά της τελευταίας.

Η απουσία μιας θεμελιώδους φυσιχής θεωρίας, όσον αφορά τον μηχανισμό επαγωγής της χοσμιχής επιτάχυνσης και κατ'επέκταση της σκοτεινής ενέργειας, έχει ανοίξει ένα παράθυρο σε μια πληθώρα εναλλακτικών χοσμολογικών σεναρίων. Τα περισσότερα από αυτά τα σενάρια βασίζονται είτε στην ύπαρξη νέων πεδίων στη φύση (και άρα νέας φυσικής), ή σε κάποια τροποποίηση της γενικής θεωρίας της σχετικότητας του Einstein σε κοσμολογικές κλίμακες και ελέγχονται από τους ερευνητές στο εάν και κατά πόσο επαληθεύονται από τις σύγχρονες παρατηρήσεις. Σε αυτό ακριβώς το σημείο η νέα μέτρηση τόσο της ομάδας του Riess όσο και της δικής μας θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για τον έλεγχο αυτών των κοσμολογικών σεναρίων. Εάν η διατάραξη της σχέσης βαρύτητας-σκοτεινής ενέργειας υπέρ της τελευταίας είναι μεγαλύτερη από αυτή που νομίζαμε, τότε αυτή θα επιδράσει τόσο στη δυναμική του Σύμπαντος όσο και στην ικανότητά του να παράγει κοσμικές δομές (γαλαξίες, σμήνη γαλαξιών κτλ).

Εν κατακλείδι, γνωρίζουμε πολλά για τον ρόλο που παίζει η σκοτεινή ενέργεια στην εξέλιξη του Σύμπαντος, αλλά γνωρίζουμε ελάχιστα για την φύση της, πχ., γνωρίζουμε ότι επιταχύνει την διαστολή του Σύμπαντος, αλλά όχι με πιο τρόπο. Εάν η νέα μέτρηση για τον ρυθμό διαστολής του Σύμπαντος τελικά επαληθευτεί θα μπορούσε να σημαίνει ότι η σκοτεινή ενέργεια αυξάνεται σημαντικά με την πάροδο του χρόνου κυριαρχώντας πλήρως στο μέλλον. Υπό αυτές τις συνθήκες υπερ-επιτάχυνσης το Σύμπαν θα μπορούσε να καταλήξει τελικά σε αυτό που εμείς οι κοσμολόγοι ονομάζουμε καταστροφικό "μεγάλο ξήλωμα-σχίσιμο (Big-Rip)". Θεωρητικά αυτό θα μπορούσε να συμβεί μετά από 20 δισεκατομύρια χρόνια περίπου, αν και υπάρχουν μελέτες που δείχνουν ότι θα μπορούσε να συμβεί και νωρίτερα. Φυσικά, η τελική απάντηση θα δοθεί στα επιστημονικά συνέδρια και στις ερευνητικές εργασίες, οι οποίες θα δημοσιευθούν στο μέλλον.

# ΣΤ΄ Σκέδαση ακτινοβολίας στις φασματικές γραμμές εκπομπής του υπεριώδους που εκπέμπονται από την μεταβατική ζώνη χρωμόσφαιρας-στέμματος

Κων/νος Γοντικάκης

## ΣΤ΄.1 Εισαγωγή

Το ιονισμένο αέριο, ή πλάσμα όπως αποχαλείται, στην ηλιαχή ατμόσφαιρα, βρίσκεται σε θερμοκρασίες από 5000 Κέλβιν περίπου, στην περιοχή της φωτόσφαιρας, έως και μερικά εκατομμύρια Κέλβιν στο στέμμα. Οι όγκοι αερίου που βρίσκονται σε περιοχές θερμοκρασιών από 50000 Κέλβιν έως και 800000 Κέλβιν, αποτελούν την μεταβατική ζώνη μεταξύ χρωμόσφαιρας και στέμματος. Στην κατάσταση αυτή, το ηλιακό πλάσμα εκπέμπει σημαντικό αριθμό φασματικών γραμμών, στην περιοχή του μαχρινού υπεριώδους (EUV). Η μελέτη αυτών των φασματιχών γραμμών, επιτρέπει την περιγραφή της κατάστασης και της συμπεριφοράς του αερίου της μεταβατικής ζώνης και μπορεί να οδηγήσει στην κατανόηση των φυσικών φαινομένων που τη διέπουν. Οι φασματικές γραμμές εκπέμπονται από πολλά ατομικά στοιχεία που βρίσχονται σε διαφορετιχούς βαθμούς ιονισμού. Τέτοια είναι, για παράδειγμα, ο τρεις φορές ιονισμένος άνθραχας (ιόν με σθένος +3) που γράφεται με το φασματιχό σύμβολο C IV, που εκπέμπει, μεταξύ πολλών άλλων, τις φασματικές γραμμές 1548Å (Å=Ανγχστρομ) και 1550Å. Επίσης ο επτά φορές ιονισμένος σίδηρος, ή αλλιώς σίδηρος με σθένος +7, που συμβολίζεται ως Fe VIII εκπέμπει την φασματική γραμμή στα 185Å και ούτω καθεξής.

Τα εκρηκτικά γεγονότα (explosive events) είναι ένα από τα φαινόμενα που ανακαλύφθηκαν χάρη στην παρατήρηση των φασματικών γραμμών της μεταβατικής ζώνης στο ξεκίνημα της δεκαετίας του 1980 (Brueckner and Bartoe 1983). Πρόκειται για μικρής χωρικής κλίμακας (της τάξης των 1000 με 5000 χιλιομέτρων) περιοχές όπου το πλάσμα εκτινάσσεται με ταχύτητες της τάξης των εκατοντάδων χιλιομέτρων το δευτερόλεπτο (km/s) για χρονική διάρκεια μερικών λεπτών της ώρας. Υπάρχουν ισχυρές ενδείξεις πως αυτές οι εκρήξεις προκαλούνται από μαγνητική επανασύνδεση, κατά την οποία, τα μαγνητικά πεδία της ηλιακής ατμόσφαιρας, βρίσκονται σε αστάθεια και επανασυνδέονται, αλλάζοντας την γεωμετρία των δυναμικών τους γραμμών ενώ εκλύουν ενέργεια σε διάφορες μορφές όπως είναι η κίνηση του πλάσματος, η επιτάχυνση φορτίων και η ακτινοβολία (Dere 1994, Innes, Teriaca 2013). Η θέρμανση του στέμματος μπορεί και να οφείλεται σε νανοεκλάμψεις (Parker 1988), σε μεγάλο αριθμό εκρηκτικών γεγονότων πολύ μικρής κλίμακας τα οποία δεν γίνονται αντιληπτά μεμονομένα, από τα σημερινά τηλεσκόπια. Τα εκρηκτικά γεγονότα ενδέχεται να σχετίζονται με τις νανοεκλάμψεις και γιαυτό η μελέτη τους έχει μεγάλη σημασία. Για να μπορέσουμε να κατανοήσουμε φυσικά φαινόμενα όπως τα εκρηκτικά γεγονότα, πρέπει πρώτα να γνωρίζουμε τους μιχροσχοπιχούς μηχανισμούς που προχαλούν την εκπομπή του φωτός των φασματικών γραμμών της μεταβατικής ζώνης.

ÅΗ εκπομπή φωτονίων στην μεταβατική ζώνη οφείλεται κυρίως σε κρούσεις ιόντων με ηλεκτρόνια. Κατά την διάρκεια των κρούσεων, τα δέσμια ηλεκτρόνια των ιόντων διεγείρονται σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες. Στην συνέχεια αποδιεγεί-



Σχήμα ΣΤ΄.1: Ενεργειαχά επίπεδα των φασματιχών γραμμών 1548Å χαι 1550Åτου ιόντος C IV. Οι δύο φασματιχές γραμμές έχουν χοινό χατώτερο ενεργειαχό επίπεδο, ενώ το ανώτερο ενεργειαχό επίπεδο διαφέρει μόνο ως προς την προβολή του σπιν.

ρονται με την εκπομπή φωτονίων. Τα φωτόνια σε μεγάλο ποσοστό εγκαταλείπουν την ηλιακή ατμόσφαιρα χωρίς να αλληλεπιδράσουν ξανά με το πλάσμα. Σε αυτή την περίπτωση λέμε πως το πλάσμα είναι οπτικά λεπτό. Στην περίπτωση που το πλάσμα είναι οπτικά λεπτό και η ακτινοβολία οφείλεται σε κρούσεις ιόντων με ηλεκτρόνια, υπάρχουν απλές αναλυτικές σχέσεις που συνδέουν την πυκνότητα και την θερμοκρασία, καθώς και άλλες φυσικές παραμέτρους του πλάσματος, με την ένταση των φασματικών γραμμών κάτι το οποίο διευκολύνει την κατανόηση των παρατηρήσεων.

Μερικές φορές όμως τα φαινόμενα είναι πιο σύνθετα και εκτός από τις κρούσεις ιόντων με ηλεκτρόνια υπάρχουν και άλλα μικροσκοπικά φαινόμενα που επηρεάζουν την εκπομπή φωτονίων. Σε αυτή την εργασία μελετάμε την συμπεριφορά των φασματικών γραμμών του C IV στα 1548 Å και 1550Å σε μια τέτοια σύνθετη περίπτωση. Στο Σχ. ΣΤ΄.1 βλέπουμε τα τρία ενεργειακά επίπεδα που σχηματίζουν τις δύο φασματικές γραμμές του C IV. Το σημαντικό είναι πως και οι δύο φασματικές γραμμές μοιράζονται την ίδια χαμηλή ενεργειακή στάθμη  $2sS_{1/2}$ . Η ενεργειακή αυτή στάθμη βρίσκεται και ο μεγαλύτερος πληθυσμός των ιόντων και γιαυτό το λόγο οι φασματικές γραμμές του αρασματικές του σχημες.

Το χαρακτηριστικό αυτών των γραμμών είναι πως υπό την προϋπόθεση πως η εκπομπή φωτός γίνεται λόγω κρούσεων ιόντων-ηλεκτρονίων, και υπό την συνθήκη πως το πλάσμα είναι οπτικά λεπτό, ο λόγος της έντασης της γραμμής 1548Å, ως προς την ένταση 1550Å ισούται με I1548/I1550=2.

Ο λόγος των εντάσεων γίνεται μικρότερος του 2 (Dumont et al 1983, Dere and Mason 1993) όταν το πλάσμα δεν είναι πλέον οπτικά λεπτό και τα εκπεμπόμενα φωτόνια αλληλεπιδρούν και πάλι με τα ιόντα του πλάσματος. Όταν ένα φωτόνιο αλληλεπιδράσει με ένα ιόν που βρίσκεται κατά μήκος της διεύθυνσης του φωτός, αυτό απορροφάται, ή εκτρέπεται από την πορεία του και η ένταση του φωτός στην αρχική διεύθυνση μειώνεται. Τα φωτόνια 1548Å έχουν δύο φορές μεγαλύτερη πιθανότητα



Σχήμα ΣΤ΄.2: Μία πηγή φωτός στέλνει, από αριστερά, φωτόνια 1548Å και 1550Å με αναλογία δύο προς ένα. Αυτά σχεδάζονται από ιόντα C IV και εχτρέπονται προς το πάνω μέρος της σελίδας. Λόγο της διπλάσιας πιθανότητας σχέδασης των φωτονίων 1548Å, η αναλογία των φωτονίων μετά την σχέδαση είναι τέσσερα προς ένα.

να αλληλεπιδράσουν με ιόντα που βρίσχονται χατά μήχος της διαδρομής τους από ότι τα φωτόνια 1550Å. Έτσι η ένταση της γραμμής 1548Å μειώνεται περισσότερο, σε σχέση με την γραμμή 1550Å συναρτήσει της αδιαφάνειας του πλάσματος. Σε προηγούμενη εργασία (Gontikakis et al 2013), βρήχαμε μία περίπτωση όπου ο λόγος των εντάσεων 1548Å /1550Å παίρνει τιμές μεγαλύτερες του 2.

Πράγματι στο Σχ. ΣΤ΄.2, φαίνεται πως φωτόνια σε μήκη κύματος 1548Å, 1550Å, συναντούν ιόντα C IV, και εκτρέπονται από την πορεία τους λόγω σκέδασης ακτινοβολίας σε μια νέα κατεύθυνση και καταλήγουν στο τηλεσκόπιο του παρατηρητή. Τα φωτόνια 1548Å έχουν δύο φορές μεγαλύτερη πιθανότητα να σκεδαστούν από ότι τα φωτόνια 1550Å. Στην αρχική δέσμη φωτονίων, πριν τη σκέδαση, ο λόγος έντασης I1548/I1550 ισούται με δύο. Στην τελική δέσμη, μετά την σκέδαση, ο λόγος των φωτονίων ισούται με 4. Αυτό συμβαίνει διότι το αρχικό κλάσμα του αριθμού φωτονίων, που είναι ίσον με δύο, πολλαπλασιάζεται με τον αριθμό δύο που οφείλεται στην διπλάσια πιθανότητα σκέδασης των φωτονίων 1548Å, προς την νέα κατεύθυνση των δύο δεσμών.

Η αιτία για την οποία τα φωτόνια 1548Å έχουν διπλάσια πιθανότητα από ότι τα φωτόνια 1550Å, να αλληλεπιδράσουν με τα ιόντα, είναι πως η διεγερμένη ενεργειακή στάθμη  $2p^2P_{3/2}$ , στην οποία καταλήγουν τα ιόντα μετά την αλληλεπίδραση με φωτόνια 1548Å, έχει 4 κβαντικές καταστάσεις στις οποίες μπορούν να καταλήξουν τα ηλεκτρόνια. Αυτές είναι καταστάσεις προβολής της συνολικής στροφορμής J του ηλεκτρονίου, της οποίας το μέτρο ισούται με J = 3/2. Αντίθετα η στάθμη  $2p^2P_{1/2}$  στην οποία αντιστοιχούν τα φωτόνια 1550Å έχει δύο κβαντικές καταστάσεις οι οποίες είναι οι δύο προβολές του διανύσματος της συνολικής στροφορμής J της οποίας το μέτρο είναι τώρα J = 1/2. Ο παράγοντας δύο στον αριθμό κβαντικών καταστάσεων των δύο σταθμών εξηγεί την διπλάσια πιθανότητα αλληλεπίδρασης φωτός και ιόντων

στα δύο μήκη κύματος.

## ΣΤ΄.2 Ιδιόρρυθμα φασματικά προφίλ των γραμμών C IV 1548Å ,1550Å σε ένα εκρηκτικό γεγονός



Σχήμα ΣΤ΄.3: Δύο φάσματα (στα γραφήματα α και β) από γειτονικές θέσεις ενός εκρηκτικού γεγονότος που παρατηρήθηκε από τον φασματογράφο SUMER τον Μάιο του 1999. Στα δύο αυτά φάσματα φαίνονται οι δύο φασματικές γραμμές του C IV στα 1548Å και 1550Å Οι κάθετες γραμμές στα 1548.2Å και 1550.8Å δείχνουν την θέση μηδενικής μετατόπισης Doppler. Η χοντρή γραμμή δείχνει την τιμή της έντασης. Σε κάθε προφίλ, με λεπτές γραμμές, φαίνονται τρεις Γκαουσιανές καμπύλες οι οποίες προσομοιώνουν, με την χρήση μη γραμμικής παλινδρόμησης, τρεις διαφορετικές φασματικές συνιστώσες, δηλαδή τρεις όγκους πλάσματος που κινούνταν με διαφορετικές ταχύτητες.

ηλεκτρονίων Στο Σχ. ΣΤ΄.3, δείχνουμε δύο ζευγάρια φασματικών προφίλ, στα γραφήματα α), β), των φασματικών γραμμών 1548Å και 1550Å που παρατηρήθηκαν από τον φασματογράφο SUMER του δορυφόρου SOHO. Η παχιά γραμμή δείχνει την ένταση συναρτήσει του μήκους κύματος. Τα δύο αυτά φάσματα προέρχονται από μία μορφή εκρηκτικού γεγονότος. Οι κάθετες γραμμές στα 1548.2Å και στα 1550.8Å δείχνουν την θέση μηδενικής μετατόπισης Doppler των δύο φασματικών γραμμών. Στο γράφημα α), το φασματικό προφίλ της γραμμής 1548Å, έχει δύο φασματικές χορυφές στις θέσεις 1547.7Å και 1548.4Å. Οι διαφορές από την μηδενική μετατόπιση Doppler είναι (1547.7Å -1548.2Å=-0.5Å), μετατόπιση προς το χυανό, που αντιστοιχεί σε -95 km/s, περίπου ενώ για την δεύτερη χορυφή η διαφορά είναι (1548.4Å -1548.2Å=.2Å) και αντιστοιχεί σε ταχύτητα 40km/s περίπου. Αυτό σημαίνει πως το εχρηχτικό φαινόμενο αποτελείται τουλάχιστον από μία εχτίναξη πλάσματος μαχρυά από την ηλιαχή επιφάνεια με 95 km/s και μία μιχρότερη χαθοδιχή χίνηση 40km/s προς την ηλιαχή επιφάνεια. Όμως στα προφίλ της 1550Å η φασματιχή χορυφή που να αντιστοιχεί μετατόπιση προς το χυανό δεν φαίνεται χαθαρά. Δεν υπάρχει μια τόσο έντονη φασματιχή χορυφή στα 1550.4Å που να αντιστοιχεί σε ανοδιχή χίνηση 95km/s.

Όμως περιμένουμε πως τα φωτόνια 1548Å και 1550Å, μια και εκπέμπονται από τα ίδια ιόντα, να έχουν την ίδια μετατόπιση Doppler. Στο Σχ. ΣΤ΄.3 φαίνεται σαν το πλάσμα που εχπέμπει τα φωτόνια 1548Å να έχει διαφορετιχές ταχύτητες από το πλάσμα που εκπέμπει τα φωτόνια 1550Å, κάτι παράδοξο. Ένα πρώτο βήμα για την ερμηνεία των φασματικών προφίλ είναι να υπολογίσει κανείς μια μη γραμμική παλινδρόμηση με Γκαουσιανές συναρτήσεις. Κάθε ένα από τα τέσσερα φασματικά προφίλ από των γραμμών C IV 1548Å, 1550Å, μπορούν να προσομοιωθούν με τρεις Γκαουσιανές συναρτήσεις το κάθε ένα. Η Τρίτη Γκαουσιανή συνάρτηση προσομοιώνει μια τρίτη ροή του εκρηκτικού φαινομένου η οποία κινείται προς την ηλιακή επιφάνεια με ταχύτητα 77km/s περίπου. Η φασματική απόσταση της κάθε μίας από τις τρεις Γκαουσιανές από την θέση μηδενικής μετατόπισης στην 1548Å είναι η ίδια με την φασματική μετατόπιση της αντίστοιχης Γκαουσιανής στην γραμμή 1550Å. Έτσι λοιπόν η κάθε φασματική γραμμή παρουσιάζει στην πραγματικότητα την κοινή δυναμική του πλάσματος που εκπέμπει τα δύο φωτόνια. Όμως ο λόγος της έντασης των τριών Γκαουσιανών στην γραμμή 1548Å, ως προς τις εντάσεις των αντίστοιχων Γκαουσιανων της γραμμής 1550Å διαφέρει στην κάθε περίπτωση. Για παράδειγμά, ο λόγος έντασης 1548Å /1550Å των Γκαουσιανών που προσομοιόνουν την ροή στα 95km/s είναι μεγαλύτερος του 2 ενώ οι λόγοι εντάσεων των δύο άλλων Γκαουσιανών είναι μικρότερες του 2. Βλέπουμε λοιπόν πως οι δύο φασματικές γραμμές έχουν διαφορετικά φασματικά προφίλ επειδή οι τρεις φασματικές συνιστώσες τους έχουν διαφορετικές σχετικές εντάσεις. Αυτό σημαίνει πως σε στην πρώτη από τις τρεις ροές πλάσματος, οι φυσικές συνθήκες θερμοκρασίας και πυκνότητας μεταβάλλονται με αποτέλεσμα η σκέδαση ακτινοβολίας να υπερισχύει των κρούσεων ιόντων ηλεκτρονίων.

# ΣΤ΄.3 Ένα σενάριο για την ερμηνεία των παράξενων φασματικών προφίλ

Στο Σχ. ΣΤ΄.4 βλέπουμε ένα παράδειγμα του πως μπορούν να σχηματιστούν τέτοιες φασματικές γραμμές. Ας πούμε πως δύο όγκοι πλάσματος, ο Όγκος 1 και ο Όγκος 2, υπάρχουν στην ατμόσφαιρα σε πολύ κοντινή απόσταση. Ο πρώτος κινείται ανοδικά με ταχύτητα V ενώ ο δεύτερος είναι ακίνητος. Οι δύο όγκοι έχουν διαφορετικές πυκνότητες ηλεκτρονίων και θερμοκρασίες, που θα συμβολίσουμε με τις τιμές  $T_1, Ne_1, T_2, Ne_2$  ενώ φωτίζονται από μία κοινή πηγή φωτός  $I_0$ . Ας υποθέσουμε πως στον πρώτο όγκο, η θερμοκρασία δεν αντιστοιχεί στην μέγιστη πυκνότητα των ιόντων και πως η πυκνότητα  $Ne_1$  είναι χαμηλότερη από την πυκνότητα  $Ne_2$ . Συνεπώς, στον πρώτο όγκο, η σκέδαση του φωτός μπορεί και υπερισχύει έναντι των



**Σχήμα ΣΤ**.4: Υποθέτουμε δύο όγχους μέσα στην ηλιαχή ατμόσφαιρα, σε χοντινή απόσταση. Ο πρώτος έχει ανοδιχή ταχύτητα Vel και ο δεύτερος θεωρείται αχίνητος. Οι δύο έχουν διαφορετιχές συνθήχες ηλεχτρονιχή πυχνότητας, θερμοχρασίας, μη θερμιχής ταχύτητας και έχτασης κατά μήχος της γραμμής παρατήρησης (αντίστοιχα  $N_e, T, \xi, L$ ), και φωτίζονται από μια χοινή πηγή φωτός. Πάνω από τους δύο όγχους φαίνεται το φάσμα των γραμμών 1548Å, 1550Å που εχπέμπουν ο χάθε ένας χωριστά, όπου φαίνεται η διαφορετιχή μετατόπιση Doppler και ο διαφορετιχός λόγος εντάσεων I1548/I1550. Ένας φασματογράφος θα παρατηρούσε το άθροισμα των δύο φασμάτων όπου οι δύο φασματιχές γραμμές θα είχαν διαφορετιχό σχήμα.

κρούσεων ηλεκτρονίων ιόντων και συνεπώς ο λόγος εντάσεων I1548/I1550 θα είναι μεγαλύτερος του 2. Στον Όγκο 2, οι παράμετροι  $T_2$ ,  $Ne_2$  έχουν τέτοια τιμή ώστε ο λόγος εντάσεων 1548/1550 να είναι σχεδόν ίσος με δύο. Το αποτέλεσμα θα είναι, ο πρώτος όγκος να εκπέμπει φασματικές γραμμές, μετατοπισμένες προς το κυανό και με λόγο εντάσεων 1548/1550>2 ενώ ο όγκος 2 θα εκπέμπει φασματικές γραμμές με μηδενική μετατόπιση Doppler και με λόγο εντάσεων 1548/1550=2. Ας φανταστούμε τώρα ένα φασματογράφο, που παρατηρεί τα φάσματα των δύο όγκων αλλά δεν έχει την κατάλληλη χωρική διακριτική ικανότητα να παρατηρήσει χωριστά τα φασματικά προφίλ των δύο όγκων. Το προφίλ που θα παρατηρήσει θα είναι το άθροισμα της ακτινοβολίας των δύο όγκων. Στο Σχ. ΣΤ΄.4 λοιπόν δείχνουμε ποιοτικά πως μπορούν να σχηματιστούν φασματικά προφίλ της 1548Å που να διαφέρουν από τα προφίλ της 1550Å. Αυτό το φαινόμενο μπορεί να μελετηθεί και ποσοτικά όπως έδειξαν οι Gontikakis, Vial (2016). Πράγματι οι δύο εξισώσεις που περιγράφουν τις εντάσεις των δύο φασματικών γραμμών του C IV υπό την επίδραση των κρούσεων ιόντων ηλεκτρονίων μαζί με την επίδραση της σκέδασης φωτονίων γράφονται σαν :

$$I_{13}(\nu) = h\nu_{13}(n_i n_e C_{13} \psi_{\nu} + n_i B_{13} \bar{J}_{13}(\nu)) \frac{L}{4\pi}, \qquad (1.61)$$

$$I_{12}(\nu) = h\nu_{12}(n_i n_e C_{12} \psi_{\nu} + n_i B_{12} \bar{J}_{12}(\nu)) \frac{L}{4\pi}.$$
(1.62)

Όπου τα  $I_{13}$ ,  $I_{12}$  είναι οι εντάσεις των φασματικών γραμμών 1548Å και 1550Å αντίστοιχα. Οι όροι  $n_i n_e C_{13} \psi_{\nu}$  και  $n_i n_e C_{12} \psi_{\nu}$  περιγράφουν τα φωτόνια που προέρχονται από κρούσεις ηλεκτρονίων με ιόντα για τις γραμμές 1548Å και 1550Å αντίστοιχα όπου  $n_i$ , η πυκνότητα των ιόντων και  $n_e$  η πυκνότητα ηλεκτρονίων,  $C_{13}$  και  $C_{12}$  οι συντελεστές κρούσεων για τις δύο φασματικές γραμμές και η συνάρτηση  $\psi_{\nu}$  εκφράζει την εξάρτηση της εκπομπής συναρτήσει της συχνότητας  $\nu$  της ακτινοβολίας. Ο δεύτερος όρος  $n_i B_{13} J_{13}(\nu)$  στην πρώτη εξίσωση εκφράζει την συνεισφορά των σκεδάσεων στην ένταση  $I_{13}$ .  $B_{13}$  είναι ο συντελεστής Einstein για την απορρόφηση του φωτός για την γραμμή 1548Å,  $J_{13}$  είναι η μέση εισερχόμενη ένταση ακτινοβολίας που προκαλεί την σκέδαση του φωτός. Παρόμοιος όρος σκέδασης υπάρχει και στην εξίσωση για τα φωτόνια μήκους κύματος 1550Å. Τέλος, οι δύο εξισώσεις πολλαπλασιάζονται με το μήκος L του φωτοβόλου όγχου πλάσματος, στην διεύθυνση του παρατηρητή. Με τον συνδυασμό των ελεύθερων παραμέτρων  $n_i$ ,  $n_e$ ,  $J_{12}$ ,  $J_{13}$ , L,  $T_1$  σε κατάλληλες τιμές για την ηλιακή ατμόσφαιρα, μπορεί κανείς να υπολογίσει φασματικά προφίλ όπως εχείνα των παρατηρήσεων του Σχ. ΣΤ΄.3.

Συμπεράσματα Περιπτώσεις όπου το φασματικά προφίλ της γραμμής 1548Å, διαφέρει από εκείνο της γραμμής 1550Å μπορούν να υπάρξουν σε παρατηρήσεις εκρηκτικών γεγονότων. Μία πιθανή εξήγηση είναι η ύπαρξη πεδίων ταχυτήτων στο εσωτερικό του εκρηκτικού γεγονότος, μεταξύ των διαφορετικών όγκων πλάσματος που εκρήγνυνται, σε χωρικές κλίμακες που είναι μικρότερες από την διακριτική ικανότητα των σημερινών τηλεσκοπίων. Αυτές οι κινήσεις πρέπει να συνδυάζονται και με δύο φαινόμενα ακτινοβολίας, όπως κρούσεις ιόντων με ηλεκτρόνια καθώς και η σκέδαση φωτονίων σε διαφορετικές αναλογίες στους διάφορους όγκους. Η ποσοτική μελέτη των φαινομένων ακτινοβολίας μπορεί να οδηγήσει σε καλύτερη κατανόηση των συνθηκών που επικρατούν στο εσωτερικό των εκρηκτικών γεγονότων. Παρόμοια ανάλυση μπορεί να επαναληφθεί και με την χρήση άλλων δίδυμων φασματικών γραμμών όπως για παράδειγμα οι φασματικές γραμμές 1393Å και 1402Å του ιόντος του πυριτίου Si IV καθώς και με τις φασματικές γραμμές 1032Å, 10367Å του ιόντος του οξυγόνου Ο VI.

#### Αναφορές

- 1. Brueckner G.E. and Bartoe J.-D.F., 1983, 493, L13.
- 2. Dere K.P., 1994, Adv. Space Res. 14, 13.
- 3. Dere K.P. and Mason H.E., 1993, Solar Phys., 144, 217.
- 4. Dumont S., Pecker J.-C., Mouradian Z., Vial J.-C. and Chipman E., 1983, Solar Phys., 83, 27.
- 5. Gontikakis C., Winebarger A. and Patsourakos S., 2013, A&A, 550, 16.
- 6. Gontikakis C. and Vial J.-C., 2016, Astron. Astroph., 590, 86.
- 7. Innes D. and Teriaca L., 2013, Solar Phys., 282, 453.
- 8. Parker E.N., 1988, 330, 474.

# Ζ΄ Γένεση και διάδοση των ηλιακών εκρήξεων στην ηλιόσφαιρα: τι συνάγουμε για τις αστρικές εκρήξεις και την επίδρασή τους σε εξωπλανήτες;

Μανώλης Κ. Γεωργούλης

Σπύρος Πατσουράκος, Αναπλ. Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

## Ζ΄.1 Μαγνητοϋδροδυναμικές αστάθειες – γένεση ηλιακών εκρήξεων

Ο Ήλιος, ως τυπικό μέλος της κύριας αστρικής ακολουθίας, διαθέτει ζώνη μεταφοράς (όπου η ενέργεια που προέρχεται από τον πυρήνα του διαδίδεται με μεταφορικές κινήσεις του ηλιακού πλάσματος) η οποία εκτείνεται από το ~75% της ακτίνας του έως και τις παρυφές της επιφάνειάς του στο οπτικό φως, τη φωτόσφαιρα. Η βάση της ζώνης μεταφοράς ονομάζεται ταχοκλινής (tachocline), λόγω της κυριαρχίας του πλάσματος ως ρευστού και της ως εκ τούτου δράσης της ηλιακής διαφορικής περιστροφής. Είναι γενικά αποδεκτό (Babcock 1961, Leighton 1969) ότι λόγω της κίνησης αυτής και των ιδιοτήτων του πλάσματος δημιουργούνται στην ταχοκλινή μαγνητικά πεδία υπό τη μορφή σωλήνων ροής (magnetic flux tubes), με ένταση του μαγνητικού πεδίου στον άξονά τους της τάξης των  $10^5 G$ .



Σχήμα Ζ΄.1: Σχηματική περιγραφή της γένεσης μαγνητικών σωλήνων ροής στην ταχοκλινή (αμέσως πάνω από το κόκκινο κέλυφος του ηλιακού πυρήνα και της ζώνης ακτινοβολίας), στη βάση της ζώνης μεταφοράς, της άνωσης και της ανάδυσής τους στην ηλιακή φωτόσφαιρα (μπλε πλέγμα και κέλυφος) στην οποία σχηματίζονται κέντρα δράσης. Μηχανισμός παραγωγής είναι η ηλιακή διαφορική περιστροφή και ο σχηματισμός τοροειδών μαγνητικών πεδίων από πολοειδή, με βάση το μηχανισμό Babcock – Leighton (Πηγή: Dikpati and Gilman 2007).

Για να είναι οι σωλήνες ροής ευσταθείς ως προς τις κινήσεις του πλάσματος, η πίεση του πλάσματος εντός αυτών θα πρέπει να είναι αρκετά μικρότερη από αυτή
στο ρευστό που τους περιβάλει, δεδομένης και της πίεσης του μαγνητικού πεδίου. Αυτό τους καθιστά ελαφρύτερους από το περιβάλλον τους, με αποτέλεσμα οι πιο συμπαγείς σωλήνες ροής να κινούνται ανοδικά στη ζώνη μεταφοράς λόγω άνωσης. Έτσι φτάνουν μέχρι τη φωτόσφαιρα και εκτείνονται πέραν αυτής, στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Η διαδικασία αυτή δίνεται σχηματικά στο Σχ. Ζ΄.1.

Μια σημαντική παράμετρος στη φωτόσφαιρα και την ηλιακή ατμόσφαιρα είναι ο λόγος της πυκνότητας ενέργειας του ρευστού προς αυτή του μαγνητικού πεδίου, γνωστός ως παράμετρος β:

$$\beta = \frac{nkT}{(B^2/8\pi)},\tag{1.63}$$

όπου n είναι η αριθμητική πυκνότητα του πλάσματος, T η θερμοκρασία του, B η τοπική ένταση του μαγνητικού πεδίου και k η σταθερά Boltzmann. Η τιμή της παραμέτρου β καθορίζει την κυριαρχία του πλάσματος επί του μαγνητικού πεδίου ή αντίστροφα: στην περίπτωση που  $\beta > 1$  ή  $\beta \gg 1$ , το πλάσμα κυριαρχεί του μαγνητικού πεδίου, αναγκάζοντάς το να εξελιχθεί ακολουθώντας τις κινήσεις του ρευστού. Αν  $\beta < 1$  ή  $\beta \ll 1$ , το πλάσμα παραμένει «παγωμένο» στο μαγνητικό πεδίο, υποχρεωμένο να κινηθεί κυρίως κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών.

Η φωτόσφαιρα είναι η περιοχή στην οποία η παράμετρος  $\beta \lesssim 1$ , εκτός από τις περιπτώσεις ανάδυσης συσσωματωμάτων ισχυρού μαγνητικού πεδίου, παρατηρήσιμων ως ηλιακές κηλίδες, όπου  $\beta < 1$  ακόμα και στη φωτόσφαιρα. Η μέση τιμή ισοκατανομής ( $\beta = 1$ ) του μαγνητικού πεδίου στη φωτόσφαιρα είναι ~ 800G, ενώ είναι δεδομένο ότι eta < 1 στη φωτόφαιρα για ένταση μαγνητιχού πεδίου  $\gtrsim 1500 G$ (π.χ. Georgoulis et al., [2012a]) – σημειώνεται ότι οι ηλιαχές χηλίδες έχουν ένταση μαγνητικού πεδίου που μπορεί να ξεπερνά και τα 3500 G. Σε κάθε περίπτωση,  $\beta < 1$ σε απόσταση 1000 – 2000 km πάνω από τη φωτόσφαιρα, λόγω της απότομης πτώσης της αριθμητικής πυκνότητας του πλάσματος (π.χ. Gary 2001). Εκεί η θέρμανση του πλάσματος, η οποία οδηγεί σε μέση θερμοχρασία περίπου  $\sim 1.5 imes 10^6 K$  στο ηλιαχό στέμμα, οφείλεται αποχλειστιχά – παρότι οι λεπτομέρειες των σχετιχών μηχανισμών μένουν να ανακαλυφθούν – στην απελευθέρωση μαγνητικής ενέργειας. Την ενέργεια αυτή ενισχύει το πλάσμα, το οποίο επάγει ηλεκτρικά ρεύματα κυρίως κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών. Αν η διαφορά του μαγνητικού πεδίου λόγω ύπαρξης ηλεκτρικών ρευμάτων είναι  $\Delta B$ , τότε η πυκνότητα ενέργειας εξαιτίας της είναι  $\Delta B^2/8\pi$  και είναι εξολοκλήρου διαθέσιμη προς έκλυση. Λεπτομερής επισκόπηση της δημιουργίας και εξέλιξης ηλεκτρικών ρευμάτων στην ηλιακή ατμόσφαιρα παρέχεται στην προσχεχλημένη μονογραφία του Georgoulis 2017.

Με τα μαγνητικά πεδία να κυριαρχούν πάνω από τη φωτόσφαιρα παρουσία πλάσματος, πολύπλοκες μαγνητοϋδροδυναμικές μορφολογίες αναδύονται, εξελίσσονται, και εξαφανίζονται διαχέοντας το μαγνητικό τους πεδίο στην μεγάλης κλίμακας ηλιακή ατμόσφαιρα. Πέραν της μαγνητικής ενέργειας αυτών των μορφολογιών, η οποία στον όγκο τους V έχει τη μορφή

$$E_m = \int_V \frac{B^2}{8\pi} dV \tag{1.64}$$

σημαντικό ρόλο φαίνεται να παίζει και ένα άλλο φυσικό μέγεθος, η μαγνητική ελικότητα: η ελικότητα σχετίζεται με τη συστροφή (twist), την παραμόρφωση λόγω συ-



Σχήμα Ζ΄.2: Δύο χαρακτηριστικά παραδείγματα ελικότητας λόγω συνδεσιμότητας σε μαγνητικές δομές: (αριστερά) ελικότητα σε κλειστό χώρο και (δεξιά) ελικότητα σε ανοιχτό χώρο, όπου μέρος της μαγνητικής τοπολογίας διαπερνά ορισμένο επίπεδο, κάτω από το οποίο η δομή δεν είναι παρατηρήσιμη (Πηγή: Demoulin et al. 2006).

στροφής (writhe) και τη συνδεσιμότητα (linkage) των μαγνητικών δυναμικών γραμμών (π.χ. Moffatt and Ricca [1992]). Σε μαγνητικές δομές πλήρως εμπεδωμένες σε κλειστό χώρο (Σχ. Ζ΄.2 [αριστερά]), η μαγνητική ελικότητα έχει τη μορφή (π.χ. Woltjer 1958)

$$H_{m_{closed}} = \int_{V} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV \tag{1.65}$$

όπου A είναι το διανυσματικό δυναμικό που δημιουργεί το μαγνητικό πεδίο B, με  $\nabla \times A = B$ . Αν και πλήρως ορισμένη, η ελικότητα στην παραπάνω μορφή δεν έχει φυσική σημασία στην ηλιακή ατμόσφαιρα επειδή τα μαγνητικά της πεδία δεν είναι εμπεδωμένα σε κλειστό χώρο, αλλά διαπερνούν τη φωτόσφαιρα (Σχ. Ζ΄.2 [δεξιά]). Συνεπώς, το τμήμα των μαγνητικών μορφολογιών που βρίσκεται στη ζώνη μεταφοράς είναι άγνωστο. Για το λόγο αυτό έχει προταθεί (Berger and Field 1984, Berger 1984) η παρακάτω μορφή της ελικότητας σε ανοιχτό χώρο:

$$H_{m_{open}} = \int_{V} (\mathbf{A} + \mathbf{A}_{\mathbf{V}}) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\mathbf{V}}) dV$$
(1.66)

Η Εξ. (1.66) αφαιρεί από την ελικότητα του κλειστού χώρου (Εξ. (1.65)) μια ελικότητα αναφοράς η οποία βασίζεται σε μαγνητικό πεδίο αναφοράς Βν και αντίστοιχο διανυσματικό δυναμικό  $A_V$ . Η εξίσωση αποκτά φυσική σημασία για την ηλιακή ατμόσφαιρα όταν τα  $(A_V, B_V)$  αφορούν στο διανυσματικό δυναμικό και μαγνητικό πεδίο, αντίστοιχα, του κενού, δηλ. χωρίς την ύπαρξη του πλάσματος. Σε διακριτή μορφή, για σύνολο N σωλήνων ροής με παράγοντα συστροφής και μαγνητική ροή οι Georgoulis et al., [2012b] επέκτειναν την εργασία των Demoulin et al., 2006 εκφράζοντας τη σχετική ελικότητα (relative helicity) της Εξ. 1.66 ως εξής:

$$H_m = 8\pi\lambda^2 A \sum_{l=1}^{N} a_l \Phi^{2\lambda} + \sum_{l=1}^{N} \sum_{\substack{m=1\\l \neq m}}^{N} L_{lm} \Phi_l \Phi_m$$
(1.67)

Οι δύο όροι στο δεξί μέλος της Εξ. 1.67 αφορούν κατά σειρά στην ίδια ελικότητα (self helicity) και την αμοιβαία ελικότητα (mutual helicity) του συστήματος των N

δυναμικών γραμμών, με  $L_{ij}$ ,  $i, j \equiv \{i, ..., N\}$ ,  $i \neq j$  τον παράγοντα αμοιβαίας ελικότητας τυχαίου ζεύγους γραμμών (i,j) και A, λ γνωστές σταθερές. Για την αυτοσυνεπή περιγραφή του συστήματος, η μαγνητική ενέργεια λόγω ηλεκτρικών ρευμάτων εκφράστηκε από τους Georgoulis et al. 2012b ως εξής:

$$E_{m} = \lambda^{2} A \sum_{l=1}^{N} a_{l}^{2} \Phi^{2\lambda} + \sum_{l=1}^{N} \sum_{\substack{m=1\\l \neq m}}^{N} L_{lm} a_{l} \Phi_{l} \Phi_{m}$$
(1.68)

Η γεωμετρική σημασία των Εξισώσεων (1.67) και (1.68) είναι αυτή της ύπαρξης διαγώνιου πίνακα  $N \times N$  όπου οι διαγώνιοι όροι εκφράζουν τους ίδιους όρους της μαγνητικής ενέργειας και ελικότητας και οι μη διαγώνιοι τους αμοιβαίους όρους τυχαίου ζεύγους μαγνητικών δυναμικών γραμμών.

Σε αντίθεση με τις Εξ. (1.64) και (1.66), όπου πλήρης υπολογισμός προϋποθέτει και γνώση του άγνωστου τρισδιάστατου μαγνητικού πεδίου του στέμματος, οι Εξισώσεις (1.67) και (1.68) των Georgoulis et al. 2012b μπορούν, υπό κάποιες προσεγγίσεις, να εφαρμοστούν σε παρατηρούμενα φωτοσφαιρικά μαγνητικά πεδία κέντρων δράσης. Η λεπτομερής επισκόπηση των Valori et al. 2016, μεταξύ άλλων, καταδεικνύει την πρακτική εφαρμογή των Εξισώσεων (1.67) και (1.68).

Ένα πολύ μεγάλο τμήμα της βιβλιογραφίας αποδίδει τις ηλιακές εκρήξεις (εκλάμψεις και στεμματικές εκτινάξεις μάζας [coronal mass ejections – CMEs] – Σχ. Ζ'.3) σε μαγνητοϋδροδυναμικές αστάθειες οι οποίες απελευθερώνουν περίσσεια μαγνητικής ενέργειας και ελικότητας των κέντρων δράσης. Υπάρχει επιπλέον μια θεμελιώδης διαφορά ανάμεσα στη μαγνητική ελικότητα της Εξ. (1.67) και τη μαγνητική ενέργεια της Εξίσωσης (6): για το περιβάλλον του ηλιαχού στέμματος, με μαγνητικό αριθμό Reynolds  $R_m \gg 1^4$ , η μαγνητική ελικότητα ουσιαστικά διατηρείται, σε αντίθεση με τη μαγνητική ενέργεια (π.χ., Berger 1999, Pariat et al. 2015). Αυτό, σύμφωνα με τους Low 1994, Rust and Kumar1996, Canfield et al. 1999 και πολλούς άλλους οδηγεί σε αναγκαιότητα εκτίναξης ελικωτών μαγνητικών δομών του στέμματος, δηλαδή σε CMEs. Σε άλλη περίπτωση, η διατηρούμενη ελικότητα στο ηλιακό στέμμα θα αύξανε επ' άπειρον μέσω της ανάδυσης ελικωτών μαγνητικών δομών. Αν η ελικότητα στο στέμμα δεν διατηρούνταν, ενδεχομένως να μπορούσαμε να επιστρέψουμε μια ασταθή μαγνητική τοπολογία στην ευστάθεια μόνο μέσω μαγνητικής επανασύνδεσης (magnetic reconnection), δηλαδή κατά βάση μόνο μέσω εκλάμψεων (π.χ., Rosner and Vaiana [1978]). Η συχνή σύζευξη εκλάμψεων – CMEs σε ηλιακά κέντρα δράσης στηρίζεται στο θεωρητικό «βασικό μοντέλο» (standard model) των εκλάμψεων, έχει όμως αναπτυχθεί πλήθος δισδιάστατων και τρισδιάστατων μοντέλων που στηρίζονται σε αυτό. Για επισχοπήσεις χαι πρωτότυπη έρευνα ενδείχνυνται οι εργασίες των Mikic and Lee 2006, Forbes et al. 2006, Benz 2008, Aulanier et al. 2013.

#### Z'.2 Μαγνητικά πεδία CMEs κοντά στον Ήλιο

Η θεμελιώδης αρχή διατήρησης της μαγνητικής ελικότητας κατά το σκανδαλισμό CMEs, σε συνδυασμό με τη δυνατότητα πρακτικού υπολογισμού της σχετικής

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Ο μαγνητικός αριθμός Reynolds είναι ο λόγος του παράγοντα επαγωγής (γινόμενο χαρακτηριστικής ταχύτητας επί χαρακτηριστικό μήκος) προς τον παράγοντα μαγνητικής διάχυσης σε περιβάλλον μαγνητισμένου πλάσματος. Στο στέμμα ο παράγοντας διάχυσης είναι πολύ μικρός, καθιστώντας τον μέσο αριθμό Reynolds πολύ μεγάλο, της τάξης 10<sup>12</sup>, πλην περιπτώσεων ανώμαλης διάχυσης.

ελικότητας των κέντρων δράσης που τα δημιουργούν μας οδήγησε (Patsourakos et al. 2016, Patsourakos and Georgoulis 2016, 2017) σε μια νέα ιδέα υπολογισμού του μαγνητικού πεδίου των CMEs κοντά στον Ήλιο. Γνωρίζουμε ότι οι CMEs είναι ελικωτές μαγνητικές δομές γνωστές και ως σχοινιά μαγνητικής ροής (magnetic flux ropes – Σχ. Ζ΄.3 [κάτω]) και λόγω διατήρησης της μαγνητικής ελικότητας η ελικότητά τους δεν μπορεί παρά να προέρχεται από αυτή του κέντρου δράσης που τις δημιούργησε. Υπάρχουν πολλές εργασίες στη βιβλιογραφία στις οποίες παραθέτονται διαφορετικά θεωρητικά μοντέλα σχοινιών μαγνητικής ροής από τα οποία μπορεί να υπολογιστεί θεωρητικά η ελικότητά τους, η οποία εξαρτάται από το αξονικό τους μαγνητικό πεδίο. Λύνοντας τις σχετικές εξισώσεις ως προς αυτό το πεδίο και αντικαθιστώντας τη μαγνητική ελικότητα από την υπολογισμένη του κέντρου δράσης που δημιούργησε μία CME μπορούμε να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο της CME κοντά στον Ήλιο.

Η άσκηση αυτή είναι σημαντική λόγω της μεγάλης δυσκολίας παρατηρησιακής μέτρησης του μαγνητικού πεδίου των CMEs στο στέμμα του Ήλιου. Η μέτρηση του μαγνητικού πεδίου ακόμα και στο ήρεμο στέμμα δεν είναι υπόθεση ρουτίνας. Επιπλέον, γνώση του μαγνητικού πεδίου των CMEs κατά τη διάρκεια της διάδοσής τους στην ηλιόσφαιρα και της αλληλεπίδρασής τους με τις πλανητικές μαγνητόσφαιρες προσφέρει σημαντική γνώση ως προς το σκανδαλισμό ή μη μαγνητοσφαιρικών και του ταχέως εξελισσόμενου γνωστικού πεδίου της πρόγνωσης του από τον Ήλιο προερχόμενου διαστημικού καιρού.

Σε μια πρώτη προσπάθεια προς αυτή την κατεύθυνση, οι Patsourakos et al. 2016 χρησιμοποίησαν το σχετικά απλό μοντέλο σχοινιού μαγνητικής ροής του Lundquist 1950 για το οποίο η μαγνητική ελικότητα δίνεται από τη σχέση (Dasso et al. 2006)

$$H_{m_{CME}} = \frac{4\pi B_0^2 L}{a} \int_0^R J_1^2(ar) dr,$$
(1.69)

όπου L και R το μήκος και η ακτίνα, αντίστοιχα, του σχοινιού ροής, a ο (θεωρούμενος σταθερός) παράγοντας συστροφής,  $B_0$  το αξονικό μαγνητικό πεδίο και  $J_1(x)$  η συνάρτηση Bessel πρώτου είδους. Λύνοντας ως προς το αξονικό πεδίο βρίσκουμε

$$B_0 = \left(\frac{aH_{m_{CME}}}{4\pi LJ}\right)^{1/2},$$
(1.70)

όπου  $J = \int_0^R J_1^2(ar) dr$ .

Η παράμετρος συστροφής *a* και η ακτίνα *R* του σχοινιού ροής συνδέονται με το δεσμό aR = 2.405 λόγω της ύπαρξης του πρώτου μηδενικού της συνάρτησης Bessel μηδενικού είδους  $J_0$  σε αυτή την τιμή (η  $J_0$  χρησιμοποιείται στη μαγνητική περιγραφή του σχοινιού ροής Lundquist). Παρά ταύτα, τόσο το μήκος *L* όσο και η ακτίνα *R* παραμένουν άγνωστες. Η εύρεσή τους πραγματοποιήθηκε μέσω χρονοεξαρτημένης προσαρμογής (forward modeling) παρατηρήσεων της CME που μελετήθηκε από τους Patsourakos et al. 2016 (Σχ. Ζ΄.4). Επιπλέον, η ελικότητα  $H_{m_{CME}}$  που χρησιμοποιήθηκε ήταν αυτή του εκρηκτικού κέντρου δράσης NOAA AR 11429 το οποίο έδωσε τη CME, υπολογισμένη βάσει της Εξ. 1.67. Από αυτές τις πληροφορίες υπολογίστηκε η τιμή του αξονικού μαγνητικού πεδίου της CME στο διάστημα [0.02 – 0.07] G σε απόσταση 13 ηλιακών ακτίνων ( $R_{\odot}$ ) από τον Ήλιο.<sup>2</sup>

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Υπενθυμίζεται ότι η μέση απόσταση Γης – Ηλίου (αστρονομική μονάδα) είναι  $\sim~215 R_{\odot}.$ 



Σχήμα Ζ΄.3: Παραδείγματα των δύο χύριων εχφάνσεων των ηλιαχών εχρήξεων: (πάνω) μεγάλη έχλαμψη η οποία χαταγράφηχε στις 2 Απριλίου 2017 χαι (χάτω) αποσταθεροποίηση προεξοχής του στέμματος η οποία χατέληξε σε CME υπό μορφή σχοινιού μαγνητιχής ροής στις 31 Αυγούστου 2012 (Πηγή: NASA / Solar Dynamics Observatory).



Σχήμα Ζ'.4: Μοντελοποίηση παρατηρήσεων CME με σχοινί μαγνητιχής ροής μέσω χρονοεξαρτημένης προσαρμογής με τη μέθοδο των Thernisien et al 2009. Οι παρατηρήσεις έχουν ληφθεί από τα δίδυμα διαστημόπλοια STEREO στις 3 Ιουλίου 2012. Οι διαφορετιχές λήψεις της CME βοήθησαν στο να επιτευχθεί εχτίμηση του μήχους χαι της αχτίνας της CME με διαχειρίσιμα σφάλματα (Πηγή: Patsourakos et al. 2016).

Ο κατά τα φαινόμενα λογικός υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου της εν λόγω CME χοντά στον Ήλιο οδήγησε τους Patsourakos and Georgoulis 2016 σε μια στατιστική μελέτη της εφαρμοσιμότητας της μεθόδου. Συγκεκριμένα, με χρήση προσομοιώσεων Monte Carlo δημιουργήθηκε βάση δεδομένων 10000 συνθετικών CMEs, υποθέτοντας μοντέλο σχοινιού μαγνητικής ροής τύπου Lundquist. Τα μήκη και οι ακτίνες των σχοινιών ροής επιλέχθηκαν τυχαία από τις παρατηρησιακές τιμές των προσαρμογών των Thernisien et al., [2009] και Bosman et al., [2012] ενώ η ελικότητα των κέντρων δράσης επιλέχθηκε τυχαία από τους υπολογισμούς της ελικότητας δεκάδων κέντρων δράσης, εκρηκτικών και μη, από τους Tziotziou et al., [2012]. Με τον τρόπο αυτό δημιουργήθηκαν οι κατανομές συνάρτησης πιθανότητας (probability distribution functions) του Σχ. Ζ΄.5, το οποίο δίνει τις τιμές του εκτιμώμενου αξονικού μαγνητικού πεδίου  $B_0$  των CMEs σε σταθερή ηλιοκεντρική απόσταση  $10R_{\odot}$ . Συνάγεται αβίαστα ότι οι κατανομές  $B_0$  των υποτιθέμενων CMEs από μη εκρηκτικά κέντρα δράσης (α) οδηγούν σε αισθητά χαμηλότερες τυπικές τιμές απ' ό,τι για τα εκρηκτικά κέντρα δράσης και (β) σχετίζονται καλύτερα με τις λιγοστές παρατηρήσεις του περιβάλλοντος μαγνητικού πεδίου στο ήρεμο, μη εκρηκτικό στέμμα. Τυπική τιμή του  $B_0$  για τα εκρηκτικά κέντρα δράσης είναι  $\sim 0.04G$ , στο μέσο περίπου του εύρους τιμών για την πραγματική CME που μελετήθηκε από τους Patsourakos et al. 2016.

#### Z'.3 Μαγνητικά πεδία CMEs στη γειτονιά της Γης

Τα ενθαρρυντικά αποτελέσματα για μικρές ηλιοκεντρικές αποστάσεις των CMEs οδήγησαν τους Patsourakos and Georgoulis 2016 σε μια ακόμα άσκηση, αυτή της προσομοίωσης της διάδοσης των συνθετικών CMEs στην εσωτερική ηλιόσφαιρα, ως τη γήινη μαγνητόπαυση, σε ηλιοκεντρική απόσταση μίας αστρονομικής μονάδας. Κατά τη διάδοσή τους στην εσωτερική ηλιόσφαιρα, οι CMEs υπόκεινται κατά κύριο λόγο σε μαγνητικές δυνάμεις Lorentz και αεροδυναμικής τριβής (aerodynamic drag forces), ενώ ανάλογα με την αρχική τους ταχύτητα επηρεάζονται περισσότερο ή λιγότερο από τον περιβάλλοντα ηλιακό άνεμο και τις διαταραχές του. Μια πρόσφατη και λεπτομερής επισκόπηση των σχετικών φυσικών διεργασιών δίνεται από τους Manchester et al. 2017. Οι Patsourakos and Georgoulis 2016, χάριν απλότητας και ευχέρειας στατιστικής περιγραφής, υπέθεσαν σε συμφωνία με μεγάλο τμήμα της βιβλιογραφίας ότι η διάδοση των CMEs στην ηλιόσφαιρα είναι αυτο-όμοια (self-similar) με ταυτόχρονη διατήρηση της μαγνητικής ελικότητας. Το αποτέλεσμα αυτής της διεργασίας είναι ότι ο όγκος του μαγνητικού σχοινιού ροής αυξάνει ενώ αντίστοιχα ελαττώνεται το αξονικό μαγνητικό πεδίο  $B_0$  με βάση νόμο δύναμης που είναι συνάρτηση της ηλιοχεντρικής απόστασης:

$$B_{0_{ICME}} = B_{0_{CME}} \left(\frac{r_{ICME}}{r_{CME}}\right)^{a_B},\tag{1.71}$$

όπου  $B_{0_{ICME}}$  είναι το αξονικό μαγνητικό πεδίο της διαπλανητικής, πλέον, CME (ICME) σε ηλιοκεντρική απόσταση,  $r_{ICME}$ ,  $B_{0_{CME}}$  είναι το αξονικό μαγνητικό πεδίο της CME κοντά στον Ήλιο και σε ηλιοκεντρική απόσταση  $r_{CME}$  και  $a_B$  είναι ο (αρνητικός) δείκτης του νόμου δύναμης.

Για την τιμή του δείκτη  $a_B$  οι βιβλιογραφικές αναφορές δίνουν μεγάλο εύρος τιμών, στο διάστημα  $a \in [-2.7, -1.0]$ . Με χρήση επιπλέον προσομοίωσης Monte Carlo ol Patsourakos and Georgoulis 2016 διέδωσαν τις τιμές  $B_{0_{CME}}$  του Σχ. Ζ΄.5 στη μία αστρονομική μονάδα, με χρήση ολόκληρου του παραπάνω διαστήματος τιμών  $a_B$ . Το αποτέλεσμα δίνεται στο Σχ. Ζ΄.6 (αριστερά) όπου γίνεται σαφές ότι το διάστημα τιμών του  $a_B$  είναι πολύ ευρύ για να προκύψει συμφωνία με τις επιτόπιες παρατηρήσεις ICMEs στο σημείο Lagrange  $L_1$ , σε ηλιοκεντρική απόσταση 0.99 αστρονομικών μονάδων. Με πολλαπλές δοκιμές, κατέληξαν στη μέγιστη δυνατή συμφωνία με τις παρατηρήσεις για  $a_B \in [-1.8, -1.6]$  (Σχ. Ζ΄.6 [δεξιά]). Οι παρατηρούμενες τιμές  $B_{0_{ICME}}$  στο σημείο  $L_1$  είναι της τάξης των [10, 40] nT ή  $[1, 4] \times 10^{-4}G$ .<sup>3</sup>

Τα παραπάνω αποτελέσματα αφορούν αποχλειστιχά στο μοντέλο σχοινιού ροής του Lundquist (1950). Εύλογο ερώτημα αποτελεί το αν τα αποτελέσματα μεταβάλλονται στην περίπτωση που χρησιμοποιηθεί άλλο μοντέλο σχοινιού ροής, από τα πολλά που έχουν προταθεί. Το ερώτημα αυτό απασχόλησε τους Patsourakos and Georgoulis 2017, οι οποίοι επανέλαβαν την άσχηση χρησιμοποιώντας οχτώ διαφορετιχά μοντέλα σχοινιών μαγνητιχής ροής, μεταξύ των οποίων γραμμιχά, μη γραμμιχά χαι μοντέλα σχοινιών μαγνητιχής ροής, μεταξύ των οποίων γραμμιχά, μη γραμμιχά χαι μοντέλα σχοινιών μαγνητιχής δυνάμεις. Οι συντελεστές συσχέτισης με τις παρατηρήσεις για χαθένα από αυτά χαι για χάθε τιμή του δείχτη  $a_B$  δίνονται στο Σχ. Ζ΄.7 (αριστερά) ενώ ένας μέσος όρος αυτών, ανεξαρτήτως μοντέλου δίνεται στο Σχ. Ζ΄.7 (δεξιά). Γίνεται σαφές ότι ο δείχτης αυτο-όμοιας διάδοσης  $a_B$  είναι ο σημαντιχότερος παράγοντας συμφωνίας με τις παρατηρήσεις, με την επιλογή του αρχιχού μοντέλου μαγνητιχής ροής να έχει δευτερεύουσα σημασία. Ο μέσος όρος, ανεξαρτήτως μοντέ λου, δίνει  $a_B \in [-1.8, -1.5]$ , σε στενή συμφωνία με τα αντίστοιχα αποτελέσματα για το μοντέλο Lundquist.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Τονίζεται η τεράστια μείωση κατά 9, περίπου, τάξεις μεγέθους της έντασης των ηλιακών μαγνητικών πεδίων, από την ταχοκλινή όπου δημιουργούνται, ως τη γήινη μαγνητόπαυση.



Σχήμα Ζ΄.5: Κατανομές συνάρτησης πιθανότητας του αξονιχού μαγνητιχού πεδίου 10000 συνθετιχών CMEs οι οποίες υποτίθεται ότι προέρχονται τόσο από εχρηχτιχά (μπλε χατανομή) όσο χαι από μη εχρηχτιχά (μαύρη χατανομή) χέντρα δράσης. Για λόγους σύγχρισης, η πορτοχαλί μπάρα δίνει το εύρος τιμών του μαγνητιχού πεδίου στο ήρεμο στέμμα, όπως έχει προχύψει από λιγοστές παρατηρήσεις (Πηγή: Patsourakos and Georgoulis 2016).



Σχήμα Ζ'.6: Αποτελέσματα διάδοσης του μαγνητιχού πεδίου 10000 συνθετιχών CMEs ως τη γήινη μαγνητόπαυση: (αριστερά) τιμές μαγνητιχών πεδίων για χάθε τιμή του δείχτη αυτο-όμοιας διάδοσης  $a_B$  με τις φωτεινές χαι τις σχοτεινές περιοχές να υποδηλώνουν ασυμφωνία με τις παρατηρήσεις. Σχετιχή συμφωνία υπάρχει μόνο για τις χρωματισμένες περιοχές ( $B_{0_{ICME}} \in [10, 40] nT$ ). (Δεξιά) Συντελεστής συσχέτισης (χόχχινη χαμπύλη) χαι αντίστοιχο χλάσμα των συνθετιχών ICMEs για τις οποίες αυτός έχει υπολογιστεί (μπλε χαμπύλη). Μέγιστη συμφωνία επιτυγχάνεται για τιμές  $a_B \in [-1.8, -1.6]$  (Πηγή: Patsourakos and Georgoulis 2016).

# Ζ΄.4 Συμπίεση της μαγνητόπαυσης σε Γη και πιθανούς εξωπλανήτες λόγω μαγνητικής πίεσης ηλιακών και αστρικών διαπλανητικών CMEs (ICMEs)

Σε θεμελιωδώς φυσικό επίπεδο, μια ταχέως διαδιδόμενη μαγνητική δομή όπως μία ICME ασκεί σε μια πλανητική μαγνητόπαυση τις παρακάτω πιέσεις: μαγνητική (με πυκνότητα ενέργειας  $B_{0_{ICME}}^2/8\pi$ ), κινητική (ram pressure, με πυκνότητα ενέργειας  $\rho v^2$  όπου  $\rho$  η πυκνότητα και v η ταχύτητα της ICME) και θερμική (με πυκνότητα ενέργειας ενέργειας nkT, όπου n η αριθμητική πυκνότητα και T η θερμοκρασία της ICME). Η μαγνητόπαυση συμπιέζεται ως εκ τούτου και παραμένει ημι-στατικά ή δυναμικά συμπιεσμένη μέχρι να περάσει η ICME από το πλανητικό μαγνητοσφαιρικό σύστημα.

Το ερώτημα του πόσο συμπιέζεται η μαγνητόσφαιρα λόγω της μαγνητικής πίεσης διαδιδόμενου μαγνητοϋδροδυναμικού κύματος απασχόλησε τους ερευνητές τουλάχιστον 80 χρόνια πριν. Σε μια αξιομνημόνευτη εργασία, οι Chapman and Ferraro 1930 εξέφρασαν τη συμπιεσμένη μαγνητόπαυση με βάση τη σχέση

$$\frac{B_{0_{ICME}}^2}{8\pi} = \frac{B_{eqt}^2}{8\pi} \left(\frac{1}{r_{mp}}\right)^6 \tag{1.72}$$

όπου  $B_{eqt}$  είναι το ισημερινό πλανητικό μαγνητικό πεδίο και  $r_{mp}$  είναι η απόσταση της μαγνητόπαυσης από την επιφάνεια του πλανήτη, εκφρασμένη σε μονάδες πλανητικών ακτίνων. Μάλιστα, αν η απόσταση αυτή γίνει μικρότερη από 2 πλανητικές ακτίνες, η ακραία συμπίεση της πλανητικής μαγνητόπαυσης οδηγεί σε ιονισμό ουδέτερων στρωμάτων της ατμόσφαιρας του πλανήτη, αύξηση της ιονόσφαιράς του και διαφυγή της μέσω του πολύπλοκου, δυναμικά επανασυνδεόμενου μαγνητικού πεδίου της ICME και της πλανητικής μαγνητόσφαιρας. Ένα τέτοιο σενάριο ατμοσφαιρικής διάβρωσης (atmospheric erosion) είναι καταστροφικό για έναν πλανήτη και μπορεί να οδηγήσει σε αφανισμό πιθανής ζωής (extinction level event [ELE]) στην επιφάνειά του. Η διάβρωση της ατμόσφαιρας του πλανήτη Άρη λόγω ICMEs όταν το μαγνητικό του πεδίο εξασθένησε είναι ίσως η πιθανότερη εξήγηση για την έλλειψη ατμόσφαιρας στον πλανήτη, σύμφωνα με ανάλυση των ως τώρα αποτελεσμάτων της αποστολής MAVEN (Jakosky et al. 2015).

Η Εξ. 1.72 μπορεί να οδηγήσει σε εκτίμηση της απόστασης της συμπιεσμένης μαγνητόπαυσης από τον πλανήτη όταν το αξονικό μαγνητικό πεδίο της ICME και το ισημερινό μαγνητικό πεδίο του πλανήτη είναι γνωστά. Η απόσταση μπορεί να χαρακτηριστεί ως κάτω όριο γιατί δεν συμπεριλαμβάνει την επιπλέον συμπίεση λόγω κινητικής και θερμικής πίεσης από την ICME, είναι όμως πολύ πιθανό η μαγνητική πίεση να είναι ο κυρίαρχος παράγοντας συμπίεσης μιας πλανητικής μαγνητόσφαιρας.

Η διερεύνηση της μαγνητοσφαιρικής συμπίεσης στη Γη και σε άλλα πλανητικά συστήματα αστέρων πραγματοποιήθηκε από τους Patsourakos Georgoulis 2017. Για λόγους γενικευμένης προσέγγισης, όμως, αντί για το μαγνητικό πεδίο, ή ακόμα την μαγνητική ελικότητα της ICME, χρησιμοποιήθηκε η μαγνητική ενέργεια της έκλαμψης που σχετίζεται με δεδομένη ICME. Ο λόγος είναι ότι πέραν του Ήλιου οι ελικότητες αστρικών ICME δεν είναι γνωστές, ενώ αντίθετα υπάρχουν εκτιμήσεις της ενέργειας αστρικών εκλάμψεων (π.χ. Aarnio et al. 2012).

Η σύνδεση της ενέργειας της έχλαμψης με την ελικότητα της CME / ICME (Εξ. 1.67,1.68) έγινε από τους Tziotziou et al., [2012]. Το διάγραμμα ενέργειας – ελι-



**Σχήμα Ζ**'.7: (Αριστερά) Συντελεστές συσχέτισης μεταξύ των τιμών του αξονιχού μαγνητιχού πεδίου  $B_{0_{ICME}}$  10000 συνθετιχών ICMEs στο σημείο Lagrange  $L_1$  και επιτόπιων παρατηρήσεων  $B_{0_{ICME}}$  στην ίδια περιοχή συναρτήσει του δείχτη αυτο-όμοιας διάδοσης  $a_B$ . Οι διαφορετιχές χαμπύλες αφορούν σε διαφορετιχά μοντέλα σχοινιών μαγνητιχής ροής. (Δεξιά) Μέσος όρος συντελεστών συσχέτισης, ανεξαρτήτως μοντέλου σχοινιού ροής (χόχχινη χαμπύλη) και αντίστοιχο χλάσμα των συνθετιχών ICMEs για τις οποίες αυτός έχει υπολογιστεί (μπλε χαμπύλη) (Πηγή: Patsourakos and Georgoulis 2017).

κότητας για δεκάδες κέντρα δράσης οδήγησε στη μονοσήμαντη συναρτησιακή σχέση

$$\log H_m \simeq 53.4 - 0.0524 [\log E_m]^{0.653} \exp\left(\frac{97.45}{\log E_m}\right),\tag{1.73}$$

απ' όπου, μέσω μιας διαχειρίσιμης αβεβαιότητας, μπορεί να γίνει η αντιστοίχιση μαγνητικής ενέργειας – ελικότητας. Βέβαια, η αποδοχή της παραπάνω σχέσης ενέργειας – ελικότητας τόσο για τον Ήλιο, επί του οποίου άλλωστε προέκυψε, όσο και για άλλους αστέρες τύπου Ήλιου ή νάνους αστέρες τύπου Μ είναι ιδιαίτερα δεσμευτική και ενδεχομένως οριακά εφαρμόσιμη, είναι όμως αυτό που μπορούμε να κάνουμε με τα σημερινά δεδομένα.

Στο Σχ. Ζ΄.8 δίνεται η απόσταση  $r_{mp}$  της συμπιεσμένης μαγνητόπαυσης για τρία σενάρια πλανητικού μαγνητικού πεδίου: το γήινο πεδίο (0.333 G – αριστερά), πεδίο ίσο με το 25% αυτού της Γης (μέσο) και πεδίο ίσο με το 6.1% αυτού της Γης (δεξιά). Δεδομένου ότι στον Ήλιο δεν έχουν παρατηρηθεί εκλάμψεις με ενέργεια >  $10^{33}$  erg, δεν αποκλείεται όμως και μια εξαιρετικά σπάνια έκλαμψη με ενέργεια ~  $10^{34}$  erg (Aulanier et al. 2013), η Γη στην απόσταση της μίας αστρονομικής μονάδας από τον Ήλιο εμφανίζεται ως ασφαλής ως προς την πιθανότητα ακραίας συμπίεσης της μαγνητόπαυσης κάτω από τις 2 γήινες ακτίνες, η οποία θα μπορούσε να οδηγήσει σε ELE. Αχόμα και για ενέργειες εκλάμψεων ~  $10^{36} erg$ , πολύ πάνω από τις θεωρούμενες δυνατότητες του Ήλιου, η απόσταση της συμπιεσμένης μαγνητόπαυσης διατηρείται πάνω από τις 2 γήινες ακτίνες.

Δεν ισχύει όμως το ίδιο για τους εξωπλανήτες Kepler 438b και Proxima b οι οποίοι περιφέρονται γύρω από τους νάνους αστέρες τύπου M Kepler 438 και Proxima Centauri, αντίστοιχα (Torres et al. 2015, Armstrong et al. 2016, Anglada-Escudé et al. 2016, Davenport et al. 2016). Στους αστέρες αυτούς φαίνεται να έχουν παρατηρηθεί πολύ μεγάλες εκλάμψεις με ενέργεια >  $10^{33}$  erg. Λόγω της μικρής αστεροκεντρικής

τους απόστασης (< 0.1 αστρονομικές μονάδες για τον Proxima b και < 0.2 αστρονομικές μονάδες για τον Kepler 438b) η ατμοσφαιρική διάβρωση θα πρέπει να θεωρείται μάλλον δεδομένη και για έναν επιπλέον λόγο: είναι σχετικά απίθανο το μαγνητικό τους πεδίο να είναι τόσο ισχυρό όσο αυτό της Γης λόγω της μεγάλης πιθανότητας βαρυτικού κλειδώματος (tidal locking) με τον μητρικό τους αστέρα. Αυτό σημαίνει ότι η περίοδος περιστροφής των πλανητών είναι πιθανό να ισούται με την περίοδο περιφοράς γύρω από τους αστέρες τους (για τη Γη ο λόγος των δύο περιόδων είναι περίπου 365:1), συνεπώς η εκτίμηση μαγνητικού πεδίου τύπου Γης είναι μάλλον μη ρεαλιστική. Αυτό όμως τους καθιστά περαιτέρω ευάλωτους σε καταστροφικές ICMEs οι οποίες μπορούν να διαβρώσουν την τυχόν ατμόσφαιρά τους.

Είναι σημαντικό να τονιστεί ότι αναλύσεις τέτοιου είδους δεν έχουν γίνει πολλές. Κατά την ανακάλυψή των Kepler 438b και Proxima b δόθηκε ιδιαίτερη σημασία στο γεγονός ότι οι εν λόγω εξωπλανήτες βρίσκονται στην κατοικήσιμη ζώνη (habitable zone) των μητρικών τους αστέρων και συνεπώς θα μπορούσαν να διατηρήσουν υγρό νερό στην επιφάνειά τους (π.χ. δελτίο τύπου NASA της 25ης Οκτωβρίου 2016<sup>4</sup>), όμως αυτό φαντάζει μάλλον απίθανο δεδομένης της παρούσας ανάλυσης, ακόμα και αν όλες οι άλλες συνθήκες κατοικησιμότητας πληρούνται. Ανάλογη συζήτηση έγινε και για το σύστημα των επτά εξωπλανητών TRAPPIST, οι οποίοι περιφέρονται γύρω από το νάνο αστέρα TRAPPIST-1, στον οποίο όμως φαίνεται να έχουν παρατηρηθεί εκλάμψεις με ενέργειες  $10^{30}-10^{33}erg$  (Vida et al. 2017). Με τις τροχιακές τους περιόδους να είναι της τάξης των μερικών έως αρκετών ημερών (Σχ. Ζ΄.9), τουλάχιστον για την κατοικήσιμη ζώνη του αστέρα, και με τις αστεροκεντρικές τους αποστάσεις να είναι  $\lesssim 0.2$  αστρονομικές μονάδες, η πιθανότητα βαρυτικού κλειδώματος και συνεπώς ασθενών μαγνητικών πεδίων είναι μεγάλη. Αντίστοιχα μικρή φαίνεται να είναι η πιθανότητα αυτοί οι εξωπλανήτες να είναι σε θέση να διατηρήσουν ατμόσφαιρα.



**Σχήμα Ζ'.8**: Τρεις περιπτώσεις υπολογισμού της απόστασης της συμπιεσμένης μαγνητόπαυσης από την επιφάνεια πλανήτη λόγω ICME, συναρτήσει της ενέργειας της έχλαμψης που έδωσε το αρχιχό CME και της αστεροχεντριχής απόστασης (σε αστρονομιχές μονάδες). Παρουσιάζεται ο υπολογισμός για ισημερινό μαγνητιχό πεδίο (αριστερά) τύπου Γης, (μέσο) 25% του γήινου και (δεξιά) 6.1% του γήινου. Οι μαύρες περιοχές αφορούν σε αποστάσεις μαγνητόπαυσης μιχρότερες των 2 πλανητιχών αχτίνων και άρα σε εχτιμώμενη ατμοσφαιριχή διάβρωση. Τα δύο σημεία αφορούν στις παρατηρούμενες ενέργειες εχλάμψεων και τις αστεροχεντριχές αποστάσεις των εξωπλανητών Kepler 438b και Proxima b. Για όλες τις περιπτώσεις έχει χρησιμοποιηθεί  $a_B = -1.6$  (Πηγή: Patsourakos and Georgoulis [2017]).

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Διαθέσιμο εδώ: https://www.nasa.gov/feature/jpl/study-planet-orbiting-nearest-star-could-be-habitable

#### Ζ΄.5 Σύνοψη και συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία επιχειρήθηχε μια σύντομη θεωρητική, παρατηρησιαχή και στατιστική περιγραφή της διάδοσης των ηλιακών μαγνητικών πεδίων, από τη βάση της ηλιαχής ατμόσφαιρας, τη φωτόσφαιρα, ως την αλληλεπίδρασή τους με τη γήινη μαγνητόσφαιρα μέσω ηλιακών εχρήξεων. Η βασιχές φυσιχές αρχές που επέτρεψαν τη νέα προσέγγιση που περιγράψαμε είναι αυτές της διατήρησης της μαγνητικής ελικότητας στο ηλιαχό στέμμα και της αυτο-όμοιας διαστολής των CMEs / ICMEs στην ηλιόσφαιρα. Ενώ η πρώτη είναι θεμελιώδης αρχή σε περιβάλλοντα μαγνητισμένου πλάσματος με μεγάλο αριθμό Reynolds, η δεύτερη εμπεριέχει το στοιχείο της απλούστευσης διευχολύνοντας χατά πολύ την ιδιαίτερα πολύπλοχη διάδοση των ICMEs η οποία αποτελεί αντιχείμενο έντονης ερευνητιχής δραστηριότητας. Βοηθητιχό ρόλο στην ανάλυση έπαιξαν και πρόσφατες πραχτιχές μέθοδοι υπολογισμού της ελιχότητας ηλιαχών χέντρων δράσης αλλά χαι μέθοδοι προσαρμογής των παρατηρήσεων CMEs.

Ορμώμενοι από την ενθαρρυντική εφαρμογή της μεθόδου σε παρατηρούμενη ηλιακή έκρηξη (έκλαμψη συνοδευόμενη από CME στο κέντρο δράσης NOAA AR 11429), προχωρήσαμε σε στατιστική επεξεργασία 10000 συνθετικών CMEs / ICMEs συνδυάζοντας τυχαία μέσω προσομοίωσης Monte Carlo υπολογισμένες ελικότητες κέντρων δράσης και παρατηρούμενες γεωμετρικές ιδιότητες CMEs κοντά στον Ήλιο. Υπολογίζοντας το μαγνητικό πεδίο των CMEs, το διαδώσαμε με αυτο-όμοιο τρόπο ως το σημείο Lagrange  $L_1$  της Γης ώστε να το συγκρίνουμε με επιτόπιες παρατηρήσεις ICMEs. Τα κύρια συμπεράσματά μας είναι τα εξής:

- Επιτύχαμε στατιστική συμφωνία με τις λιγοστές παρατηρήσεις μαγνητικού πεδίου στο ήρεμο στέμμα, αλλά μόνο για τις ελικότητες οι οποίες αντιστοιχούν σε μη εκρηκτικά ηλιακά κέντρα δράσης, ενώ τα μαγνητικά πεδία των CMEs εκρηκτικών κέντρων δράσης είναι αισθητά υψηλότερα, όπως θα ανέμενε κανείς. Χαρακτηριστικές τιμές της έντασης του αξονικού μαγνητικού πεδίου CMEs σε ηλιοκεντρική απόσταση  $\sim 10R_{\odot}$  είναι  $\sim 0.04$  G.
- Επιτύχαμε στατιστική συμφωνία με παρατηρήσεις του μαγνητικού πεδίου ICMEs στο σημείο  $L_1$  της Γης. Τυπικές τιμές αυτού του πεδίου είναι (0.0001 0.0004) G. Η συμφωνία υπό την προϋπόθεση αυτο-όμοιας διάδοσης των ICMEs στην εσωτερική ηλιόσφαιρα δεν προκύπτει για όλες τις προτεινόμενες τιμές του δείκτη διάδοσης  $a_B$ : με προτεινόμενο στη βιβλιογραφία διάστημα τιμών το [-2.7, -1.0], επιτυγχάνεται συμφωνία μόνο για  $a_B \in [-1.8, -1.5]$ , ανεξαρτήτως μοντέλου σχοινιού μαγνητικής ροής για τα CMEs κοντά στον Ήλιο. Μια χαρακτηριστική τιμή του δείκτη είναι η  $a_B \sim -1.6$ . Συνάγεται ότι η τιμή του δείκτη αυτο-όμοιας διάδοσης με τις παρατηρήσεις, ενώ το εφαρμοζόμενο μοντέλο σχοινιού ροής παίζει δευτερεύοντα ρόλο.

Στη συνέχεια επιχειρήσαμε να διερευνήσουμε τη μαγνητοσφαιρική συμπίεση λόγω της διάδοσης των ICMEs τόσο στη Γη όσο και σε άλλα πλανητικά συστήματα αστέρων τύπου Ήλιου και μαγνητικά ενεργών νάνων αστέρων τύπου Μ. Η προσέγγισή μας βασίστηκε σε ισορροπία μαγνητικών πιέσεων ανάμεσα στο ICME και την πλανητική μαγνητόσφαιρα, με χρήση του ισημερινού μαγνητικού πεδίου του πλανήτη και της απόστασης της συμπιεσμένης μαγνητόπαυσης από την επιφάνειά του. Επιπλέον θέσαμε ελάχιστο όριο απόστασης μαγνητόπαυσης τις 2 πλανητικές ακτίνες για την αποφυγή ατμοσφαιρικής διάβρωσης και συνεπακόλουθης απώλειας ατμόσφαιρας λόγω της δράσης των ICMEs. Τα κύρια συμπεράσματά μας είναι τα εξής:

- Η Γη φαίνεται να είναι ασφαλής ως προς το ενδεχόμενο ατμοσφαιρικής διάβρωσης λόγω ICMEs ακόμα και για ηλιακές εκρήξεις πολύ μεγαλύτερες από τις παρατηρούμενες. Οι δύο κύριοι λόγοι γι αυτό είναι η σχετικά μεγάλη ηλιοκεντρική απόσταση της μίας αστρονομικής μονάδας και το ισχυρό της μαγνητικό πεδίο. Φυσικά αυτό δεν σημαίνει ότι η γήινη μαγνητόσφαιρα δεν είναι ευάλωτη στον θυελλώδη διαστημικό καιρό και σε πολλά άλλα φαινόμενα που απορρέουν από αυτόν, γι αυτό και η έρευνα σε αυτό το πεδίο είναι έντονη και συνεχής.
- Εξωπλανήτες οι οποίοι περιφέρονται χυρίως γύρω από νάνους αστέρες με αστεροχεντριχή απόσταση πολύ μιχρότερη της μίας αστρονομιχής μονάδας είναι πολύ περισσότερο ευάλωτοι σε χαταστροφιχή ατμοσφαιριχή διάβρωση. Σε πολλούς από αυτούς τους μαγνητιχά ενεργούς αστέρες έχουν παρατηρηθεί εχλάμψεις συχνότερες και μεγαλύτερες και από τις ηλιαχές. Τον χίνδυνο επιτείνει και το ενδεχόμενο του βαρυτιχού χλειδώματος των πλανητών αυτών με τους μητριχούς τους αστέρες λόγω της μιχρής αστεροχεντριχής απόστασης, το οποίο οδηγεί ασφαλώς σε μαγνητιχά πεδία αρχετά ασθενέστερα από αυτό της Γης.
- Παραδείγματα εξωπλανητών που βρίσκονται στην κατοικήσιμη ζώνη των αστέρων τους και έχουν προσελκύσει αρκετό ενδιαφέρον πρόσφατα είναι αυτά των Kepler 438b, Proxima b και TRAPPIST. Γι αυτούς, η παρούσα ανάλυση εμφανίζεται επιφυλακτική ως προς την ύπαρξη βιώσιμης ατμόσφαιρας, κάτι το οποίο θέτει την πιθανή κατοικησιμότητά τους υπό αμφισβήτηση, τουλάχιστον ως προς πιθανή ζωή στην επιφάνειά τους η οποία εξαρτάται από την ύπαρξη ατμόσφαιρας.

Η παρούσα ανάλυση επιδέχεται βελτιώσεων που θα μπορούσαν να επιδιωχθούν σε μελλοντικές προσεγγίσεις. Συγκεκριμένα, η μέθοδος:

- Δεν είναι αυτόματα εφαρμόσιμη, αφού για τη μελέτη συγκεκριμένων περιπτώσεων ηλιακών εκρήξεων με σκοπό την πρόβλεψη των πιθανών συνεπειών τους απαιτούνται υπολογισμοί της ελικότητας του εκρηκτικού κέντρου δράσης αλλά και γεωμετρικές παράμετροι του CME που θα προκύψει. Μόνο με αυτόματη παροχή αυτών των πληροφοριών μπορεί να αυτοματοποιηθεί η μέθοδος για συγκεκριμένες ηλιακές εκρήξεις. Συνεπώς, παρά τη συμβολή της στη φυσική και στατιστική κατανόηση του προβλήματος, η παρούσα μέθοδος δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε αυτοματοποιημένες υπηρεσίες πρόγνωσης του διαστημικού καιρού.
- Δεν λαμβάνει υπόψη τον προσανατολισμό των ICMEs ως προς τον άξονα του γήινου μαγνητικού πεδίου. Αυτός είναι ένας βασικότατος παράγοντας επίδρασης ενός ICME στη γήινη μαγνητόσφαιρα, πέραν της έντασης του αξονικού του μαγνητικού πεδίου. Συγκεκριμένα, προσανατολισμός με κατεύθυνση γήινου βορρά νότου με νότια φορά του B<sub>0ICME</sub> οδηγεί ευκολότερα σε γεωμαγνητικές καταιγίδες.



**Σχήμα Ζ΄.9**: Σύστημα επτά εξωπλανητών σε τροχιά γύρω από το νάνο αστέρα TRAPPIST-1, σε σύγχριση με το σύστημα του Δία χαι των δορυφόρων του χαθώς χαι το ηλιαχό σύστημα. Επιπλέον δίνεται οι περίοδος της τροχιάς για χάθε εξωπλανήτη. Η χατοιχήσιμη ζώνη του αστέρα περιέχει 3 - 4 από τους εξωπλανήτες χαι βρίσχεται σε αστεροχεντριχή απόσταση  $\leq 0.2$  αστρονομιχών μονάδων (Πηγή: NASA / JPL / Caltech).

- Θεωρεί ότι οι αστρικές εκρήξεις έχουν ακριβώς τις ίδιες ιδιότητες με τις ηλιακές, τουλάχιστον ως προς την αντιστοίχιση της ενέργειας των εκλάμψεων με την ελικότητα των CMEs και την αυτο-όμοια διάδοση στις επιμέρους αστρόσφαιρες. Αυτό δυστυχώς υπαγορεύεται από την έλλειψη πληροφοριών και παρατηρήσεων αστρικών εκρήξεων και εξωπλανητών με αποτέλεσμα την εξ' ορισμού εφαρμογή του ηλιακού μοντέλου. Παρόλα αυτά, η μέθοδος είναι αρκετά ευέλικτη στο να ενσωματώνει νέες πληροφορίες αστρικών και εξωπλανητικών μετρήσεων όποτε αυτές προκύψουν.
- Κλείνοντας, αξίζει να σημειωθεί ότι η παρούσα μέθοδος θα επωφεληθεί σημαντικά από την εκτόξευση των μελλοντικών αποστολών Parker Probe Plus (NASA) και Solar Orbiter (ESA) το 2018 και 2019, αντίστοιχα, δεδομένου ότι θα προκύψουν πρωτόγνωρες μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου των ICMEs τόσο κοντά στον Ήλιο (~  $10R_{\odot}$ ) όσο και σε περιοχές της εσωτερικής ηλιόσφαιρας (~  $60R_{\odot}$ ) απροσπέλαστες από την εποχή της αποστολής Helios της NASA στη δεκαετία του 1970. Με βάση αυτές τις μετρήσεις και επιπλέον πληροφορίες που θα τις συνοδεύουν αισιοδοξούμε ότι η μέθοδος, τουλάχιστον ως προς το ηλιακό της σκέλος, μπορεί να προσβλέπει σε σημαντικές ποιοτικές αναβαθμίσεις στο εγγύς μέλλον.

#### Αναφορές

- 1. Aarnio A. N., Matt S. P. and Stassun K. N., 2012, Astroph. J., 760, article id.9.
- 2. Anglada-Escudé G., Amado, P. J., Barnes, J., et al., 2016, Nature, 536, 437.
- 3. Armstrong D. J., Pugh, C. E., Broomhall, A.-M., Brown, D. J. A., Lund, M. N., Osborn, H. P. and Pollacco, D. L., 2016, Mon. Not. Royal Astron. Soc., 455, 3110.
- 4. Aulanier G., Demoulin P., Schrijver C. J., Janvier M., Pariat E. and Schmieder B., 2013, Astron. Astroph., 549, A66.
- 5. Babcock H. W., 1961, Astrophys. J., 133, 572.
- 6. Benz A., 2008, Liv. Rev. Solar Phys., 5, article id. 1.
- 7. Berger M. A., 1984, PhD Thesis, Harvard Univ., Cambridge, MA, USA.
- 8. Berger M. A., 1999, Plasma Phys. Contr. Fusion, 41, B167.
- 9. Berger M. A. and Field G. B., 1984, J. Fluid Mech., 147, 133.
- Bosman E., Bothmer V., Nisticò G., Vourlidas A., Howard R. A. and Davies J. A., 2012, Solar Phys., 281, 167.
- 11. Canfield R. C., Hudson H. S. and McKenzie D. E., 1999, Geophys. Res. Lett., 26, 627.
- 12. Chapman S. and Ferraro V. C. A., 1930, Nature, 126, 129.
- Dasso S., Mandrini C. H., Demoulin P. and Luoni M. L., 2006, Astron. Astroph., 455, 349.
- Davenport J. R. A., Kipping D. M., Sasselov D., Matthews J. M. and Cameron C., 2016, Astroph.. J., 829, L31.
- 15. Demoulin P., Berger M. A. and Pariat E., 2006, Solar Phys., 233, 3.
- 16. Dikpati M. and Gilman P. A., 2007, New J. Phys., 9, 297, 2007.
- Forbes T. G., Linker J. A., Chen J., Cid C., Kota J., Lee M. A., Mann G., Mikic Z., Potgieter M. S., Schmid J. M., Siscoe G. L., Vainio R., Antiochos S. K. and Riley P., 2006, Space Sci. Rev., 123, 251.
- 18. Gary, G. A., 2001, Solar Phys., 203, 71.
- Georgoulis, M. K., 2017, in Electric Currents in Geospace and Beyond (eds. A. Keling, O. Marghitu and M. Wheatland), Jon Wiley and Sons, Inc., Hoboken, N. J., in press.
- 20. Georgoulis, M. K., Titov, S. and Mikic Z., 2012a, Astrophys. J., 761, article id.61.
- 21. Georgoulis, M. K., Tziotziou, K. and Raouafi, N.-E., 2012b, Astrophys. J., 759, article id.1

- 22. Jakosky, B. M., Lin, R. P., Grebowsky, J. M., et al., 2015, Space Sci. Rev., 195, 3.
- 23. Leighton R. B., 1969, Astrophys. J., 156, 1.
- 24. Low B. C., 1994, Phys. Plasmas, 5, 1684.
- 25. Lundquist S., 1950, Ark. Phys., 2, 361.
- 26. Manchester W., Kilpua E. K. J., Liu Y. D., Lugaz N., Riley P., Török T. and Vršnak B., 2017, Space Sci. Rev., in press.
- 27. Mikic Z. and Lee M. A., 2006, Space Sci. Rev., 123, 57.
- 28. Moffatt H. K. and Ricca R. L., 1992, Proc. Math. Phys. Sci., 439, 411.
- 29. Pariat E., Valori G., Demoulin P. and Dalmasse K., 2015, Astron. Astrophys., 580, id. A128.
- 30. Patsourakos S. and Georgoulis M. K., 2016, Astron. Astrophys., 595, id. A121.
- 31. Patsourakos S. and Georgoulis M. K., 2017, Solar Phys., 292, 89.
- 32. Patsourakos S., Georgoulis M. K., Vourlidas A., et al., 2016, Astrophys. J., 817, article id.14.
- 33. Thernisien A., Vourlidas A. and Howard R. A., 2009, Solar Phys., 256, 111.
- 34. Torres G., Kipping D. M., Fressin F., et al., 2015, Astrophys. J., 800, article id.99.
- 35. Tziotziou K., Georgoulis M. K. and Raouafi N.-E., 2012, Astrophys. J., 759, L4.
- 36. Rosner, R. and Vaiana, G. S., 1978, Astrophys. J., 222, 1104.
- 37. Rust, D. M. and Kumar, A., 1996, Astrophys. J., 464, L199.
- Valori G., Pariat E., Anfinogentov S., Chen F., Georgoulis M. K., Guo Y., Liu Y., Moraitis K., Thalmann J. K. and Yang S., 2016, Space Sci. Rev., 201, 147.
- 39. Vida K., Kovari, Z. S., Pal A., Olah K. and Kriskovics, L., Astroph. J., 841, article id.124.
- 40. Woltjer L., 1958, Proc. Nat. Acad. Sci., 44, 489.

# Η΄ Χαοτικές σπείρες σε ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες

#### Μιρέλλα Χαρσούλα

Είναι πλέον αποδεκτό σήμερα ότι οι σπείρες των γαλαξιών είναι κύματα πυκνότητας. Αυτό σημαίνει ότι δεν αποτελούνται πάντα από τα ίδια αστέρια αλλά είναι ο γεωμετρικός τόπος των αποκέντρων των τροχιών των αστεριών. Καθώς τα αστέρια διέρχονται από τις περιοχές αυτές, έχουν την μικρότερη ταχύτητα και έτσι παραμένουν περισσότερο χρόνο εκεί σε σχέση με την υπόλοιπη τροχιά τους.



Σχήμα Η'.1: (α) Ένας συνήθης σπειροειδής γαλαξίας (Grand design galaxy) με πολύ καλά σχηματισμένο ζεύγος σπειρών και όνομα NGC 628 (β) οι οργανωμένες ελλειπτικές τροχιές των αστεριών μπορούν να εξηγήσουν τη σπειροειδή δομή σε γαλαξίες με μικρές διαταραχές πυκνότητας, δημιουργώντας κύματα πυκνότητας κοντά στα απόκεντρά τους.

Η θεωρία αυτή αναπτύχθηκε πρώτα από τους Lindblad 1956 και Lin and Shu 1964 και αφορά κυρίως τους σπειροειδείς γαλαξίες που έχουν πολύ μικρές διαταραχές πυκνότητας στις σπείρες τους της τάξεως του 5%. Στην περίπτωση αυτή που συμπεριλαμβάνει τους συνήθεις σπειροειδείς γαλαξίες (grand design galaxies, βλ. Σχ. Η΄.1α) ισχύει μία γραμμική θεωρία που εξηγεί τις σπείρες με την ύπαρξη οργανωμένων αστρικών τροχιών που μοιάζουν με ελλείψεις που αλλάζουν προσανατολισμό καθώς απομακρυνόμαστε από το κέντρο του γαλαξία (Σχ. Η΄.1β).

Τα τελευταία χρόνια μία νέα θεωρία για την δημιουργία των σπειροειδών δομών στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες έχει γίνει γνωστή και αποδεκτή στο χώρο της δυναμικής αστρονομίας.

Η θεωρία αυτή αποτελεί μία εναλλακτική υπόθεση σε σχέση με την εδραιωμένη αντίληψη που επικρατούσε πριν από μερικά χρόνια ότι η μορφολογία των σπειροειδών δομών συνδέεται μόνο με οργανωμένες τροχιές αστεριών και έρχεται να εξηγήσει την σπειροειδή δομή των ραδβωτών-σπειροειδών γαλαξιών στους οποίους η διαταραχή πυκνότητας λόγω της ράβδου μπορεί να είναι της τάξεως του 50-100% (βλέπε Σχ. Η΄.2). Στην περίπτωση αυτή η γραμμική θεωρία δεν ισχύει πλέον και οι σπείρες υποστηρίζονται από χαοτικές τροχιές που μένουν «κολλημένες» για μεγάλα χρονικά διαστήματα στις αναλλοίωτες πολλαπλότητες των σημείων Lagrange  $L_1$  και  $L_2$  που βρίσκονται στα άκρα της ράβδου.



**Σχήμα Η΄.2**: Ένας ραβδωτός-σπειροειδής γαλαξίας με το όνομα NGC 1300 (εικόνα από το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble).

Η θεωρία αυτή των χαοτικών σπειρών αναπτύχθηκε για πρώτη φορά από τους Voglis et al. 2006 και Romero-Gómez et al. 2006 και είναι γνωστή σαν "manifold theory" (θεωρία πολλαπλοτήτων) των χαοτικών σπειρών. Έκτοτε έχουν δημοσιευτεί πολλά επιστημονικά άρθρα που επιβεβαιώνουν την θεωρία αυτή με τη χρήση αναλυτικών αλλά και αριθμητικών μοντέλων ραβδωτών-σπειροειδών γαλαξιών. Στην παρούσα εργασία παρουσιάζουμε μία σύνδεση της θεωρίας των χαοτικών σπειρών με το θεώρημα του Moser (1956,1958). Ο Moser απέδειξε ότι μπορούμε να αναπαράγουμε τη Χαμιλτονιανή δυναμική κοντά σε ασταθή σημεία ισσοροπίας ή ασταθείς περιοδικές τροχιές με απλοποιημένες πολυωνυμικές σειρές οι οποίες συγκλίνουν.

# Η΄.1 Αριθμητικές αναλλοίωτες πολλαπλότητες και περιοχές σύγκλισης Moser

Στο Σχ. Η΄.3α σχεδιάζουμε τις τροχιές με αρχικές συνθήκες επάνω στις ασταθείς ιδιοδιευθύνσεις των ασταθών περιοδικών τροχιών  $PL_1$  και  $PL_2$  (μαύρα μικρά κυκλάκια γύρω από τα σημεία Lagrange  $L_1$  και  $L_2$ ) για ένα αριθμητικό μοντέλο ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία. Παρατηρούμε ότι κοντά στα σημεία Lagrange οι τροχιές αυτές σχηματίζουν μικρούς κύκλους, ενώ συγχρόνως το κέντρο αυτών των κύκλων απομακρύνεται κατά μήκος ενός σπειροειδή βραχίονα. Αυτές οι τροχιές είναι χαοτικές.

Όσο μεγαλύτερη είναι η διαταραχή της ράβδου τόσο πιό μεγαλύτερη είναι η ακτίνα του επίκυκλου και η τροχιά απομακρύνεται γρηγορότερα από τα σημεία Lagrange  $L_1$  και  $L_2$  (Σχ. Η΄.3β, Tsoutsis et al., 2009).

Στο Σχ. Η΄.4α σχεδιάζουμε τα απόκεντρα των τροχιών με αρχικές συνθήκες επάνω στις ασταθείς ιδιοδιευθύνσεις των ασταθών περιοδικών τροχιών  $PL_1$  και  $PL_2$  (αποκεντρικές πολλαπλότητες), για ένα μοντέλο προσομοίωσης ενός ραβδωτού σπει-



**Σχήμα H'.3:** (α) Οι  $PL_1$  και  $PL_2$  τροχιές γύρω από τα σημεία Lagrange  $L_1$  και  $L_2$  (μικρά μαύρα κυκλάκια) και οι ασυμπτωτικές τροχιές με αρχικές συνθήκες επάνω στην ασταθή ιδιοδιεύθυνση των ασταθών περιοδικών τροχιών  $PL_1$  και  $PL_2$  σε ένα αριθμητικό μοντέλο ραβδωτού-σπειροειδή γαλαξία. (β) Το ίδιο σχήμα με το (α) αλλά για μία πολύ μεγαλύτερη διαταραχή της ράβδου. Στην περίπτωση αυτή έχει σχεδιασθεί μόνον η μία από τις δύο σπείρες του γαλαξία.

ροειδή γαλαξία με αρχετά μεγάλη διαταραχή της ράβδου (Harsoula et. al, 2016). Οι μαύρες χαμπύλες, δηλαδή αντιστοιχούν στα απόχεντρα των τροχιών. Στην εργασία των Tsoutsis et al., 2008 αποδειχνύεται ότι όλες οι αποχεντριχές πολλαπλότητες ασταθών αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων των περιοδιχών τροχιών ανώτερης πολλαπλότητας, που βρίσχονται χοντά στην περιοχή των ασταθών σημείων  $L_1$  και  $L_2$ , οφείλουν να χινηθούν παράλληλα με τις αποχεντριχές πολλαπλότητες των περιοδιχών τροχιών  $PL_1$  και  $PL_2$ . Όλες αυτές οι τροχιές χαραχτηρίζονται ως ασθενώς χαοτιχές γιατί εμφανίζουν φαινόμενα χολλητιχότητας σε συντονισμούς και συμπεριφέρονται για μεγάλο χρονιχό διάστημα σαν οργανωμένες τροχιές.

Παρατηρούμε ότι αυτές οι αριθμητικές αποκεντρικές πολλαπλότητες (Σχ. Η΄.4α) εμφανίζουν πολλές αναδιπλώσεις και επαναφορές στην ίδια περιοχή ενισχύοντας έτσι για μεγάλο χρονικό διάστημα τους σπειροειδείς βραχίονες του γαλαξία. Οι κόκκινες κουκίδες αντιστοιχούν στα μέγιστα της πυκνότητας της κατανομής των σωμάτων και βρίσκονται λίγο πιό πέρα από τα άκρα της ράβδου και επάνω στους σπειροειδείς βραχίονες. Βλέπουμε ότι τα μέγιστα της πυκνότητας των αστεριών του γαλαξία συμπίπτουν αρκετά καλά με τις αριθμητικές αποκεντρικές πολλαπλότητες. Άρα οι ασθενείς χαοτικές τροχιές είναι αυτές που υποστηρίζουν τα άκρα της ράβδου και τις σπείρες στο συγκεκριμένο γαλαξιακό μοντέλο. Ωστώσω παρόλο που οι αποκεντρικές πολλαπλότητες υποστηρίζουν γεωμετρικά τις σπείρες, το μέτρο αυτών των καμπυλών είναι μηδέν για όλες τις πιθανές αρχικές συνθήκες μέσα στον χαοτικό φασικό χώρο γύρω από τα σημεία  $L_1$  και  $L_2$ .

Οι παρατηρούμενες, όμως, σπείρες των πραγματικών ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών αντιστοιχούν σε μία μη μηδενική πυκνότητα αστεριών στο φασικό χώρο. Θέλουμε λοιπόν να χτίσουμε περιοχές χαοτικών τροχιών με μη μηδενικό μέτρο γύρω από τις αναλλοίωτες πολλαπλότητες.

Για τον σχοπό αυτό χρησιμοποιήσαμε το θεώρημα του Moser και αποδείξαμε ότι



**Σχήμα Η'.4:** (α) Οι αποχεντρικές αναλλοίωτες πολλαπλότητες των ασταθών περιοδικών τροχιών  $PL_1$  και  $PL_2$  (μαύρες χαμπύλες) σε ένα αριθμητικό μοντέλο ενός ραβδωτού-σπειροειδή γαλαξία και τα μέγιστα της πυχνότητας (κόχχινες χουχίδες). Η σύμπτωση είναι αρχετά χαλή αλλά οι μαύρες χαμπύλες έχουν μέτρο μηδέν (β) Η περιοχή σύγχλισης Moser στο πραγματικό χώρο του γαλαξία με τα τρία πρώτα απόχεντρα των χαοτιχών τροχιών. Η περιοχή αυτή στηρίζει τις σπείρες του γαλαξία χαι δεν έχει πλέον μέτρο μηδέν.



Σχήμα Η΄.5: (α) Η απειχόνιση στο χώρο αρχιχών συνθηχών που έχουμε πάρει έξω αλλά χοντά στην περιοχή σύγχλισης του Moser (β) Οι πρώτες αποχεντριχές θέσεις των τροχιών του σχ. (α) μαζί με τα απόχεντρα των ορίων της περιοχής σύγχλισης (μαύρες έντονες χαμπύλες).

αυτές οι περιοχές χαοτικών τροχιών που στηρίζουν τα όρια της ράβδου και τις σπείρες αντιστοιχούν στις περιοχές σύγκλισης της κανονικής μορφής Moser της Χαμιλτονιανής του συστήματος (Harsoula, Efthymiopoulos and Contopoulos, 2016).

Σε προηγούμενες εργασίες μας (Harsoula et al., 2015, και Contopoulos and Harsoula, 2015) έχουμε αποδείξει ότι αυτές οι περιοχές σύγκλισης του Moser για πιό απλά συστήματα 2-διάστατων απεικονίσεων, καθορίζουν τα μονοπάτια πάνω στα οποία θα κινηθούν οι χαοτικές τροχιές πριν απομακρυνθούν από το σύστημα. Μέσα σε αυτές τις περιοχές μπορούμε να βρούμε αναλυτικές συγκλίνουσες σειρές που αντιστοιχούν σε κάθε χαοτική τροχιά. Τέλος, αυτές οι περιοχές σύγκλισης του Moser λειτουργούν σαν ελκυστές για τις χαοτικές τροχιές με αρχικές συνθήκες έξω από αυτές τις τροχιές, δηλαδή θα πλησιάσουν αυθαίρετα κοντά στην οριακή καμπύλη της περιοχής σύγκλισης χωρίς ποτέ να μπορέσουν να μπούν μέσα σε αυτήν. Τα βήματα για την κατασκευή της περιοχής σύγκλισης του Moser είναι τα παρακάτω:

- Αναπτύσσουμε την Χαμιλτονιανή του συστήματος (στο στρεφόμενο σύστημα αναφοράς) σε σειρές Taylor γύρω από το ασταθές σημείο Lagrange L<sub>1</sub>.
- Εισάγουμε έναν γραμμικό μετασχηματισμό σε καινούργιες μεταβλητές έτσι ώστε η Χαμιλτονιανή να μπορεί να εκφραστεί σε πολυωνυμική μορφή (στις καινούργιες μεταβλητές) και να χωριστεί σε επικυκλικές κινήσεις γύρω από το L<sub>1</sub> και σε απομάκρυνση του κέντρου των τροχιών αυτών μακριά από το L<sub>1</sub> (βλέπε Σχ. Η΄.3α). Ο συνδυασμός αυτών των δύο κινήσεων περιγράφει την κίνηση επάνω στην ασταθή και στήν ευσταθή αναλλοίωτη πολλαπλότητα της τροχιάς αυτής.
- Εισάγουμε αχόμα έναν μετασχηματισμό των μεταβλητών που μπορούν να αποδοθούν με συγχλίνουσες σειρές Moser με στόχο να μετασχηματίσουμε την Χαμιλτονιανή σε «χανονιχή μορφή του Moser» ("Moser normal form") η οποία θα είναι συνάρτηση δύο ολοχληρωμάτων της χίνησης Z = Z(I, c). Τα ολοχληρώματα αυτά μπορούν να αποδοθούν με συγχλίνουσες σειρές χαι αντιστοιχούν σε ποσότητες που μένουν αναλλοίωτες χατά μήχος των χαοτιχών τροχιών. Η αχρίβεια αυτών των ολοχληρωμάτων εξαρτάται μόνο από την τάξη αποχοπής των σειρών (αφού πραχτιχά δεν μπορούμε να έχουμε άπειρους όρους). Το πρώτο ολοχλήρωμα "I" είναι το ολοχλήρωμα της δράσης της ταλάντωσης γύρω από το ασταθές σημείο  $L_1$  χαι αντιστοιχεί σε επιχυχλιχές χινήσεις γύρω από το σημείο αυτό. Για I = 0 βρισχόμαστε επάνω στο σημείο  $L_1$  ενώ για  $I \neq 0$  βρισχόμαστε σε επιχυχλιχές περιοδιχές τροχιές  $PL_1$  γύρω από το  $L_1$ . Το δεύτερο ολοχλήρωμα "c" αντιστοιχεί σε οιχογένεις αμετάβλητων χαραχτηρίζουν τη δομή των χαοτιχών τροχιών στη γειτονία του ασταθούς σημείου.
- Βρίσκουμε την περιοχή σύγκλισης αυτών των αναλυτικών σειρών του Moser χρησιμοποιώντας το κριτήριο του Cauchy.

Τέλος απεικονίζουμε αυτή την περιοχή σύγκλισης στο πραγματικό χώρο του γαλαξία (Σχ. Η΄.4β) σχεδιάζοντας τα τρία πρώτα απόκεντρα των τροχιών και παρατηρούμε ότι η περιοχή αυτή στηρίζει τις σπείρες του γαλαξία και δεν έχει πλέον μέτρο μηδέν. Επίσης παρατηρούμε ότι υπάρχουν περιοχές που αλληλοεπικαλύπτονται και αυτό ενισχύει τις σπείρες. Ένα άλλο γεγονός που πρέπει να τονίσουμε είναι ότι η περιοχή σύγκλισης του Moser λειτουργεί ως ελκυστής. Δηλαδή χαοτικές τροχιές που βρίσκονται έξω από την περιοχή αυτή δεν μπορούν ποτέ να μπούν μέσα σε αυτή αλλά συγκλίνουν ολοένα και περισσότερο στα όρια της περιοχής του ελκυστή καθώς αυξάνει ο αριθμός των απεικονίσεων. Αυτό φαίνεται ξεκάθαρα στο Σχ. Η΄.5. Στο Σχ. Η΄.5α απεικονίζουμε στο χώρο αρχικές συνθήκες που έχουμε πάρει έξω από την περιοχή σύγκλισης του Moser, ενώ στο Σχ. Η΄.5β σχεδιάζουμε τις πρώτες αποκεντρικές θέσεις μαζί με τα απόκεντρα των ορίων της περιοχής σύγκλισης (μαύρες έντονες καμπύλες). Βλέπουμε ότι ενώ αρχικά οι απεικόνιση των αρχικών συνθηκών φαίνεται να έχει μία τυχαία κατανομή σε όλο τον χώρο, οι πρώτες αποκεντρικές θέσεις δείχνουν την τάση να μένουν κολλημένες στην οριακή καμπύλη της περιοχής Moser (που λειτουργεί σαν ελκυστής) και παρόλο που τα σημεία αυτά βρίσκονται έξω από την περιοχή σύγκλισης του Moser, ακολουθούν πάλι τη σπειροειδή μορφή των σπειροειδών βραχιόνων του γαλαξία.

Έτσι λοιπόν, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η περιοχή σύγκλισης των σειρών του Moser γύρω από τις ασταθείς περιοδικές τροχιές  $PL_1$  και  $PL_2$ , μπορούν να αναπαράγουν τις σπειροειδείς δομές σε μοντέλα ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών, όταν απεικονιστούν στον πραγματικό χώρο του γαλαξία.

#### Αναφορές

- 1. Contopoulos G. and Harsoula M., 2015, J. Phys. A 48, 335101.
- 2. Harsoula M., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C. 2015, J. Phys. A, 135102.
- 3. Harsoula M., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2016, MNRAS, 459, 3419.
- 4. Lindblad B., 1956, Stockholm Ann., 1956, 19, No 7.
- 5. Lin C.C. and Shu F.H., 1964, Astrophys. J., 140, 646.
- 6. Moser J., 1956, Commun. Pure Applied Math., 9, 673.
- 7. Moser J., 1958, Commun. Pure Applied Math., 11, 257.
- 8. Romero-Gómez M., Masdemont J. J., Athanassoula, E. and García-Gómez C. 2006, Astron. Astroph., 453, 39.
- 9. Tsoutsis P., Efthymiopoulos C. and Voglis, N., 2008, MNRAS, 387, 1264.
- 10. Tsoutsis P., Kalapotharakos K., Efthymiopoulos C. and Contopoulos G., 2009, Astron. And Astroph., 495, 743.
- 11. Voglis N., Stavropoulos I. and Kalapotharakos C., 2006, MNRAS, 372, 901.

# Θ΄ Ατμοσφαιρικός Ηλεκτρισμός, Αντηχήσεις Schumann και σχετικές μετρήσεις στον Ελληνικό χώρο

Βασίλειος Τριτάχης

# Περίληψη

Οι ατμοσφαιρικές αντηχήσεις ή αντηχήσεις Schumann (Schumann's Resonances, στο εξής SR) είναι ένα παγκόσμιο ηλεκτρομαγνητικό φαινόμενο που παρατηρείται στο χώρο μεταξύ γης και ιονόσφαιρας στην περιοχή των εξαιρετικά χαμηλών συχνοτήτων (ELF) 0-200 Hz. Το φαινόμενο αυτό πιστεύεται ότι προκαλείται από την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που εκπέμπουν οι κεραυνοί οι οποίοι εκδηλώνονται με συχνότητα περίπου 50-100 ανά δευτερόλεπτο, σε παγκόσμια κλίμακα . Η βασική συχνότητα των αντηχήσεων αυτών είναι περίπου 7,8 Hz ενώ οι αρμονικές της παρουσιάζονται στα 14, 20, 26, 35 Hz κλπ. Το πλάτος των κυμάνσεων αυτών μεταβάλλεται κατά ένα παράγοντα 2-3 ανάλογα με την θέση και ένταση του παγκόσμιου κέντρου κεραυνών. Αντίθετα οι συχνότητες τους μεταβάλλονται ελάχιστα. Τα χαρακτηριστικά αυτά καθιστούν τα SR ένα πολύ καλό εργαλείο παρατήρησης της κατώτερης ιονόσφαιρας, της γηϊνης ατμόσφαιρας αλλά και του γήινου φλοιού, όπως θα δείξουμε στην συνέχεια.

## Θ΄.1 Εισαγωγικά

Ο πλανήτης Γη είναι μία συμπαγής αγώγιμη σφαίρα η οποία περιβάλλεται από μία λεπτή διηλεκτρική ατμόσφαιρα. Το πάχος του αέριου περιβλήματος της γης είναι πολύ μικρό σε σχέση με την ακτίνα της. Συγκεκριμένα η γήινη ακτίνα έχει μέσο μήχος περίπου 6.400 Km, ενώ το 99% της αέριας μάζας που περιβάλει την γη δεν ξεπερνά τα 30 Km. Επάνω από το ύψος αυτό συναντάμε μόνο το 1% των ατμοσφαιριχών αερίων, το οποίο όμως παίζει σημαντιχότατο ρόλο σε αυτό που αποχαλούμε ηλεκτρομαγνητισμό. Αυτό οφείλεται στο ότι η ατμοσφαιρική αγωγιμότητα ξεκινά μετά από μερικές δεκάδες χιλιόμετρα ύψους από το έδαφος ενώ αυξάνει δραματιχά, περίπου έξι τάξεις μεγέθους, όταν ξεπεράσουμε την βάση της ιονόσφαιρας. Η απότομη αύξηση της αγωγιμότητας με το ύψος επιτρέπει να θεωρήσουμε το γήινο ατμοσφαιρικό σύστημα ως ένα τεράστιο σφαιρικό πυκνωτή, ο οποίος σχηματίζεται ανάμεσα στο αγώγιμο γήινο έδαφος και τη βάση της ιονόσφαιρας με την σχετικά ουδέτερη ατμόσφαιρα ανάμεσα τους να παίζει τον ρόλο του διηλεκτρικού. Με τον τρόπο αυτό σχηματίζεται μία σφαιρική κοιλότητα, η οποία λειτουργεί ως κυματοδηγός όπου κυκλοφορούν εγκλωβισμένα ραδιοκύματα διαφόρων περιοχών συχνοτήτων. Η ανώτερη συχνότητα που παραμένει εγκλωβισμένη στον κυματοδηγό καθορίζεται από την αγωγιμότητα του πλάσματος (πυχνότητα) χαθώς για συχνότητες μεριχών δεχάδων MHz το πλάσμα γίνεται διαφανές. Κατόπιν αυτού ο γήινος-ιονοσφαιρικός πυκνωτής διαθέτει μία τάση εκατοντάδων χιλιάδων volts ενώ το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στο έδαφος είναι 100V/m. Τελικά ο ακριβής χαρακτηρισμός της γεω-ιονοσφαιρικής κοιλότητας εξαρτάται από το μήχος χύματος των ραδιοχυμάτων που χυχλοφορούν μέσα σε αυτήν. Αν η ακτίνα της γης R είναι πολύ μεγαλύτερη από το μήκος του



Σχήμα Θ΄.1: Αυθεντικό σκίτσο του Schumann για την απεικόνιση του κυματοδηγού γης-ιονόσφαιρας και οι τιμές των τεσσάρων πρώτων συχνοτήτων. Στον τύπο δεξιά, R είναι η περιφέρεια της γης και c η ταχύτητα του φωτός. Πηγή: Καλαβρέζος, Π.- «Μελέτη χαρακτηριστικών και πιθανών εφαρμογών των αντηχήσεων Schumann", Διπλωματική εργασία, 2014, Τμήμα Φυσικής ΕΚΠΑ.

ραδιοχύματος (R>  $\lambda$ ) τότε η γεω-ιονοσφαιριχή χοιλότητα χαραχτηρίζεται ως χυματοδηγός. Στην αντίθετη περίπτωση (R< $\lambda$ ) η χοιλότητα χαραχτηρίζεται ως πυχνωτής. Τέλος, στην ειδιχή περίπτωση που το μήχος χύματος  $\lambda$  είναι περίπου ίσο με την περιφέρεια της γης ( $\lambda$ =2 $\pi$ R), η χοιλότητα χαραχτηρίζεται ως αντηχείο, διότι αποχτά την ιχανότητα να δημιουργήσει παγχόσμια αντήχηση.

Ο πρώτος που θεώρησε τη γη ως τμήμα μιας τεράστιας ραδιοσυσκευής ήταν ο Nicolas Tesla, οποίος ήδη από το 1893 σχεδίαζε να προκαλέσει ηλεκτρικές δονήσεις σε ολόκληρη τη γη. Στις αρχές του 20ου αιώνα ο Popov απέδειξε ότι οι καταιγίδες, μέσω των κεραυνών που τις συνοδεύουν, παράγουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Μισό αιώνα αργότερα ο γερμανός Schumann διατύπωσε την άποψη ότι η ακτινοβολία που προκαλείται από την παγκόσμια δράση των καταιγίδων είναι η πηγή της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας που προκαλεί τις ηλεκτρομαγνητικές αντηχήσεις. Ο Schumann είναι ο πρώτος που διέκρινε ότι το σύστημα γης-ιονόσφαιρας σχηματίζει ένα σφαιρικό πυκνωτή, ο οποίος μπορεί να λειτουργήσει ως κυματοδηγός. Με δεδομένο ότι κάθε κυματοδηγός έχει μία χαρακτηριστική συχνότητα συντονισμού, ο Schumann υπολόγισε την βασική αυτή συχνότητα του φωτός και n = 1, 2, 3... υπολόγισε την βασική συχνότητα σε 7.8 καθώς και τις επόμενες αρμονικές της που είναι 14, 20, 26, 35Hz.

Οι υπολογισμοί του Schumann επιβεβαιώθηκαν πανηγυρικά όταν μερικά χρόνια αργότερα οι Balser and Wagner απέδειξαν πειραματικά την ύπαρξη των αντηχήσεων γι' αυτό και καθιερώθηκε οι αντηχήσεις αυτές να φέρουν το όνομα του, Schumann's Resonances (SR). Στο παρακάτω Σχ. Θ΄.3 απεικονίζεται σχηματικά η δημιουργία, SR. Το έναυσμα δίδεται από ένα παγκόσμιο κέντρο κεραυνών που βρίσκεται στο ισημερινό τμήμα της Αφρικής. Υπάρχουν άλλα δύο ανάλογα κέντρα κεραυνών ένα στην κεντρική Αμερική και ένα στην νοτιοανατολική Ασία. Τα βέλη του σχήματος παρουσιάζουν την κατεύθυνση της ηλεκτρικής συνιστώσας του κύματος σε μία συγκεκριμένη στιγμή για τη βασική συχνότητα των 7,8 Hz. Το πεδίο κατευθύνεται από την ιονόσφαιρα προς την γη στο ανατολικό ημισφαίριο και αντίθετα στο δυτικό. Η



Σχήμα Θ'.2: Ο Schumann διδάσκων στο Τεχνικό Πανεπιστήμιο του Μονάχου. Πηγή: Καλαβρέζος, Π.- «Μελέτη χαρακτηριστικών και πιθανών εφαρμογών των αντηχήσεων Schumann", Διπλωματική εργασία, 2014, Τμήμα Φυσικής ΕΚΠΑ.

ειχόνα αυτή αντιστρέφεται όταν η βασιχή χύμανση συμπληρώσει μισή περιστροφή. Στο πλαίσιο απεικονίζονται επίσης οι κατευθύνσεις της ηλεκτρομαγνητικής αντήχησης. Στο αριστερό τμήμα του πλαισίου παρουσιάζεται ένα ραδιοχύμα που διαδίδεται παράλληλα προς το έδαφος. Το χύμα αυτό διατρέχει ολόχληρη την περιφέρεια της γης και επιστρέφει στο σημείο από όπου ξεκίνησε. Όταν επιστρέφει στο σημείο εκκίνησης με διαφορά φάσεως 2π, τότε παρουσιάζεται η πρώτη αντήχηση 7,8 Hz . Στο δεξιό τμήμα παρουσιάζεται χύμα που αναπηδά μεταξύ εδάφους χαι ιονόσφαιρας, όπου παγιδεύεται μεταξύ δύο «κατόπτρων», οπότε δημιουργείται ένα εγκάρσιο κύμα. Η συχνότητα του χύματος που χινείται παράλληλα προς το έδαφος υπολογίζεται εύκολα από τον τύπο του Σχ. Θ΄.1. Όσον αφορά στα εγκάρσια κύματα που αναπηδούν μεταξύ εδάφους και ιονόσφαιρας, η διαδρομή τους είναι πολύ μικρή μόλις 80Km μέχρι την βάση της ιονόσφαιρας, οπότε η βασική συχνότητα τους υπολογίζεται από τον τύπο  $Fp = c/2h = 2 \times 10^3 Hz$ , όπου c, η ταχύτητα του φωτός και h = 80m. Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι υπάρχουν δύο είδη συχνοτήτων αντήχησης μέσα στην γεω-ϊονοσφαιρική κοιλότητα, που σχετίζονται με διαφορετικές κατευθύνσεις διάδοσης. Τα επιφανειακά κύματα που κινούνται παράλληλα προς το έδαφος αποτελούν ένα παγχόσμιο φαινόμενο, διότι περιτρέχουν τη γη προς όλες τις χατευθύνσεις με συχνότητες από 7,8 έως 35 Hz. Αντίθετα τα εγκάρσια κύματα είναι εγκλωβισμένα χύματα (οιονεί-στάσιμα χύματα) σε μία μιχρή περιοχή με συχνότητες πάνω από 100 φορές μεγαλύτερες από εκείνες των επιφανειακών κυμάτων.

Στο Σχ. Θ΄.4 παρουσιάζεται η κατανομή των κεραυνών σε παγκόσμια κλίμακα ανά τετραγωνικό χιλιόμετρο ανά έτος. Διακρίνονται τα τρία κέντρα τους στην Κεντρική Αμερική, την Αφρική και την Νοτιοανατολική Ασία. Παράλληλα στο Σχ. Θ΄.5 φαίνεται η εξέλιξη της δραστηριότητος των τριών κέντρων κατά την διάρκεια ενός εικοσιτετραώρου. Θα πρέπει να επισημάνουμε ότι σε παγκόσμιο επίπεδο συμβαίνουν 2.000 καταιγίδες ανά δευτερόλεπτο, οι οποίες παράγουν 50-100 κεραυνούς πράγμα που υπονοεί ότι η γεω-ιονοσφαιρική κοιλότητα βρίσκεται σε συνεχή δόνηση (αντηχείο).

Κλείνοντας τη γενική αυτή ενότητα, παραθέτουμε κατωτέρω κάποια αριθμητικά στοιχεία τόσο για την γεω-ιονοσφαιρική κοιλότητα όσο και για τις αντηχήσεις



Σχήμα Θ'.3: Οριζόντιο και εγκάρσιο διάγραμμα της γεω-ιονοσφαιρικής κοιλότητος. Πηγή: BlioKh V. and Nickolaenko A., "Global Electromagnetic Resonances" Priroda (Russian), 1986.



Σχήμα Θ'.4: Κατανομή Κεραυνών /Km2/yr Πηγή: Christian et.al. "Global Frequency and Distribution of Lighting as Observed from Space by the Optical Transient Detector" J.Geophys. Res. Vol. 108 (D1) pp4005, 2003



Σχήμα Θ'.5: Εξέλιξη δραστηριότητος των τριών χέντρων χαταιγίδων εντός ενός ειχοσιτετραώρου. Πηγή: Nickolaenko, A. and Hayakawa, M. "Resonances in the Earth-Ionosphere Cavity" Kluwer Academic Publishers, 2002.



**Σχήμα Φ**'.6: Κύματα που δημιουργούνται στην γεω-ιονοσφαιρική κοιλότητα. 1.-Schumann Resonances 2.-Atmospherics 3.-Geomagnetic Pulsations 4.-Alfen waves (magnetosonic) 5.-Alven waves (shear) 6.-Whistler 7.-VLF propagation 8.-VLF reflection 9.-VLF subionosherics propagation. Πηγή: Simoes, F. et al. "A review of low frequency electromagnetic wave phenomena related to tropospheric-ionospheric coupling mechanism". Space Science Review 168: 551-593,2012.

Shumann (SR). HAEKTPIKA ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΤΗΣ ΓΕΩ-ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΚΟΙΛΟΤΗΤΑΣ.

- Εύρος χυματοδηγού: 55Km
- Ολικό φορτίο: 500.000Cb
- Κάθετο ρεύμα: 1-3 x $10^{-12} A/m^2$
- Αντίσταση Ατμόσφαιρας: 200 Ohms
- Δυναμικό: 200.000 Volts
- Χρόνος εκκένωσης: <10 min
- Κεραυνοί/sec: 100-1600(~ $25 \times 10^6/έτος$ )
- Ρεύμα/κεραυνό: 0,5-1 Α
- Ενέργεια/κεραυνό: 10<sup>9</sup> J ή 10<sup>12</sup> W
- Θερμοχρασία: 20.000 °C

#### Θ'.2 Βασικά χαρακτηριστικά των αντηχήσεων Schumann (SR)

Πρόκειται για ηλεκτρομαγνητικά κύματα στο κατώτερο τμήμα της περιοχής ELF (0-50 Hz). Η χαρακτηριστική συχνότητα τους είναι περίπου 8 Hz με αρμονικές στα 14,20,26 Hz κλπ. Ένταση: μερικά δέκατα του picoTesla (pT). Προέλευση: Παγκόσμια δράση κεραυνών. Απόσβεση : 1db/1000 Km

## Θ΄.3 Εφαρμογές των SR

Από το 1960 και μετά, όταν είχε επιβεβαιωθεί πλέον η ύπαρξη των SR, το ενδιαφέρον για αυτόν τον τομέα αυξήθηκε κατακόρυφα. Βασικός λόγος, πέραν του επιστημονικού ενδιαφέροντος, ήταν και οι ποικίλες εφαρμογές που φαινόταν να υπόσχεται το θέμα αυτό. Οι εφαρμογές αυτές καλύπτουν τα αντικείμενα της μετεωρολογίαςκλιματολογίας, γεωφυσικής, ιονοσφαιρικής, μαγνητοσφαιρικής, ηλιακής, και διαστημικής φυσικής. Κατωτέρω αναφέρουμε μερικές χαρακτηριστικές περιπτώσεις.

Μετεωρολογικές-Κλιματικές Εφαρμογές: Λόγω της προέλευσης των SR από την παγκόσμια κεραυνική δραστηριότητα επόμενο ήταν μία από τις πρώτες εφαρμογές αυτών να είναι η παρακολούθηση των κεραυνών και η κατά συνέπεια επίδραση τους στο παγκόσμιο κλίμα. Οι καταιγίδες συνεισφέρουν άμεσα στην αναδιανομή των υδάτινων πόρων. Μικρές μεταβολές θερμοκρασίας οδηγούν σε ανοδικές κινήσεις νεφών τα οποία με την σειρά τους επηρεάζουν την κατανομή ηλεκτρικών φορτίων και την κεραυνική δραστηριότητα, τα οποία με την σειρά τους συνδέονται με την παγκόσμια θέρμανση. Ένας τεράστιος αριθμός δημοσιεύσεων έχει καταλήξει στο συμπέρασμα ότι, αύξηση του αριθμού των κεραυνών σε παγκόσμια κλίμακα οδηγεί σε αύξηση της παγκόσμιας θερμοκρασίας (Global Temperature), κάτι που έχει άμεση σχέση με την πιθανή υπερθέρμανση της γης και την παγκόσμια κλιματική μεταβολή (Global Climatic Change). Οι μηχανισμοί που συνδέουν θερμοκρασία, θερμοδυναμική,



Σχήμα Θ'.7: Sprites και Elves επάνω από καταιγίδα. Πηγή: www.google.gr/search?q=sprites and elves

καταιγίδες και παγκόσμιο ηλεκτρικό ρεύμα έχουν αναλυθεί λεπτομερώς από τους Williams et al. (1992,2005), Rycroft et.al.(2000).

Ένα άλλο θέμα είναι οι υδρατμοί στην ανώτερη τροπόσφαιρα, οι οποίοι παρά την μικρή τους ποσότητα, είναι πολύ ποιο σημαντικοί από αυτούς του οριακού στρώματος, ως στοιχείο θερμοκηπίου, χωρίς όμως να έχει ακόμη διευκρινιστεί ακόμη αν αυτό είναι καλό ή κακό. Μεγάλος αριθμός μελετών έχει δείξει ότι υπάρχει άμεση σχέση μεταξύ της παγκόσμιας δραστηριότητος κεραυνών και υδρατμών στην ανώτερη τροπόσφαιρα (Price C. and Mustafa A. 2006).

Τα τελευταία χρόνια, χάρη στις σύγχρονες δορυφορικές παρατηρήσεις έχει αυξηθεί το ενδιαφέρον για τον ρόλο των aerosols ως ενδιάμεσης χατάστασης στην μικροφυσική των νεφών, την βροχόπτωση, τον ηλεκτρισμό των νεφών και την κεραυνική δραστηριότητα. Το γεγονός αυτό χαθιστά τα SR ως ένα βασιχό δείχτη των aerosols και του ρόλου που παίζουν στην διαμόρφωση βασικών μετεωρολογικών συνθηκών (Williams, 2005). Αρχετές μελέτες τις τελευταίες δεχαετίες έχουν συνδέσει τη γαλαξιαχή χοσμιχή αχτινοβολία, με την παγχόσμια νεφοχάλυψη χατά την διάρχεια του 11-ετούς ηλιαχού χύχλου, χάτι που έχει ανοίξει ένα χαινούργιο χεφάλαιο στις εφαρμογές των SR. Ειδικότερα έχει επισημανθεί ότι οι συχνότητες και οι συντελεστές ποιότητος των SR μεταβάλλονται αισθητά κατά την διάρκεια του 11-ετούς ηλιακού κύκλου (Price, C., 2016). Απότομες βραχυχρόνιες μεταβολές των SR (Q-bursts) συνδέονται πλέον με βραχυχρόνια φωτεινά φαινόμενα (Transient Luminous Events, TLEs), εντυπωσιαχές οπτιχές αναλαμπές που παρουσιάζονται στην ανώτερη ατμόσφαιρα επάνω από ενεργές καταιγίδες. Τα TLEs χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες τα sprites και τα elves ( $\Sigma \chi$ . Θ'.7), φαίνεται δε ότι παίζουν σημαντικό ρόλο στην διαμόρφωση και την κατανομή του ατμοσφαιρικού ηλεκτρισμού(Price, C., 2016, Rycroft, et al., 2000).

# Θ΄.4 Ηλιακή, Διαστημική και Ιονοσφαιρική Φυσική, Γεωμαγνητισμός

Υπάρχουν πολλές δημοσιεύσεις που συνδέουν τα SR με ηλιακή και γαλαξιακή ακτινοβολία. Αυτό είναι απόλυτα λογικό καθότι κάθε μεταβολή της ροής ακτινοβολίας

από το εγγύς διάστημα προς τη γη επηρεάζει την ιονοσφαιρική πυκνότητα και κατ' επέκταση το ύψος της γεω-ιονοσφαιρικής κοιλότητας, κάτι που τελικά τροποποιεί την διάδοση των SR μέσα σε αυτή.

Παράλληλα τα SR αποτελούν ένα καλό εργαλείο μελέτης του πλανητικού συστήματος. Γνωρίζουμε πλέον ότι η ύπαρξη SR εξαρτάται από ορισμένα προαπαιτούμενα τα οποία είναι η ύπαρξη ιονόσφαιρας, η ηλεκτρική αγωγιμότητα που αυξάνει με το ύψος από το έδαφος προς την βάση της ιονόσφαιρας ώστε να σχηματίζεται ένας κυματοδηγός ELF και τέλος μία πηγή διέγερσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στην περιοχή ELF. Στο ηλιακό σύστημα υπάρχει ένας αριθμός σωμάτων που πληρεί λίγοπολύ τις παραπάνω προϋποθέσεις όπως η Αφροδίτη, ο Άρης ,ο Δίας, ο Ποσειδών και ο Τιτάν. Η Κεραυνική δραστηριότητα στον Δία και τον Ποσειδώνα έχει πλέον επιβεβαιωθεί πλήρως. Στην Αφροδίτη και τον Άρη υπάρχουν ισχυρότατες ενδείξεις ανάλογης δραστηριότητας ενώ για τον Τιτάνα οι ενδείξεις είναι μάλλον αρνητικές (Rycroft et al., 2000, Schlegel K. and Fullekrug M. 1999, Siingh et al. 2005, Simoes et al., 2012).

## Θ΄.5 Τεκτονοφυσική / Σεισμολογία

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η σχέση των SR με προσεισμικά ή σεισμικά κύματα. Υπάρχουν σοβαρές μελέτες που υποστηρίζουν ότι ισχυροί σεισμοί τροποποιούν την μορφή των SR από αρχετές ημέρες έως λίγες ώρες πριν από τον κύριο σεισμό, ώστε να θεωρούνται πρόδρομα φαινόμενα σεισμού. Οι ενδείξεις αυτές εκφράζονται με ισχυροποίηση της 3ης και 4ης αρμονικής των SR κατά την προσεισμική περίοδο σε σχέση με κάποια άλλη περίοδο, σεισμικά ήρεμη.

Βασικό ερώτημα στην περίπτωση αυτή είναι, πως ένα μηχανικό, ελαστικό, κρουστικό κύμα όπως είναι το σεισμικό, μπορεί να επηρεάζει ένα καθαρά ηλεκτρομαγνητικό κύμα πολύ χαμηλής συχνότητας. Η κύρια εκτίμηση που υπάρχει αυτή την στιγμή είναι ότι εκλύσεις κατά την προσεισμική περίοδο τροποποιούν το ύψος και την πυκνότητα της βάσης της ιονόσφαιρας μεταβάλλοντας έτσι την γεω-ιονοσφαιρική κοιλότητα και κατά συνέπεια την διάδοση των SR. Οπωσδήποτε όμως το θέμα αυτό απαιτεί περαιτέρω μελέτη (Hayakawa et al.2005, 2008 .Nikolaenko, et. al. 2002, 2006.) (Ohta, et. al. 2009, Pulinets and Boyachuk, 2004).

ΝΕΥΡΟΦΥΣΙΟΛΟΓΙΑ. Μία εξαιρετικά ελκυστική αλλά ανεξερεύνητη ακόμη εφαρμογή των SR είναι η σχέση τους με τις ανθρώπινες εγκεφαλικές εκπομπές. Γνωρίζουμε ότι ο ανθρώπινος εγκέφαλος εκπέμπει ηλεκτρομαγνητικά κύματα που καταγράφονται από εγκεφαλογραφήματα και ανήκουν στην περιοχή ELF από 1-35 Hz, σύμφωνα με την παρακάτω καταχώρηση.

Α-κύματα: 8-13ΗΖ (Σκέψη, μελέτη,περισυλλογή, ηρεμία)

Β-κύματα: 14-30 Hz (Εγρήγορση, πνευματική δραστηριότητα, επίλυση προβλημάτων, αποφάσεις.)

Θ-κύματα: 4-7 Hz (Ονειρώδης, παραγωγική κατάσταση)

Δ-κύματα: 1-3 Hz (Βαθειά περισυλλογή και ύπνος χωρίς όνειρα.)

Γ-κύματα: >30 Hz (παράλληλη επεξεργασία πληροφοριών από διαφορετικές περιοχές του εγκεφάλου)

Η σύμπτωση εκπομπής του ανθρώπινου εγκεφάλου με την περιοχή ELF ή SR, είναι πράγματι εντυπωσιακή και περιμένει νευροφυσιολόγους και σχετικούς επιστή-



**Σχήμα** Θ'.8: Χαραχτηριστιχή φασματιχή μορφή SR μεριχές ημέρες πριν την εχδήλωση ισχυρότατου σεισμού (M=7.8 Richter) στην Taiwan στις 26 Δεχεμβρίου 2006. Πηγή: Toledo Redondo, S." Schumann Resonances in the Earth -Ionosphere Cavity" IRF Uppsala Seminar 6 November, 2013.

μονες να εξετάσουν αν η σύμπτωση αυτή υποκρύπτει κάποιο μηχανισμό διασύνδεσης ή είναι κάτι εντελώς τυχαίο (Cherry 2002, 2003, Kleimenova et al. 2007, Mitsutake et al., 2005). Πέρα όμως από όλες αυτές τις πιθανές εφαρμογές που αναφέραμε παραπάνω, υπάρχει και μία σειρά σημαδιακών γεωφυσικών συχνοτήτων που συμπίπτουν με εκπομπές ELF και αποτελούν μεγάλη πρόκληση για μελλοντικούς ερευνητές που θα θελήσουν να ασχοληθούν με το θέμα αυτό. Ενδεικτικά αναφέρουμε:

Ρεύμα στην επιφάνεια του εσωτερικού πυρήνα της γής: 40Hz.-

Πλασμοφλοιός: 0,8 Hz Μαγνητόπαυση: 0,8 Hz Ζώνη van Allen: 2-5,7 Hz

# Θ΄.6 Σταθμός παρατήρησης και αρχειοθέτησης αντηχήσεων Schumann (Shumann's Resonances) στον ελληνικό χώρο

Από το 2013, έχει αναληφθεί από μία ελληνική ερευνητική ομάδα το έργο της δημιουργίας, εγκατάστασης, παρατήρησης, ανάλυσης και αρχειοθέτησης αντηχήσεων Schumann (SR), με σκοπό τη διευκόλυνση μελλοντικών ερευνητών δια της παροχής μετρήσεων και τεχνογνωσίας. Με την οικονομική ενίσχυση και συμπαράσταση του Μαριολοπουλείου-Καναγκινείου Ιδρύματος Επιστημών Περιβάλλοντος και την εθελοντική κυρίως εργασία της ερευνητικής ομάδος που αναφέρεται παρακάτω, κατέστη δυνατή η κατασκευή ειδικής συσκευής η οποία μετρά SR και η οποία περιγράφεται στην συνέχεια (Tatsis et al. 2015, 2016).

Ερευνητική Ομάδα Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων. (Κατασκευές, συντήρηση, Software, ιστοσελίδα παρουσίασης) Καθηγητής Πάνος Κωσταράκης. Λέκτωρ Βασίλης Χριστοφυλάκης. Post-doc, Γεώργιος Τάτσης. Post-doc, Κώστας Βότης.

Μαριολοπούλειο- Καναγχίνειο Ίδρυμα Επιστημών Περιβάλλοντος χαι Αχα-



Σχήμα Θ'.9: Πλήρες διάγραμμα ενός σταθμού μέτρησης SR. Διαχρίνονται δύο χεραίες λήψεις σημάτων, οι διαδοχιχές φάσεις φιλτραρίσματος χαι ενίσχυσης του σήματος χαι τέλος χάτω δεξιά η χεραία τηλεμετριχής μεταφοράς δεδομένων.

#### δημία Αθηνών (Προδιαγραφές, αξιολόγηση, ανάλυση παρατηρήσεων).

Χρήστος Ρεπαπής, Επιστημονικός Συνεργάτης ΚΕΦΑΚ της Ακαδημίας Αθηνών, μέλος ΔΣ του Μ-Κ Ιδρύματος. Βασίλης Τριτάκης, Επιστημονικός Συνεργάτης ΚΕΑΕΜ της Ακαδημίας Αθηνών, αναπληρωματικό μέλος ΔΣ του Μ-Κ Ιδρύματος.

Θα πρέπει να αναφέρουμε εκ προοιμίου ότι, η πλήρης παρατήρησης SR απαιτεί τη δημιουργία σταθμού, ο οποίος θα πληρεί πολύ αυστηρές προδιαγραφές, μερικές των οποίων αναφέρουμε παρακάτω.

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, τα είναι SR είναι εξαιρετικά αδύνατα. Η ισχύς τους είναι της τάξεως του 1pT (=  $10^{-12}$  Tesla) κάτι που απαιτεί εξαιρετικά υψηλή ενίσχυση. Επίσης η περιοχή συχνοτήτων Schumann βρίσκεται μέσα σε περιοχή υψηλών θορύβων από μηχανήματα καθημερινής χρήσεως (μηχανές εσωτερικής καύσεως, ανελκυστήρες, τροφοδοτικά, γραμμές μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας, κλπ.), πράγμα που δημιουργεί σοβαρές κατασκευαστικές δυσκολίες απομονώσεως των σημάτων SR, καθώς και την ανάγκη για εγκατάσταση του σταθμού σε περιοχή ηλεκτρικά «καθαρή», δηλαδή εκτός κατοικημένων περιοχών και πολύ μακριά από γραμμές μεταφοράς ρεύματος.

Κατόπιν αυτών είναι προφανές ότι ένας σταθμός μέτρησης SR θα πρέπει να βρίσκεται μακριά από κατοικημένες περιοχές, γραμμές μεταφοράς ηλεκτρισμού, οδικές αρτηρίες, πυκνά δάση κλπ., διότι ανθρωπογενείς ηλεκτρικές δραστηριότητες, υψηλές τάσεις, στατικός ηλεκτρισμός, σπινθήρες μηχανών κλπ. επηρεάζουν πολύ τις μετρήσεις. Ένας σταθμός πρέπει να περιλαμβάνει δύο τουλάχιστον πηνία προσανατολισμένα το ένα κατά μήκος (NS)και το άλλο κάθετα (EW) προς τις δυναμικές γραμμές του γηϊνου μαγνητικού πεδίου. Επίσης μία κάθετη ηλεκτρική κεραία που να μετρά την ηλεκτρική συνιστώσα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος.

Ο σταθμός που δημιουργήθηκε από την ελληνική ερευνητική ομάδα αποτελείται προς το παρόν από ένα πηνίο μήκους 60 εκατοστών με πυρήνα πολύ υψηλής μαγνητικής διαπερατότητας (Mu metal μ=15000) με περιέλιξη 40.000 σπειρών χάλκινου σύρματος. Το πηνίο είναι προσανατολισμένο στη διεύθυνση Βορράς-Νότος και στεγάζεται σε ένα φιλόξενο ερημοκλήσι στο Νομό Ιωαννίνων. Το πηνίο συνδέεται



Σχήμα Θ΄.10: Τυπική δεκάλεπτη μέτρηση SR στις 27 Ιουνίου 2016 ώρα 03:17:06 UT.

με διάταξη προενίσχυσης, φίλτρα αποχοπής χαι χύριο ενισχυτή έξι βαθμίδων. Στην συνέχεια το ενισχυμένο χαι φιλτραρισμένο σήμα οδηγείται σε διάταξη ψηφιοποίησης, συλλογής χαι αποθήχευσης(logger), όπου οργανώνεται σε αυτοτελή αρχεία 10 λεπτών χαι αποθηχεύεται σε χάρτα SD χαι εξωτεριχό δίσχο. Στα παραχάτω σχήματα 10 χαι 11, παρουσιάζεται μία τυπιχή δεχάλεπτη μέτρηση SR όπως αυτή έγινε στον σταθμό των Ιωαννίνων χαθώς χαι η φασματιχή ανάλυση της ίδιας μέτρησης με την υπορουτίνα Welch μέσω του παχέτου λογισμιχού MATLAB Στο δεύτερο αυτό σχήμα διαχρίνεται η ιδιοσυχνότητα 7,7 Ηz περίπου χαθώς χαι οι αρμονιχές της στα 14, 21, 27 χαι 34 Ηz.

Ο σταθμός SR των Ιωαννίνων λειτουργεί ήδη επιτυχώς επί ένα και πλέον έτος έχει δε αποθηκεύσει μετρήσεις για όλο αυτό το διάστημα (Μαϊος 2016 μέχρι σήμερα). Ελπίζουμε σύντομα να είμαστε σε θέση να συμπληρώσουμε τον σταθμό αυτό με δεύτερο πηνίο και τηλεμετρικό σύστημα μετάδοσης όπως απεικονίζεται στο Σχ. Θ΄.12.

Στο Σχ. Θ΄.12 εκτίθεται διαγραμματικά η σύνθεση του σταθμού, ως προς το τμήμα μέτρησης της μαγνητικής συνιστώσας του κύματος Schumann. Από αριστερά διακρίνονται δύο πηνία προσανατολισμένα στις διευθύνσεις Βορράς-Νότος και Ανατολή-Δύση του γεωμαγνητικού πεδίου. Ακολουθούν οι προ-ενισχυτές, τα φίλτρα χαμηλών συχνοτήτων (Low Pass), η κύρια ενίσχυση, η τοπική αποθήκευση σήματος και το σύστημα τηλεμετρικής μετάδοσης μετρήσεων. Μέχρι στιγμής η ερευνητική ομάδα του έργου αυτού έχει δημοσιεύσει δύο εργασίες σε διεθνή επιστημονικά περιοδικά, και δύο σε Ελληνικά συνέδρια. Παράλληλα έχει αναπτύξει συνεργασίες με αντίστοι-χες ομάδες στην Ουκρανία, Ουγγαρία και Κίνα. Τέλος οι μετρήσεις του σταθμού προβάλλονται μέσω της ιστοσελίδα http://195.251.201.88/schumann/

Ευχαριστίες: Η Ερευνητική ομάδα ευχαριστεί θερμά το ΔΣ του Μαριολοπου-



**Σχήμα Θ΄.11**: Φασματική ανάλυση των μετρήσεων του Σχ. Θ΄.10. Διακρίνεται η βασική συχνότητα 7,7 Ηz και οι αρμονικές 14,21,27 και 34 Ηz



Σχήμα Θ΄.12: Σύνθεση ελληνικού σταθμού SR μετά από μελλοντική επέκταση.

λείου - Καναγκινείου Ιδρύματος Επιστημών Περιβάλλοντος για την οικονομική υποστήριξη και την εν γένει συμπαράσταση, χωρίς τις οποίες η υλοποίηση αυτού του έργου θα ήταν εντελώς αδύνατη.

#### Αναφορές

- 1. Cherry N., 2003, Nat. Haz. 29,1-11.
- 2. Cherry N., 2002, Nat. Haz. 26, 279-331.
- 3. Hayakawa H. et al., 2008, Nat. Haz. Syst. Sci. 8, 1309-1316.
- 4. Hayakawa H. et al., 2005, Ann. Geoph 23, 1335-1346..
- 5. Kleimenova N.G. et al., 2007, J. Atmos. and Sol-Ter Phys. 69, 1759-1764.
- 6. Mitsutake G. et al., 2005, Biom and Phar59, s10-s14.
- 7. Nickolaenko A.P. and Hayakawa M., 2002, "Resonances in the earth-Ionosphere Cavity", Kluwer, Dordrecht.
- 8. Nikolaenko A.P. et al., 2006, Ann. Geoph., 24, 567-575.
- 9. Ohta K. et al., 2009, Phys. and Chem. of the Earth 34, 441-448.
- 10. Price C., 2016, Atm., 7, 116.
- 11. Price C. and Mustafa A., 2006, Am. Met. Soc. p. 291-298.
- 12. Pulinets, S. and Boyachuk. K., 2004, "Ionospheric precursors of earthquakes" Springer-Verlag Berlin, Germany.
- 13. Rycroft M.J. et al., 2000, J. Atm. Solar- Terr. Phys. 62, 1563-1576.
- 14. Schlegel K. and Fullekrug M., 1999, Geoph. Res. Vol. 104, no. A5, 10111-10118.
- 15. Siingh D. et al., 2005, J. Atm. Solar- Terr. Phys. 67, 637-658, 2005.
- 16. Simoes F. et al., 2012, Space Sci. Rev. 168, 551-593.
- 17. Tatsis G. et al., 2015, J. Atm. Solar- Terr. Phys. 67, 637-658.
- 18. Tatsis G. et. al., 2016, Jour. of Eng. Sci and Tech Rev 9 (4) 61 64.
- 19. Williams E.R., 1992, Sci., 256, 5060, 1184-1187.
- 20. Williams E.R., 2005, Atm. Res.76, 272-287.
# Ι΄ Δείκτες πρόγνωσης των ηλιακών εκλάμψεων: παραμετροποιώντας την εκρηκτικότητα των κέντρων δράσης

Γιάννης Κοντογιάννης

# Ι'.1 Εισαγωγή

Έκλαμψη ονομάζουμε την απότομη έκλυση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε μια περιοχή της ηλιαχής ατμόσφαιρας (Fletcher et al. 2011). Η ενέργεια που απελευθερώνεται συμπεριλαμβάνει τόσο θερμική (κατά μήκος όλου του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος) όσο και μη θερμική (επιτάχυνση ενεργητικών σωματιδίων, σκληρές ακτίνες Χ). Οι μεγαλύτερες εκλάμψεις συχνά συνοδεύονται και από την εκτίναξη στεμματικής μάζας (Coronal Mass Ejection, CME). Οι ηλιακές εκλάμψεις κατατάσσονται, ως προς την έντασή τους στις μαλακές ακτίνες X (στα μήκη κύματος μεταξύ 1 - 8 Å), σε κατηγορίες, Χ, Μ, C, Β κλπ. Η κλίμακα είναι λογαριθμική και η κάθε κατηγορία είναι δέχα φορές ισχυρότερη από την επόμενη ενώ υπάρχουν και δεχαδιχές υποδιαιρέσεις όπως π.χ. Μ4.5, C3.0 κλπ. Οι ηλιακές εκλάμψεις και εν γένει οι ηλιακές εκρήξεις συμβαίνουν σε περιοχές του Ήλιου όπου βρίσκονται συγκεντρωμένα μεγάλα σε ένταση και έκταση μαγνητικά πεδία, τα λεγόμενα κέντρα δράσης. Στο ορατό φως, τα κέντρα δράσης συχνά εμφανίζονται ως ομάδες ηλιακών κηλίδων, δηλαδή σκοτεινών περιοχών. Οι ηλιακές κηλίδες έχουν παρατηρηθεί από την αρχαιότητα αλλά μόλις στις αρχές του 20ου αιώνα έγινε αντιληπτό ότι πρόκειται για συγκεντρώσεις ισχυρών μαγνητικών πεδίων.

Οι επιπτώσεις των εκλάμψεων εμφανίζονται ταυτόχρονα με την παρατήρησή τους στη Γη. Η ημερήσια πλευρά δέχεται την επιπλέον ακτινοβολία στο υπεριώδες και τις ακτίνες-Χ (και γ) με αποτέλεσμα η πυκνότητα ηλεκτρονίων της ιονόσφαιρας να μεταβάλλεται, προκαλώντας απότομες διακοπές στις ραδιοφωνικές τηλεπικοινωνίες. Μέσα σε μερικές δεκάδες λεπτά, και εφόσον υπάρχει η κατάλληλη μαγνητική σύνδεση με την πηγή της έκλαμψης, φτάνουν στη Γη και τα ενεργητικά σωματίδια που έχουν επιταχυνθεί στην ηλιακή ατμόσφαιρα κατά τη διάρκεια της έκλαμψης.

Η προφύλαξη του διαστημικού και επίγειου εξοπλισμού αλλά και του ανθρώπινου δυναμικού (πλήρωμα του διαστημικού σταθμού, πιλότοι αεροπορικών πτήσεων κλπ) από τις άμεσες επιπτώσεις των εκλάμψεων απαιτεί την ανάπτυξη εκλεπτυσμένων μεθόδων πρόβλεψης τους. Για αυτό το λόγο, η επιστημονική κοινότητα αναπτύσσει συνεχώς νέες μεθόδους πρόγνωσης. Η πλειονότητα αυτών των μεθόδων στηρίζεται στα μαγνητογράμματα, δηλαδή εικόνες του μαγνητικού πεδίου της φωτόσφαιρας, του χαμηλότερου στρώματος της ηλιακής ατμόσφαιρας. Τα μαγνητογράμματα αυτά απεικονίζουν είτε τη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος της ακτίνας παρατήρησης ή τις τρεις συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου σε κάποιο ηλιογραφικό σύστημα συντεταγμένων (διανυσματικά μαγνητογράμματα). Επομένως, τα τελευταία μας δίνουν τη δυνατότητα να γνωρίζουμε με ικανοποιητική ακρίβεια το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου σε ένα μεγάλο μέρος του ορατού τμήματος της ηλιακής φωτόσφαιρας. Το όργανο Helioseismic Magnetic Imager (HMI; Schou et al. 2012) της διαστημικής αποστολής Solar Dynamics Observatory (SDO; Pesnell et al. 2012) παρέχει σε σχεδόν πραγματικό χρόνο, διανυσματικά μαγνητογράμματα του ηλιακού δίσκου. Η επιστημονική ομάδα του οργάνου ΗΜΙ παρέχει επίσης παρατηρήσεις περιοχών ενδιαφέροντος πάνω στον ηλιακό δίσκο, οι οποίες ταυτίζονται με ή περιλαμβάνουν τα κέντρα δράσης και είναι κατάλληλες για την έρευνα και πρόγνωση του διαστημικού καιρού. Τα δεδομένα αυτά ονομάζονται Space weather HMI Active Region Patches (SHARP; Bobra et al. 2014) και συνοδεύονται από μια σειρά ήδη υπολογισμένων παραμέτρων που χρησιμοποιούνται ως δείκτες πρόγνωσης.

Οι ποσότητες που χρησιμοποιούνται στην πρόγνωση των ηλιακών εκλάμψεων μπορεί να είναι φυσικά μεγέθη (ένταση του μαγνητικού πεδίου, πυκνότητα ηλεκτρικού ρεύματος), ποσότητες που χαρακτηρίζουν την κατανομή αυτών των μεγεθών σε ένα κέντρο δράσης (π.χ. μέση τιμή, τυπική απόκλιση, κύρτωση ή λοξότητα της κατανομής της πυκνότητας ρεύματος), παράμετροι πολυπλοκότητας (διάσταση φράκταλ) ή παράμετροι που αντιπροσωπεύουν την πολυπλοκότητα ή τα διάφορα φυσικά μεγέθη που χαρακτηρίζουν ένα κέντρο δράσης (proxies). Ο αναγνώστης παραπέμπεται στις μελέτες των Leka and Barnes 2007 και Georgoulis 2012, όπου μπορεί να βρει μια κατηγοριοποίηση τόσο των μεθόδων όσο και των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται.

Πώς η χατανόηση του φαινομένου των εχλάμψεων χαι η φυσιχή μας διαίσθηση κατευθύνουν την αναζήτηση νέων παραμέτρων; Έχει παρατηρηθεί ότι τα κέντρα δράσης στα οποία εμφανίζονται ισχυρές και πολύπλοκες γραμμές αναστροφής μαγνητικού πεδίου (περιοχές όπου το μαγνητικό πεδίο αλλάζει σχετικά απότομα πολικότητα – magnetic polarity inversion lines, MPIL), ιδιαίτερα σε συνδυασμό και με την ανάδυση νέας μαγνητικής ροής, είναι περισσότερο πιθανό να εμφανίσουν ισχυρές εκλάμψεις. Η ύπαρξη τέτοιων περιοχών είναι ενδεικτική της ύπαρξης ισχυρών διατμητικών κινήσεων και της έντονης συστροφής του μαγνητικού πεδίου. Είναι γνωστό ότι το μαγνητικό πεδίο στα κέντρα δράσης αποκλίνει από την κατάσταση ελάχιστης ενέργειας και αποθηκεύει μεγάλα ποσά μαγνητικής ενέργειας (Schrijver 2007). Όπως πιστεύουμε σήμερα, αυτά τα ποσά τροφοδοτούν τις ηλιακές εκλάμψεις, μέσω της διαδικασίας της επανασύνδεσης των μαγνητικών γραμμών. Επομένως, η ύπαρξη ισχυρών γραμμών αναστροφής του μαγνητικού πεδίου σε ένα κέντρο δράσης, είναι ενδεικτική της απόκλισης του μαγνητικού πεδίου του κέντρου δράσης από μια κατάσταση ελάχιστης ενέργειας και της αποθήκευσης σε αυτό τεράστιων ποσών ενέργειας.

Από τα παραπάνω γίνεται κατανοητό ότι παράμετροι που ποσοτικοποιούν με ακρίβεια την ύπαρξη μιας ισχυρής και πολύπλοκης γραμμής αναστροφής του μαγνητικού πεδίου είναι πιθανό να αποτελούν και αποτελεσματικούς δείκτες πρόγνωσης. Αντίθετα, μεγέθη που απλώς εξαρτώνται από το μέγεθος ενός κέντρου δράσης χωρίς απαραίτητα να κωδικοποιούν την πληροφορία ότι υπάρχει σε αυτό μια ισχυρή γραμμή αναστροφής πολικότητας δεν είναι απαραίτητα αποτελεσματικοί δείκτες.

Πώς μπορούμε να διαπιστώσουμε αν μια ποσότητα είναι αποτελεσματικός δείκτης πρόγνωσης; Η απλούστερη πληροφορία που έχουμε στη διάθεσή μας για ένα κέντρο δράσης είναι η συνολική τιμή της απόλυτης πυκνότητας μαγνητικής ροής,  $\Phi_{tot}$ , σε όλο το οπτικό πεδίο. Αυτή προκύπτει απλώς αθροίζοντας τις απόλυτες τιμές του μαγνητικού πεδίου σε κάθε πίξελ της εικόνας. Η  $\Phi_{tot}$  είναι ένα εκτατικό μέγεθος, ενδεικτικό, δηλαδή, του μεγέθους του κέντρου δράσης αλλά και του οπτικού πεδίου. Εάν μια ποσότητα είναι λιγότερο αποτελεσματική από τη  $\Phi_{tot}$  τότε πρακτικά δεν χρησιμεύει ως δείκτης πρόγνωσης. Επομένως, η σύγκριση της κάθε νέας ποσότητας με την  $\Phi_{tot}$  είναι το στοιχειώδες χριτήριο που θα εφαρμοστεί στη μελέτη μας ώστε να αποφασίσουμε αν οι νέες ποσότητες που εισάγουμε έχουν αξία στην πρόγνωση των εχλάμψεων.

Το Κέντρο Έρευνας Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών συντονίζει το Ευρωπαϊκό πρόγραμμα FLARECAST (www.flarecast.eu), το οποίο δημιουργεί μία καινοτόμο υπηρεσία πρόγνωσης. Εν συντομία, στα πλαίσια του προγράμματος, ηλιακοί φυσικοί, μαθηματικοί και ειδικοί σε βάσεις δεδομένων και επιστήμης των υπολογιστών συγκεντρώνουν όλες τις ως τώρα χρησιμοποιούμενες μεθόδους πρόγνωσης και αναπτύσσουν νέες. Αυτές θα χρησιμοποιηθούν ώστε να δημιουργηθεί μια διαδικτυακή υπηρεσία, η οποία θα παρέχει σε πραγματικό χρόνο προγνώσεις πρωτοφανούς ακρίβειας. Ταυτόχρονα, η βάση δεδομένων του προγράμματος θα συγκεντρώσει περισσότερους από πενήντα δείκτες πρόγνωσης, οι οποίοι μπορούν να χρησιμοποιηθούν και σε μελέτες που αφορούν τη βασική έρευνα στην ηλιακή φυσική.

Στα πλαίσια του FLARECAST, μελετήσαμε την αποτελεσματικότητα κάποιων νέων δεικτών πρόγνωσης εκλάμψεων. Κάποιοι από αυτούς έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία ως υποσχόμενοι αλλά δεν έχουν δοκιμαστεί ακόμη σε μεγάλο όγκο δεδομένων, ενώ άλλοι προέκυψαν από τροποποιήσεις ήδη υπαρχόντων. Πάντως, οι δείκτες αυτοί παραμετροποιούν την εκρηκτική ικανότητα των κέντρων δράσης και είναι είτε φυσικά μεγέθη ή παράμετροι πολυπλοκότητας. Στην πρώτη κατηγορία ανήκουν τα μη-ουδετεροποιημένα ηλεκτρικά ρεύματα (Georgoulis et al. 2012) ενώ στη δεύτερη το άθροισμα της οριζόντιας βαθμίδας του μαγνητικού πεδίου (Korsós and Erdelyi 2016) και η ενέργεια Ising (Ahmed et al. 2010).

#### Ι'.2 Νέοι δείκτες πρόγνωσης εκλάμψεων

#### Μη-ουδετεροποιημένα ηλεκτρικά ρεύματα

Τα μη-ουδετεροποιημένα ηλεκτρικά ρεύματα εκφράζουν το συνολικό ρεύμα που διοχετεύεται στο ηλιακό στέμμα. Η δυνατότητα του μαγνητικού πεδίου να αποθηκεύει ενέργεια είναι στενά συνδεδεμένη με τα ηλεκτρικά ρεύματα που ρέουν κατά μήχος των μαγνητιχών βρόχων. Είναι γνωστό ότι για να διατηρήσει τη συνοχή του ένας σωλήνας μαγνητικής ροής είναι απαραίτητη η ύπαρξη ηλεκτρικών ρευμάτων κατά μήχος της διεύθυνσης του σωλήνα (Parker 1979). Οι δυο κατανομές ρευμάτων, μια επιφανειαχή χαι μια χωριχή, διατηρούν τη συστροφή του μαγνητιχού σωλήνα χαι τον απομονώνουν από το περιβάλλον. Ιδανικά, η συνολική ποσότητα του ηλεκτρικού ρεύματος σε κάθε διατομή του μαγνητιχού σωλήνα θα πρέπει να είναι ίση με μηδέν, δηλαδή τα ηλεκτρικά ρεύματα να είναι ουδετεροποιημένα. Από την εποχή, όμως, που η επιστημονική κοινότητα είχε στη διάθεσή της διανυσματικά μαγνητογράμματα, έχει βρεθεί ότι στις διατομές των σωλήνων μαγνητικής ροής που αποτελούν το κέντρο δράσης στη φωτόσφαιρα, τα ρεύματα αυτά δεν είναι απαραίτητα ουδετεροποιημένα (Melrose 1991, Georgoulis et al. 2012, Georgoulis 2017). Αυτό σημαίνει ότι υπάρχει περίσσεια ηλεκτρικού ρεύματος, το οποίο διοχετεύεται στο ηλιακό στέμμα. Η διάχυση αυτών των ρευμάτων μέσω διαδιχασιών επανασύνδεσης των μαγνητιχών δυναμιχών γραμμών μπορεί να τροφοδοτήσει τις ηλιαχές εχλάμψεις.

Για έναν αχριβή υπολογισμό του συνολιχού ποσού των μη-ουδετεροποιημένων ρευμάτων σε ένα χέντρο δράσης αχολουθούμε τη διαδιχασία που πρότειναν οι Geor-



Σχήμα Ι΄.1: Η ολική τιμή των μη-ουδετεροποιημένων ηλεκτρικών ρευμάτων (μαύρη γραμμή) σαν συνάρτηση του χρόνου για δυο κέντρα δράσης, του ΝΟΑΑ ΑR 11158 (αριστερά), το οποίο επέδειξε έντονη δραστηριότητα σε εκλάμψεις και του ΝΟΑΑ AR 11923 (δεξιά) που δεν παρουσίασε εκλάμψεις. Οι κατακόρυφες γραμμές σημειώνουν τις χρονικές στιγμές που εμφανίστηκαν εκλάμψεις τύπου C (πράσινο), M (κίτρινο) και X (κόκκινο).

goulis et al. (2012). Πρόχειται για την, μέχρι στιγμής, πιο αχριβή και λεπτομερή προσέγγιση στο ζήτημα του υπολογισμού των μη-ουδετεροποιημένων ρευμάτων καθώς λαμβάνει υπόψη της τα σφάλματα της μέτρησης του μαγνητικού πεδίου και την επίδραση του διαχριτού των κατανομών των φυσικών μεγεθών στους αριθμητικούς υπολογισμούς. Σε αντίθεση με άλλες μελέτες, όπου υπολογίζεται συνολικά η πυκνότητα του ηλεκτρικού ρεύματος από την κατανομή του μαγνητικού πεδίου σε όλο το οπτικό πεδίο (η οποία είναι ένα εκτατικό μέγεθος), η μέθοδος οδηγεί στον προσδιορισμό μιας ποσότητας, της ολικής τιμής των μη-ουδετεροποιημένων ρευμάτων  $I_{NN,tot}$ , η οποία αναδεικνύει τον εκρηκτικό χαρακτήρα ενός κέντρου δράσης. Όπως έχει αποδειχθεί (Georgoulis et al. 2012) η ύπαρξη μη-ουδετεροποιημένων ρευμάτων είναι αποκλειστικά συνδεδεμένη με την εμφάνιση μιας πολύπλοκης γραμμής αναστροφής μαγνητική πολικότητας σε ένα κέντρο δράσης.

Στο Σχ. Ι΄.1 φαίνεται η μεταβολή με το χρόνο της παραμέτρου  $I_{NN,tot}$  που περιέχεται σε δυο κέντρα δράσης διαφορετικής δυναμικότητας. Ενδεικτικά έχουμε προσθέσει και τις χρονικές στιγμές στις οποίες εμφανίζονται εκλάμψεις. Όπως είναι προφανές, το πιο «παραγωγικό» κέντρο δράσης έχει κατά μέσο όρο υψηλότερη τιμή μη-ουδετεροποιημένων ρευμάτων κατά μια τάξη μεγέθους. Σε αρκετές περιπτώσεις, τα τοπικά μέγιστα της καμπύλης  $I_{NN,tot}$  συμπίπτουν ή προηγούνται ισχυρών εκλάμψεων. Επιπλέον, είναι εμφανές ότι η χρονική μεταβολή του μεγέθους μας αποκαλύπτει πώς το κέντρο δράσης μεταβαίνει από μια «ήσυχη» σε μια περίοδο έντονης δραστηριότητας. Η ραγδαία αύξηση της παραμέτρου αποτυπώνει μια διαδικασία συσσώρευσης ενέργειας, η οποία τροφοδοτεί την επαναλαμβανόμενη εμφάνιση ισχυρών εκλάμψεων. Θεωρούμε πως η διαδικασία αυτή είναι ενδεικτική της προέλευσης των μη-ουδετεροποιημένων ρευμάτων από το εσωτερικό του Ήλιου και της έγχυσης τους στην ατμόσφαιρα κατά τη διάρχεια της ανάδυσης της μαγνητικής ροής. Το ίδιο αποτέλεσμα έχει αποδειχθεί και με πειράματα αριθμητικών προσομοιώσεων (Török et al. 2014).

#### Ι'.3 Αθροισμα της οριζόντιας βαθμίδας του μαγνητικού πεδίου

Το άθροισμα της οριζόντιας βαθμίδας του μαγνητικού πεδίου  $G_S$ , είναι μια παράμετρος πολυπλοκότητας, η οποία ποσοτικοποιεί τις έντονες χωρικές μεταβολές της κατανομής του μαγνητικού πεδίου ενός κέντρου δράσης (Korsós et al. 2014, 2015, Korsós and Erdelyi 2016). Αυτές εμφανίζονται όταν ζεύγη περιοχών αντίθετης πολικότητας βρίσκονται σε γειτνίαση, κάτι που συμβαίνει όταν έχουν σχηματιστεί στο κέντρο δράσης γραμμές αναστροφής της πολικότητας του μαγνητικού πεδίου.

Η παράμετρος  $G_S$  υπολογίζεται από μαγνητογράμματα και εικόνες των κέντρων δράσης στο λευκό φως. Μέσω μιας αυτοματοποιημένης διαδικασίας, εντοπίζονται οι σκιές, οι σκοτεινότερες περιοχές των ηλιακών κηλίδων και υπολογίζεται το μέσο μαγνητικό πεδίο το οποίο αυτές περιέχουν. Κατόπιν, από το δείγμα όλων των παρατηρήσεων που διαθέτουμε, κατασκευάζεται μια εμπειρική σχέση μεταξύ της επιφάνειας A των σκιών και του μέσου μαγνητικού πεδίου B. Η σχέση αυτή, για τις παρατηρήσεις του οργάνου HMI είναι η εξής:

$$\langle B \rangle = f(A) = 165 \ln A + 842.16$$
 (1.74)

Στη συνέχεια, η εμπειρική αυτή σχέση χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της, η οποία βασίζεται, πλέον, μόνο στις μετρήσεις της επιφάνειας των σκιών. Η σχέση υπολογισμού είναι η εξής:

$$G_{S} = \left| \sum_{i,j} \frac{B_{p,i} A_{p,i} - B_{n,j} A_{n,j}}{d_{i,j}} \right|,$$
(1.75)

όπου  $A_{p,i}, A_{n,j}$ , είναι οι επιφάνειες των σκιών που αντιστοιχούν σε μαγνητικό πεδίο θετικής και αρνητικής πολικότητας αντιστοίχως,  $B_{p,i}, B_{n,j}$ , είναι οι αντίστοιχες τιμές της έντασης του μαγνητικού πεδίου ενώ  $d_{i,j}$  είναι η απόσταση μεταξύ των ζευγών αντίθετης πολικότητας. Στο Σχ. Ι΄.2a-c φαίνεται συνοπτικά η διαδικασία εντοπισμού των σκιών και της μέτρησης της επιφάνειας και της έντασης του μαγνητικού πεδίου στο οποίο αντιστοιχούν.

Όπως φαίνεται και στο Σχ. Γ.3, η χρονική μεταβολή της οριζόντιας βαθμίδας του μαγνητικού πεδίου έχει παρόμοια συμπεριφορά με τα μη-ουδετεροποιημένα ηλεκτρικά ρεύματα (βλ. Σχ. Γ.1). Το πιο δραστήριο κέντρο δράσης (AR 11158) παρουσιάζει μια ραγδαία αύξηση των τιμών της  $G_S$  όταν εισέρχεται στη περίοδο των επαναλαμβανόμενων, ισχυρών εκλάμψεων. Αντιθέτως, η τιμή της ίδιας ποσότητας για το κέντρο δράσης AR 11923 είναι περισσότερο από δυο τάξεις μεγέθους χαμηλότερη. Η συμπεριφορά αυτή είναι μια πρώτη ένδειξη ότι η ποσότητα μπορεί να είναι χρήσιμη ως δείκτης πρόγνωσης εκλάμψεων, ωστόσο αυτό θα διερευνηθεί στη συνέχεια σε ένα αντιπροσωπευτικό στατιστικό δείγμα παρατηρήσεων κέντρων δράσης.

#### Ι'.4 Ενέργεια Ising

Η ενέργεια Ising είναι μια ποσότητα η οποία προκύπτει από το ομώνυμο μοντέλο της φυσικής στερεάς κατάστασης. Αυτό προτάθηκε για να εξηγήσει τη μαγνήτιση ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης μεταξύ των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών αντίθετης πολικότητας και υπό την επίδραση ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.



Σχήμα Ι'.2: Ειχόνα ενός χέντρου δράσης στο συνεχές φως. b) Το αντίστοιχο μαγνητόγραμμα. c) Χρησιμοποιώντας χατάλληλα όρια στις τιμές της έντασης της αχτινοβολίας χαι του μαγνητιχού πεδίου, εντοπίζουμε τις σχιές των χηλίδων η οποίες σημειώνονται με χόχχινο χρώμα εάν αντιστοιχούν σε θετιχή πολιχότητα χαι με μπλε σε αρνητιχή. d) Χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των Barnes et al. 2005 χωρίζουμε την χατανομή της χαταχόρυφης συνιστώσας του μαγνητιχού πεδίου σε διαμερίσεις, απορρίπτοντας τις μιχρότερες σε ένταση χαι έχταση, μεμονωμένες πολιχότητες.



Σχήμα Ι΄.3: Ομοίως με το Σχ. Ι΄.1, για την ποσότητα  $G_S$ .

Οι Ahmed et al. 2010, δανείστηκαν τον όρο για να περιγράψουν, αντίστοιχα, την αλληλεπίδραση μεταξύ στοιχειωδών μαγνητικών δομών αντίθετης πολικότητας σε ένα κέντρο δράσης, θέλωντας να παραμετροποιήσουν την πολυπλοκότητα του κέντρου δράσης. Για να υπολογίσουμε την ενέργεια Ising ενός μαγνητογράμματος απορρίπτουμε τα πίξελ με χαμηλές απόλυτες τιμές μαγνητικού πεδίου (π.χ. χαμηλότερες από 100 G). Στη συνέχεια, υπολογίζουμε την ποσότητα:

$$E = -\sum_{i,j} \frac{S_i S_j}{d^2} \tag{1.76}$$

όπου το  $S_i$  ισούται με +1 για χάθε πίξελ με θετιχό μαγνητιχό πεδίο χαι το  $S_J$  ισούται με -1 για χάθε πίξελ με αρνητιχό μαγνητιχό πεδίο ενώ d είναι η απόσταση ανάμεσα στα δύο πίξελ αντίθετης πολιχότητας. Προφανώς, η άθροιση γίνεται για όλα τα ζεύγη αντίθετης πολιχότητας.

Στα πλαίσια της αναζήτησής μας για πιο αποτελεσματικούς δείκτες πρόγνωσης προτείνουμε εδώ δυο παραλλαγές της ενέργειας Ising. Η λογική τους στηρίζεται στο ότι μπορεί κανείς να θεωρήσει πως οι στοιχειώδεις μαγνητικές δομές του κέντρου δράσης, οι οποίες αλληλεπιδρούν μεταξύ τους, δεν είναι τα πίξελ της εικόνας αλλά οι διαμερίσεις του μαγνητικού πεδίου ή οι σκιές των κηλίδων αντίθετης πολικότητας.

Στην πρώτη περίπτωση το μαγνητόγραμμα της κατακόρυφης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου ( $B_z$ ) διαμερίζεται σε μη-αλληλεπικαλυπτόμενες θετικές και αρνητικές διαμερίσεις χρησιμοποιώντας τη μέθοδο διαμέρισης των Barnes et al. 2005. Η μέθοδος αυτή απαιτεί να τεθούν κατώφλια-ελάχιστες τιμές στην ένταση του μαγνητικού πεδίου, το μέγεθος της κάθε διαμέρισης και τη μαγνητική ροή που αυτές περιέχουν. Στη μελέτη μας, οι τιμές αυτές τέθηκαν ίσες με  $B_{z,min} = 100 G$ ,  $A_{min} = 40$  pixel και  $\Phi_{min} = 5 \cdot 10^{19} Mx$ . Στο Σχ. Γ.2d φαίνεται ένα μαγνητόγραμμα μαζί με τις διαμερίσεις που προέχυψαν από τη διαδικασία. Με αυτό τον τρόπο προχύπτει η ποσότητα  $E_{Ising,part}$ , δηλαδή η ενέργεια Ising των διαμερίσεων του μαγνητικού πεδίου.

Στη δεύτερη περίπτωση χρησιμοποιούμε ως αλληλεπιδρώσες μαγνητικές δομές τις σκιές των κηλίδων, οι οποίες έχουν εντοπιστεί κατά τον υπολογισμό της παραμέτρου που παρουσιάστηκε προηγουμένως. Με αυτή τη διαδικασία προκύπτει η ενέργεια Ising των σκιών των κηλίδων,  $E_{Ising,spot}$ .

Οι τρεις εκφράσεις της ενέργειας Ising που μελετήθηκαν παρουσιάζονται στο Σχ. Ι΄.4, υπολογισμένες για τα δυο κέντρα δράσης που μελετήθηκαν. Οι μεταβολές τους δείχνουν την ίδια συσχέτιση με τη συχνότητα εμφάνισης εκλάμψεων, όπως και οι άλλες δυο παράμετροι.

### I.5 Αποτελεσματικότητα των παραμέτρων εκρηκτικότητας ως προς την πρόγνωση των ηλιακών εκλάμψεων

Όπως ήδη αναφέραμε, για να διαπιστώσουμε την αποτελεσματικότητα των νέων παραμέτρων να διαχωρίζουν τα κέντρα δράσης στα οποία εμφανίζονται συχνά εκλάμψεις από τα υπόλοιπα, θα πρέπει να τις συγκρίνουμε με την αντίστοιχη αποτελεσματικότητα της συνολικής μαγνητικής ροής. Για αυτό το λόγο, υπολογίσαμε τις προτεινόμενες παραμέτρους για ένα μεγάλο δείγμα δεδομένων τύπου SHARP του 24ου ηλιακού κύκλου, τα οποία λήφθηκαν μεταξύ Σεπτεμβρίου 2012 και Μαΐου 2016. Σε



Σχήμα Ι'.4: Ομοίως με το Σχ. Ι'.1, για τις τρεις εχφράσεις της ενέργειας Ising.

αυτό το διάστημα επιλέχθηκαν τυχαία το 25% των ημερών και για κάθε μέρα συγκεντρώθηκαν όλες οι παρατηρήσεις κέντρων δράσης, οι οποίες λήφθηκαν κάθε 6 ώρες. Ως αποτέλεσμα, επεξεργάστηκαν 9454 κέντρα δράσης. Στη συνέχεια υπολογίσαμε της Μπεϋζιανές πιθανότητες ένα κέντρο δράσης με τιμή παραμέτρου μεγαλύτερη από ένα συγκεκριμένο κατώφλι να εμφανίσει έκλαμψη μέσα στις επόμενες 24 ώρες (Wheatland 2000, Georgoulis 2012).

Στα σχήματα που ακολουθούν, φαίνονται οι υπολογισμένες πιθανότητες για τις πέντε παραμέτρους που μελετήθηκαν. Σύμφωνα με τα σχήματα, όλες οι παράμετροι είναι, για το συγκεκριμένο αντιπροσωπευτικό δείγμα, πιο αποτελεσματικές από την συνολική μαγνητική ροή, επομένως θα είναι χρήσιμο να συμπεριληφθούν στο σύστημα πρόγνωσης του FLARECAST.

Πιο συγχεχριμένα, οι υψηλότερες πιθανότητες υπολογίζονται για την  $G_S$  και την I<sub>NN.tot</sub> ενώ από τις ενέργειες Ising, αποτελεσματικότερη φαίνεται, για το συγκεκριμένο δείγμα, να είναι η ενέργεια Ising των σχιών των ηλιαχών χηλίδων. Παρατηρούμε ότι οι παραλλαγές που προτείνουμε στον υπολογισμό της ενέργειας Ising οδηγούν σε δυο εμφανώς πιο αποτελεσματικούς δείκτες πρόγνωσης. Θεωρώντας πως οι αλληλεπιδρώσες μαγνητικές δομές ενός κέντρου δράσης αντιπροσωπεύονται καλύτερα από τις διαμερίσεις του μαγνητικού πεδίου ή τις σκιές των κηλίδων είναι πιο κοντά στη φυσική πραγματικότητα του φαινομένου των εκλάμψεων. Οι ποσότητες αυτές κωδικοποιούν καλύτερα την ύπαρξη ισχυρών γραμμών αναστροφής καθώς σε αυτή την περίπτωση θα εμφανίζονται στο πεδίο ευμεγέθεις διαμερίσεις ή σκιές κηλίδων αντίθετης πολικότητας σε γειτνίαση. Η μικρή απόσταση τους θα έχει ως συνέπεια μεγαλύτερη συνεισφορά στην τιμή των αντίστοιχων ενεργειών Ising. Αντιστοίχως μεγάλη θα είναι και η συνεισφορά των σκιών αυτών στον υπολογισμό της οριζόντιας βαθμίδας του μαγνητικού πεδίου. Σχετικά με την τελευταία, λαμβάνοντας επιπροσθέτως υπόψη και την τιμή του μαγνητικού πεδίου οδηγούμαστε σε μια περαιτέρω βελτιωμένη χωδιχοποίηση της πιθανής ύπαρξης ισχυρών γραμμών αναστροφής της μαγνητικής πολικότητας.



Σχήμα Ι'.5: Μπευζιανές πιθανότητες για εκλάμψεις μεγαλύτερες από τύπου C (πάνω), M (μέση) και X (κάτω) ως συναρτήσεις των τιμών κατωφλίων των παραμέτρων. Οι διαφορετικές παράμετροι απεικονίζονται με διαφορετικά χρώματα. Οι παράμετροι έχουν κανονικοποιηθεί στη μέγιστη τιμή τους ώστε να είναι δυνατή η μεταξύ τους σύγκριση.

#### Ι΄.6 Επίλογος

Παρουσιάσαμε συνοπτικά αποτελέσματα σχετικά με τρεις νέους και πολλά υποσχόμενους δείκτες πρόγνωσης των ηλιακών εκλάμψεων. Η διερεύνηση της αποτελεσματικότητάς τους έγινε για πρώτη φορά χρησιμοποιώντας ένα στατιστικά σημαντικό, αντιπροσωπευτικό δείγμα παρατηρήσεων και στο πλαίσιο ενός αυτοματοποιημένου συστήματος πρόγνωσης. Επιπλέον, η διερεύνησή μας οδήγησε στην ανάπτυξη δυο νέων παραμέτρων με βελτιωμένη αποτελεσματικότητα. Οι πέντε παράμετροι που μελετήθηκαν, μαζί με τις υπόλοιπες που χρησιμοποιούνται διεθνώς καθώς και με νέες που αναπτύσσονται από την ομάδα του προγράμματος FLARECAST θα τροφοδοτήσουν αλγορίθμους μηχανικής μάθησης με σκοπό να παρέχουν τις ακριβέστερες, ως τώρα, προγνώσεις ηλιακών εκλάμψεων. Η επίτευξη αυτού του στόχου αναμένουμε να μας οδηγήσει σε μια πιο ολοκληρωμένη αξιολόγηση της αποτελεσματικότητας κάποιων παραμέτρων έναντι άλλων και, εν τέλει, σε μια βαθύτερη κατανόηση του φαινομένου των ηλιακών εκλάμψεων.

#### Αναφορές

- 1. Barnes G., Longcope D.W. and Leka K.D., 2005, Astrophys. J. 629, 561.
- 2. Bobra, M.G., Sun X., Hoeksema et al., 2014, Solar Phys. 289, 3549.
- 3. Fletcher L., Dennis, B.R., Hudson et al., 2011, Space Sci. Rev. 159, 19.
- 4. Georgoulis M.K., 2012, Astrophys. and Sp. Sc. Proc. 30, 93.
- 5. Georgoulis M.K., Titov V.S. and Mikíc Z., 2012, Astrophys. J. 761, 61.
- 6. Georgoulis M.K., 2017, in press, In: Keiling, A., Marghitu, O., Wheatland, M. (eds.) Electric Currents in Geospace and Beyond, AGU Monographs.
- 7. Korsós M. B., Baranyi T. and Ludmány, A., 2014, Astrophys. J. 789, 107.
- 8. Korsós M. B., Ludmány A., Erdélyi R. and Baranyi T., 2015, Astrophys. J. 802, L21.
- 9. Korsós, M. B. and Erdélyi R., 2016, Astrophys. J. 823, 153.
- 10. Leka K.D. and Barnes G., 2007, Astrophys. J. 656, 1173.
- 11. Melrose D.B., 1991, Astrophys. J. 381, 306.
- 12. Parker E.N., 1979, Cosmical magnetic fields: Their origin and their activity.
- 13. Pesnell W.D., Thompson B.J. and Chamberlin P.C., 2012, Solar Phys. 275, 3.
- 14. Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I. et al., 2012, Solar Phys. 275, 229.
- 15. Schrijver C.J., 2007, Astrophys. J. Lett. 655, L117.
- 16. Török T., Leake J.E., Titov V.S. et al., 2014, Astrophys. J. Lett. 782, L10.
- 17. Wheatland M.S., 2005, Pub. Astron. Soc. Australia 22, 153.

# ΙΑ΄ Δημοσιεύσεις του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών για το 2016

Κατά το έτος 2016 δημοσιεύθηκαν ή έγιναν δεκτές προς δημοσίευση 48 εργασίες, εκ των οποίων 43 σε περιοδικά με σύστημα κριτών. Συγκεκριμένα οι δημοσιεύσεις είναι: Επιμέλεια ειδικών εκδόσεων: Εκδόθηκε από το ΚΕΑΕΜ ένας ειδικός τόμος με τίτλο «Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία» (Επιμέλεια Γ. Κοντόπουλος και Π.Α. Πάτσης), στον οποίον παρουσιάστηκε μια σειρά άρθρων που συνοψίζουν χαρακτηριστικά πρόσφατα αποτελέσματα ερευνητικών εργασιών του ΚΕΑΕΜ. Τα περιεχόμενα του τόμου είναι τα ακόλουθα:

- Γ. Κοντόπουλος: "Αναλυτική Μελέτη της Τάξης και του Χάους"
- Π. Πάτσης: "Η δομή των γαλαξιακών ράβδων και η θεωρία του Χάους"
- Χ. Ευθυμιόπουλος: "Η αναζήτηση Τρωικών Εξω-πλανητών"
- Ι. Κοντόπουλος: "Η προέλευση του μαγνητικού πεδίου στο Σύμπαν"
- Σ. Βασιλάχος: "Η μεταβαλλόμενη ενέργεια του χενού, χλειδί για την χατανόηση των μυστιχών του Σύμπαντος;"
- Κ. Π. Γοντικάκης: "Ηλιακή Φυσική: Φασματοσκοπία στο υπεριώδες και μελέτη επιτάχυνσης σωματιδίων στο ηλιακό στέμμα"
- Μ. Κ. Γεωργούλης: "Εφαρμοσμένη ηλιακή φυσική: ανάλυση ηλιακών μαγνητικών πεδίων και πρόγνωση του διαστημικού καιρού"
- Μ. Χαρσούλα: "Ο δρόμος του Χάους»: αναλυτική περιγραφή των δομών του χάους σε δυναμικά συστήματα και εφαρμογές στη Δυναμική Αστρονομία"
- Β. Τριτάκης: "Γήινο Περιβάλλον και Εγγύς Διάστημα"
- Γ. Κοντόπουλος & Μ. Χαρσούλα: "Διαφυγές Αστέρων"

Επίσης εκδόθηκε το περιοδικό "Ιππαρχος" της Ελληνικής Αστρονομικής Εταιρίας (Hippachos, Volume 2, Issue 13, June 2016), την έκδοση του οποίου επιμελήθηκε ο κ. Γεωργούλης.

# ΙΑ΄.1 Δημοσιεύσεις σε διεθνή περιοδικά με κριτές

- 1. Harsoula M., Efthymiopoulos C. and Contopoulos C, 2016, "Analytical forms of chaotic spiral arms", Mon. Not. R. Astron. Soc., 459, 3419
- 2. Delis N. and Contopoulos G., 2016, "Analytical and numerical manifolds in a symplectic 4-D map", Cel. Mech. Dyn. Astron., 126, 13
- Tzemos A. C., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2016, "Origin of chaos in 3-d Bohmian trajectories", Phys. Lett. A, 380, 3796

- 4. Kyziropoulos P., Efthymiopoulos C., Gravannis G. and Patsis P., 2016, "Structures induced by companions in galactic discs", Mon. Not. R. Astron. Soc., 463, 2210
- 5. Lukes-Gerakopoulos G., Katsanikas M., Patsis P.A. and Seyrich J., 2016, "Dynamics of a spinning particle in a linear in spin Hamiltonian approximation," Phys. Rev. D, 94, 024024
- 6. Gkolias I., Celletti A., Efthymiopoulos C. and Pucacco G., 2016, "Theory of secondary resonances in the spin-orbit problem", Mon. Not. R. Astron. Soc., 459, 1327
- 7. Paez R., Locatelli U. and Efthymiopoulos C., 2016, "New Hamiltonian expansions adapted to the Trojan problem". Cel. Mech. Dyn. Astron., 126, 519
- 8. Gachet F., Celletti A., Pucacco G. and Efthymiopoulos C., 2016, "Geostationary secular dynamics revisited: application to high area-to-mass ratio objects". Cel. Mech. Dyn. Astron., (in press)
- Nathanail A., Strantzalis A. and Contopoulos I., 2016, "The rapid decay phase of the afterglow as the signature of the Blandford-Znajek mechanism", Mon. Not. R. Astron. Soc., 455, 4479
- Contopoulos I., 2016, "The Equatorial Current Sheet and other interesting features of the Pulsar Magnetosphere", J. Plasma Phys. (Special Volume on Modern Plasma Processes), 82, 6303
- Contopoulos I. G., Esposito F. P., Kleidis K., Papadopoulos D. B. and Witten L., 2016, "Generating solutions to the Einstein field equations", Int. J. Mod. Phys. D, 25, 1650022
- Christodoulou D.M., Gabuzda D. C., Knuettel S., Kazanas D., Coughlan C. P. and Contopoulos I., 2016 "Dominance of Outflowing Electric Currents on Decaparsec to Kiloparsec Scales in Extragalactic Jets", Astron. Astrophys., 591, 61
- Contopoulos I., Kazanas D. and Papadopoulos D.B., 2016,"The Magnetic Rayleigh-Taylor Instability in Astrophysical Disks", Mon. Not. R. Astron. Soc., 462, 565 10
- 14. Fukumura K., Tombesi F., Kazanas D., Shrader C., Behar E. and Contopoulos I., 2016, "Fast ionized X-ray absorbers in AGNs", Astr. Nachr., 337, 454
- Christodoulou D. M., Contopoulos I., Kazanas D., Steiner J. F., Papadopoulos D. B. and Laycock S. G. T., 2016, "On the Theoretical Framework of Magnetized Outflows from Stellar-Mass Black Holes and Related Observations", Mon. Not. Roy. Astr. Soc, 461, 2650
- 16. Contopoulos I., 2016, "Are there two types of pulsars?", Mon. Not. R. Astron. Soc., 463, L94
- Paliathanasis A., Tsamparlis M., Basilakos S. and Barrow J. D., 2016, "Classical and quantum solutions in Brans-Dicke cosmology with a perfect fluid", Phys. Rev. D., 93, 043528

- Basilakos S., 2016, 'Linear growth in power law f(T) gravity', Phys. Rev. D., 93, 083007
- Koutoulidis L., Plionis M., Georgantopoulos I., Georgakakis A., Akylas A., Basilakos S. and Mountrichas G., 2016, "Comparison of spatial and angular clustering of X-ray AGN", Astron. Astrophys., 590, 23
- 20. Basilakos S., Mavromatos N. and Sola J., 2016, "Starobinsky-Like Inflation and Running Vacuum in the Context of Supergravity", Universe, 2, 14
- 21. Carvalho C.S. and Basilakos S., 2016, "Angular distribution of cosmological parameters as a probe of inhomogeneities: a kinematic parametrisation", Astron. Astrophys., 592, 192
- 22. Terlevich R., Melnick J., Terlevich E., Chavez R., Telles E., Bresolin F., Plionis M., Basilakos S., Fernandez A. D. and Gonzalez M., 2016, "Direct measurement of lensing amplification in Abell S1063 using a strongly lensed high redshift HII galaxy", Astron. Astrophys., 592, L7
- 23. Kamali V., Basilakos S. and Mehrabi A., 2016, "Tachyon warm-intermediate inflation in the light of Planck data", Eur. Phys. J. C, 76, 525
- Chavez R., Plionis M., Basilakos S., Terlevich R., Terlevich E., Melnick J., Bresolin F. and González-Moran A. L., 2016, "Constraining the dark energy equation of state with H II galaxies", Mon. Not. R. Astron. Soc., 462, 2431
- 25. Malekjani M., Basilakos S., Mehrabi A., Davari Z. and Rezaei M., 2016, "Agegraphic dark energy: growth index and cosmological implications", Mon. Not. R. Astron. Soc., 464, 1192
- 26. Basilakos S. and Nesseris S., 2016, "Testing Eistein's gravity and dark energy with growth of matter perturbations: Indications for new Physics?", Phys. Rev. D., in press (arXiv:1610.00160) 11
- 27. Papagiannopoulos G., Barrow J. D., Basilakos S., Giacomini A. and Paliathanasis A, 2016, "Dynamical symmetries in Brans-Dicke cosmology", Phys. Rev. D., in press (arXiv:1611.00667)
- Gontikakis C. and Vial J.-C., 2016, "Evidence of scattering effects influenced by plasma flows in C VI 1548 Å, 1550 Å spectral lines emitted from the Sun", Astron. Astrophys., 590, 86
- 29. Syntelis P., Gontikakis C., Patsourakos S. and Tsinganos K., 2016, "The spectroscopic imprint of the pre-eruptive configuration resulting into two major coronal mass ejections", Astron. Astrophys., 588, 16
- Patsourakos, S., Georgoulis, M. K., Vourlidas, A. (+36 co-authors, among them Gontikakis C.), 2016, "The Major Geoeffective Solar Eruptions of 2012 March 7: Comprehensive Sun-to-Earth Analysis", Astrophys. J, 817, 14

- Aschwanden M. J., Crosby N. B., Dimitropoulou M., Georgoulis M. K. et al., 2016 "25 Years of Self-Organized Criticality: Solar and Astrophysics", Space Sci. Rev., 198, 47
- McAteer R. T. J., Aschwanden M. J., Dimitropoulou M., et al., 2016, "25 Years of Self-Organized Criticality: Solar and Astrophysics", Space Sci. Rev., 198, 217, 2016
- Barnes G., Leka K. D., Schrijver C. J. et al., 2016, "A Comparison of Flare Forecasting Methods. I. Results from the "All-Clear" Workshop, Astrophys. J., 829, id. 89
- 34. Patsourakos S. and Georgoulis M. K., 2016, "Near-Sun and 1 AU Magnetic Field of Coronal Mass Ejections: a Parametric Study", Astron. Astroph., 595, id.A121
- 35. Moraitis K., Toutountzi A., Isliker H., Georgoulis M., Vlahos, L., and Chintzoglou G., 2016, "An Observationally-Driven Kinetic Approach to Coronal Heating", Astron. Astroph., 596, A56
- 36. Valori G., Pariat E., Anfinogentov S., Chen F., Georgoulis M. K., Guo Y., Liu Y., Moraitis K., Thalmann J. and Yang S., 2016, "Magnetic Helicity Estimations in Models and Observations of the Solar Magnetic Field. Part I: Finite Volume Methods", Space Sci. Rev., 201, 147
- 37. Papaioannou A., Sandberg I., Anastasiadis A., Kouloumvakos A., Georgoulis M. K., Tziotziou K., Tsiropoula G., Jiggens P. and Hilgers, A., 2016, "Solar Flares, Coronal Mass Ejections and Solar Energetic Particles Event Characteristics", J. Space Weath. Space Clim., 6, A42
- 38. Georgoulis M. K., Papaioannou A., Sandberg I., Daglis I. A., Anastasiadis A., Rodriguez-Gasen R., Aran A., Sanahuja B. and Nieminen P., 2017 "Analysis and Interpretation of Inner Heliospheric SEP Events with the ESA Standard Radiation 12 Environment Monitor (SREM) Onboard the Integral and Rosetta Mission", J. Space Weath. Space Clim., in press
- 39. Lampropoulos G., Mavromichalaki H. and Tritakis V., 2016, "Possible Estimation of the Solar Cycle Characteristic Parameters by the 10.7 cm Solar Radio Flux", Sol. Phys. 291, 3, 989
- Tatsis G., Votis C.I., Christofilakis V., Kostarakis P., Tritakis V., Repapis C. and Kalavrezos P., 2016, "Preliminary Measurments of Schumann's Resonances (SR)", J. Engin. Sc. & Tech. Rev. 9, 61
- 41. Ryde N., Fritz T. K., Rich R. M., Thorsbro B., Schultheis M., Origlia L. and Chatzopoulos S., 2016, "Detailed Abundance Analysis of a Metal-poor Giant in the Galactic Center", Astrophys. J., 831, 40
- 42. Zhang Z-Y, Papadopoulos P. P., Ivison R. J., Galametz M., Smith M.W.L. and Xilouris E.M., 2016, "Gone with the heat: a fundamental constraint on the imaging of dust and molecular gas in the early Universe", Roy. Soc. Op. Sc., 3, 160025

43. Georgoulis M. K., 2017, "The Ambivalent Role of Field-Aligned Electric Currents in the Solar Atmosphere", Invited Review in Electric Currents in Geospace and Beyond (A. Keiling, M. Octav, & M. Wheatland, Editors), AGU Monograph Ser., in press

# ΙΒ΄ Δημοσιεύσεις σε πρακτικά συνεδρίων με κριτές

- 1. Contopoulos G., Harsoula M. and Efthymiopoulos C., 2016, "Analytical study of chaos and applications", Mathematical Modeling of Complex Systems, Eur. Phys. J. Special Topics, 225, 1053
- 2. Paez R., Locatelli U. and Efthymiopoulos C., 2016, "The Trojan problem from a Hamiltonian perturbative perspective", Proceedings of the Astrodynamical Network Astronet II final conference, Astrophys. Sp. Sci. Proc. 44, 193-211
- 3. Fukumura K., Kazanas D., Shrader, C.R., Tombesi F., Behar E. and Contopoulos I., 2016, "A Unified View of X-ray Absorbers in AGNs and XRBs with MHD Winds", American Astronomical Society, AAS Meeting No 227, 411.01

# ΙΒ΄.1 Δημοσιεύσεις στην Ελληνική

- "Μαθηματική Μελέτη του Χάους", Γ. Κοντόπουλος, Μ. Χαρσούλα και Χ. Ευθυμιόπουλος, Πρακτικά Ακαδημίας Αθηνών, 2016
- "Το μέλλον των Ηλεκτρονικών Υπολογιστών", Γ. Κοντόπουλος και Α. Χ. Τζέμος, περιοδικό "Ακτίνες", 760, σελ. 203-214 (Νοέμβριος- Δεκέμβριος 2016)