ΚΕΝΤΡΟΝ ΕΡΕΥΝΩΝ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ
ΚΑΙ ΕΦΗΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΤΗΣ ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ

ΝΕΟΤΕΡΕΣ ΕΞΕΛΙΞΕΙΣ ΣΤΗΝ
ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑ
2018

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

ΕΝ ΑΘΗΝΑΙΣ 2018

ΝΕΟΤΕΡΕΣ ΕΞΕΛΙΞΕΙΣ ΣΤΗΝ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑ 2018

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

Επιμέλεια: Πάνος Πάτσης, Διευθύνων
Γεώργιος Κοντόπουλος, Ακαδημαϊκός

ΑΘΗΝΑ 2018
ISSN: 2585-3767

Πρόλογος

Παρουσιάζουμε για τρίτη χρονιά χαρακτηριστικά αποτελέσματα από ερευνητικές εργασίες του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών (ΚΕΑΕΜ) στην ελληνική γλώσσα, απευθυνόμενοι σε ένα ευρύτερο κοινό. Οι επιστημονικές εργασίες του ΚΕΑΕΜ δημοσιεύονται κατά κύριο λόγο σε έγκριτα 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 2017 βρίσκεται στις σελίδες 129-133 του παρόντος τεύχους). Στο παρόν τεύχος συγκεντρώσαμε μια σειρά άρθρων που συνοψίζουν τα συμπεράσματα της έρευνας που διεξάγεται στο ΚΕΑΕΜ. 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)
- Ηλιακή Φυσική
- Μαγνητοϋδροδυναμική
- Κοσμολογία και Βαρύτητα

Οι εργασίες του ΚΕΑΕΜ βασίζονται κυρίως στη παραγωγή θεωρητικών μοντέλων και στη σύγκριση τους με σύγχρονα παρατηρησιακά δεδομένα από γήινα και διαστημικά τηλεσκόπια . Με την έρευνα που διεξάγεται στο ΚΕΑΕΜ τα τελευταία χρόνια, 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 (από πανεπιστήμια της Ελλάδας και του εξωτερικού) που εκπονούν τη διατριβή τους υπό την επίβλεψη του ερευνητικού προσωπικού του ΚΕΑΕΜ. 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, σκοπεύοντας στη συνεχή προσπάθεια ενημέρωσης τόσο των ερευνητών, όσο και των μεταπτυχιακών 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 2017, πραγματοποιήθηκαν 39 σεμινάρια στην αίθουσα σεμιναρίων του ΚΕΑΕΜ. 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 διάρκεια 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 2017 το Κέντρο μας δημοσίευσε 61 επιστημονικές εργασίες, εκ των οποίων 39 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 το 2017, καθώς και την έκδοση του περιοδικού "Ίππαρχος" της Ελληνικής Αστρονομικής Εταιρίας. Οι ερευνητές του ΚΕΑΕΜ έδωσαν 50 ομιλίες σε διεθνή συνέδρια και ερευνητικά ιδρύματα (οι περισσότερες από αυτές κατόπιν προσκλήσεως). Τέλος συμμετείχαν στη διοργάνωση 14 διεθνών συνεδρίων και επιστημονικών συναντήσεων.

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 2017 ήταν:

- Πάτσης Πάνος, Διευθύνων, Ερευνητής Α'
- Ευθυμιόπουλος Χρήστος, Ερευνητής Α'
- Κοντόπουλος Ιωάννης, Ερευνητής Α'
- Βασιλάκος Σπύρος, Ερευνητής Α'
- Γοντικάκης Κωνσταντίνος, Ερευνητής Β'
- Γεωργούλης Μανώλης, Ερευνητής Β'
- Χαρσούλα Μιρέλλα, Ερευνήτρια Β'
- Μεταδιδακτορικοί Ερευνητές: Κοντογιάννης Γιάννης (συνεργασία με Μ. Γεωργούλη), Paez Rocio (συνεργασία με Π. Πάτση, Χ. Ευθυμιόπουλο), Τζέμος Αθανάσιος (συνεργασία με Γ. Κοντόπουλο, Χ. Ευθυμιόπουλο), Τζιότζιου Κωνσταντίνος (συνεργασία με Μ. Γεωργούλη), Φλώριος Κωνσταντίνος (συνεργασία με Μ. Γεωργούλη), Χατζόπουλος Σωτήριος (συνεργασία με Π. Πάτση), Χαλιάσος Ευάγγελος (συνεργασία με Γ. Κοντόπουλο), Χριστοδουλίδη Ελένη, (συνεργασία με Χ. Ευθυμιόπουλο).
- Δάρα Ελένη, Ζαχαριάδης Θεοδόσης, Τριτάκης Βασίλειος, Επιστημονικοί Συνεργάτες
- Παπαδόπουλος Παντελής, Επισκέπτης Ερευνητής
- Ζούλιας Μανώλης, Τεχνικός Υπεύθυνος
- Υποψήφιοι Διδάκτορες: Κουτσαντωνίου Ελπίδα

Περιεχόμενα

Α΄	Τάξη μέσα στο Χάος	1
Β΄	Δυναμική τρισδιάστατων γαλαξιακών σπειρών	15
Γ΄	Η Παλίρροια στο Ηλιακό μας Σύστημα	31
Δ΄	Φυσικές διεργασίες γύρω από μια μελανή οπή	49
Ε΄	Κοσμολογία: Η επιστήμη της γένεσης και εξέλιξης του Σύμπαντος	59
ΣΤ΄	Ηλιακή Φυσική: Μελέτη της ανώτερης ηλιακής ατμόσφαιρας	65
Ζ΄	Η πρόγνωση του διαστημικού καιρού την εποχή της τεχνητής νοημοσύνης: το πρόγραμμα FLARECAST και βασικά αποτελέσματά του	73
Η΄	Γαλαξιακό Μοντέλο του Γαλαξία μας με δύο ταχύτητες περιστροφής	103
Θ΄	Εμπειρικο-στατιστικός τρόπος πρόβλεψης σεισμών περιορισμένου χωροχρονικού παραθύρου στον Ελληνικό Χώρο βασισμένος σε ηλεκτρομαγνητικές διαταραχές χαμηλής συχνότητος (ELF).	111
Ι΄	Χαρακτηριστικοί χρόνοι επανόδου (κατά Poincaré) για μονοδιάστατες και δισδιάστατες απεικονίσεις	121
ΙΑ΄	Δημοσιεύσεις του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών για το 2017	129

Α΄ Τάξη μέσα στο Χάος

Γεώργιος Κοντόπουλος και Ροσίο Πάεζ

Α΄.1 Εισαγωγή

Είναι γνωστό ότι κοντά σε ασταθή σημεία ισορροπίας ή ασταθείς περιοδικές τροχιές υπάρχει εν γένει χάος. Εν τούτοις έχει αποδειχθεί από τους Cherry (1926), Moser (1956, 1958) και Giorgilli (2001) ότι οι κινήσεις πλησίον ασταθών σημείων ισορροπίας και ασταθών περιοδιών τροχιών μπορούν να δοθούν αναλυτικά με σειρές οι οποίες συγκλίνουν. Ονομάζουμε τις σειρές αυτές "σειρές Moser" επειδή ο Moser έκανε την πλέον λεπτομερή μελέτη τους.

Είναι σημαντικό ότι οι σειρές αυτές συγκλίνουν πλησίον ασταθών σημείων ενώ πλησίον ευσταθών σημείων δεν συγκλίνουν, αλλά είναι μόνον ασυμπτωτικές. Αυτό οφείλεται στο ότι οι διάφοροι όροι των σειρών αυτών έχουν παρονομαστές της μορφής $\Pi = (m_1\omega_1 + m_2\omega_2 \dots)$, όπου $\omega_1, \omega_2, \dots$ είναι οι αδιατάρακτες συχνότητες πλησίον ενός ευσταθούς σημείου και $m_1, m_2, \dots$ είναι ακέραιοι θετικοί ή αρνητικοί. Αν ο λόγος ω_1/ω_2 είναι άρρητος οι παρονομαστές Π μπορούν να γίνουν πολύ μικροί με κατάλληλους ακεραίους $m_1 > 0, m_2 < 0$, οπότε οι αντίστοιχοι όροι των σειρών γίνονται πολύ μεγάλοι. Στην περίπτωση όμως ενός ασταθούς σημείου η μια συχνότης είναι φανταστική (πχ. $\omega_2 = iv$) οπότε ο παρονομαστής Π δεν γίνεται ποτέ πολύ μικρός και οι σειρές συγκλίνουν (Efthymiopoulos et al 2014).

Σε προηγούμενες εργασίες μας (Efthymiopoulos et. al 2014, Harsoula et al. 2015, Contopoulos and Harsoula 2015) υπολογίσαμε τις περιοχές συγκλίσεως των σειρών αυτών σε ορισμένες περιπτώσεις. Ένα ενδιαφέρον συμπέρασμα των μελετών αυτών είναι ότι οι τροχιές που βρίσκονται έξω από την περιοχή συγκλίσεως πλησιάζουν ασυμπτωτικά τα όρια της περιοχής συγκλίσεως.

Στην παρούσα εργασία υπολογίζουμε λεπτομερέστερα τις περιοχές συγκλίσεως και την προσέγγιση προς τα όρια των περιοχών αυτών από τροχιές έξω από την περιοχή συγκλίσεως. Η μελέτη μας γίνεται για 2 κατηγορίες απεικονίσεων 2 βαθμών ελευθερίας: (1) Την υπερβολική απεικόνιση του Hénon και (2) τη θεμελιώδη απεικόνιση (standard map).

Α΄.2 Υπερβολική απεικόνιση Hénon

Η υπερβολική απεικόνιση του Hénon είναι της μορφής

$$x' = \cosh(\kappa)x + \sinh(\kappa)y - \frac{1}{\sqrt{2}}\sinh(\kappa)x^2 \tag{1.1}$$

$$y' = \sinh(\kappa)x + \cosh(\kappa)y - \frac{1}{\sqrt{2}}\sinh(\kappa)x^2 \tag{1.2}$$

Η απεικόνιση αυτή είναι μια παραλλαγή της αρχικής απεικονίσεως του Hénon (1969), η οποία έχει ημίτονα και συνημίτονα αντί υπερβολικών ημιτόνων και συνημιτόνων.

Αν χρησιμοποιήσουμε τις μεταβλητές u και v, όπου

$$x = \frac{1}{\sqrt{2}}(u+v), \quad y = \frac{1}{\sqrt{2}}(u-v) \tag{1.3}$$

αναζητούμε νέες μεταβλητές ξ και η εις τις οποίες η απεικόνιση είναι της μορφής

$$\xi' = \Lambda\xi, \quad \eta' = \frac{1}{\Lambda}\eta \tag{1.4}$$

Η σχέση μεταξύ των μεταβλητών (u, v) και (ξ, η) είναι της μορφής

$$u = \Phi_1(\xi,\eta) = \xi + \Phi_{1,2}(\xi,\eta) + \ldots \tag{1.5}$$
$$v = \Phi_2(\xi,\eta) = \eta + \Phi_{2,2}(\xi,\eta) + \ldots \tag{1.6}$$

όπου κάθε όρος $\Phi_{i,j}, (i = 1, 2)$ είναι ομογενές πολυώνυμο βαθμού j ως προς ξ και η. Οι τύποι $\Phi_{i,j}$ εδόθησαν για πρώτη φορά για την τιμή $\kappa = 1.43$ από τους da Silva Ritter et. al (1987).

Από τους τύπους (3) προκύπτει ότι

$$\xi'\eta' = \xi\eta = c, \tag{1.7}$$

όπου c σταθερά. Άρα τα διαδοχικά σημεία μιας τροχιάς ευρίσκονται πάνω σε μια υπερβολή (Σχ. 1). Η τιμή του Λ δίνεται από μια σειρά

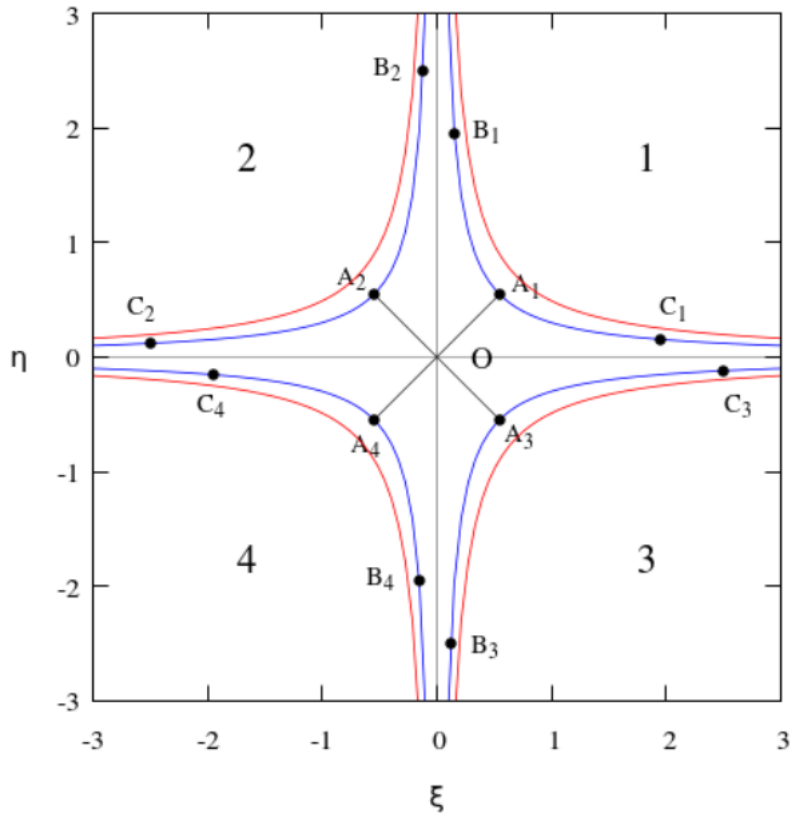
$$\Lambda = \lambda_1 + w_2 c + w_3 c^2 + \ldots, \tag{1.8}$$

όπου w_j είναι σταθερές και λ_1 είναι οι ιδιοτιμές των γραμμικών όρων της απεικονίσεως (1) και συγκεκριμένα

$$\lambda_1 = \exp(\kappa), \tag{1.9}$$

όπου δια $\kappa = 1.43$ έχουμε $\lambda = 4.18$. Στην περίπτωση $\kappa = 1.43$ τα όρια συγκλίσεως των σειρών Φ_i (και Λ) είναι υπερβολές με $c = \pm 0.49$. Δηλαδή η κρίσιμη τιμή του c είναι $c_{crit} = 0.49$. Η μέθοδος ευρέσεως της κρισίμου αυτής τιμής περιγράφεται στην εργασία Harsoula et. al (2015).

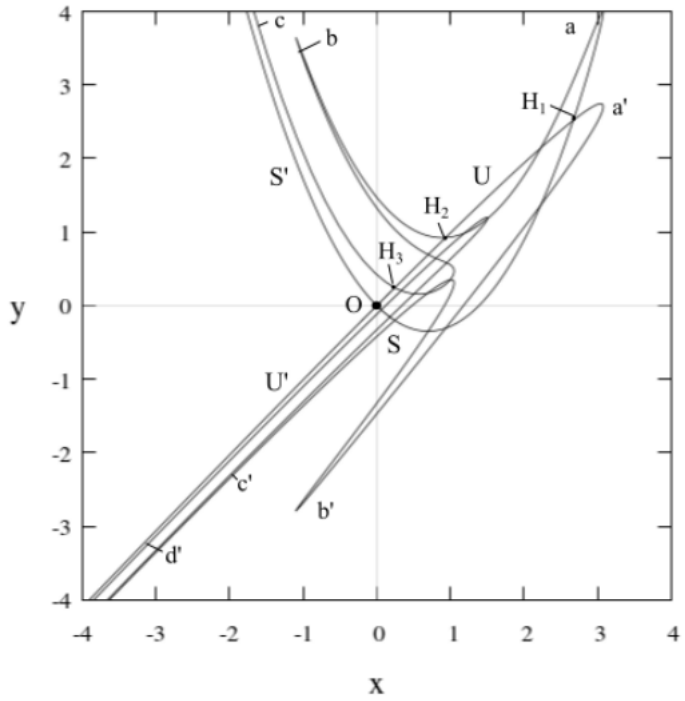
Στο Σχ. 1 έχουμε δύο υπερβολές με $c = 0.49$ στις περιοχές 1 ($\xi > 0, \eta > 0$) και 4 ($\xi < 0, \eta < 0$) και 2 υπερβολές με $c = -0.49$ στις περιοχές 2 ($\xi < 0, \eta > 0$) και 3 ($\xi > 0, \eta < 0$). Δίνουμε επίσης 4 υπερβολές με $c = \pm 0.3$. Αν πάρουμε αρχικά σημεία A_i στις διαγώνιες διευθύνσεις, δηλαδή με $\xi_i = \pm\eta_i = \pm\sqrt{0.3}$ υπολογίζουμε τις προεικόνες των σημείων A_i (τα σημεία B_i) και τις εικόνες των σημείων A_i (τα σημεία C_i). Καθ' όμοιον τρόπο υπολογίζουμε ανωτέρας τάξεως εικόνες και προεικόνες. Παρατηρούμε ότι τα σημεία A_4, B_4, C_4 είναι συμμετρικά ως προς το κέντρον O με τα σημεία A_1, B_1, C_1 και τα σημεία A_3, B_3, C_3 είναι συμμετρικά με τα σημεία A_2, B_2, C_2. Αυτό οφείλεται στο ότι στις 2 πρώτες περιπτώσεις το c είναι το ίδιο ($c = 0.3$) και στις 2 τελευταίες περιπτώσεις το αντίστοιχο c ($c = -0.3$) είναι το ίδιο. Μεταξύ όμως των περιοχών 1 και 2 ή 3 δεν υπάρχει συμμετρία, διότι το c αλλάζει σημείο.



Σχήμα Α΄.1: *Οι αμετάβλητες καμπύλες (υπερβολές)* $\xi\eta = c$ *στο επίπεδο* (ξ, η). *Η περιοχή συγκλίσεως ευρίσκεται μεταξύ των οριακών καμπύλων* $\xi\eta = \pm c_{crit}$ *(κόκκινες). Τα αρχικά σημεία* A_i *έχουν συντεταγμένες* $\xi_i = \pm\eta_i = \pm\sqrt{c}$. *Οι πρώτες προεικόνες των* A_i *είναι τα σημεία* B_i *και οι πρώτες εικόνες τα σημεία* C_i. *Όταν* $\kappa = 1.43$ *έχουμε τις υπερβολές* $c = 0.3$ *και* $c = \pm c_{crit} = \pm 0.49$

Το σημείο $O(0, 0)$ παριστάνει μια ασταθή περιοδική τροχιά. Οι ασυμπτωτικές καμπύλες της τροχιάς αυτής είναι οι άξονες ξ και η (οι άξονες $\xi > 0$ και $\xi < 0$ είναι ασταθείς, δηλαδή τα διαδοχιά σημεία της απεικονίσεως κατά μήκος τους απομακρύνονται από το O, ενώ οι άξονες $\eta > 0$ και $\eta < 0$ είναι ευσταθείς, δηλαδή τα διαδοχικά σημεία τους πλησιάζουν προς το O).

Οι άξονες ξ και η (οπότε $c = 0$) στις μεταβλητές x και y δίνονται στο Σχ. 2. Οι καμπύλες U και S αντιπροσωπεύουν τους θετικούς άξονες $\xi > 0$ και $\eta > 0$, ενώ οι καμπύλες U' και S' αντιπροσωπεύουν τους αρνητικούς άξονες $\xi < 0$ και $\eta < 0$. Παρατηρούμε ότι η καμπύλη S κάνει ταλαντώσεις (a, b, c...) εις το επάνω μέρος του σχήματος, ενώ η καμπύλη U κάνει μια ταλάντωση επάνω (a') και πολλές ταλαντώσεις κάτω (b', c'...). Εξ άλλου οι καμπύλες S' και U' εκτείνονται στο άπειρο χωρίς να δημιουργούν ταλαντώσεις.



Σχήμα Α΄.2: *(Οι ευσταθείς και ασταθείς ασυμπτωτικές καμπύλες (S, S', U, U') της περιοδικής τροχιάς $O(\xi = \eta = 0)$. Οι καμπύλες δημιουργούν λοβούς (a, b, c... και a'b'c', αντιστοιχα) ενώ οι καμπύλες S' και U' εκτείνονται στο άπειρο.*

Οι καμπύλες αυτές δεν είναι συμμετρικές ως προς τον άξονα $y = 0$. Πράγματι για μεγάλες αρνητικές τιμές των x και y έχουμε

$$x' = -\frac{\sinh(\kappa)x^2}{\sqrt{2}}, \quad y' = -\frac{\cosh(\kappa)x^2}{\sqrt{2}}, \tag{1.10}$$

άρα

$$y'/x' = \coth(\kappa), \tag{1.11}$$

δηλαδή η καμπύλη U' είναι περίπου ευθεία με κλίση $y'/x' = 1.29$ όταν $\kappa = 1.43$. Για θετικά όμως y έχουμε περίπου

$$y = \frac{x^2}{\sqrt{2}}, \tag{1.12}$$

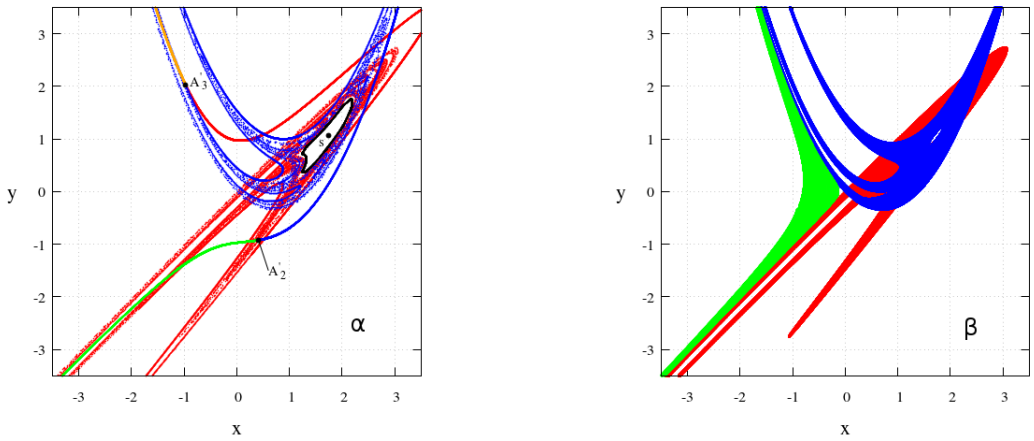
δηλαδή η καμπύλη S' είναι περίπου μια παραβολή.

Οι ταλαντώσεις $a, b, c, d, \ldots$ της καμπύλης S δημιουργούν λοβούς με ολοένα μεγαλύτερο μήκος και πλησιάζουν προς την ασυμπτωτική καμπύλη S'.

Ο αριθμός των λοβών που πλησιάζουν την καμπύλη S' είναι άπειρος. Πράγματι οι διάφοροι λοβοί της καμπύλης S τέμνουν το άνω μέρος της καμπύλης U σε 2 ομοκλινικά σημεία. Τα σημεία αυτά είναι άπειρα σε αριθμό και προσεγγίζουν την περιοδική τροχιά O με αποστάσεις που μικραίνουν στα διαδοχικά σημεία $H_1, H_2, H_3, \ldots$
(Σχ. 2) κατά έναν παράγοντα που πλησιάζει την τιμή της ιδιοτιμής του O ($\lambda_1 = 4.18$).

Πράγματι οι αποστάσεις των σημείων H_1, H_2, H_3, H_4 από την αρχή των συντεταγμένων είναι $3.0, 0.97, 0.32, 0.0065...$ Παρόμοια ισχύουν για τις αποστάσεις των λοβών της καμπύλης U, οι οποίοι λοβοί πλησιάζουν ασυμπτωτικά την καμπύλη U'.

Όταν $c \neq 0$ έχουμε εις το επίπεδο (x, y) ολοκληρωτικές καμπύλες (Σχ. 3 a,b). Εις το Σχ. 3α έχουμε 2 καμπύλες για $c_i = -0.3$ από τις περιοχές 2 και 3. Η πρώτη αποτελείται από 2 μέρη εκατέρωθεν του σημείου A'_z (που αντιστοιχεί στο A_z) . Το πράσινο αντιστοιχεί στη θετική διεύθυνση (από το A_2 στο C_2) και το μπλε στην αρνητική διεύθυνση (από το A_2 στο B_2).



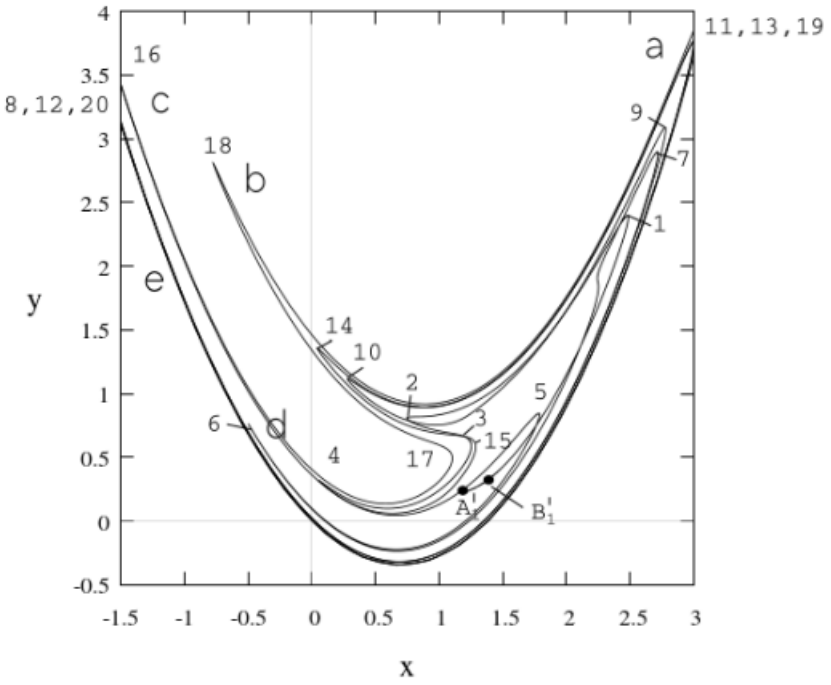
Σχήμα Α'.3: *(α) Αμετάβλητες καμπύλες με $c = -0.3$ ($\kappa = 1.53$) στις περιοχές 2 και 3 εκατέρωθεν των σημείων A'_2, A'_3 προς τη θετική φορά (πράσινη και κόκκινη αντίστοιχα) και προς την αρνητική φορά (μπλε και κίτρινη αντίστοιχα). (β) Αμετάβλητες καμπύλες με $c = 0.3$ στις περιοχές 1 εκατέρωθεν του σημείου A_1 (κόκκινη θετική φορά και μπλε αρνητική φορά) και 4 (πράσινη θετική και αρνητική φορά). Η μαύρη γραμμή παριστά την τελευταία καμπύλη ΚΑΜ γύρω από την ευσταθή περιοδική τροχιά s.*

Παρατηρούμε ότι η μπλε καμπύλη έχει πολλούς λοβούς προς τα πάνω ενώ η πράσινη καμπύλη οδηγεί αριστερά και κάτω προς το άπειρο. Η δεύτερη καμπύλη (της περιοχής 3) αποτελείται επίσης από δύο μέρη εκατέρωθεν του σημείου A'_3 προς τη θετική κατεύθυνση (κόκκινο) που δημιουργεί πολλούς λοβούς και ένα κίτρινο προς την αρνητική κατεύθυνση, ο οποίος εκτείνεται στο άπειρο άνω αριστερά.

Εις το σχήμα 3b έχουμε δύο καμπύλες για $c = 0.3$ μία από την περιοχή 1 και μία από την περιοχή 4. Η πρώτη χωρίζεται σε δύο μέρη εκατέρωθεν του σημείου A'_1 ένα προς τη θετική κατεύθυνση (κόκκινο) και ένα προς την αρνητική κατεύθυνση (μπλε). Και προς τις δύο διευθύνσεις δημιουργούνται λοβοί. Η δεύτερη καμπύλη (της περιοχής 4) είναι πράσινη και εκτείνεται εις το άπειρον εκατέρωθεν του σημείου A'_4 χωρίς να δημιουργεί λοβούς. Παρατηρούμε ότι στο σχήμα 3α οι καμπύλες δεν εισέρχονται εντός της μαύρης καμπύλης γύρω από την ευσταθή περιοδική τροχιά s. Η μαύρη αυτή καμπύλη παριστάνει την μέγιστη κλειστή καμπύλη της θεωρίας ΚΑΜ (Kolmogorov 1954, Arnold 1961 και Moser 1962) γύρω από το σημείο s.

Σε προηγούμενη εργασία μας (Harsoula et al 2015) μελετήσαμε και αμετάβλητες καμπύλες Moser οι οποίες τέμνουν την τελευταία καμπύλη ΚΑΜ ή ευρίσκονται εξ ολοκλήρου εντός αυτής. Ειδικότερα η οριακή καμπύλη του Σχ. 1 με $c = 0.49$ (περιοχή 1) αντιπροσωπεύεται στο επίπεδο (x, y) από μια καμπύλη πολύ κοντά στο σημείο s, αφήνει όμως μια περιοχή γύρω από το s εις την οποίαν οι σειρές Moser δε συγκλίνουν.

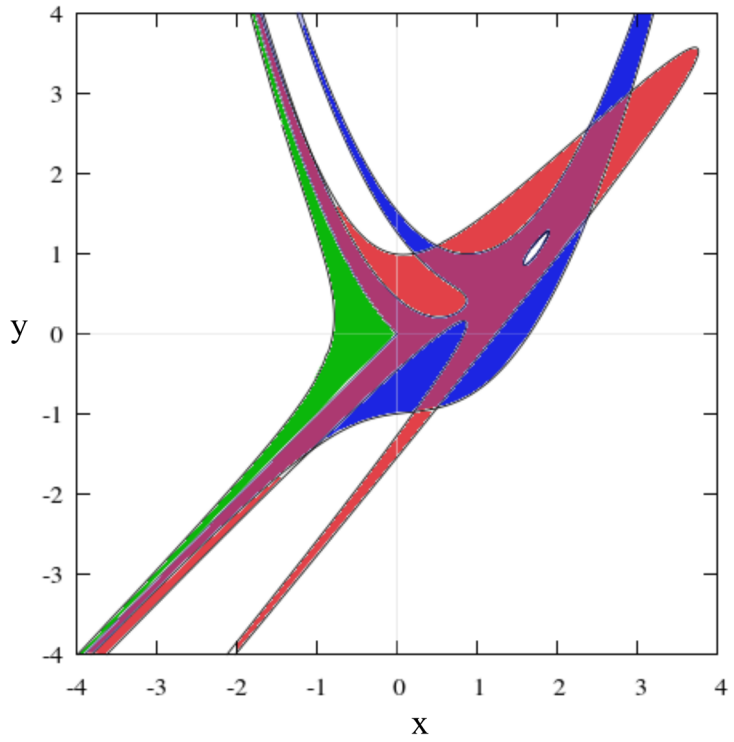
Αν υπολογίσουμε τώρα τις εικόνες των υπερβολών του σχήματος 1, δηλαδή όταν $c \neq 0$, αυτές δημιουργούν επίσης λοβούς παρόμοιους με τους λοβούς των ασυμπτωτικών καμπύλων. Ένα παράδειγμα δίνεται στο Σχ.4. Το σχήμα αυτό περιλαμβάνει τις διαδοχικές εικόνες του τόξου $A_1'B_1'$ που αντιστοιχεί στο τόξο A_1B_1. Σημειώνουμε τα διαδοχικά μέγιστα της καμπύλης αυτής προς τα αριστερά και δεξιά και σε ποιο λοβό της ασυμπτωτικής καμπύλης S του Σχ. 2 αντιστοιχούν. Έχουμε διαδοχικά τους λοβούς 1(a), 2(b), 3(a), 4(c), 5(a), 6(d) 7(a), 8(e), 9(a), 10(b), 11(a), 12(e), 13(a), 14(b), 15(a), 16(c), 17(a), 18(b), 19(a), 20(e). Μερικοί λοβοί είναι μικροί (πχ. οι λοβοί 3, 15, 17 κλπ), εν γένει όμως οι λοβοί είναι ολοένα μεγαλύτεροι.



Σχήμα Α΄.4: *Οι ταλαντώσεις (λοβοί) της καμπύλης $c = 0.3$ της περιοχής 1 με διαδοχικούς αριθμούς που αντιστοιχούν στους λοβούς (a,b,c,...) της ασυμπτωτικής καμπύλης S του Σχ. 2.*

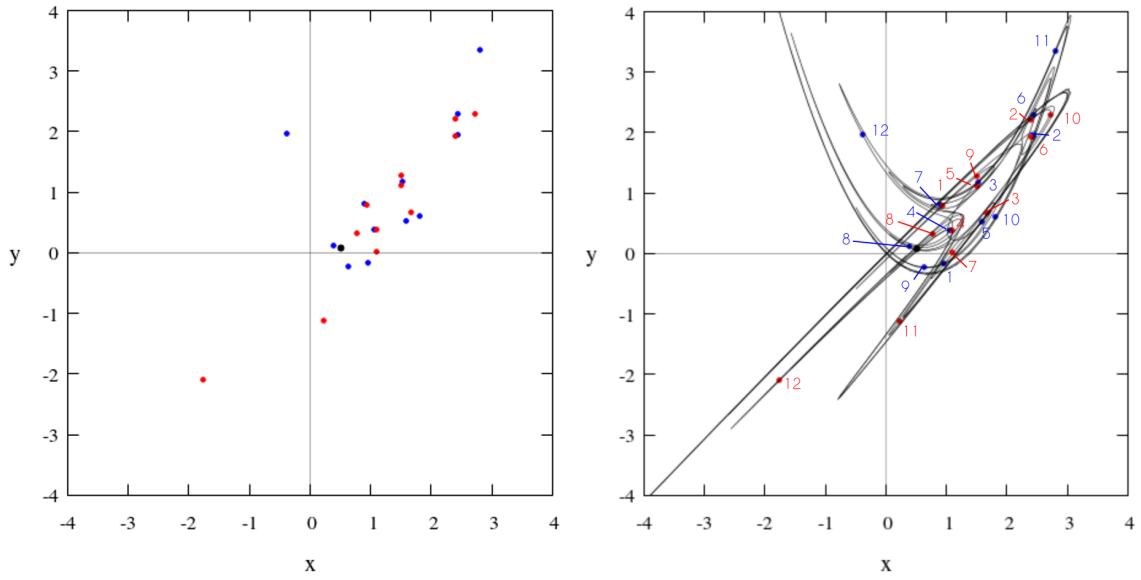
Ανάλογους λοβούς παρουσιάζει ο θετικός κλάδος της αμετάβλητης καμπύλης γιά $c = 0.3$ προς τα κάτω.

Εάν σχεδιάσουμε όλες τις αμετάβλητες καμπύλες μέ c μεταξύ -0,49 και 0,49 έχουμε τη συνολική περιοχή συγκλίσεως που δίδεται στο Σχ. 5. Τα όρια της περιοχής συγκλίσεως καθορίζονται από τις καμπύλες $c = \pm 0.49$.



Σχήμα Α΄.5: *Η ολική περιοχή συγκλίσεως στο επίπεδο* (x, y). *Οι τροχιές μεταξύ* $c = 0$ *και* $c = -0.49$ *είναι κόκκινες με θετική φορά και μπλε με αρνητική φορά. Οι τροχιές μεταξύ* $= 0$ *και* $c = 0.49$ *είναι μπορντώ για την περιοχή 1 και πράσινες για την περιοχή 4 (για θετικη και αρνητική φορά). Τα διάφορα χρώματα εκτός του πρασίνου επικαλύπτονται εν μέρει.*

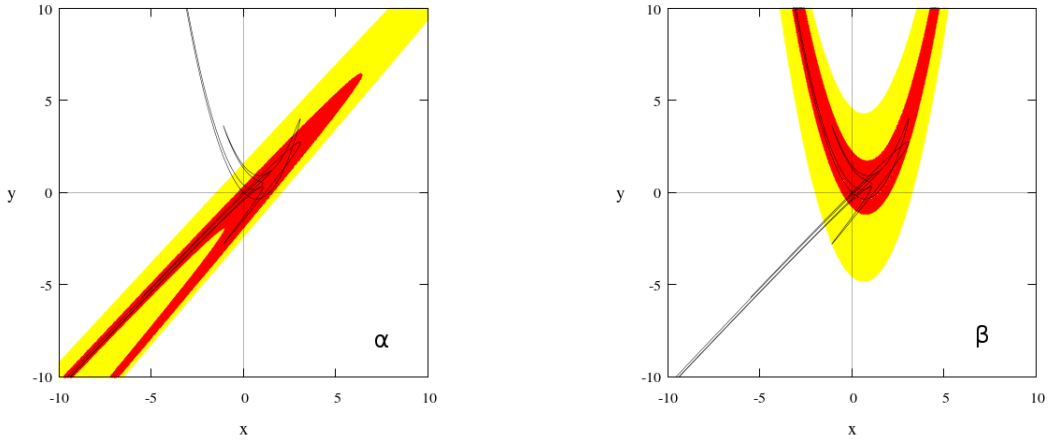
Εάν τώρα θεωρήσουμε ένα αρχικό σημείο (x_0, y_0) της καμπύλης $c = 0, 3$ οι διαδοχικές εικόνες και προεικόνες του φαίνονται σκορπισμένες κατά τυχαίο τρόπο (Σχ.6α). Εν τούτοις όλα αυτά τα σημεία βρίσκονται επάνω στην αμετάβλητη καμπύλη $c = 0.3$ (Σχ.6β) και δίνονται αναλυτικά από τους τύπους (1.1-1.6) ανωτέρω. Όμως τα διαδοχικά σημεία απέχουν μεταξύ τους κατά ολοένα και μεγαλύτερες αποστάσεις κατά μήκος της καμπύλης $c = 0.3$. Πράγματι οι αποστάσεις των διαδοχικών σημείων κατά μήκος των αμετάβλητων καμπύλων αυξάνουν κατά ένα παράγοντα της τάξεως της ιδιοτιμής λ_1, η οποία ισούται με $\lambda_1 = 4.18$ για $\kappa = 1.43$. Οι αποστάσεις αυτές είναι πολύ μεγαλύτερες για ανωτέρας τάξεως απεικονίσεις. Πχ. η απόσταση του πέμπτου σημείου είναι της τάξεως του $\lambda_1^5 = 1.3 \times 10^3$, δηλαδή τεράστια. Επειδή όμως οι καμπύλες αυτές επανέρχονται πλησίον της αρχής των συντεταγμένων οι ευθύγραμμες αποστάσεις των διαφόρων σημείων και όχι κατά μήκος των ασυμπτωτικών καμπύλων είναι μικρές και φαινομενικά εντελώς ακανόνιστες. Πάντως το μεγαλύτερο πλήθος των εικόνων του αρχικού σημείου (x_0, y_0) είναι σε πολύ μεγάλες αποστάσεις, έξω από τα όρια του Σχ.6. Συνέπεια αυτού του γεγονότος είναι ότι η συγκέντρωση των διαφόρων εικόνων του (x_0, y_0) πλησίον της αρχής των συντεταγμένων απαιτεί τεράστιο χρόνο και άρα η εργοδικη κατανομή των σημείων αυτών γίνεται με πολύ βραδύ ρυθμό.



Σχήμα Α΄.6: *(α) Διαδοχικές εικόνες (κόκκινα σημεία) και προεικόνες (μπλε σημεία) ενός αρχικού σημείου με* $(x_0 = 0.5064, y_0 = 0.008371)$ *(β) Όλα τα σημεία αυτά ανήκουν στην καμπύλη* $c = 0.3$ *που δίνεται με συνεχή γραμμή.*

Το ερώτημα τώρα είναι ποια είναι η μορφή των τροχιών έξω από τα όρια συγκλίσεως. Η πρώτη διαπίστωση είναι ότι οι τροχιές αυτές δεν είναι δυνατόν να εισέλθουν στην περιοχή της συγκλίσεως. Επίσης οι τροχιές εντός της περιοχής συγκλίσεως δεν είναι δυνατόν να εξέλθουν έξω από αυτήν.

'Ομως οι υπολογισμοί τροχιών έξω από τα όρια συγκλίσεως έδωσαν ένα πολύ ενδιαφέρον αποτέλεσμα. Διαπιστώθηκε δηλαδή ότι οι τροχιές αυτές πλησιάζουν ασυμπτωτικά την περιοχή συγκλίσεως. Αυτό φαίνεται καθαρά στο Σχ. 7α όπου σημειώνονται οι πρώτες και οι δεύτερες απεικονίσεις ενός πλέγματος τροχιών με αρχικές συνθήκες ομοιόμορφα κατανεμημένες στην περιοχή $(-10 < x < 10, -10 < y < 10)$. Παρατηρούμε ότι οι πρώτες εικόνες πλησιάζουν την περιοχή συγκλίσεως προς την κατεύθυνση των καμπύλων U και U' αριστερά και κάτω, ενώ οι δεύτερες εικόνες πλησιάζουν την περιοχή συγκλίσεως ακόμα περισσότερο. Οι τρίτες εικόνες είναι πολύ κοντά στα όρια της περιοχής συγκλίσεως. Πρέπει όμως να σημειωθεί ότι οι πιο πολλές εικόνες βρίσκονται έξω από τα όρια του Σχ. 7α πλησίον των ασυμπτωτικών καμπύλων U και U'. Ομοίως εις το Σχ. 7β δίνουμε τις πρώτες και δεύτερες προ-εικόνες των σημείων της περιοχής $(-10 < x < 10, -10 < y < 10)$ οι οποίες πλησιάζουν την περιοχή συγκλίσεως των καμπύλων S και S'.



Σχήμα Α΄.7: *(α) Οι διαδοχικές εικόνες των σημείων της περιοχής* $(-10 < x < 10, -10 < y < 10)$ *για* $\kappa = 1.43$ *προσεγγίζουν την περιοχή συγκλίσεως. Πρώτη απεικόνιση κίτρινη, δεύτερη απεικόνιση κόκκινη. β) Ανάλογα ισχύουν για τις διαδοχικές προεικόνες της ίδιας περιοχής.*

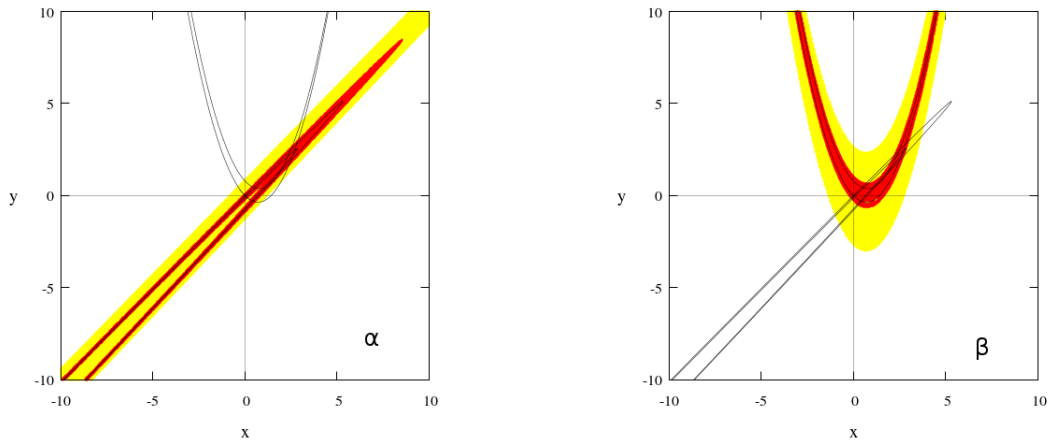
Ανάλογη προσέγγιση προς τα όρια συγκλίσεως εμφανίζεται και στην περίπτωση όπου η σταθερά κ της απεικονίσεως (1) έχει την τιμή $\kappa = 2$ (Σχ. 8 α, β). Στην περίπτωση αυτή οι περιοχές συγκλίσεως είναι λεπτότερες από τις αντίστοιχες περιοχές στην περίπτωση $\kappa = 1.43$.

Η περίπτωση $\kappa = 2$ έχει μελετηθεί λεπτομερώς από τους Contopoulos and Harsoula (2015). Εις την περίπτωση αυτή η τροχιά s είναι ασταθής και δεν υπάρχει η μικρή λευκή περιοχή γύρω από το s που υπάρχει στο Σχ. 5. Δηλαδή στην περίπτωση αυτή η περιοχή συγκλίσεως φθάνει μέχρι την ασταθή περιοδική τροχιά s. Άλλωστε γύρω από την ασταθή περιοδική τροχιά s ισχύουν επιπλέον νέα αναπτύγματα που συγκλίνουν σε μία νέα περιοχή συγκλίσεως γύρω από το s που καλύπτει ένα μέρος της περιοχής συγκλίσεως γύρω από την τροχιά $O(0, 0)$ (Contopoulos and Harsoula 2015)

Ο ρυθμός με τον οποίον οι τροχιές έξω από τα όρια συγκλίσεως προσεγγίζουν την περιοχή συγκλίσεως δίνεται από μία εκθετική συνάρτηση της μορφής

$$d_n = d_0 e^{-qn}, \tag{1.13}$$

όπου d_0 και d_n είναι οι αποστάσεις από την καμπύλη οριακής συγκλίσεως του αρχικού σημείου και της εικόνας του n-τάξεως κατά μήκος μιας τροχιάς. Η τιμή του συντελεστού q στην περίπτωση $\kappa = 1.43$ είναι περίπου ίση με $q = 0.95$. Στην περίπτωση $\kappa = 2$ έχουμε περίπου $q = 1.32$.



Σχήμα Α΄.8: *Όπως εις το Σχ. 7, αλλά δια* $\kappa = 2$.

Α΄.3 Θεμελιώδης απεικόνιση

Η θεμελιώδης απεικόνιση (standard map) δίνεται από τους τύπους:

$$x' = x + y' \tag{1.14}$$

$$y' = y + \frac{K}{2a}\sin(2\pi x) \tag{1.15}$$

Η κεντρική περιοδική τροχιά είναι η αρχή των αξόνων $O(x = y = 0)$.

Θεωρούμε 3 τιμές της παραμέτρου K: $K = 2.7, 6.0$ και 6.8 και βρίσκουμε τις ιδιοτιμές της περιοδικής τροχιάς O. Χρησιμοποιούμε τους μετασχηματισμούς 1.3-1.8 για να βρούμε τις ασυμπτωτικές καμπύλες (που αντιπροσωπεύουν τους άξονες ξ και η του Σχ.1) και τις αμετάβλητες καμπύλες για διάφορες τιμές της παραμέτρου $c = \xi\eta$.

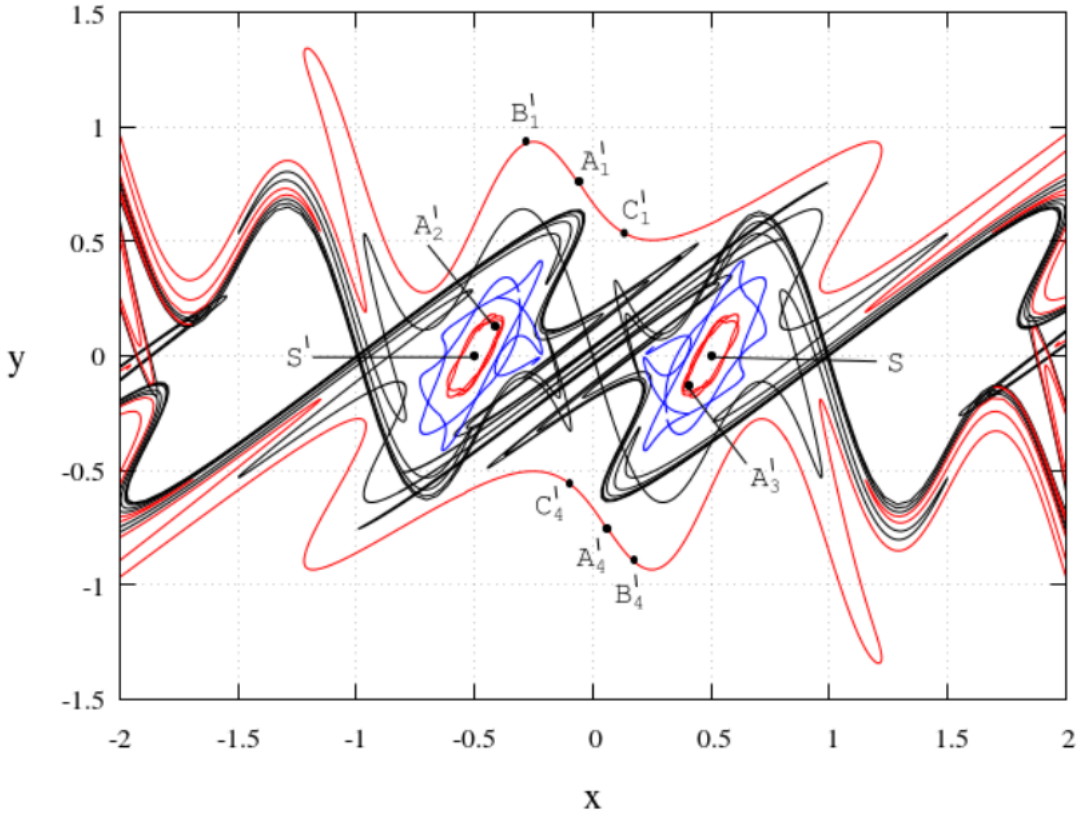
Εις την περίπτωση $K = 2.7$ οι ιδιοτιμές είναι $\lambda_1 = 4.48$, και $\lambda_2 = 1/\lambda_1$. Η κρίσιμη τιμή της σταθεράς c βρίσκεται ότι είναι $c_{crit} = 4.5$. Εις το Σχ. 9 δίνονται οι ασυμπτωτικές καμπύλες από το σημείο $O(0, 0)$ και οι οριακές καμπύλες $c = \pm 4.5$ (κόκκινες). Παρατηρούμε ότι οι ασυμπτωτικές καμπύλες και οι πάνω και κάτω οριακές καμπύλες εκτείνονται εις το άπειρο δεξιά (πάνω και κάτω) και αριστερά (πάνω και κάτω).

Η πάνω οριακή καμπύλη αντιστοιχεί στην υπερβολή $c = 4.5$ της περιοχής 1 του Σχ. 1 και η κάτω οριακή καμπύλη αντιστοιχεί στην υπερβολή $c = 4.5$ της περιοχής 4. Οι κλειστές κόκκινες καμπύλες γύρω από τα σημεία (περιοδικές τροχιές) $s'(x = -0.5, y = 0)$ και $s(x = 0.5, y = 0)$ αντιστοιχούν στις οριακές καμπύλες $c = -4, 5$ των περιοχών 2 (ή s') και 3 (ή s).

Τα σημεία $x_0 = \pm 1, y_0 = 0$ παριστάνουν περιοδικές τροχιές με τα ίδια χαρακτηριστικά με το σημείο O και έχουν τις δικές τους ασυμπτωτικές καμπύλες. Αν όμως θέσουμε "modulo 1" στους τύπους (1.14-1.15) οι τροχιές αυτές και οι χαρακτηριστικές τους συμπίπτουν με την τροχιά O και τις χαρακτηριστικές της. Τα ίδια ισχύουν όταν $x_0 = \pm n$ (ακέραιος) και $y_0 = 0$.

Εις το Σχ. 9 έχουμε σχεδιάσει ακόμη τις αμετάβλητες καμπύλες που αντιστοιχούν στο $c = 3.0$ (μπλε). Αυτές οι καμπύλες είναι ενδιάμεσες μεταξύ των κλειστών

οριακών καμπύλων γύρω από τα σημεία s' και s και των ασυμπτωτικών καμπύλων γύρω από το O.



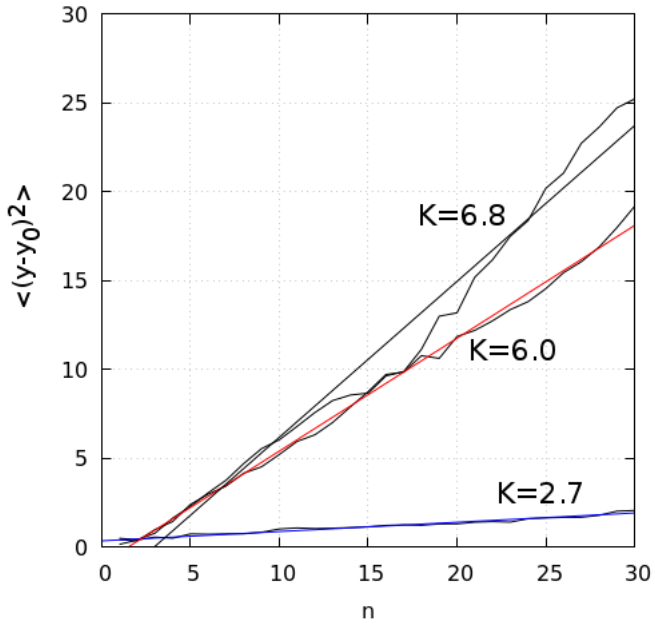
Σχήμα Α΄.9: *Οι ασυμπτωτικές καμπύλες από το σημείο $O(0,0)$ εις την θεμελιώδη απεικόνιση για $K = 2.8$ (μαύρες γραμμές). Δίδονται ακόμη τα όρια συγκλίσεως $c = \pm 4.5$ (κόκκινες γραμμές) και δύο αμετάβλητες καμπύλες για $c = 3.0$ (μπλε).*

Αντίστοιχα σχήματα υπάρχουν και στις περιπτώσεις $K = 6.0$ και $K = 6.8$. Εις τις περιπτώσεις αυτές οι τροχιές $s'(-0.5, 0)$ και $s(0.5, 0)$ είναι ασταθείς και η περιοχή συγκλίσεως δεν αφήνει κενά γύρω από τα σημεία s' και s. Οι ιδιοτιμές λ_1 στις περιπτώσεις $K = 6.0$ και $K = 6.8$ είναι $\lambda_1 = 7.87$ και $\lambda_1 = 8.68$ αντίστοιχα.

Αν πάρουμε ένα σημείο (x_0, y_0) πλησίον του $O(0,0)$ διαπιστώνουμε ότι η ποσότης $(y - y_0)^2$ εν γένει αυξάνει γραμμικά μετά n διαδοχικές απεικονίσεις. Η μέση τιμή του $(y - y_0)^2$ για διάφορα y_0 είναι:

$$\langle (y - y_0)^2 \rangle = Dn, \tag{1.16}$$

όπου D είναι ένας συντελεστής διαχύσεως. Εις το Σχ. 10 δίνουμε τις διαδοχικές τιμές $\langle (y - y_0)^2 \rangle$, μεγάλου αριθμού τροχιών εις τις περιπτώσεις $K = 2.7, 6.0$ και 6.8 και βρίσκουμε με ευθείες τις μέσες τιμές του D (μέσες κλίσεις των καμπύλων) οι οποίες είναι $D(2.7) = 0.052, D(6.0) = 0.63$ και $D(6.8) = 0.88$. Οι δύο τελευταίες τιμές του D είναι πολύ μεγαλύτερες της πρώτης αλλά είναι πλησίον μεταξύ τους.



Σχήμα Α΄.10: *Οι μέσες τιμές της ποσότητος* $\langle (y-y_0)^2 \rangle$ *συναρτήσει του διακριτού χρόνου* n *του συντελεστού διαχύσεως* D *στις περιπτώσεις K=2.7, K=6.0 και K=6.8.*

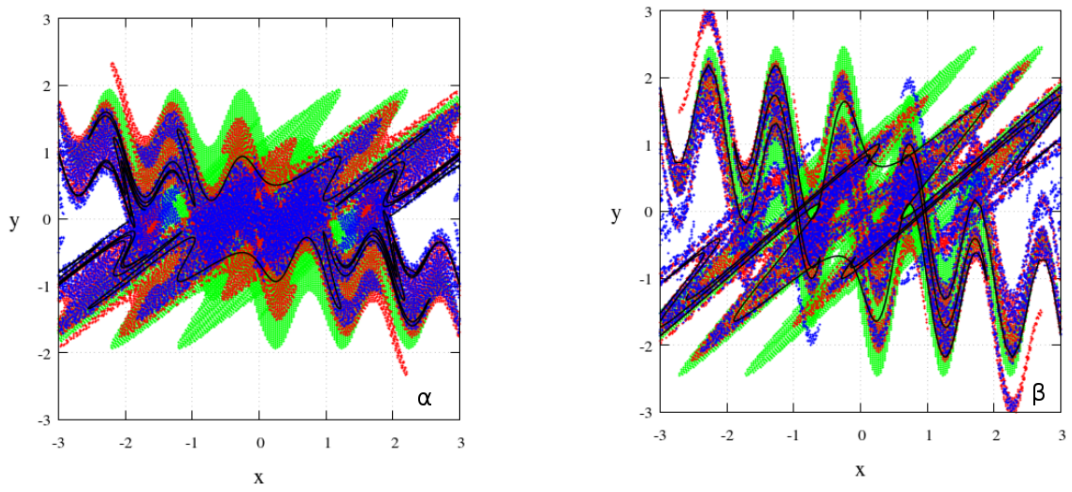
Εις την περίπτωση $K = 6.8$ έχουμε ένα νέο στοιχείο. Διαπιστώνουμε την ύπαρξη επιταχυνόμενων κλάδων (accelerator modes) που αρχίζουν από σημεία πλησίον των $(x_0 = 0.25, y = 0)$ και $(x_0 = 0.75, y = 0)$. Τα σχήματα αυτά απεικονίζονται σε $x_1 = 1.25, y = 1)$ και $(x_1 = 1.75, y = 1$ και οι επόμενες εικόνες απομακρύνονται κατά ακέραιες τιμές των x και y. Εάν θεωρήσουμε την απεικόνιση (1.14-1.15) με "modulo 1", τα σημεία αυτά αποτελούν περιοδικές τροχιές, οι οποίες είναι ευσταθείς και περιβάλλονται από νησίδες ευσταθείας. Χωρίς όμως το "modulo 1" το y κάθε τροχιάς αυξάνει περίπου γραμμικά με το n, άρα

$$\langle (y-y_0)^2 \rangle = D'n^2 \tag{1.17}$$

Δηλαδή στην περίπτωση αυτή (και σε όλες τις περιπτώσεις που υπάρχουν επιταχυνόμενοι κλάδοι η διάχυση της επιταχυνόμενης τροχιάς είναι τετραγωνική προς n. Το ίδιο ισχύει για όλες τις τροχιές που αρχίζουν εντός των νησίδων ευσταθείας γύρω από την επιταχυνόμενη τροχιά (νησίδων ΚΑΜ γύρω από την περιοδική τροχιά όταν τεθεί το modulo 1). Όταν όμως βγούμε έξω από την τελευταία καμπύλη ΚΑΜ η διάχυση είναι γραμμική και δίνεται από έναν τύπο της μορφής (1.13). Το θέμα αυτό έχει μελετηθεί λεπτομερέστερα σε μια πρόσφατη εργασία μας (Harsoula and Contopoulos 2018).

Όσον αφορά τις τροχιές έξω από τις περιοχές συγκλίσεως αυτές πλησιάζουν ασυμπτωτικά τις περιοχές συγκλίσεως όπως εις την περίπτωση της υπερβολικής απεικόνισης Hénon.

Συγκεκριμένα εις το Σχ. 12α (όπου $K = 2.7$) διαπιστώνουμε ότι οι τροχιές που αρχίζουν στην περιοχή $(-1.5 < x < 1.5)$, $(-1.5 < y < 1.5)$ έξω από τα όρια της περιοχής συγκλίσεως προσεγγίζουν την περιοχή συγκλίσεως ασυμπτωτικά. Το ίδιο παρατηρούμε και όταν το $K = 6.0$ (Σχ. 11β) ή $K = 6.8$.



Σχήμα Α΄.11: *Προσέγγιση των τροχιών έξω από την περιοχή συγκλίσεως προς την περιοχή συγκλίσεως (1η απεικόνιση πράσινη, 2η απεικόνιση ροζ, 3η απεικόνιση μπλε). (a)K=2.7, (b) K=6.0*

Όσον αφορά το ρυθμό προσεγγίσεως, αυτός προκύπτει από τον τύπο (1.13) με $q = 0.72$.

Στις περιπτώσεις $K = 6.0$ και $K = 6.8$ έχουμε αντιστοίχως $q(6.0) = -1.30$ και $q(6.8) = -1.39$.

Επομένως σε όλες τις περιπτώσεις οι τροχιές που αρχίζουν σε κάποια απόσταση από το εξωτερικό όριο της περιοχής συγκλίσεως πλησιάζουν εκθετικά την περιοχή συγκλίσεως. Επομένως όλες οι χαοτικές τροχιές μπορούν να προσεγγιστούν με αναλυτικούς τύπους. Πρέπει όμως να σημειωθεί ότι η προσέγγιση αυτή είναι καλή μόνον όταν οι αποστάσεις των διαδοχικών σημειων από την κεντρική περιοχή είναι μεγάλες, δηλαδή όταν τα x και y είναι μεγάλα.

Πράγματι στο Σχ. 1 παρατηρούμε ότι όλες οι υπερβολές πλησιάζουν μεταξύ τους όταν το $|\xi|$ ή το $|\eta|$ γίνεται μεγάλο, και τότε οι αντίστοιχες τιμές των x και y είναι μεγάλες. Επομένως και οι τροχιές έξω από τα όρια συγκλίσεως πλησιάζουν τις τροχιές εντός των ορίων συγκλίσεως, μετά από μεγάλο αριθμό διαδοχικών απεικονίσεων.

Α΄.4 Συμπεράσματα

Υπολογίσαμε τις σειρές Moser που δίνουν τις αναλυτικές εκφράσεις των τροχιών σε δύο τυπικές απεικονίσεις (α) την υπερβολική απεικόνιση του Hénon και (β) τη θεμελιώδη απεικόνιση (standard map) πλησίον ασταθών περιοδικών τροχιών. Οι τροχιές ευρίσκονται πάνω σε αμετάβλητες καμπύλες (invariant curves).

Βρήκαμε τα όρια συγκλίσεως των σειρών αυτών. Οι τροχιές που αρχίζουν στην περιοχή συγκλίσεως δεν μπορούν να βγουν έξω από την περιοχή αυτή και οι τροχιές που αρχίζουν έξω από την περιοχή συγκλίσεως δεν μπορούν να εισέλθουν σε αυτή. Όμως οι έξω τροχιές πλησιάζουν ασυμπτωτικά την περιοχή συγκλίσεως. Πράγματι διαπιστώσαμε ότι οι τροχιές εντός και εκτός της περιοχής συγκλίσεως προσεγγίζουν τις ασυμπτωτικές καμπύλες των περιοδικών τροχιών για μεγάλους χρόνους.

Το συμπέρασμά μας είναι ότι όλες οι τροχιές στην περιοχή του χάους μπορούν

να δοθούν προσεγγιστικά με τις σειρές Moser για μεγάλα χρονικά διαστήματα, παρ' όλον ότι γύρω από τις ασταθείς περιοδικές τροχιές υπάρχει χάος. Το χάος εκδηλώνεται με δύο τρόπους (1) με το ότι πάνω σε κάθε αμετάβλητη καμπύλη τα διαδοχικά σημεία απομακρύνονται με εκθετικό ρυθμό και (2) με το οτι οι αμετάβλητες καμπύλες έχουν άπειρες αναδιπλώσεις επανερχόμενες πλησίον της αρχής των συντεταγμένων. Έτσι τα διαδοχικά σημεία μιας τροχιάς πλησίον της αρχής των συντεταγμένων φαίνονται τυχαία, αλλά στην πραγματικότητα μπορούν να δοθούν αναλυτικά με τις σειρές Moser.

Αναφορές

1. Arnold V., 1961, Soviet Math. Dokl. 2, 247.
2. Cherry T., 1926, Proc. London Math. Soc. 2, 151.
3. Contopoulos G. and Harsoula M., 2015, J. Phys. A 48, 335101.
4. da Silva Ritter G., Ozorio de Almeida A. and Douady R., 1987, Physica D 29, 181.
5. Efthymiopoulos C., Contopoulos G. and Katsanikas M., 2014, Celest. Mech. Dyn. Astron. 119, 331.
6. Giorgilli A., 2001, Discrete Continuous Dyn. Sys. 7, 855.
7. Harsoula M., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2015, J. Phys. A 48, 135102.
8. Harsoula M. and Contopoulos G., 2018, Phys. Rev. E 97, 022215.
9. Hénon M., 1969, Quart. Appl. Math 27, 291.
10. Kolmogorov A., 1954, Dokl. Akad. Nauk SSSR 98, 527.
11. Moser J., 1956, Commun. Pure Appl. Math. 9, 673.
12. Moser J., 1958, Commun. Pure Appl. Math. 11, 81.
13. Moser J., 1962, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, II, Math. Phys. Kl., 1.
14. Paez R. and Contopoulos G., 2018, (υπό κρίση).

Β΄ Δυναμική τρισδιάστατων γαλαξιακών σπειρών

Πάνος Α. Πάτσης

Περίληψη

Η δομή των σπειροειδών βραχιόνων των γαλαξιών εκτός του ισημερινού επιπέδου αποτελεί έναν σημαντικό παράγοντα που επηρεάζει τη μορφολογία τους, την έκτασή τους επί του γαλαξιακού δίσκου και το χρονικό διάστημα εντός του οποίου αυτοί διατηρούν το σχήμα τους. Η εύρεση των αστρικών τροχιών που μπορούν να υποστηρίζουν τρισδιάστατες σπειροειδείς δομές σε μοντέλα κανονικών σπειροειδών γαλαξιών είναι ένα σημαντικό στοιχείο για την κατανόηση της μορφολογίας των σπειροειδών γαλαξιών. Παρουσιάζουμε εδώ τους δυναμικούς μηχανισμούς που υποστηρίζουν τρισδιάστατες σπείρες σε δύο διαφορετικά μοντέλα, τα οποία συγκρίνουμε μεταξύ τους. Τα βασικά συμπεράσματα της μελέτης μας είναι ότι οι τρισδιάστατες ανοιχτές σπείρες που αντιστοιχούν σε grand design γαλαξίες τύπου Sc μπορούν να υποστηριχθούν από κανονικές τροχιές παγιδευμένες γύρω από ευσταθείς περιοδικές τροχιές της οικογένειας x1 και των διακλαδώσεών της στους κάθετους $n : 1$ συντονισμούς. Η προβολή των τροχιών αυτών επί του ισημερινού επιπέδου σχηματίζει ένα συμμετρικό ζεύγος ισχυρών σπειρών, μεταξύ των εσωτερικών ακτινικών συντονισμών 2:1 και 4:1. Οι σπείρες αυτές εκτείνονται σε ύψος περίπου 300 pc εκτός του ισημερινού επιπέδου. Η δύναμη της διαταραχής ως προς την ακτινική δύναμη του αξισυμμετρικού υποβάθρου, είναι της τάξης του 5-10%. Σε μερικές περιπτώσεις δημιουργούνται τοπικές ενισχύσεις της πυκνότητας στα ελάχιστα του σπειροειδούς δυναμικού μεταξύ του συντονισμού 4:1 και της συμπεριστροφής. Στα μοντέλα μας παρατηρείται και ο μηχανισμός δημιουργίας "χαοτικών" σπειρών, αλλά οι σπείρες αυτές δεν αποτελούν μέρος της κύριας σπειροειδούς δομής και παρατηρούνται σε αραιές περιοχές του γαλαξιακού δίσκου, πέραν της συμπεριστροφής.

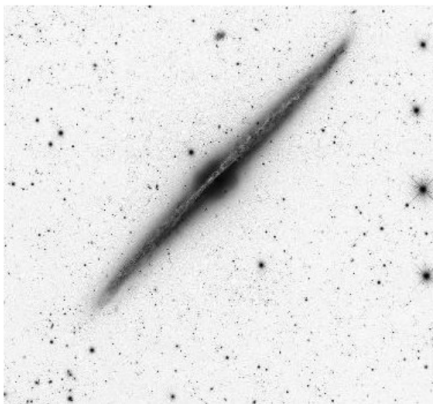
Β΄.1 Εισαγωγή

Οι σπειροειδείς βραχίονες είναι ένα βασικό μορφολογικό χαρακτηριστικό των γαλαξιακών δίσκων. Δεδομένου ότι το πάχος των γαλαξιακών δίσκων είναι πολύ μικρότερο της ακτίνας εντός της οποίας εκτείνονται, οι κυριότερες θεωρίες για τη σπειροειδή τους δομή (π.χ. η θωρία των κυμάτων πυκνότητας των Lin & Shu, 1964) χρησιμοποιούν συνήθως μοντέλα 2 διαστάσεων ("2D"). Παρόλα αυτά, οι δίσκοι είναι τρισδιάστατα αντικείμενα που έχουν στα εξωτερικά τους μέρη πάχος μερικές εκατοντάδες parsec, όπως διαπιστώνεται από παρατηρήσεις δισκοειδών γαλαξιών με γωνία κλίσης ως προς το επίπεδο του ουρανού $i \approx 90^\circ$ (γαλαξίες σε πλάγια θέαση - "edge-on" galaxies - βλ. Σχ. Β΄.1).[1]

Οι σπειροειδείς βραχίονες, είναι σχηματισμοί του δίσκου και εμπεριέχονται σε αυτόν. Άρα το πάχος τους εκατέρωθεν του ισημερινού επιπέδου είναι ανάλογο του

[1] Αναφερόμαστε στα εξωτερικά μέρη των δίσκων όπου μπορούμε να παρατηρήσουμε απομονωμένη τη συνιστώσα του δίσκου. Στις κεντρικές περιοχές που υπάρχουν κεντρικά εξογκώματα (bulges) ή ράβδοι, το πάχος των γαλαξιών μπορεί να είναι σημαντικά μεγαλύτερο.

πάχους του δίσκου.



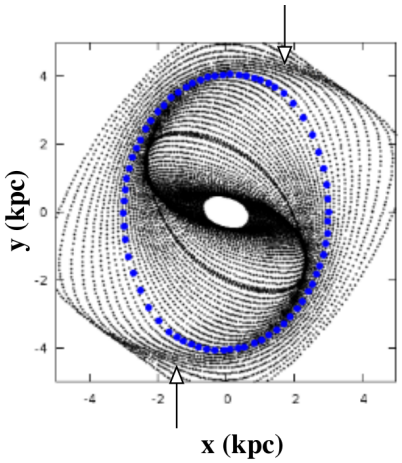
Σχήμα Β΄.1: *Ο δισκοειδής γαλαξίας NGC 4565 με γωνία κλίσης i =88°. Έχει ακτινικά μήκος κλίμακος $h_d = 9.7$ kpc, ενώ στην κάθετη διεύθυνση ύψος κλίμακος $z_d = 0.21$ kpc (Alton et al., 2004).* Πηγή: SDSS / 2MASS /Giuseppe Donatiello.

Στην ακτινική διεύθυνση οι αστρικοί γαλαξιακοί δίσκοι είναι εν γένει "εκθετικοί". Παρατηρήσεις δείχνουν δηλαδή ότι προσεγγιστικά τα προφίλ της επιφανειακής τους λαμπρότητας ακολουθούν έναν νόμο της μορφής $I(R) = I_d \exp(-R/h_d)$, όπου I_d είναι η κεντρική τιμή και h_d το ακτινικό μήκος κλίμακος (βλ. πχ. Boroson, 1981). Η σχέση αυτή ισχύει για ακτίνες $R < (4.2 \pm 0.6)h_d$, ενώ για μεγαλύτερες ακτίνες η επιφανειακή λαμπρότητα πέφτει απότομα.

Για την κατανομή της φωτεινότητας της αστρικής συνιστώσας των γαλαξιακών δίσκων στις τρεις διαστάσεις ("3D"), ευρύτερα αποδεκτό είναι το μοντέλο που πρότειναν οι van der Kruit & Searle (1981). Το μοντέλο αυτό είναι ισόθερμο στην κάθετη διεύθυνση z, για όλες τις ακτίνες R με ένα ύψος κλίμακος z_d, ενώ ακτινικά πέφτει εκθετικά με ένα μήκος κλίμακος h_d. Έτσι, η φωτεινότητα L των γαλαξιακών δίσκων μπορεί να γραφεί ως:

$$L(R,z) = L_0 \exp\Big(-\frac{R}{h_d}\Big)\,\mathrm{sech}^2\Big(\frac{z}{z_d}\Big), \tag{1.18}$$

όπου L_0 η φωτεινότητα στο κέντρο του συστήματος. Οι σπείρες, οι οποίες είναι μορφολογικά χαρακτηριστικά των δίσκων, θεωρούνται διαταραχές του αξισυμετρικού όρου που περιγράφει η Εξ. (1.18).



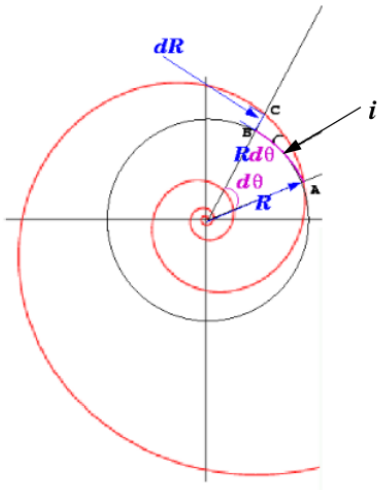
Σχήμα Β΄.2: *Ένα σύνολο ελλειπτικών, ευσταθών περιοδικών τροχιών επί του ισημερινού επιπέδου σε ένα δυναμικό τύπου PERLAS, οι οποίες αποτελούν τον σκελετό υποστήριξης των δύο σπειροειδών βραχιόνων που σημειώνονται με βέλη. Παρατηρούμε ότι τα μπλε σημεία μιας τροχιάς που έχουν σχεδιαστεί σε ίσα χρονικά διαστήματα με μπλε χρώμα είναι πυκνότερα στην περιοχή των σπειροειδών βραχιόνων.*

Η κατανομή του φωτός αποτελεί οδηγό για τη δημιουργία μοντέλων βαρυτικού δυναμικού εντός των οποίων μπορούν να μελετηθούν οι κινήσεις των άστρων.

Στη δισδιάστατη προσέγγιση, μοντέλα βασισμένα στη θεωρία των τροχιών παρέχουν κατάλληλες περιοδικές τροχιές, η ευστάθεια των οποίων επιτρέπει την υποστήριξη σπειροειδών δομών μέσω της ενίσχυσης της πυκνότητας του συστήματος κατά μήκος σπειροειδών βραχιόνων σε κανονικούς (μη-ραβδωτούς) σπειροειδείς γαλαξίες. Παρόλο που η διατήρηση εν χρόνω των δομών αυτών σε πραγματικούς γαλαξίες είναι ένα θέμα ευρύτερης συζήτησης (Bertin, 2014; Dobbs & Baba, 2014; Sellwood, 2011), ο μηχανισμός αυτός είναι ο μόνος που έχει προταθεί για τη δημιουργία μιας ημι-σταθερής σπειροειδούς δομής (που διατηρείται για μερικά

Gyr) και ο οποίος είναι σε συμφωνία με τις αρχές της θεωρίας των κυμάτων πυκνότητας των (Lin & Shu, 1964; Rohlfs, 1977). Μια σχηματική περιγραφή αυτού του δυναμικού μηχανισμού δίδεται στο Σχ. Β΄.2. Στο σχήμα παρατηρούμε ένα σύνολο περιοδικών τροχιών ελλειπτικής μορφολογίας επί του γαλαξιακού επιπέδου (x,y), υπολογισμένες στο δυναμικό PERLAS (βλ. παράγραφο Β΄.2.2). Κάθε μια από τις τροχιές αυτές έχει διαφορετική ενέργεια. Οι τροχιές αυτές μεταπίπτουν με τέτοιον τρόπο ώστε τα απόκεντρά τους να βρίσκονται επί μιας διπλής λογαριθμικής σπείρας γωνίας κλίσης ("pitch angle") 25°(βλ. ένθετο Ε1 στην επόμενη σελίδα). Η οικογένεια των περιοδικών αυτών τροχιών ονομάζεται "x1" (Contopoulos & Grosbøl, 1989). Τροχιές αστέρων παγιδευμένες κοντά σε x1 ευσταθείς περιοδικές τροχιές όπως αυτές του Σχ. Β΄.2 θα ενισχύουν την πυκνότητα κατά μήκος των δύο σπειροειδών βραχιόνων καθώς τα σωμάτια παραμένουν στην περιοχή των σπειρών περισσότερο χρόνο από ότι στις μεσοβραχιόνιες περιοχές. Αυτό γίνεται εμφανές από την πυκνότητα των σημείων της τροχιάς που έχουν σχεδιαστεί μπλε χρώμα ανά ίσα περίπου μεταξύ τους χρονικά διαστήματα.

Ε1: Γωνία κλίσης σπειρών και λογαριθμική σπείρα:



Η γωνία κλίσης (pitch angle) μιας σπείρας σε ένα σημείο της ορίζεται ως η γωνία που σχηματίζει η εφαπτόμενη στον βραχίονα της σπείρας με την εφαπτόμενη κύκλου ίσης ακτίνας στο ίδιο σημείο. Στο σχήμα αριστερά, στο σημείο "**A**", είναι η γωνία i που σημειώνεται με βέλος.
Κάθε σπειροειδής καμπύλη μπορεί να γραφεί γενικά σε πολικές συντεταγμένες (R, θ) ως

$$\theta = \Phi(R).$$

Η $\Phi(R)$ ονομάζεται "συνάρτηση μορφής" (shape function). Έχουμε:

$$\tan i = \frac{dR}{Rd\theta} = \frac{1}{R\Phi'(R)}$$

δηλ.

$$\Phi(R) = \int \frac{dR}{R \tan i}$$

Αν $\tan i$ είναι σταθερή, τότε έχουμε:

$$\Phi(R) = \theta = \frac{\ln R}{\tan i} + c = \alpha \ln R + c$$

και η σπείρα μας χαρακτηρίζεται ως **λογαριθμική**. Αυτό σημαίνει ότι σε ένα διάγραμμα $(\ln R, \theta)$ μια λογαριθμική σπείρα θα εμφανίζεται ως ευθύγραμμο τμήμα. Συνήθως γράφουμε: $R = e^{\alpha\theta}$. Οι σπείρες των γαλαξιών ακολουθούν προσεγγιστικά αυτόν τον νόμο (βλ. πχ. Grosbøl & Patsis, 1998).

Παρόλο που η δισδιάστατη προσέγγιση είναι ικανοποιητική για την κατανόηση του βασικού μηχανισμού υποστήριξης της σπειροειδούς δομής, οι αστέρες των γαλαξιακών δίσκων κινούνται σε τρεις διαστάσεις (μιλάμε για "τρισδιάστατες τροχιές"). Για παράδειγμα εκτιμάται ότι ο Ήλιος κινείται επί μιας περίπου ελλειπτικής τροχιάς συμπληρώνοντας μια πλήρη περιστροφή γύρω από το κέντρο του Γαλαξία κάθε 220 ± 30 Myr, ενώ παράλληλα εκτελεί μια κάθετη ταλάντωση με περίοδο 87 Myr (βλ. πχ. Binney & Tremaine, 2008).

Τα ερωτήματα που θέτει η τρισδιάστατη φύση των τροχιών είναι πολλά. Κατ' αρχάς τίθεται το ερώτημα αν υπάρχουν περιοδικές τροχιές, η προβολή των οποίων επί του ισημερινού επιπέδου μπορεί να εξασφαλίσει κατ' αναλογία τις προϋποθέσεις λειτουργίας του μηχανισμού που περιγράφεται στο Σχ. Β΄.2. Δεδομένου ότι ο μηχανισμός αυτός βασίζεται στην παγίδευση ημι-περιοδικών τροχιών γύρω από *ευσταθείς* περιοδικές τροχιές, ένα δεύτερο ερώτημα σχετίζεται με την ευστάθεια των περιοδικών τροχιών του σκελετού του συστήματος. Συγκεκριμένα, κατά πόσο επηρεάζουν τα διάφορα είδη ασταθειών περιοδικών τροχιών, τα οποία παρατηρούνται σε τρισδιάστατα Χαμιλτονιανά συστήματα (Contopoulos & Magnenat, 1985) την ευστάθεια των περιοδικών τροχιών που δομούν τις σπείρες. Το ερώτημα αυτό είναι ακόμη πιο σημαντικό στην περίπτωση των ανοιχτών σπειρών που απαντώνται στους γαλαξίες τύπου Sc. Δισδιάστατα μοντέλα για "grand design"[2] γαλαξίες με ανοιχτές σπείρες υποδεικνύουν ότι τα πλάτη των διαταραχών είναι μεγάλα. Οι δυνάμεις της σπειροειδούς διαταραχής είναι της τάξης του 10% των αξισυμμετρικών δυνάμεων. Σε αυτές τις περιπτώσεις τα μη-γραμμικά φαινόμενα στα μοντέλα είναι σημαντικά καθώς επίσης και οι αποκλίσεις της μορφολογίας των τροχιών από ελλείψεις, κυρίως στις περιοχές των συντονισμών (βλ. ένθετο Ε2). Δισδιάστατα μοντέλα κανονικών σπειροειδών γαλαξιών παρουσιάζονται στις εργασίες Contopoulos & Grosbøl (1986, 1988); Patsis et al (1991).

Σκοπός του παρόντος άρθρου είναι να παρουσιάσει την τροχιακή δυναμική τρισδιάστατων μοντέλων γαλαξιακών σπειρών. Θα παρουσιάσουμε τις οικογένειες των περιοδικών τροχιών που θα μπορούσαν να αποτελέσουν τους σκελετούς της τρισδιάστατης δομής των σπειρών των γαλαξιών, τους περιορισμούς που θέτουν τα μοντέλα αυτά στη μορφολογία των σπειρών, καθώς και μερικές περιπτώσεις μοντέλων απόκρισης που περιγράφουν τη συνολική δομή των μοντέλων αυτών. Στις περιπτώσεις που μελετούμε εδώ οι σπείρες υποστηρίζονται από κανονικές τροχιές και ξεκινούν από τον εσωτερικό συντονισμό 2:1. Η περίπτωση των "χαοτικών σπειρών" που συνδέονται με τις σπείρες ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών (βλ. Patsis , 2006; Voglis et al., 2006; Romero-Gomez et al., 2006, και μεταγενέστερες εργασίες αυτών των ερευνητικών ομάδων) δεν παίζουν ιδιαίτερο ρόλο στα μοντέλα μας και δεν εξετάζονται διεξοδικά στην παρούσα εργασία, παρά μόνο ως μια ενδεχόμενη συνέχιση της σπειροειδούς δομής πέραν του συντονισμού της συμπεριστροφής (βλ. παράγραφο Β΄.2.2).

Η μελέτη της 3D δομής των σπειρών παρουσιάζεται εδώ μέσα από τα αποτελέσματα δύο εργασιών. Μιας παλαιότερης Patsis & Grosbøl (1996) (παράγραφος Β΄.2.1) και μιας πρόσφατης Chaves-Velasquez et al. (2018) (παράγραφος Β΄.2.2). Τα συμπεράσματα και η σημερινή γνώση επί του θέματος συνοψίζονται στην παράγραφο

[2]Με τον όρο grand design χαρακτηρίζονται γαλαξίες με μία αδρή, συμμετρική μορφολογία με δύο σπείρες.

Β΄.3.

Ε2: Ορισμός συντονισμών σε περιστρεφόμενο γαλαξιακό δυναμικό:

Σε ένα αξισυμμετρικό δυναμικό, τροχιές κοντά σε ευσταθείς κυκλικές τροχιές ονομάζονται επικυκλικές. Σε ένα σύστημα αναφοράς που περιστρέφεται με τη γωνιακή ταχύτητα Ω του κέντρου του επικύκλου, αυτές οι τροχιές είναι κλειστές, περίπου ελλειπτικές, γύρω από το κέντρο του επικύκλου. Η συχνότητα κ κατά μήκος του επικύκλου ονομάζεται *επικυκλική συχνότητα*.

Σε ένα περιστρεφόμενο σύστημα με γωνιακή ταχύτητα Ω_s ("pattern speed"), το σχήμα μιας επιβαλλόμενης σπείρας παραμένει στατικό. Σε αυτή την περίπτωση οι δύο βασικές συχνότητες που χαρακτηρίζουν την κίνηση ενός αστέρα επί του ισημερινού επιπέδου ενός γαλαξιακού δίσκου είναι η $\Omega - \Omega_s$ και η κ (ο αστέρας εκτελεί ακτινικές ταλαντώσεις καθώς περιστρέφεται γύρω από το κέντρο του γαλαξία). Έτσι ορίζουμε συντονισμούς μεταξύ της επικυκλικής συχνότητας ενός αστέρα και της γωνιακής του ταχύτητας στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς, όταν ο λόγος

$$\frac{\kappa}{\Omega - \Omega_s} = \frac{n}{m}$$

είναι ρητός. Τότε έχουμε μια περιοδική τροχιά συντονισμού. Οι σημαντικότεροι συντονισμοί είναι για

$$\frac{n}{m} = \pm\frac{2}{1}$$

που ονομάζονται εσωτερικός $(+)$ και εξωτερικός $(-)$ συντονισμός Lindblad (ILR και OLR αντίστοιχα), καθώς και ο συντονισμός της συμπεριστροφής κατά τον οποίο

$$\Omega = \Omega_s.$$

Κατ' αναλογία με τους ακτινικούς, ορίζονται και οι κάθετοι συντονισμοί, αντικαθιστώντας στις προηγούμενες σχέσεις την επικυκλική συχνότητα $\kappa(R)$ με την κάθετη $\nu(R)$. Έτσι έχουμε τους κάθετους συντονισμούς 2/1, 3/1 κλπ.

Β΄.2 Μελέτη τρισδιάστατων σπειροειδών δυναμικών

Οι γαλαξίες είναι πολύπλοκα συστήματα. Αποτελούνται από αστέρες, αέριο και σκόνη και περιβάλονται από άλω σκοτεινής ύλης. Η κύρια συνιστώσα της φωτεινής ύλης είναι οι αστέρες και η κατανομή τους στον χώρο καθορίζει εν πολλοίς τη μορφολογία των γαλαξιών. Παρόλο που στη διάρκεια της ζωής τους οι γαλαξίες εξελίσσονται μορφολογικά (secular evolution) υπάρχουν περίοδοι της τάξεως των μερικών Gyr κατά τις οποίες η μορφολογία τους δεν μεταβάλλεται σημαντικά. Ως εκ τούτου, σε πρώτη προσέγγιση, μπορούμε να τους θεωρήσουμε ως χρονικά αμετάβλητα συστήματα και να μελετήσουμε τη βασική δυναμική τους αντιμετωπίζοντάς τους ως αυτόνομα Χαμιλτονιανά συστήματα. Χρησιμοποιώντας έναν Χαμιλτονιανό φορμαλισμό, η δυναμική ενός σωματίου σε έναν γαλαξία που περιστρέφεται με γω-

νιακή ταχύτητα Ω_p μπορεί να περιγραφεί με τη Χαμιλτονιανή

$$H = \frac{1}{2}\left(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2\right) + \Phi(x,y,z) - \Omega_p(xp_y - yp_x) = E_j \tag{1.19}$$

όπου x, y, z είναι οι Καρτεσιανές συντεταγμένες στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς, p_x, p_y, p_z οι συζυγείς ορμές, $\Phi(x,y,z)$ το δυναμικό του γαλαξία και E_j η σταθερά του Jacobi, η οποία είναι διατηρήσιμη ποσότητα (στο κείμενο θα αναφέρουμε την E_j και ως "ενέργεια").

Σε αυτή την περίπτωση οι εξισώσεις κίνησης είναι:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= p_x + \Omega_b y \\ \dot{y} &= p_y - \Omega_b x \\ \dot{z} &= p_z \\ \dot{p}_x &= -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \Omega_b p_y \\ \dot{p}_y &= -\frac{\partial \Phi}{\partial y} - \Omega_b p_x \\ \dot{p}_z &= -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \end{aligned} \tag{1.20}$$

Για να υπολογίσουμε τις τροχιές ξεκινάμε από το επίπεδο $y = 0$ με $p_y > 0$. Λόγω της ύπαρξης του ολοκληρώματος E_j, οι έξι αρχικές συνθήκες μπορούν να μειωθούν σε τέσσερις $(x_0, p_{x_0}, z_0, p_{z_0})$. Οι περιοδικές τροχιές βρίσκονται αριθμητικά χρησιμοποιώντας μια επαναληπτική μέθοδο Newton με μια ακρίβεια τουλάχιστον 10^{-10}. Οι μέθοδοι ολοκλήρωσης που χρησιμοποιήθηκαν είναι η Runge-Kutta 4ης τάξης και η Runge-Kutta-Fehlberg 7-8ης τάξης.

Η γραμμική ευστάθεια των περιοδικών λύσεων του συστήματος των εξισώσεων κίνησης περιγράφεται από δύο δείκτες ευστάθειας και ο υπολογισμός της βασίζεται στη θεωρία των διαταραχών. Ο ένας δείκτης χαρακτηρίζει την ευστάθεια της λύσης σε ακτινικές διαταραχές και ο άλλος σε κάθετες. Για τον σκοπό αυτό θεωρούμε μικρές αποκλίσεις από τις αρχικές συνθήκες της περιοδικής τροχιάς και ολοκληρώνουμε. Τα διανύσματα αρχικής και τελικής απόκλισης τότε θα συνδέονται με τη σχέση:

$$\boldsymbol{\xi} = M\boldsymbol{\xi}_0, \tag{1.21}$$

όπου M είναι ο μονόδρομος πίνακας. Η χαρακτηριστική εξίσωση του πίνακα αυτού είναι της μορφής:

$$\lambda^4 + \alpha\lambda^3 + \beta\lambda^2 + \alpha\lambda + 1 = 0 \tag{1.22}$$

Οι λύσεις της, ικανοποιούν τις σχέσεις: $\lambda_1\lambda_2 = 1$, $\lambda_3\lambda_4 = 1$ και για κάθε ζεύγος μπορούμε να γράψουμε:

$$\lambda_i, 1/\lambda_i = \frac{1}{2}[-b_i \pm (b_i^2 - 4)^{1/2}] \tag{1.23}$$

όπου $b_i = \frac{1}{2}(\alpha \pm \Delta^{1/2})$ και $\Delta = \alpha^2 - 4(\beta - 2)$. b_1 και b_2 είναι οι δύο δείκτες ευστάθειας. Όταν $\Delta > 0$, $|b_1| < 2$ και $|b_2| < 2$, οι τέσσερις ιδιοτιμές είναι επί του μοναδιαίου κύκλου και η τροχιά είναι *ευσταθής* (S). Όταν $\Delta > 0$, $|b_1| > 2$ και $|b_2| > 2$ ή $|b_1| <$

2 και $|b_2| > 2$, δύο ιδιοτιμές είναι επί του πραγματικού άξονα και δύο επί του μοναδιαίου κύκλου και η τροχιά χαρακτηρίζεται ως *απλά ασταθής* (U). Όταν $\Delta > 0$, $|b_1| > 2$ και $|b_2| < 2$, και οι τέσσερις ιδιοτιμές είναι επί του πραγματικού άξονα και η τροχιά χαρακτηρίζεται ως *διπλά ασταθής* (DU). Τέλος όταν $\Delta < 0$, και οι τέσσερις ιδιοτιμές είναι μιγαδικοί αριθμοί εκτός του μοναδιαίου κύκλου (Δ). Τότε η τροχιά χαρακτηρίζεται ως *μιγαδικά ασταθής*. Για μια λεπτομερή περιγραφή της μεθόδου, ο αναγνώστης μπορεί να συμβουλευθεί τις εργασίες των Broucke (1969) και Hadjidemetriou (1975).

Β΄.2.1 Το μοντέλο Patsis & Grosbøl (1996)

Ένα μοντέλο στο οποίο μελετήθηκε η τροχιακή συμπεριφορά σε τρισδιάστατες σπείρες, προτάθηκε από τους Patsis & Grosbøl (1996) ως γενίκευση αντίστοιχων δισδιάστατων μοντέλων (Contopoulos & Grosbøl, 1986). Στην περίπτωση αυτή το αξισυμμετρικό μέρος του δυναμικού αποτελείται από έναν όρο για τον δίσκο και έναν όρο για την άλω σκοτεινής ύλης που τον περιβάλλει. Ο δίσκος είναι ένας δίσκος Miyamoto & Nagai (1975)

$$\Phi_d(R,z) = -\frac{GM_d}{\sqrt{R^2 + [a + \sqrt{z^2 + b^2}]^2}}. \tag{1.24}$$

Η παράμετρος M_d αναφέρεται στη μάζα του δίσκου, ο λόγος b/a είναι ένα μέτρο της συμπίεσης του τρισδιάστατου δίσκου στην κάθετη διεύθυνση και G είναι η σταθερά της βαρύτητας.

Η άλως ορίζεται ως ένα σφαιρικό λογαριθμικό δυναμικό της μορφής:

$$\Phi_h(R,z) = \frac{v_h^2}{2} \ln\left(1 + \frac{1}{R_c^2}(R^2 + z^2)\right), \tag{1.25}$$

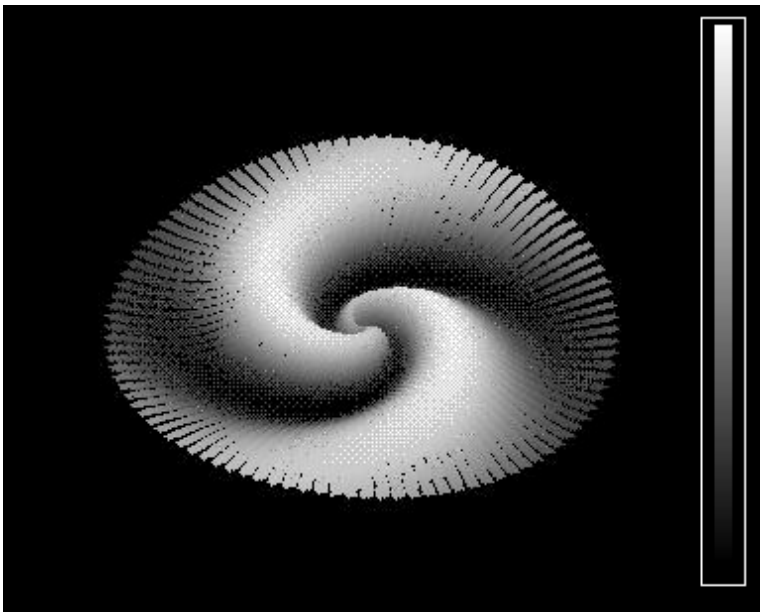
όπου v_h και R_c είναι σταθερές που αντιστοιχούν στο μέγιστο της καμπύλης περιστροφής[3] του μοντέλου και η ακτίνα του πυρήνα της άλω αντίστοιχα. Οι τιμές των παραμέτρων ενός μοντέλου που μελετήθηκε και χρησιμοποιείται εδώ, δίνονται στον Πίνακα 1.1 (Patsis & Grosbøl, 1996).

Πίνακας 1.1: Παράμετροι του αξισυμμετρικού μέρους του δυναμικού των Patsis & Grosbøl (1996)

M_d	$6.7 \times 10^{10} M_\odot$
a	6 kpc
b	0.85 kpc
R_c	2 kpc
v_h	188.1 km s^{-1}

Στο αξισυμμετρικό αυτό υπόβαθρο προσθέτουμε μια τρισδιάστατη σπειροειδή διαταραχή, η οποία περιγράφεται με μία διπλή, συμμετρική ως προς το κέντρο, λογαριθμική σπείρα. Τα χαρακτηριστικά της σπείρας αυτής επί του γαλαξιακού επιπέδου είναι ανάλογα του δισδιάστατου μοντέλου των (Contopoulos & Grosbøl, 1986), ενώ στην τρίτη διάσταση το δυναμικό της πέφτει με έναν νόμο ανάλογο του προφίλ της φωτεινότητας των γαλαξιακών δίσκων (Εξ. 1.18).

[3]Η καμπύλη περιστροφής μας δίνει τη γραμμική ταχύτητα της κυκλικής κίνησης των αστέρων (ή του αερίου) ως συνάρτηση της απόστασης από το κέντρο του γαλαξία.



Σχήμα Β΄.3: *Ποιοτική αναπαράσταση του δυναμικού της Εξ. 1.26 για $z = 0$ υπό γωνία. Τα ελάχιστα του δυναμικού βρίσκονται στις σκουρόχρωμες - μαύρες περιοχές και τα μέγιστα στις ανοιχτόχρωμες - άσπρες.*

Η τρισδιάστατη σπειροειδής διαταραχή είναι ως εκ τούτου της μορφής:

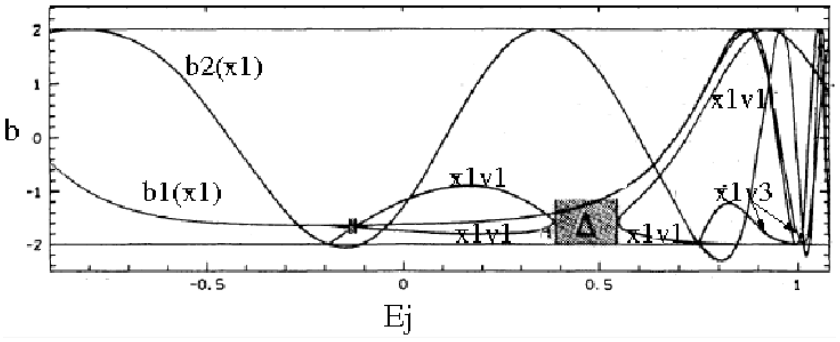
$$\Phi_s = -AR\exp(-\epsilon_s R)\left[\cos\left(\frac{2\ln\left(\frac{R}{R_s}\right)}{\tan i} - 2\theta\right)\right]\mathrm{sech}^2\left(\frac{z}{z_d}\right), \qquad (1.26)$$

όπου A είναι το πλάτος της διαταραχής, ϵ_s το αντίστροφο ακτινικό μήκος κλίμακος, i η γωνία κλίσης, R_s=1 kpc και z_s το ύψος κλίμακος της σπείρας. Οι τιμές των διαφόρων παραμέτρων που παρουσιάζονται στη μελέτη αυτή λαμβάνουν υπόψη μια κανονικοποίηση με μοναδιαία μεγέθη $10^10M_\odot$ για τη μάζα, 1 kpc για το μήκος και $14.8\times10^{13}s$ για τον χρόνο. Το δυναμικό της τρισδιάστατης σπειροειδούς διαταραχής που δίνεται από την Εξ. 1.26, για τιμές των παραμέτρων A=0.01, ϵ_s=0.35 kpc^{-1}, z_s=0.7 kpc και γωνία κλίσης των σπειρών 25°, απεικονίζεται στο Σχ. Β΄.3. (Στην περίπτωση αυτή η δύναμη της διαταραχής σε απόσταση τριών εκθετικών μηκών κλίμακος είναι της ταξης του 4% της αξισυμμετρικής δύναμης στην ίδια απόσταση).

Τα ελάχιστα του δυναμικού βρίσκονται στις σκούρες, μαύρες περιοχές. Το μοντέλο αυτό μαζί με το αξισυμμετρικό μέρος με τις τιμές του πίνακα 1.1, το ονομάζουμε μοντέλο PG96.

Το βασικό συμπέρασμα της μελέτης αυτής ήταν ότι ο τρισδιάστατος σκελετός ευσταθών περιοδικών τροχιών γύρω από τον οποίο θα παγιδευτούν ημι-περιοδικές τροχιές και θα ενισχύσουν μια τρισδιάστατη σπείρα, αποτελείται από τις τροχιές της 2D οικογένειας x1 και τις 3D οικογένειες που διακλαδίζονται από αυτήν στους κάθετους $n:1$ συντονισμούς[4]. Σύμφωνα με τη θεωρία των τροχιών, στις περιοχές των συντονισμών η ευστάθεια της κεντρικής οικογένειας x1 μεταβάλλεται (Contopoulos

[4]Το σύνολο αυτών των οικογενειών ονομάζεται "x1-δέντρο" από τους Skokos et al. (2002).

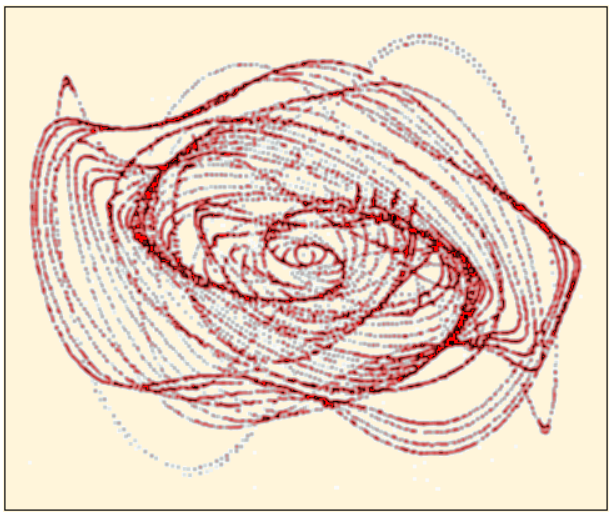


Σχήμα Β΄.4: *Διάγραμμα ευστάθειας της οικογένειας x1, για* $-0.9 < E_j < 1.1$. *Στο σχήμα, ο δείκτης ευστάθειας που σχετίζεται με τις ακτινικές διαταραχές είναι ο b1 και αυτός που σχετίζεται με τις κάθετες ο b2. Η τρισδιάστατη οικογένεια x1v2 εισάγεται στο σύστημα για* $E_j \approx -0.2$ *και η x1v3 για* $E_j \approx 0.75$.

& Magnenat, 1985). Η αρχικά ευσταθής οικογένεια γίνεται απλά ασταθής και στη συνέχεια οι περιοδικές της τροχιές γίνονται ξανά ευσταθείς. Έχουμε δηλαδή μια διπλή μετάβαση S → U → S. Οι οικογένειες που εισάγονται στο σύστημα στο πρώτο σκέλος αυτής της μετάβασης ως ευσταθείς, είναι αυτές που προσφέρουν τα δομικά υλικά για την κατασκευή των τρισδιάστατων σπειρών. Σε όλα τα μοντέλα σπειροειδών και ραβδωτών γαλαξιών που έχουν μελετηθεί μέχρι σήμερα, το πρώτο ζεύγος 3D διακλαδώσεων της x1 εισάγονται στο σύστημα στον κάθετο 2:1 συντονισμό και ονομάζονται x1v1 (S) και x1v2 (U), οι επόμενες στον κάθετο 3:1 συντονισμό και ονομάζονται x1v3 (S) και x1v4 (U), κ.ο.κ (Skokos et al., 2002). Στο Σχ. Β΄.4 βλέπουμε τη διακύμανση των δύο δεικτών ευστάθειας στο εύρος των τιμών της E_j που εισάγονται στο σύστημα οι οικογένειες x1v1 και x1v3.

Την ποιοτική αλλαγή από τον δισδιάστατο (Σχ. Β΄.2) στον τρισδιάστατο σκελετό περιοδικών τροχιών που υποστηρίζουν τη σπείρα του μοντέλου PG96 τη δίνουμε στο Σχ. Β΄.5. Μπορούμε να παρατηρήσουμε, υπό γωνία 45°πάνω από το ισημερινό επίπεδο, τροχιές των οικογενειών x1, x1v1 και x1v3 οι οποίες υποστηρίζουν τη σπείρα. Η προβολή τους επί του ισημερινού επιπέδου δίνει μια εικόνα αντίστοιχη με αυτή του Σχ. Β΄.2 στην περιοχή των σπειρών.

Ένα δεύτερο συμπέρασμα της μελέτης αυτής ήταν ότι η τρισδιάστατη σπειροειδής δομή, προβαλλόμενη επί του ισημερινού επιπέδου, έχει ένα συμμετρικό μέρος το οποίο, στην περίπτωση ισχυρών (δύναμη διαταραχής ≥ 0.04 της αξισυμμετρικής), ανοιχτών (pitch angle$> 15°$) σπειρών, τερματίζεται στην περιοχή του ακτινικού συντονισμού 4:1, σε συμφωνία με τα αποτελέσματα 2D μοντέλων (Contopoulos & Grosbøl, 1986, 1988; Patsis et al, 1991). Όπως και στην περίπτωση των 2D μοντέλων η αιτία του τερματισμού του συμμετρικού μέρους των σπειρών είναι η αλλαγή μορφολογίας των τροχιών της x1. Πέραν του συντονισμού 4:1 οι τροχιές από ελλειπτικές γίνονται ρομβοειδείς και δεν έχουν πλέον τα απόκεντρά τους επί των ελαχίστων του δυναμικού.



Σχήμα Β΄.5: *Προβολή υπό γωνία περιοδικών τροχιών των οικογενειών x1, x1v1 και x1v3, οι οποίες υποστηρίζουν τη σπείρα του 3D μοντέλου PG96. Η προβολή τους επί του ισημερινού επιπέδου δίνει μια εικόνα αντίστοιχη με αυτή του Σχ. Β΄.2 στην περιοχή των σπειρών.*

Β΄.2.2 Το μοντέλο PERLAS (Pichardo et al., 2003)

Ως συνέχεια της προηγούμενης εργασίας, πρόσφατα οι Chaves-Velasquez et al. (2018)[5] χρησιμοποίησαν το μοντέλο "PERLAS" (Pichardo et al., 2003) για τη διερεύνηση του ίδιου προβλήματος. Το δυναμικό αυτό έχει χρησιμοποιηθεί σε μια σειρά εργασιών που αναφέρονται στην τροχιακή δυναμική των σπειρών επί του ισημερινού επιπέδου και οι Chaves-Velasquez et al. (2018) μελέτησαν τις τροχιές που υποστηρίζουν τις σπείρες εκτός του επιπέδου. Το πλεονέκτημα του δυναμικού αυτού είναι ότι εξασφαλίζει θετικές πυκνότητες σε όλα τα σημεία του μοντέλου, σε όλον τον χώρο των παραμέτρων. Έτσι επιτρέπει τη σύγκριση διαφόρων περιπτώσεων και τις μεταβολές που προκαλεί στη δυναμική τους η μεταβολή των διαφόρων παραμέτρων.

Το αξισυμμετρικό μέρος του δυναμικού PERLAS αποτελείται από έναν δίσκο, ένα κεντρικό εξόγκωμα (bulge) και μια άλω. Ο δίσκος είναι πάλι της μορφής Miyamoto & Nagai (1975) (Εξ. 1.24). Το κεντρικό εξόγκωμα δίνεται ουσιαστικά πάλι από ένα δυναμικό Miyamoto & Nagai (1975), αλλά στη σφαιρική του εκδοχή. Σε Καρτεσιανές συντεταγμένες δηλαδή θα έχουμε:

$$\Phi_{cm}(x,y,z) = -\frac{GM_c}{\sqrt{x^2+y^2+z^2+b_c^2}}, \tag{1.27}$$

όπου M_c η μάζα του bulge, b_c ένα μήκος κλίμακος και G η σταθερά της βαρύτητας.

Για την άλω χρησιμοποιείται το δυναμικό των Allen & Santillan (1991), το οποίο

[5]Η εργασία αυτή αποτελεί μέρος της διδακτορικής διατριβής του Leonardo Chaves-Velasquez, που ολοκληρώθηκε πρόσφατα παράλληλα στο ΚΕΑΕΜ και στο Instituto Nacional de Astrofisica, Optica y Electronica (INAOE), Puebla, Mexico.

σε ακτίνα R δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi_H(R) = -\left(\frac{M(R)}{R}\right) - \left(\frac{M_H}{1.02a_H}\right) \times \left[-\frac{1.02}{1+(R/a_H)^{1.02}} + \ln(1+(R/a_H)^{1.02})\right]_R^{100} \quad (1.28)$$

όπου

$$M(R) = \frac{M_H(R/a_H)^{2.02}}{1+(R/a_H)^{1.02}}. \quad (1.29)$$

Εδώ $M(R)$ είναι μια παράμετρος με μονάδες μάζας, M_H η μάζα της άλω και a_H ένα μήκος κλίμακος.

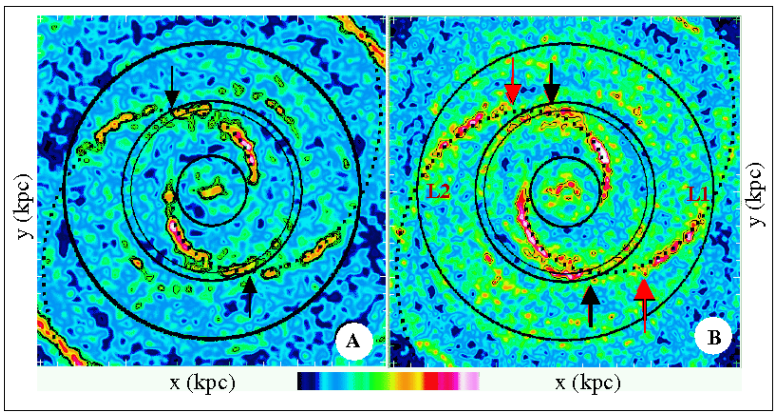
Σε αυτό το αξισυμμετρικό υπόβαθρο, προστίθεται η σπειροειδής διαταραχή ως ένας 3D όρος με δύο λογαριθμικούς, συμμετρικούς, σπειροειδείς βραχίονες που δομούνται με πεπλατυσμένα στους πόλους σφαιροειδή Schmidt (1956), τα κέντρα των οποίων βρίσκονται επί των λογαριθμικών σπειρών. Τα σφαιροειδή έχουν κοινή κατανομή μάζας, σταθερούς λόγους αξόνων με πλάτος 2 kpc και ύψος 1 kpc, ενώ τα κέντρα τους απέχουν διαδοχικά 0.5 kpc. Η πυκνότητα κατά μήκος των σπειρών πέφτει εκθετικά με μήκος κλίμακος 3.7 kpc. Λεπτομερής περιγραφή του δυναμικού PERLAS γίνεται στις εργασίες (Pichardo et al., 2003; Pérez-Villegas et al., 2012, 2013). Τα βασικά συμπεράσματα της εργασίας των Chaves-Velasquez et al. (2018) παρουσιάζονται εδώ σε ένα μοντέλο στο οποίο η γωνία κλίσης των σπειρών είναι 25°, ο λόγος των μαζών της σπείρας ως προς τη μάζα του δίσκου είναι $M_s/M_d = 0.04$ και στο οποίο οι τιμές των παραμέτρων των αξισυμμετρικών όρων δίνονται στον Πίνακα 1.2.

Πίνακας 1.2: Παράμετροι του αξισυμμετρικού μέρους του δυναμικού PERLAS

M_d	$5.1 \times 10^{10} M_\odot$
a	5.32 kpc
b	0.25 kpc
M_c	$1.02 \times 10^{10} M_\odot$
b_c	1 kpc
M_H	$4.85 \times 10^{11} M_\odot$
a_H	12 kpc

Η καμπύλη περιστροφής του δίσκου έχει μέγιστο στα 170 $km\ s^{-1}$. Το σύστημα περιστρέφεται κατά τη φορά των δεικτών του ωρολογίου με γωνιακή ταχύτητα $\Omega = 20$ km sec^{-1} kpc^{-1}. Ως εκ τούτου ο ILR βρίσκεται στα 2.03 kpc και ο συντονισμός της συμπεριστροφής στα 8.63 kpc. Στο δυναμικό PERLAS που χρησιμοποιήσαμε οι σπείρες αρχίζουν στον ILR και τερματίζουν σε απόσταση 1.5 φορές την ακτίνα της συμπεριστροφής (12.9 kpc).

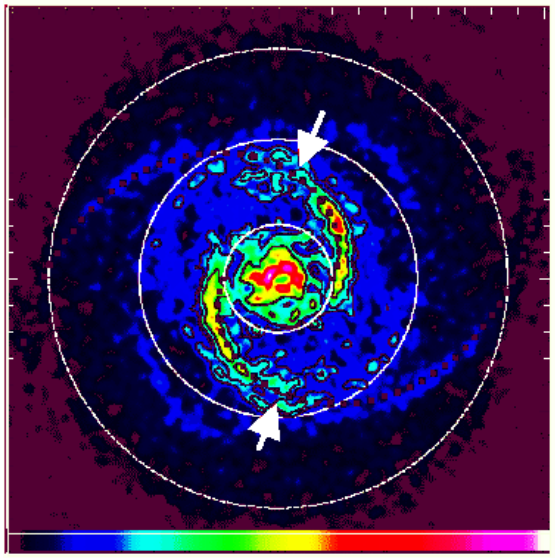
Επιβεβαιώθηκε ότι ο σκελετός των περιοδικών τροχιών που δομούν μια τρισδιάστατη σπείρα είναι οι ευσταθείς τροχιές του x1-δέντρου, δηλαδή οι τροχιές της επίπεδης x1 και οι τρισδιάστατες διακλαδώσεις της στους κάθετους $n:1$ συντονισμούς. Στην περίπτωση μας οι σπείρες ξεκινούν από τον εσωτερικό συντονισμό 2:1 (ILR) και παρατηρούμε ότι οι οικογένειες που συμμετέχουν στην υποστήριξη της σπειροειδούς δομής είναι οι ευσταθείς διακλαδώσεις στους κάθετους συντονισμούς 3:1, 4:1 και 5:1 (x1v3, x1v5 και x1v7 αντίστοιχα). Λόγω των ροπών που ασκούν οι δύο σπειροειδείς βραχίονες στα σωμάτια που βρίσκονται στην περιοχή εντός του ILR βρίσκουμε εκεί περιοδικές τροχιές που υποστηρίζουν μια τρισδιάστατη ράβδο, η οποία μάλιστα, παρατηρούμενη από πλάγια θέση, εμφανίζει τη γνωστή δομή φιστικιού (peanut-shaped) (βλ. π.χ. Πάτσης, 2016).



Σχήμα Β′.6: *Μοντέλα απόκρισης στο δυναμικό PERLAS με $M_s/M_d = 0.04$ μετά από 25 περιστροφές του συστήματος. (A) Μοντέλο με σωμάτια μόνο πάνω στο ισημερινό επίπεδο (2D), (B) Τρισδιάστατο μοντέλο απόκρισης (3D). Ο εξωτερικός κύκλος (R=8.63 kpc) αντιστοιχεί στη συμπεριστροφή, ο εσωτερικός στον ILR (R=2.03 kpc) και οι δύο εσωτερικοί βρίσκονται στην περιοχή του συντονισμού 4:1. Παρατηρούμε και στις δύο περιπτώσεις εκτός από το ισχυρό συμμετρικό μέρος των σπειρών μεταξύ των συντονισμών ILR και 4:1, τοπικές ενισχύσεις της πυκνότητας κατά μήκος των σπειρών μεταξύ του 4:1 και της συμπεριστροφής. Τα μαύρα βέλη δείχνουν το τέλος των εσωτερικών συμμετρικών σπειρών, ενώ τα κόκκινα, στο (B), την αρχή των τοπικών ενισχύσεων της πυκνότητας πριν τη συμπεριστροφή. Στο (B) σημειώνονται και τα ασταθή σημεία Lagrange L1, L2. Η ράβδος στη βάση του σχήματος υποδεικνύει την αντιστοιχία χρώματος και πυκνότητας. Η πυκνότητα αυξάνει από αριστερά προς τα δεξιά.*

Ιδιαίτερα χρήσιμη για την εξαγωγή συμπερασμάτων ήταν η δημιουργία δισδιάστατων και τρισδιάστατων μοντέλων απόκρισης στο δυναμικό PERLAS. Για την κατασκευή αυτών των μοντέλων ξεκινάμε από ένα σύνολο 4.6×10^4 αρχικών συνθηκών ομογενώς κατανεμημένων σε τυχαίες θέσεις επί ενός δίσκου ακτίνας 13 kpc για τα 2D μοντέλα, ή εντός ενός κυλίνδρου ακτίνας 13 kpc και ύψους 0.6 kpc (0.3 kpc εκατέρωθεν του ισημερινού επιπέδου) για τα 3D μοντέλα. Οι αρχικές ταχύτητες ενός δοκιμαστικού σωματίου στη θέση (x_0, y_0, z_0) σε χρόνο $t = 0$ αντιστοιχούν σε ταχύτητες κυκλικής κίνησης στο αξισυμμετρικό δυναμικό $(M_s = 0)$ στο επίπεδο $z = 0$. Οι αρχικές συνθήκες ολοκληρώνονται στο πλήρες δυναμικό, μετά από μια αρχική μεταβατική φάση που αντιστοιχεί σε χρόνο 2 περιόδων του συστήματος κατά την οποία η μάζα της σπειροειδούς διαταραχής αυξάνει από $M_s = 0$ έως ότου φτάσουμε στον επιθυμητό λόγο μαζών M_s/M_d, δηλ. στην περίπτωσή μας $M_s/M_d = 0.04$. Η ολοκλήρωση των τροχιών διαρκεί για χρόνο που αντιστοιχεί σε 30 περιόδους περιστροφής του συστήματος.

Στο Σχ. Β′.6 δίνονται τα μοντέλα απόκρισης στο δυναμικό PERLAS με τις προαναφερόμενες τιμές των παραμέτρων. Αριστερά (A), είναι η απόκριση στο δισδιάστατο μοντέλο όπου όλα τα δοκιμαστικά σωμάτια τοποθετούνται και παραμένουν επί του ισημερινού επιπέδου και δεξιά (B), η απόκριση του τρισδιάστατου μοντέλου όπου τα σωμάτια τοποθετούνται αρχικά εντός ενός κυλίνδρου. Οι σχεδιασμένοι κύκλοι αντιστοιχούν στους συντονισμούς ILR (εσωτερικός κύκλος) με ακτίνα 2.03 kpc, συμπεριστροφή (εξωτερικός κύκλος) με ακτίνα 8.63 kpc και 4:1 (οι δύο κύκλοι στο κέντρο του σχήματος). Στον συντονισμό 4:1 ο εξωτερικός κύκλος βρίσκεται σε απόσταση 5.23 kpc ενώ ο εσωτερικός υποδεικνύει την απόσταση στην οποία οι τροχιές της οικογένειας x1 αρχίζουν να έχουν ρομβοειδές σχήμα.



Σχήμα Β΄.7: *3D μοντέλο απόκρισης στο δυναμικό PERLAS στο οποίο λαμβάνουμε υπόψη την εκθετική πτώση της πυκνότητας στον γαλαξιακό δίσκο. Οι κύκλοι δείχνουν τους συντονισμούς όπως στο Σχ. Β΄.6. Τα βέλη δείχνον το τέλος των ισχυρών, συμμετρικών σπειρών του μοντέλου. Το χρώμα αντιστοιχεί σε πυκνότητα ανάλογα με τα χρώματα της ράβδου στη βάση του σχήματος. Μεγαλύτερες πυκνότητες βρίσκονται στα δεξιά της ράβδου.*

Στο Σχ. Β΄.6 σκοπίμως δεν έχουμε λάβει υπόψη την εκθετική πτώση της πυκνότητας από το κέντρο του συστήματος προς τα έξω. Έτσι, τα χαρακτηριστικά των μοντέλων εμφανίζονται το ίδιο σημαντικά για τη συνολική τους μορφολογία, ανεξάρτητα της θέσης τους πάνω στο δίσκο. Αυτό μας επιτρέπει να διακρίνουμε, εκτός από τις ισχυρές, συμμετρικές σπείρες που διαγράφονται μεταξύ των συντονισμών ILR και 4:1, τοπικές ενισχύσεις της πυκνότητας που υπάρχουν κατά μήκος των σπειρών μεταξύ του 4:1 και της συμπεριστροφής. Αυτές οι τοπικές ενισχύσεις εμφανίζονται ως τμήματα σπειρών μετά τον συντονισμό 4:1, ο οποίος σημειώνεται με μαύρα βέλη επί του κύκλου του 4:1 συντονισμού στα δύο σχήματα. Στο 3D μοντέλο απόκρισης (Β), ένα δεύτερο ζεύγος κόκκινων βελών, σε μεγαλύτερη από το κέντρο απόσταση από τα πρώτα βέλη, δείχνει το κενό που υπάρχει μεταξύ των κυρίως σπειρών και των τμημάτων που βρίσκουμε πριν τη συμπεριστροφή. Σε καμία από τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν τα τμήματα αυτά των σπειρών δεν υπερέβαιναν την ακτίνα της συμπεριστροφής.

Στο Σχ. Β΄.7 δίνουμε το 3D μοντέλο απόκρισης λαμβάνοντας υπόψη την εκθετική πτώση της πυκνότητας στον δίσκο. Έτσι δημιουργείται μια εικόνα η οποία μπορεί να συγκριθεί καλύτερα με παρατηρήσεις πραγματικών γαλαξιών αυτού του μορφολογικού τύπου. Σε αυτή την περίπτωση οι ενισχύσεις της πυκνότητας μετά τον συντονισμό 4:1 είναι πολύ ασθενείς και δυσδιάκριτες. Τα βέλη δείχνουν το τέλος των ισχυρών, συμμετρικών σπειρών στον 4:1. Οι διακλαδώσεις των σπειρών που συστηματικά παρατηρούνται σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάσθηκαν στον συντονισμό αυτό, είναι ένα βασικό μορφολογικό χαρακτηριστικό των κανονικών σπειροειδών γαλαξιών.

Τέλος θα θέλαμε να παρατηρήσουμε την παρουσία των χαοτικών σπειρών στα μοντέλα μας, οι οποίες όμως παίζουν έναν δευτερεύοντα ρόλο. Μπορούμε να τις διακρίνουμε σε μοντέλα απόκρισης που δεν έχουν διορθωθεί για τα εκθετικά προφίλ των δίσκων. Μια τέτοια περίπτωση παρουσιάζεται στο Σχ. Β΄.6Β όπου μπορούμε να διακρίνουμε ασθενείς προεκτάσεις των σπειρών πέραν της συμπεριστροφής, να ξεκινούν από τη γειτονία των ασταθών σημείων Lagrange L1 και L2. Αυτές είναι "χαοτικές" σπείρες, δηλ. σπείρες που υποστηρίζονται από χαοτικές τροχιές, έναν μηχανισμό διαφορετικό από αυτόν που δομεί τους εντός της συμπεριστροφής σπειροειδείς βραχίονες. Λόγω της απόστασής τους από το κέντρο αναμένεται να βρίσκονται σε πολύ αραιές περιοχές των γαλαξιών. Η συνύπαρξη των δύο μηχανισμών σε πραγ-

ματικούς γαλαξίες έχει προταθεί από τους Patsis & Tsigaridi (2017) για μερικούς grand design σπειροειδείς με δύο συστήματα σπειρών. Ένα ισχυρό εσωτερικό και ένα ασθενές εξωτερικό, που παρατηρείται σε μεγαλύτερες αποστάσεις (πχ. στους γαλαξίες NGC 1566 και NGC 5248).

Β΄.3 Σχόλια-Συμπεράσματα

Το πάχος των σπειρών είναι ένας σημαντικός παράγοντας που παίζει ρόλο στη δημιουργία και διατήρηση των παρατηρούμενων σπειρών των γαλαξιών. Θεωρητικές μελέτες έχουν δείξει πως σε έναν δίσκο πεπερασμένου πάχους ο ρυθμός ανάπτυξης σπειροειδών ασταθειών είναι σημαντικά μικρότερος από αυτόν που βρίσκουμε σε δίσκους μηδενικού πάχους. Το γεγονός αυτό ευνοεί σημαντικά την διατήρηση μιας ημι-σταθερής σπειροειδούς δομής για μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα από ότι σε δισδιάστατα μοντέλα Yue (1982). Παράλληλα, το πάχος των σπειρών δεν εμποδίζει την ανάπτυξη σχετικά ισχυρών σπειρών όπως αυτές που παρατηρούμε στις εικόνες των γαλαξιών. Ως εκ τούτου είναι σημαντικό να κατανοήσουμε την τροχιακή δυναμική των τρισδιάστατων σπειροειδών δομών.

Η μελέτη δύο διαφορετικών δυναμικών μοντέλων (Patsis & Grosbøl, 1996; Chaves-Velasquez et al., 2018) κατέληξε στα εξής κοινά συμπεράσματα:

1. Οι σπειροειδείς βραχίονες των τρισδιάστατων σπειρών υποστηρίζονται από ημι-περιοδικές τροχιές παγιδευμένες στη γειτονιά ευσταθών περιοδικών τροχιών που ανήκουν στην επίπεδη, επί του ισημερινού επιπέδου, οικογένεια x1 καθώς επίσης και σε ημι-περιοδικές τροχιές παγιδευμένες στη γειτονιά ευσταθών περιοδικών τροχιών που ανήκουν στις οικογένειες που διακλαδίζονται από την x1 στην περιοχή κάθετων $n:1$ συντονισμών, κατά μία S→ U αλλαγή ευστάθειας της x1.

2. Οι τροχιές της x1, καθώς και οι προβολές επί του ισημερινού επιπέδου των τροχιών των τρισδιάστατων διακλαδώσεων της που ενισχύουν τις σπείρες, έχουν τα απόκεντρά τους επί των ελαχίστων του δυναμικού μεταξύ των εσωτερικών συντονισμών 2:1 (ILR) και 4:1 στην περίπτωση των ανοιχτών σπειρών (pitch angle $i > 15°$). Σε αυτές τις περιπτώσεις η δύναμη της διαταραχής ως προς την ακτινική δύναμη του αξισυμμετρικού υποβάθρου, είναι της τάξης του 5-10%. Ένα βασικό μορφολογικό χαρακτηριστικό των μοντέλων είναι η διακλάδωση των σπειροειδών βραχιόνων στον συντονισμό 4:1.

3. Οι τροχιές του δυναμικού PERLAS που συμμετέχουν στην υποστήριξη των τρισδιάστατων σπειρών φθάνουν σε ύψος περίπου 300 pc εκτός του ισημερινού επιπέδου. Αυτό είναι συμβατό με παρατηρήσεις δισκοειδών γαλαξιών τύπου Sc από πλάγια θέση.

4. Στο δυναμικό PERLAS βρίσκουμε τοπικά ενισχύσεις των σπειρών επί των επιβαλλόμενων σπειρών μεταξύ του συντονισμού 4:1 και της συμπεριστροφής. Αυτές οι τοπικές ενισχύσεις εμφανίζονται μετά από ένα χαρακτηριστικό κενό επί των βραχιόνων αμέσως μετά τον συντονισμό 4:1 και πριν τη συμπεριστροφή. Λόγω της απόστασης τους από το κέντρο, αυτά τα τμήματα σπειρών είναι

ασθενείς σχηματισμοί και δεν αποτελούν μέρος των ισχυρών, σπειροειδών βραχιόνων.

5. Ο μηχανισμός των χαοτικών σπειρών απαντάται και στα μοντέλα των τρισδιάστατων σπειρών, αλλά οι βραχίονες που σχηματίζονται με αυτόν τον τρόπο ξεκινώντας από τα ασταθή σημεία Lagrange (L1, L2) είναι ασθενείς και δεν μπορεί να αποτελούν στις περιπτώσεις των μοντέλων κανονικών σπειροειδών γαλαξιών μέρος της κύριας σπειροειδούς δομής.

Αναφορές

1. Allen C. and Santillan A., 1991, Rev. Mex. A.A. 22, 255.

2. Alton P.B., Xilouris E.M., Misiriotis A. et al., 2004, A&A 435, 109.

2. Bertin G., 2014, *Dynamics of Galaxies*, Cambridge University Press, 2nd edition.

3. Binney J. and Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press.

4. Boroson T., 1981, ApJSS 46, 117.

5. Broucke R., 1969, NASA Tech. Rep. 32, 1360.

6. Chaves-Velasquez L., Patsis P.A., Puerari I. et al., 2018, submitted.

7. Contopoulos G. and Grosbøl P., 1986, A&A 155, 11.

8. Contopoulos G. and Grosbøl P., 1988, A&A 197, 83.

9. Contopoulos G. and Grosbøl P., 1989, A&ARv 1, 261.

10. Contopoulos G. and Magnenat P., 1985, Cel. Mech. 37, 387.

11. Dobbs C. and Baba J., 2014, PASA 31, 35.

12. Grosbol P. and Patsis P.A., 1998 A&A 336, 840.

13. Hadjidemetriou J.D., 1975, Cel. Mech. 12, 255.

14. Lin C.C. and Shu F., 1964, ApJ 140, 646.

15. Miyamoto M. and Nagai R., 1975, PASJ 27, 533.

16. Πάτσης Π.Α., 2016, «Νεότερες εξελίξεις στην Αστρονομία 2016», Γ. Κοντόπουλος & Π. Πάτσης (eds), έκδοση Ακαδημίας Αθηνών, σελ. 15-22.

17. Patsis P.A., 2006, Mon. Not. R. Astron. Soc. 369L, 56.

18. Patsis P.A., Contopoulos G. and Grosbøl P., 1991, A&A 243, 373.

19. Patsis P.A. and Grosbøl P., 1996, A&A 315, 371.

20. Patsis P.A. and Tsigaridi L., 2017, Ast. Sp. Sc. 362, 129.

21. Pérez-Villegas A., Pichardo B., Moreno E., Peimbert A. et al., 2012, ApJ 745, L14.

22. Pérez-Villegas A., Pichardo B. and Moreno E., 2013, ApJ 772, 91.

23. Pichardo B., Martos M., Moreno E. et al., 2003, ApJ 582, 230.

24. Rohlfs K., 1977, *Lectures on Density Wave Theory (Lecture Notes in Physics, Band 69)* Berlin, Springer.

25. Romero-Gomez M., Masdemont J.J., Athanassoula E. and Garcia-Gomez C., 2006, A&A 453, 39.

26. Schmidt M., 1956, BAN 13, 15.

27. Sellwood J., 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc. 410, 1637.

28. Skokos Ch., Patsis P.A. and Athanassoula E., 2002, Mon. Not. R. Astron. Soc. 333, 847.

29. van der Kruit P.C. and Searle L., 1981, A&A 95, 105.

30. Voglis N., Stavropoulos I. and Kalapotharakos C., 2006, Mon. Not. R. Astron. Soc. 372, 901.

31. Yue Z.Y., 1982, Geoph. Astrophys. Fluid Dyn. 20, 1.

Γ΄ Η Παλίρροια στο Ηλιακό μας Σύστημα

Χρήστος Ευθυμιόπουλος

Περίληψη

Οι παλίρροιες συνιστούν ένα από τα πλέον βασικά δυναμικά φαινόμενα που ευθύνονται για την τελική διαμόρφωση των τροχιών και των καταστάσεων περιστροφής των ουρανίων σωμάτων (πλανητών, δορυφόρων και αστεροειδών) στο Ηλιακό μας σύστημα. Επίσης, θεωρούνται σημαντικές για την κατανόηση των μηχανισμών μέσω των οποίων τα παρατηρούμενα εξω-ηλιακά πλανητικά συστήματα καταλήγουν σε κάποιες προτιμητέες τροχιακές και περιστροφικές διατάξεις. Στο παρόν άρθρο παρουσιάζουμε αρχικά ορισμένες βασικές έννοιες αναφορικά προς το φαινόμενο της παλίρροιας, με έμφαση στις αστρονομικές πτυχές του φαινομένου. Συγκεκριμένα, αναφερόμαστε σε δύο σημαντικές εκφάνσεις της παλιρροϊκής δυναμικής, δηλ. α) στο φαινόμενο της παλιρροϊκής τριβής, και β) στο φαινόμενο του "παλιρροϊκού συγχρονισμού", που προκαλεί συντονισμό μεταξύ της τροχιακής και περιστροφικής γωνιακής συχνότητας σωμάτων που αλληλεπιδρούν με τη δύναμη της βαρύτητας. Θα αναφερθούμε τέλος σε ορισμένες προόδους γύρω από το θέμα της θεωρητικής μοντελοποίησης των συντονισμών αυτών, στην οποία δραστηριοποιείται ερευνητικά το ΚΕΑΕΜ. Μέσω τέτοιων μελετών μπορούμε να αντλήσουμε πληροφορίες για την εσωτερική σύνθεση των ουρανίων σωμάτων και τη δομή και εξέλιξη του Ηλιακού μας συστήματος.

Γ΄.1 Εισαγωγή: Η παλίρροια ανάμεσα σε ουράνια σώματα

Οι παλιρροϊκές αλληλεπιδράσεις μεταξύ ουρανίων σωμάτων είναι από τα πλέον ενδιαφέροντα θέματα της σύγχρονης δυναμικής αστρονομίας, με επεκτάσεις που αφορούν στην κατανόηση της δομής και εξέλιξης του Ηλιακού μας συστήματος, αλλά και πολλών παρατηρούμενων εξω-ηλιακών πλανητικών συστημάτων. Μέσω της ανάλυσης των παλιρροϊκών αλληλεπιδράσεων αποκτούμε πρόσβαση και σε στοιχεία που δεν είναι δυνατό να ανακτηθούν μέσω άλλων άμεσων παρατηρήσεων, όπως π.χ. η εσωτερική δομή και σύνθεση των πλανητών και των δορυφόρων τους. Για τους λόγους αυτούς, και με την έλευση της διαστημικής εποχής εξερεύνησης του Ηλιακού μας συστήματος, η μελέτη των παλιρροιών έχει αναδειχθεί ως ένας από τους πλέον ζωντανούς κλάδους έρευνας στην Ουράνιο Μηχανική και στην πλανητική επιστήμη γενικότερα.

Προκειμένου να γίνει κατανοητή η βασική αρχή του φαινόμενου της παλίρροιας, θα αναφερθούμε αρχικά σε ένα απλοϊκό παράδειγμα συστήματος στο οποίο η εξέλιξη προσδιορίζεται από παλιρροϊκά φαινόμενα: Θεωρούμε N σημειακές μάζες m_i, $i = 1, 2, ..., N$ που βρίσκονται μεταξύ τους σε κοντινές αποστάσεις και "συγκρατούνται" σε κοινό σχηματισμό μέσω αμοιβαίων μεταξύ τους δυνάμεων (Σχημα Γ΄.1). Θα αναφερόμαστε στο σχηματισμό αυτό ως το "σύστημα" (ή "σώμα") S. Εστω $\mathbf{r}_i$ τα διανύσματα θέσης των σωμάτων m_i ως προς κοινή αρχή Ο την οποία λαμβάνουμε στο κέντρο μάζας του συστήματος. Μπορούμε επίσης να φανταστούμε το συνεχές

όριο ενός τέτοιου συστήματος, το οποίο αντιπροσωπεύει, π.χ., ένα συμπαγές αντικείμενο όπως ένας πλανήτης, όπου αντί των μαζών m_i έχουμε στοιχεία μάζας και όγκου $dm(\mathbf{r}) = \rho(r)dV$ που προκύπτουν από μια συνεχή πυκνότητα $\rho(\mathbf{r})$. Στους μαθηματικούς τύπους που ακολουθούν παίρνουμε τότε αντίστοιχα αποτελέσματα αντικαθιστώντας, όπου υπάρχει, ένα άθροισμα πάνω στα σώματα από το αντίστοιχο ολοκλήρωμα όγκου.

Προκειμένου να ορίσουμε, τώρα, την έννοια της παλίρροιας, θεωρούμε ένα δεύτερο σώμα μάζας M που, έστω, περιφέρεται σε τροχιά γύρω από το σώμα S σε απόσταση R πολύ μεγαλύτερη από το μέγεθος του σώματος S (βλ. σχήμα Γ΄.1). Συμβολίζοντας με **R** το διάνυσμα που συνδέει τα κέντρα των M και S στο χρόνο t, η επιτάχυνση του κέντρου μάζας του σώματος S λόγω της βαρυτικής έλξης του σώματος M δίνεται από το νόμο της Νευτώνειας βαρύτητας:

$$\mathbf{a}_{CM} = -G\left(\frac{M}{M_S}\right)\sum_{i=1}^{N}\frac{m_i(\mathbf{r}_i+\mathbf{R})}{|\mathbf{r}_i+\mathbf{R}|^3} \tag{1.30}$$

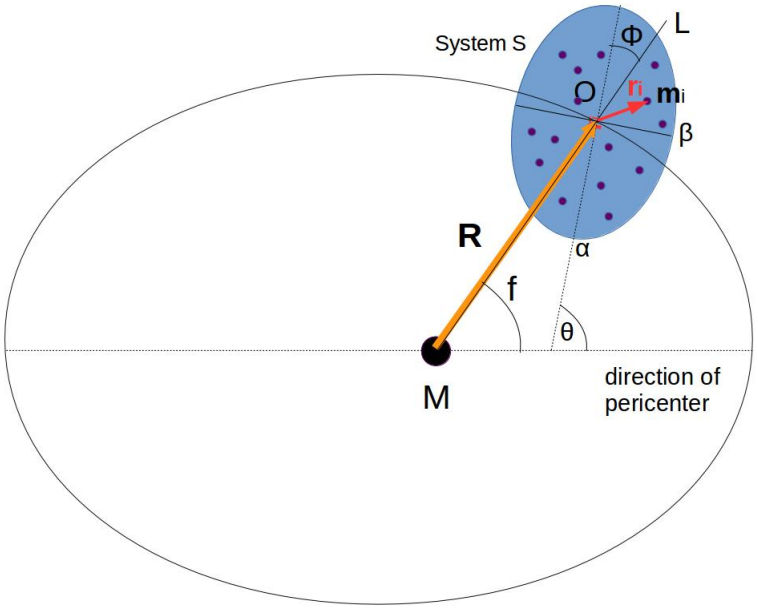
όπου $M_S = \sum_{i=1}^{N} m_i$ είναι η συνολική μάζα του σώματος S. Αντί της τροχιάς του M γύρω από το S, ένας παρατηρητής μόνιμα προσδεδεμένος στο κέντρο μάζας του M, βλέπει, αντίθετα, το S να διαγράφει τροχιά γύρω από το M. Η σχετική αυτή τροχιά απεικονίζεται ως έλλειψη στο σχήμα Γ΄.1. Το ουσιώδες είναι ότι ένας παρατηρητής μόνιμα προσδεδεμένος στο κέντρο οιουδήποτε από τα δύο σώματα είναι, στη πραγματικότητα, μη-αδρανειακός, υποκείμενος σε επιτάχυνση ίση με την επιτάχυνση του αντίστοιχου κέντρου μάζας. Εξαιτίας αυτού, αν ένας παρατηρητής μόνιμα προσδεδεμένος στο κέντρο μάζας (O) του σώματος S θέλει να μάθει πώς επενεργεί η βαρύτητα λόγω του M στο χώρο γύρω από το S, θα πρέπει, εκτός από το Νευτώνειο όρο της βαρυτικής επιτάχυνσης λόγω του M να θεωρήσει (και αφαιρέσει από τον προηγούμενο όρο) και τη δική του επιτάχυνση. Ετσι οδηγούμαστε στον ορισμό του *παλιρροϊκού πεδίου* της επιτάχυνσης που προκαλεί το M κατά την αντίληψη του παρατηρητού του S:

$$\mathbf{a}_T(\mathbf{r}) = -\frac{GM(\mathbf{r}+\mathbf{R})}{|\mathbf{r}+\mathbf{R}|^3} - \mathbf{a}_{CM} \tag{1.31}$$

όπου το διάνυσμα θέσης **r** λαμβάνεται τώρα σε σύστημα αναφοράς με κέντρο το O. Πολλαπλασιάζοντας με τη μάζα m_i (η το αντίστοιχο στοιχείο μάζας) παίρνουμε το "παλιρροϊκό πεδίο δυνάμεων" του M πάνω στο S, $\mathbf{f}_{\mathbf{i}T} = m_i\mathbf{a}_T(\mathbf{r}_i)$.

Το βασικό σημείο που καθιστά εύλογο τον παραπάνω ορισμό του παλιρροϊκού πεδίου είναι ότι μέσω του ορισμού αυτού μπορούμε να δούμε πώς η επίδραση του M αλλοιώνει ορισμένα βασικά χαρακτηριστικά του S, όπως π.χ. το σχήμα και την εσωτερική κινηματική. Ως παράδειγμα ας θεωρήσουμε ένα σχεδόν σφαιρικό σώμα (π.χ. Γη) που παραμορφώνεται λόγω της παλιρροϊκής επίδρασης ενός δορυφόρου (π.χ. Σελήνη, βλ. άνω σχήμα Γ΄.2). Καλώντας το S "πλανήτη", και το M "δορυφόρο", έστω M_P, R_P η μάζα και η ακτίνα του πλανήτη. Τότε, $a_{CM} = -GM/R^2$. Αν θεωρήσουμε δύο στοιχεία μάζας $m_1 = m_2 = m$ που βρίσκονται σε δύο αντιδιαμετρικά σημεία της επιφάνειας του πλανήτη κατά μήκος της γραμμής L που συνδέει πλανήτη με δορυφόρο, η αλγεβρική τιμή των παλιρροϊκών δυνάμεων στα δύο στοιχεία μάζας βάσει των προηγούμενων ορισμών είναι:

$$f_{T,1} = -GMm\left(\frac{1}{(R-R_P)^2} - \frac{1}{R^2}\right), \quad f_{T,2} = -GMm\left(\frac{1}{(R+R_P)^2} - \frac{1}{R^2}\right), \tag{1.32}$$



Σχήμα Γ΄.1: *Σχηματική αναπαράσταση της βασικής διάταξης για τον ορισμό της παλίρροιας μεταξύ δύο σωμάτων: Το σύστημα S απαρτίζεται από N σημειακές μάζες m_i, $i = 1, \ldots N$ στις θέσεις $\mathbf{r}_i$ ως προς το κέντρο μάζας O του συστήματος. Ενα δεύτερο σώμα μάζας M είναι σε τροχιά γύρω από το S. Το S εμφανίζεται δυσανάλογα μεγάλο για σχεδιαστικούς λόγους. Η γαλάζια έλλειψη δείχνει την προβολή στο επίπεδο κίνησης του ελλειψοειδούς αδρανείας του S. Θεωρούμε έναν άξονα του ελλειψοειδούς κάθετο στο επίπεδο της τροχιάς και δύο (α, β στο σχήμα) εντός του επιπέδου. Στην πιο απλή εκδοχή, θεωρούμε την αμοιβαία τροχιά μεταξύ M και S ως Κεπλεριανή έλλειψη (βλ. κείμενο), με το M στη μία εστία. Διάφορες γωνίες που δίνουν το προσανατολισμό των σωμάτων αναγράφονται στο σχημα. Οι γωνίες λαμβάνονται ως προς άξονα που ταυτίζεται με τον προσανατολισμό του περικέντρου της τροχιάς.*

Επομένως, $f_{T,1} < 0$, και $f_{T_2} > 0$, δηλ. οι παλιρροϊκές δυνάμεις στα σημεία 1 και 2 κατευθύνονται αμφότερες ακτινικά προς τα έξω ως προς το κεντρο O του πλανήτη (σχήμα Γ΄.2). Περαιτέρω, οι δύο δυνάμεις είναι ίσες κατά μέτρο μέχρι όρους πρώτης τάξης στο ανάπτυγμα των σχέσεων (1.32) ως προς τη μικρή ποσότητα R_P/R. Επομένως, το παλιρροϊκό πεδίο του δορυφόρου τείνει να "τεντώσει" τον πλανήτη κατά μήκος της διεύθυνσης L. Εαν η επιφάνεια του πλανήτη καλύπτεται με ωκεανούς, η παλίρροια προκαλεί δύο συμμετρικά "εξογκώματα" του νερού στα αντιδιαμετρικά σημεία. Αλλά και στο εσωτερικό του πλανήτη η παλίρροια προκαλεί μια μικρή παραμόρφωση (της τάξης μόλις του ενός μέτρου για τη Γη λόγω της παλίρροιας της Σελήνης), η οποία, ωστόσο, συνοδεύεται από τεράστια έκλυση ενέργειας λόγω μηχανικής παραμόρφωσης. Δεδομένης της αμφι-συμμετρίας ως προς αντιδιαμετρικά σημεία, το εξόγκωμα "ταξιδεύει" πάνω στην επιφάνεια του πλανήτη (ο οποίος στο μεταξύ περιστρέφεται), κατά τρόπο ώστε το διπλό εξόγκωμα να εκτείνεται κατά την ίδια διεύθυνση περίπου μετά την παρέλευση μισής περιόδου περιστροφής του πλανήτη. Το γεγονός αυτό δικαιολογεί, π.χ., γιατί η παλίρροια στη Γη έχει βασική περίοδο περίπου 12 ωρών (και ακέραιες υποδιαιρέσεις, π.χ. 6 ώρες, που αντιστοιχούν σε ακέραια πολλαπλάσια της βασικής συχνότητας περιστροφής).

Γ΄.2 Παλιρροϊκή ροπή - τριβή

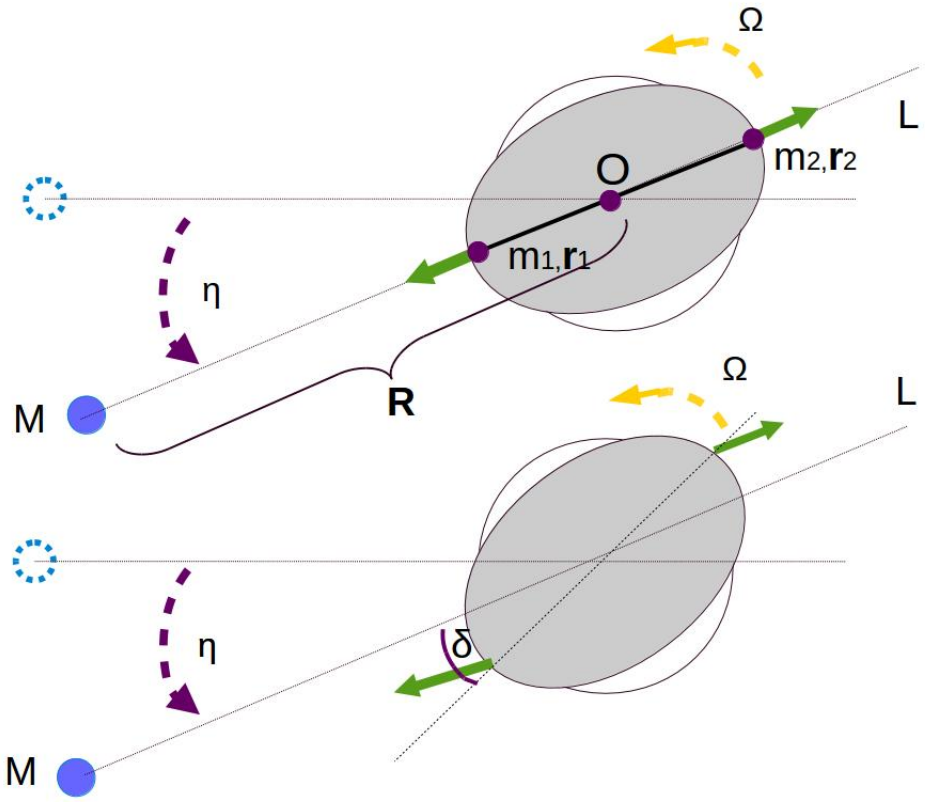
Ποιές είναι οι κυριότερες συνέπειες της παλίρροιας πάνω σε ένα ουράνιο σώμα; Διακρίνουμε δύο, στενά συνδεδεμένα, είδη συνεπειών: η παλίρροια α) παραμορφώνει το σώμα, και β) προκαλεί αλλαγή της τροχιάς και της περιστροφικής του κατάστασης. Αμφότερα φαινόμενα σχετίζονται με την έννοια της *παλιρροϊκής ροπής*, στην οποία στρέφουμε τώρα την προσοχή μας.

Γ΄.2.1 Παλιρροϊκή ροπή

Για απλότητα, ας υποθέσουμε πρώτα ότι το σώμα S είναι συμμετρικό ως προς επίπεδο συμμετρίας που ταυτίζεται με το επίπεδο της τροχιάς ($z = 0$ σε Καρτεσιανές συντεταγμένες (x, y, z) με κέντρο το O). Υποθέτοντας ότι $r_i = (x_i + y_i + z_i)^2 << R$ για κάθε στοιχειώδη μάζα εντός του S, η συνολική παλιρροϊκή ροπή τ από το M στο S, υπολογισμένη ως προς τον άξονα z) προκύπτει από το άθροισμα των ροπών λόγω παλιρροϊκών δυνάμεων σε κάθε μία από τις στοιχειώδεις μάζες m_i. Αναπτύσσοντας σε δυνάμεις των μικρών ποσοτήτων x_i, y_i, μέχρι όρους δεύτερης τάξης βρίσκουμε (Goldreich & Peale (1966); Murray & Dermott (1999)):

$$\tau = -\frac{3}{2}\frac{GM}{R^3}(B - A)\sin 2\Phi \tag{1.33}$$

όπου A, B, με $0 < A < B$ είναι οι ροπές αδράνειας του S ως προς τους άξονες α και β (σχήμα Γ΄.1). Εχουμε $A - B = 0$ αν το ελλειψοειδές αδρανείας είναι αξισυμμετρικό γύρω από τον άξονα z. Η παλιρροϊκή ροπή προκαλεί αλλαγή της στροφορμής λόγω περιστροφής του S, $\tau = dL/dt$, της οποίας το μέτρο εξαρτάται από το πόσο μεγάλη είναι η διαφορά $B - A$. Ωστόσο, η διαφορά αυτή δυνατόν να επηρεάζεται από την ίδια την παλίρροια, δεδομένου ότι η τελευταία προκαλεί παραμόρφωση του σώματος, και άρα επιδρά στη στιγμιαία τιμή της διαφοράς $B - A$. Λαμβάνοντας υπόψιν



Σχήμα Γ.2: *Σχηματική αναπαράσταση του διαφορικού πεδίου δυνάμεων που προκαλεί παραμόρφωση ενός ουράνιου σώματος λόγω της παλίρροιας ενός δορυφόρου του (και αντίστροφα). Στο άνω μέρος του σχήματος βλέπουμε ότι η παλίρροια προκαλεί εξόγκωμα στο σώμα που διατάσσεται κατά μήκος της στιγμιαίας ευθείας που ενώνει το σώμα με το δορυφόρο του. Το κάτω σχήμα δείχνει τί συμβαίνει αν ληφθούν υπόψιν και εσωτερικές τριβές στο σώμα. Η παλιροϊκή δύναμη, σε συνδυασμό με εσωτερικές τριβές, προκαλεί 'υστέρηση φάσης', δηλ. μια διαφορά μεταξύ της διεύθυνσης του εξογκώματος και της ευθείας L κατά γωνία δ. Ως αποτέλεσμα, καθώς το σώμα περιστρέφεται, η μέση παλιροϊκή ροπή είναι διάφορη του μηδενός. Δεδομένου ότι το πρόσημο της γωνίας δ ταυτίζεται με το πρόσημο της διαφοράς περιστροφικής και τροχιακής γωνιακής ταχύτητας $\Omega - \eta$, η παλιροϊκή δύναμη λόγω εσωτερικών τριβών εξαναγκάζει το σώμα είτε σε γωνιακή επιβράδυνση, εφόσον $\Omega > \eta$, είτε επιτάχυνση, εφόσον $\Omega < \eta$. Σε κάθε μία από τις περιπτώσεις αυτές, η τριβή προκαλεί ελάττωση στο χρόνο της συνολικής μηχανικής ενέργειας (τροχιακής + περιστροφικής, βλ. κείμενο).*

τα παραπάνω οδηγούμαστε σε ένα πολύπλοκο δυναμικό πρόβλημα. Περαιτέρω πρόοδος είναι εφικτή εφόσον μοντελοποιηθεί η παραμόρφωση του σώματος λόγω της παλίρροιας, όπως θα δούμε παρακάτω.

Γ΄.2.2 Παλιρροϊκή τριβή

"Παλιρροϊκή τριβή" καλούμε το φαινόμενο κατά το οποίο η ενέργεια που προσφέρεται σε ένα σύστημα λόγω παλιρροιών καταλήγει, μέσω εσωτερικής τριβής ή άλλων μη-διατηρητικών εσωτερικών δυνάμεων, να απωλεσθεί ως μηχανική ενέργεια και να μετατραπεί σε κάποια άλλη μορφή εσωτερικής ενέργειας (π.χ. θέρμανση του σώματος). Ορισμένα θεμελειώδη φαινόμενα που παρατηρούνται στο Ηλιακό σύστημα συνιστούν συνέπειες της παλιρροϊκής τριβής: i) *ο παλιρροικός συγχρονισμός*, δηλ. η τάση ζευγών σωμάτων που το ένα εξασκεί παλίρροια στο άλλο να συγχρονίζουν τις γωνιακές ταχύτητες αμοιβαίας περιφοράς και περιστροφής γύρω από τον άξονα τους, ii) η *εσωτερική θέρμανση*, η οποία μπορεί να αλλοιώσει σε μεγάλο βαθμό την εσωτερική δομή των πλανητών και των δορυφόρων τους, συνδεόμενη με πλανητικά φαινόμενα ευρείας κλίμακας όπως η αναδιαμόρφωση της επιφάνειας και η τεκτονική (σεισμική ή ηφαιστειακή) δραστηριότητα. Ο παλιρροϊκός συγχρονισμός εμφανίζεται ευρέως στο Ηλιακό μας σύστημα, και οδηγεί κατά κανόνα στο "κλείδωμα" των συχνοτήτων περιφοράς και περιστροφής στο λόγο 1:1, όπως παρατηρείται στην περίπτωση της Σελήνης (με συνέπεια η Σελήνη να έχει πάντα την ίδια όψη στραμμένη προς τη Γη), στα τέσσερα Γαλιλαϊκά φεγγάρια του Δία (Ιώ, Ευρώπη, Γανυμήδη και Καλλιστώ), στα μεγάλα φεγγάρια του Κρόνου (Μίμα, Εγκέλαδο, Τηθύ, Ρέα, Διόνη, Τιτάνα και Ιαπετό) και άλλα μικρότερα φεγγάρια των πλανητών, κ.λ.π. Ιδιαίτερη περίπτωση αποτελεί ο πλανήτης Ερμής, ο οποίος υφίσταται σε μεγάλο βαθμό την παλίρροια του Ηλιου λόγω της εγγύτητας της τροχιάς του προς αυτόν. Εχει παρατηρηθεί ότι ο Ερμής βρίσκεται σε συντονισμό των δύο συχνοτήτων με λόγο 3:2, αντί του 1:1. Ξεκινώντας με τις εργασίες του Ιταλού Giuseppe ('Bepi') Colombo (Colombo (1965)), η κατανόηση του πώς είναι δυνατό από άποψης δυναμικής να προκληθεί "κλείδωμα" των συχνοτήτων στην τιμή 3:2 αντί της συνήθους 1:1 συνιστά επίτευγμα της σύγχρονης δυναμικής αστρονομίας (βλ. π.χ. Correia & Laskar (2004)). Σε συντομία, μπορούμε να πούμε ότι το κλείδωμα αυτό συνιστά περίπτωση του γνωστού φαινομένου από τη θεωρία των δυναμικών συστημάτων που ονομάζεται "σύλληψη σε συντονισμό", και συντελείται όταν η διαχωριστική καμπύλη που οριοθετεί το συντονισμό στο φασικό χώρο της κίνησης πάλλεται στο χρόνο. Για το συντονισμό 3:2, αποδεικνύεται ότι η ταλάντωση της διαχωριστικής είναι δυνατή μόνο αν η τροχιά του σώματος έχει αυξομειούμενη τιμή της εκκεντρότητας, και μάλιστα η πιθανότητα σύλληψης στο συντονισμό αυξάνεται με τη μέγιστη τιμή την οποία η εκκεντρότητα μπορεί να πάρει. Στο Ηλιακό σύστημα έχουμε μακροχρόνιες μεταβολές της εκκεντρότητας των πλανητών λόγω αμοιβαίων μεταξύ τους αλληλεπιδράσεων. Στην περίπτωση του Ερμή, η τιμή της εκκεντρότητας είναι περίπου 0.2 (μεγαλύτερη απ' όλους τους πλανήτες στο Ηλιακό σύστημα), γεγονός που δικαιολογεί την αυξημένη πιθανότητα σύλληψης στο συντονισμό 3:2.

Οι συνέπειες της παλιρροϊκής τριβής γίνονται κατανοητές εξετάζοντας πρώτα δύο οριακές περιπτώσεις στις οποίες η τριβή απουσιάζει:

α) *Απολύτως σκληρό ελλειψοειδές σώμα:* αντιστοιχεί στην οριακή περίπτωση κατά την οποία οι εσωτερικές δυνάμεις μεταξύ των στοιχειωδών μαζών m_i του συστή-

ματος S είναι τέτοιας μορφής και έντασης ώστε να διατηρείται αναλλοίωτο το σχήμα του S στο χρόνο ως απόλυτα στερεό στρεφόμενο σώμα. Συμβολίζοντας με C τη ροπή αδράνειας του στρεφόμενου σώματος ως προς κάθετο άξονα z που διέρχεται από το κέντρο μάζας O, η περιστροφική εξίσωση κίνησης προσδιορίζεται υπολογίζοντας τη ροπή λόγω του σώματος M. Η εξίσωση (1.33) παίρνει τη μορφή:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{1}{2}\eta^2 \left(\frac{a}{R}\right)^3 \epsilon^2 \sin 2\Phi \tag{1.34}$$

όπου θ είναι η γωνία μεταξύ του μεγάλου άξονα α του ελλειψοειδούς αδρανείας (βλ. σχήμα Γ'.1), και ϵ είναι ο 'παράγοντας ασφαιρικότητας'. Εχουμε $\epsilon = \sqrt{3}\epsilon'$, με $\epsilon' = ((B-A)/C)^{1/2}$, $\epsilon' = 0$ για στρεφόμενο σώμα με κυλινδρική συμμετρία γύρω από το z, και $\epsilon' \to 1$ για ένα απείρως λεπτό ραβδοειδές σώμα. Τέλος, a είναι ο μεγάλος ημιάξονας της τροχιακής έλλειψης, και $\eta = (GM/a^3)^{1/2}$ είναι η τροχιακή γωνιακή συχνότητα (όπως προσεγγίζεται από τον τρίτο νόμο του Κέπλερ στο όριο $M_S << M$). Ας σημειωθεί ότι η υπόθεση της Κεπλεριανής τροχιάς συνιστά προσέγγιση, δεδομένου ότι το μη σφαιρικό σχήμα του σώματος S αλλάζει τον ακριβή νόμο της βαρυτικής έλξης μεταξύ των σωμάτων M και S, και άρα την τροχιά. Ομως, η αυτοσυνεπής επίλυση του συστήματος των εξισώσεων τροχιάς - περιστροφής είναι πολύπλοκή (βλ. π.χ. Batygin & Morbidelli (2015)) και έχει νόημα μόνο σε συστήματα στα οποία η περιστροφή και η περιφορά μοιράζονται παραπλήσια ποσά ενέργειας. Τέτοια είναι η περίπτωση διπλών αστεροειδων όπως το ζεύγος "Δίδυμος", το οποίο πρόκειται να μελετηθεί μέσω της διαστημικής αποστολής AIDA, ενώ στη θεωρητική ομάδα μελέτης της δυναμικής τροχιάς - περιστροφής συμμετέχουν και Ελληνες αστρονόμοι (Κ. Τσιγάνης, Χ. Ευθυμιόπουλος, Ι. Γκόλιας).

Επιστρέφοντας στην απλουστευμένη εξίσωση (1.34), παρατηρούμε ότι εκφράζει ένα "διατηρητικό" νόμο που παράγεται από τη Χαμιλτονιανή συνάρτηση

$$H(\theta, p_\theta) = \frac{p_\theta^2}{2} - \frac{\eta^2\epsilon^2}{4}\frac{a^3}{R^3(t)}\cos\left(2\theta - 2f(t)\right) \tag{1.35}$$

όπου $f(t)$ είναι η "αληθής ανωμαλία", δηλ. η γωνία μεταξύ του διανύσματος θέσης της τροχιάς **R** και του άξονα x που διέρχεται από το περίκεντρο της τροχιάς. Η βασική παρατήρηση είναι ότι στις παραπάνω εξισώσεις η εξάρτηση όλων των παραμέτρων από το χρόνο γίνεται μέσω περιοδικών όρων (με συχνότητα η ή τα πολλαπλάσιά της), επομένως κατά μέσο όρο (σε μία τροχιακή περίοδο) έχουμε μηδενική μεταβολή της ενέργειας περιστροφής, δηλ. δεν παράγεται απώλεια ενέργειας λόγω της απουσίας παλιρροϊκής τριβής. Η ιδιότητα αυτή εξακολουθεί και ισχύει και σε πιο πολύπλοκα μοντέλα εφόσον περιγράφονται από διατηρητικούς νόμους κίνησης.

ιι) *Τέλεια ελαστικό σώμα:* όπως έχουμε ήδη αναφέρει, στην περίπτωση της τέλειας ελαστικότητας η απόκριση του σώματος στην παλίρροια δημιουργεί διπλό εξόγκωμα απόλυτα ευθυγραμμισμένο με τη στιγμιαία διεύθυνση της ευθείας που ενώνει τα σημεία M και O. Τότε, έχουμε $\tau = \psi = 0$ κάθε χρονική στιγμή. Επομένως, η παλίρροια δεν επιταχύνει (ή επιβραδύνει) γωνιακά το σώμα. Σε ό,τι αφορά το μέγεθος της παραμόρφωσης, αυτό εκτιμάται ποσοτικά μέσω των λεγόμενων *αριθμών Love* (Love (1927)), των οποίων ο ορισμός είναι ανάλογος με τον ορισμό των μέτρων ελαστικότητας στη θεωρία της μηχανικής παραμόρφωσης των στερεών σωμάτων. Πιο συγκεκριμένα, θεωρούμε αρχικά τη συνάρτηση του παλιρροϊκού δυναμικού $V_T(\mathbf{r})$, της

οποίας η βαθμίδα παραγώγου δίνει το παλιρροϊκό πεδίο επιτάχυνσης της εξίσωσης (1.31). Με αφετηρία τους ορισμούς της προηγούμενης ενότητας, βρίσκουμε (βλ. π.χ. Murray & Dermott (1999)) ότι ο κατώτερος όρος στο ανάπτυγμα του παλιρροϊκού δυναμικού σε σφαιρικές αρμονικές (ως προς το κέντρο Ο) είναι ο τετραπολικός όρος ($l = 2$, $m = 0$), γεγονός που συνεπάγεται ότι οι ισοδυναμικές επιφάνειες του δυναμικού $V_T(\mathbf{r})$ έχουν σχήμα επίμηκες σφαιροειδές. Το παλιρροϊκό δυναμικό λόγω του σώματος Μ όπως προσδιορίζεται από τον παρατηρητή στο Ο δίνεται από τη σχέση:

$$V_T(\mathbf{r}) = -g\zeta \left(\frac{r}{R_P}\right)^2 \mathcal{P}_2(\cos\theta') + \ldots \tag{1.36}$$

όπου (r, θ', ϕ') είναι σφαιρικές συντεταγμένες με κέντρο το σημείο Ο, με τη γωνία θ' μετρούμενη ως προς άξονα που ταυτίζεται με τη γραμμή L μεταξύ των Ο και Μ. Η σταθερά $g = GM_P/R_P^2$ δίνει την επιτάχυνση της βαρύτητας στην επιφάνεια του πλανήτη μάζας M_P και μέσης ακτίνας R_P. Η σταθερά ζ έχει διαστάσεις μήκους, και η τιμή της εξαρτάται από τη μάζα του δορυφόρου και την απόστασή του R από τον πλανήτη, καθώς και την ακτίνα R_P. Εστω, τώρα, ότι αποκρινόμενο στο παλιρροϊκό δυναμικό το στρεφόμενο σώμα (πλανήτης) αλλάζει το σχήμα του, με την παραμόρφωση να είναι επίσης επιμήκης σφαιροειδής (η υπόθεση αυτή δικαιολογείται ιδίως για πλανήτες που είναι ρευστοί στο εσωτερικό τους). Η παραμόρφωση του πλανήτη επιδρά, με τη σειρά της, στο βαρυτικό δυναμικό που παράγεται από τον ίδιο τον πλανήτη σε σχέση με το δυναμικό που αντιστοιχεί σε τέλεια σφαίρα. Εστω $V_s = -GM_P/R_P$ η τιμή του δυναμικού στην επιφάνεια του πλανήτη πριν από την παραμόρφωση. Μετά την παραμόρφωση, η ισοδυναμική επιφάνεια που αντιστοιχεί στην τιμή του δυναμικού V_s δεν είναι πλέον σφαίρα, αλλά επιφάνεια επιμήκης σφαιροειδής. Εστω h η μέγιστη ανύψωση της νέας ισοδυναμικής επιφάνειας ως προς τη σφαίρα $r = R_P$. Η μέγιστη ανύψωση γράφεται τότε ως $h = h_2\zeta$. Τέλος, ο τετραπόλικος όρος του δυναμικού που παράγεται από το παραμορφωμένο σώμα μπορεί να γραφεί ως:

$$V_{2,body}(\mathbf{r}) = -k_2 g\zeta \left(\frac{R_P}{r}\right)^3 \mathcal{P}_2(\cos\theta') + \ldots = -k_2 V_T(\mathbf{r}) \quad . \tag{1.37}$$

Οι αδιάστατες παράμετροι h_2, k_2 ονομάζονται αριθμοί Love του σώματος. Οι τιμές τους εξαρτώνται από τις εσωτερικές ιδιότητες ελαστικότητας του σώματος. Ως παράδειγμα, για τη Γη έχουμε $h_2 \approx 0.6$, $k_2 \approx 0.3$ (βλ. Agnew (2007) για μια εκτενή επισκόπηση του θέματος των παλιρροιών στη Γη). Επίσης, $\zeta \sim GMR_P^2/R^3$, επομένως, για ένα σώμα με τη μάζα της Σελήνης στην αντίστοιχη απόσταση προκύπτει $\zeta \sim 1m$, τιμή που αντιστοιχεί στην αναμενόμενη ανύψωση (π.χ. των ωκεάνιων υδάτων) λόγω της παλίρροιας της Σελήνης.

Αν αγνοηθούν οι απώλειες ενέργειας λόγω τριβών, ένα ουράνιο σώμα παρουσιάζει γενικά χρονικές μεταβολές του ελλειψοειδούς αδρανείας, οφειλόμενες σε αλλαγές στο σχήμα του, ώστε η δυναμική εξέλιξη της περιστροφικής κατάστασης να αποδίδεται από τις εξισώσεις της περίπτωσης (α), με μεταβαλλόμενη όμως στο χρόνο τιμή της ασφαιρικότητας. Λαμβάνοντας, τώρα, υποψιν, και την παλιρροϊκή τριβή, έχουμε την εξής διαφορά: όπως αναφέραμε προηγουμένως, χωρίς τριβή, το παλιρροϊκό εξόγκωμα είναι στην ίδια διεύθυνση με την ευθεία L, επόμενως $\Phi = 0$ στο σχήμα Γ′.2.

Καθώς το εξόγκωμα ταξιδεύει πάνω στον πλανήτη λόγω περιστροφής, η παραμόρφωση σε μια δοσμένη θέση ακολουθεί ταλάντωση χωρίς απόσβεση, με συχνότητα ίση με το διπλάσιο της διαφοράς μεταξύ περιστροφικής και τροχιακής συχνότητας. Αν, ωστόσο υπάρχει τριβή, τότε από τη γενική θεωρία των ταλαντώσεων με απόσβεση βρίσκουμε ότι η ταλάντωση γίνεται μεν με τη συχνότητα του διεγέρτη, αλλά συνοδεύεται από *υστέρηση φάσης*. Ως συνέπεια, το εξόγκωμα υστερεί κατά ορισμένη γωνία δ σε σχέση με την ευθεία L (κάτω σχήμα Γ'.2). Η τιμή της γωνίας δ είναι ένα μέτρο της παλιρροϊκής τριβής, και έχει ως σημαντική συνέπεια την εμφάνιση μιας μη-μηδενικής μέσης ροπής ανά περίοδο περιστροφής, η οποία, με τη σειρά της, προκαλεί αλλαγή της γωνιακής ταχύτητας περιστροφής του πλανήτη. Κατ' αναλογία προς την κείμενη ορολογία στη θεωρία των ταλαντώσεων με απόσβεση, ορίζουμε τον *παλιρροϊκό συντελεστή ποιότητας* (Goldreich & Soter (1966)):

$$Q_T = 1/|\tan(2\delta)| \tag{1.38}$$

Τιμές του Q_T για στερεούς πλανήτες και δορυφόρους στο Ηλιακό μας σύστημα έχουν μετρηθεί στο εύρος $Q_T \sim 10$–200. Επομένως, η γωνία υστέρησης δ μπορεί να είναι μερικές μοίρες. Η απουσία παλιρροϊκής τριβής αντιστοιχεί στο όριο $Q_T \to \infty$). Η μέση τιμή της παλιρροϊκής ροπής υπολογίζεται από τη σχέση (MacDonald (1964))

$$< \tau >_{tidal} = \frac{3}{2} k_2 \frac{GM^2 R_P^5}{a^6} \sin(2\delta) \quad . \tag{1.39}$$

Για μικρές γωνίες έχουμε $\sin(2\delta) \simeq \tan(2\delta) \simeq Q_T^{-1}$, επομένως η ροπή είναι αντιστρόφως ανάλογη του παράγοντα απόδοσης Q_T. Για στερεούς πλανήτες και δορυφόρους η παλιρροϊκή τριβή επιφέρει σημαντικό αποτέλεσμα σωρευτικά στο χρόνο. Π.χ., η περίοδος της Γης κατά τη στιγμή της εμφάνισης της ζωής στον πλανήτη ήταν αισθητά μικρότερη της σημερινής, με τη διάρκεια του ημερονύκτιου να μη ξεπερνά συνολικά τις λίγες ώρες. Από την άλλη, η τιμή του συντελεστή Q_T ανέρχεται στην τάξη $\sim 10^4$ για αέριους πλανήτες-γίγαντες, και στην τάξη 10^6 για αστέρες όπως ο Ηλιος, επομένως η παλιρροϊκή τριβή δε διαδραματίζει ουσιώδη ρόλο σε τέτοια αντικείμενα. Τέλος, παρατηρούμε ότι το πρόσιμο της ροπής στην εξίσωση (1.39) είναι αρνητικό αν η περιστροφική συχνότητα Ω υπερβαίνει την τροχιακή συχνότητα η, και θετική αν $\Omega < \eta$. Η τελευταία αυτή περίπτωση αντιστοιχεί την παράδοξη κατάσταση κατά την οποία η τριβή προκαλεί γωνιακή *επιτάχυνση* αντί της συνήθους επιβράδυνσης του πλανήτη. Το παράδοξο λύνεται αν σκεφτούμε ότι στο πλήρες πρόβλημα ο στιγμιαίος προσανατολισμός του περιστρεφόμενου σώματος επηρεάζει, πλην της στροφικής, και την τροχιακή κίνηση. Ετσι, η αύξηση της στροφικής κινητικής ενέργειας αντισταθμίζεται από μεγαλύτερη αναλογικά μείωση της τροχιακής μηχανικής ενέργειας. Η τροχιά επηρεάζεται και στη συνήθη περίπτωση, κατά τρόπο ώστε η συνολική μεταβολή της ενέργειας (τροχιακής + περιστροφικής) να είναι πάντα αρνητική. Η αλλαγή της τροχιακής ενέργειας συνεπάγεται αλλαγή του μεγάλου ημιάξονα της τροχιάς, δεδομένου ότι για Κεπλεριανές κινήσεις έχουμε $E = -G(M_P + M)/2a$). Βρίσκουμε (Murray & Dermott (1999)):

$$\frac{da}{dt} = sign(\Omega - \eta) \frac{3k_2 M}{Q_T M_P} \left(\frac{R_P}{a}\right)^5 \eta a \quad . \tag{1.40}$$

Οταν $\Omega > \eta$, η τιμή του ο μεγάλου ημιάξονα αυξάνει στο χρόνο, όπως στην περίπτωση του συστήματος Γης-Σελήνης ($\Omega = 2\pi/$, $\eta = 2\pi/$), στην οποία η παλιρροϊκή τριβή

προκαλεί βαθμιαία αύξηση της μεταξύ των δύο σωμάτων απόστασης, με τρέχοντα ρυθμό που έχει μετρηθεί περίπου σε $\dot{a} \simeq 3.7$ εκ/ετος.

Ενώ οι βασικές μηχανικές διεργασίες πίσω από το φαινόμενο της παλίρροιας είναι διαισθητικά σαφείς, μια λεπτομερής θεωρία των παλιρροιών για συγκεκριμένα ουράνια σώματα εμφανίζει πολυπλοκότητα που οφείλεται τόσο στην ατελή γνώση των εσωτερικών μηχανισμών που συντηρούν την παλιρροϊκή τριβή, όσο και της ακριβούς λύσης του πλήρους δυναμικού προβλήματος σύζευξης της τροχιάς με την περιστροφή. Ας σημειωθεί ότι σ' ένα σώμα πιθανόν να επενεργεί το παλιρροϊκό πεδίο από πολλά άλλα σώματα (π.χ. στη Γη επιδρά εκτός της Σελήνης, και το παλιρροϊκό πεδίο του Ηλιου με ισχύ μικρότερη, αλλά παρόμοιας τάξης μεγέθους με εκείνο της Σελήνης). Περαιτέρω, όψεις του προβλήματος που σχετίζονται με την εσωτερική δομή του υπό εξέταση σωματος (π.χ. αν υπάρχει εσωτερικός μανδύας ή πυρήνας, ή κάποιος υπεδάφιος ωκεανός, η μεταβολή της πυκνότητας με το βάθος, οι παράμετροι σκληρότητας και ελαστικότητας του σώματος κ.λ.π.) συνιστούν εμπόδια στη διατύπωση μιας ακριβούς θεωρίας λόγω αδυναμίας άμεσων παρατηρήσεων (ακόμη και για τη Γη οι περισσότερες πληροφορίες ως προς το εσωτερικό του πλανήτη προέρχονται από έμμεσες παρατηρήσεις, κυρίως τη μελέτη της διάδοσης σεισμικών κυμάτων). Ειδικά για τη Γη, μετά από τη πρωταρχική κατανόηση του φαινομένου από τους Νεύτωνα, Laplace, Gauss, κ.α., η πρώτη λεπτομερής θεωρία των παλιρροιών διατυπώθηκε από τον Βρετανό αστρονόμο George Darwin, υιό του Κάρολου Δαρβίνου (βλ. Darwin (1880); Darwin (1902)), ενώ οι πλέον λεπτομερείς θεωρίες διατυπώθηκαν από δυναμικούς αστρονόμους κατά την έλευση της διαστημικής εποχής εξερεύνησης του Ηλιακού μας συστήματος, όπως π.χ. στις κλασικές εργασίες των Goldreich, Peale, Kaula, Mignard κ.α. (Goldreich (1966); Goldreich & Peale (1966), Goldreich & Soter (1966)), Kaula (1964), and Mignard (1979), βλ. τα άρθρα επισκόπησης Efroimsky & Lainey (2007) και Ferraz-Mello et al. (2008). Μέσα από τις εργασίες αυτές έχει γίνει κατανοητή η πολυπλοκότητα του φαινομένου, και οι συνέπειες της πολυπλοκότητας για την ερμηνεία βασικών παρατηρήσεων των ιδιοτήτων των ουρανίων σωμάτων στο Ηλιακό σύστημα. Ως εμβληματικό παράδειγμα, αναφέρουμε την ερμηνεία από τους Yoder & Peale (1981) της επίδρασης της παλλίροιας του Δία στο να συντηρεί την έντονη ηφαιστειακή δραστηριότητα στον εγγύτερο από τους Γαλιλαϊκούς του δορυφόρους, την Ιώ. Θεωρούμε σήμερα ότι το φαινόμενο οφείλεται κυρίως στην εκκεντρότητα της τροχιάς της Ιούς ώς προς το Δία ($e = 0.004$), η οποία σημαίνει περιοδική ποσοστιαία μεταβολή της απόστασης μεταξυ των δύο σωμάτων κατά 0.8% ανά περίοδο (περίπου 1.8 ημέρες). Ωστόσο, από τη βασική θεωρία βρίσκουμε ότι η παλιρροϊκή ροπή επιφέρει τάση της τροχιάς να γίνεται ολοένα και πιο κυκλική, δηλ. ελάττωση της εκκεντρότητας στο χρόνο με νόμο (για περίπου σύγχρονους δορυφόρους)

$$\frac{de}{dt} = \frac{1-e^2}{2e} \frac{d \ln E_{orbital}}{dt} \quad . \tag{1.41}$$

Στην περίπτωση της Ιούς, η χρονική κλίμακα για την πλήρη απόσβεση της εκκεντρότητας προκύπτει της τάξης των 10^7 ετών, που είναι χρόνος πολύ μικρός συγκρινόμενος με την ηλικία του Ηλιακού συστήματος (5×10^9 έτη). Επομένως, προκύπτει το ερώτημα πώς συντηρείται η εκκεντρότητα της τροχιάς για τόσο μεγάλα χρονικά διαστήματα. Η απάντηση προκύπτει αν ληφθεί υπόψιν και η επίδραση των υπόλοιπων δορυφόρων του Δία στην τροχιά της Ιούς. Συγκεκριμένα, βρίσκουμε ότι η Ιώ είναι

"κλειδωμένη" σε ένα συντονισμό των περιόδων των τροχιών με τα δύο πλησιέστερα προς αυτή Γαλιλαϊκά φεγγάρια, Ευρώπη και Γανυμήδη, που καλείται συντονισμός Laplace. Ο συντονισμός κλειδώνει τις γωνίες μέσης κίνησης των τριών δορυφώρων κατά τρόπο ώστε $\lambda_{\rm Io} - 3\lambda_{\rm Eu} + 2\lambda_{\rm Ga} \simeq \pi$. Περαιτέρω, η ακρίβεια της παραπάνω σχέσης μεταξύ των συχνοτήτων των τριών σωμάτων είναι πολύ καλύτερη από την ακρίβεια των επιμέρους συντονισμών 1:2 μεταξύ Ιούς - Ευρώπης, και Ευρώπης - Γανυμήδη. Μια λεπτομερής ανάλυση της λεγόμενης μακροχρόνιας δυναμικής (βλ. π.χ. αναφορές στο άρθρο Celletti et al. (2018)) δείχνει πως ο συντονισμός Laplace εξαναγκάζει την εκκεντρότητα της Ιούς να παραμένει σε μικρή μεν, πλην όμως μη-μηδενική τιμή της εκκεντρότητας, επαρκή για να συντηρεί τις περιοδικές μεταβολές της παλίρροιας που ευθύνονται για την έντονη ηφαιστειακή δραστηριότητα.

Γ΄.3 Συντονισμοί τροχιάς-περιστροφής και μηχανισμοί παγίδευσης

Ενα γενικό πόρισμα που απορρέει από τη θεωρία των δυναμικών συστημάτων αφορά το γεγονός ότι, σε συστήματα με απώλειες η καταληκτική κατάσταση "ελκύεται" από λύσεις που συνιστούν ευσταθή σημεία ισορροπίας ή ευσταθείς περιοδικές τροχιές. Τέτοιες λύσεις εμφανίζονται πάντοτε (σε ζεύγη, μαζί με αντίστοιχες ασταθείς) στην περίπτωση του συντονισμού, δηλ. όταν οι βασικές συχνότητες του συστήματος βρίσκονται σε ρητή μεταξύ τους σχέση. Ενας από τους βασικούς στόχους της σύγχρονης Ουρανίου Μηχανικής είναι η εφαρμογή των ανωτέρω εννοιών στο πρόβλημα της σύζευξης τροχιάς - περιστροφής, μέσω των παλιρροϊκών ροπών. Ο στόχος είναι να μπορούμε να προβλέψουμε τις πιθανές καταληκτικές καταστάσεις σε ό,τι αφορά τόσο την τροχιά όσο και την περιστροφή για συστήματα ουρανίων σωμάτων που αλληλεπιδρούν παλιρροϊκά, είτε στο δικό μας Ηλιακό σύστημα είτε και σε άλλα παρατηρούμενα εξω-ηλιακά συστήματα. Επιπρόσθετα, επιδιώκουμε να υπολογίσουμε τις it πιθανότητες παγίδευσης των σωμάτων σε κάθε μία από τις πιθανές καταληκτικές καταστάσεις, προκειμένου να ερμηνεύσουμε τις παρατηρήσεις ή και να προβλέψουμε την πιθανή μελλοντική εξέλιξη για ένα υπό μελέτη σύστημα.

Οπως και στα προηγούμενα, έτσι και στην περίπτωση των συντονισμών ξεκινούμε θεωρώντας αρχικά ένα διατηρητικό σύστημα, χωρίς δηλαδή απώλειες λόγω παλιρροϊκής τριβής. Για το σκοπό αυτό, επιστρέφουμε στην εξίσωση (1.34), θεωρώντας σώμα με σταθερή μη-μηδενική ασφαιρικότητα ϵ. Τα φαινόμενα συντονισμού συνδέονται με τον όρο $(a/R)^3 \sin(2\Phi) = (a/R)^3 \sin(2\theta - 2f)$ που εμφανίζεται στο δεξιό μέλος της εξίσωσης κίνησης. Οι ποσότητες $R(t)$, $f(t)$ (ακτινική απόσταση και αληθής ανωμαλία) προκύπτουν από γνωστές εκφράσεις της Ουρανίου Μηχανικής στη μορφή σειράς σε δυνάμεις της εκκεντρότητας, εξαρτώμενες από τριγωνομετρικούς όρους εκφρασμένους ως προς πολλαπλάσια της τροχιακής φάσης (ή 'μέσης ανωμαλίας' = ηt, θεωρώντας ως αρχή του χρόνου $t = 0$ τη στιγμή διέλευσης από το περίκεντρο). Χρησιμοποιώντας τις εκφράσεις αυτές βρίσκουμε:

$$\begin{aligned}\left(\frac{a}{R(t)}\right)^3 \sin(2\theta - 2f(t)) &= \sin(2\theta - 2\eta t) + e\left(\frac{7}{2}\sin(2\theta - 3\eta t) - \frac{1}{2}\sin(2\theta - \eta t)\right) \\ &+ e^2\left(\frac{17}{2}\sin(2\theta - 4\eta t) - \frac{5}{2}\sin(2\theta - 2\eta t)\right) \qquad (1.42)\end{aligned}$$

Παρατηρούμε ότι η παλιρροϊκή ροπή εξαρτάται από τη γωνία του προσανατολισμού

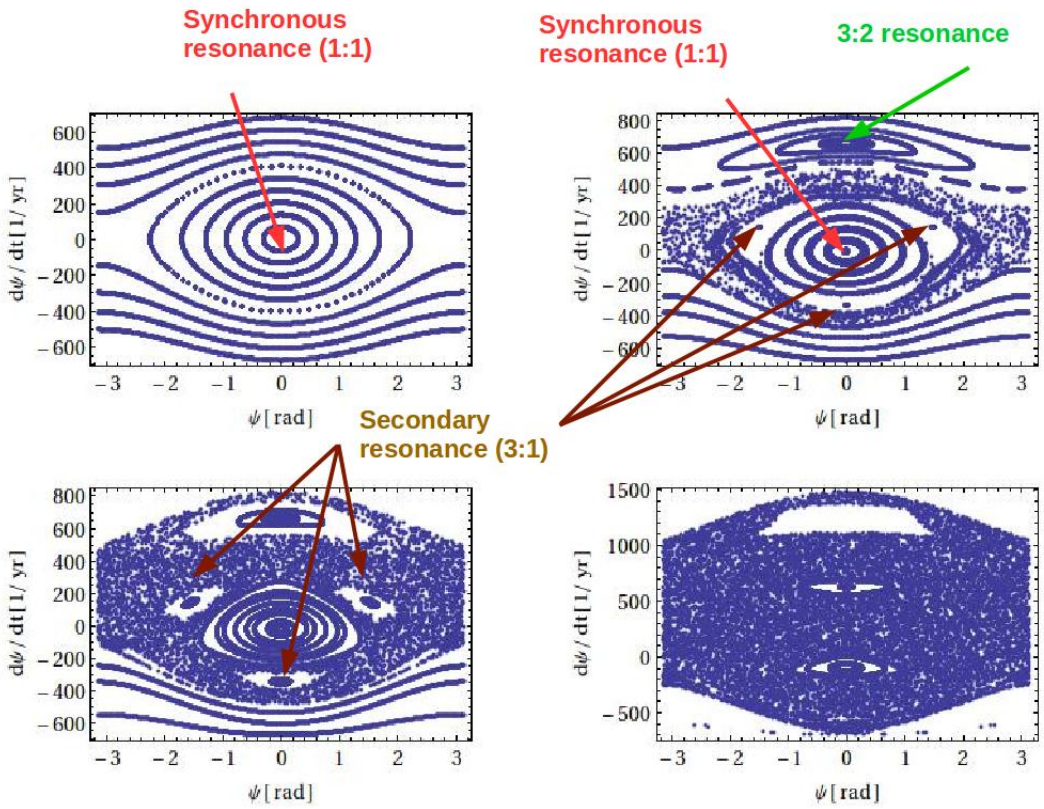
θ μόνο μέσω του γινομένου 2θ, άμεση απόρροια του γεγονότος ότι ο κυρίαρχος όρος στο πολυπολικό ανάπτυγμα του παλιρροϊκού δυναμικού είναι τετραπολικός. Αλλά η πιο σημαντική παρατήρηση αναφορικά προς τις παραπάνω εκφράσεις σχετίζεται με τα είδη των συντονισμών τροχιάς-περιστροφής που προβλέπονται μέσω των διαφορετικών τριγωνομετρικών όρων που συνυπάρχουν στην εξίσωση (1.42). Συγκεκριμένα:

Γ΄.3.1 Σύγχρονος συντονισμός (1:1)

Είναι η πιό βασική περίπτωση συντονισμού, στον οποίο η τροχιακή και η περιστροφική συχνότητα είναι ίσες. Οπως έχουμε ήδη αναφέρει, ο συντονισμός αυτός απαντάται σε πλείστα συστήματα πλανητων - δορυφόρων στο Ηλιακό μας σύστημα, με εξαίρεση το σύστημα Ηλιος - Ερμής. Ο λόγος για την αφθονία τέτοιων συντονισμών είναι ότι, από την εξίσωση (1.42) προκύπτει ότι ο αντίστοιχος όρος στην παλιρροϊκή ροπή έχει σημαντικό μη-μηδενικό πλάτος ακόμη και όταν η τροχιά έχει μικρή εκκεντρότητα, ή είναι απολύτως κυκλική. Παρατηρούμε ότι ο αντίστοιχος όρος στην εξίσωση.(1.42)) ($\cos(2\theta - 2f)$) αντιστοιχεί, στην πραγματικότητα, στη ρητή σχέση 2:2 μεταξύ των δύο συχνοτήτων. Κάνοντας την αλλαγή μεταβλητής $\psi = 2\theta - 2f$, στο όριο της μηδενικής εκκεντρότητας $e = 0$ η εξίσωση περιστροφικής κίνησης (1.34) μπορεί να γραφεί ως ένα δυναμικό σύστημα δύο πρωτοτάξιων εξισώσεων:

$$p_\psi = \dot{\psi}, \quad \dot{p}_\psi = -\eta^2\epsilon^2 \sin\psi \quad . \tag{1.43}$$

Το ως άνω σύστημα είναι γνωστό στη θεωρία των δυναμικών συστημάτων ως το πρόβλημα του εκκρεμούς. Από φυσικής άποψης, δεδομένου ότι $\dot{\theta} = \dot{\psi}/2 + \eta$, η μεταβλητή p_ψ ερμηνεύεται ως το μέτρο της διαφοράς μεταξύ της στιγμιαίας τιμής της τροχιακής και περιστροφικής γωνιακής συχνότητας. Τότε, η εξίσωση του εκκρεμούς προβλέπει ότι για ένα ασφαιρικό σώμα ($\epsilon \neq 0$) με μικρή τιμή της διαφοράς p_ψ, το σώμα παγιδεύεται σε κατάσταση "λίκνισης", δηλ. η παλιρροϊκή ροπή λειτουργεί ως παράγοντας επαναφοράς του σώματος κατά τρόπο ώστε η γωνία του προσανατολισμού θ απλώς ταλαντώνεται μεταξύ δύο ίσων κατά μέτρο και αντίθετων κατά πρόσημο οριακών τιμών. Από την άλλη, αν η τιμή p_ψ είναι μεγάλη, το σώμα δεν μπορεί να παγιδευτεί σε λίκνιση, αλλά απλώς περιστρέφεται υποκείμενο σε αυξομοιώσεις της γωνιακής ταχύτητας περιστροφής λόγω της παλιρροϊκής ροπής. Μεταξύ των καταστάσεων λίκνισης και περιστροφής υπάρχει η περίφημη "λύση της διαχωριστικής" (separatrix). Θέτοντας $\theta = 0$ στο περίκεντρο, η κρίσιμη τιμή της p_ψ ώστε το σώμα να κείται στη διαχωριστική λύση είναι $p_{\psi,c} = 2\eta\epsilon$. Το αντίστοιχο φασικό πορτραίτο, με την οικεία απεικόνιση της διαχωριστικής καμπύλης φαίνεται στο σχήμα 3 (άνω αριστερά). Παρατηρούμε ότι, εκτός της διαχωριστικής, δεν υπάρχουν άλλα αξιοσημείωτα στοιχεία στο φασικό πορτραίτο για $e = 0$. Ειδικώτερα, δεν παρατηρούμε την ύπαρξη άλλων συντονισμών ή χάους, δεδομένου ότι το εκκρεμές συνιστά περίπτωση ολοκληρώσιμου συστήματος στο οποίο όλες οι κινήσεις είναι οργανωμένες. Τέλος, στην περίπτωση αυτή είναι προφανές ότι αν προστεθεί και τριβή όλες οι λύσεις χάνουν ενέργεια με αποτέλεσμα να καταλήγουν στο κεντρικό ευσταθές σημείο ισορροπίας, που συνιστά και τον ακριβή ορισμό της "σύγχρονης κατάστασης" στον οποίο καταλήγουν κατά κανόνα συστήματα δύο ουρανίων σωμάτων.



Σχήμα Γ΄.3: *Φασικό πορτραίτο (στροβοσκοπική απεικόνιση της γωνιακής ταχύτητας $d\psi/dt$ με τη φάση ψ) για τις εξισώσεις κίνησης στο πρόβλημα της τροχιάς - περιστροφής σε ένα υποθετικό σύστημα πλανήτη - δορυφόρου, όπου ο πλανήτης έχει μάζα ίση με τη μάζα του Κρόνου ($3\times10^{-4}M_{\odot}$) και ο δορυφόρος είναι σώμα με ασφαιρικότητα $\epsilon = 0.4$ σε τροχιά γύρω από τον πλανήτη με μεγάλο ημιάξονα $a = 5 \times 10^5 Km$ και εκκεντρότητα: $e = 0$ (άνω αριστερά), $e = 0.002$ (άνω δεξιά), $e = 0.005$ (κάτω αριστερά), και $e = 0.02$ (κάτω δεξιά). Διάφορα στοιχεία με ολοένα και πολυπλοκότερη δομή εμφανίζονται στο φασικό πορτραίτο καθώς αυξάνεται η εκκεντρότητα. Στο σχήμα σημειώνονται στοιχεία όπως οι πρωτεύοντες και δευτερεύοντες συντονισμοί, καθώς και το χάος. Κάθε μία από αυτές τις περιπτώσεις εμφανίζεται σε πραγματικά ουράνια αντικείμενα παρατηρούμενα στο Ηλιακό μας σύστημα (βλ. κείμενο).*

Γ΄.3.2 Αλλοι πρωτεύοντες συντονισμοί: επικάλυψη συντονισμών και χάος

Η προηγούμενη εικόνα, ωστόσο, αλλάζει δραματικά όταν παιρνούμε από την υπόθεση της κυκλικής τροχιάς σε τροχιές έκκεντρες, όπως φαίνεται στο άνω δεξιά σχήμα 3, που αντιστοιχεί σε μικρή σχετικά τιμή της εκκεντρότητας $e = 0.002$, σε ένα υποθετικό σύστημα με παραμέτρους παραπλήσιες προς τιμές σχετικές με τους δορυφόρους του πλανήτη Κρόνου, και σχετικά μεγάλη τιμή της ασφαιρικότητας ($\epsilon = 0.4$). Το αριθμητικό παράδειγμα έχει σχεδιαστεί ώστε να μας δίνει όλη τη βασική φαινομενολογία που απορρέει από τη μετάβαση σε μη-μηδενική τιμή της εκκεντρότητας $e \neq 0$. Τώρα, αντί του εκκρεμούς (εξισώσεις (1.43), έχουμε τις εξισώσεις του *εκκρεμούς με περιοδική εξωτερική διέγερση*:

$$\begin{aligned} \dot{p}_\psi &= -\eta^2\epsilon^2\Bigg[\sin\psi + e\left(\frac{7}{2}\sin(\psi-\eta t) - \frac{1}{2}\sin(\psi+\eta t)\right) \\ &+ e^2\left(\frac{17}{2}\sin(\psi-2\eta t) - \frac{5}{2}\sin\psi\right)\Bigg] \end{aligned} \tag{1.44}$$

Εκ των όρων της περιοδικής διέγερσης, σημαντικότερος είναι ο $(7e/2)\sin(\psi-\eta t) = (7e/2)\sin(2\theta - 3\eta t)$, ο οποίος αποτελεί την αιτία εμφάνισης του πρωτεύοντος συντονισμού 3:2 μεταξύ περιστροφικής και τροχιακής συχνότητας, δηλ. $3\eta = 2\Omega$. Ο συντονισμός αυτός περιγράφει τη σημερινή κατάσταση του πλανήτη Ερμή, υπό την επίδραση του Ηλιου (τροχιακή περίοδος $\simeq 88$ ημέρες, περιστροφική περίοδος $\simeq 58.6$ ημέρες). Η ασφαιρικότητα του Ερμή είναι μικρή $\epsilon \simeq 0.018$, αλλά η εκκεντρότητα της τροχιάς μεγάλη $e \simeq 0.2$. Είναι ακριβώς το μέγεθος της τιμής (μεγαλύτερης μεταξύ όλων των πλανητών στο Ηλιακό σύστημα) που καθιστά μεγάλη την πιθανότητα παγίδευσης του Ερμή στο συντονισμό 3:2. Ποσοτικά, η πιθανότητα παγίδευσης είναι ανάλογη προς το εύρος της αντίστοιχης διαχωριστικής καμπύλης, το οποίο, με τη σειρά του, αποδεικνύεται ότι είναι ανάλογο της ποσότητας $\sqrt{e}$.

Επιστρέφοντας στο σχήμα 3, παρατηρούμε ότι για ένα αρκετά ασφαιρικό σώμα, ακόμη και τιμή της εκκεντρότητας μικρή όσο 0.002 δημιουργεί ένα σημαντικό χωρίο στο φασικό χώρο όπου κυριαρχεί ο συντονισμός 3:2, με μέγεθος συγκρίσιμο προς το σύγχρονο συντονισμό. Αλλά το πιο θεαματικό νέο στοιχείο στη δυναμική είναι η εμφάνιση *χάους*, που αντιστοιχεί στην ακανόνιστη κατανομή των σημείων σε μιά ζώνη μεταξύ των δύο συντονισμών. Το χάος εδώ οφείλεται, ακριβώς, στην επικάλυψη των συντονισμών. Παρατηρούμε ότι για ακόμη μεγαλύτερες εκκεντρότητες (0.005 and 0.02 στο αριστερό και δεξιό κάτω σχήμα 3 αντίστοιχα), το χάος κυριαρχεί στο φασικό σώρο της περιστροφικής κίνησης. Από φυσικής άποψης, τούτο έχει ως συνέπεια την αδυναμία να προβλεφθεί η περιστροφική κατάσταση του σώματος για χρόνους που υπερβαίνουν το χαρακτηριστικό χρόνο Lyapunov. Τα φαινόμενα αυτά ενισχύονται περαιτέρω θεωρώντας πιο πολύπλοκες εξισώσεις, λαμβάνοντας υπόψιν π.χ. την κίνηση σε τρεις διαστάσεις κ.λ.π. Ενα κατεξοχήν παράδειγμα χαοτικής περιστροφικής κίνησης στο Ηλιακό μας σύστημα είναι ο δορυφόρος του Κρόνου Υπερίων. Οι σύγχρονες παρατηρήσεις δείχνουν ότι το χάος στην περιστροφική κίνηση του Υπερίωνα είναι τόσο έντονο ώστε είναι αδύνατο να προβλεφθεί ο προσανατολισμός και η περιστροφική κατάσταση του δορυφόρου σε χρονικό ορίζοντα μεγαλύτερο του ενός μήνα (βλ. ανάλυση των παρατηρησιακών δεδομένων και αναφορές στο άρθρο Tarnopolsky

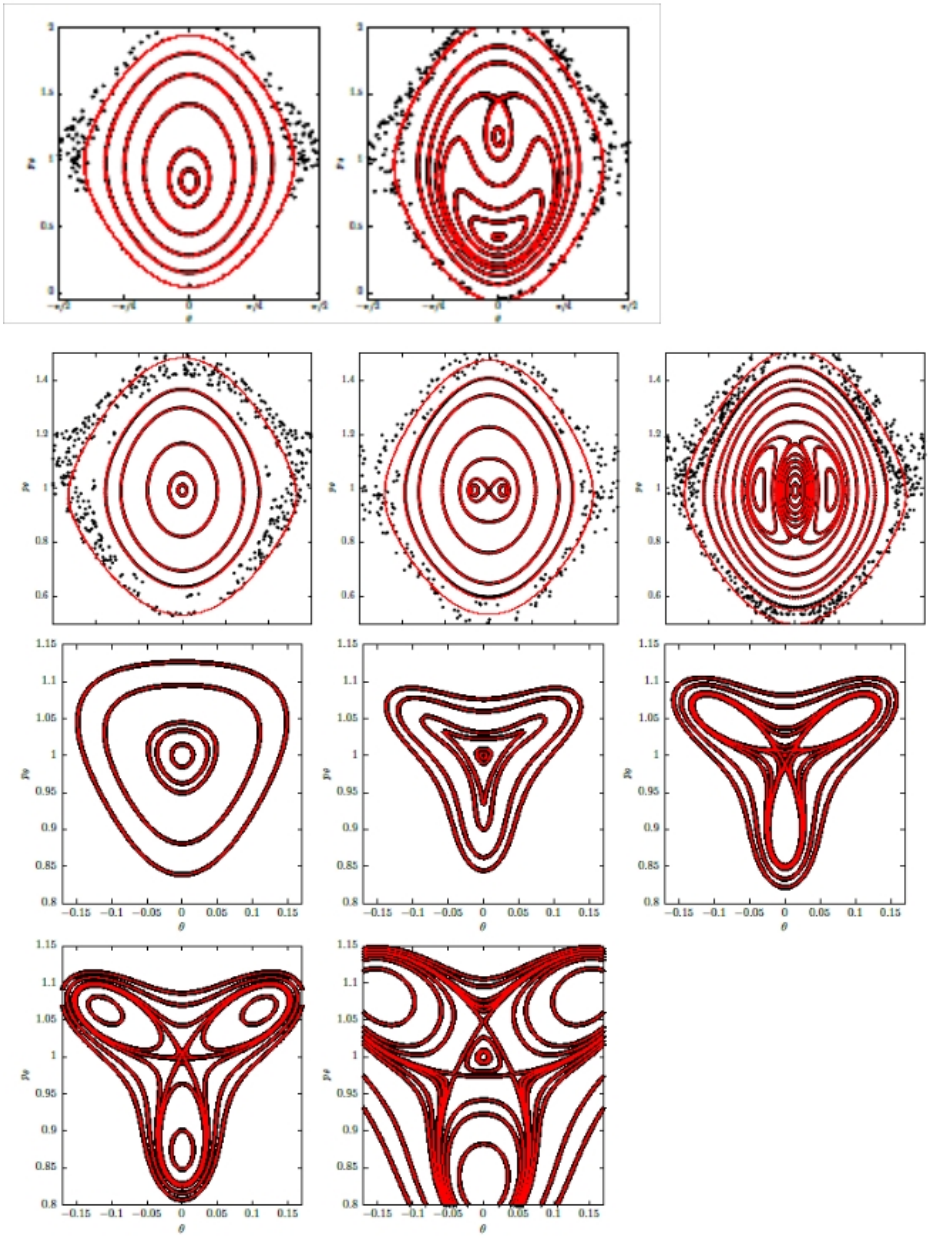
(2015)). Μάλιστα, η περίπτωση του Υπερίωνα έχει ιστορική αξία για όλη τη θεωρία του Χάους, μια και ο δορυφόρος αυτός αποτελεί το πρώτο ουράνιο σώμα στο οποίο κατέστη δυνατή η θεωρητική πρόβλεψη του Χάους από τον J. Wisdom κατά τη δεκαετία του '80 (μέσω αλληλεπίδρασης συντονισμών, βλ. (Wisdom et al. (1984)), ενώ αργότερα το χάος επιβεβαιώθηκε παρατηρησιακά.

Γ΄.4 Δευτερεύοντες συντονισμοί

Αναφερόμαστε, τέλος, στο θέμα των δευτερευόντων συντονισμών, στο οποίο έχουμε συμμετάσχει ερευνητικά με τη διεξαγωγή αναλυτικών υπολογισμών υψηλής τάξης με μεθόδους της κανονικής θεωρίας διαταραχών.

Στο σχήμα 3 βλέπουμε ένα παράδειγμα του δευτερεύοντος συντονισμού 3:1, ο οποίος αναφύεται μέσω διακλάδωσης από το κέντρο του σύγχρονου πρωτεύοντος συντονισμού. Η ύπαρξη δευτερευόντων συντονισμών δημιουργεί στο φασικό χώρο νέα ευσταθή σημεία ισορροπίας, και επομένως νέες δυνατότητες για την καταληκτική κατάσταση του συστήματος αν προστεθεί και η παλιρροϊκή τριβή. Επιπλέον, η παγίδευση, έστω και προσωρινή ενός σώματος σε δευτερεύοντα συντονισμό έχει συνέπειες ενδεχομένως και στη μορφολογία του σώματος, καθώς έχει προταθεί ότι επιφέρει αλλαγές στην επιφανειακή μορφολογία λόγω τεκτονικών ή θερμικών φαινομένων λόγω της παλίρροιας. Εμβληματικό παράδειγμα αποτελεί ο δεύτερος εγγύτερος του Κρόνου δορυφόρος Εγκέλαδος. Προτάθηκε αρχικά από τον Wisdom (2004) ότι μέσω προσωρινής παγίδευσης στο δευτερεύοντα συντονισμό 3:1, είναι δυνατό να εξηγηθεί η παραγωγή θερμότητας λόγω παλιρροϊκών τριβών κατά ένα παράγοντα 30 σε σχέση με την αντίστοιχη παραγωγή θερμότητας στον εγγύτερο δορυφόρο Μίμα. Κατά τον τρόπο αυτό ο Εγκέλαδος περνά το λεγόμενο "τεστ Μίμα" (Squyres et al. (1983)). Επίσης, η προσωρινή παγίδευση στο συντονισμό 3:1 μπορούσε να εξηγήσει τις ευρείας κλίμακας ενδείξεις για αλλαγή της επιφανειακής μορφολογίας του Εγκέλαδου, η οποία σχετίζεται με τεκτονικές κινήσεις των στρωμάτων πάγου στην επιφάνεια του δορυφόρου. Ας σημειωθεί εδώ ότι τέτοιου είδους κινήσεις είναι ανάλογες με τις κινήσεις των λιθοσφαιρικών πλακών στη Γη λόγω του υποκείμενου ρευστού μανδύα. Στην περίπτωση του Εγκέλαδου, εικάζεται ότι το ρόλο του "μανδύα" διαδραματίζει ένας υπόγειος ωκεανός νερού σε υγρή μορφή, του οποίου η θέρμανση οφείλεται στις παλίρροιες, και ο οποίος θα μπορούσε θεωρητικά να είναι υποψήφιος ως φιλόξενος για την αναζήτηση μορφών ζωής εκτός του πλανήτη μας.

Ωστόσο, νεώτερες παρατηρήσεις με την αποστολή Cassini έδειξαν ότι η παράμετρος ασφαιρικότητας του Εγκέλαδου είναι πλησιέστερα προς την τιμή $\epsilon \approx 1/4$, αντί του $1/3$. Οι παρατηρήσεις αυτές καθιστούν πιθανή την παγίδευση μόνο στο δευτερεύοντα συντονισμό 4:1, του οποίου όμως η έκταση είναι πολύ μικρότερη σε σχέση με το συντονισμό 3:1 (Porco et al. (2006)). Εναλλακτικοί μηχανισμοί, εμπλέκοντας ενδεχομένως και το κλείδωμα της εκκεντρότητας σε κάποια εξαναγκασμένη τιμή μέσω αλληλεπιδράσεων με άλλους δορυφόρους του Κρόνου εξετάζονται συγκριτικά στο άρθρο (Meyer & Wisdom (2007)), χωρίς κάποιος μηχανισμός να προκρίνεται ως προς την επάρκειά του σε σχέση με τα παρατηρούμενα φαινόμενα στον Εγκέλαδο. Επομένως, το θέμα όσον αφορά το συγκεκριμένο δορυφόρο του Κρόνου παραμένει ανοικτό, αν και οι αντίστοιχες παλιρροϊκές θεωρίες έχουν ήδη βρει εφαρμογή σε άλλα σώματα στο Ηλιακό μας σύστημα. Για παράδειγμα, ευρείας κλίμακας αλλαγή



Σχήμα Γ΄.4: *Σύγκριση αναλυτικών (κόκκινες καμπύλες) και αριθμητικών λύσεων (μάυρα σημεία) για την εξέλιξη του φασικού πορτραίτου στην περιοχή του δευτερεύοντος συντονισμού 1:1 (άνω σειρά), 2:1 (μεσαία σειρά), και 3:1 (κάτω δύο σειρές). Τα φασικά πορτραίτα δείχνουν τις διαφορετικές διακλαδώσεις που λαμβάνουν χώρα στον εκάστοτε συντονισμό καθώς μεταβάλλεται μία εκ των δύο κρίσιμων παραμέτρων (εδώ ή ασφαιρικότητα ϵ). Η μέθοδος υπολογισμού των αναλυτικών αναπτυγμάτων περιγράφεται στην εργασία Gkolias et al. (2016).*

της επιφανειακής μορφολογίας παρατηρείται στο δεύτερο κατά σειρά δορυφόρο του Δία, Ευρώπη, όπου, και εκεί, είναι πλέον κοινά αποδεκτό ότι η παλιρροϊκή δράση προσφέρει την πηγή ενέργειας ώστε να διατηρείται νερό σε υγρή μορφή κάτω από την επιφάνεια, και επομένως να συνιστά ένα δεύτερο στόχο για την αναζήτηση ζωής αλλού εκτός της Γης στο Ηλιακό μας σύστημα.

Τέλος, αναφέρουμε ότι δευτερεύοντες συντονισμοί απαντώνται και στην κίνηση συστημάτων μικρότερων σωμάτων όπως π.χ. διπλοί αστεροειδείς. Δεδομένου ότι η διακλάδωση του δευτερεύοντος συντονισμού $1 : n$ από τον σύγχρονο πρωτεύοντα συντονισμό γίνεται σε τιμές της ασφαιρικότητας κοντά στο λόγο $1 : n$, χρειαζόμαστε μεγάλες τιμές της ασφαιρικότητας για να επιτύχουμε χαμηλής τάξης δευτερεύοντα συντονισμό. Ωστόσο, μικρότερα σώματα όπως αστεροειδείς μπορούν να έχουν ιδιαίτερα ακανόνιστα σχήματα, επομένως όλο το φάσμα τιμών της ασφαιρικότητας μέχρι $\epsilon \sim 1$) είναι δυνατό. Τούτο έχει ως συνέπεια να συναντούμε ένα ευρύ φάσμα δευτερευόντων συντονισμών μέχρι τον 1:1. Το θέμα αυτό είναι πολύ πρόσφατο, και υπάρχουν λίγα παρατηρησιακά δεδομένα (π.χ. Pravec et al. (2016)). Η δική μας ερευνητική ομάδα, σε συνεργασία με ερευνητές από το Παν/μιο της Ρώμης Tor Vergata και του Πολυτεχνείου του Μιλάνου έχουμε επικεντρώσει την έρευνα σε μια αναλυτική μοντελοποίηση της δυναμικής των δευτερευόντων συντονισμών, μέσω διαταρακτικών αναπτυγμάτων υψηλής τάξης, με σκοπό να μπορούμε αφενός να προβλέψουμε θεωρητικά την αλληλουχία των διακλαδώσεων των δευτερευόντων συντονισμών ως συνάρτηση των βασικών παραμέτρων του προβλήματος (ασφαιρικότητα, εκκεντρότητα), αλλά και την εξέλιξη των αντίστοιχων φασικών πορτραίτων καθώς και τη χρονική εξέλιξη των τροχιακών και περιστροφικών κινήσεων των μικρών σωμάτων που βρίσκονται σε διπλό σύστημα (βλ. Gkolias et al. (2016), Gkolias et al. (2018)). Στο σχήμα Γ′.4 δείχνουμε την ακρίβεια με την οποία η αναλυτική λύση (κόκκινη καμπύλη) αναπαριστά τα αριθμητικά φασικά πορτραίτα στην περιοχή των οργανωμένων κινήσεων, καθώς και τις διάφορες διακλαδώσεις για τους χαμηλότερης δυνατής τάξης δευτερεύοντες συντονισμούς, δηλ. 1:1, 2:1 και 3:1. Το σημαντικό είναι ότι οι διακλαδώσεις εδώ οδηγούν σε μη-τετριμμένα φασικά πορτραίτα των οποίων η διερεύνηση είναι εφικτή μέσω αναλυτικών μεθόδων, απλοποιώντας έτσι κατά πολύ τους απαιτητικούς αριθμητικούς υπολογισμούς. Περαιτέρω, όπως δείχνουμε στην εργασία Gkolias et al. (2017), με κατάλληλες τεχνικές "σύμμορφων μετασχηματισμών" μπορούμε να διαχειριστούμε αναλυτικά και την προσθήκη της παλιρροϊκής ροπής, μετατρέποντας τις εξισώσεις κίνησεις σε νέες μεταβλητές στις οποίες είναι δυνατή η χρήση των μεθόδων της θεωρίας διαταραχών κσθώς και η εφαρμογή της λεγόμενης αδιαβατικής θεωρίας παγίδευσης σε συντονισμό (Henrard (1982)).

Αναφορές

1. Agnew D.C., 2007, "Earth Tides. Treatise on Geophysics and Geodesy", in Herring TA, (Ed.), pp. 163-195., Elsevier, New York.

2. Batygin K. and Morbidelli A., 2015, Astrophys. J. 810, 110.

3. Celletti A., Paeta F. and Pucacco G., 2018, Cel. Mech. Dyn. Astron. 130, 15.

4. Colombo G., 1965, Nature 208, 575.

5. Correia A. and Laskar J., 2004, Nature 429, 848.

6. Darwin G.H., 1880, Philos. Trans. 171, 713.

7. Darwin G.H., 1902, "Tides", Lemma of the Encyclopedia Britannica.

8. Efroimsky M. and Lainey V., 2007, J. Geophys. Res. 112, E12003.

9. Ferraz-Mello S., Rodriguez A. and Hussmann H., 2008, Cel. Mech. Dyn. Astron. 101, 171.

10. Goldreich P., 1966, Astron. J. 71, 1.

11. Goldreich P. and Peale S., 1966, Astron. J. 71, 425.

12. Goldreich P. and Soter S., 1966, Icarus 5, 375.

13. Gkolias I., Celletti A., Efthymiopoulos C. and Pucacco G., 2016, Mon. Not. R. Astron. Soc. 459, 1327.

14. Gkolias I., Efthymiopoulos C., Pucacco G. and Celletti A., 2017, Comm. Nonlin. Sci. Num. Sim. 51, 23.

15. Gkolias I., Efthymiopoulos C., Pucacco G. and Celletti A., 2018, Mon. Not. R. Astron. Soc. (submitted).

16. Henrard J., 1982, Cel. Mech. 27, 3.

17. Kaula W.M., 1964, Rev. Geophys. 3, 661.

18. Love A.E.H., 1927, A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity, Campridge University Press.

19. MacDonald GJE., 1964, Rev. Geophys. Spa. Phys. 2, 467.

20. Meyer J. and Wisdom J., 2007, Icarus 188, 535.

21. Mignard F., 1979, Moon and Planets 20, 301.

22. Murray C.D. and Dermott S.F., 1999, Solar System Dynamics, Cambridge University Press.

23. Porco C.C. et al, 2006, Science 311, 1393.

24. Pravec et al., 2016, Icarus 267, 267.

25. Squyres S.W., Reynolds R.T., Cassen P.M. and Peale S.J., 1983, Icarus 53, 319.

26. Tarnopolsky M., 2015, Astrophys. Sp. Sci. 357, 160.

27. Wisdom J., Peale S.J. and Mignard F., 1984, Icarus 58, 137.

28. Wisdom J., 2004, Astron. J. 128, 484.

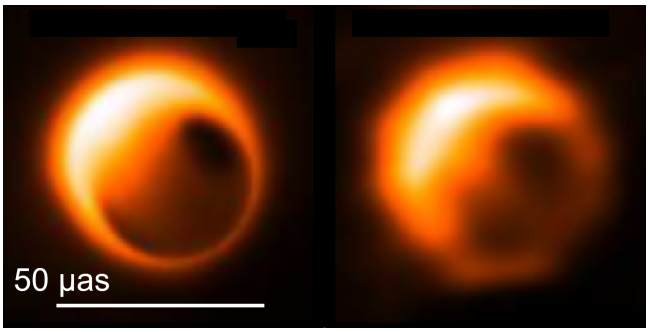
29. Yoder C.F. and Peale S.J., 1981, Icarus 47, 1.

Δ΄ Φυσικές διεργασίες γύρω από μια μελανή οπή

Ιωάννης Κοντόπουλος

Δ΄.1 Παρατηρήσεις του ορίζοντα γεγονότων

Το Τηλεσκόπιο του Ορίζοντα Γεγονότων (Event Horizon Telescope – EHT) αποτελεί διεθνή συνεργασία πρωταρχικός στόχος της οποίας είναι η φωτογράφιση του άμεσου περιβάλλοντος δύο υπερμεγεθών μελανών οπών, μίας στο κέντρο του δικού μας γαλαξία στον αστερισμό του Τοξότη (Sagittarius A^*), και μίας στο κέντρο του γαλαξία M87. Η πρώτη έχει μάζα ίση με 4 εκατομμύρια ηλιακές μάζες και βρίσκεται σε απόσταση 25.640 ετών φωτός από την γη, ενώ η δεύτερη έχει μάζα ίση με 7 δισεκατομμύρια ηλιακές μάζες και βρίσκεται σε απόσταση 53.500.000 ετών φωτός. Η δεύτερη βρίσκεται σε απόσταση χίλιες φορές μεγαλύτερη από την πρώτη, αλλά επειδή και η μάζα της είναι χίλιες φορές μεγαλύτερη, έχει περίπου το ίδιο γωνιακό εύρος 50 μas [6] στον ουρανό. Το EHT χρησιμοποιεί το παγκόσμιο σύστημα συμβολομετρίας Very Long Baseline Interferometry – VLBI σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος κάτω του ενός χιλιοστού, και υπόσχεται ότι θα φωτογραφίσει την εισροή και εκροή ύλης γύρω από τον ορίζοντα γεγονότων της μελανής οπής. Είναι προφανές ότι χωρίς την παρουσία φωτεινής ύλης, μια μελανή οπή παραμένει σκοτεινή, οπότε η φωτογράφισή της δεν θα μας παρείχε καμία πληροφορία. Στην περίπτωση όμως μιας «ζωντανής» μελανής οπής όπως αυτής στο κέντρο του δικού μας γαλαξία ή αυτής στο κέντρο του γαλαξία M87, αυτό που ουσιαστικά προσπαθούμε να φωτογραφίσουμε είναι η σκιά που αφήνει πάνω στην φωτεινή ύλη που την περιβάλλει. Οι πρώτες παρατηρήσεις του Sagittarius A^* ελήφθησαν τον Απρίλιο του 2017, αλλά η δημοσίευση των πρώτων εικόνων θα απαιτήσει πολλούς ακόμα μήνες επεξεργασίας και ανάλυσης.



Σχήμα Δ΄.1: *Αναμενόμενη εικόνα της σκιάς της μελανής οπής στο κέντρο του γαλαξία μας στην περίπτωση που αυτή περιβάλλεται από έναν λεπτό και στενό δίσκο προσαύξησης. Η βαρυτική έλξη της μελανής οπής προκαλεί καμπύλωση της διαδρομής του φωτός και δημιουργεί ένα χαρακτηριστικό «δακτυλίδι» γύρω από αυτή. Η μια πλευρά είναι πιο φωτεινή λόγω του φαινομένου Doppler που οφείλεται στην περιστροφή του δίσκου. Αριστερά: θεωρητική προσομοίωση. Δεξιά: αναμενόμενη εικόνα μετά από 2 χρόνια λειτουργίας του EHT (από την εργασία των Fish et al. 2014). Η εικόνα θα είναι πολύ διαφορετική εάν επιπλέον του δίσκου προσαύξησης, υπάρχει και ένας πίδακας εκροής υλικού πάνω από τον ορίζοντα της μελανής οπής.*

Για να κατανοήσουμε τις αναμενόμενες φωτογραφίες της σκιάς της μελανής

[6] 1 μas είναι ίσο με ένα εκατομμυριοστό του δευτερολέπτου της μοίρας.

οπής ώστε να αντλήσουμε πληροφορίες για τα φυσικά χαρακτηριστικά της (μέγεθος, ρυθμός περιστροφής), πρέπει να λάβουμε υπόψιν μας την κατανομή ύλης αλλά και την ακραία βαρυτική εστίαση του φωτός γύρω από αυτήν. Η ομάδα του ΕΗΤ έχει χρησιμοποιήσει τα πιο σύγχρονα θεωρητικά και αριθμητικά μοντέλα της γενικής θεωρίας της σχετικότητας (general relativity – GR) και της Μαγνητο-Υδροδυναμικής (Magneto-Hydrodynamics – MHD) για να προσομοιώσει τις αναμενόμενες διεργασίες εισροής και εκτίναξης ύλης γύρω από την μελανή οπή, και έχει αναπτύξει πολύπλοκους αλγορίθμους που υπολογίζουν τροχιές φωτονίων μέσα στο ισχυρό βαρυτικό πεδίο της μελανής οπής, με σκοπό να προβλέψει ποια θα είναι η μορφολογία (Σχήμ. Δ΄.1), το φάσμα και η μεταβλητότητα της κεντρικής πηγής (βλέπε π.χ. Lu et al., 2016, Chan et al. 2015, και σχετικές αναφορές σε αυτά). Η αστρονομική κοινότητα έχει, λοιπόν, καταλήξει στην άποψη ότι οι μελανές οπές στα κέντρα των γαλαξιών προσροφούν μεσοαστρική ύλη με την μορφή ενός δίσκου προσαύξησης (accretion disk), ο οποίος αναπτύσσει θερμοκρασίες εκατοντάδων χιλιάδων βαθμών κοντά στο εσώτατο άκρο του. Παράλληλα με την ύλη, προσροφούν και το μαγνητικό πεδίο το οποίο αυτή εμπεριέχει. Αν υποθέσουμε ότι το μαγνητικό πεδίο έχει μια τοπολογία μεγάλης κλίμακας, δηλαδή διαρρέει τον δίσκο και εκτείνεται σε αστρονομικές αποστάσεις πάνω από τον ορίζοντα της μελανής οπής, τότε αυτό, σε συνδυασμό με την περιστροφή του δίσκου και της μελανής οπής, παράγει έναν άνεμο πάνω από τον δίσκο, και έναν πίδακα (jet) πάνω από τον ορίζοντα της περιστρεφόμενης μελανής οπής. Αν όμως υποθέσουμε ότι το μαγνητικό πεδίο που διαρρέει τον δίσκο έχει μόνον μια τυρβώδη τοπολογία μικρής κλίμακας, τότε αυτό ενεργοποιεί μεν την μαγνητο-περιστροφική αστάθεια (magneto-rotational instability – MRI) η οποία οδηγεί σε εισροή ύλης, αλλά δεν προκαλεί εκροή, δηλαδή δεν μπορεί να δημιουργήσει ανέμους και πίδακες.

Στην εργασία μας αυτή θα θέλαμε να επισημάνουμε τρεις σημαντικές φυσικές διεργασίες οι οποίες δεν έχουν συμπεριληφθεί στα θεωρητικά μοντέλα τα οποία έχουν αναπτυχθεί για την ερμηνεία των παρατηρήσεων, και οι οποίες πιστεύουμε ότι πρέπει να ληφθούν σοβαρά υπόψιν. Οι διεργασίες αυτές είναι:

1. Ενεργητική παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων στην βάση του πίδακα πάνω από τον ορίζοντα γεγονότων της μελανής οπής.

2. Ανάπτυξη φύλλου ρεύματος, επιτάχυνση σωματιδίων και παραγωγή ακτινοβολίας υψηλών ενεργειών (ακτίνες X και γ) και κοσμικών ακτίνων κατά μήκος της τελευταίας ανοικτής επιφάνειας μαγνητικής ροής που διαρρέει τον ορίζοντα γεγονότων.

3. Αντιστροφή της πολικότητας του μαγνητικού πεδίου εκτός του κεντρικού πίδακα.

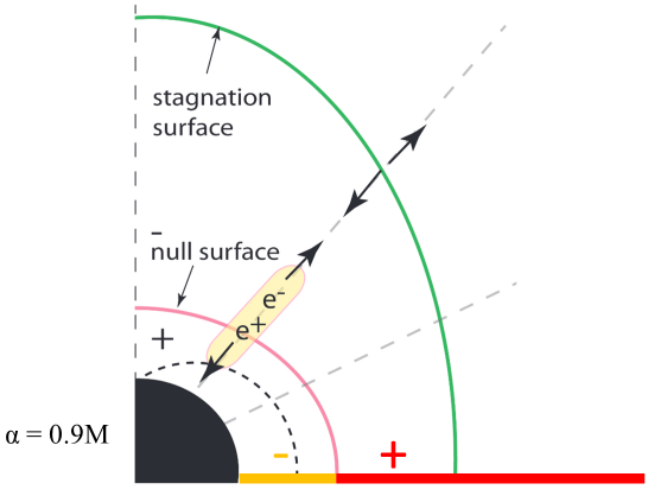
Στις επόμενες ενότητες θα αναπτύξουμε περιληπτικά πώς οι παραπάνω τρεις φυσικές διεργασίες ενδέχεται να επηρεάσουν τις παρατηρήσεις των δύο υπερμεγεθών μελανών οπών στο κέντρο του δικού μας γαλαξία και του γαλαξία M87.

Δ΄.2 Παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων

Όλες οι προσομοιώσεις GR MHD μιας μελανής οπής προβλέπουν την ανάπτυξη μιας περιοχής με απειροελάχιστη συγκέντρωση ύλης πάνω (και κάτω) από την με-

λανή οπή, κάτι που μοιάζει με «καμινάδα» (funnel). Πιο συγκεκριμένα, υπάρχει μια επιφάνεια κατά μήκος της οποίας οι μαγνητικές και φυγόκεντρες δυνάμεις εξισορροπούνται από την βαρύτητα (βλέπε π.χ., Takahashi et al., 1990, Pu et al., 2016). Έξω από την επιφάνεια αυτή υπερνικούν οι μαγνητικές και φυγόκεντρες δυνάμεις, ενώ μέσα από την επιφάνεια αυτή υπερνικά η βαρύτητα. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η ροή να διαχωρίζεται σε εισροή και εκροή πάνω στην επιφάνεια αυτή, και ως εκ τούτου η «καμινάδα» αδειάζει πολύ γρήγορα (σχεδόν με την ταχύτητα του φωτός). Προκύπτει, όμως, εδώ ένα τεχνικό (αριθμητικό, όχι φυσικό!) πρόβλημα: όταν η τοπική πυκνότητα ύλης πέφτει κάτω από μια συγκεκριμένη οριακή τιμή την οποία ο κώδικας δεν μπορεί να διαχειριστεί, εφαρμόζεται στον κώδικα ένα επονομαζόμενο «κατώφλι πυκνότητας», δηλαδή η πυκνότητα της ύλης διατηρείται στο επίπεδο του κατωφλίου και δεν επιτρέπεται να πέσει κάτω από αυτό. Η εφαρμογή του είναι προφανώς μη φυσική γιατί συνεπάγεται μια συνεχή τεχνητή παροχή ύλης από το μηδέν για την τροφοδοσία του πίδακα που εμφανίζεται πάνω από τον ορίζοντα της μελανής οπής. Όλοι οι κώδικες MHD αναγνωρίζουν ότι υπάρχει αυτό το πρόβλημα, όμως ελάχιστοι συζητούν τι αυτό συνεπάγεται ως προς την φυσική ερμηνεία των αποτελεσμάτων τους.

Η περιοχή, λοιπόν, πάνω από τον ορίζοντα γεγονότων δεν παρουσιάζει τίποτα το ιδιαίτερο στις προσομοιώσεις GR MHD. Στην πραγματικότητα, όμως, όταν η περιοχή αυτή αδειάσει από ύλη, παραμένει το συσσωρευμένο μαγνητικό πεδίο και το ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται λόγω της περιστροφής της μελανής οπής. Μια τέτοια κατάσταση είναι αντίστοιχη με αυτό που συμβαίνει στην μαγνητόσφαιρα των pulsars (περιστρεφόμενοι αστέρες νετρονίων με πολύ ισχυρά μαγνητικά πεδία). Στην περίπτωση των pulsars είναι γενικά αποδεκτό (π.χ. Goldreich & Julian 1969) ότι οποτεδήποτε η μαγνητόσφαιρα αδειάζει από ύλη, αναπτύσσονται ισχυρά ηλεκτρικά πεδία κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου, τα οποία επιταχύνουν ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια σε σχετικιστικές ταχύτητες. Η ενέργεια των σωματιδίων επαρκεί για τη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων μέσω μιας αλληλουχίας πιθανών φυσικών διεργασιών. Ένα σχετικιστικό ηλεκτρόνιο (ή ποζιτρόνιο) κινούμενο κατά μήκος μιας καμπύλης μαγνητικής γραμμής εκπέμπει ενεργητικά φωτόνια ακτινοβολίας πέδησης (bremsstrahlung) $e^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \gamma$. Ενεργητικά φωτόνια μπορεί να παραχθούν και μέσω αντίστροφης σκέδασης Compton (inverse Compton scattering) πάνω σε θερμικά φωτόνια που προέρχονται από την επιφάνεια του αστέρος $e^{\pm} + \gamma \rightarrow e^{\pm} + \gamma$. Στη συνέχεια, τα ενεργητικά αυτά φωτόνια αλληλεπιδρούν είτε μεταξύ τους, είτε με το ισχυρό μαγνητικό πεδίο του αστέρος για την παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων μέσω των μηχανισμών $\gamma + \gamma \rightarrow e^{+} + e^{-}$ και $\gamma + B \rightarrow e^{+} + e^{-} + B$ αντίστοιχα. Τα νέα σωματίδια επιταχύνονται και αυτά και δημιουργούν επιπλέον ζεύγη, και ούτω καθ' εξής. Με τον τρόπο αυτό, η μαγνητόσφαιρα γεμίζει πολύ γρήγορα με ένα πλάσμα ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων. Ακριβώς η ίδια διαδικασία έχει προταθεί από τους Blandford και Znajek (1977) ότι ισχύει αντίστοιχα στην μαγνητόσφαιρα μιας περιστρεφόμενης μελανής οπής όπου πραγματοποιείται σημαντική εκροή ύλης και ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας (η παραπάνω περιοχή της «καμινάδας»). Θερμικά φωτόνια παράγονται στον θερμό δίσκο προσαύξησης. Η περιοχή σχηματισμού ζευγών υπολογίζεται ότι βρίσκεται σε απόσταση περίπου ίση με την ακτίνα Schwarzschild της μελανής οπής, $R_{Sc} \equiv 2GM/c^2$, δηλαδή εκεί όπου η πυκνότητα ηλεκτρικού φορτίου της ιδεατής ηλεκτροδυναμικής λύσης μηδενίζεται (βλέπε π.χ. Ptitsyna & Neronov



Σχήμα Δ΄.2: *Παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων γύρω από μια γρήγορα περιστρεφόμενη μελανή οπή με μονοπολική κατανομή μαγνητικού πεδίου (διακεκομμένες γκρι γραμμές). Τα ζεύγη παράγονται κοντά την επιφάνεια μηδενικού φορτίου χώρου (null surface). Σημειώνεται επίσης η επιφάνεια ισορροπίας δυνάμεων όπου η ροή GR MHD διαχωρίζεται σε προς τα έξω εκροή και προς τα μέσα εισροή (stagnation surface, από την εργασία των Levinson & Segev 2017). Σημειώνεται επίσης το φορτισμένο φύλλο ρεύματος στον ισημερινό (αρνητικά και θετικά φορτισμένη γραμμή). Η παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων στο φύλλο ρεύματος των pulsars και των μελανών οπών δεν έχει μέχρι στιγμής μελετηθεί.*

2016, Levinson & Segev 2018, Chen, Yuan & Yang 2018). Σημειώνουμε ότι η περιοχή σχηματισμού ζευγών δεν έχει σχέση με την επιφάνεια ισορροπίας δυνάμεων που εμφανίζεται στις προσομοιώσεις GR MHD που αναφέραμε παραπάνω (βλέπε Σχήμ. Δ΄.2). Σημειώνουμε επίσης ότι το πλάσμα ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων διαφέρει από το σύνηθες αστροφυσικό πλάσμα ηλεκτρονίων-πρωτονίων από το οποίο αποτελείται η μεσοαστρική ύλη με την οποία τροφοδοτείται η κεντρική μελανή οπή.

Τα παραπάνω έχουν συζητηθεί από τα μέλη της ομάδας του EHT (π.χ. Moscibrodzka et al. 2011, Pu et al., 2017), όμως τα αποτελέσματα των μελετών τους δεν έχουν ακόμα συμπεριληφθεί στις προσομοιώσεις των αναμενόμενων εικόνων του Sagittarius A^*. Σε γενικές γραμμές αναμένουμε ότι η πηγή του πίδακα (jet) θα είναι διακοπτόμενη με χρονικές διακυμάνσεις της τάξης του χρόνου διάδοσης του φωτός $2R_{Sc}/c$. Ο χρόνος αυτός είναι της τάξης του ενός λεπτού προκειμένου για την μελανή οπή στο κέντρο του γαλαξία μας, και της τάξης της μίας ημέρας προκειμένου για την μελανή οπή στο κέντρο του γαλαξία M87. Μια τυπική παρατήρηση VLBI για το EHT διαρκεί μερικές ώρες, οπότε η παραπάνω χρονική μεταβλητότητα αναμένεται να μπορεί να παρατηρηθεί μόνον στην περίπτωση του M87. Σημειώνουμε ότι η μελέτη των φαινομένων αυτών παραμένει μέχρι στιγμής πολύ περιορισμένη στην περίπτωση των pulsars (π.χ. Timokhin 2010), και πολύ περισσότερο στην περίπτωση των υπερμεγεθών μελανών οπών (π.χ. Levinson & Cerutti 2018) όπου αναμένονται πολύ πιο ασθενή μαγνητικά πεδία με πολύ μεγαλύτερες ακτίνες καμπυλότητας, άρα και με πολύ περιορισμένη ακτινοβολία πέδησης. Σημειώνουμε επίσης ότι η παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων είναι απαραίτητη και για τον σχηματισμό και την διατήρηση του ηλεκτρικά φορτισμένου φύλλου ρεύματος της μαγνητόσφαιρας (βλέπε επόμενη ενότητα), όμως κάτι τέτοιο δεν έχει μέχρι στιγμής μελετηθεί.

Ολοκληρώνουμε την ενότητα αυτή με την πρόβλεψη ότι η περιοχή της «καμινάδας» πάνω από τον ορίζοντα μιας περιστρεφόμενης μελανής οπής παρουσιάζει αρκετές ομοιότητες με την βάση της μαγνητόσφαιρας των pulsars. Η εικόνα αυτή διαφέρει πολύ από αυτό που προβλέπουν οι προσομοιώσεις GR MHD, την συνεχή δηλαδή έκχυση μιας μη θερμικής κατανομής ηλεκτρονίων-πρωτονίων κατά μήκος της επιφάνειας ισορροπίας δυνάμεων πάνω από τον ορίζοντα (π.χ. Pu et al. 2017). Σε αναλογία με την προέλευση του ανέμου των pulsars όπως αυτή εκφράζεται με την πλούσια δομή και μεταβλητότητα των παλμών του, ο πίδακας της μελανής οπής αναμένεται να αποτελείται από ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια (όχι ηλεκτρόνια και πρωτόνια), αλλά να μην είναι πλήρης και να παρουσιάζει έντονα διακοπτόμενη μεταβλητότητα. Στην περίπτωση του M87, αυτή η μεταβλητότητα αναμένεται να μπορεί να παρατηρηθεί με το EHT.

Δ΄.3 Ανάπτυξη φύλλου ρεύματος και απώλεια ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας

Η δεύτερη φυσική διεργασία την οποία θα θέλαμε να επισημάνουμε είναι η ανάπτυξη ενός ισχυρού ηλεκτρικά φορτισμένου φύλλου ρεύματος κατά μήκος της τελευταίας ανοιχτής επιφάνειας μαγνητικής ροής που διασχίζει τον ορίζοντα της μελανής οπής. Η ανάπτυξη του φύλλου ρεύματος είναι βασικό χαρακτηριστικό και των μελανών οπών και των pulsars. Οι Nathanail και Contopoulos 2014 έδειξαν ότι σε σταθερή κατάσταση (steady-state), η δομή της μαγνητόσφαιρας της μελανής οπής καθορίζεται από τις συνθήκες ομαλής διάβασης των δύο κρίσιμων επιφανειών που εμφανίζονται στο σχετικιστικό πρόβλημα, μιας εξωτερικής που αποτελεί την γενίκευση του γνωστού μας από τα pulsars «κυλίνδρου φωτός», και μιας εσωτερική εντός της εργόσφαιρας της μελανής οπής. Σε μια γενικότερη θεώρηση της ροής πλάσματος στην μαγνητόσφαιρα της μελανής οπής, οι δύο αυτές επιφάνειες αποτελούν τις δύο επιφάνειες Alfven της ροής. Η εξωτερική επιφάνεια αφορά την εκροή ηλεκτρονίων προς τα έξω, και η εσωτερική αφορά την εισροή ποζιτρονίων προς τον ορίζοντα της μελανής οπής [7]. Η παρουσία δύο κρίσιμων επιφανειών επιβάλλει δύο συνθήκες που καθορίζουν μονοσήμαντα τις δύο άγνωστες συναρτήσεις του προβλήματος, την κατανομή ηλεκτρικού ρεύματος κατά μήκος των ανοικτών γραμμών του πεδίου, και την κατανομή της γωνιακής ταχύτητας περιστροφής των μαγνητικών γραμμών. Με άλλα λόγια, η λύση σταθερής κατάστασης της μαγνητόσφαιρας μιας περιστρεφόμενης μελανής οπής επιλύεται μονοσήμαντα ως ένα πρόβλημα ιδιοτιμών. Διαπιστώσαμε, λοιπόν, ότι η επίλυση του προβλήματος προβλέπει μια κατανομή ηλεκτρικού ρεύματος η οποία δεν κλείνει κατά μήκος των ανοικτών γραμμών, αλλά κλείνει στο όριο αυτής με την μορφή ενός επιφανειακού φύλλου ρεύματος (βλέπε αντίστοιχη συζήτηση για τα pulsars στην εργασία Contopoulos, Kazanas & Fendt 1999). Σημειώνουμε ότι είναι πολύ δύσκολο να αναγνωρίσει κανείς το φύλλο ρεύματος σε μια προσομοίωση GR MHD γιατί αυτή δεν αναλύει επαρκώς την περιοχή πολύ κοντά στον ορίζοντα γεγονότων όπου αναπτύσσεται η εσωτερική κρίσιμη επιφάνεια. Το φύλλο ρεύματος είναι

[7] Όπως αναφέραμε παραπάνω, τα ηλεκτρόνια και τα ποζιτρόνια παράγονται κοντά στην επιφάνεια μηδενικού φορτίου χώρου η οποία βρίσκεται ανάμεσα στις δύο επιφάνειες Alfven. Τα ηλεκτρόνια φεύγουν προς τα έξω και τα ποζιτρόνια απορροφώνται από την μελανή οπή. Οι 2 αυτές αντίθετα κινούμενες κατανομές σωματιδίων υποστηρίζουν το ίδιο ρεύμα κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου.

κεντρικό χαρακτηριστικό των ηλεκτροδυναμικών λύσεων που περιγράφουν αστροφυσικούς πίδακες (π.χ. Tchekhovskoy et al., 2008, Nathanail & Contopoulos 2014) και είναι ηλεκτρικά φορτισμένο όπως φαίνεται στο Σχήμ. Δ΄.2. Επιπλέον, είναι αναμενόμενη η ανάπτυξη διαφόρων ασταθειών κατά μήκος του φύλλου ρεύματος οι οποίες θα οδηγήσουν σε απώλεια ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με ταυτόχρονη επιτάχυνση σωματιδίων και παραγωγή ακτινοβολίας υψηλών ενεργειών και κοσμικών ακτίνων καθ' όλο το μήκος του φύλλου ρεύματος, από τον ισημερινό της μελανής οπής μέχρι το άπειρο. Ολοκληρώνουμε, λοιπόν, αυτήν την ενότητα με την πρόβλεψη ότι το ΕΗΤ θα παρατηρήσει σημαντική παραγωγή ακτινοβολίας κατά μήκος της εξωτερικής επιφάνειας του πίδακα, δηλαδή ότι το εξωτερικό όριο του πίδακα θα φαίνεται ιδιαίτερα λαμπρό.

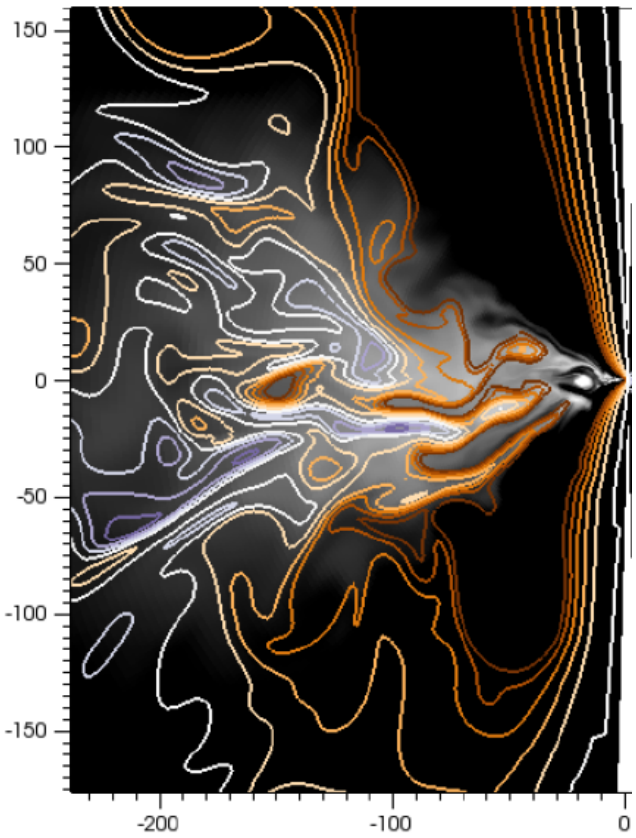
Δ΄.4 Τοπολογία του μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με την Κοσμική Μπαταρία

Οι σύγχρονες αριθμητικές προσομοιώσεις GR MHD θεωρούν ένα προϋπάρχον μαγνητικό πεδίο μεγάλης κλίμακας και δεδομένης τυχαίας πολικότητας, παράλληλης ή αντιπαράλληλης προς το διάνυσμα της γωνιακής περιστροφής Ω του συστήματος. Σε αυτές τις προσομοιώσεις, το σύστημα παράγει ανέμους και πίδακες, και καταλήγει στην λεγόμενη κατάσταση MAD (Magnetically Arrested Disk) η οποία προτάθηκε για πρώτη φορά από τον Igumenshchev (2009). Πιο πρόσφατες τρισδιάστατες αριθμητικές προσομοιώσεις (π.χ. Tchekhovskoy, Narayan & McKinney 2011) κατέδειξαν ότι η μεν συσσώρευση μαγνητικού πεδίου σταματάει με το μαγνητικό πεδίο να φτάνει σε κατάσταση κορεσμού, η δε εισροή ύλης στον ορίζοντα της μελανής οπής συνεχίζεται. Προσομοιώσεις που ξεκινούν από μια τυχαία αρχική κατανομή μαγνητικού πεδίου καταλήγουν στην λεγόμενη κατάσταση SANE (Standard and Normal Evolution, π.χ. Narayan et al., 2015, Chan et al. 2015). Σ' αυτήν την περίπτωση, το πεδίο εισάγεται μόνο για την ενεργοποίηση της μαγνητο-περιστροφικής αστάθειας (MRI) που απαιτείται για την εισροή της ύλης προς τον ορίζοντα. Προφανώς, οι προσομοιώσεις SANE δεν οδηγούν στην δημιουργία πιδάκων και εκροών μεγάλης κλίμακας.

Πρόσφατα, πραγματοποιήσαμε την πρώτη προσομοίωση GR MHD με έναν επιπλέον όρο ηλεκτρικού πεδίου που εμφανίζεται λόγω της πίεσης της ακτινοβολίας, και ο οποίος γεννάει μαγνητικό πεδίο από το μηδέν μέσω της εξίσωσης της επαγωγής. Τον όρο αυτό εισήγαγαν πριν από 20 περίπου χρόνια οι Contopoulos και Kazanas (1998), και τον γενίκευσαν στην γενική θεωρία της σχετικότητας οι Contopoulos et al. (2018). Το αποτέλεσμα αυτής της προσομοίωσης ήταν η ανάπτυξη ενός μαγνητικού πεδίου μεγάλης κλίμακας το οποίο οδηγεί το σύστημα προς μια κατάσταση MAD (βλέπε Σχήμ. Δ΄.3). Είναι σημαντικό να παρατηρήσουμε εδώ ότι, αν πράγματι το μαγνητικό πεδίο που διαρρέει τον ορίζοντα της μελανής οπής δημιουργείται από την Κοσμική Μπαταρία αντί να εισάγεται από μεγάλες κλίμακες όπως σε όλες τις προηγούμενες προσομοιώσεις GR MHD, τότε προκύπτει η ακόλουθη ιδιαίτερη τοπολογία:

i. Το μαγνητικό πεδίο που παράγεται γύρω από το εσώτατο άκρο του δίσκου προσαύξησης που περιβάλλει την μελανή οπή μεταφέρεται προς το κέντρο από την ροή. Το πεδίο κλείνει σε μεγαλύτερες αποστάσεις μέσω του τυρβώδους εξωτερικού δίσκου.

ii. Το μαγνητικό πεδίο που διαρρέει τον δίσκο διαχέεται προς τα έξω λόγω



Σχήμα Δ΄.3: *Τελευταίο στιγμιότυπο του μαγνητικού πεδίου (συνεχείς γραμμές) και της κατανομής πυκνότητας (γκρι χρωματική κλίμακα) από αξονοσυμμετρική (2.5D) προσομοίωση GR MHD με ακτινοβολία. Η προσομοίωση κατέληξε στην κατάσταση MAD. Οι διαστάσεις του σχήματος είναι σε μονάδες μήκους GM/c^2 με κέντρο την μελανή οπή. Στην προσομοίωση αυτή χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας KORAL με τον όρο της Κοσμικής Μπαταρίας ο οποίος προβλέπει την παραγωγή μαγνητικών βρόχων δεδομένης πολικότητας γύρω από το εσώτατο άκρο του δίσκου προσαύξησης. Η κατεύθυνση του διανύσματος γωνιακής περιστροφής $\mathbf{\Omega}$ του συστήματος δίσκου-μελανής οπής είναι προς τα πάνω. Η φορά του μαγνητικού πεδίου είναι κατά κύριο λόγο αντίθετη προς την φορά των δεικτών του ρολογιού στο σχήμα, και αντιστοιχεί σε $\mathbf{\Omega} \cdot \boldsymbol{B} > 0$ κοντά στην μελανή οπή, και $\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B} > 0$ στον περιβάλλοντα δίσκο προσαύξησης, όπως ακριβώς προβλέπει η θεωρία της Κοσμικής Μπαταρίας (από την εργασία των Contopoulos et al. 2018).*

μαγνητικής διάχυσης στο εσωτερικό του. Παράλληλα, οδηγεί στην εκτόξευση ενός μαγνητικά οδηγούμενου ανέμου από την επιφάνεια του δίσκου (Blandford & Payne 1982, Contopoulos & Lovelace 1994; Fukumura et al. 2017).

iii. Σε απόσταση οπτικού βάθους της τάξεως της μονάδας (αυτό εκφράζει το πόσο βαθιά μέσα στον δίσκο επενεργεί η κινητήρια δύναμη της Κοσμικής Μπαταρίας, δηλαδή η ακτινοβολία), το μαγνητικό πεδίο αντιστρέφεται. Αναμένουμε, λοιπόν, την ανάπτυξη μιας περιοχής με ασθενές μαγνητικό πεδίο σε αυτήν την απόσταση από το κέντρο.

Οι συνέπειες της παραπάνω αναμενόμενης τοπολογίας του μαγνητικού πεδίου είναι σημαντικές. Πρώτον, θα παράγονται συνεχώς βρόχοι μαγνητικού πεδίου με τον αργό ρυθμό που υπαγορεύει η Κοσμική Μπαταρία (για περισσότερες λεπτομέρειες βλέπε Contopoulos & Kazanas 1998). Οι παραγόμενοι βρόχοι τυλίγονται κατά την αζιμουθιακή διεύθυνση λόγω της διαφορικής περιστροφής του δίσκου, και ως απο-

τέλεσμα θα ανοίγουν προς τα έξω κατά μήκος του άξονα, όπως παρατηρήθηκε στην εργασία των Contopoulos, Nathanail & Katsanikas (2015). Προκειμένου για την βάση του πίδακα του γαλαξία M87, η εξέλιξη αυτή διαρκεί μερικές ημέρες και είναι δυνατόν να παρατηρηθεί από το EHT. Δεύτερον, αναμένεται να αναπτυχθεί μια περιοχή με χαμηλό μαγνητικό πεδίο ανάμεσα στον ισχυρά μαγνητισμένο πίδακα και τον περιβάλλοντα άνεμο του δίσκου (βλέπε σκοτεινή περιοχή χωρίς πεδίο στο Σχήμ. Δ΄.3).

Προκαταρκτικές ενδείξεις των παραπάνω μπορεί κανείς να βρει στις ραδιοφωνικές παρατηρήσεις του πίδακα του γαλαξία M87 ο οποίος φαίνεται να αποτελείται από δύο μέρη, έναν στενό πίδακα κοντά στον άξονα (Asada et al. 2016), και έναν δεύτερο πιο εκτεταμένο που περιβάλλει τον πρώτο. Στα πλαίσια της Κοσμικής Μπαταρίας μπορούμε να ερμηνεύουμε τις παρατηρήσεις αυτές ως εξής. Ο πίδακας μιας μελανής οπής αποτελείται από 3 υποσυστήματα: μια «ραχοκοκαλιά» (spine jet) προερχόμενη από τον ορίζοντα της μελανής οπής και αποτελούμενη από ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια, έναν εξωτερικό άνεμο αποτελούμενο από ηλεκτρόνια και πρωτόνια (sheath jet/wind), και μια περιοχή ανάμεσα στους δύο πίδακες με ασθενέστερη εκπομπή ραδιοφωνικής ακτινοβολίας. Ο πίδακας «ραχοκοκαλιά» παύει να είναι παρατηρήσιμος πέραν του 1 pc[8] διότι πέραν αυτής της απόστασης τα ηλεκτρόνια και τα ποζιτρόνια χάνουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους μέσω της ακτινοβολίας που παράγουν. Πιστεύουμε, λοιπόν, ότι ο πίδακας που παρατηρούμε σε κλίμακες πολλών kpc αποτελεί το εσωτερικό άκρο του ανέμου του δίσκου. Το τελευταίο συμπέρασμα (ότι δηλαδή ο πίδακας που παρατηρούμε σε μεγάλες αποστάσεις δεν είναι ο πίδακας ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων που προέρχεται από τον ορίζοντα της μελανής οπής, αλλά είναι ο άνεμος ηλεκτρονίων και πρωτονίων που προέρχεται από τον περιβάλλοντα δίσκο προσαύξησης) είναι σύμφωνο με παρατηρήσεις της περιστροφής Faraday (Faraday Rotation Measure) από τον ίδιο τον πίδακα (Christodoulou et al., 2016 και σχετικές αναφορές). Ένα πλάσμα που αποτελείται από ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια δεν παράγει περιστροφή Faraday, και ως εκ τούτου, οι παρατηρήσεις αυτές αποδεικνύουν έμμεσα ότι ο πίδακας αποτελείται από ηλεκτρόνια και πρωτόνια. Καταλήγουμε, λοιπόν, στο συμπέρασμα ότι ο ραδιοφωνικός πίδακας προέρχεται από τον δίσκο και όχι από τον ορίζοντα της μελανής οπής. Επιπλέον, η διεύθυνση του ηλεκτρικού ρεύματος κατά μήκος του πίδακα όπως αυτή προκύπτει από παρατηρήσεις της μεταβολής της περιστροφής Faraday εγκάρσια ως προς τον άξονα του πίδακα έχει βρεθεί ότι σε όλες τις περιπτώσεις είναι από το κέντρο προς τα έξω. Αυτή η σημαντική παρατήρηση αποτελεί κεντρική πρόβλεψη της Κοσμικής Μπαταρίας, και προκύπτει από την συσχέτιση της πολικότητας του μαγνητικού πεδίου με την διεύθυνση περιστροφής του δίσκου και της κεντρικής μελανής οπής (βλέπε Christodoulou et al. 2016 για περισσότερες λεπτομέρειες).

Δ΄.5 Ανακεφαλαίωση

Αναμένουμε εκπλήξεις από το EHT. Συγκεκριμένα, αναμένουμε ότι θα παρατηρήσει σημαντική μεταβλητότητα πολύ κοντά στον ορίζοντα της μελανής οπής λόγω παραγωγής και επιτάχυνσης σωματιδίων. Αναμένουμε επίσης απώλεια ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας, επιτάχυνση σωματιδίων και παραγωγή ακτινοβολίας και κοσμικών ακτίνων κατά μήκος του εξωτερικού ορίου του πίδακα της μελανής οπής.

[8] 1 pc είναι ίσο με 3.26 έτη φωτός.

Οι φυσικές αυτές διεργασίες δεν έχουν εξεταστεί επαρκώς στις αριθμητικές προσομοιώσεις που χρησιμοποιεί η ομάδα του EHT για να ερμηνεύσει τις παρατηρήσεις. Τέλος, αναμένουμε την ανάπτυξη μιας περιοχής με ασθενές μαγνητικό πεδίο ανάμεσα στον σχετικιστικό πίδακα της μελανής οπής και τον μαγνητικό άνεμο του δίσκου, όπως υπαγορεύεται από την θεωρία της Κοσμικής Μπαταρίας. Όλα τα παραπάνω στοιχειοθετούν μια εικόνα που αποτελείται από έναν διακοπτόμενο, έντονα μεταβλητό πίδακα ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων, και έναν διακριτό, πιο αργό, ασθενή άνεμο ηλεκτρονίων-πρωτονίων σε μεγαλύτερες αποστάσεις γύρω από αυτόν. Αναμένουμε με ανυπομονησία τις πρώτες παρατηρήσεις του EHT, και ειδικότερα τις πρώτες παρατηρήσεις του M87, οι οποίες είτε θα επιβεβαιώσουν είτε θα διαψεύσουν τις προβλέψεις μας.

Αναφορές

1. Asada K., Nakamura M. and Pu H.-Y., 2016, Astrophys. J. 833, 56.
2. Blandford R. D. and Payne D. G., 1982, Mon. Not. R. Astron. Soc. 199, 883.
3. Blandford R. D. and Znajek R. L., 1977, Mon. Not. R. Astron. Soc. 179, 433.
4. Chan C.-K., Psaltis D., Ozel F., Medeiros L., Marrone D., Sadowski A. and Narayan R., 2015, Astrophys. J. 812, 103.
5. Chen A. Y., Yuan Y. and Yang H., 2018, Astrophys. J. Lett., arXiv:1805.11039.
6. Christodoulou D. M., Gabuzda D., Knuettel S., Contopoulos I., Kazanas D. and Coughlan C. P., 2016, Astron. Astrophys. 591, 61.
7. Contopoulos I. and Kazanas D., 1998, Astrophys. J. 508, 859.
8. Contopoulos I., Kazanas D. and Fendt C., 1999, Astrophys. J. 511, 351.
9. Contopoulos J. and Lovelace R. V. E., 1994, Astrophys. J. 429, 139.
10. Contopoulos I., Nathanail A. and Katsanikas M., 2015, Astrophys. J. 805, 105.
11. Contopoulos I., Nathanail A., Sadowski A., Kazanas D. and Narayan R., 2018, Mon. Not. R. Astron. Soc. 473, 721.
12. Fish V. L. et al., 2014, Astrophys. J. 795, 134.
13. Fukumura K., Kazanas D., Shrader C., Behar E., Tombesi F. and Contopoulos I., 2017, Nature Astron. 1, 62.
14. Goldreich P. and Julian W. H., 1969, Astrophys. J. 157, 869.
15. Igumenshchev I. V., 2009, Astrophys. J. 702, L72.
16. Levinson A. and Cerutti B., 2018, Astron. Astrophys., arXiv:1803.04427.
17. Levinson A. and Segev N., 2017, Phys. Rev. D 96, 123006.

18. Lu R.-S. et al., 2016, Astrophys. J. 817, 173.

19. Moscibrodzka M., Gammie C. F., Dolence J. C. and Shiokawa H., 2011, Astrophys. J. 735, 9.

20. Narayan R., Sadowski A., Penna R. F. and Kulkarni A. K., 2015, Mon. Not. R. Astron. Soc. 426, 3241.

21. Nathanail A. and Contopoulos I., 2014, Astrophys. J. 788, 186.

22. Ptitsyna K. and Neronov A., 2016, Astron. Astrophys. 593, 8.

23. Pu H.-Y., Yun K., Younsi A. and Yoon S.-J., 2016, Astrophys. J. 820, 105.

24. Pu H.-Y., Wu K., Younsi Z., Asada K., Mizuno Y. and Nakamura M., 2017, Astrophys. J. 845, 160.

25. Takahashi M., Nitta S., Tatematsu Y. and Tomimatsu A., 1990, Astrophys. J. 363, 206.

26. Tchekhovskoy A., McKinney J. C. and Narayan R., 2008, Mon. Not. R. Astron. Soc. 388, 551.

27. Tchekhovskoy A., Narayan R. and McKinney J. C., 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc. 418, L79.

28. Timokhin A. N., 2010, Mon. Not. R. Astron. Soc. 408, 2092.

Ε΄ Κοσμολογία: Η επιστήμη της γένεσης και εξέλιξης του Σύμπαντος

Σπύρος Βασιλάκος και Μανώλης Πλειώνης

Ζούμε ίσως στη πιο σημαντική εποχή στην ιστορία της Κοσμολογίας, όπου οι γνώσεις μας για την εξέλιξη του Σύμπαντος και των κοσμικών δομών που περιέχει αλλάζουν καθημερινά και αυξάνονται με σχεδόν εκθετικό ρυθμό. Έχουμε σχεδόν πάψει να νοιώθουμε έκπληξη με τους νεοτερισμούς που μας επιφυλάσσει η μελέτη του Κόσμου, με τις απανωτές μεταβολές που επιφέρουν στις γνώσεις μας η ανάλυση των σύγχρονων παρατηρησιακών δεδομένων που συλλέγονται από δορυφορικά και επίγεια τηλεσκόπια και ανιχνευτές σωματιδίων.

Για να ξεκινήσουμε όμως την σύντομη εξιστόρηση της διαδρομής μας πρέπει να τονίσουμε ότι η Κοσμολογία παρόλο που προσπαθεί να δώσει απάντηση σε θεμελιώδη ερωτήματα που έθεσε ο άνθρωπος από την αυγή ακόμα του πολιτισμού, είναι μια σχετικά νέα επιστήμη. Το ερώτημα «Πώς δημιουργήθηκε το Σύμπαν και ο Άνθρωπος» -στο οποίο μέχρι σχετικά πρόσφατα η απάντηση αναζητιόταν μόνο στο χώρο της Φιλοσοφίας και της Θρησκείας- άπτεται πλέον της Επιστήμης και των μεθοδολογιών της. Η ιστορική διαδρομή που διάνυσε η ανθρώπινη νόηση για να φτάσει στο σημείο να μελετά με αυστηρά επιστημονικές μεθόδους την ίδια τη γένεση και εξέλιξη του Σύμπαντος είναι πολύ μακρά και έχει περάσει μέσα από δαιδαλώδεις λαβύρινθους αναζήτησης. Μόνο στις αρχές του 20ου αιώνα με την θεμελίωση από τον Αλβέρτο Αϊνστάιν της Γενικής Θεωρίας της Σχετικότητας (ΓΘΣ) η Κοσμολογία κατακτάει πια την θέση της, περίοπτη μάλιστα, ανάμεσα στις σύγχρονες επιστήμες.

Μια από τις σημαντικότερες προβλέψεις της ΓΘΣ είναι ότι η ύπαρξη του Σύμπαντος είναι αναγκαστικά συνυφασμένη με την δυναμική του εξέλιξη, κάτι που ήρθε σε αντίθεση με την «στατικότητα» που πίστευε ακόμα και ο ίδιος ο θεμελιωτής της ΓΘΣ, ο Αϊνστάιν. Εξαιτίας δε αυτής της πίστης του στην στατικότητα του Σύμπαντος έχασε την ευκαιρία να διατυπώσει ο ίδιος την ορθή γενική λύση των εξισώσεων πεδίου της ΓΘΣ, λύση που βρήκε πρώτος ο Alexander Friedmann, ένας νεαρός Ρώσος μαθηματικός το 1922 και που απέδειξε ότι οι λύσεις προβλέπουν ένα δυναμικά εξελισσόμενο Σύμπαν. Αυτό αποδείχτηκε πειραματικά το 1929 με την ανακάλυψη της μετάθεσης στο ερυθρό του φάσματος των γαλαξιών, από τον αστρονόμο Edwin Hubble. Δυστυχώς ο Friedman δεν πρόλαβε να δει την επιβεβαίωση των λύσεων του, μιας και πέθανε από τυφοειδή πυρετό το 1925.

Η σύγχρονη κοσμολογία θεωρεί ότι το μοντέλο που πιο ορθά ανταποκρίνεται στην φυσική πραγματικότητα και βασίζετε στην ΓΘΣ του Einstein, είναι αυτό της «Μεγάλης Έκρηξης», το οποίο προτάθηκε από τον αββά George Lemaitre, φυσικό και αστρονόμο του Καθολικού Παν/μιου του Λουβέν, το 1927 (2 χρόνια πριν παρατηρηθεί η διαστολή του Σύμπαντος από τον Hubble) αν και με αρχικά διαφορετικό όνομα («η υπόθεση του πρωταρχικού ατόμου»). Θεμελιώθηκε σε θεωρητικό επίπεδο στα μέσα του 20ου αιώνα από τους Gamow, Herman & Alpher οι οποίοι έκαναν συγκεκριμένες προβλέψεις που μπορούσαν να επιβεβαιώσουν ή να απορρίψουν το μοντέλο αυτό. Οι προβλέψεις αυτές επιβεβαιώθηκαν περίτρανα μετά από δεκαετίες, με την ανακάλυψη από τους Αμερικανούς αστρονόμους Πενσίας και Ουίλσον της λεγόμενης Κοσμικής Ακτινοβολίας Μικροκυμάτων, δηλαδή του ενεργειακού απολιθώματος της

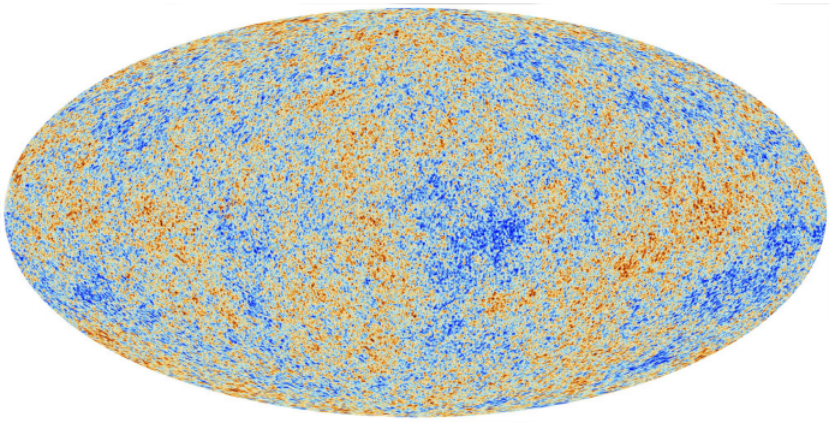
αρχικής θερμικής ακτινοβολίας που γέμισε το Σύμπαν μετά την «Μεγάλη Έκρηξη», της οποίας η θερμοκρασία σήμερα είναι 2.7oK περίπου, όπως περίπου προέβλεψε ο Gamow δεκαετίες πριν. Η άλλη σημαντική πρόβλεψη αυτής την θεωρίας ήταν τα ποσά των ελαφρών στοιχείων του περιοδικού πίνακα (υδρογόνου, δευτέριου, ηλίου και λιθίου) που δημιουργούνται μέσα στα πρώτα 3 λεπτά της «Μεγάλης Έκρηξης» και που οι παρατηρήσεις επιβεβαίωσαν με ακρίβεια. Αποσαφηνίζουμε λοιπόν ότι τα κύρια στοιχεία που υποστηρίζουν την ορθότητα του γενικού πλαισίου της Θεωρίας της «Μεγάλης Έκρηξης», και που δεν ερμηνεύονται στο σύνολο τους από καμία άλλη θεωρία, όπως παραδείγματος χάριν η θεωρία της «Σταθερής Κατάστασης» των Hoyle, Bondi και Gold, είναι: (1) η διαστολή του Σύμπαντος, (2) το υπόβαθρο ακτινοβολίας μικροκυμάτων και (3) η γένεση και τα ποσοστά των ελαφρών χημικών στοιχείων.

Τι υποστηρίζει λοιπόν αυτό το μοντέλο; Οι λύσεις των εξισώσεων πεδίου της ΓΘΣ, υποθέτοντας ότι το Σύμπαν είναι ομογενές και ισότροπο σε μεγάλες κλίμακας (μια υπόθεση που έχει επιβεβαιωθεί), υποστηρίζουν ότι το Σύμπαν ξεκίνησε πριν από 14 περίπου δισεκατομμύρια χρόνια να διαστέλλεται από μία αρχική κατάσταση υψηλότατης πυκνότητας και θερμοκρασίας. Εξαιτίας του απειροστού μεγέθους του Σύμπαντος αυτό αρχικά συμπεριφέρεται ως ένα κβαντικό σύστημα. Παρά το γεγονός ότι μέχρι σήμερα δεν έχουμε μια πλήρη θεωρία κβαντικής βαρύτητας, ο χρόνος στον οποίο τα κβάντικά φαινόμενα της βαρύτητας κυριαρχούν λαμβάνει χώρα μόλις 10^{-43} δευτερόλεπτα μετά τη μεγάλη έκρηξη. Στη συνέχεια η σημερινή εκδοχή της θεωρίας υποστηρίζει ότι μόλις 10^{-35} δευτερόλεπτα μετά τη μεγάλη έκρηξη το Σύμπαν περνά μια φάση επιταχυνόμενης εκθετικής διαστολής (πληθωρισμός) και η οποία αυξάνει δραστικά το μέγεθος του Σύμπαντος (κατά ένα παράγοντα 10^{25}). Το βασικό αποτέλεσμα αυτής της πληθωριστικής εποχής είναι ότι αυξάνει σε μακροσκοπικό επίπεδο τις κβαντικές διαταραχές, παρέχοντας τους «σπόρους» για την δημιουργία των κοσμικών δομών αλλά επίσης επιβάλλει και την Ευκλείδια γεωμετρία στο χωρικό μέρος του χωρόχρονου. Στη συνέχεια, δεν είμαστε σίγουροι για το πότε ή γιατί - η περίοδος αυτή της επιταχυνόμενης διαστολής τελειώνει, και η ενέργεια που την οδηγούσε μετατρέπεται σε συνηθισμένη ύλη και ακτινοβολία, και με αυτό τον τρόπο αρχίζει η συμβατική κοσμική ιστορία του Σύμπαντος. Μετά τον πληθωρισμό το Σύμπαν εισέρχεται στην «κλασσική» εποχή της ακτινοβολίας και καθώς το Σύμπαν διαστέλλεται και ψύχεται με την πάροδο του χρόνου, συντίθενται τα δομικά συστατικά της ύλης, τα πρωτόνια, τα νετρόνια, τα ηλεκτρόνια αλλά και τα νετρίνα. Στις αρχικές υψηλές θερμοκρασίες και έως ότου το Σύμπαν να ψυχθεί στους $\sim 4000\,^{\circ}K$, η αρχική θερμική ακτινοβολία είναι συζευγμένη με την ύλη λόγω των ελεύθερων ηλεκτρονίων που δρουν σαν ανακλαστήρες της ακτινοβολίας. Κατόπιν το Σύμπαν εισέρχεται στην εποχή της κυριαρχίας της ύλης (σκοτεινής και βαρυονικής), και η οποία κυριαρχεί για τα επόμενα 7 δισεκατομμύρια χρόνια της ιστορίας του Σύμπαντος. Μόλις η θερμοκρασία πέσει αρκετά και τα ηλεκτρόνια χάσουν την κινητική τους ενέργεια συζεύγνονται με τους ατομικούς πυρήνες για να δημιουργήσουν άτομα οπότε και η συζευγμένη με τους πυρήνες ακτινοβολία απελευθερώνεται και ξεκινά το αέναο ταξίδι της στο Σύμπαν, και αυτή είναι η ακτινοβολία που παρατήρησαν πρώτοι οι Πενζίας και Ουίλσον. Σε αυτή την φάση αρχίζουν να δημιουργούνται, μέσω βαρυτικών αλληλεπιδράσεων, οι κοσμικές δομές αρχικά τυπικού μεγέθους αστρικών σμηνών – και λίγο μικρότερες – και σταδιακά μεγέθους γαλαξιών και σμηνών γαλαξιών. Με την πάροδο του χρόνου όμως η κοσμική διαστολή αραιώνει συνεχώς την συγκέντρωση

της ύλης και εξασθενεί τον ρόλο της βαρύτητας. Ταυτόχρονα όμως, μία «σκοτεινή» (αόρατη) μορφή ενέργειας η οποία έχει παρόμοια χαρακτηριστικά με αυτή που οδηγεί τον αρχικό πληθωρισμό αρχίζει σιγά-σιγά να κυριαρχεί. Η διατάραξη της σχέσης ύλης–«σκοτεινής» ενέργειας υπέρ της τελευταίας επιδρά δραματικά στη μετέπειτα εξέλιξη του Σύμπαντος αλλάζοντας τον ρυθμό διαστολής του από επιβραδυνόμενο σε επιταχυνόμενο.

Είναι η παραπάνω εξιστόριση της εξέλιξης του Σύμπαντος μονοσήμαντα καθορισμένη; Όχι, διότι εξαρτάται από το συνολικό ποσό της υλο-ενέργειας που περιέχει αλλά και από την είδος του κοσμικού ρευστού που γεμίζει το Σύμπαν. Εάν περιέχει μικρό ποσό υλο-ενέργειας τότε το Σύμπαν θα διαστέλλεται επ΄άπειρον («Ανοικτό» Σύμπαν). Εάν περιέχει μεγάλο ποσό υλο-ενέργειας τότε το Σύμπαν θα αρχίσει να συστέλλεται μετά από κάποιο χρονικό διάστημα έως ότου συνθλιβεί κάτω από την επίδραση τη ιδιο-βαρύτιτάς του («Κλειστό» Σύμπαν). Αν όμως περιέχει το κρίσιμο ποσό υλο-ενέργειας, που είναι το σύνορο μεταξύ των δύο παραπάνω περιπτώσεων, τότε το πως θα διασταλλεί το Σύμπαν εξαρτάται και από το είδος της υλο-ενέργειας που περιέχει. Πχ, μπορεί το συνολικό ποσό της ύλης στο Σύμπαν, που αποτελείται από την κοινή (βαρυονική) ύλη αλλά και από την σκοτεινή ύλη (ύλη που δεν εκπέμπει ηλεκτομαγνητική ακτινοβολία και αλληλεπιδρά μόνο μέσω της βαρυτικής αλληλεπίδρασης) να έχει την κρίσιμη τιμή, οπότε το Σύμπαν θα συνεχίσει να διαστέλλεται με επιβραδυνόμενο σταθερό ρυθμό. Μπορεί όμως στην δυναμική του Σύμπαντος να συνεισφέρει και η λεγόμενη «σκοτεινή» ενέργεια (μια άγνωστης μορφής ενέργεια που τα αποτελέσματα της προσομοιάζουν αυτό που λεμε «αντι-βαρύτητα»), στην οποία περίπτωση το συνολικό ποσό της ύλης είναι μικρότερο από την κρίσιμη τιμή αλλά συμπληρώνεται από την «σκοτεινή ενέργεια» οπότε μετά από κάποιο χρόνο, τις ελκτικές δυνάμεις της κοσμικής ιδιο-βαρύτητας τις υπερνικά η «σκοτεινή ενέργεια». Δρώντας σαν «αντι-βαρύτητα» αντιστρέφει την αρχική επιβράδυνση της διαστολής σε επιτάχυνση και έτσι το σύμπαν συνεχίζει να διαστέλλεται αλλά με επιταχυνόμενο ρυθμό.

Τα τελευταία 20 χρόνια περίπου με τις εκπληκτικής σημασίας παρατηρήσεις των διαταραχών θερμοκρασίας του υπόβαθρου μικροκυμάτων (κυρίως με τα πειράματα BoomeranG και τα δεδομένα των δορυφόρων WMAP και PLANCK, εικόνα 1), βρέθηκε ότι το Σύμπαν έχει το κρίσιμο ποσό υλο-ενέργειας και άρα η γεωμετρία του χώρου είναι «Ευκλείδια». Επιπλέον, με την ανάλυση μακρινών υπερκαινοφανών αστέρων, που παρατηρήθηκαν σχετικά πρόσφατα με τα μεγαλύτερα τηλεσκόπια της Γης, βρέθηκε ότι το Σύμπαν διαστέλλεται με επιταχυνόμενο ρυθμό. Αυτό συνεπάγεται την συμμετοχή στο συνολικό ποσό της συμπαντικής υλο-ενέργειας και της «σκοτεινής ενέργειας», όπως αναφέραμε προηγούμενα. Αν και πολλά μοντέλα «σκοτεινής ενέργειας» έχουν προταθεί, εξαιρετικά ενδιαφέρον μοντέλο, αν και προβληματικό, είναι αυτό της λεγόμενη κοσμολογικής σταθεράς (που την πρωτοεισήγαγε ο Αϊνστάιν αυθαίρετα στις εξισώσεις πεδίου της ΓΘΣ για να επιβάλει στατικές λύσεις), που είναι μία ενέργεια σταθερή στον χρόνο. Η φυσική της ερμηνεία ως η ενέργεια του κενού υποστηρίζεται από την κβαντομηχανική (από το γεγονός ότι ζεύγη σωματίων & αντισωματίων δημιουργούνται από το κενό και παρόλο που ζουν ελάχιστα δίνουν στο κενό μη-μηδενική δυναμική ενέργεια). Όμως έχουμε το παράδοξο ότι η κβαντική θεωρία πεδίου που προβλέπει την ύπαρξη κοσμολογικής σταθεράς προβλέπει επίσης ότι πρέπει να έχει τιμή 10^{120} φορές μεγαλύτερη από αυτή που μετράμε με την με-

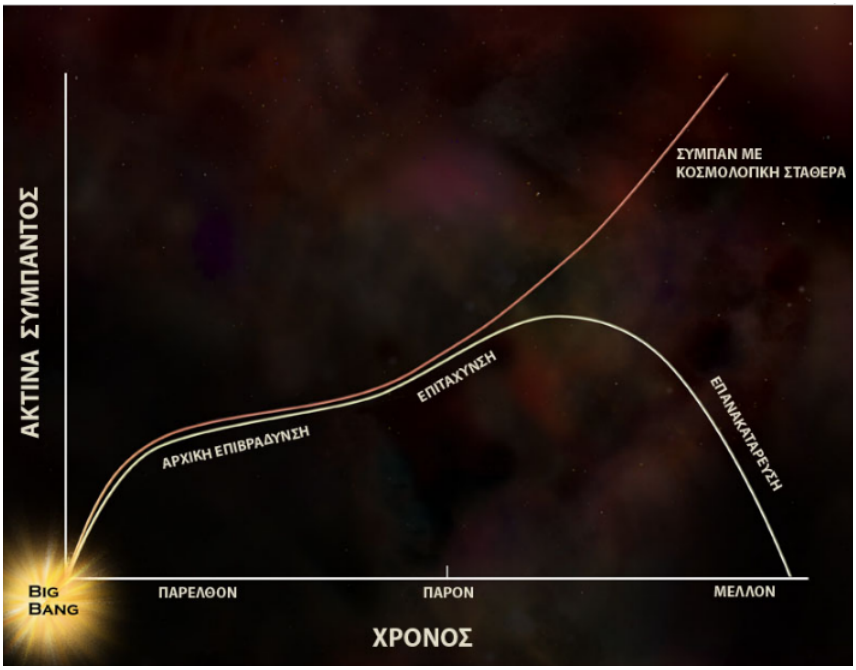


Σχήμα Ε΄.1: *Οι διαταραχές θερμοκρασίας του υπόβαθρου τη ακτινοβολίας μικροκυμάτων από τις παρατηρήσεις του δορυφόρου Planck της ESA. Ουσιαστικά αποτυπώνουν το Σύμπαν όταν είχε ηλικία μόλις 380000 έτη (2/100000 περίπου της σημερινής του ηλικίας). Αυτές οι παρατηρήσεις έδωσαν την δυνατότητα στους επιστήμονες να υπολογίσουν με ακρίβεια την καμπυλότητα του χώρου και επομένως το γεγονός ότι το Σύμπαν είναι «Ευκλείδιο» (έχει καμπυλότητα μηδέν).*

λέτη των μακρινών υπερκαινοφανών αστέρων. Άλλο μοντέλο «σκοτεινής ενέργειας» είναι και η «πεμπτουσία» (quintessence) που είναι ένα δυναμικό πεδίο του οποίου η ενέργεια εξελίσσεται στον χώρο και τον χρόνο.

Σχηματικά μπορούμε να δούμε πως διαστέλλεται το Σύμπαν σε αυτή την περίπτωση στην εικόνα 2, όπου η ροζ καμπύλη αντιστοιχεί στην εξέλιξη τη ακτίνας του Σύμπαντος σαν συνάρτηση του χρόνου. Λίγο μετά την αρχική έκρηξη η διαστολή αρχίζει να επιβραδύνεται λόγω της ιδιοβαρύτητας του ίδιου του Σύμπαντος, δηλαδή λόγω των ελκτικών δυνάμεων που ασκεί στο ίδιο το Σύμπαν η περιεχομένη εντός του υλο-ενέργεια. Μετά όμως από κάποιο χρόνο, τις ελκτικές δυνάμεις τις υπερνικά η «σκοτεινή ενέργεια» (μια έκφανση της οποία είναι και η λεγόμενη Κοσμολογική Σταθερά) που δρα σαν μια δύναμη με αντίθετο πρόσημο από αυτό της βαρύτητας, δηλαδή δρα σαν «αντι-βαρύτητα». Έτσι η αρχική επιβράδυνση της διαστολής αντιστρέφεται και γίνεται επιτάχυνση, την οποία σήμερα μετράμε με την βοήθεια των υπερκαινοφανών αστέρων.

Είναι αξιοπερίεργο ότι η «σκοτεινή ενέργεια» συμμετέχει στο συνολικό ποσό συμπαντικής υλο-ενέργειας με ποσοστό που είναι περίπου ίσο με αυτό της ύλης (σκοτεινής και βαρυονικής), γεγονός που αποτελεί το λεγόμενο «πρόβλημα σύμπτωσης», μιας και δεν υπάρχει κανείς a priori φυσικός λόγος για αυτή την σύμπτωση. Επιπλέον, υπάρχει και το πρόβλημα γιατί η συμπαντική υλο-ενέργεια έχει ακριβώς την κρίσιμη τιμή και όχι οποιανδήποτε από την απειρία των τιμών που θα μπορούσε να έχει. Μια πιθανή λύση στα προβλήματα αυτά μπορεί να αναζητηθεί στο γεγονός ότι εάν το Σύμπαν διαστελλόταν με ρυθμό μεγαλύτερο της κρίσιμης τιμής τότε η βαρυτική έλξη δεν θα μπορούσε να δράσει καταλυτικά ώστε να καταρρεύσουν βαρυτικά οι κοσμικές δομές και να δημιουργηθούν αστέρες, στον πυρήνα των οποίων συντίθενται τα απαραίτητα συστατικά στοιχεία για την ύπαρξη ζωής (οξυγόνο, άνθρακας κλπ). Αντίστοιχα, εάν το Σύμπαν διαστελλόταν με ρυθμό σημαντικά βραδύτερο της κρίσιμης τιμής, εάν δηλαδή περιείχε πολύ μεγαλύτερο συνολικά ποσό υλο-ενέργειας, τότε πάλι πριν προλάβουν να δημιουργηθούν οι κοσμικές δομές και οι αστέρες, το Σύμπαν θα είχε ξανά-συσταλεί σε μία υπέρθερμη θάλασσα ακτινοβολίας. Επομέ-



Σχήμα Ε΄.2: *Η εξέλιξη της ακτίνας του Σύμπαντος με τον κοσμικό χρόνο για την περίπτωση ύπαρξης «σκοτεινής ενέργειας» με την μορφή Κοσμολογικής σταθεράς. Δύο μοντέλα παρουσιάζονται: Η περίπτωση Ευκλείδιου Σύμπαντος (δηλαδή Σύμπαν το οποίο περιέχει την κρίσιμη τιμή συνολικής υλο-ενέργειας) φαίνεται με την ροζ καμπύλη ενώ η περίπτωση κλειστού Σύμπαντος (δηλαδή Σύμπαν το οποίο περιέχει παραπάνω από την κρίσιμη τιμή συνολικής υλο-ενέργειας αλλά και Κοσμολογική σταθερά) φαίνεται με την λευκή καμπύλη.*

νως, το γεγονός της ύπαρξης μας προϋποθέτει ότι το Σύμπαν διαστέλλεται περίπου με τον ρυθμό που μετράμε. Αυτή η «κοσμική συνομωσία» μπορεί να ερμηνευτεί εάν υπάρχουν άπειρα Σύμπαντα, όπου πραγματώνονται όλοι οι δυνατοί συνδυασμοί παραμέτρων και εκδοχών, και επομένως σε αυτά όπου οι συνθήκες είναι ευνοϊκές αναπτύσσεται η ζωή. Άλλες ερμηνείες βασίζονται σε αυτό που ονομάζεται «Ανθρωπική Αρχή» (η ασθενής εκδοχή της), δηλαδή ότι η ίδια η ύπαρξη τη ανθρώπινης ζωής προϋποθέτει ότι το Σύμπαν περιέχει το συγκεκριμένο ποσό υλο-ενέργειας (όπως επίσης ότι τις συγκεκριμένες τιμές που μετράμε των σταθερών τη φύσης). Πολλές φορές αυτή η αρχή χρησιμοποιείται σαν πανάκεια για να δώσει λογικοφανή ερμηνεία σε φαινόμενα που δυσκολευόμαστε να ερμηνεύσουμε αλλά αυτή της η χρήση είναι αντι-επιστημονική.

Τελειώνοντας αυτή την σύντομη παρουσίαση των βασικών στοιχείων της σύγχρονης Κοσμολογίας επισημαίνουμε ότι στα επόμενα χρόνια αναμένουμε έναν μεγάλο αριθμό στοχευμένων πειραμάτων να δώσουν αποτελέσματα που πιστεύουμε ότι θα απαντήσουν σε πολλά αναπάντητα κοσμολογικά ερωτήματα.

ΣΤ΄ Ηλιακή Φυσική: Μελέτη της ανώτερης ηλιακής ατμόσφαιρας

Κωνσταντίνος Γοντικάκης

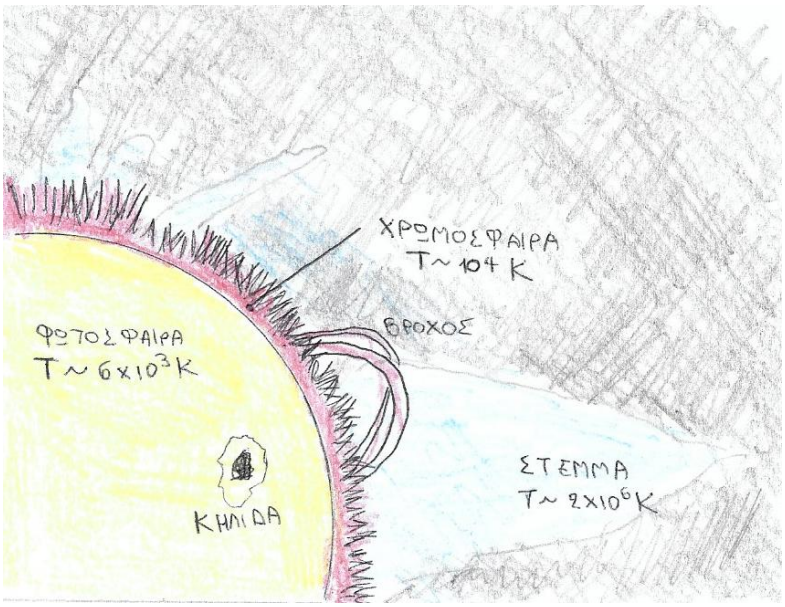
ΣΤ΄.1 Μορφολογία της ηλιακής ατμόσφαιρας

Η ανώτερη ηλιακή ατμόσφαιρα χωρίζεται σε τρία βασικά στρώματα που ονομάζονται: φωτόσφαιρα, χρωμόσφαιρα και στέμμα. Η φωτόσφαιρα αποτελεί τον κίτρινο φωτεινό δίσκο που είναι ορατός καθημερινά από τη Γη. Η χρωμόσφαιρα φαίνεται κατά την διάρκεια ολικών ηλιακών εκλείψεων σαν ένα λεπτό κόκκινο στρώμα που περιβάλει τον μαύρο δίσκο της Σελήνης. Το κόκκινο χρώμα, από το οποίο πήρε την ονομασία της, οφείλεται στην εκπομπή της φασματικής γραμμής Hάλφα του υδρογόνου που εκπέμπεται στα 6562Å (όπου Å συμβολίζει τα Ανγκστρομ, 1Å=1.E-10 μέτρα) . Το στέμμα, στην διάρκεια των ηλιακών εκλείψεων, παρουσιάζεται με λευκό αχνό χρώμα, να εκτείνεται σε μεγάλες αποστάσεις από τον δίσκο της Σελήνης και μπορεί να περιλαμβάνει ακανόνιστους σχηματισμούς που θυμίζουν φλόγες. Τα αέρια που αποτελούν την φωτόσφαιρα, την χρωμόσφαιρα και το στέμμα βρίσκονται σε διαφορετικές φυσικές συνθήκες που χαρακτηρίζονται από όλο και μειούμενη πυκνότητα και αυξανόμενη θερμοκρασία καθώς κινούμαστε από φωτόσφαιρα προς το στέμμα. Η φωτόσφαιρα είναι το κατώτερο τμήμα της ηλιακής ατμόσφαιρας. και είναι το τμήμα όπου, τα φωτόνια που προέρχονται από το εσωτερικό του Ήλιου, αρχίζουν και ταξιδεύουν ελεύθερα χωρίς να αλληλεπιδρούν με την ύλη. Η χρωμόσφαιρα έχει πάχος περίπου δυο χιλιάδες χλμ. Εκτείνεται σε ύψος, μετά το τέλος της φωτόσφαιρας. Το άνω όριο της χρωμόσφαιρας χαρακτηρίζεται από μια απότομη αύξηση της θερμοκρασίας, από περίπου 10000 Kelvin έως ένα εκατομμύριο Kelvin όπου ξεκινά το στέμμα.

Η χρωμόσφαιρα και το στέμμα δεν σχηματίζουν σφαιρικά κελύφη γύρω από τον Ήλιο όπως θα περίμενε κανείς για ατμοσφαιρικά στρώματα και μπορεί να έχουν περίπλοκο γεωμετρικό σχήμα. Ο λόγος αυτής της ιδιαίτερης μορφολογίας είναι το ηλιακό μαγνητικό πεδίο το οποίο έχει περίπλοκα γεωμετρικά σχήματα και αλληλεπιδρά με τα φορτισμένα σωματίδια της χρωμόσφαιρας και του στέμματος.

Υπάρχει όμως και μια περιοχή της ηλιακής ατμόσφαιρας που ονομάζεται μεταβατική ζώνη χρωμόσφαιρας στέμματος. Η μεταβατική ζώνη, παρατηρείται κυρίως στην εκπομπή του υπεριώδους φωτός. Σε αυτήν το ιονισμένο αέριο, ή πλάσμα, βρίσκεται σε θερμοκρασίες ενδιάμεσες της χρωμόσφαιρας και του στέμματος, δηλαδή μεταξύ μερικών χιλιάδων βαθμών Kelvin και ενός εκατομμυρίου Kelvin. Η μελέτη της μεταβατικής ζώνης ξεκίνησε τις δεκαετίες του 1960-1970 όταν ξεκίνησαν οι παρατηρήσεις του υπεριώδους φωτός από διαστημικά τηλεσκόπια.

Η σημασία της μεταβατικής ζώνης δεν είναι ακόμα ξεκάθαρη. Μια άποψη θέλει το πλάσμα της μεταβατικής ζώνης ως μια θερμικής επαφής μεταξύ χρωμόσφαιρας και στέμματος. Σύμφωνα με αυτή την θεώρηση, το πλάσμα της μεταβατικής ζώνης θερμαίνεται από το στέμμα μέσω αγωγής θερμότητας (Gabriel 1976) κατά μήκος του των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου που ξεκινούν στην φωτόσφαιρα και καταλήγουν στο στέμμα. Σε μερικές περιπτώσεις όμως, οι παρατηρήσεις υποδεικνύουν πως το πλάσμα της μεταβατικής ζώνης ανήκει σε μαγνητικές δομές για



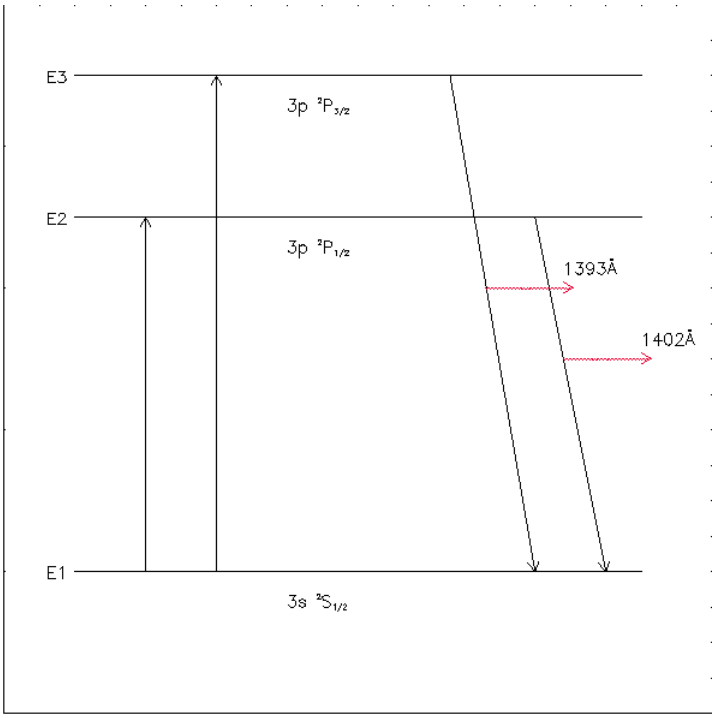
Σχήμα ΣΤ΄.1: *Σχηματική παράσταση της ηλιακής ατμόσφαιρας. Η φωτόσφαιρα με το χαρακτηριστικό κίτρινο χρώμα. Η χρωμόσφαιρα φαίνεται κόκκινη λόγω της εκπομπής στην γραμμή Hάλφα του υδρογόνου. Οι έντονες ακτινωτές δομές της χρωμόσφαιρας είναι οι λεγόμενες ακίδες (spicules) δείχνουν πόσο διαφορετική είναι η χρωμόσφαιρα από την σφαιρική συμμετρία. Το στέμμα, όπου το υδρογόνο θεωρείται πλήρως ιονισμένο έχει άσπρο χρώμα λόγω της σκέδασης του φωτοσφαιρικού φωτός από ελεύθερα ηλεκτρόνια, περιλαμβάνει δομές μεγαλύτερου ύψους από ότι τα υπόλοιπα ατμοσφαιρικά στρώματα. Στο σχήμα διακρίνονται μια ηλιακή κηλίδα και ένας βρόχος.*

τις οποίες η αγωγή θερμότητας από το στέμμα δεν είναι αποτελεσματική. Ενδέχεται λοιπόν η θέρμανση των δομών της μεταβατικής ζώνης να μην σχετίζεται με το στέμμα (Kontogiannis et al 2018).

Για να μπορέσει κανείς να κατανοήσει τις φυσικές διεργασίες που διαδραματίζονται στην μεταβατική ζώνη, πρέπει να είναι σε θέση να ερμηνεύσει τις παρατηρήσεις του ηλιακού υπεριώδους φάσματος που εκπέμπει, οι οποίες αν ερμηνευτούν σωστά μπορούν να προσφέρουν μετρήσεις φυσικών ποσοτήτων όπως, μεταξύ άλλων, η θερμοκρασία, η πυκνότητα και η ταχύτητα του πλάσματος.

ΣΤ΄.2 Μηχανισμοί εκπομπής των φασματικών γραμμών στο υπεριώδες φως

Το φάσμα της μεταβατικής ζώνης, αποτελείται κυρίως από φασματικές γραμμές εκπομπής που προέρχονται από ιόντα. Παραδείγματα είναι οι φασματικές γραμμές του ιονισμένου ήλιου He II 304Å, ή του τέσσερις φορές ιονισμένου οξυγόνου O V 630Å. Οι δύο φασματικές γραμμές του τρεις φορές ιονισμένου άνθρακα C IV που εκπέμπονται σε μήκη κύματος 1548Å και 1550Å καθώς και οι φασματικές γραμμές του τρεις φορές ιονισμένου πυριτίου Si IV που εκπέμπεται σε μήκη κύματος 1393Å και 1402Å θα μας απασχολήσουν παρακάτω. Τα ιόντα ηλίου, οξυγόνου, άνθρακα και πυριτίου, σχηματίζονται σε πολύ μικρές περιοχές θερμοκρασιών της μεταβατικής ζώνης. Για παράδειγμα το ιόν του ηλίου σχηματίζεται στις 50000Kelvin, το ιόν του άνθρακα στα 100000Kelvin, και ούτω καθεξής. Οι θερμοκρασίες σχηματισμού των ιόντων προκύπτουν από υπολογισμούς των κρούσεων ελευθέρων ηλεκτρονίων με



Σχήμα ΣΤ΄.2: *Ενεργειακές στάθμες του ιόντος Si IV. Η βασική στάθμη του ιόντος είναι η E1. Το ηλεκτρόνιο του κάθε ιόντος διεγείρεται στις στάθμες E2 και E3 κυρίως λόγω κρούσεων του ιόντος με ελεύθερα ηλεκτρόνια του πλάσματος. Σε μερικές περιπτώσεις όμως και λόγω σκέδασης φωτονίων. Τα διεγερμένα φωτόνια αποδιεγείρονται από την στάθμη E3 εκπέμποντας φωτόνια μήκους κύματος 1393Å και από την στάθμη E2 εκπέμποντας φωτόνια 1402Å.*

ιόντα.

Ο κύριος μηχανισμός που προκαλεί την εκπομπή φωτονίων είναι οι κρούσεις με ελεύθερα ηλεκτρόνια. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια συγκρούονται με τα ιόντα τα οποία διεγείρονται. Η αποδιέγερση των ιόντων γίνεται με εκπομπή φωτονίων. Η μελέτη των φασματικών γραμμών που εκπέμπονται από την Ηλιακή ατμόσφαιρα περιλαμβάνει και την ανάλυση της δομής των ιόντων. Η συστηματική ανάλυση των παραμέτρων της ατομικής φυσικής για την χρήση τους σε προβλήματα της φασματοσκοπίας στην αστροφυσική μετρά ήδη αρκετές δεκαετίες και έχει καταλήξει σε βάσεις δεδομένων στοιχείων και παραμέτρων της ατομικής φυσικής που είναι εύκολα προσβάσιμες στην επιστημονική κοινότητα (όπως για παράδειγμα η βάση δεδομένων ατομικής φυσικής CHIANTI Dere et al 1997).

Ένας δεύτερος μηχανισμός είναι η σκέδαση της ακτινοβολίας. Στην περίπτωση αυτή ένα φωτόνιο διεγείρει το ιόν το οποίο αποδιεγείρεται με εκπομπή φωτονίου. Ο μηχανισμός αυτός παίζει σπουδαίο ρόλο στους μηχανισμούς της χρωμόσφαιρας, συνήθως όμως δεν λαμβάνεται υπόψιν για την μελέτη της μεταβατικής περιοχής και του στέμματος.

Σε μερικές περιπτώσεις, τα φωτόνια που σχηματίζονται και ταξιδεύουν στο εσωτερικό της ηλιακής ατμόσφαιρας, συμβαίνει να αλληλεπιδράσουν και πάλι με το πλάσμα. Μπορούν να απορροφηθούν και με μετασχηματιστούν σε κινητική ενέργεια των ιόντων ή να σκεδαστούν σε διαφορετική διεύθυνση μέσα στο πλάσμα. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται αδιαφάνεια (opacity) και μετριέται με το οπτικό πάχος (τ). Το οπτικό πάχος είναι ένας αριθμός ο οποίος εκφράζει τον μέσο αριθμό αλλη-

λεπιδράσεων μεταξύ φωτονίου και πλάσματος μέχρι το φωτόνιο να εγκαταλείψει την ατμόσφαιρα. Για τις φασματικές γραμμές της μεταβατικής ζώνης, όπως είναι οι γραμμές του Si IV 1393Å το (τ) είναι τις πιο πολλές φορές μικρότερο της μονάδας και κάποιες φορές μπορεί να φτάσει τις τιμές 1 ή 2.

Είναι δύσκολο να καταλάβει κανείς αν τα φασματικά προφίλ σε παρατηρήσεις σχηματίζονται λόγω του μηχανισμού κρούσεων με ηλεκτρόνια ή λόγω σκέδασης ακτινοβολίας. Η ένταση συναρτήσει του μήκους κύματος, που ονομάζεται προφίλ των φασματικών γραμμών που εκπέμπονται από τη μεταβατική ζώνη ή από το στέμμα έχουν την μορφή που περιγράφεται από την συνάρτηση του Γκάους. Αυτό συμβαίνει επειδή τα ιόντα που εκπέμπουν το φως αλλά και τα ελεύθερα ηλεκτρόνια περιγράφονται, αρκετά καλά, από μία Μαξουελιανή κατανομή ταχυτήτων.

Η ένταση, το εύρος και η μετατόπιση Doppler των προφίλ σχετίζεται από πολλούς παράγοντες, όπως είναι οι κινήσεις του πλάσματος και δεν μας επιτρέπει να καταλάβουμε αν ο μηχανισμός εκπομπής οφείλεται σε κρούσεις ηλεκτρονίων ή σε σκέδαση ακτινοβολίας.

Η χρήση όμως ζευγών φασματικών γραμμών (doublets) που μοιράζονται κοινό κατώτερο ενεργειακό επίπεδο, όπως είναι οι γραμμές C IV 1548Å, 1550Å και Si IV 1393Å, 1402Å μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την διάκριση των δύο μικροσκοπικών μηχανισμών.

Οι φασματικές γραμμές του ιόντος Si IV, που σχηματίζεται σε θερμοκρασία 80000K, μοιράζονται το κατώτερο ενεργειακό επίπεδο το οποίο είναι η θεμελιώδης στάθμη του ιόντος. Η ανώτερη στάθμη των δυο φασματικών γραμμών διαφέρει ως προς την συνολική στροφορμή J, που ορίζεται από το άθροισμα του σπιν S με την τροχιακή στροφορμή L του διεγερμένου ηλεκτρονίου. Η διεγερμένη στάθμη μεγαλύτερης ενέργειας, που εκπέμπει τα φωτόνια 1393Å έχει διπλάσια πιθανότητα κατοίκησης από την διεγερμένη στάθμη χαμηλότερης ενέργειας που εκπέμπει φωτόνια 1402Å. Εξαιτίας της διπλάσιας πιθανότητας κατοίκησης, διπλάσια θα είναι και η ένταση της ακτινοβολίας της φασματικής γραμμής μήκους κύματος 1393Å σε σχέση με την φασματική γραμμή των 1402Å. Έτσι λοιπόν σε περίπτωση που φωτόνια εκπέμπονται λόγω κρούσεων με ηλεκτρόνια και στη συνέχεια ταξιδεύουν ελεύθερα στο διάστημα μέχρι τον ανιχνευτή, ο λόγος της έντασης ακτινοβολίας της γραμμής 1393Å προς την ένταση της 1402Å θα ισούται με 2.

Για τους ίδιους λόγους ατομικής φυσικής, ένα φωτόνιο μήκους κύματος 1393Å έχει διπλάσια πιθανότητα να σκεδαστεί από ιόντα πυριτίου από ότι ένα φωτόνιο μήκους κύματος 1402Å.

Ας φανταστούμε λοιπόν την εκπομπή φωτονίων 1393Å και 1402Å να εκπέμπονται λόγω κρούσεων με ηλεκτρόνια και, συνεπώς τα πρώτα είναι διπλάσιου αριθμού από τα δεύτερα. Στην συνέχεια τα φωτόνια σκεδάζοναι προς την γραμμή παρατήρησης. Καθώς τα φωτόνια 1393Å έχουν διπλάσια πιθανότητα σκέδασης από τα φωτόνια 1402Å, ο ανιχνευτής θα καταγράψει τετραπλάσια φωτόνια 1393Å από ότι φωτόνια 1402Å. Αντίθετα, σε περίπτωση που η σκέδαση εκτρέπει τα φωτόνια έξω από την γραμμή παρατήρησης, ο λόγος των εντάσεων 1393/1402 θα γίνει μικρότερος του δύο. Τότε η ακτινοβολία θα γίνει αδιαφανής, θα έχουμε δηλαδή αύξηση του οπτικού πάχους. Το ίδιο φαινόμενο ισχύει και για τις φασματικές γραμμές του ιονισμένου άνθρακα C IV.

Βλέπουμε λοιπόν πως ο λόγος εντάσεων των φασματικών γραμμών Si IV, C

IV μας επιτρέπει να διακρίνουμε τους μηχανισμούς εκπομπής ακτινοβολίας. Στην συνέχεια θα παρουσιάσουμε παραδείγματα όπου φαίνεται η σημασία της σκέδασης ακτινοβολίας σε περιοχές ενός κέντρου δράσης στον Ήλιο. Οι παρατηρήσεις που μελετήσαμε προέρχονται απο την αποστολή Ίριδα.

ΣΤ΄.3 Η αποστολή Ιριδα (IRIS) για την παρατήρηση της ηλιακής ατμόσφαιρας

Η Ίριδα (De Pontieu et al 2014) περιλαμβάνει έναν φασματογράφο που παρατηρεί τον Ήλιο από το διάστημα όπου εκτοξεύτηκε το 2010. Η Ίριδα παρατηρεί κυρίως τρία ζευγάρια φασματικών γραμμών: Τις γραμμές του τρεις φορές ιονισμένου πυριτίου Si IV 1393Å, 1402Å, του μια φορά ιονισμένου μαγνησίου Mg II 2795.4 Å, 2802.6 Å και του μια φορά ιονισμένου άνθρακα C II 1334 Å, 1335 Å.

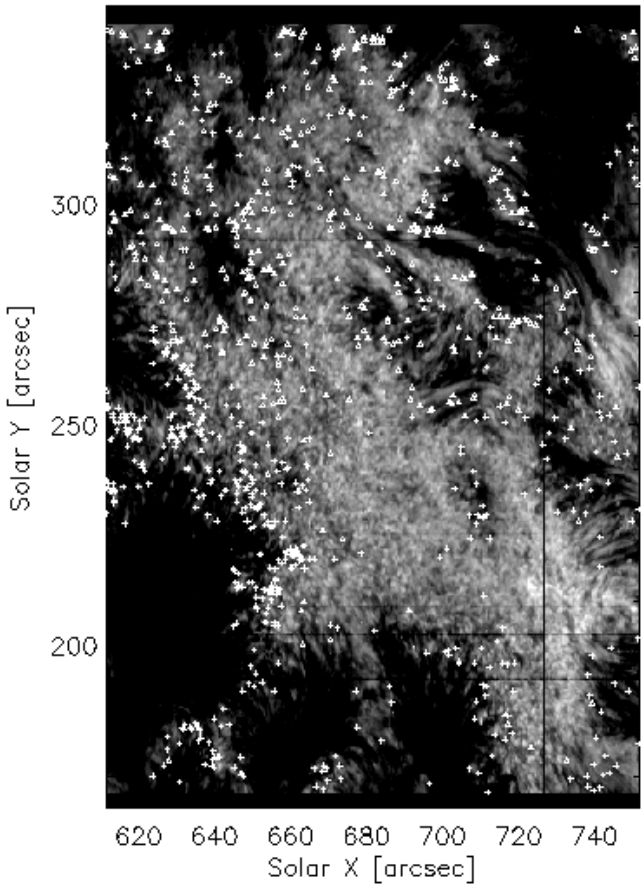
Ο φασματογράφος της Ίριδας έχει βελτιωμένα τεχνικά χαρακτηριστικά όπως πολύ καλή χωρική διακριτική ικανότητα (0.2 δευτερόλεπτα τόξου) και επίσης δυνατότητα χρονικής έκθεσης 8 δευτερολέπτων. Καθώς η σχισμή σαρώνει την επιφάνεια του Ήλιου, παράλληλα το τηλεσκόπιο καταγράφει εικόνες, (slit jaw images) της ίδιας περιοχής που παρατηρεί η σχισμή. Αν η σχισμή είναι προσανατολισμένη στην διεύθυνση Βορρά Νότου, οι εικόνες slit-jaw επεκτείνουν το πεδίο παρατήρησης στην διεύθυνση Ανατολής Δύσης.

ΣΤ΄.4 Παρατήρηση του κέντρου δράσης NOAA 12529, σημασία της σκέδασης, συμπεράσματα

Η Ίριδα παρατήρησε το κέντρο δράσης NOAA 12529 στις 18 Απριλίου του 2016. Σε αυτό μελετήσαμε τις φασματικές γραμμές του Si IV 1393Å, 1402Å και βρήκαμε τις περιοχές όπου ο λόγος εντάσεων είναι μεγαλύτερος του 2, και όπου υπάρχει σκέδαση ακτινοβολίας. Σε κάποιες περιοχές η σκέδαση ακτινοβολίας υπάρχει σε σημαντικό τμήμα της εικόνας. Επίσης βρήκαμε περιπτώσεις όπου ο λόγος των εντάσεων είναι μικρότερος του δύο και που συνεπώς το πλάσμα εκεί παρουσιάζει αδιαφάνεια. Στο σχήμα 3 παρουσιάζεται μια εικόνα του κέντρου δράσης 12529 στην ένταση της φασματικής γραμμής Si IV 1393Å. Οι σταυροί δηλώνουν τις περιοχές όπου υπάρχει αδιαφάνεια και τα τρίγωνα τις περιοχές με σκέδαση ακτινοβολίας.

Τα φαινόμενα σκέδασης ακτινοβολίας και αδιαφάνειας φαίνονται να βρίσκονται μακριά από τις λαμπρές περιοχές του κέντρου δράσης. Τα φαινόμενα αυτά βρίσκονται στην περιφέρεια του κέντρου δράσης και φαίνονται συνδεδεμένα με μικρούς βρόχους που ονομάζονται fibrils. Τα fibrils συνδέουν περιοχές του κέντρου δράσης με αμυδρές περιοχές ήρεμου ήλιου. Σε κάποιες περιπτώσεις φαίνεται πως το ίδιο fibril παρουσιάζει φαινόμενα αδιαφάνειας και σκέδασης σε διαφορετικά σημεία κατά μήκος της δομής του. Οι εικόνες slit jaw είναι σχεδόν ταυτόχρονες με κάθε έκθεση της σχισμής. Έτσι μπορούμε να καταγράψουμε αν υπάρχουν εστίες έντονης ακτινοβολίας η οποία σκεδάζεται στις περιοχές όπου ο λόγος των εντάσεων είναι μεγαλύτερος του 2. Παρατηρήσαμε πως δεν συμβαίνει κάτι τέτοιο.

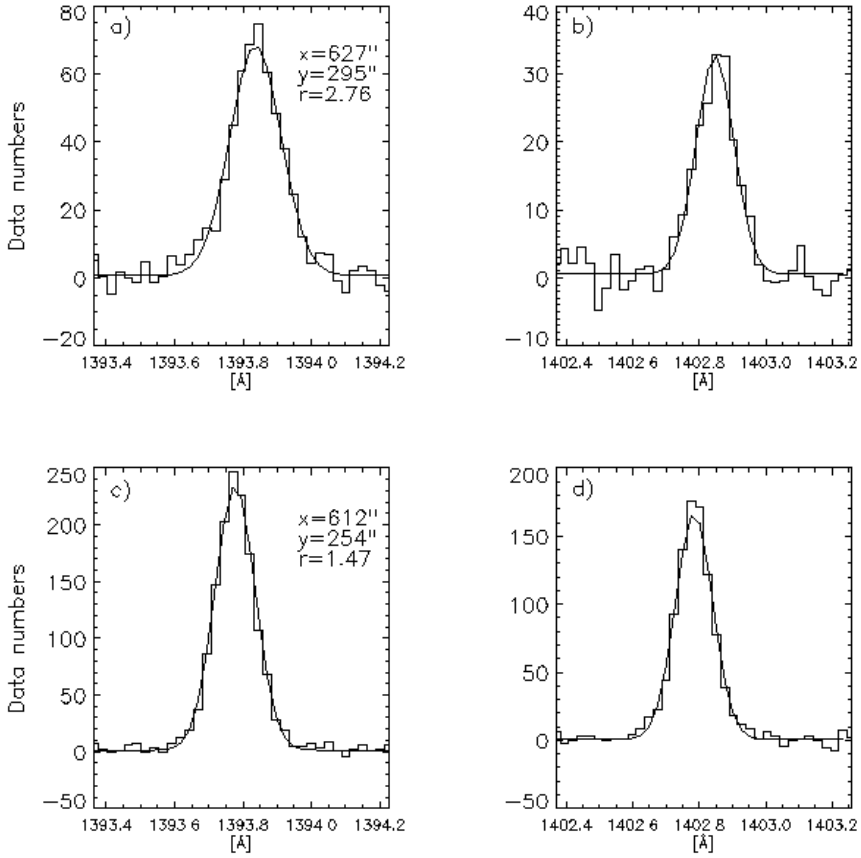
Για κάθε περιοχή με σημαντική σκέδαση προσομοιώσαμε την προσπίπτουσα ακτινοβολία από την υπόλοιπη μεταβατική περιοχή. Συμπεράναμε πως η σκέδαση ακτινοβολίας υπερισχύει διότι τοπικά η πυκνότητα ηλεκτρονίων είναι χαμηλότερη



Σχήμα ΣΤ΄.3: *Απεικόνιση του χάρτη της έντασης της γραμμής Si IV 1393Å στο κέντρο δράσης NOAA 12529. Στην εικόνα φαίνεται πως το κέντρο δράσης περιλαμβάνει μικρούς βρόχους (fibrils) και μικρές λαμπρές περιοχές (grains). Οι σταυροί δηλώνουν τις περιοχές όπου υπάρχει αδιαφάνεια και τα τρίγωνα τις περιοχές με σκέδαση ακτινοβολίας. Περιοχές ήρεμου Ηλίου περιβάλλουν το κέντρο δράσης και φαίνονται σκοτεινές στην εικόνα.*

και συνεπώς ο όρος κρούσεων με ηλεκτρόνια είναι μικρότερος από τον όρο σκέδασης ακτινοβολίας στον σχηματισμό της φασματικής γραμμής.

Τα αποτελέσματα αυτής της έρευνας έχουν γίνει δεκτά για δημοσίευση στο περιοδικό Astronomy & Astrophysics (Gontikakis et al 2018). Σκοπεύουμε να συνεχίσουμε την μελέτη αυτή σε άλλες περιοχές του Ήλιου για να εκτιμήσουμε αν επιβεβαιώνονται τα αποτελέσματά μας.



Σχήμα ΣΤ΄.4: *Παραδείγματα φασματικών προφίλ της φασματικής γραμμής Si IV 1393Å (εικόνες a, c) και της γραμμής Si IV 1402Å (εικόνες b, d). Ο οριζόντιος άξονας είναι το μήκος κύματος σε Å, ο κάθετος άξονας είναι η ένταση σε μονάδες του ανιχνευτή. Τα δεδομένα είναι σε μορφή ιστογράμματος και η συνεχής γραμμή είναι προσομοίωση των προφίλ με Γκαουσιανό μοντέλο. Τα προφίλ των εικόνων a,b προέρχονται από την ίδια περιοχή. Στην εικόνα a αναγράφονται οι συντεταγμένες της περιοχής και η τιμή του λόγου των εντάσεων 1393Å/1402Å. Οι εικόνες c,d δείχνουν προφίλ μιας διαφορετικής περιοχής. Τα προφίλ των εικόνων a,b επηρεάζονται απο σκέδαση μια και ο λόγος των εντάσεων είναι μεγαλύτερος του 2 ενώ των εικόνων c,d επηρεάζονται από αδιαφάνεια μια και ο λόγος των εντάσεων είναι μικρότερος του 2.*

Αναφορές

1. De Pontieu B., Title A.M., Lemen J.R. et al., 2014, Sol. Phys. 289, 2733.
2. Dere K.P., Landi E., Mason H.E., Monsignori Fossi B.C. and Young P.R., 1997, A&A 125, 149.
3. Gabriel A.H., 1976, RSPTA 281, 339.
4. Gontikakis C. and Vial J.-C., 2018, A&A in press.
5. Kontogiannis I., Gontikakis C., Tsiropoula G. and Tziotziou K., 2018, Solar Phys. 293, 56.

Ζ΄ Η πρόγνωση του διαστημικού καιρού την εποχή της τεχνητής νοημοσύνης: το πρόγραμμα FLARECAST και βασικά αποτελέσματά του

Μανώλης Κ. Γεωργούλης εκ μέρους της Κοινοπραξίας FLARECAST

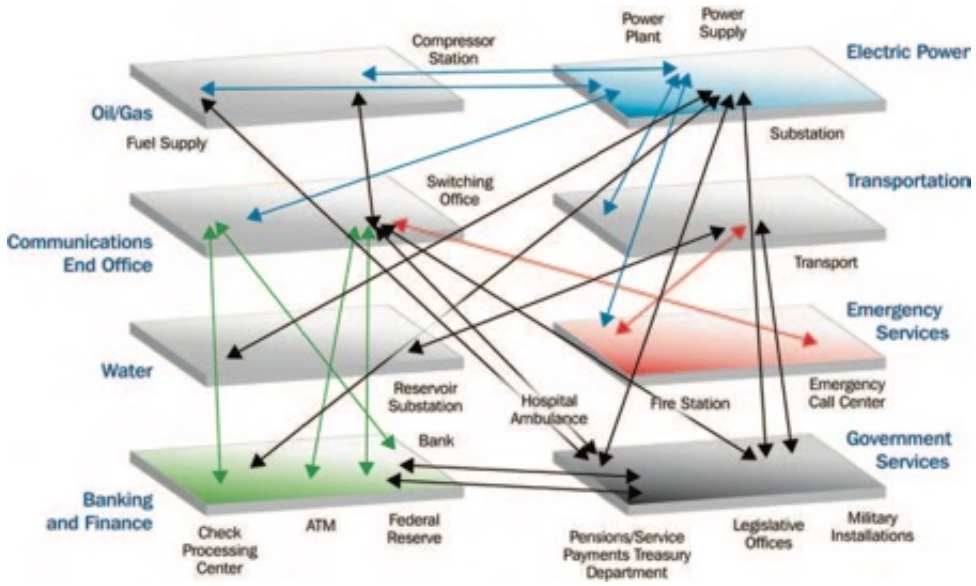
Περίληψη

Το άρθρο επιχειρεί να περιγράψει εν συντομία το ερευνητικό πρόγραμμα FLARECAST, το οποίο υλοποιήθηκε σε επίπεδο διεθνούς κοινοπραξίας κατά την τριετία 2015 – 2017 υπό το συντονισμό του ΚΕΑΕΜ της Ακαδημίας Αθηνών με τη χρηματοδότηση της Ευρωπαϊκής Επιτροπής. Το πρόγραμμα αφορούσε στην πρόγνωση των ηλιακών εκλάμψεων με τέτοια χαρακτηριστικά που ενδεχομένως το αναδεικνύουν ως την πιο συστηματική έως τώρα προσπάθεια αντιμετώπισης του προβλήματος παγκοσμίως. Συγκεκριμένα, η προσέγγιση του προβλήματος ήταν διεπιστημονική, με τη σύμπραξη ηλιοφυσικών, ειδικών σε προβλήματα τεχνητής νοημοσύνης και διαχείρισης μεγάλου όγκου δεδομένων, επιστημόνων ηλεκτρονικών υπολογιστών και επικοινωνιολόγων. Το αποτέλεσμα είναι μια εκτεταμένη, ανοικτά προσβάσιμη και γενικευμένη βάση δεδομένων με τιμές φυσικών παραμέτρων πρόγνωσης, αλγορίθμους πρόγνωσης και αποτελέσματά τους καθώς και αλγορίθμους επικύρωσης, ενώ αναμένεται και η υπηρεσία πρόγνωσης εκλάμψεων FLARECAST η οποία θα λειτουργεί σε σχεδόν πραγματικό χρόνο. Η ιστοσελίδα του προγράμματος FLARECAST (http://flarecast.eu), εξάλλου, αποτελεί σημαντική πηγή εκλαΐκευσης για τις ηλιακές εκλάμψεις, το διαστημικό καιρό και την πρόγνωσή του. Η αξιοποίηση του εύρους των αποτελεσμάτων του προγράμματος FLARECAST αρχίζει μόλις τώρα και αναμένεται να οδηγήσει σε σημαντικές, εξίσου πολυεπίπεδες, επιστημονικές εξελίξεις στο μέλλον.

Ζ΄.1 Εισαγωγή

Η καθημερινότητά μας στηρίζεται όλο και περισσότερο σε διαστημικές τεχνολογίες και η τάση αυτή δεν αναμένεται να υποχωρήσει στο μέλλον. Τουναντίον, θα αυξάνεται σε βαθμό που η τυπική λειτουργία μιας σύγχρονης κοινωνίας και η προσωπική, κοινωνική και οικονομική δραστηριότητα πολιτών και θεσμών θα εξαρτάται πλέον από αυτές. Αν και αυτή η εξέλιξη έχει σημαντικά οφέλη (εκμηδενισμός των αποστάσεων, επιτάχυνση της έκβασης με ταυτόχρονη μείωση του κόστους διαφόρων λειτουργιών, υπηρεσιών, κτλ.), η κοινωνική διαδικτύωση και η εξάρτησή της από τις διαστημικές τεχνολογίες έχει γίνει με τρόπο ισχυρά μη γραμμικό, χωρίς πρότερο σχεδιασμό. Σε έκθεσή τους (National Research Council, 2008) με ιδιαίτερη επιρροή σε κυβερνητικούς οργανισμούς ανά τον κόσμο, η Εθνική Ακαδημία Επιστημών και το Εθνικό Συμβούλιο Ερευνών των ΗΠΑ περιέγραψαν ανάγλυφα τον μη προσχεδιασμένο τρόπο με τον οποίο διάφοροι τομείς συνδέονται μεταξύ τους με το σχεδιάγραμμα της Εικ. Ζ΄.1. Όλοι αυτοί οι τομείς, σε μικρότερο ή μεγαλύτερο βαθμό, συνδέονται με – ή εξαρτώνται από – διαστημικές τεχνολογίες.

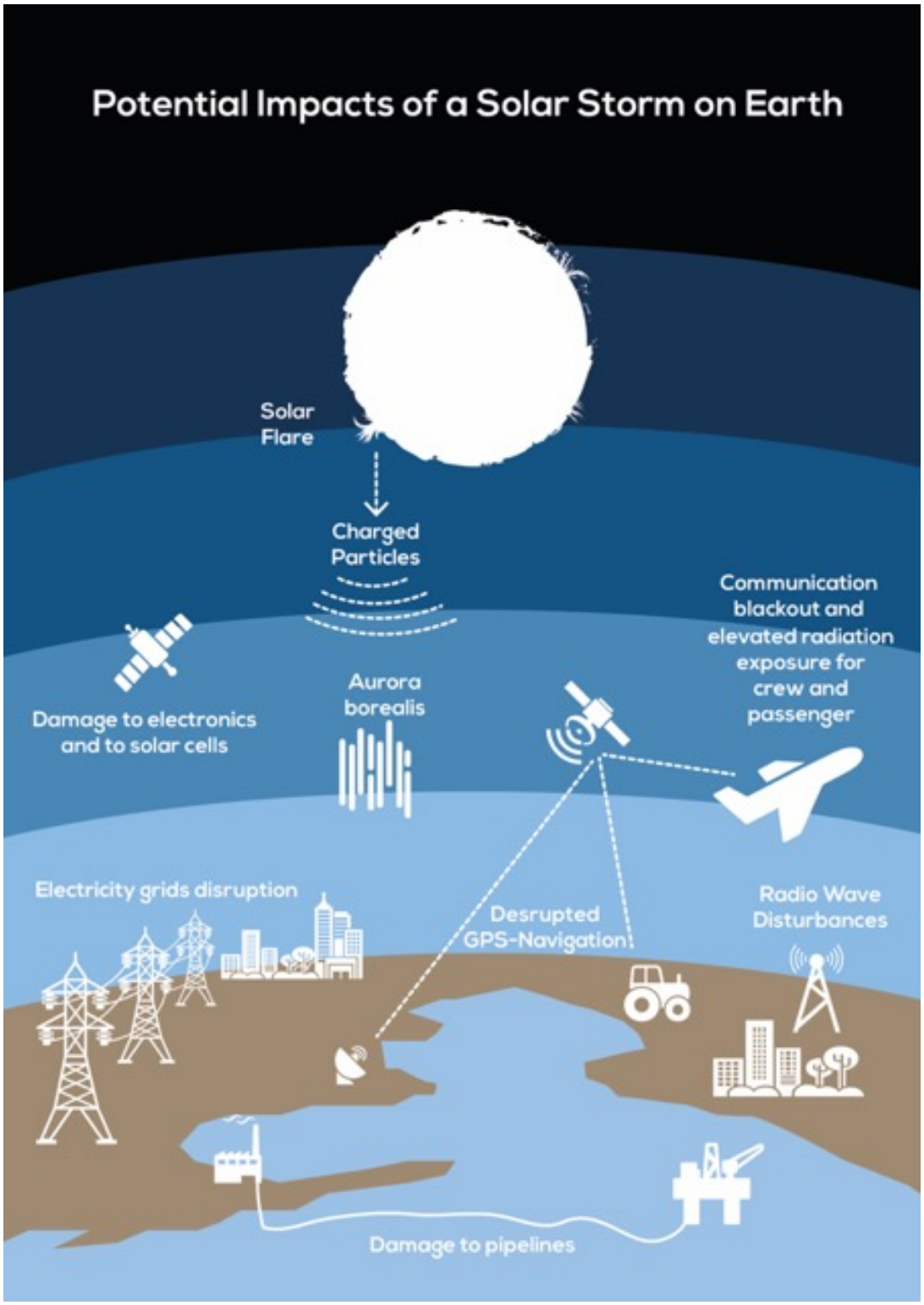
Το διαπλανητικό διάστημα, όμως, σε ένα αστρικό σύστημα στο οποίο ο κεντρικός αστέρας είναι μαγνητικά ενεργός, εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τις συνθήκες



Σχήμα Ζ΄.1: *Σχεδιάγραμμα διασύνδεδης διάφορων κρίσιμων κοινωνικών και οικονομικών δομών. Όλες αυτές, σε μικρό ή μεγαλύτερο βαθμό, εξαρτώνται από διαστημικές τεχνολογίες (Πηγή: National Research Council, 2008.)*

του αστρικού ανέμου. Ο αστρικός άνεμος είναι κατά βάση πλάσμα που κινείται κατά μήκος της αστροσφαιρικής μαγνητικής σπείρας η οποία και καθορίζει τη σφαίρα επιρροής του αστέρα (αστρόσφαιρα). Στο ηλιακό σύστημα υπάρχει ο ηλιακός άνεμος και η ηλιόσφαιρα, με τη σύνθεση του τοπικού μας ανέμου να καθορίζεται από ηλεκτρόνια και πρωτόνια, με συνεισφορά ιχνών βαρύτερων ιόντων. Αν και οι τυπικές συνθήκες του ηλιακού ανέμου, οι οποίες καθορίζουν το περιβάλλον πλάσματος και μαγνητικού πεδίου στο γεωδιάστημα (δηλ. στον υποχώρο του ηλιακού συστήματος στον οποίο ασκεί επίδραση το γήινο μαγνητικό πεδίο) δεν αποτελούν απειλή για τις διαστημικές τεχνολογίες και το έμψυχο δυναμικό στον Διεθνή Διαστημικό Σταθμό, η μαγνητική δραστηριότητα στον Ήλιο μπορεί να οδηγήσει και σε εκρήξεις, τις ισχυρότερες στο ηλιακό σύστημα. Εντός λίγων ωρών, ή μερικών δεκάδων ωρών, οι εκρήξεις αυτές είναι σε θέση να μετατρέψουν τις ήρεμες διαστημικές συνθήκες σε θυελλώδεις, με ισχυρά μαγνητικά πεδία που μπορούν να διακόψουν τη λειτουργία, ή ακόμα και να καταστρέψουν, ευαίσθητα δορυφορικά ηλεκτρονικά συστήματα ζωτικής σημασίας για τις γήινες δραστηριότητες. Οι συνθήκες αυτές, με επίδραση διάρκειας ωρών ή λίγων ημερών (αλλά με εν δυνάμει μακροπρόθεσμες συνέπειες) συνοψίζονται στον όρο *διαστημικός καιρός*.

Εξαιτίας του θυελλώδους διαστημικού καιρού η λειτουργία ενός τουλάχιστον τομέα της Εικ. Ζ΄.1 μπορεί να διακοπεί για ώρες, ημέρες, ή και πολύ περισσότερο, αν καταστραφεί μια διαστημική τεχνολογία. Τότε οι συνέπειες θα είναι κατά βάση απρόβλεπτες, λόγω της μη γραμμικής διασύνδεσης της Εικ. Ζ΄.1. Μια διακοπή του συστήματος δορυφορικής πλοήγησης, λόγου χάρη, θα είχε άμεσες συνέπειες από τον τραπεζικό τομέα ως και τον τομέα παροχής επείγουσας βοήθειας. Ένα εύγλωττο σχεδιάγραμμα κάποιων από τους τομείς που επηρεάζονται άμεσα από τον διαστημικό καιρό δίνεται στην Εικ. Ζ΄.2.



Σχήμα Ζ΄.2: *Σχηματική εξάρτηση βασικών γήινων συστημάτων και τεχνολογιών από τον θυελλώδη διαστημικό καιρό (Πηγή: Facchochschule Nordwestschweiz, Ελβετία).*

Μεγάλες ηλιακές εκρήξεις δεν σημειώνονται συχνά. Στη διάρκεια όμως κάθε ενδεκαετούς ηλιακού κύκλου κηλίδων υπάρχουν τουλάχιστον μερικές περιπτώσεις εκρήξεων που θα μπορούσαν να αποτελέσουν απειλή. Σε ορίζοντα δεκαετιών είναι

εξαιρετικά πιθανό να έχουμε μια μεγάλη ηλιακή έκρηξη ανάλογη αυτής που παρατηρήθηκε από τον Λόρδο Carrington το Σεπτέμβριο του 1859 (Carrington, 1859) η οποία, αν συνέβαινε σήμερα, θα είχε εξαιρετικά δυσμενείς συνέπειες (Oughton et al., 2017). Ήδη τον Ιούλιο του 2012, το διαστημόπλοιο STEREO-A το οποίο παρατηρούσε το ημισφαίριο του Ήλιου αντιδιαμετρικά της Γης δέχτηκε θυελλώδη ηλιακό άνεμο τέτοιας έντασης που έγινε λόγος για το ότι η Γη μόλις που απέφυγε μια έκρηξη τύπου Carrington (Baker et al., 2013, Ngwira et al., 2013).

Οι μεγάλες ηλιακές εκρήξεις έχουν κατά κανόνα τρεις εκφάνσεις:

1. Τις ηλιακές εκλάμψεις (solar flares), οι οποίες είναι αιφνίδιες και έντονες εκπομπές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, ακόμα και πολύ μεγάλων συχνοτήτων (ακτίνες X και γ, ανάλογα με την ένταση της έκλαμψης). Οφείλονται σε έκλυση μαγνητικής ενέργειας λόγω μαγνητικής επανασύνδεσης (magnetic reconnection) στο χαμηλό ηλιακό στέμμα, λίγες χιλιάδες χιλιόμετρα πάνω από την ηλιακή φωτόσφαιρα (π.χ., Benz, 2008, Fletcher et al., 2011).

2. Τις στεμματικές εκτινάξεις μάζας (coronal mass ejections [CMEs]) οι οποίες προκύπτουν μαζί με τις μεγάλες εκλάμψεις και απελευθερώνουν τεράστια ποσά πλάσματος και μαγνητικής ροής στον ηλιακό άνεμο (π.χ., Kahler 1992, St Cyr et al., 2000).

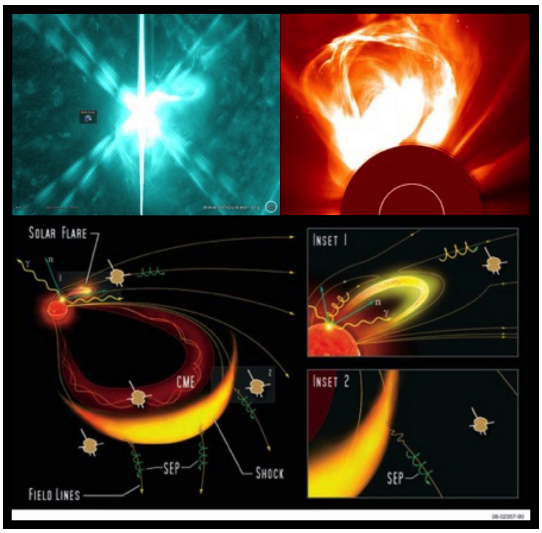
3. Τα γεγονότα εκπομπής ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων (solar energetic particles [SEPs]) τα οποία επιταχύνονται σε σχετικιστικές ταχύτητες από τις εκλάμψεις και τις CMEs και απειλούν τόσο τις διαστημικές τεχνολογίες όσο και την ανθρώπινη ζωή στο διάστημα (π.χ., Reames 2017, Malandraki & Crosby 2018).

Παραδείγματα εκλάμψεων και CMEs μαζί με συνοπτικό σχεδιάγραμμα των αιτιών του από τον Ήλιο προερχόμενου διαστημικού καιρού δίνονται στην Εικ. Ζ΄.3.

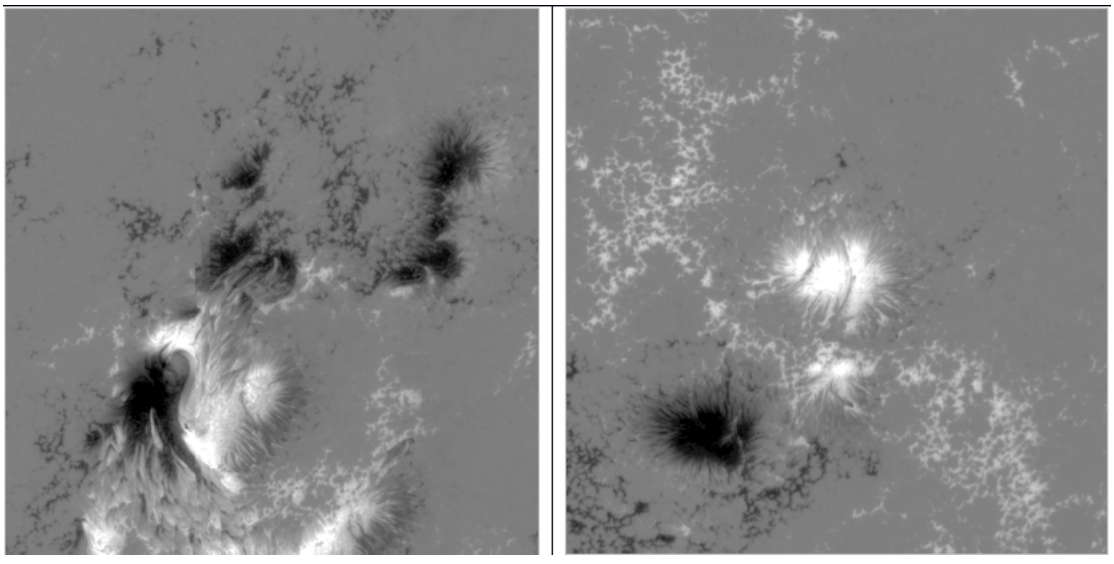
Δεδομένου ότι η Γη δεν μπορεί να αποφύγει τις μεταβολές του διαστημικού καιρού, γίνεται αναγκαία η κατά το δυνατό βέλτιστη πρόγνωσή του με σκοπό την άμβλυνση των συνεπειών του. Για καθεμία από τις παραπάνω εκφάνσεις του διαστημικού καιρού έχουν γίνει ξεχωριστά μεγάλες προσπάθειες από τα τέλη του 20ού αιώνα και μετά (μια σύνοψη δίνεται από τους Bothmer & Daglis, 2007). Ιστορικά η πρώτη προσπάθεια πρόγνωσης του διαστημικού καιρού έγινε με την επιδιωκόμενη πρόγνωση των ηλιακών εκλάμψεων (συνόψεις δίνονται από τους Georgoulis 2012, Leka & Barnes 2018).

Οι εκλάμψεις προέρχονται αποκλειστικά από ηλιακά κέντρα δράσης, δηλαδή από συσσωματώματα ισχυρής μαγνητικής ροής στην ηλιακή ατμόσφαιρα (Εικ. Ζ΄.4). Μια μικρή μόνο μειοψηφία ($\lesssim 2\%$) των κέντρων δράσης θα δώσει μία ή περισσότερες μεγάλες εκλάμψεις και η φωτοσφαιρική δομή είναι, σε πολλές περιπτώσεις, αποκαλυπτική για το εάν το κέντρο δράσης θα δώσει μια μεγάλη έκλαμψη ή όχι. Η απάντηση στο ερώτημα αν έχουμε καταφέρει να προβλέψουμε τις μεγάλες εκλάμψεις δεν μπορεί να είναι καταφατική, όμως, παρά τις μεγάλες προσπάθειες διεθνώς (Barnes et al., 2016 και βιβλιογραφία εντός). Αυτό ίσως οφείλεται στις φυσικές διεργασίες δημιουργίας των εκλάμψεων οι οποίες, σε ισχυρά μη γραμμικά δυναμικά συστήματα όπως είναι τα ηλιακά κέντρα δράσης, δίνουν λαβή σε εκτεταμένη στοχαστικότητα – και άρα δυσκολία, ή αδυναμία, προβλεψιμότητας – στην εκδήλωση των εκλάμψεων (Aschwanden et al., 2016 και βιβλιογραφία εντός). Συνεπώς, ναι μεν

μπορούμε ποιοτικά να χαρακτηρίσουμε ένα κέντρο δράσης ως εν δυνάμει εκρηκτικό, αλλά δεν μπορούμε να πούμε πότε, πόσες και πόσο ισχυρές θα είναι οι εκλάμψεις που ενδεχομένως θα παράξει.



Σχήμα Ζ΄.3: *Οι ηλιακές εκρήξεις σχηματικά: (πάνω αριστερά) μεγάλη έκλαμψη – η μεγαλύτερη από το 2005 – η οποία σημειώθηκε στις 6 Σεπτεμβρίου 2017. Η Γη σε κλίμακα έχει επίσης συμπεριληφθεί ως μέτρο σύγκρισης μεγέθους (Πηγή: NASA's SDO/AIA & Helioviewer). (πάνω δεξιά) Μεγάλη CME που σημειώθηκε στις 27 Φεβρουαρίου 2000. Ο ηλιακός δίσκος εδώ έχει καλυφθεί με τεχνητή έκλειψη για να φανεί η αχνότερη δομή της CME (Πηγή: ESA's SOHO/LASCO). (κάτω) Σχηματικά η σύνδεση εκλάμψεων, CMEs και επιταχυνόμενων SEPs. Όλα συμβάλλουν στη δημιουργία θυελλωδών συνθηκών στον ηλιακό άνεμο (Πηγή: Solar Sentinels STDT Report, 2006).*



Σχήμα Ζ΄.4: *Παραδείγματα φωτοσφαιρικών μαγνητικών δομών κέντρων δράσης: ενός ισχυρά εκρηκτικού (αριστερά) και ενός μη εκρηκτικού (δεξιά). Παρατηρούνται οι μεγάλες συγκεντρώσεις μαγνητικής ροής με έντονους φωτεινούς ή σκοτεινούς τόνους, οι οποίοι είναι τεχνητοί και απεικονίζουν τη μαγνητική ένταση και τις πολικότητες των δομών (φωτεινοί τόνοι: θετική πολικότητα – σκοτεινοί τόνοι: αρνητική πολικότητα) (Πηγή: δορυφόρος Hinode).*

Στο διαφαινόμενο αδιέξοδο, μια άλλη επιστημονική εξέλιξη του 21ου αιώνα έχει

κληθεί να δώσει λύσεις: αυτή της τεχνητής νοημοσύνης, εφαρμογές της οποίας έχουν γίνει εφικτές σε διάφορα ως τώρα άλυτα προβλήματα, λόγω της εκθετικής αύξησης των υπολογιστικών μας δυνατοτήτων. Σε υπολογιστικές εφαρμογές η τεχνική νοημοσύνη στηρίζεται στη *μηχανική μάθηση* (machine learning) και τη *βαθεία μάθηση* (deep learning), με τη δεύτερη να αποτελεί εξελικτική διαδικασία της πρώτης. Πρακτικά, η (μηχανική ή βαθεία) υπολογιστική μάθηση μέσω πλήθους μεθόδων επεξεργάζεται *δεδομένα μεγάλου όγκου* (big data) μέσω *εξόρυξης* (data mining), αναζητώντας δομές και πλαίσια που επιτυγχάνουν την επίλυση δεδομένου προβλήματος. Σε μαθηματική γλώσσα, οι μέθοδοι αυτές αναζητούν υπερεπιφάνειες ενός εξαιρετικά πολυδιάστατου παραμετρικού χώρου, απρόσιτου σε συμβατικές εφαρμογές, κινούμενες επί των οποίων επιτυγχάνουν την επίλυση ενός προβλήματος, είτε πιθανοκρατικά (δηλαδή προσδίδοντας μια πιθανότητα συγκεκριμένου αποτελέσματος), είτε δυαδικά (δηλαδή με πιθανότητα 0% [ΟΧΙ] ή 100% [ΝΑΙ]). Ήταν μόνο ζήτημα χρόνου η μηχανική μάθηση να εφαρμοστεί μαζικά και στην πρόγνωση του διαστημικού καιρού (Camporeale et al., 2018).

Αναγνωρίζοντας τη διεθνή κινητικότητα και την αναγκαιότητα της πρόγνωσης του διαστημικού καιρού, η Ευρωπαϊκή Ένωση μέσω της Ευρωπαϊκής Επιτροπής εδώ και τουλάχιστον μια δεκαετία (προγράμματα – πλαίσιο FP6, FP7, Horizon 2020) προκηρύσσει προτάσεις με σκοπό την υλοποίηση σχετικών ερευνητικών προγραμμάτων. Χαρακτηριστικό τους είναι η πολυσυλλεκτικότητα της εμπειρίας που απαιτείται για την υλοποίηση: για τα προγράμματα αυτά δεν επαρκεί η βασική έρευνα, αλλά προωθείται η ιδέα της *επιχειρησιακής έρευνας* (Research-to-Operations [R2O]) με βαρύνουσα συμμετοχή τομέων της βιομηχανίας και κυβερνητικών φορέων, όπου η βασική έρευνα δίνει λαβή σε πρακτικά αποτελέσματα με κοινωνικό και οικονομικό αντίκρυσμα. Στην περίπτωση της πρόγνωσης του διαστημικού καιρού, ζητείται η διαμόρφωση πρακτικού τρόπου πρόγνωσης με απτά αποτελέσματα.

Ζ΄.2 Το πρόγραμμα FLARECAST της Ευρωπαϊκής Επιτροπής

Ζ΄.2.1 Γενικά Στοιχεία

Το 2014 κοινοπραξία εννέα (9) ερευνητικών ινστιτούτων από έξι (6) ευρωπαϊκές χώρες κατέθεσε πρόταση στο πλαίσιο της δράσης Research and Innovation Action PROTEC-2014-1 (Protection of our Assets in Space) του προγράμματος – πλαίσιο Horizon 2020 της Ευρωπαϊκής Επιτροπής. Η πρόταση είχε τίτλο "Flare Likelihood and Region Eruption Forecasting (FLARECAST)" και είχε ως αντικειμενικό σκοπό την επιχειρησιακή πρόγνωση των ηλιακών εκλάμψεων. Το προτεινόμενο πρόγραμμα είχε τριετή διάρκεια και προϋπολογισμό περίπου 2.4 εκατομμύρια ευρώ.

Ο στόχος του προγράμματος FLARECAST ήταν η ανάπτυξη εντός τριετίας (2015 – 2018) προηγμένου επιχειρησιακού συστήματος πρόγνωσης ηλιακών εκλάμψεων βασισμένου σε αυτόματα υπολογισμένες ιδιότητες ηλιακών κέντρων δράσης, υλοποιημένου με μεθόδους πρόγνωσης μηχανικής μάθησης και επικυρωμένου με τις πιο κατάλληλες μεθόδους επικύρωσης.

Οι τρεις επιμέρους στόχοι του προγράμματος ήταν οι εξής:

- Κατανόηση του τι προκαλεί τις ηλιακές εκλάμψεις και βελτίωση των μεθόδων πρόγνωσης.

- Ανάπτυξη ελεύθερα προσβάσιμης υπηρεσίας πρόγνωσης εκλάμψεων η οποία να επιδέχεται εύκολα περαιτέρω ανάπτυξη για μελλοντικές επεκτάσεις.
- Επικοινωνία με την επιστημονική κοινότητα, εκπροσώπους βιομηχανικών και τεχνολογικών φορέων με εγνωσμένο ενδιαφέρον στην πρόγνωση του διαστημικού καιρού αλλά και με το ευρύ κοινό, με σκοπό την αμφίδρομη ενημέρωση και την ευαισθητοποίηση στο πρόβλημα της πρόγνωσης των εκλάμψεων.

Τα ινστιτούτα που απάρτιζαν την κοινοπραξία ήταν:

- ΚΕΑΕΜ της Ακαδημίας Αθηνών, γενικός συντονισμός του προγράμματος
- University of Northumbria at Newcastle, Μεγάλη Βρετανία, επιστημονική επίβλεψη του προγράμματος
- Trinity College Dublin, University of Dublin, Ιρλανδία
- Universita di Genova, Ιταλία
- Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR), Ιταλία
- Centre National de la Recerche Scientifique (CNRS) – Observatoire de Paris-Meudon, Γαλλία, τεχνολογική βάση του προγράμματος
- Universite Paris-Sud, Institut d'Astrophysique Spatiale, Γαλλία
- Facchochschule Nordwestschweiz (FHNW), Ελβετία
- Met Office, Μεγάλη Βρετανία

Πέραν της μαζικής εφαρμογής της μηχανικής μάθησης στην πρόγνωση εκλάμψεων, σε βαθμό που δεν είχε επιχειρηθεί ποτέ ως τότε, το προτεινόμενο πρόγραμμα FLARECAST είχε ακόμα δύο μοναδικά χαρακτηριστικά: πρώτον, την αντιμετώπιση όλων ανεξαιρέτως των φυσικών παραμέτρων των ηλιακών κέντρων δράσης που έχουν προταθεί ως χρήσιμα για την πρόγνωση εκλάμψεων κατά την τελευταία 25ετία από μηδενική βάση, χωρίς εξαρχής προτιμήσεις και, δεύτερον, την ύπαρξη ενός κυρίαρχου δικτύου επικοινωνίας με οποιονδήποτε θα μπορούσε να ενδιαφέρεται για την πρόγνωση του διαστημικού καιρού – από κυβερνήσεις και φορείς, ως το ευρύ κοινό.

Την υλοποίηση του προγράμματος επέβλεψε Συμβουλευτική Επιτροπή (Steering Committee) απαρτιζόμενη από ανεξάρτητους, παγκόσμια αναγνωρισμένους ειδικούς σε θέματα διαστημικού καιρού, μηχανικής μάθησης, επιχειρησιακής έρευνας και επικοινωνίας.

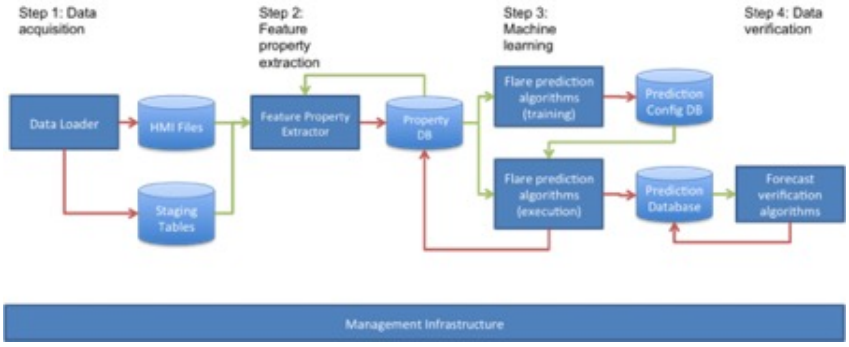
Το πρόγραμμα FLARECAST ήταν το πρώτο σε θέματα πρόγνωσης του διαστημικού καιρού που χρηματοδοτήθηκε με πλήρη προϋπολογισμό από το πρόγραμμα – πλαίσιο Horizon 2020. Η ελεύθερα προσβάσιμη διαδικτυακή πύλη του προγράμματος βρίσκεται στο σύνδεσμο http://flarecast.eu.

Το πρόγραμμα ολοκληρώθηκε χωρίς καθυστέρηση κα με πλήρη ικανοποίηση της Ευρωπαϊκής Επιτροπής και της Συμβουλευτικής Επιτροπής τον Φεβρουάριο του 2018, με συλλογική προσπάθεια και συνέργειες πάνω από 30 ερευνητών και τουλάχιστον 10 διαχειριστικών υπαλλήλων από όλους τους εταίρους της κοινοπραξίας.

Η ανοικτή προσβασιμότητα όλων των έως τώρα αποτελεσμάτων του προγράμματος συζητείται στην Παράγραφο 2.3, ενώ η λεπτομερής περιγραφή της υλοποίησής του γίνεται σε άρθρο υπό συγγραφή σε περιοδικό υψηλού κύρους και ανοικτής πρόσβασης (Georgoulis et al., 2019, in preparation).

Ζ΄.2.2 Δομή του προγράμματος

Το πρόγραμμα FLARECAST απαρτιζόταν από επτά (7) πακέτα εργασίας (έξι [6] ερευνητικά και ένα [1] επικοινωνιακό – Παράγραφος Ζ΄.2.4) τα οποία κατανεμήθηκαν στην αρχιτεκτονική της Εικ. Ζ΄.5.



Σχήμα Ζ΄.5: *Η βασική ερευνητική αρχιτεκτονική του προγράμματος FLARECAST. Το τμήμα της επικοινωνίας δεν περιλαμβάνεται εδώ, περιγράφεται όμως στην Παράγραφο Ζ΄.2.4.*

Εν συντομία, η αρχιτεκτονική FLARECAST απαρτίζεται από τέσσερα (4) βήματα:

- **Βήμα 1**: απόκτηση δορυφορικών δεδομένων ηλιακής παρατήρησης από το διάστημα. Τα δεδομένα προέκυψαν από την αποστολή Solar Dynamics Observatory (SDO) της NASA και το Κέντρο Πρόγνωσης Διαστημικού Καιρού (Space Weather Prediction Center [SWPC]) της Αμερικανικής NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration).

- **Βήμα 2**: εξόρυξη δεδομένων πρόγνωσης εκλάμψεων (φυσικών παραμέτρων πρόγνωσης) από τα πρωτογενή δορυφορικά δεδομένα.

- **Βήμα 3**: μαζική εφαρμογή μεθόδων μηχανικής μάθησης επί του πολυπαραμετρικού χώρου των παραμέτρων πρόγνωσης με σκοπό τη βέλτιστη πρόγνωση των εκλάμψεων.

- **Βήμα 4**: επικύρωση μοντέλων, δεδομένων και των αποτελεσμάτων της πρόγνωσης.

Όλα αυτά τα βήματα πραγματοποιήθηκαν με τη βοήθεια της τεχνολογικής υποδομής του προγράμματος και της κατηγοριοποίησης των δεδομένων του σε τρεις επιμέρους κατηγορίες: *εξωτερικά δεδομένα* (NASA, NOAA), *επιστημονικά δεδομένα* (φυσικοί παράμετροι πρόγνωσης, αλγόριθμοι πρόγνωσης, συμβατικοί και μηχανικής μάθησης, αποτελέσματα πρόγνωσης και επικύρωσης) και *τεχνολογικά δεδομένα* (διαχείριση αλγορίθμων και υπολογιστικής ροής).

Για την υλοποίηση του προγράμματος αποκτήθηκε υπολογιστικός εξοπλισμός αλλά και αποθηκευτικός χώρος 360 TerraByte (TB) με αρχιτεκτονική RAID διαθέσιμου χώρου αποθήκευσης 240 TB και περιθωρίου 120 TB για δημιουργία συμπιεσμένου αντιγράφου (backup). Η τεχνολογική υποδομή του προγράμματος εδράζεται στις εγκαταστάσεις του εταίρου Universite Paris-Sud. Όλος ο διαθέσιμος χώρος έχει πρακτικά πληρωθεί με τα εξωτερικά και τα επιστημονικά δεδομένα.

Συνολικά, για κάθε μαγνητόγραμμα ηλιακού κέντρου δράσης όπως αυτά της Εικ. Ζ΄.3, με χρονική διακριτική ικανότητα εξωτερικών δεδομένων 12 λεπτών (Pesnell et al., 2012; Bobra et al., 2014) μπορέσαμε να υπολογίσουμε πάνω από 100 φυσικές παραμέτρους με χρονική διακριτική ικανότητα από 1 ώρα έως και 3 ώρες, ανάλογα με το χρόνο υπολογισμού καθεμιάς από αυτές. Οι φυσικές αυτές παράμετροι προκύπτουν είτε από τη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου των κέντρων δράσης κατά μήκος της οπτικής γραμμής παρατήρησης (line-of-sight [LOS]) είτε από ολόκληρο το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου. Για λόγους απωλειών, αβεβαιοτήτων ή λαθών κατά την μετατροπή από το LOS στο ηλιογραφικό σύστημα αναφοράς κρατήσαμε και τις δύο εκδοχές των περισσότερων από τις παραμέτρους. Συνεπώς, ο παραμετρικός χώρος στον οποίο κληθήκαμε να λύσουμε το πρόβλημα της πρόγνωσης εκλάμψεων ήταν πάνω από 100 διαστάσεων, κάτι το οποίο καθιστούσε ανεδαφική οποιαδήποτε συμβατική προσέγγιση.

Ζ΄.2.3 Διαθεσιμότητα των δεδομένων και ανοικτή πρόσβαση

Η πολιτική της Ευρωπαϊκής Επιτροπής για όλα τα έργα του προγράμματος – πλαίσιο Horizon 2020 είναι ότι όλα τους τα αποτελέσματα και δεδομένα πρέπει να είναι ελεύθερα προσβάσιμα σε κάθε ενδιαφερόμενο παγκοσμίως. Η πολιτική αυτή στηρίζεται στην πρωτοβουλία OPENAIRE (https://www.openaire.eu) η οποία προβλέπει την ανοιχτή προσβασιμότητα ολόκληρης της ερευνητικής πληροφορίας κάθε προγράμματος της Επιτροπής ως το 2020.

Σε αυτή τη βάση, η κοινοπραξία FLARECAST έχει μεριμνήσει για την ελεύθερη πρόσβαση όλης της πληροφορίας την οποία έχει παράξει το πρόγραμμα. Συγκεκριμένα:

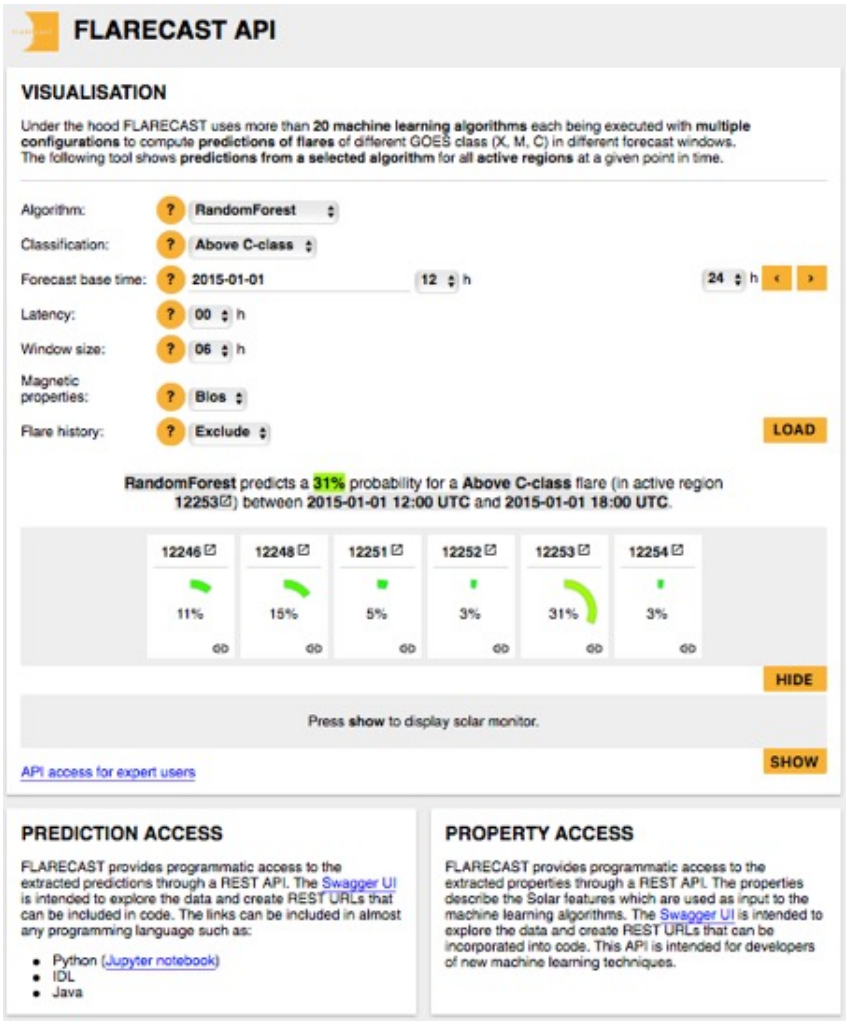
1. **Κώδικες και δεδομένα**

   Η κύρια διαδικτυακή πύλη για την οπτικοποίηση των αποτελεσμάτων του FLARECAST αλλά και την εξαγωγή των τιμών αυτών των αποτελεσμάτων βρίσκεται στη διεύθυνση https://api.flarecast.eu και βασίζεται σε εφαρμογή τύπου Representational State Transfer (REST) Application Programming Interface (API) (Εικ. Ζ΄.6).

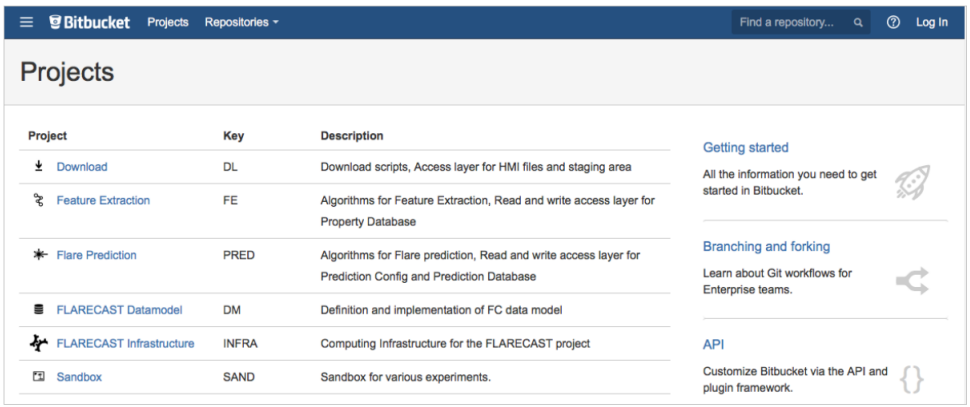
   Εξάλλου, όλοι οι κώδικες που αναπτύχθηκαν κατά τη διάρκεια του προγράμματος και η διαχειριστική υποδομή, συνοδευόμενοι από βοηθητικά σχόλια και οδηγίες εγκατάστασης, βρίσκονται στη διεύθυνση https://dev.flarecast.eu/stash/projects, η αρχική ιστοσελίδα της οποίας δίνεται στην Εικ. Ζ΄.7.

2. **Επιστημονικές δημοσιεύσεις**

   Το πρόγραμμα FLARECAST έχει ως τώρα οδηγήσει σε δεκαέξι (16) επιστημονικές δημοσιεύσεις σε περιοδικά με κριτές και επιπλέον ένα (1) προσκεκλημένο κεφάλαιο σε τόμο υψηλού κύρους με κριτές. Από αυτές, οι δεκατρείς (13) είναι ήδη δημοσιευμένες, ενώ υπάρχει μία (1) υποβληθείσα και δύο (2) υπό προετοιμασία. Στις περιπτώσεις όπου το περιοδικό δημοσίευσης δεν είναι ήδη ανοικτής πρόσβασης, η τελική μορφή του άρθρου προ δημοσίευσης είναι ελεύθερα προσβάσιμη στη γνωστή βάση δεδομένων ArXiv.



Σχήμα Ζ΄.6: *Η πύλη πρόσβασης των αποτελεσμάτων του προγράμματος FLARECAST, στη διαδικτυακή διεύθυνση https://api.flarecast.eu . Το επάνω μέρος της ιστοσελίδας αφορά σε έναν από τους απλούστερους πιθανούς τρόπους οπτικοποίησης των αποτελεσμάτων του προγράμματος, ενώ το κάτω μέρος στις επιμέρους πύλες για την αποτελέσματα των αλγορίθμων πρόγνωσης (αριστερά) και τις τιμές των παραμέτρων πρόγνωσης (δεξιά).*



Σχήμα Ζ΄.7: *Η πύλη πρόσβασης όλων των αλγορίθμων του προγράμματος FLARECAST, στη διαδικτυακή διεύθυνση https://dev.flarecast.eu/stash/projects. Διακρίνονται οι υποπεριοχές για τους αλγορίθμους εξαγωγής των φυσικών παραμέτρων πρόγνωσης (Feature Extraction), των αλγορίθμων πρόγνωσης (Flare Prediction), του βασικού μοντέλου της υποδομής (FLARECAST Datamodel) και της ίδιας της υποδομής (FLARECAST Infrastructure).*

Συγκεκριμένα, το πρόγραμμα στήριξε εν μέρει ή εξ' ολοκλήρου τις παρακάτω δημοσιεύσεις:

- Δ01. Flaring Rates and the Evolution of Sunspot Group McIntosh Classifications. McCloskey et al.: 2016, Solar Phys., 291, 1711 – 1738, doi: 10.1007/s11207-016-0933-y, (ArXiv: 1607.00903)

- Δ02. A Comparison of Flare Forecasting Methods, I: Results from the "All-Clear" Workshop, Barnes et al.: 2016, Astrophys. J., 829, article id.89, doi: 10.3847/0004-637X/829/2/89, (ArXiv: 1608.06319)

- Δ03. Flare Forecasting at the Met Office Space Weather Operations Centre, Murray et al.: 2017, Space Weather, doi: 10.1002/2016SW001579 (ArXiv: 1703.06754)

- Δ04. Relative magnetic helicity as a diagnostic of solar eruptivity, Pariat et al.: 2017, Astronomy & Astrophysics, doi: 10.1051/0004-6361/201630043 (ArXiv: 1703.10562)

- Δ05. Testing predictors of eruptivity using parametric flux emergence simulations, Guennou et al.: 2017, Space Weather and Space Climate, 7:A17, doi: 10.1051/-swsc/2017015 (περιοδικό ανοικτής πρόσβασης)

- Δ06. Non-neutralized electric currents in solar active regions and flare productivity, Kontogiannis et al.: 2017, Solar Physics, 292:159, doi: 10.1007/s11207-017-1185-1 (ArXiv: 1708.07087)

- Δ07. Verification of space weather forecasts issued by the Met Office Space Weather Operations Centre, Sharpe and Murray: 2017, Space Weather,15, 1383-1395, doi: 10.1002/2017SW001683 (ArXiv: 1804.02985)

- Δ08. A hybrid supervised/unsupervised machine learning approach to solar flare prediction, Benvenuto et al.: 2018, Astrophys. J., 853, article id.1, doi: 10.3847/1538-4357/aaa23c, (ArXiv: 1706.07103)

- Δ09. Active Region Photospheric Magnetic Properties Derived from Line-of-sight and Radial Fields, Guerra et al.: 2018, Solar Physics, 293:9, doi: 10.1007/s11207-017-1231-z (ArXiv: 1712.06902)

- Δ10. Forecasting Solar Flares Using Magnetogram-based Predictors and Machine Learning, Florios et al.: 2018, Solar Physics, 293:28, doi: 10.1007/s11207-018-1250-4 (ArXiv: 1801.05744)

- Δ11. Connecting Coronal Mass Ejections to their Solar Active Region Sources: Combining Results from the HELCATS and FLARECAST Projects, Murray et al.: 2018, Solar Physics, doi: 10.1007/s11207-018-1287-4 (ArXiv: 1803.06529)

- Δ12. Testing and Improving a Set of Morphological Predictors of Flaring Activity, Kontogiannis et al.: 2018a, Solar Phys., 293:96, doi: 10.1007/s11207-018-1317-2 (ArXiv: 1807.06371)

- Δ13. Photospheric Shear Flows in Solar Active Regions and their Relation to Flare Occurrence, Park et al.: 2018, Solar Phys., 193:114, doi: 10.1007/s11207-018-1336-z (ArXiv: 1807.07714)

- Δ14. Machine Learning for Flare Forecasting, Massone et al.: 2018, in Machine Learning Techniques for Space Weather Forecasting (E. Camporeale, S. Wing & J. Johnson, Editors), Elsevier, ISBN: 9780128117880

- Δ15. Which Photospheric Characteristics are Most Relevant to Active-Region Coronal Mass Ejections?, Kontogiannis et al.: 2018b, Solar Phys., submitted

- Δ16. Differential Emission Measure Evolution as a Precursor of Solar Flares, Gontikakis et al.: 2018, Solar Phys., in preparation

- Δ17. The Flare Likelihood and Region Eruption Forecasting (FLARECAST) Project: Flarecasting in the Artificial Intelligence Era, Georgoulis et al.: 2019, Space Weather and Space Climate, in preparation (περιοδικό ανοικτής πρόσβασης)

Ζ΄.2.4 Επικοινωνιακή διαχείριση και δημοσιοποίηση των αποτελεσμάτων του προγράμματος

Όπως προαναφέραμε, το επικοινωνιακό σκέλος του προγράμματος FLARECAST είχε τρεις αποδέκτες: (α) κυβερνητικούς ή δημόσιους οργανισμούς με εγνωσμένα συμφέροντα στην πρόγνωση του διαστημικού καιρού (π.χ., εθνικοί και διεθνείς διαστημικοί οργανισμοί, υπηρεσίες παροχής ηλεκτρικής ενέργειας, αμυντικοί οργανισμοί, τμήματα στρατηγικού σχεδιασμού κτλ), (β) βιομηχανίες του ιδιωτικού τομέα (π.χ., αεροπορικές εταιρείες, εταιρείες κατασκευής και διαχείρισης δορυφορικών συστημάτων κτλ.) και (γ) το ευρύ κοινό. Σύντομη περιγραφή των αποτελεσμάτων αυτής της προσπάθειας δίνεται παρακάτω:

Ζ΄.2.4.1 Κυβερνητικοί και βιομηχανικοί φορείς Κατά τη διάρκεια του προγράμματος διοργανώθηκαν δύο (2) συναντήσεις εργασίας με σκοπό την ενημέρωση και την ανταλλαγή απόψεων. Συγκεκριμένα:

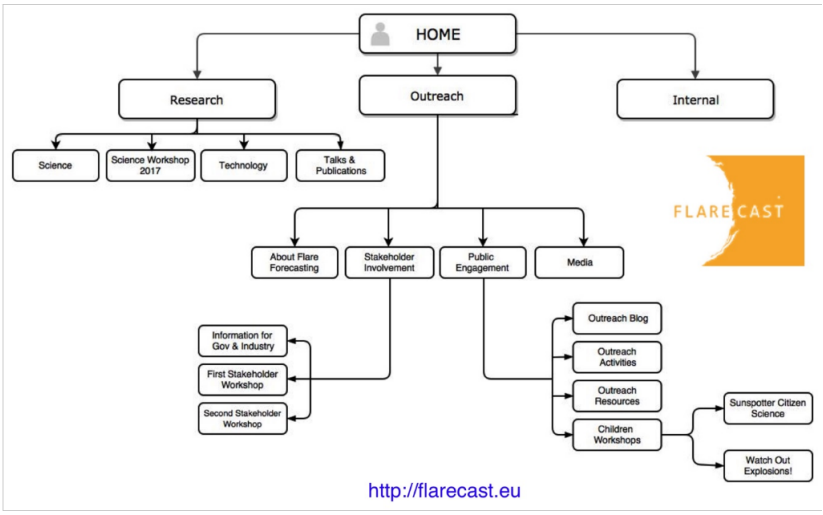
- **First Stakeholder Workshop**, Met Office, Exeter, Μεγάλη Βρετανία, 12 – 13 Ιανουαρίου 2017 (αναλυτικές πληροφορίες στη διεύθυνση http://flarecast.eu/industry/first-stakeholder-workshop). Τη συνάντηση παρακολούθησαν 30 περίπου σύνεδροι, εκ των οποίων 20 εξωτερικοί του προγράμματος. Εκπροσωπήθηκαν οι τομείς της αεροπορίας, άμυνας, ναυσιπλοΐας, δορυφορικών συστημάτων και τηλεπικοινωνιών. Η συνάντηση στηρίχθηκε ως ένα βαθμό σε ερωτηματολόγιο 25 προσεκτικά επιλεγμένων ερωτήσεων οι οποίες εστάλησαν σε 100 επιλεγμένα πρόσωπα, από τα οποία συνελέγησαν πάνω από 30 συμπληρωμένα ερωτηματολόγια. Επιπλέον συζητήθηκαν τρία σενάρια οδικού χάρτη, με ορίζοντα τριετίας, πενταετίας και δεκαετίας και πάνω με στόχο να διαφανεί τι θα επιθυμούσαν να συμβεί οι παραπάνω φορείς σε επίπεδο R2O ως προς την πρόγνωση των εκλάμψεων και του διαστημικού καιρού. Τα βασικά συμπεράσματα που προέκυψαν ήταν τα εξής:
  - Επιβεβαιώθηκε ότι μια και μόνο κατηγορία πρόγνωσης εκλάμψεων (και διαστημικού καιρού, γενικότερα) δεν μπορεί να εξυπηρετήσει όλους τους διαφορετικούς τομείς ("one size does not fit all"). Οι ανάγκες πρόγνωσης ανά τομέα διαφέρουν σαφώς, ως προς το παράθυρο πρόγνωσης, την υστέρηση από τη στιγμή της έκδοσης μιας πρόγνωσης ως το στιγμή που αυτή τίθεται σε ισχύ και τις παραμέτρους επικύρωσης (ακρίβεια, χαμένες προβλέψεις, λανθασμένοι συναγερμοί κτλ.).
  - Η ερμηνεία των αποτελεσμάτων πρόγνωσης προγραμμάτων όπως το FLARECAST και η συνακόλουθη δράση των ενδιαφερόμενων φορέων απαιτεί ένα ενδιάμεσο βήμα. Αυτό είναι οι φορείς που παρέχουν επιχειρησιακή πρόγνωση του διαστημικού καιρού, όπως το Βρετανικό Met Office, λόγου χάρη. Συνεπώς, οι πραγματικοί τελικοί χρήστες των αποτελεσμάτων του FLARECAST και ανάλογων προγραμμάτων δεν είναι άλλοι από τους επιχειρησιακούς προγνώστες, πριν φτάσουν στους ενδιαφερόμενους φορείς.
  - Οι πρακτικές πλευρές μιας πρόγνωσης, όπως η αξιοπιστία και η ακρίβειά της, είναι πολύ πιο σημαντικές για τους τελικούς χρήστες από το όποιο επιστημονικό υπόβαθρο πίσω από την πρόγνωση.
  - Η ανάγκη για μια ολοκληρωμένη, αξιόπιστη πρόγνωση του διαστημικού καιρού από τον Ήλιο ως τη Γη, η οποία να περιλαμβάνει όχι μόνο εκλάμψεις, αλλά και CMEs και SEPs, είναι κατεπείγουσα και θα γίνει ακόμα πιο πιεστική στο μέλλον.
  - Διευκρινιστικές συναντήσεις εργασίας όπως αυτή είναι εξαιρετικά χρήσιμες, αποτελούν ευκαιρία διεύρυνσης οριζόντων και γνώσεων όλων των εμπλεκόμενων και θα πρέπει να γίνουν πάγια πρακτική με την ενεργό συμμετοχή και διεθνών διαστημικών οργανισμών, όπως ο Ευρωπαϊκός Οργανισμός Διαστήματος (ESA).
- **Second Stakeholder Workshop**, Οστάνδη, Βέλγιο, 29 Νοεμβρίου 2017 (αναλυτικές πληροφορίες στη διεύθυνση http://flarecast.eu/second-stakeholder-workshop).

Η συνάντηση αυτή πραγματοποιήθηκε κατά τη διάρκεια της ετήσιας Ευρωπαϊκής Εβδομάδας Διαστημικού Καιρού και την παρακολούθησαν κατά διαστήματα πάνω από 30 συμμετέχοντες, 21 εκ των οποίων ήταν εξωτερικοί του προγράμματος. Κατ΄ εφαρμογή των συμπερασμάτων της πρώτης συνάντησης εργασίας, η δεύτερη αφορούσε περισσότερο σε επιχειρησιακούς προγνώστες διαστημικών οργανισμών, επιστήμονες και ιδιωτικούς φορείς που εξειδικεύονται σε υπηρεσίες πρόγνωσης. Ενδεικτικά εκπροσωπήθηκαν ο ESA, το Κέντρο Πρόγνωσης CCMC της NASA, η Ευρωπαϊκή Υπηρεσία Αεροπορικής Ασφάλειας (EASA) και άλλοι οργανισμοί. Η συζήτηση κινήθηκε γύρω από τρεις πυλώνες, συγκεκριμένα "Γνωριμία με το FLARECAST", "Ερωτηματολόγιο FLARECAST και απορρέουσες ενέργειες" και "Το μέλλον της πρόγνωσης εκλάμψεων και του διαστημικού καιρού". Μεταξύ άλλων, συζητήθηκαν σε βάθος τα δομικά χαρακτηριστικά των προγνώσεων, η συνάρτηση κόστους – απωλειών ανά φορέα, οι παράμετροι επικύρωσης κτλ.

Τα βασικά αποτελέσματα της συνάντησης ήταν τα εξής:

- Μετά από τρία χρόνια εντατικής συλλογικής προσπάθειας, το πρόγραμμα FLARECAST είναι έτοιμο να δώσει τα αποτελέσματά του. Παρότι το πρόγραμμα τυπικά τελειώνει, μια άλλη, εξίσου εντατική, εργασία, αρχίζει μόλις τώρα: διαφορετικές κοινότητες, τόσο η επιστημονική όσο και η επιχειρησιακή και αυτή των τελικών χρηστών θα πρέπει να σκεφτούν σοβαρά τη βελτιστοποίηση της αξιοποίησης του «οπλοστασίου» μεθόδων, αποτελεσμάτων και υποδομής που έχει προσφέρει το πρόγραμμα FLARECAST.
- Η δυναμική συμμετοχή στη συζήτηση της Ευρωπαϊκής EASA καθιστά ξεκάθαρο το ότι η αεροπορική βιομηχανία έχει ζωτικά συμφέροντα στην αξιόπιστη πρόγνωση του διαστημικού καιρού. Συνεπώς, οι μελλοντικές προσπάθειες πρόγνωσης της κοινότητας των ηλιοφυσικών θα πρέπει να συμβουλεύονται και να ενημερώνουν την EASA για την διαγραφόμενη πορεία και τα αναμενόμενα αποτελέσματα των προσπαθειών R2O και, ει δυνατό, να συνδιαμορφώνουν τα αποτελέσματά τους με τέτοιο τρόπο ώστε να διευκολύνουν το σημαντικό έργο της EASA.

Ζ΄.2.4.2 Ευρύ κοινό Βασικό μοχλό για την εξοικείωση του κοινού με το πρόγραμμα FLARECAST αποτέλεσε η δημόσια σελίδα του προγράμματος, ένα σχεδιάγραμμα της οποίας δίνεται στην Εικ. Ζ΄.8. Διαφαίνεται άμεσα ότι το επικοινωνιακό τμήμα του προγράμματος ("Outreach", στη διεύθυνση http://flarecast.eu/outreach) είναι το περισσότερο αναπτυγμένο. Σταχυολογώντας κάποια από τα αποτελέσματά του, αναφέρουμε τα τμήματα:



Σχήμα Ζ΄.8: *Δομικό σχεδιάγραμμα της ιστοσελίδας του προγράμματος FLARECAST.*

- **Σχετικά με την πρόγνωση εκλάμψεων** (http://flarecast.eu/spaceweather-solar-flare-forecasting). Προσφέρονται εγκυκλοπαιδικές γνώσεις και πληροφορίες για την πρόγνωση εκλάμψεων και του διαστημικού καιρού γενικά με τρόπο εύληπτο και πρακτικό. Πρόκειται για το περισσότερο επισκέψιμο τμήμα της ιστοσελίδας του προγράμματος.

- **Δημόσια συμμετοχή** (http://flarecast.eu/public-outreach). Παρατίθενται πηγές και δραστηριότητες σχεδιασμένες ειδικά από την επικοινωνιολόγο του προγράμματος για σχολικά εργαστήρια, για τη συμμετοχή μαθητών ηλικίας 7 – 13 ετών.

- **Πολυμέσα** (http://flarecast.eu/media). Παρατίθενται εικόνες και βίντεο, συνεντεύξεις με μέλη της κοινοπραξίας, τα δελτία τύπου της κοινοπραξίας καθώς και μια μακρά λίστα δεκάδων αναφορών στο πρόγραμμα από τον τύπο σε όλες τις χώρες της κοινοπραξίας και αλλού. Ξεχωρίζει η ρητή αναφορά στο πρόγραμμα από τον Λόρδο Soley του Hammersmith, ο οποίος σε αγόρευσή του στη Βουλή των Λόρδων (3 Νοεμβρίου 2016) αναφέρθηκε στο πρόγραμμα ως παράδειγμα των ζωτικών ωφελημάτων που έχει η Μεγάλη Βρετανία από τη συμμετοχή της στο κοινό ευρωπαϊκό επιστημονικό τοπίο, την οποία θα πρέπει να διατηρήσει με κάθε τρόπο και μετά την έξοδό της από την Ευρωπαϊκή Ένωση (https://www.politicshome.com/news/uk/technology/opinion/house-lords/80444/lord-soley-are-science-and-research-risk-post-brexit).

- **Το ιστολόγιο FLARECAST** (http://flarecast.eu/outreach-blog). Περιέχει περί τις 30 αναφορές σε δραστηριότητες που πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο του προγράμματος από μέλη της κοινοπραξίας.

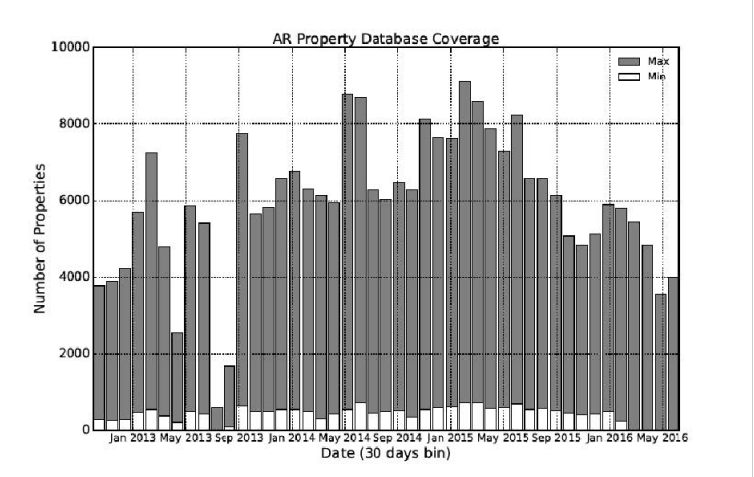
- **Εξωτερικές δραστηριότητες** (http://flarecast.eu/outreach-activities). Περιλαμβάνει μια εντυπωσιακή αναφορά σε πολλές δεκάδες δραστηριοτήτων και δώδεκα (12) ομιλίες εκλαΐκευσης με σκοπό τη γνωριμία του κοινού με το πρόγραμμα. Αντίγραφα των περιεχομένων των ομιλιών είναι επίσης διαθέσιμα.

Το πρόγραμμα FLARECAST δραστηριοποιήθηκε επίσης στο χώρο των μέσων κοινωνικής δικτύωσης και συγκεκριμένα στο Twitter από τον λογαριασμό FLARECAST EU. Δημοσιοποιήθηκαν περί τις 500 αναρτήσεις (tweets) ενώ οι ακολουθούντες το λογαριασμό του προγράμματος έφτασαν τους 395.

Ζ΄.3 Βασικά επιστημονικά αποτελέσματα του προγράμματος FLARECAST

Σε αυτή την Παράγραφο θα επιχειρήσουμε άλλη μια σταχυολόγηση, αυτή των επιστημονικών αποτελεσμάτων του προγράμματος FLARECAST. Προφανώς δεν είναι πρακτικά δυνατή η πλήρης και λεπτομερής καταγραφή, η οποία όμως μπορεί να αναζητηθεί στον κατάλογο δημοσιεύσεων της Παρ.Ζ΄.2.3 2.

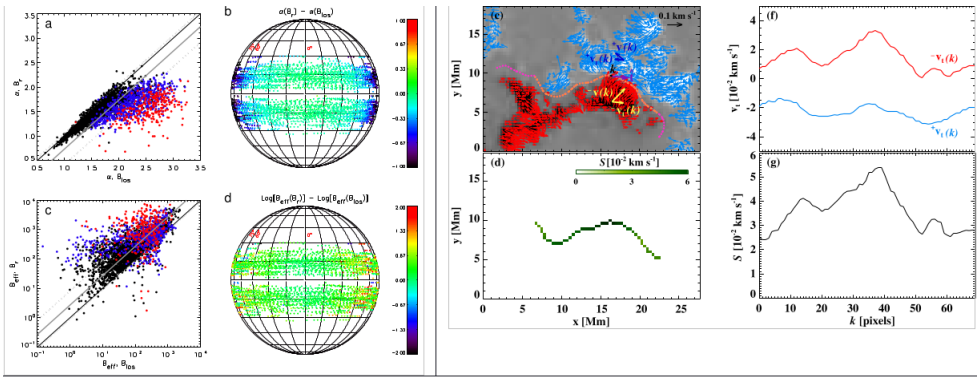
Στην Εικ. Ζ΄.9 δίνεται η συγκέντρωση τιμών των παραμέτρων πρόγνωσης των εκλάμψεων, από την αρχή σχεδόν της βάσης δεδομένων SHARP (Σεπτέμβριος 2012) της αποστολής SDO έως και το Μάιο του 2016. Με τα δεδομένα ότι κάθε παράμετρος πρόγνωσης ανήκει στην περισσότερο ή τη λιγότερο λεπτομερή χρονική διακριτική ικανότητα, αλλά και ότι υπάρχουν δεκάδες παράμετροι, έως και πάνω από 100, γίνεται αντιληπτό το τεράστιο εύρος του παραμετρικού χώρου τον οποίο κλήθηκε να αντιμετωπίσει η επιστημονική ομάδα της κοινοπραξίας.



Σχήμα Ζ΄.9: *Μηνιαίοι αριθμοί τιμών της κάθε παραμέτρου πρόγνωσης της βάσης δεδομένων πρόγνωσης FLARECAST. Το ιστόγραμμα αφορά μόνο τμήμα της υπάρχουσας βάσης δεδομένων (Σεπτέμβριος 2012 – Ιούλιος 2016), η οποία συνεχίζεται ως τα τέλη του 2017. Υπάρχουν δύο χρονικές διακριτικές ικανότητες, μία περισσότερο λεπτομερής, για τις ταχύτερα υπολογισμένες παραμέτρους (γκρίζο ιστόγραμμα) και μία φτωχότερη, για τις παραμέτρους που απαιτούν μεγαλύτερο υπολογιστικό χρόνο (λευκό ιστόγραμμα). Από τη δημοσίευση Δ11 της Παρ.Ζ΄.2.3 2.*

Στην Εικ. Ζ΄.10 δίνονται ενδεικτικά παραδείγματα υπολογισμού παραμέτρων πρόγνωσης, αφενός με βάση τα δύο συστήματα αναφοράς των συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου (LOS και ηλιογραφικό) και αφετέρου με ενδελεχή ανάλυση της μαγνητικής γραμμής αλλαγής πολικότητας (magnetic polarity inversion line) με σκοπό τον υπολογισμό της διάτμησης ταχυτήτων (velocity shear). Η τελευταία αποδείχθηκε σημαίνουσα παράμετρος για την πρόγνωση με το δεδομένο ότι όσο περισσότερο ισχυρές (δηλ. με περισσότερη συσσώρευση μαγνητικής ροής) είναι οι γραμμές αλλαγής

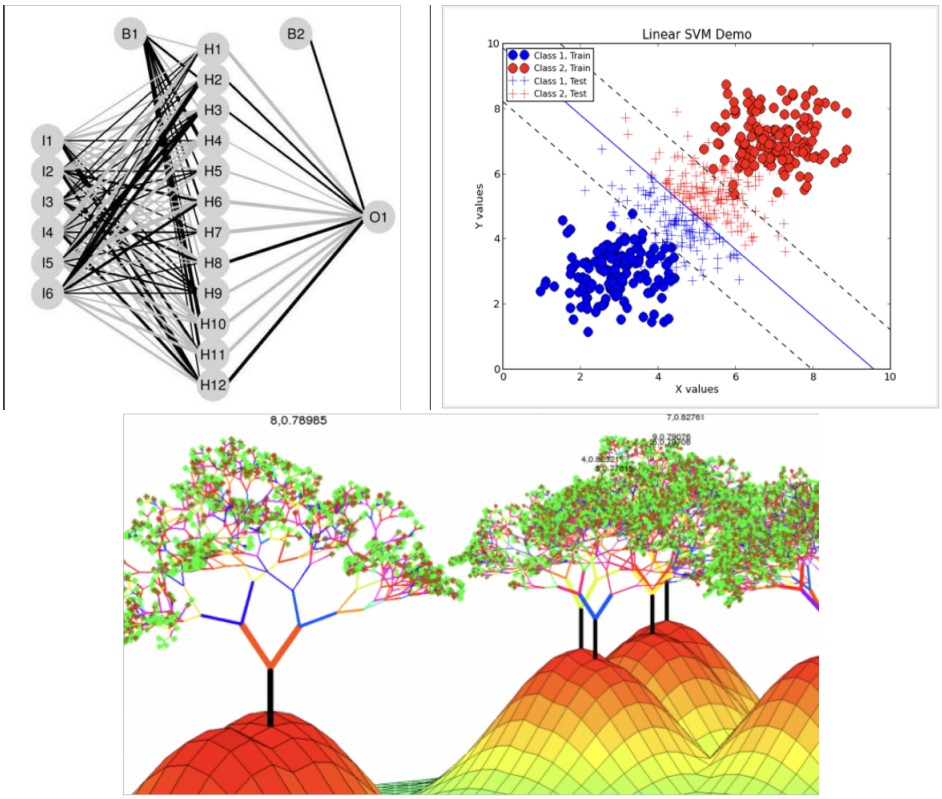
πολικότητας τόσο μεγαλύτερη είναι η διάτμηση. Ισχυρές γραμμές αλλαγής πολικότητας και μεγαλύτερη διάτμηση σημαίνει αφενός περισσότερες και μεγαλύτερες εκλάμψεις και αφετέρου μικρότερο ενδιάμεσο χρόνο ηρεμίας μεταξύ των εκλάμψεων (Δ13 – Park et al., 2018).



Σχήμα Ζ΄.10: *Παραδείγματα υπολογισμού παραμέτρων πρόγνωσης: (αριστερά) τα διαγράμματα διασποράς στην αριστερή στήλη δείχνουν τη συσχέτιση ανάμεσα στις τιμές δύο παραμέτρων οι οποίες έχουν υπολογιστεί σε LOS και ηλιογραφικό σύστημα αναφοράς. Στη δεξιά στήλη η κατανομή των διαφορών των δύο παραμέτρων στον ηλιακό δίσκο για να καταδειχθεί η μη γραμμική επίδραση των φαινομένων προβολής. Από τη δημοσίευση Δ09 της Παρ.Ζ΄.2.3 2 (δεξιά) Ανάλυση της γραμμής αλλαγής μαγνητικής πολικότητας με σκοπό τον υπολογισμό της διάτμησης ταχυτήτων ως παραμέτρου πρόγνωσης των εκλάμψεων. Από τη δημοσίευση Δ13 της Παρ. Ζ΄.2.3 2*

Για τη βελτιστοποίηση του παραμετρικού χώρου των παραμέτρων πρόγνωσης χρησιμοποιήθηκαν 29 αλγόριθμοι πρόγνωσης, εκ των οποίων οι 21 ήταν αλγόριθμοι μηχανικής μάθησης και οι 8 ήταν συμβατικοί στατιστικοί αλγόριθμοι, για λόγους σύγκρισης. Από τους αλγορίθμους μηχανικής μάθησης χρησιμοποιήθηκαν τόσο *επιβλεπόμενοι* (supervised), στους οποίους ο αλγόριθμος κατευθύνεται ρητά σε *διαδικασία μάθησης* πριν προχωρήσει με διαδικασία δοκιμής, όσο και *μη επιβλεπόμενοι* (unsupervised), στους οποίους ο αλγόριθμος αφήνεται να προχωρήσει κατά το δοκούν σε σμηνοποίηση (clustering) των τιμών των παραμέτρων με σκοπό την αναγνώριση πληθυσμών κέντρων δράσης και τη μετέπειτα ταυτοποίησή τους σε εκρηκτικά ή μη (Δ14 – Massone et al., 2018). Αξίζει να αναφερθεί ότι (α) οι συμβατικοί αλγόριθμοι δεν φαίνεται να έχουν την απόδοση των αλγορίθμων μηχανικής μάθησης και (β) οι επιβλεπόμενοι αλγόριθμοι μηχανικής μάθησης στα ως τώρα αποτελέσματα (θα υπάρξουν δοκιμές και στο μέλλον) φαίνεται ότι έχουν σημαντικά καλύτερη απόδοση από τους μη επιβλεπόμενους.

Παραδείγματα τριών δημοφιλών αλγορίθμων επιβλεπόμενης μηχανικής μάθησης, οι οποίοι χρησιμοποιήθηκαν εκτενώς στο FLARECAST, δίνονται στην Εικ. Ζ΄.11. Σημειώνεται ότι το πρόγραμμα υλοποίησε αφενός ήδη υπάρχοντες (standard) αλγορίθμους, όσο και τροποποιημένους (advanced) για τις ανάγκες του προγράμματος. Πέραν αυτού χρησιμοποιήθηκαν και καινοτόμοι (innovative) αλγόριθμοι οι οποίοι δημιουργήθηκαν και υλοποιήθηκαν για τους σκοπούς του προγράμματος. Όλοι αυτοί οι αλγόριθμοι είναι ελεύθερα διαθέσιμοι, όπως περιγράφεται στην Παρ.Ζ΄.2.3 1.



Σχήμα Ζ΄.11: *Παραδείγματα επιβλεπόμενων αλγορίθμων μηχανικής μάθησης οι οποίοι έχουν χρησιμοποιηθεί στο πρόγραμμα FLARECAST: (επάνω αριστερά) πολυστρωματικό αντίληπτρο (multi-layer perceptron) υλοποιημένο ως νευρωνικό δίκτυο (neural network) με έξι παραμέτρους εισόδου (I1 – I6), ένα "κρυμμένο", λανθάνον, στρώμα (hidden layer, H1 – H12) με συντελεστές βάρους B1 και μία παράμετρο εξόδου (O1) με συντελεστή βάρους B2. Οι επιμέρους συνδέσεις είναι διαφορετικής σημασίας, με τις πιο σημαντικές σε εντονότερο γκρίζο. (επάνω δεξιά) Γραμμική μηχανή υποστηρικτικού διανύσματος (support vector machine), η οποία διαχωρίζει δύο πληθυσμούς με μία ευθεία γραμμή στον παραμετρικό χώρο (συνεχής γραμμή) και ένα περιθώριο ασφαλείας από αυτή τη γραμμή (διακεκομμένες γραμμές) (Πηγή: randomforests.com). (Κάτω) παράδειγμα τυχαίου δάσους (random forest) όπου κάθε κλάδος δέντρου αφορά σε μια επιμέρους απόφαση του αλγορίθμου, με κάθε δέντρο να καταλήγει σε μια τελική απόφαση και την τελική απόφαση του αλγορίθμου να λαμβάνεται πλειοψηφικά επί τη βάσει του αριθμού των δέντρων του δάσους (Πηγή: paolaelefante.com)*

Κατόπιν της εφαρμογής των αλγορίθμων, έχει μεγάλη σημασία η επικύρωση (validation) των αποτελεσμάτων τους, ώστε να γνωρίζουμε την απόδοση και αξιοπιστία τους. Το πρόβλημα της επικύρωσης αποτελεσμάτων πρόγνωσης είναι ένα ενεργό ερευνητικό πεδίο (π.χ. Jolliffe & Stephenson 2012) το οποίο έχει ξεκινήσει περίπου έναν αιώνα πριν (π.χ. Heidke 1926) αποσκοπώντας στην επικύρωση των αποτελεσμάτων πρόγνωσης του καιρού και ακραίων καιρικών φαινομένων, όπως οι τυφώνες. Σε μια πολύ σύντομη αναδρομή, οι μέθοδοι επικύρωσης διαφοροποιούνται ανάλογα με το αν η πρόγνωση είναι δυαδική (δηλ. ΝΑΙ ή ΟΧΙ) ή πιθανοκρατική (δηλ. με πιθανότητα εύρους από 0 έως 1, με το μηδέν να θεωρείται αρνητική βεβαιότητα [ΟΧΙ] και το ένα θετική βεβαιότητα [ΝΑΙ]). Μια εξαιρετική σύνοψη αυτών των μεθόδων μπορεί να βρει κανείς στον ιστοχώρο http://www.cawcr.gov.au/projects/verification/ της κοινής ομάδας εργασίας των Προγραμμάτων Έρευνας Παγκόσμιου Καιρού και Παγκόσμιου Κλίματος.

Στην απλούστερη, δυαδική, πρόγνωση μας ενδιαφέρουν τα στοιχεία του τετρα-

γωνικού πίνακα πρόγνωσης (2 x 2 contingency table) τα οποία αφορούν στις τέσσερις πιθανές εκδοχές της ορθής θετικής πρόγνωσης (hit [HI]), ορθής αρνητικής πρόγνωσης (correct negative [CN]), λανθασμένης θετικής πρόγνωσης ή λανθασμένου συναγερμού (false alarm [FA]) και λανθασμένης αρνητικής πρόγνωσης (miss [MI]). Από αυτές προκύπτουν η πιθανότητα ορθής πρόγνωσης (probability of detection [POD])

$$POD = \frac{HI}{MI + HI}$$

και η πιθανότητα λανθασμένης πρόγνωσης (probability of false detection [POFD])

$$POFD = \frac{FA}{CN + FA}$$

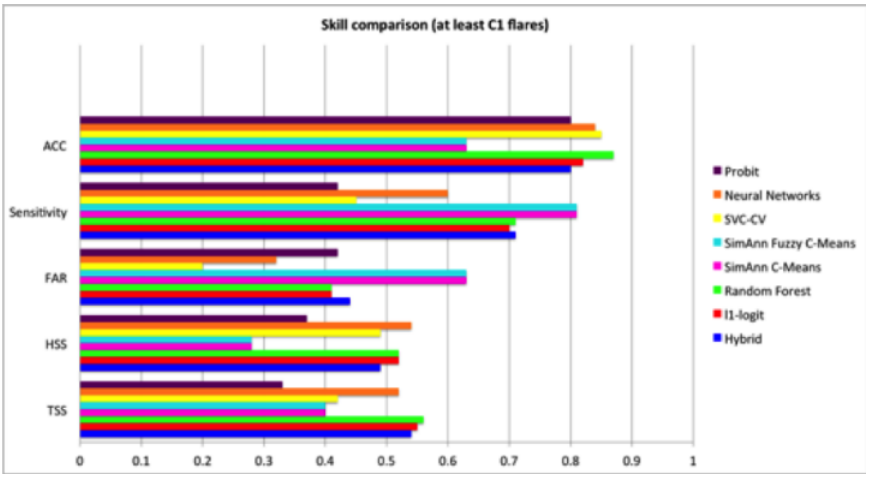
Συγκρίνοντας αυτές τις δύο πιθανότητες προκύπτει ο στατιστικός δείκτης αληθούς ικανότητας (true skill statistic [TSS]) της πρόγνωσης,

$$TSS = POD–POFD,$$

ο οποίος έχει αποδειχθεί ιδιαίτερα σημαντικός στην πρόγνωση σπάνιων φαινομένων όπως οι μεγάλες εκλάμψεις (Bloomfield et al., 2012), δεδομένης της "ανοσίας" του σε συστηματικά λάθη λόγω και της σπανιότητας των φαινομένων. Μια αρχική αξιολόγηση κάποιων από τις μεθόδους πρόγνωσης εκλάμψεων του προγράμματος FLARECAST επί τη βάσει του δείκτη TSS δίνεται στον Πίνακα 1. Ας σημειωθεί ότι τα αποτελέσματα του Πίνακα 1 είναι αρχικά με την έννοια ότι η επικύρωση όλου αυτού του μεγάλου όγκου δεδομένων ακόμα συνεχίζεται. Μια άλλη προσπάθεια έχει γίνει στη δημοσίευση Δ14 (Massone et al., 2018), τα αποτελέσματα της οποίας δίνονται στην Εικ. Ζ′.12.

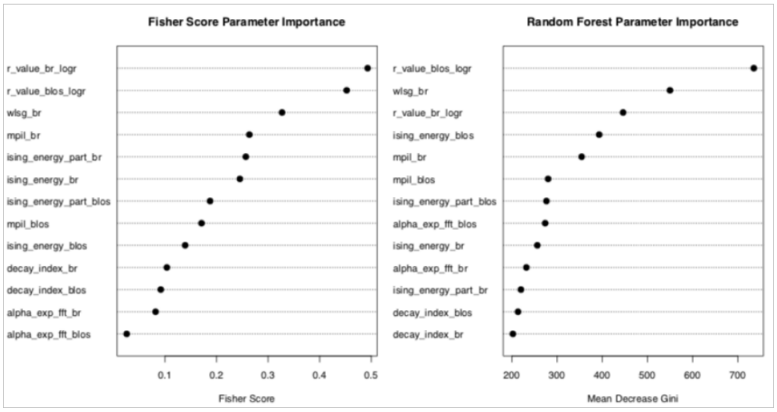
Prediction Algorithm	Probability of Detection POD	Probability of False Detection POFD	True Skill Statistic TSS
Hybrid Lasso	0.94	0.20	0.74
Hybrid Logit	0.90	0.20	0.70
Random Forest	0.71	0.07	0.65
Probabilistic K-means	0.65	0.40	0.25
Support Vector Classifier	0.14	0.02	0.12
K-means	0.02	0.01	0.01
Sim. Ann. K-means	0.00	0.32	-0.32
Fuzzy K-means	0.08	0.66	-0.57

Πίνακας 1.3: Αξιολόγηση και επικύρωση της πρόγνωσης οκτώ μεθόδων μηχανικής μάθησης στο πλαίσιο του προγράμματος FLARECAST. Υψηλότερες τιμές (με μέγιστο 1 και ελάχιστο -1) δηλώνουν πιο αξιόπιστη πρόγνωση με βάση τον δείκτη TSS. Οι δύο αρνητικές τιμές αφορούν σε μη επιβλεπόμενες μεθόδους μηχανικής μάθησης (Πηγή: D. S. Bloomfield).



Σχήμα Ζ΄.12: *Αποτελέσματα επικύρωσης διαφόρων μεθόδων μηχανικής μάθησης (δεξιά) για την πρόγνωση εκλάμψεων κλάσης C επί τη βάσει διάφορων στατιστικών δεικτών, πέραν του TSS (αριστερά). Από τη δημοσίευση Δ14 της Παρ. Ζ΄.2.3 2.*

Μια ιδιαίτερα σημαίνουσα διαδικασία σε μέθοδο η οποία χρησιμοποιεί συνδυασμό παραμέτρων πρόγνωσης είναι η ιεράρχηση αυτών των παραμέτρων κατά σειρά βαρύτητας ως προς την πρόγνωση (parameter ranking). Αυτό μπορεί να οδηγήσει από την επιχειρησιακή έρευνα (R2O) στην αντίστροφη διαδικασία, δηλαδή στην παραγωγή ερευνητικών αποτελεσμάτων από την αξιολόγηση της πιστότητας των επιχειρησιακών δεδομένων (operations-to-research [O2R]). Είναι σαφές ότι πίσω από την επιτυχία ή μη μιας παραμέτρου στην πρόγνωση εκλάμψεων υπάρχει ένα φυσικό υπόβαθρο το οποίο αναζητούμε – σε αυτό το υπόβαθρο μας κατευθύνει το αποτέλεσμα της ιεράρχησης. Αυτή η σημαντική άσκηση επιτεύχθηκε στη δημοσίευση Δ10 (Florios et al., 2018) στην οποία οι παράμετροι της πρόγνωσης (και πάλι ένα υποσύνολο των διαθέσιμων παραμέτρων του FLARECAST) ιεραρχήθηκαν κατά σειρά σημασίας με βάση δύο δείκτες, το δείκτη Fisher (π.χ. Bobra & Couvidat 2015) και το δείκτη Gini (Breiman et al., 1984). Το αποτέλεσμα για μια κατηγορία πρόγνωσης δίνεται στην Εικ. Ζ΄.13.



Σχήμα Ζ΄.13: *Ιεράρχηση παραμέτρων κατά σειρά σημασίας στην πρόγνωση εκλάμψεων κλάσης C και πάνω με τη βοήθεια των δεικτών Fisher (αριστερά) και Gini (δεξιά). Ο αλγόριθμος πρόγνωσης που χρησιμοποιήθηκε ήταν αυτός του τυχαίου δάσους. Από τη δημοσίευση Δ10 της Παρ. Ζ΄.2.3 2.*

Τα σημαντικά στοιχεία που προκύπτουν από τη δημοσίευση Δ10 είναι ότι (α) η

μέθοδος του τυχαίου δάσους (Εικ. Ζ΄.11, κάτω) φαίνεται να είναι μια ελκυστική μέθοδος πρόγνωσης, πιθανώς κατάλληλη για χρήση, μεταξύ άλλων, στο επιχειρησιακό σκέλος του FLARECAST και (β) η επιλογή του δείκτη σημαντικότητας (Fisher ή Gini) οδηγεί σε διαφορετικά αποτελέσματα ιεράρχησης. Η συσχέτιση των δύο δεικτών για κάθε παράμετρο πρόγνωσης είναι μεν θετική, αλλά ο δείκτης συσχέτισης είναι της τάξης του 0.74 για το παράδειγμα της Εικ. Ζ΄.13, που σημαίνει ότι η αντιστοίχιση δεν είναι ακριβώς ένα προς ένα. Συνεπώς, θα πρέπει να κατανοήσουμε καλύτερα τι σημαίνει ο κάθε δείκτης και υπό ποιες προϋποθέσεις και στη συνέχεια να αποφασίσουμε ποιον θα υιοθετήσουμε κατά προτίμηση. Σημειώνεται ότι τέτοιου τύπου αβεβαιότητα στην ιεράρχηση των παραμέτρων πρόγνωσης έχουμε δει κατά τη διάρκεια του FLARECAST τόσο σε άλλες ασκήσεις όσο και για την πρόγνωση διαφορετικών κλάσεων εκλάμψεων (C, M ή X).

Σε κάθε περίπτωση, είναι ιδιαίτερα σημαντικό να τονιστεί ότι, όπως διαφαίνεται, ακόμα και με τη χρήση των πιο προηγμένων μεθόδων μηχανικής μάθησης, δεν καταφέρνουμε να άρουμε πλήρως τη στοχαστικότητα στην πρόγνωση των εκλάμψεων. Όλες οι εργασίες σε αυτό το πλαίσιο (Δ10, Δ14, Πίν. 1 και άλλες δοκιμές) καταδεικνύουν ότι βρισκόμαστε στην καλύτερη, εν γένει, θέση διεθνώς ως προς το πρόβλημα της πρόγνωσης αλλά ακόμα αδυνατούμε να μετατρέψουμε την πιθανοκρατική πρόγνωση σε δυαδική. Είναι σαφές ότι με τη φωτοσφαιρική μαγνητική πληροφορία που έχουμε μόνο στη διάθεσή μας, απουσιάζει το πιο σημαντικό τμήμα, αυτό του στεμματικού μαγνητικού πεδίου, εκεί που γεννώνται οι εκλάμψεις. Για το λόγο αυτό, δεν είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε αν και κατά πόσον θα μπορούσαμε να άρουμε τη στοχαστικότητα στην περίπτωση που τέτοιες μετρήσεις ήταν διαθέσιμες. Θεωρητικά, τουλάχιστον, όπως συζητήσαμε στην εισαγωγή, η στοχαστικότητα είναι εγγενής στη δημιουργία των εκλάμψεων.

Ζ΄.4 Ευρύτερη συμβολή του προγράμματος FLARECAST στην πρόγνωση των ηλιακών εκρήξεων και του διαστημικού καιρού

Ζ΄.4.1 Επιστημονική συμβολή

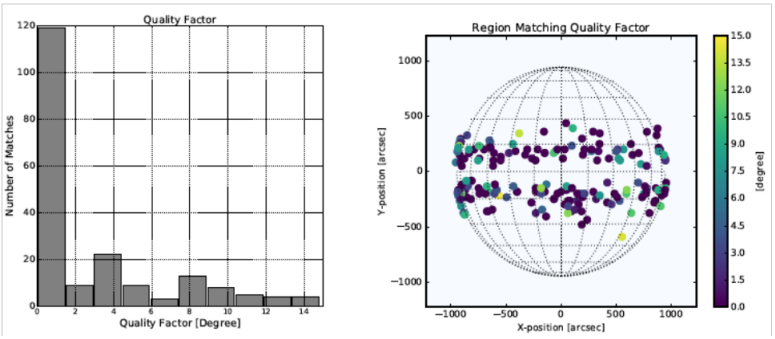
Αναφέραμε στην Εισαγωγή ότι η πρόγνωση εκλάμψεων αποτελεί ένα μόνο από τα ζητούμενα σκέλη της πρόγνωσης του διαστημικού καιρού, με την πρόγνωση των CMEs και τα SEPs να επείγει εξίσου.

Με αυτή την οπτική προς μελλοντικές προσπάθειες, ενδεχομένως προς μια πιο ολοκληρωμένη πρόγνωση του διαστημικού καιρού η οποία να συνδυάζει την πρόγνωση των τριών βασικών εκφάνσεών του, το πρόγραμμα FLARECAST περιείχε και ένα πακέτο εργασίας αφιερωμένο στη διερεύνηση της σχέσης ανάμεσα σε αυτές τις εκφάνσεις, κυρίως στην αδιευκρίνιστη σχέση ανάμεσα σε εκλάμψεις και CMEs.

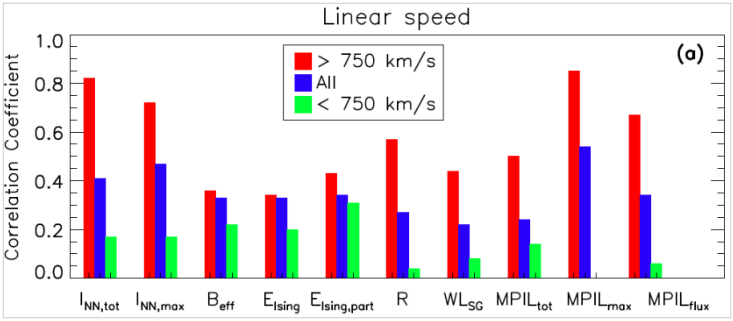
Η διαφορά σε αυτή την ερευνητική κατεύθυνση είναι ότι δεν μας ενδιαφέρουν αδιακρίτως οι μεγάλες εκλάμψεις, αλλά το υποσύνολό τους το οποίο σχετίζεται με CMEs. Σημειώνεται εδώ ότι η σχέση εκλάμψεων – CMEs είναι πράγματι αβέβαια, με κάποια αδιαφιλονίκητα δεδομένα, όπως π.χ. την αύξηση της πιθανότητας εκδήλωσης ζεύγους έκλαμψης – CME όσο μεγαλύτερη είναι η κλάση της έκλαμψης (Yashiro et al., 2005). Αυτό που είναι άγνωστο, δεδομένου ότι οι εκλάμψεις και οι CMEs σχετίζονται τόσο χωρικά όσο και χρονικά (π.χ., Forbes et al., 2006 και βιβλιογραφία

εντός), είναι τι προκαλεί τι, δηλαδή, αν η αποσταθεροποίηση της μαγνητικής δομής που θα εξελιχθεί σε CME οδηγεί μέσω διαταραχών στη μαγνητική επανασύνδεση που παρατηρείται ως έκλαμψη, ή αν η τελευταία απελευθερώνει τέτοιο ποσό μαγνητικής ενέργειας το οποίο αποσταθεροποιεί υπερκείμενες δομές, δίνοντας CMEs. Αν και το ερώτημα μένει να διευκρινιστεί, ένα αυξανόμενο τμήμα της ερευνητικής κοινότητας δείχνει να υιοθετεί την προσεκτική στατιστική ανάλυση των Zhang & Dere (2006), η οποία υποστηρίζει ότι η αποσταθεροποίηση του προγενήτορα του CME λαμβάνει χώρα πριν από την έκλαμψη. Κάποιες μεταγενέστερες εργασίες συντείνουν στο ίδιο συμπέρασμα.

Σε κάθε περίπτωση, η σχέση εκλάμψεων – CMEs στο πλαίσιο του FLARECAST μελετήθηκε στις δημοσιεύσεις Δ04, Δ11 και Δ15. Η δημοσίευση Δ11 (Murray et al., 2018), συγκεκριμένα, πέτυχε τη σημαντική συσχέτιση των βάσεων δεδομένων δύο προγραμμάτων της Ευρωπαϊκής Επιτροπής, συγκεκριμένα του FLARECAST για τις εκλάμψεις και του HELCATS για τις CMEs (Harrison et al., 2017). Ένα από τα αποτελέσματα της ανάλυσης δίνεται στην Εικ. Ζ΄.14, όπου ο χωροχρονικός συσχετισμός οδηγεί στην ένα-προς-ένα απεικόνιση συγκεκριμένων εκλάμψεων και CMEs για την πλειοψηφία των περιπτώσεων. Μια άλλη σημαντική άσκηση έγινε στη δημοσίευση Δ15 (Kontogiannis et al., 2018b), όπου μελετήθηκε η συσχέτιση ανάμεσα σε παραμέτρους πρόγνωσης των εκλάμψεων και στα χαρακτηριστικά των CMEs, για δεκάδες περιπτώσεων ζευγών εκλάμψεων – CMEs. Στην Εικ. Ζ΄.15 δίνονται ενδεικτικά οι γραμμικοί συντελεστές συσχέτισης ανάμεσα σε κάποιες βασικές παραμέτρους πρόγνωσης και στη γραμμική ταχύτητα των CMEs, όπως αυτή παρατηρείται στα αρχικά τους ακόμα στάδια, λίγες ηλιακές ακτίνες μακριά από τον Ήλιο. Το σημαντικό συμπέρασμα που προκύπτει εδώ είναι ότι τέσσερις παράμετροι που σχετίζονται άμεσα με τις φωτοσφαιρικές μαγνητικές γραμμές αλλαγής πολικότητας, οι οποίες είναι δομές κεφαλαιώδους σημασίας για τις ηλιακές εκρήξεις, εμφανίζουν υψηλούς δείκτες συσχέτισης οι οποίοι υπερβαίνουν ακόμα και το 0.8 για τις ταχείες CMEs, οι οποίες έχουν και το μεγαλύτερο ενδιαφέρον για τον διαστημικό καιρό. Το αποτέλεσμα, πέραν της φυσικής του σημασίας, θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί πρακτικά και σε μελλοντικές ολοκληρωμένες προσεγγίσεις πρόγνωσης του διαστημικού καιρού.

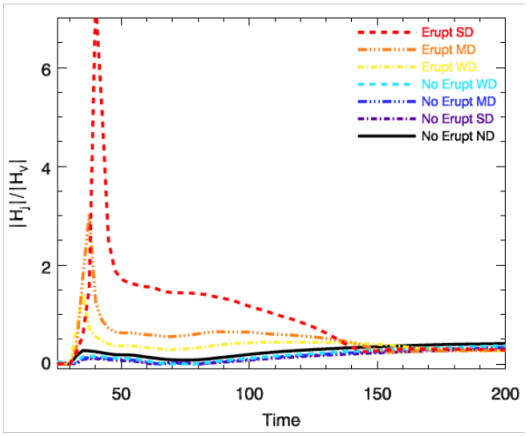


Σχήμα Ζ΄.14: *Χωροχρονικός συσχετισμός των εκλάμψεων του FLARECAST και των CMEs του HELCATS: (αριστερά) αριθμός συσχετίσεων, με βάση πολυπαραμετρικό παράγοντα ποιότητας, μεγαλύτερη τιμή του οποίου σημαίνει περισσότερο ισχυρή συσχέτιση. (δεξιά) Γωνιακή απόσταση ανάμεσα στις ηλιογραφικές θέσεις εκδήλωσης εκλάμψεων και CMEs. Στο* 81% *των περιπτώσεων, η απόσταση αυτή είναι μικρότερη των 5°. Από τη δημοσίευση Δ11 της Παρ. Ζ΄.2.3 2.*



Σχήμα Ζ΄.15: *Γραμμικοί συντελεστές συσχέτισης ανάμεσα σε βασικές φυσικές παραμέτρους πρόγνωσης των εκλάμψεων και την παρατηρούμενη γραμμική ταχύτητα των CMEs με τα οποία σχετίζονται. Για κάθε παράμετρο, δίνεται ο συντελεστής συσχέτισης για όλες τις CMEs (μπλε στήλη), για τις σχετικά βραδείες CMEs (πράσινη στήλη) και για τις ταχείες CMEs (κόκκινη στήλη). Από τη δημοσίευση Δ15 της Παρ. Ζ΄.2.3 2.*

Σε περιβάλλον αριθμητικών προσομοιώσεων, σημαντικό είναι να αναφέρουμε τη δημοσίευση Δ04 (Pariat et al., 2017) η οποία κατέληξε στο συμπέρασμα ότι συγκεκριμένοι όροι μαγνητικής ελικότητας, για αδιευκρίνιστους ακόμα φυσικούς λόγους, εμφανίζουν ένα ιδιαίτερα απότομο μέγιστο λίγο πριν από μια έκρηξη που περιλαμβάνει αποσταθεροποίηση μαγνητικής δομής (το προσομοιούμενο ανάλογο μιας CME), σε αντίθεση με άλλες περιπτώσεις όπου λαμβάνει χώρα μόνο μαγνητική επανασύνδεση (το προσομοιούμενο ανάλογο μιας έκλαμψης) (Εικ. Ζ΄.16). Βέβαια, για μια τέτοια ανάλυση προαπαιτείται το τρισδιάστατο μαγνητικό πεδίο ενός κέντρου δράσης, το οποίο δεν είναι παρατηρήσιμο. Συνεπώς, μια τέτοια ανάλυση καταδεικνύει τρόπους πρόγνωσης εκλάμψεων και CMEs στην περίπτωση που έχει γίνει το ενδιάμεσο βήμα της παρέκτασης (extrapolation) του μαγνητικού πεδίου ενός κέντρου δράσης, χρησιμοποιώντας το παρατηρούμενο φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο ως οριακή συνθήκη. Ένα τέτοιο εγχείρημα δεν είναι καθόλου τετριμμένο, με μεγαλύτερες προκλήσεις το ρεαλισμό και τη μοναδικότητα της όποιας προτεινόμενης λύσης (π.χ., Schrijver et al., 2006, Zhu & Wiegelmann, 2018).



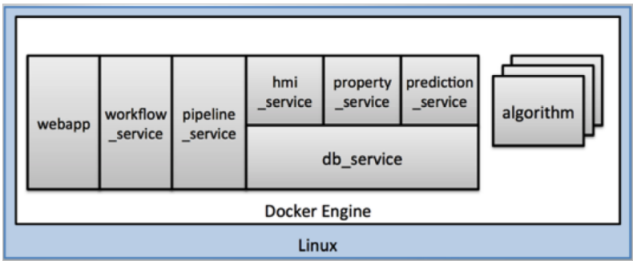
Σχήμα Ζ΄.16: *Χρονική μεταβολή συγκεκριμένου όρου της μαγνητικής ελικότητας για επτά αριθμητικές προσομοιώσεις, οι τρεις εκ των οποίων («θερμοί» χρωματισμοί) προσομοιώνουν μία CME η οποία λαμβάνει χώρα κατά τη χρονική στιγμή 127 ενώ οι τέσσερις («ψυχροί» χρωματισμοί) επιδεικνύουν μόνο μαγνητική επανασύνδεση, προσομοιώνοντας έτσι μια έκλαμψη. Το μέγιστο του συγκεκριμένου όρου πριν τις CMEs (χρονικές στιγμές 40 – 50), για τις προσομοιώσεις που περιέχουν CMEs, είναι εμφανές. Από τη δημοσίευση Δ04 της Παρ. Ζ΄.2.3 2.*

Τέλος, αξίζει να αναφερθεί η εργασία Δ16 (Gontikakis et al., 2018), στην οποία επιχειρείται η πρόγνωση εκλάμψεων χωρίς τη χρήση μαγνητικών πεδίων, κάτι το οποίο έχει επιχειρηθεί ελάχιστες φορές στο παρελθόν και για πρώτη φορά με την παράμετρο της εν λόγω δημοσίευσης. Αυτή είναι το διαφορικό μέτρο εκπομπής (differential emission measure [DEM]), το οποίο εξάγεται από παρατηρήσεις κέντρων δράσης στο άκρο υπεριώδους (extreme ultraviolet) και παρέχει πληροφορίες για την αριθμητική πυκνότητα και τη θερμοκρασία του στεμματικού πλάσματος, μεταξύ άλλων, στην περιοχή των εκλάμψεων. Η κεντρική φυσική ιδέα είναι η προθέρμανση των περιοχών αυτών σε μικρό χρονικό διάστημα (μερικές ώρες) πριν από μεγάλες εκλάμψεις, λόγω τμηματικών απελευθερώσεων ενέργειας πριν το κύριο γεγονός. Η δημοσίευση είναι υπό προετοιμασία, αλλά αρχικά αποτελέσματα δείχνουν ότι το DEM ενδεχομένως να αυξάνεται πριν από κάποιες μεγάλες εκλάμψεις οδηγώντας στο συμπέρασμα ύπαρξης προγενονότων, τα οποία σχετίζονται με σχετική βεβαιότητα με τις επερχόμενες εκλάμψεις. Κάτι τέτοιο, το οποίο δεν έχει αποδειχθεί αμετάκλητα μέχρι σήμερα, θα οδηγούσε σε σημαντικές φυσικές εξελίξεις, πέραν του επίσης σημαντικού πρακτικού αποτελέσματος της συνδυασμένης πρόγνωσης εκλάμψεων μέσω προγεγονότων (precursors) μαζί με προγνώστες (predictors).

Ζ΄.4.2 Τεχνολογική συμβολή

Στο τεχνολογικό σκέλος, πέραν της δημιουργίας των ανοιχτά προσβάσιμων βάσεων δεδομένων, οι οποίες είναι μάλλον βέβαιο ότι θα έχουν πολλαπλές χρήσεις στο μέλλον, το πρόγραμμα FLARECAST δημιούργησε μια ανοικτά προσβάσιμη αρχιτεκτονική (Εικ. Ζ΄.5), η οποία είναι σαφές ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε μελλοντικές προσπάθειες ολοκληρωμένης πρόγνωσης του διαστημικού καιρού (εκλάμψεις, CMEs και SEPs).

Η κοινοπραξία FLARECAST κατέβαλε προσπάθειες να διευκολύνει τέτοιες εξελίξεις χρησιμοποιώντας λογισμικό ανοικτής πρόσβασης, μεγάλης φορητότητας και σπονδυλωτής δομής. Το συγκεκριμένο λογισμικό ονομάζεται Docker (www.docker.com) και χρησιμοποιεί μια "μηχανή Docker" (Docker Engine) ως υπόστρωμα πάνω στο οποίο αποτίθενται κατά βούληση "δοχεία Docker" (Docker Containers). Κάθε δοχείο Docker περιέχει έναν αλγόριθμο ο οποίος συνεισφέρει μια συγκεκριμένη λειτουργία στην υποδομή (Εικ. Ζ΄.17) και η σύνδεσή του με άλλα δοχεία μπορεί να είναι σειριακή ή παράλληλη. Μια τέτοια αρχιτεκτονική φιλοσοφία επιτρέπει την κατά το δοκούν αφαίρεση ή προσθήκη επιπλέον δοχείων Docker για συγκεκριμένους σκοπούς. Για παράδειγμα, η σύνδεση παραμέτρων πρόγνωσης εκλάμψεων με χαρακτηριστικά των CMEs (Εικ. Ζ΄.15) θα μπορούσε να οδηγήσει σε προσθήκη δοχείων Docker με σκοπό την εύρεση της πιθανότητας εκδήλωσης μιας CME, από κοινού με την έκλαμψη. Από το συσχετισμό CMEs και SEPs (π.χ., Papaioannou et al., 2016 και βιβλιογραφία εντός) μπορεί κανείς δυνητικά να επεκταθεί και στην πρόγνωση SEPs στηριζόμενος πάνω σε μια κοινή πλατφόρμα όπως αυτή που δημιούργησε το πρόγραμμα FLARECAST.



Σχήμα Ζ΄.17: *Η τεχνολογία ανοικτής πρόσβασης πάνω στην οποία στηρίχθηκε η υπολογιστική υποδομή και η αρχιτεκτονική του προγράμματος FLARECAST της Εικ. Ζ΄.5: μια μηχανή Docker η οποία εμπεριέχεται σε λειτουργικό σύστημα Linux και εμπεριέχει αλγορίθμους και άλλες λειτουργίες, με την καθεμία από αυτές να υποστηρίζεται από ένα δοχείο Docker.*

Ζ΄.5 Συμπεράσματα και επίλογος

Επιχειρήσαμε τη σύντομη περιγραφή ενός μεγάλου και διεπιστημονικού (interdisciplinary) ερευνητικού προγράμματος το οποίο συντονίστηκε από το ΚΕΑΕΜ και υλοποιήθηκε σε επίπεδο πολυεθνικής κοινοπραξίας με τη στήριξη του προγράμματος – πλαίσιο Horizon 2020 της Ευρωπαϊκής Επιτροπής. Ο φιλόδοξος στόχος του προγράμματος ήταν να συνοψίσει όλες τις ως τώρα διάσπαρτες προσπάθειες πρόγνωσης ηλιακών εκλάμψεων παγκοσμίως σε μια γενικευμένη επιστημονική και τεχνολογική βάση δεδομένων η οποία αφενός να οδηγήσει την έρευνα σε επιχειρησιακά αποτελέσματα (R2O) και αφετέρου να διευκολύνει μελλοντικές προσπάθειες πρόγνωσης τόσο των εκλάμψεων, όσο και του διαστημικού καιρού στο σύνολό του. Το πρόγραμμα FLARECAST δεν αγνόησε το γεγονός της αλματώδους ανάπτυξης της τεχνητής νοημοσύνης, και συγκεκριμένα της μηχανικής μάθησης, και στηρίχθηκε σε αυτή για τη λύση του προβλήματος που πραγματεύθηκε. Επιπλέον, το πρόγραμμα FLARECAST ήταν από τα πρώτα ευρωπαϊκά προγράμματα που ακολούθησαν την επιταγή της Ευρωπαϊκής Επιτροπής για ισχυρό επικοινωνιακό σκέλος, ασχολούμενο ενεργά και συστηματικά με την επικοινωνία και την ευαισθητοποίηση, τόσο ως προς το πρόβλημα της πρόγνωσης εκλάμψεων, όσο και του διαστημικού καιρού στο σύνολό του.

Τα αποτελέσματα και εξαχθέντα συμπεράσματα του προγράμματος, συνεπώς, είναι πολυεπίπεδα, και αφορούν σε επιστημονικές, τεχνολογικές, επιχειρησιακές και επικοινωνιακές εξελίξεις.

Σε επιστημονικό επίπεδο μπορούν να αναφερθούν τα εξής:

- Το πρόβλημα της πρόγνωσης εκλάμψεων μελετήθηκε από μοναδικές οπτικές γωνίες και σε πρωτοφανές βάθος. Δεν προκαταλάβαμε τα αποτελέσματά μας από προτιμώμενες παραμέτρους πρόγνωσης, αντιμετωπίζοντας δεκάδες ήδη ορισμένες παραμέτρους, αλλά και άλλες που επινοήθηκαν κατά τη διάρκεια του προγράμματος, από μηδενική βάση. Έχουν προκύψει ήδη σημαντικές παράμετροι, όπως και παράμετροι μικρότερης σημασίας, τόσο για την πρόγνωση εκλάμψεων όσο και CMEs, ενώ αναμένονται αξιόλογες εξελίξεις στο μέλλον.

- Η πρόγνωση εκλάμψεων εξακολουθεί να παραμένει πιθανοκρατική, παρέχοντας στήριξη σε θεωρητικές μελέτες που υποστηρίζουν μια εγγενή στοχαστικότητα στην εκδήλωση του φαινομένου. Παρά τη σημαντική προσπάθεια, δεν κατέστη

δυνατό – λόγω έλλειψης δεδομένων στεμματικού μαγνητικού πεδίου – να διαπιστώσουμε αν η στοχαστικότητα θα μπορούσε να αρθεί με επιπλέον δεδομένα που δεν είναι διαθέσιμα σήμερα.

- Αναδείξαμε σαφείς κατευθύνσεις για την πρόγνωση CMEs και SEPs στο διερευνητικό σκέλος του προγράμματος οι οποίες είναι πολύ πιθανόν να οδηγήσουν σε σημαντικές εξελίξεις στο μέλλον.

- Οι μέθοδοι μηχανικής μάθησης ως προς την πρόγνωση εκλάμψεων, με χρήση πολλών παραμέτρων πρόγνωσης, σαφώς υπερτερούν των συμβατικών, στατιστικών μεθόδων πρόγνωσης. Επιπλέον, διαφορετικές μέθοδοι δίνουν πολύ διαφορετικά αποτελέσματα, γεγονός που καθιστά απαραίτητη τη λεπτομερή επικύρωση δεδομένων, μεθόδων και αποτελεσμάτων πρόγνωσης.

- Καταδείχθηκε πέραν αμφιβολίας ότι το πρόβλημα της πρόγνωσης εκλάμψεων – αλλά και του διαστημικού καιρού στο σύνολό του – δεν αφορά μόνο την κοινότητα των ηλιοφυσικών και διαστημικών φυσικών. Πρόκειται για ένα σαφώς διεπιστημονικό πρόβλημα που απαιτεί τη σύμπραξη επιστημόνων του διαστήματος, επιστημόνων υπολογιστών και διαχείρισης μεγάλου όγκου δεδομένων και φυσικά ειδικών σε θέματα τεχνητής νοημοσύνης.

Σε τεχνολογικό επίπεδο, το πρόγραμμα FLARECAST ανέπτυξε μια υποδομή ανοικτής πρόσβασης με συγκεκριμένη αρχιτεκτονική, εκτεταμένες βάσεις δεδομένων, αλγόριθμους και κώδικες που θα μπορούσαν να δώσουν λαβή σε πληθώρα μελλοντικών εφαρμογών, ακόμα και πέρα από την πρόγνωση εκλάμψεων και διαστημικού καιρού. Η φορητότητα και ευελιξία της υποδομής FLARECAST μπορούν να επισπεύσουν την πρόοδο άλλων προσπαθειών σε εξέλιξη με αποφυγή διπλής προσπάθειας (effort duplication) στο σχεδιασμό και την υλοποίηση της υποδομής. Ήδη έχουμε λάβει σαφείς εκδηλώσεις ενδιαφέροντος για μεταφορά και ενσωμάτωση της υποδομής σε πολλαπλές εγκαταστάσεις, εντός και εκτός Ευρώπης.

Σε επιχειρησιακό επίπεδο, αναμένεται με ζωηρό ενδιαφέρον το τελικό αποτέλεσμα της επικύρωσης από το οποίο θα προκύψουν οι προτιμώμενοι αλγόριθμοι πρόγνωσης και οι παράμετροι εκτέλεσής τους, τα αποτελέσματα των οποίων θα στελεχώσουν την υπηρεσία πρόγνωσης FLARECAST (Εικ. Ζ΄.6). Οργανισμοί όπως η ESA, NASA/CMCC, Met Office και EASA έχουν ήδη εκδηλώσει ενδιαφέρον γι αυτά τα αποτελέσματα.

Σε επικοινωνιακό επίπεδο, μπορούν να αναφερθούν τα παρακάτω:

- Διαπιστώθηκε ότι η τακτική επικοινωνία με κυβερνητικούς φορείς και εκπροσώπους οργανισμών και βιομηχανίας είναι επιβεβλημένη και με αμφίδρομα οφέλη. Κατά κύριο λόγο, αυτοί οι δίαυλοι επικοινωνίας αποσκοπούν στην πρακτική συνεννόηση και τη δημιουργία "κοινής διαλέκτου" ανάμεσα σε φορείς και επιστήμονες, η οποία με έκπληξη είδαμε ότι δεν μπορεί να θεωρηθεί καθόλου δεδομένη. Από την πλευρά των επιστημόνων, η επικοινωνία αυτή ωφελεί στο να καταδείξει τις πρακτικές ανάγκες των φορέων, οι οποίες θα πρέπει να επηρεάζουν την πορεία της επιχειρησιακής έρευνας. Οι ανάγκες αυτές δεν είναι κοινές, ούτε μονοδιάστατες. Μπορούμε με ασφάλεια να μιλήσουμε για ένα ολόκληρο εύρος αναγκών που περιλαμβάνουν κάθε δυνατή παράμετρο ή πληροφορία ενός

αποτελέσματος πρόγνωσης, ακόμα και πληροφορίες σε λεπτομερειακό επίπεδο που δεν είναι εφικτό στις μέρες μας.

- Διαπιστώθηκε η δεκτικότητα με την οποία αντιμετωπίστηκε το πρόγραμμα και αποτελέσματά του από το ευρύ κοινό και συγκεκριμένα ανθρώπους κάθε ηλικίας. Τα μέλη της κοινοπραξίας που ενεπλάκησαν στις ποικίλες δραστηριότητες εκλαΐκευσης διέγνωσαν ακόμα και ενθουσιασμό από μαθητές και ενήλικους, οι οποίοι ζητούσαν να ενημερωθούν για κάθε έκφανση του προγράμματος. Αυτές οι εμπειρίες μας επαλήθευσαν το ορθό της επιμονής στην επικοινωνία από την Ευρωπαϊκή Επιτροπή για τα προγράμματα που αναθέτει, τα οποία δεν θα ήταν υλοποιήσιμα χωρίς τη στήριξη του φορολογούμενου Ευρωπαίου πολίτη. Μέρος της επένδυσης αυτής πρέπει να επιστρέφει στον πολίτη, με σκοπό τη διάδοση της γνώσης, την εμπέδωση ενός κλίματος προόδου και εξέλιξης και φυσικά την προετοιμασία της νέας γενιάς επιστημόνων μέσα από τις τάξεις των μαθητών και φοιτητών που αγωνιούν και προετοιμάζουν το μέλλον τους.

Το ερευνητικό πρόγραμμα FLARECAST χρηματοδοτήθηκε από την Ευρωπαϊκή Επιτροπή με την προγραμματική συμφωνία υπ' αριθμό 640216. Ευχαριστούμε θερμά όλους όσοι συνέβαλλαν στην επιτυχή υλοποίηση του προγράμματος μέσω συμμετοχής στις δημόσιες συζητήσεις, τις ανταλλαγές απόψεων, τα ερωτηματολόγια και τις συναντήσεις εργασίας. Η κοινοπραξία εκφράζει την ευγνωμοσύνη της στον υπεύθυνο για το πρόγραμμα εκ μέρους της Ευρωπαϊκής Επιτροπής, Dr. Sabri Mekaoui, και τον Κριτή του προγράμματος, Καθ. Thierry Dudok de Wit του Πανεπιστημίου της Ορλεάνης (Γαλλία), για την καθοριστική στήριξη και βοήθειά τους. Η υλοποίηση του διαδικαστικού και διοικητικού σκέλους του προγράμματος κρίθηκε από τις εξαίρετες υπηρεσίες των υπεύθυνων ερευνητικών λογαριασμών όλων των εταίρων, υπό την άψογη επίβλεψη και συντονισμό του κ. Ευάγγελου Αργουδέλη από το Δίκτυο ΠΡΑΞΗ. Τέλος, η κοινοπραξία είναι υποχρεωμένη στα μέλη της Συμβουλευτικής Επιτροπής του προγράμματος Drs. Neal Hurlburt (Lockheed Martin SAL, ΗΠΑ, Πρόεδρος), Graham Barnes (Northwest Research Associates, ΗΠΑ), Douglas Biesecker (NOAA, ΗΠΑ), Pedro Russo (Πανεπιστήμιο Leiden, Ολλανδία) και Silvia Villa (Πολυτεχνική Σχολή Μιλάνου, Ιταλία) για τον πολύτιμο χρόνο και την εθελοντική προσπάθειά τους η οποία ήταν καθοριστική για την επιτυχία του προγράμματος.

Αναφορές

1. Aschwanden M. J., Crosby N. B., Dimitropoulou M., Georgoulis M. K., Hergarten S., McAteer J., Milovanov A. V., Mineshige S., Morales L., Nishizuka N., Pruessner G., Sanchez R., Sharma A. S., Strugarek A. and Uritsky V., 2016, Space Sci. Rev. 198, 47.

2. Baker D. N., Li X., Pulkkinen A. Ngwira C. M., Mays M. L., Galvin A. B. and Simunac K. D. C., 2013, Space Weath. 11, 585.

3. Barnes G., Leka K. D., Schrijver C. J., Colak T., Qahwaji R., Ashamari Q. W., Yuan Y., Zhang J., McAteer R. T. J., Bloomfield D. S., Higgins P. A., Gallagher P. T., Flaconer D. A., Georgoulis M. K., Wheatland M. S., Balch C., Dunn T. and Wagner E. L., 2016, Astrophys. J. 829, 89.

4. Benz A. O., 2008, Living Rev. Solar Phys. 5, 1.

5. Benvenuto F., Piana M., Campi C. and Massone A. M., 2018, Astrophys. J. 853, 90.

6. Bloomfield D. S., Higgins P. A., McAteer R. T. J. and Gallagher P. T., 2012, Astrophys. J. 747, L41.

7. Bobra M. G. and Couvidat S, 2015, Astrophys. J. 798, 135.

8. Bobra M. G., Sun X., Hoeksema J. T., Turmon M., Liu Y., Hayashi K., Barnes G. and Leka K. D., 2014, Solar Phys. 289, 3549.

9. Bothmer V. and Daglis I., 2007, Space Weather: Physics and Effects, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-23907-3.

10. Breiman L., Friedman J., Stone C. J. and Olshen R. A., 1984, Classification and Regression Trees, Taylor and Francis, ISBN: 978-0412048418.

11. Camporeale E., Johnson J. and Wing S., 2018, Machine Learning Techniques for Space Weather, Elsevier, ISBN: 978-0-12-811788-0.

12. Carrington R. C., 1859, Mon. Not. R. Astron. Soc. 20, 13.

13. Fletcher L., Dennis B. R., Hudson H. S., Krucker S., Phillips K., Veronig A., Battaglia M., Bone L., Caspi A., Chen Q., Gallagher P., Grigis P. T., Ji H., Liu W., Milligan R. O. and Temmer M., 2011, Space Sci. Rev. 159, 19.

14. Florios K., Kontogiannis I., Park S.-H., Guerra J., Benvenuto F., Bloomfield D. S. and Georgoulis M. K., 2018, Solar Phys. 293, 28.

15. Forbes T. G., Linker J. A., Chen. J., Cid C., Kota J., Lee M. A., Mann G., Mikic Z., Potgieter M. S., Schmidt J. M., Siscoe G. L., Vainio R., Antiochos S. K. and Riley P., 2006, Space Sci. Rev. 123, 251.

16. Georgoulis M. K., 2012, Astrophys. Space Sci. Proc. 30, 93.

17. Georgoulis M. K., Bloomfield D. S., Piana M., Massone A. M., Soldati M., Gallagher, P. T., Pariat E., Vilmer N., Buchlin E., Baudin F., Csillaghy A., Sathiapal H., Jackson D., Benvenuto F., Campi C., Florios K., Gontikakis C., Guennou C., Guerra J. A., Kontogiannis I., Murray S., Park S.-H., von Stachelski S., Torbica A., Vischi D. and Worsfold M., 2019, J. Space Weath. Space Clim., in preparation.

18. Gontikakis C., Kontogiannis I., Georgoulis M. K., Guennou C., Syntelis P. and Park S.-H., 2018, Solar Phys., in preparation.

19. Guennou C., Pariat E., Leake J. E. and Vilmer N., 2017, J. Space Weath. Space Clim. 7, 17.

20. Guerra J. A., Park S.-H., Gallagher P. T., Kontogiannis I., Georgoulis M. K. and Bloomfield D. S., 2018, Solar Phys. 293, 9.

21. Harrison R., Davies J., Perry C., Moestl C., Rouillard A., Bothmer V., Rodriguez L., Eastwood J., Kilpua E., Gallagher P. and Ostrdcil D., 2017, Overview of the HELCATS Project, EGU 2017 Proc., 5296.

22. Heidke P., 1926, Geogr. Ann. 8, 301.

23. Jolliffe I. T. and Stephenson D. B., 2012, Forecast Verification: A Practitioner's Guide in Atmospheric Science (Second Ed.), John Wiley and Sons, ISBN: 978-0-470-66071-3.

24. Kahler S. W., 1992, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 30, 113.

25. Kontogiannis I., Georgoulis M. K., Park S.-H. and Guerra J. A., 2017, Solar Phys. 292, 159.

26. Kontogiannis I., Georgoulis M. K., Park S.-H. and Guerra J., 2018a, Solar Phys. 293, 96.

27. Kontogiannis I., Georgoulis M. K., Guerra J. A., Park S.-H. and Bloomfield D. S., 2018, Solar Phys., submitted.

28. Leka K. D. and Barnes G., 2018, Solar Flare Forecasting: Present Methods and Challenges, in Extreme Events in Geospace: Origins, Predictability and Consequences (N. Buzulukova, Editor), Elsevier, ISBN: 978-0-12-812700-1, p.65.

29. Malandraki O. and Crosby N. B., 2018, Solar Energetic Particles and Space Weather: Science and Applications, Springer International Publishing, ISBN: 978-3-319-60050-5.

30. Massone A. M., Piana M. and the FLARECAST Consortium, 2018, Machine Learning for Flare Forecasting, in Machine Learning Techniques for Space Weather (E. Camporelae, J. Johnson and S. Wing, Editors), Elsevier, ISBN: 978- 0-12-811788-0, p. 355.

31. McCloskey A. E., Gallagher P. T. and Bloomfield D. S., 2016, Solar Phys. 291, 1711.

32. Murray S. A., Bingham S., Sharpe M. and Jackson D. R., 2017, Space Weath. 15, 577.

33. Murray S. A., Guerra J. A., Zucca P., Park S.-H., Carley E. P., Gallagher P. T., Vilmer N. and Bothmer V., 2018, Solar Phys. 293, 60.

34. National Research Council, 2008, Severe Space Weather Research – Understanding Societal and Economic Impacts, National Academy of Sciences Press, ISBN: 0-309-12770-X.

35. Ngwira C. M., Pulkkinen A., Mays L. M., Kuznetsova M. M., Galvin A. B., Simunac K., Baker D. N., Li X., Zheng Y. and Glocer A., 2013, Space Weath. 11, 671.

36. Oughton E. J., Skelton A., Horne R. B. and Thomson A. W. P., 2017, Space Weath. 15, 65.

37. Papaioannou A., Sandberg I., Anastasiadis A., Kouloumvakos A., Georgoulis M. K., Tziotziou K., Tsiropoula G., Jiggens P. and Hilgers A., 2016, J. Space Weath. Space Clim. 6, 42.

38. Pariat E., Leake J. E., Valori G., Linton M. G., Zuccarello F. P. and Dalmasse K., Astron. Astrophys. 601, A125.

39. Park S.-H., Guerra J. A., Gallagher P. T., Georgoulis M. K. and Bloomfield D. S., 2018, Solar Phys. 293, 114.

40. Pesnell W. D., Thompson B. J. and Chamberlin P. C., 2012, Solar Phys. 275, 3.

41. Reames D. V., 2017, Solar Energetic Particles, Lecture Notes Phys., 932, Springer International Publishing, ISBN: 978-3-319-50870-2.

42. Schrijver C. J., De Rosa M. L., Metcalf Th. R., Liu Y., McTiernan J., Regnier S., Valori G., Wheatland M. S. and Wiegelmann T., 2006, Solar Phys. 235, 161.

43. Sharpe M. A. and Murray S. A., 2017, Space Weather 15, 1383.

44. Solar Sentinels: Report of the Science and Technology Definition Team, NASA, 2006.

45. St Cyr O. C., Plunkett S. P., Michels D. J., Paswaters S. E., Koomen M. J., Simnett G. M., Thompson B. J., Gurman J. B., Schwenn R., Webb D. F., Hildner E. and Lamy P. L., 2000, J. Geophys. Res. 105(A8), 18169.

46. Yashiro S., Gopalswamy N., Akiyama S., Michalek G. and Howard R. A., 2005, J. Geophys. Res. 110, A12S05.

47. Zhang J. and Dere K. P., 2006, Astrophys. J. 649, 1100.

48. Zhu Z. and Wiegelmann T., 2018, Astrophys. J. 866, 130.

Η΄ Γαλαξιακό Μοντέλο του Γαλαξία μας με δύο ταχύτητες περιστροφής

Μιρέλλα Χαρσούλα, Χρήστος Ευθυμιόπουλος και Γεώργιος Κοντόπουλος

Περίληψη

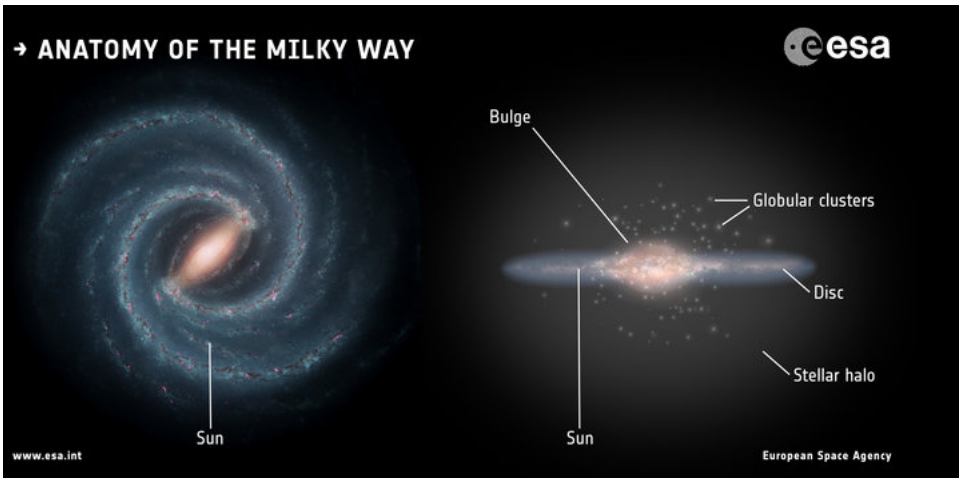
Ο Γαλαξίας μας είναι ένας ραβδωτός σπειροειδής γαλαξίας. Μετρήσεις από παρατηρήσεις έχουν δείξει ότι η ταχύτητα περιστροφής της ράβδου είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα περιστροφής των σπειρών της. Κατασκευάζουμε λοιπόν ένα μαθηματικό γαλαξιακό μοντέλο δύο διαστάσεων που περιλαμβάνει αυτές τις δύο διαφορετικές ταχύτητες περιστροφής και εξετάζουμε σε αυτό το μοντέλο τη θεωρία των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων σύμφωνα με την οποία οι σπειροειδείς βραχίονες είναι δυνατό να υποστηρίζονται από χαοτικές τροχιές (Voglis and Stavropoulos 2006, Tsoutsis et al. 2008).

Η΄.1 Εισαγωγή

Ο Γαλαξίας μας περιλαμβάνει 200 έως 400 δισεκατομμύρια αστέρες σαν τον ήλιο μας. Αποτελείται, όπως όλοι οι ραβδωτοί σπειροειδείς γαλαξίες από έναν λεπτό δίσκο αστέρων, αερίου και σκόνης με ένα προφίλ επιφανειακής πυκνότητας που ελαττώνεται εκθετικά με την ακτίνα. Η διάμετρος του δίσκου είναι περίπου 30 Kpc. Το πάχος του δίσκου στην κάθετη διεύθυνση είναι μόλις 0.3 Kpc. Επάνω στον δίσκο βρίσκεται μία ράβδος, ένα κεντρικό σφαιροειδές αποτελούμενο από γηραιότερους αστέρες και σπειροειδείς βραχίονες (Σχ. Η΄.1) επάνω στους οποίους βρίσκονται οι νεότεροι αστέρες. Οι πρώτες αναφορές για σπειροειδή δομή γίνονται από τους Oort et al. 1958 και Kerr 1962. Η ράβδος εκτείνεται σε ακτίνα περίπου 4Kpc. Πιθανολογείται ότι ο Γαλαξίας μας έχει 4 σπειροειδείς βραχίονες αποτελούμενους κυρίως από αέριο και νεαρούς αστέρες. Οι δύο από αυτούς είναι μεγαλύτεροι ενώ οι άλλοι δύο είναι μικρότεροι. Ο Ήλιος μας βρίσκεται σε απόσταση περίπου 8 Kpc από το κέντρο του Γαλαξία επάνω σε μία μικρότερη σπείρα που ονομάζεται σπειροειδής βραχίονας του Ωρίωνα, ανάμεσα στις δύο μεγαλύτερες σπείρες του Τοξότη και του Περσέα.

Παρότι έχουν γίνει πολλές μελέτες και παρατηρήσεις του Γαλαξία μας, η λεπτομερής δομή του παραμένει ακόμα αβέβαιη. Η μελέτη της δομής του Γαλαξία μας στηρίζεται στα παρατηρισιακά δεδομένα της φωτεινής ύλης, δηλ. της ύλης που εκπέμπει φώς σε όλο το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Υπάρχει όμως και η σκοτεινή ύλη η οποία δεν εκπέμπει σε κανένα μήκος κύματος αλλά καταλαβαίνουμε την υπαρξή της λόγω των βαρυτικών αλληλεπιδράσεών της με την φωτεινή ύλη. Η ποσότητα της σκοτεινής ύλης για τους σπειροειδείς γαλαξίες υπολογίζεται ότι είναι περίπου πενταπλάσια από την φωτεινή.

Οι τελευταίες μελέτες υποστηρίζουν ότι η ταχύτητα περιστροφής της ράβδου είναι μεταξύ 40 και 60 $Km/(sec\,Kpc)$ ενώ η ταχύτητα περιστροφής των σπειροειδών βραχιόνων μεταξύ 20 και 30 $Km/(sec\,Kpc)$ (Gerhard 2011). Η ταχύτητα περιστροφής του Γαλαξία μας υπολογίζεται από τις ταχύτητες συγκεκριμένων αστέρων και νεφών αερίου υδρογόνου (Debattista 2002).



Σχήμα Η΄.1: *Σχηματική αναπαράσταση του Γαλαξία μας (από την **E**uropean **S**pace **A**gency), στην αριστερή εικόνα, όπως φαίνεται από έναν παρατηρητή που τον κοιτάει από επάνω, ενώ στην δεξιά εικόνα όπως φαίνεται από το πλάι. Επάνω στο επίπεδο του δίσκου βρίσκεται η ράβδος και οι σπείρες. Από το πλάι ο δίσκος φαίνεται πολύ λεπτός ενώ στο κέντρο του προεξέχει το κεντρικό σφαιροειδές.*

Η΄.2 Το Γαλαξιακό μοντέλο

Για την μελέτη των μορφολογικών χαρακτηριστικών του Γαλαξία μας είναι χρήσιμη η τροχιακή μελέτη, δηλαδή η κατανόηση του είδους των τροχιών που υποστηρίζουν τη ράβδο ή τις σπείρες. Για να μελετήσουμε τις τροχιές χρειαζόμαστε ένα μοντέλο δυναμικού που να προσομοιώνει το δυναμικό του Γαλαξία μας.

Το Γαλαξιακό μοντέλο που χρησιμοποιούμε για την μελέτη μας έχει προταθεί από τους Pettitt et al. (2013) και αποτελείται από όρους που αντιστοιχούν στις αξισυμμετρικές συνιστώσες, όπως η άλως και ο δίσκος και σε συνιστώσες διαταραχής όπως είναι η ράβδος και οι σπείρες.

Το δυναμικό του δίσκου δίνεται από τον τύπο:

$$V_d = \frac{-GM_d}{\sqrt{r^2 + (a_d + b_d)^2}} \tag{1.45}$$

όπου το a_d ελέγχει την ακτινική κλίμακα, το b_d την κάθετη, και $r^2 = x^2 + y^2$. Για μάζα του δίσκου υιοθετούμε την τιμή $M_d = 8.56 \times 10^{10} M\odot$ (όπου $M\odot$ είναι μία ηλιακή μάζα).

Το δυναμικό της σφαιρικής σκοτεινής ύλης δίνεται από τη σχέση:

$$V_h = \frac{-GM_h}{r} - \frac{-GM_{h,0}}{\gamma r_h}\Big[- \frac{\gamma}{1 + (r/r_h)^\gamma} + \ln(1 + \frac{r}{r_h})^\gamma \Big]_r^{r_{h,max}} \tag{1.46}$$

όπου $r_{h,max} = 100Kpc$ είναι η ακτίνα αποκοπής της άλω και $\gamma = 1.02$. Η μάζα μέσα από την ακτίνα r της άλω δίνεται από τη σχέση:

$$M_h(r) = \frac{M_{h,0}(r/r_h)^{\gamma+1}}{1 + (r/r_h)^\gamma} \tag{1.47}$$

Η μάζα $M_{h,0}$ έχει τιμή: $M_{h,0} = 10.7 \times 10^{10} M\odot$.

Το συνολικό αξισυμμετρικό δυναμικό δίνεται από το άθροισμα: $V_{ax} = V_d(r) + V_h(r)$.

Το δυναμικό της ράβδου δίνεται από τους Long and Murali (1992):

$$V_b = \frac{GM_b}{2\alpha} \ln(\frac{x-\alpha+T_-}{x+\alpha+T_+}) \tag{1.48}$$

με $T_\pm = \sqrt{[(\alpha \pm x)^2 + y^2 + b^2]}$ και τα α, b αντιστοιχούν στον μεγάλο και μικρό ημιάξονα της ράβδου. Υιοθετούμε τις τιμές $a = 3.5$ και $b = 1.4$, θεωρώντας την ότι η ράβδος εκτείνεται μέχρι περίπου $3.5Kpc$ και ότι ο λόγος των αξόνων, στο επίπεδο της περιστροφής, είναι κοντά στην τιμή 1.0:0.4 (Gerhard, 2002, Cao et al., 2013, Rattenbury et al., 2007). Για μάζα της ράβδου υιοθετούμε την τιμή $M_b = 5 \times 10^{10} M\odot$.

Για το δυναμικό των σπειρών χρησιμοποιούμε το λογαριθμικό σπειροειδές δυναμικό των Cox and Gómez, 2002. Το δυναμικό αυτό έχει τη μορφή:

$$V_{sp} = -4\pi G h_z \rho_0 \exp(-\frac{r-r_0}{R_s}) \sum_{n=1}^{3} \Big\{ \frac{C_n}{K_n D_n} \times \cos(N[\phi - t\Omega_{sp} - \frac{ln(r/r_0)}{\tan(\alpha)}]) \Big\} \tag{1.49}$$

όπου N είναι ο αριθμός των σπειροειδών βραχιόνων.

$$K_n = \frac{nN}{r \sin(\alpha)} \tag{1.50}$$

$$D_n = \frac{1 + K_n h_z + 0.3(K_n h_z)^2}{1 + 0.3 K_n h_z} \tag{1.51}$$

Οι τιμές των σταθερών που εμφανίζονται στον τύπο (5) είναι : $h_z = 0.18Kpc$, $R_s = 7Kpc$, $r_0 = 8kpc$, $C = (8/3\pi), 1/2, 8/15\pi)$ και η πυκνότητα των σπειρών είναι $\rho_0 = 4 \times 10^7 M\odot/Kpc^3$. Ω_{sp} είναι η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής των σπειροειδών βραχιόνων. Για γωνία κλίσης των σπειρών θεωρούμε την τιμή $\alpha = 13^0$ και για αριθμό σπειρών $N = 2$.

Η΄.3 Κατασκευή της κανονικής μορφής του δυναμικού που περιλαμβάνει και τις δύο ταχύτητες περιστροφής

Ο σκοπός μας είναι να κατασκευάσουμε ένα γαλαξιακό μοντέλο δύο διαστάσεων, το οποίο θα περιλαμβάνει την πληροφορία των δύο διαφορετικών ταχυτήτων περιστροφής της ράβδου και των σπειρών. Κατόπιν θα υπολογίσουμε τις αναλλοίωτες πολλαπλότητες που εκφύονται από τα νέα σημεία ισορροπίας αυτού του μοντέλου για να μελετήσουμε κατά πόσο ισχύει η θεωρία των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων (Tsoutsis et al., 2008) στο μοντέλο αυτό. θέλουμε δηλαδή να δείξουμε ότι οι χαοτικές τροχιές με αρχικές συνθήκες επάνω σε αυτές τις ασταθείς αναλλοίωτες πολλαπλότητες υποστηρίζουν μορφολογικά τους σπειροειδείς βραχίονες. Για την κατασκευή αυτή έχουμε θεωρήσει ότι στο Γαλαξιακό μοντέλο που χρησιμοποιούμε η ράβδος περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα περιστροφής $\Omega_b = 45km/(secKpc)$ ενώ οι σπείρες περιστρέφονται με πολύ μικρότερη ταχύτητα περιστροφής $\Omega_{sp} = 20km/(secKpc)$.

Η συνάρτηση που μας δίνει την ενέργεια του συστήματος σε πολικές συντεταγμένες, σε ένα αδρανειακό σύστημα αναφοράς που περιστρέφεται μαζί με την ράβδο, ονομάζεται Χαμιλτονιανή και δίνεται από τον ακόλουθο τύπο:

$$H = \frac{P_r^2}{2} + \frac{P_\phi^2}{2r^2} + V_{ax-b}(r, \phi - \phi_b) + V_{sp}(r, \phi - \phi_{sp}) + \Omega_b I_b + \Omega_{sp} I_{sp} \tag{1.52}$$

όπου P_r και P_ϕ είναι οι αντίστοιχες ορμές, $\phi_b = \Omega_b t$, $\phi_{sp} = \Omega_{sp} t$, V_{ax-b} είναι το άθροισμα του συνολικού αξισυμμετρικού δυναμικού και της ράβδου και V_{sp} είναι το δυναμικό των σπειροειδών βραχιόνων. Τα I_b και I_{sp} είναι κανονικές μεταβλητές δράσης.

Η τιμή της Χαμιλτονιανής (1.52) παραμένει σταθερή, κατά μήκος μιάς τροχιάς, και ονομάζεται ολοκλήρωμα Jacobi.

Μετά από μία σειρά από κανονικούς μετασχηματισμούς των συντεταγμένων και κάνοντας ανάπτυγμα Taylor γύρω από το σημείο ισορροπίας Lagrange $L1$ (το οποίο είναι ένα ακίνητο σημείο στο στρεφόμενο, μαζί με τη ράβδο, σύστημα αναφοράς), η Χαμιλτονιανή (1.52) παίρνει μία πολυωνυμική μορφή:

$$H_{tot} = (\Omega_{sp} - \Omega_b) J_{sp} + i\ \omega_0\ q\ p + \nu_0\ \xi\ \eta + \sum_{s=3}^{N_t} \sum_{\substack{k_1,k_2,l_1,l_2 \geq 0, \\ k_1+k_2+l_1+l_2=s}} \mathcal{A}_{k_1,k_2,l_1,l_2} q^{k_1} \xi^{k_2} p^{l_1} \eta^{l_2} e^{\alpha \phi'_{sp}} \tag{1.53}$$

με σταθερούς συντελεστές $\mathcal{A}_{k_1,k_2,l_1,l_2}$. N_t είναι η τάξη αποκοπής του αναπτύγματος και $\alpha = \pm 2i$. Η γωνία ϕ'_{sp} είναι η γωνία που βλέπει ένας παρατηρητής που κινείται μαζί την σπείρα, στο στρεφόμενο με την ράβδο σύστημα αναφοράς, και ισχύει:

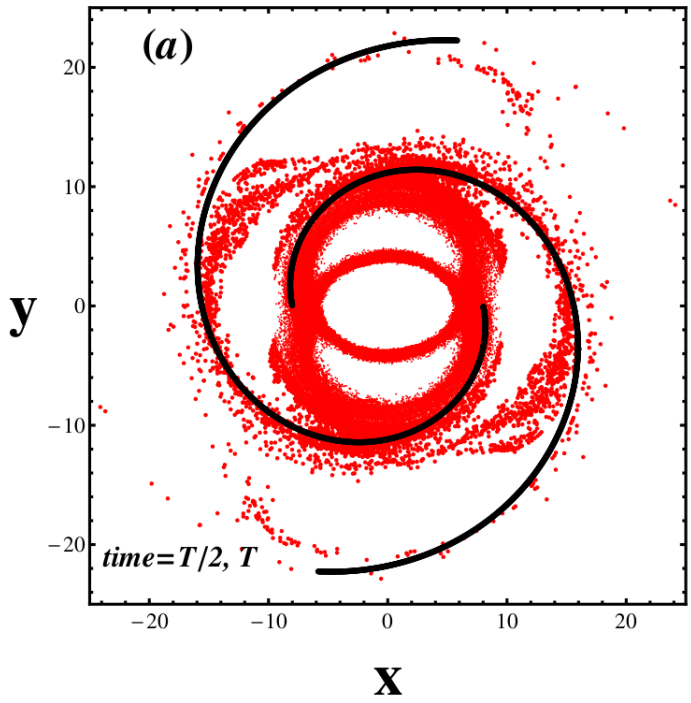
$$\phi'_{sp} = (\Omega_{sp} - \Omega_b) t \tag{1.54}$$

Η Χαμιλτονιανή (1.53) είναι τριών βαθμών ελευθερίας με κανονικά ζεύγη συντεταγμένων (q, p), (ξ, η) και (J_{sp}, ϕ_{sp}).

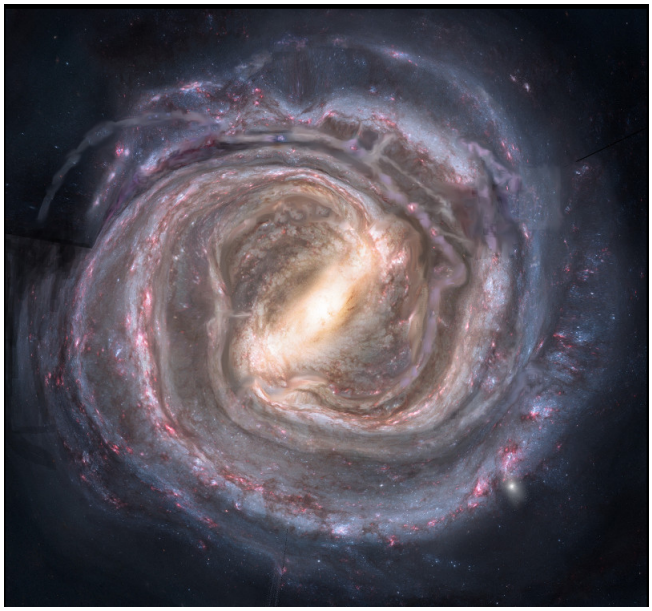
Χρησιμοποιούμε τώρα την μέθοδο "κανονικού μετασχηματισμού Lie" (δες παράγραφο 2.10 σε Efthymiopoulos, 2011) για να απαλείψουμε από τον τύπο (1.53) της Χαμιλτονιανής την γωνία ϕ'_{sp} (που περιέχει την εξάρτηση από τον χρόνο). Έτσι θεωρώντας και την δράση $J_{sp} = 0$ (εφόσον είναι σταθερά της κίνησης) καταλήγουμε πάλι σε μία Χαμιλτονιανή δύο διαστάσεων στην οποία μπορούμε να μελετήσουμε εύκολα τις αναλλοίωτες πολλαπλότητες των σημείων ισορροπίας της. Μετά από αυτή τη κατασκευή της κανονικής μορφής η καινούργια Χαμιλτονιανή Z, δίνεται από τη σχέση:

$$Z = i\ \omega_0\ q\ p + \nu_0\ \xi\ \eta + \sum_{s=3}^{N_t} \sum_{\substack{k_1,k_2,l_1,l_2 \geq 0, \\ k_1+k_2+l_1+l_2=s}} \mathcal{A}_{k_1,k_2,l_1,l_2} q^{k_1} \xi^{k_2} p^{l_1} \eta^{l_2} \tag{1.55}$$

Βρίσκουμε λοιπόν για την Χαμιλτονιανή (1.55) τα νέα σημεία ισορροπίας $L_{sp}(q, p, \xi, \eta)$. Στη συνέχεια, κάνοντας τον αντίστροφο μετασχηματισμό, βρίσκουμε τα σημεία ισορροπίας στις παλιές συντεταγμένες $L_{sp}(x, v_x, y, v_y)$ σε μία Χαμιλτονιανή δύο διαστάσεων που περιέχει τις δύο διαφορετικές ταχύτητες περιστροφής. Οι συντεταγμένες των νέων σημείων ισορροπίας θα είναι συναρτήσεις του χρόνου δηλ. $x = x(t),\ v_x =$



Σχήμα Η΄.2: *Τα απόκεντρα των τροχιών με αρχικές συνθήκες επάνω στις ασταθείς αναλλοίωτες πολλαπλότητες που εκφύονται από τα σημεία ισορροπίας της Χαμιλτονιανής (11) για χρόνο ίσο με την περίοδο T του συστήματος και για $T/2$. Η μαύρη καμπύλη αποτυπώνει τις σπείρες που παίρνουμε από τον τύπο 1.49 για $\phi = 0$ και $t = T$.*



Σχήμα Η΄.3: *Μία ρεαλιστική σχηματική απεικόνιση του Γαλαξία μας από τον Kevin Jardine όπως φαίνεται από παρατηρητή που τον βλέπει από επάνω.*

$v_x(t),\ y = y(t),\ v_y = v_y(t)$. Για να ελέγξουμε την θεωρία των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων υπολογίζουμε τις ασταθείς αναλλοίωτες πολλαπλότητες των νέων σημείων ισορροπίας. Κατόπιν παίρνουμε αρχικές συνθήκες επάνω σε αυτές τις αναλλοίωτες πολλαπλότητες και βρίσκουμε τα απόκεντρα των τροχιών (εκεί που περνάνε το μεγαλύτερο μέρος του χρόνου τους) για χρόνο ίσο με την περίοδο της περιοδικής τροχιάς: $T = 2\pi/(|\Omega_{sp} - \Omega_b|)$.

Στο Σχ. Η΄.2 σχεδιάζουμε (με κόκκινο) τα απόκεντρα τωντροχιών με αρχικές συνθήκες επάνω στις αναλλοίωτες πολλαπλότητες σε χρόνους ίσους με μία περίοδο T αλλά και για $T/2$ αφού για αυτούς τους δύο χρόνους θα επαναλαμβάνεται το ίδιο σχήμα, με τον ίδιο προσανατολισμό. Οι καμπύλες αυτές ονομάζονται αποκεντρικές αναλλοίωτες πολλαπλότητες και αντιστοιχούν σε χαοτικές τροχιές οι οποίες, όπως βλέπουμε, υποστηρίζουν τη δομή των σπειροειδών βραχιόνων του γαλαξιακού μοντέλου. Οι μαύρες καμπύλες αντιστοιχούν στις σπείρες που παίρνουμε χρησιμοποιώντας το αρχικό δυναμικό (σχέση 1.49 για $\phi = 0$ και για χρόνο $t = T$). Παρατηρούμε καταρχάς ότι οι αποκεντρικές αναλλοίωτες πολλαπλότητες δίνουν όλα τα μορφολογικά χαρακτηριστικά των σπειροειδών δομών των πραγματικών γαλαξιών, δηλαδή δακτυλίους γύρω από τη ράβδο, σπειροειδείς γέφυρες που μεταφέρουν ύλη από το ένα άκρο της ράβδου στο άλλο αλλά και ανοιχτούς σπειροειδείς βραχίονες. Επίσης, παρατηρούμε ότι για τον χρόνο αυτό οι μαύρες καμπύλες συμπίπτουν ικανοποιητικά με τους ανοιχτούς σπειροειδείς βραχίονες των αποκεντρικών αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων, πράγμα που επιβεβαιώνει τη θεωρία αυτή.

Στο Σχ. Η΄.3 βλέπουμε μία ρεαλιστική απεικόνιση του Γαλαξία μας όπως φαίνεται από έναν παρατηρητή που τον κοιτάζει από επάνω. Η απεικόνιση έγινε από τον Kevin Jardine, συνδυάζοντας πολλά παρατηρησιακά δεδομένα ουδέτερου υδρογόνου. Εμφανίζονται μορφολογικά χαρακτηριστικά παρόμοια με αυτά του δικού μας θεωρητικού μοντέλου, όπως δακτύλιος γύρω από την ράβδο, γέφυρες σπειροειδών βραχιόνων αλλά και ανοιχτοί σπειροειδείς βραχίονες.

Η΄.4 Συμπέρασμα

Έχουμε κατασκευάσει ένα γαλαξιακό μοντέλο δύο διαστάσεων που, για πρώτη φορά, περιλαμβάνει δύο διαφορετικές ταχύτητες περιστροφής, για την ράβδο και για τους σπειροειδείς βραχίονες, κάτι που είναι πολύ ρεαλιστικό για τον δικό μας Γαλαξία. Οι παράμετροι που χρησιμοποιούμε στο μοντέλο αυτό αντιστοιχούν στα παρατηρησιακά δεδομένα του δικού μας Γαλαξία. Στο μοντέλο αυτό, επιβεβαιώνουμε την θεωρία των αναλλοίωτων πολλαπλοτήτων σύμφωνα με την οποία οι χαοτικές τροχιές με αρχικές συνθήκες επάνω στις αναλλοίωτες πολλαπλότητες της περιοδικής τροχιάς που αντιστοιχεί στο σημείο ισορροπίας, θα στηρίζουν μορφολογίες που σχετίζονται με τις σπειροειδείς δομές.

Αναφορές

1. Debattista V., 2002, Mon. Not. R. Astron. Soc. 334, 355.

2. Cao L., Mao S., Nataf D., Rattenbury N. J. and Gould A., 2013, Mon. Not. R. Astron. Soc. 434, 595.

3. Cox D. P. and Gómez G.C., 2002, Astroph. J. Sup. 142, 261.

4. Debattista V., 2002, Mon. Not. R. Astron. Soc. 334, 355.

5. Efthymiopoulos C., 2011, Third La Plata International School on Astronomy and Geophysics, held in La Plata, Argentina, ed. P.M. Cincotta, C.M. Giordano, and C. Efthymiopoulos, Vol. 3, p.3-146.

6. Gerhard O., 2002, The Dynamics, Structure and History of Galaxies: A Workshop in Honour of Professor Ken Freeman, Astron. Soc. Pac. Conf. Series, 273, ed. Da Cosa, G. S. Sadler, E. M7. and Jerjen, H., p. 73.

7. Gerhard O., 2011, Mem. S.A.iT Suppl. 18, 185.

8. Kerr F., 1962, Mon. Not. R. Astron. Soc. 123, 327.

9. Kevin Jardine, http://galaxymap.org/drupal/node/217.

10. Long K. and Murali C., 1992, Astroph. J. 397, 44.

11. Oort J., Kerr F. and Westerhout G., 1958, Mon. Not. R. Astron. Soc. 118, 379.

12. Pettitt A., Dobbs C., Acreman D. and Price D., 2013, Mon. Not. R. Astron. Soc. 444, 919-941.

13. Rattenbury N. J., Mao S., Sumi T. and Smith M. C., 2007, Mon. Not. R. Astron. Soc. 378, 1064.

14. Tsoutsis P., Efthymiopoulos C. and Voglis N., 2008, Mon. Not. R. Astron. Soc. 387, 1264.

15. Voglis N. and Stavropoulos I., 2006, Recent Advances in Astronomy and Astrophysics: 7th International Conference of the Hellenic Astronomical Society. AIP Conference Proceedings, 848, 647.

Θ΄ Εμπειρικο-στατιστικός τρόπος πρόβλεψης σεισμών περιορισμένου χωρο-χρονικού παραθύρου στον Ελληνικό Χώρο βασισμένος σε ηλεκτρομαγνητικές διαταραχές χαμηλής συχνότητος (ELF).

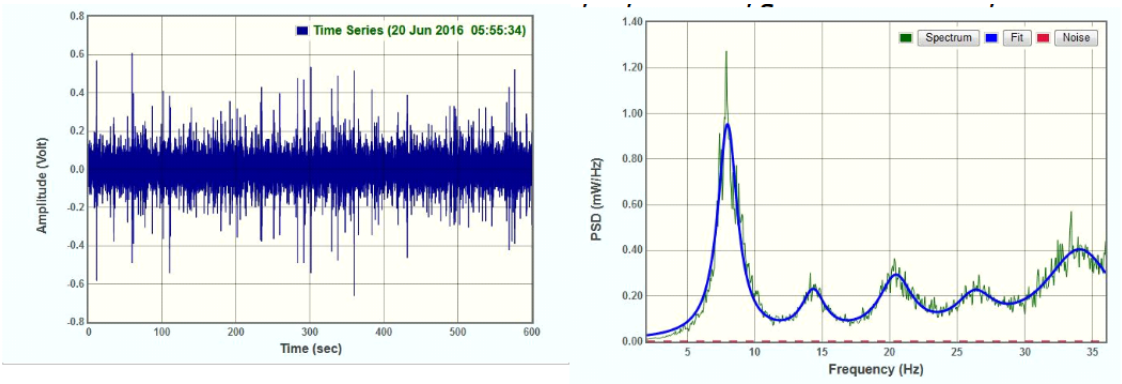
Βασίλειος Τριτάκης και Κώστας Φλώριος

Περίληψη

Ηλεκτρομαγνητικές μετρήσεις πολύ χαμηλής συχνότητας 2-50 HZ (ELF) συγκεντρώνονται ήδη εδώ και τρία χρόνια σε σταθμό που έχει εγκατασταθεί στον νομό Ιωαννίνων στην περιοχή Καλπάκι-Δολιανά κοντά στα ελληνοαλβανικά σύνορα. Στην περιοχή αυτή μέσα σε ενάμιση χρόνο σημειώθηκαν 12 σεισμοί μεγέθους μεγαλύτερου ή ίσου των 4 ρίχτερ μέσα σε ένα κύκλο γύρω από τον σταθμό ακτίνας 250 χιλιομέτρων. Για όλους αυτούς τους σεισμούς ο σταθμός στο Καλπάκι κατέγραψε χαρακτηριστικά σήματα που σημειώθηκαν από 1-30 ώρες πριν από κάθε σεισμό. Το γεγονός αυτό δημιουργεί την υποψία και την ελπίδα συγχρόνως ότι τα σήματα αυτά είναι προσεισμικά και θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν σε μία εμπειρική πρόβλεψη σεισμικής δραστηριότητος σε τοπικό επίπεδο.

Θ΄.1 Εισαγωγή

Σε προηγούμενο κείμενο μας στο τεύχος της Ακαδημίας Αθηνών «Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία» 2017 (Τριτάκης Β., 2017, σελ. 87-99) είχαμε περιγράψει εκτεταμένα την φύση των ηλεκτρομαγνητικών εκπομπών πολύ χαμηλής συχνότητος (ELF) στην ατμόσφαιρα και ιδιαίτερα την περιοχή συχνοτήτων 2-50 HZ που αποτελούν την πολύ γνωστή περιοχή αντηχήσεων Schumann (Schumann's Resonances, στο εξής για συντομία SR). Υπενθυμίζουμε ότι οι αντηχήσεις SR είναι ένα παγκόσμιο ηλεκτρομαγνητικό φαινόμενο που δημιουργείται στον χώρο μεταξύ του γήινου εδάφους και της βάσης της ιονόσφαιρας.Το φαινόμενο αυτό πιστεύεται ότι προκαλείται από την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που εκπέμπουν οι κεραυνοί οι οποίοι εκδηλώνονται με συχνότητα 50-100 ανά δευτερόλεπτο σε παγκόσμια κλίμακα. Η βασική συχνότητα των αντηχήσεων αυτών είναι 7,8 HZ ενώ οι αρμονικές της παρουσιάζονται στα 14,21,28 και 35 HZ. Τα χαρακτηριστικά αυτά καθιστούν τα SR ένα πολύ καλό εργαλείο παρατήρησης της κατώτερης ιονόσφαιρας, της γηϊνης ατμόσφαιρας αλλά και του γήινου φλοιού. Μέχρι στιγμής τα SR έχουν χρησιμοποιηθεί στην Μετεωρολογία/Κλιματολογία και τις τηλεπικοινωνίες ενώ υπάρχουν πολλές δημοσιεύσεις για εφαρμογές στην γεωλογία και νευροφυσιολογία. Τα τελευταία είκοσι χρόνια έχει αναπτυχθεί έντονο ενδιαφέρον για την αλληλοεπίδραση των SR με την σεισμική δραστηριότητα, τόσο από θεωρητική όσο και από πειραματική πλευρά. Υπάρχουν σοβαρές μελέτες που υποστηρίζουν ότι ισχυροί σεισμοί τροποποιούν την μορφή των SR από αρκετές 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, με



Σχήμα Θ΄.1: *Τυπική δεκάλεπτη μέτρηση (αριστερά) και το αντίστοιχο φάσμα που λαμβάνεται από την μέτρηση αυτή (δεξιά). Διακρίνεται η βασική συχνότητα Schumann περίπου 7,8HZ καθώς και πέντε αρμονικές στις συχνότητες 14, 21, 27και 34 HZ.*

ποιο τρόπο 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 ραδιενεργών αερίων, πιθανών ραδονίου, κατά την προσεισμική περίοδο ιονίζουν τοπικά την ατμόσφαιρα, αυξάνοντας την αγωγιμότητα της και τροποποιώντας με αυτό τον τρόπο 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, Ohta, et. al. 2009).

Στο παρόν άρθρο, παρουσιάζονται εντυπωσιακές μεταβολές ELF σημάτων που έχουν παρατηρηθεί πριν από δώδεκα (12) συνολικά σεισμούς που έγιναν κοντά στον SR σταθμό μέτρησης που λειτουργεί στην περιοχή Καλπακίου-Δολιανών του Νομού Ιωαννίνων. Οι παρατηρήσεις αυτές παρέχουν μία μοναδική ευκαιρία μελέτης σεισμοηλεκρομαγνητικών κυμάτων, ελπίζοντας ότι κάποια στιγμή θα οδηγήσουν σε ασφαλή και ακριβή πρόβλεψη σεισμών.

Θ΄.2 Μετρήσεις SR στον ελληνικό χώρο

Από τον Σεπτέμβριο 2016 λειτουργεί σταθμός μέτρησης SR μεταξύ των κωμοπόλεων Καλπάκι-Δολιανά βορείως των Ιωαννίνων. Ο σταθμός αυτός στην αρχή αποτελείτο από ένα πηνίο προσανατολισμένο κατά μήκος του γηϊνου μαγνητικού πεδίου ενώ από τον Σεπτέμβριο 2017 προστέθηκε και δεύτερο πηνίο κάθετα στο πρώτο δηλαδή κατά την διεύθυνση Ανατολή-Δύση. Λεπτομέρειες σχετικές με τα τεχνικά στοιχεία του σταθμού μπορεί να αναζητήσει κανείς στις δημοσιεύσεις Tatsis et.al.(2015, 2016), Votis et al. (2018). Οι μετρήσεις του σταθμού είναι οργανωμένες σε δεκάλεπτα αρχεία ένα παράδειγμα των οποίων παρουσιάζεται στο Σχ. Θ΄.1.

Στο χρονικό διάστημα Σεπτέμβριος 2016 έως Σεπτέμβριος 2017 στην περιοχή γύρω από την θέση του σταθμού σημειώθηκαν δώδεκα μεσαίου μεγέθους σεισμοί 4-5,5 Richter οι οποίοι αναφέρονται στον πίνακα Α. Χαρακτηριστικό γνώρισμα όλων αυτών των σεισμών ήταν η σημαντική αλλοίωση των χαρακτηριστικών του τυπικού φάσματος του Σχ. Θ΄.1, αρκετές ώρες πριν από την εκδήλωση του σεισμού. Η αλλοίωση αυτή που θα μπορούσε να χαρακτηριστεί ως προσεισμικό σήμα παρουσιάστηκε

Σχήμα Θ΄.2: *Χάρτης της περιοχής που σημειώθηκαν οι σεισμοί του πίνακα Α. Τα βασικά επίκεντρα σημειώνονται με κίτρινες πινέζες.*

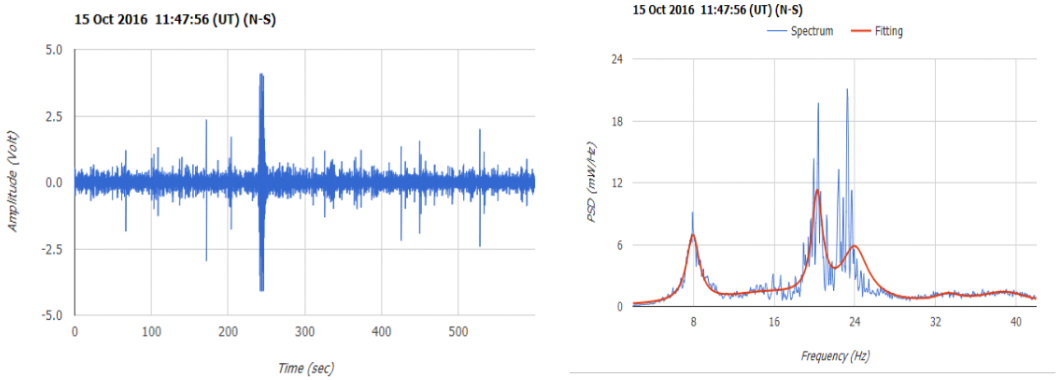
από 1-30 ώρες πριν από την εκδήλωση κάποιου από τους σεισμούς του πίνακα Α του Σχ. 1.4.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει ο σεισμός νο. 1 του πίνακα 1.1 που έγινε στις 15/10/2016, διότι έγινε σχεδόν κάτω από τον σταθμό μέτρησης καθόσον το επίκεντρο του απείχε μόλις 3,5 χιλιόμετρα από την διάταξη μέτρησης. Ο κύριος σεισμός έγινε στις 20:14:48 UT της 15/10/2016, όμως 8,5 ώρες ενωρίτερα, στις 11:47:56 UT καταγράφηκε το σήμα του σχήματος 2 το οποίο παρουσιάζει κάποια ιδιαίτερα χαρακτηριστικά. Καταρχήν στο δεκάλεπτο αρχείο μέτρησης (αριστερό πλαίσιο) παρουσιάζεται μία λεπτή λωρίδα καταγραφών στα 240 περίπου δευτερόλεπτα η οποία παρουσιάζει πολύ υψηλή τιμή τάσης σε σχέση με τις υπόλοιπες μετρήσεις του συγκεκριμένου δεκαλέπτου. Επιπλέον το φάσμα του συγκεκριμένου δεκαλέπτου έχει αλλοιωθεί σε σχέση με το τυπικό φάσμα του Σχ. Θ΄.1. Η βασική συχνότητα Schumann των 7,8 HZ παραμένει, υπάρχει όμως ένα εξαιρετικά ενισχυμένο τμήμα φάσματος μεταξύ 20-24HZ το οποίο δεν συναντάμε σε άλλες περιπτώσεις. Η ένταση (PSD) του φάσματος στην περιοχή αυτή είναι ιδιαίτερα έντονη διότι ενώ μία κανονική τιμή είναι 1,5-2 (Σχ. Θ΄.1) στην περίπτωση μας το PSD του φάσματος είναι περίπου 20-22.

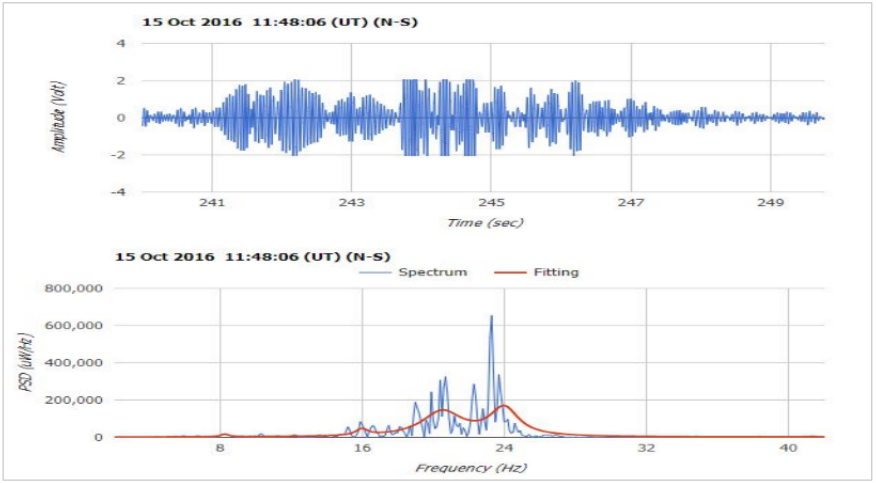
Για να εξακριβώσουμε αν η αλλοίωση του φάσματος του Σχ. Θ΄.3, δεξιά, οφείλεται στο ισχυρό σήμα που καταγράφεται στο αριστερό πλαίσιο του Σχ. Θ΄.3 , απομονώσαμε το ισχυρό αυτό σήμα και αναλύσαμε το φάσμα του . Στο Σχ. Θ΄.4 παρουσιάζεται το τμήμα των μετρήσεων του Σχ. Θ΄.3, μεταξύ 240 και 250 δευτερόλεπτων καθώς και το φάσμα του τμήματος αυτού. Από την ανάλυση αυτή φαίνεται ότι το τμήμα αυτό των μετρήσεων δίνει ακριβώς το ίδιο φάσμα με το σχήμα 3 , δηλαδή μία έντονη περιοχή συχνοτήτων στην περιοχή 20-25 HZ με πάρα πολύ υψηλές τιμές PSD

	Location	Coordinates	Date	UT	Distance from Obs. Site (Km)	Magnitude (Richter)
1	Kalpaki (GR)	39,79N/20,69E	15/10/2016	20:14:48	**3,5 !!!**	5,4 {5,5}
2	Kalpaki (GR)	39,76N/20,71E	16/10/2016	00:09:59	**3-4 !!!**	5.0
3	Kalpaki (GR)	39,78N/20,66E	16/10/2016	00:41:13,9	**3-4 !!!**	5.0
4	Kalpaki (GR)	39,69N/20,70E	16/10/2016	00:48:18	**3-4 !!!**	5.0
5	Corfu (GR)	39,94N/19,67E	29/10/2016	20:15:28,6	98	4,4 {4,1}
6	Kilkis (GR)	40,97N/22,76E	10/11/2016	12:12:42	218	4,8
7	Kilkis (GR)	40,98N/22,76E	16/11/2016	09:15:14,1	218	4,2
8	Kilkis (GR)	40,96N/22,76E	18/11/2016	23:22:49	218	4,9 {4,7}
9	LAKE OHRID (FYROM)	41,13N/20,89E	02/07/2017	09:39:08,5	161	4,2 {3,7}
10	LAKE OHRID (FYROM)	41,15N/20,96E	03/07/2017	11:18:20	161	5,0 {4,8}
11	LAKE OHRID (FYROM	41,15N/20,96E	07/07/2017	22:04:12,1	161	4,2
12	Karditsa (GR)	39,15N/21,53E	11/9/17	16:20:15,4	88	5,0 {4,9}

Πίνακας 1.4: Σεισμοί που συνέβησαν από τον Οκτώβριο 2016 έως το τέλος του 2017 γύρω από το σημείο μέτρησης κι μέχρι απόσταση 250 χιλιόμετρα.



Σχήμα Θ΄.3: *Χαρακτηριστικό σήμα που καταγράφηκε 8,5 ώρες πριν από την εκδήλωση του σεισμού νο.1 του πίνακα 1.1.*



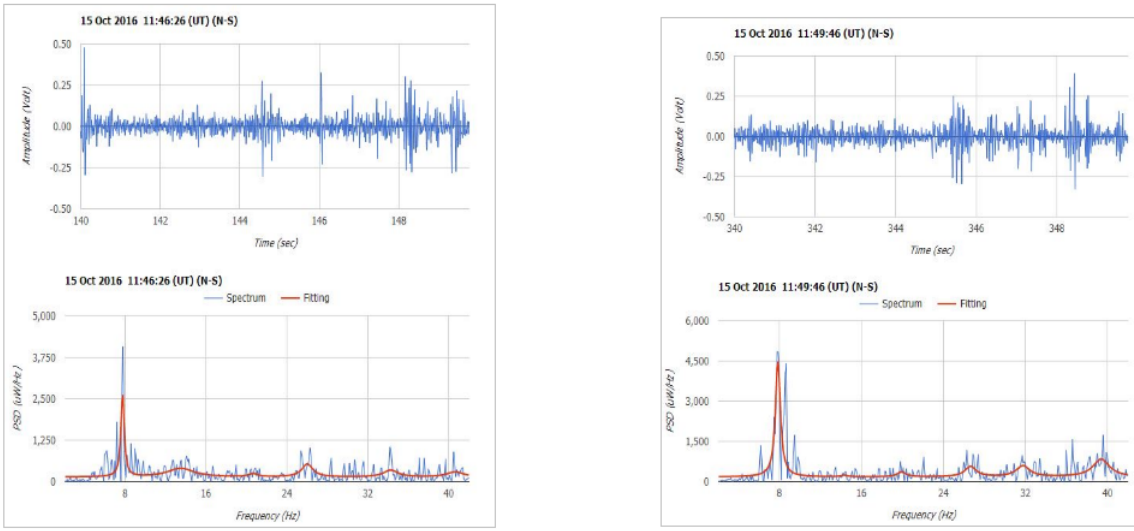
Σχήμα Θ΄.4: *Στιγμιότυπο από το Σχ. Θ΄.3 μεταξύ 240-250 δευτερόλεπτων (άνω πλαίσιο) και το σχετικό φάσμα της περιοχής αυτής (κάτω πλαίσιο).*

της τάξεως των 600 mW/HZ !!!!! όταν μία κανονική τιμή δεν ξεπερνά τα 2 mW/HZ.

Για να εξακριβώσουμε αν το χαρακτηριστικό αυτό φάσμα του Σχ. Θ΄.4, κάτω πλαίσιο, οφείλεται μόνο στο ιδιαίτερο σήμα του καταγράφεται στο Σχ. Θ΄.4 άνω πλαίσιο (240-250 δεύτερα) ή είναι κοινό χαρακτηριστικό όλου του δεκάλεπτου μέτρησης του Σχ. Θ΄.3, απομονώσαμε δύο τυχαία τμήματα του δεκάλεπτου αυτού τα οποία να μην περιέχουν το διάστημα 240-250 δευτερόλεπτα όπου εκδηλώνεται η υψηλή τάση. Στο Σχ. Θ΄.5 φαίνονται τα τμήματα 140-150 και 340-350 δευτερόλεπτα μαζί με τα αντίστοιχα φάσματα που δίνουν.

Είναι φανερό ότι και στις δύο αυτές περιπτώσεις του Σχ. Θ΄.5 εμφανίζεται στο φάσμα η βασική συχνότητα 8 HZ που είχε εξαφανιστεί στο σχήμα 4, ενώ αντίθετα εξαφανίζεται η περιοχή 20-25 HZ του Σχ. Θ΄.4.

Από τα παραπάνω είναι προφανές ότι το αλλοιωμένο φάσμα του σχήματος 3 έχει προέλθει από την επίδραση του ισχυρού σήματος τάσης που καταγράφεται στο



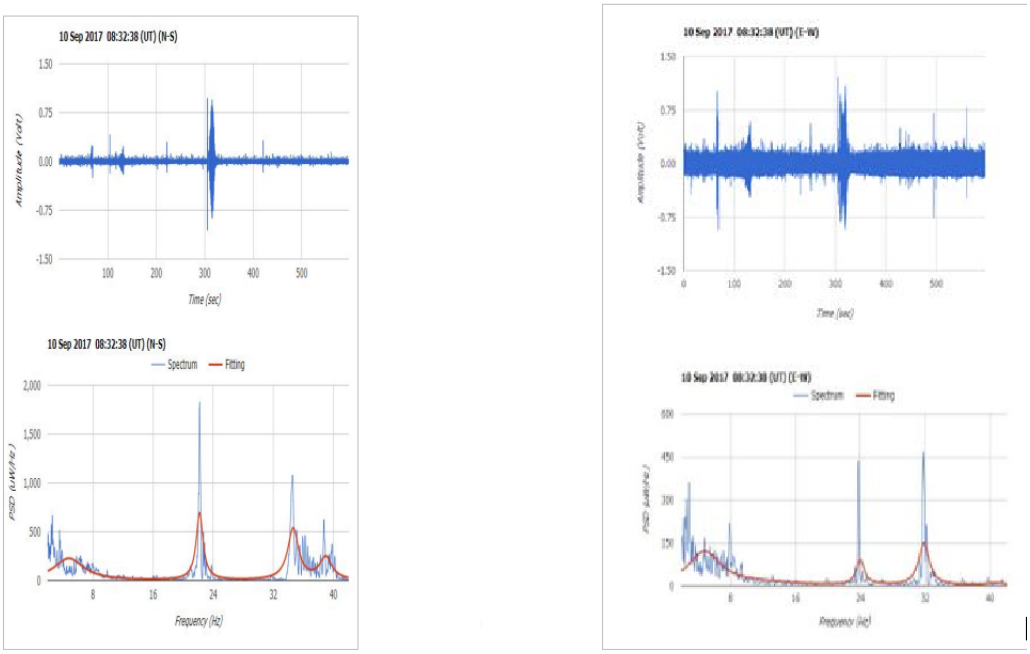
Σχήμα Θ΄.5: *Τμήματα του σχήματος 3 μεταξύ 140-150 (αριστερά άνω πλαίσιο) και 340-350 (δεξιά άνω πλαίσιο) δευτερολέπτων και των σχετικών φασμάτων που προκύπτουν από αυτά (κάτω πλαίσια).*

Σχ. Θ΄.3, αριστερό πλαίσιο, κάτι που υπενθυμίζουμε σημειώθηκε 8,5 ώρες πριν από την εκδήλωση ισχυρού σεισμού στην σημείου μέτρησης . Η περίπτωση του ισχυρού σήματος που παρουσιάζεται σε κάποιες μετρήσεις με αποτέλεσμα να αλλοιώνεται το αντίστοιχο φάσμα συναντάται με μικροδιαφορές πριν από την εκδήλωση όλων των σεισμών που καταγράφονται στον πίνακα Α του Σχ. Θ΄.2.

Στο επόμενο Σχ. Θ΄.6, παρουσιάζουμε την μοναδική περίπτωση μέχρι στιγμής, καταγραφής οιονεί προσεισμικού σήματος που έχει καταγραφεί σε δύο πηνία κάθετα μεταξύ τους . Το ένα κατά την διεύθυνση Βοράς-Νότος και το άλλο κατά την διεύθυνση Ανατολή-Δύση. Τα σήματα αυτά αφορούν τον σεισμό νο. 12 του πίνακα Α ο οποίος έγινε την 11/09/2017: 16:20:15,4: UT κοντά στην Καρδίτσα και είχε μέγεθος 5 Richter. Τα σήματα του Σχ. Θ΄.6 καταγράφηκαν περίπου 32 ώρες πριν από την εκδήλωση του παραπάνω κύριου σεισμού. Στο Σχ. Θ΄.6 είναι προφανές ότι το ισχυρό σήμα πηνίου και το αλλοιωμένο φάσμα που προκύπτει από αυτό παρουσιάζονται με μικροδιαφορές και στα δύο πηνία.

Θ΄.3 Συμπεράσματα-Προτάσεις

Η ομάδα σεισμών που παρουσιάζεται στον πίνακα Α αποτελεί ένα μεγάλο στατιστικό δείγμα ικανό να εξάγει κανείς πολύτιμα συμπεράσματα. Καταρχήν δώδεκα (12) σεισμοί με μέγεθος ίσο ή μεγαλύτερο από 4 Richter μέσα σε ένα χρόνο , δηλαδή ένας σεισμός τον μήνα, είναι πολύ μεγάλο δείγμα λόγω της σπανιότητος του φαινομένου. Επιπλέον οι σεισμοί αυτοί συνέβησαν σε απόσταση έως 250 χιλιόμετρα από την θέση μέτρησης σημάτων SR πράγμα που καθιστά το δείγμα ακόμη σημαντικότερο. Τέλος όλοι αυτοί οι σεισμοί έδωσαν προσεισμικά σήματα όπως αυτό των Σχ. Θ΄.3 και Θ΄.6 τα οποία καταγράφηκαν από 8 έως 34 ώρες πριν από κύριους σεισμούς και από 10 λεπτά έως 3 ώρες για τους μετασεισμούς. Οι παρατηρήσεις αυτές ισχυροποιούν σημαντικότατα την υπόθεση ότι τα σήματα αυτά θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν



Σχήμα Θ΄.6: *Σήματα που καταγράφηκαν 32 ώρες πριν από την εκδήλωση σεισμού 5 Richter στις 11/09/2017: 16:20:15,4: UT στην περιοχή Καρδίτσας.*

ως εκτιμητές επερχόμενου ισχυρού σεισμού. Σε πρώτη φάση θα μπορούσε να διατυπωθεί το παρακάτω συμπέρασμα το οποίο παράλληλα θα ήταν και μία χονδρική σεισμική πρόβλεψη:

Όταν καταγράφεται σήμα της μορφής του Σχ. Θ΄.3, αριστερό πλαίσιο το οποίο αλλοιώνει το φάσμα του με παρόμοιο τρόπο προς το σχήμα Σχ. Θ΄.3, δεξιό πλαίσιο, τότε θα πρέπει να αναμένεται σεισμική δόνηση η οποία θα έχει τα ακόλουθα χαρακτηριστικά:

1. Το μέγεθος του σεισμού θα είναι ίσο ή μεγαλύτερο των 4 Richter.

2. Ο σεισμός θα συμβεί μέσα στις επόμενες 35 ώρες.

3. Η θέση του σεισμού θα βρίσκεται μέσα σε έναν κύκλο ακτίνας 250 χιλιομέτρων γύρω από τον σταθμό μέτρησης.

Η χονδρική αυτή πρόβλεψη καλύπτει προσεγγιστικά όλα τα βασικά στοιχεία ενός σεισμού δηλαδή Μέγεθος, Θέση επικέντρου και Χρόνο εκδήλωσης σεισμού.

Είναι προφανές ότι η μέθοδος αυτή είναι τοπική, μπορεί δηλαδή να εφαρμοστεί μέσα σε μία περιοχή που εκτείνεται το πολύ 250-300 χιλιόμετρα γύρω από ένα σταθμό μέτρησης SR. Αυτό σημαίνει ότι η κάλυψη ενός μεγάλου σεισμογενούς χώρου θα απαιτούσε την εγκατάσταση ενός αριθμού σταθμών μέτρησης SR σε επίκαιρα σημεία του ελληνικού χώρου. Μία πρώτη εγκατάσταση κατά μήκος του ελληνικού σεισμικού τόξου που εκτείνεται κατά μήκος των Ιονίων νήσων περνάει νοτίως της Κρήτης και καταλήγει στην Ρόδο με απόσταση δηλαδή 1000 χιλιομέτρων περίπου θα μπορούσε να καλυφθεί με 3-4 σταθμούς μέτρησης. Επίσης οι σεισμογενείς ζώνες της βορείου Ελλάδος στην γραμμή Κέρκυρα-Γιάννενα-Κιλκίς-Δοϊράνη, μήκους 450

χιλιομέτρων θα απαιτούσε 2 σταθμούς. Η ζώνη της κεντρικής Ελλάδος στην γραμμή Ορχομενός-Λουτράκι –Αλκυονίδες μήκους μόνο 270 χιλιομέτρων καλύπτεται με 1 σταθμό ενώ η ζώνη ανατολικού Αιγαίου από Σαμοθράκη μέχρι Ρόδο μήκους 600 χιλιομέτρων θα απαιτούσε 3 σταθμούς . Συνολικά ο Ελληνικός χώρος θα μπορούσε να καλυφθεί με 10 σταθμούς το συνολικό κόστος κατασκευής και συντήρησης των οποίων με πρόχειρες εκτιμήσεις δεν θα ξεπερνούσε το ένα εκατομμύριο €. Παρακάτω αναπτύσσουμε ένα σενάριο πρόβλεψης επερχόμενων σεισμών με βάση τα παραπάνω συμπεράσματα.

Σενάριο Πρόβλεψης Σεισμικής Δραστηριότητας.

Με βάση τα παραπάνω συμπεράσματα θα μπορούσε να διατυπωθεί το παρακάτω περιληπτικό σενάριο εμπειρικής πρόβλεψης σεισμών:

1. Οι καταγραφές όλων των σταθμών μεταφέρονται τηλεμετρικά σε πραγματικό χρόνο (real time) σε ένα κεντρικό server και αποθηκεύονται για κάθε σταθμό ξεχωριστά.

2. Ακολουθεί επεξεργασία των καταγραφών κάθε σταθμού ξεχωριστά με βάση στατιστικές μεθόδους ταξινόμησης (classification). Στις μεθόδους αυτές τα δεδομένα χωρίζονται σε δύο ίσα δείγματα όπου στο πρώτο δείγμα γίνεται στατιστική εκτίμηση των μέχρι στιγμής υπαρχόντων συμβάντων (σεισμών) που έχουν γίνει στην περιοχή του σταθμού ενώ το δεύτερο δείγμα χρησιμοποιείται από το εκπαιδευμένο μοντέλο ταξινόμησης για εκτίμηση πιθανότητας εκδήλωσης σεισμού μέσα στο επόμενο εικοσιτετράωρο. Αυτή η διαδικασία συνιστά την επικύρωση (validation) του μοντέλου ταξινόμησης.

3. Στη φάση λειτουργίας του συστήματος πρόβλεψης, το επικυρωμένο μοντέλο πρόβλεψης με χρήσης ταξινόμησης, χρησιμοποιείται για να εκδοθεί πιθανότητα συμβάντος σεισμού για το επόμενο εικοσιτετράωρο, για τα νέα δεδομένα που έρχονται σε πραγματικό χρόνο από τα όργανα μέτρησης τηλεμετρικά. Με το παραπάνω σενάριο είναι δυνατόν όλες οι σεισμογενείς περιοχές να τεθούν υπό άμεση επίβλεψη ενώ παράλληλα να εκδίδεται καθημερινά δελτίο πρόβλεψης σεισμού ανά περιοχή το οποίο με την πάροδο του χρόνου, λόγω της ανά τακτά διαστήματα επανεκτίμησης του στατιστικού μοντέλου ταξινόμησης, θα γίνεται ακριβέστερο.

Αναφορές

1. Hayakawa M., Ohta K., Nickolaenko A. P. and Ando Y., 2005, Ann. Geoph. 23, 1335-1346.

2. Hayakawa M. and Molchanov O. A., 2007, U.R.S.I. Rad. Sci. Bullet. 320, 8-17.

3. Hayakawa M., Nickolaenko A. P., Sekiguchi M., Yamashita K., Ida Y. and Yano M., 2008, Nat. Hazards, Earth System Sci. 8, 1309-1316.

4. Nickolaenko A. and Hayakawa M., 2002, Resonance in the Earth-ionosphere Cavity, Kluwer Academic Publishers, p. 381.

5. Ohta K., Isutsu J. and Hayakawa M., 2009, Phys. Che. Earth 34, (6-7), 441-448.

6. Tatsis G., Votis G., Christofilakis V., Kostarakis P., Tritakis V. and Repapis C., 2015, J. Atm. Solar-Terres. Phys. 135, 152-160.

7. Tatsis G., Votis C., Christofilakis V., Kostarakis P., Tritakis V., Repapis C. and Kalavrezos P., 2016, J. of Engin. Sci. and Tech. Rev. 9, 61-64.

8. Votis C. , Tatsis G. , Christofilakis V., Chronopoulos S., Kostarakis P., Tritakis V,. and Repapis C., 2018, EURASIP J. Wireless Commun. and Networking, https://doi.org/10.1186/s13638-018-1157-7.

Ι΄ Χαρακτηριστικοί χρόνοι επανόδου (κατά Poincaré) για μονοδιάστατες και δισδιάστατες απεικονίσεις

Κωνσταντίνος Καραμάνος

Περίληψη

Στις αρχές του 20ου αιώνα, το θεώρημα της "Αιωνίας Επανόδου" του H. Poincaré, επηρέασε βαθειά τα θεμέλια της Μηχανικής και της Στατιστικής Μηχανικής. Γενικά η μελέτη των χρόνων επανόδου (κατά Poincaré) βοηθεί στην κατανόηση του χάους σε συστήματα στα οποία συνυπάρχουν το χάος και η οργάνωση. Εστιάζουμε στη μεταβολή των μέσων χρόνων επανόδου σε συνάρτηση με το μέγεθος της αρχικής κυψελίδας ε (στην οποία θα επανέλθει η τροχιά μετά από χρόνο $\langle t_r \rangle$) σε δύο πολύ γνωστά παραδείγματα απεικονίσεων, τη Λογιστική Απεικόνιση (μονοδιάστατη), και την Κανονική Απεικόνιση (δισδιάστατη). Ακριβέστερα, για τις χαοτικές περιοχές της Λογιστικής Απεικόνισης βρίσκουμε αριθμητικά ότι $\langle t_r \rangle \sim (1/\varepsilon)$, και για τις χαοτικές περιοχές της Κανονικής Απεικόνισης $\langle t_r \rangle \sim (1/\varepsilon^2)$.

Ι΄.1 Εισαγωγή

Το θεώρημα της "Αιωνίας Επανόδου" δηλώνει ότι σε ένα χαοτικό δυναμικό σύστημα, η τροχιά με αρχική συνθήκη μέσα σε μία κυψελίδα μεγέθους ε, μετά από έναν αρκετά μεγάλο (αλλά πεπερασμένο) χρόνο θα επανέλθει στην αρχική κυψελίδα (Poincaré 1892, Kac 1959, Afraimovich et al. 2006). Όταν το μέγεθος (ουσιαστικά η διάμετρος) της κυψελίδας γίνει πολύ μικρό, οι χρόνοι επανόδου γίνονται κυριολεκτικά αστρονομικοί και σε κάποιες περιπτώσεις πολύ μεγαλύτεροι από την ηλικία του Σύμπαντος, οπότε ούτε η πρώτη επάνοδος θα παρατηρηθεί.

Η έννοια της "εργοδικότητας" δηλώνει ότι η τροχιά ενός μη-γραμμικού δυναμικού συστήματος, ξεκινώντας σχεδόν από οποιαδήποτε αρχική συνθήκη επισκέπτεται πυκνά όλα τα σημεία του φασικού χώρου, περνώντας δηλαδή οσοδήποτε κοντά από κάθε σημείο. Αυτή είναι η λεγόμενη "τυπική συμπεριφορά." Ο L. Boltzmann (Boltzmann 1897) έδωσε το πολύ περιγραφικό όνομα εργοδικότητα για αυτή τη συμπεριφορά από τις ελληνικές λέξεις "έργον και οδός" καθώς το σύστημα "παράγει έργο" στην προσπάθειά του να καλύψει στην "οδό του" πρακτικά όλο τον φασικό χώρο. Το πρώτο παράδειγμα εργοδικής καμπύλης δόθηκε από τον Ιταλό μαθηματικό G. Peano, λίγα χρόνια αργότερα. Υπογραμμίζουμε εδώ ότι όταν το σύστημα είναι μικτό, δηλαδή συνυπάρχουν χάος και οργάνωση, υπάρχουν αρχικές συνθήκες πλησίον ευσταθών περιοδικών τροχιών οι οποίες δεν ακολουθούν αυτή τη συμπεριφορά.

Η εισβολή των σύγχρονων ψηφιακών ηλεκτρονικών υπολογιστών αύξησε πάρα πολύ την ταχύτητα και την ακρίβεια των υπολογισμών και διαφοροποίησε ακόμα και την ουσία των ερωτημάτων που μπορούν να απαντηθούν σχετικά με τα δυναμικά συστήματα. Πολύ πρόσφατα, άλλα τεχνολογικής φύσεως εργαλεία, παρεχόμενα ουσιαστικά από τη λεγόμενη "τεχνολογία της πληροφορίας" (Information Technology), έδωσαν γένεση σε ένα νέο σύγχρονο ρεύμα της Μαθηματικής Επιστήμης, τα επονομαζόμενα και "Πειραματικά Μαθηματικά" (Experimental Mathematics) (Borwein

and Bailey 2004).

Μεγάλη πρόοδος έχει σημειωθεί τις τελευταίες δεκαετίες από σημαντικές πρωτότυπες σπουδές πρότυπων απεικονίσεων ("toy models") σε μία και δύο - διαστάσεις, όπως θα δούμε στη συνέχεια (Nicolis 1995, Contopoulos 2002, Buric et al. 2003, Contopoulos and Harsoula 2010, Anishchenko et al. 2011, Mistakidis et al. 2011, Mistakidis et al. 2012, Karamanos et al. 2012, Harsoula et al. 2018). Η ιδέα είναι ακριβώς ότι αν κατανοηθούν καλύτερα κάποια απλά πρότυπα, μπορεί κάποιος να ελπίζει ότι θα αναπτύξει εννοιολογικά εργαλεία και ίσως και λογισμικό, τα οποία στο μέλλον θα βοηθήσουν πολύ περισσότερο σε πρακτικές εφαρμογές.

Σημειώνουμε ότι η κατανόηση, αλλά και οι στατιστικές κατανομές των χαρακτηριστικών χρόνων επανόδου, παρέχουν πολύτιμη πληροφορία για τη φύση των διεργασιών που λαμβάνουν χώρα σε δυναμικά συστήματα, σε μια πλειάδα περιπτώσεων που εκτείνονται σε ένα πολύ ευρύ φάσμα θεματολογιών που ουσιαστικά περιλαμβάνουν και "αγκαλιάζουν" όλη την επιστήμη. Ενδεικτικά αναφέρουμε τη Θεωρία Αριθμών, τη μαθηματική θεμελίωση της Στατιστικής Μηχανικής και της Επιστήμης της Πολυπλοκότητας στη θερμοδυναμική Ισορροπία, τη Δυναμική Μετεωρολογία και τις Καιρικές Προγνώσεις βραχείας εμβέλειας, την Ουράνια Μηχανική, τη Σεισμολογία και τις Μελέτες των Υποψήφιων Προθραυστικών Ηλεκτρομαγνητικών Εκπομπών από τα έγκατα της Γης, το Αιτιοκρατικό Χάος, τη Μη-γραμμική Οπτική και τα Λέιζερς, την (Κλασική) Ρευστομηχανική και την Κλασική Φυσικοχημεία. Για μια κάπως πρώιμη σύνοψη της σχετικής βιβλιογραφίας των εφαρμογών, παραπέμπουμε στα άρθρα (Mistakidis et al. 2011, Karamanos et al. 2012).

Ι΄.2 Οι χρόνοι επανόδου Poincaré σε μονοδιάστατες απεικονίσεις. Εστίαση στο πρότυπο της Λογιστικής Απεικόνισης.

Ας προχωρήσουμε μέσα από παραδείγματα. Η ελάχιστη μη-γραμμικότητα που μπορεί κανείς να εισαγάγει, είναι η τετραγωνική (2ου βαθμού) μη-γραμμικότητα, η οποία δίνει γένεση στη λογιστική απεικόνιση, που είναι μία επαναληπτική ακολουθία:

$$X(n+1) = rX(n)(1 - X(n)), \tag{1.56}$$

με $0 < X(n) < 1$. Δηλαδή ο φασικός χώρος είναι το μοναδιαίο διάστημα $I = [0, 1]$. Η παράμετρος r ονομάζεται "παράμετρος ελέγχου", διότι καθώς μεταβάλλεται, παρατηρούμε διαφορετικές συμπεριφορές των τροχιών. Θα ασχοληθούμε μόνον με την περιοχή $3 < r < 4$. Εδώ είμαστε σε διακριτό χρόνο, δηλαδή το ρόλο του χρόνου παίζει ο αριθμός των επαναλήψεων n. Η επαναληπτική διαδικασία, δίνει ακριβώς λαβή στη γένεση μιας πολύπλοκης συμπεριφοράς, έστω και για αυτή την πολύ απλή μη-γραμμικότητα.

Ξεκινώντας από μία αρχική συνθήκη X_0, που βρίσκεται στο εσωτερικό μιας δεδομένης κυψελίδας του φασικού χώρου διάστασης $\varepsilon : [X_0 - \varepsilon, X_0 + \varepsilon]$ (όπου το ε δεν είναι κατ'ανάγκην μικρό) και επαναλαμβάνοντας την απεικόνιση της Εξ. (1.56) διατηρώντας σταθερή την τιμή της παραμέτρου ελέγχου r, ο πρώτος χρόνος επανόδου (κατά Poincaré) ορίζεται ως ο αριθμός των επαναλήψεων t_1 που χρειάζεται για να επανέλθει η τροχιά για πρώτη φορά στο εσωτερικό της κυψελίδας. Συνεχίζοντας την επαναληπτική διαδικασία λαμβάνουμε έναν δεύτερο χρόνο επανόδου t_2 , μετά έναν τρίτο χρόνο επανόδου t_3 , κοκ. Κατά τον τρόπο αυτό, σχηματίζουμε μιά ακολουθία

χρόνων επανόδου $t_1, t_2, t_3, \ldots$. Ο μέσος χρόνος επανόδου $\langle t_r \rangle$ ορίζεται στο "στατιστικό όριο", ως η μέση τιμή όλων αυτών των χρόνων επανόδου. Για παράδειγμα, ο μέσος χρόνος επανόδου μετά τις πρώτες 200.000 επανόδους είναι:

$$\langle t_r \rangle = \frac{t_1 + t_2 + t_3 + \cdots + t_{200.000}}{200.000} \tag{1.57}$$

Μία ενδελεχής μελέτη των χρόνων επανόδου για την λογιστική απεικόνιση, παρουσιάστηκε σε μια μακρά σειρά εργασιών (Mistakidis et al. 2011, Mistakidis et al. 2012, Karamanos et al. 2012). Εισάγουμε λοιπόν αμέσως μία εκδοχή για αριθμητικά πειράματα του "παρατηρούμενου" (στον υπολογιστή) μέσου χρόνου επανόδου. Σημειώνουμε ότι στην περίπτωσή μας, είναι αναμενόμενο ότι οι χρόνοι επανόδου θα εξαρτώνται από την αρχική συνθήκη X_0, από την τιμή της παραμέτρου ελέγχου r, και από το μέγεθος της κυψελίδας του φασικού χώρου που παρακολουθούμε. Στην πράξη υπάρχουν επιπλέον περιορισμοί από την μνήμη του υπολογιστή, τον αριθμό των επαναλήψεων n και την ακρίβεια των αριθμητικών πράξεων.

Δίνουμε τώρα ένα συγκεκριμένο παράδειγμα: για την αρχική συνθήκη $X_0 = 0.3$ της κυψελίδας $[0.2, 0.4]$ και όταν $r = 3.95$, βρίσκουμε αριθμητικά $t_1 = 4$ και για την αρχική συνθήκη $X_0 = 0.7$ της κυψελίδας $[0.6, 0.8]$ όταν $r = 3.95$, βρίσκουμε αριθμητικά $t_1 = 15$, για την απεικόνιση της Εξ. (1.56).

Θα εστιάσουμε στη συνέχεια της εργασίας την προσοχή μας στη μεταβολή των μέσων χρόνων επανόδου $\langle t_r \rangle$, σε συνάρτηση με το μέγεθος της κυψελίδας ε.

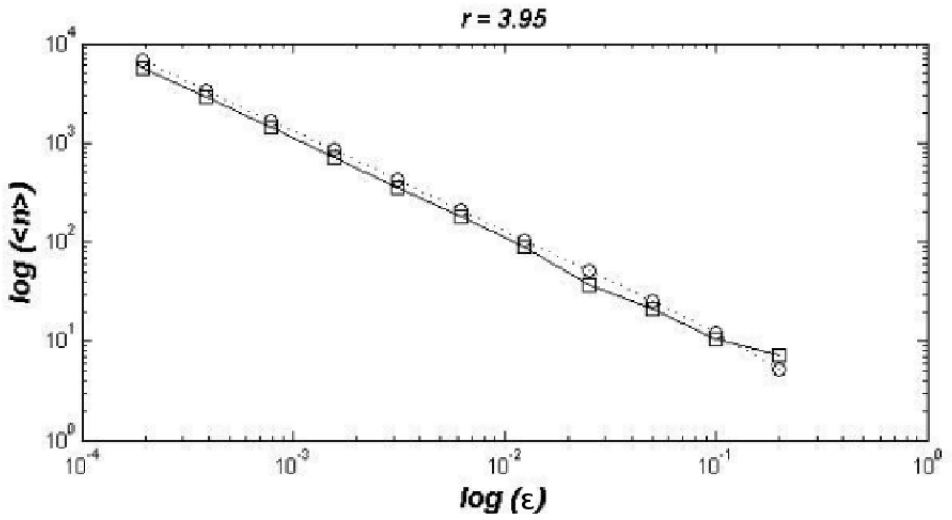
Επιλέγουμε ως σημεία εκκινήσεως τα σημεία $X_0 = 0.3$ και $X_0 = 0.7$. Γιά αυτές τις δύο διαφορετικές αρχικές συνθήκες, εξετάζουμε τους χρόνους επανόδου για δύο οικογένειες κυψελίδων του φασικού χώρου. Πιο συγκεκριμένα, κάθε οικογένεια αποτελείται από 11 κυψελίδες των οποίων τα μήκη διαιρούνται διαδοχικά κατά έναν παράγοντα 2 (υποδιπλασιάζονται). Θεωρούμε αρχικά την κυψελίδα $[0.2, 0.4]$ της οποίας το μέγεθος ε είναι 0.2 με $X_0 = 0.3$ και υποδιπλασιάζοντας φθάνουμε τελικά στην 11η κυψελίδα. Αντίστοιχα, κατασκευάζουμε τη δεύτερη οικογένεια κυψελίδων, χρησιμοποιώντας αρχικά την κυψελίδα $[0.6, 0.8]$ και την αρχική συνθήκη $X_0 = 0.7$. Επαναλαμβάνουμε τους υπολογισμούς κάθε φορά για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου ελέγχου, ειδικότερα για τις τιμές $r = 3.70$ (ασθενές χάος), $r = 3.8282$ (διαλειπτικό χάος), $r = 3.95$ (ανεπτυγμένο χάος) (Σχ. Γ.1) $r = 4.0$ (πλήρως ανεπτυγμένο χάος).

Σε κάθε περίπτωση υπάρχει θέμα αριθμητικής ακρίβειας των αποτελεσμάτων (ζήτημα δηλαδή "καλής στατιστικής" ή αλλιώς "σύγκλισης"). Προκειμένου να επιβεβαιώσουμε τα αποτελέσματά μας και να βελτιώσουμε τη στατιστική μας, επαναλαμβάνουμε τους υπολογισμούς για τις πρώτες 7 κυψελίδες και για τους πρώτους 500.000 χρόνους επανόδου. Τα αποτελέσματα επιβεβαιώνονται με ακρίβεια ενός σημαντικού ψηφίου. Το γεγονός αυτό ενισχύει και τη μέθοδο και τα αποτελέσματα.

Παρατηρούμε λοιπόν μετά από αρκετά αριθμητικά πειράματα ότι ισχύει μια αναλυτική εμπειρική σχέση που συνδέει τον μέσο χρόνο επανόδου $\langle t_r \rangle$, με τη διάμετρο της κυψελίδας ε, για όλες τις προαναφερθείσες τιμές της παραμέτρου ελέγχου r, (δηλαδή για όλα τα r που εξετάστηκαν αριθμητικά και που όλα αντιστοιχούν σε χαοτικές περιοχές και σε χαοτικές τροχιές):

$$\langle t_r \rangle \sim 1/\varepsilon \tag{1.58}$$

Παρατηρούμε ότι όταν $\varepsilon \to 0$, ο μέσος χρόνος επανόδου όντως αποκλίνει (τείνει δηλαδή στο άπειρο), γεγονός που αντανακλά και την αρχική σύλληψη του H. Poincaré



Σχήμα Γ.1: *Απεικόνιση σε διπλή λογαριθμική κλίμακα του μέσου χρόνου επανόδου* $\langle t_r \rangle$ *σε συνάρτηση με το μέγεθος της κυψελίδας* ε*, για την τιμή* $r = 3.95$ *της Λογιστικής Απεικόνισης (περιοχή ανεπτυγμένου χάους). Το κέντρο των κυψελίδων είναι* $X_0 = 0.7$ *για την συνεχή γραμμή και* $X_0 = 0.3$ *για την εστιγμένη γραμμή. Παρατηρούμε ότι όταν* $\varepsilon < 0.025$*, η κλίση και των δύο καμπυλών συμπίπτει και είναι ίση με 1. Σχήμα από την εργασία (Mistakidis et al. 2011). Εδώ* $\langle n \rangle = \langle t_r \rangle$ *και* $d = \varepsilon$*.*

(Mistakidis et al. 2011, Karamanos et al. 2012). Ανάλογα αποτελέσματα εμφανίζονται στην περίπτωση μιας άλλης μονοδιάστατης χαοτικής απεικόνισης με πρόσθεση ”θορύβου”, στην εργασία Anishchenko et al. 2011.

Συνδέεται άραγε αυτό με την “εργοδική υπόθεση,” έστω και απλουστευμένα;

Αυτό που γνωρίζουμε από τη γενική θεωρία των δυναμικών συστημάτων, είναι ότι η Λογιστική Απεικόνιση είναι εργοδική επάνω στον ελκυστή της. Η “εργοδική υπόθεση,” στην περίπτωσή μας σημαίνει ότι ξεκινώντας από σχεδόν - οποιοδήποτε αρχικό σημείο X_0 του φασικού χώρου (με εξαίρεση ένα υποσύνολο μηδενικού μέτρου με πτωχές εργοδικές ιδιότητες), το σύστημα φθάνει τελικά (συγκλίνει) και αυτοπεριορίζεται στον ελκυστή του. Προεκτείνοντας λίγο τη σκέψη μας, τα αριθμητικά μας πειράματα στον υπολογιστή, δείχνουν ακριβώς ότι ξεκινώντας από αυθαίρετα εκλεγμένα αρχικά σημεία που ανήκουν στο σύνολο με τις “καλές” εργοδικές ιδιότητες, θα βρούμε τους ίδιους μέσους χρόνους επανόδου αν και ακολουθούμε διαφορετικές πολύ μακρές τροχιές. Αυτό ακριβώς σημαίνει ότι η μέση τιμή οποιουδήποτε παρατηρήσιμου στατιστικού μεγέθους ως προς το χρόνο, όπως υπολογίζεται από διάφορετικές μακρές τροχιές, είναι τελικά η ίδια, μία και μοναδική κάθε φορά, για όλες πρακτικά τις τροχιές.

Αυτή είναι μιά πανυγηρική επιβεβαίωση της “εργοδικής υπόθεσης”, μέσα από ένα απλό, χειροπιαστό και ελπίζουμε κατανοητό, παράδειγμα, όπως η Λογιστική Απεικόνιση, το οποίο έχει και σοβαρή παιδαγωγική αξία (Mistakidis et al. 2011, Mistakidis et al. 2012, Karamanos et al. 2012).

Να σημειώσουμε επίσης, ότι οι υπολογισμοί που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο αυτό, δεν απαιτούν αξιοσημείωτη υπολογιστική ισχύ και είναι πλέον υπολογισμοί γραφείου. Στο επόμενο κεφάλαιο, θα εξετάσουμε κάτι πιο προκεχωρημένο και πιο δύσκολο υπολογιστικά, σε μία δισδιάστατη απεικόνιση.

Ι΄.3 Οι χρόνοι επανόδου Poincaré σε δισδιάστατες απεικονίσεις. Εστίαση στο πρότυπο της Κανονικής Απεικόνισης.

Ένα τυπικό παράδειγμα δισδιάστατης απεικόνισης που ερευνήθηκε εντατικά και εκτεταμένα τις τελευταίες δεκαετίες, τόσο θεωρητικά όσο και υπολογιστικά είναι η λεγόμενη "Κανονική Απεικόνιση" ή "Απεικόνιση Chirikov" (Chirikov 1969):

$$\left.\begin{aligned} x(n+1) &= x(n) + y(n+1) \\ y(n+1) &= y(n) + \frac{K}{2\pi}\sin(2\pi x(n)) \end{aligned}\right\} \quad (mod\,1) \tag{1.59}$$

Η έννοια του μέσου χρόνου επανόδου $\langle t_r \rangle$ για τη δισδιάστατη περίπτωση, ορίζεται σε πλήρη αναλογία με τη μονοδιάστατη περίπτωση, μόνο που τώρα είναι πιο δύσκολη υπολογιστικά. Θα εστιάσουμε στη συνέχεια την προσοχή μας στην επίδραση της μεταβολής των μέσων χρόνων επανόδου $\langle t_r \rangle$ σε συνάρτηση με το μέγεθος της κυψελίδας ε, όπου εδώ είναι επιφάνεια 2-διαστάσεων (ένα τετραγωνίδιο) (Harsoula et al. 2018). Η μελέτη γίνεται με την ελπίδα ασφαλώς να αντλήσει κανείς εμπειρία και έμπνευση από τις αντίστοιχες μελέτες που πραγματοποιήθηκαν σε μονοδιάστατες περιπτώσεις και να διατυπώσει αναλυτικές σχέσεις, έστω και εμπειρικά.

Είναι γνωστό ότι υπάρχει μια κρίσιμη τιμή της παραμέτρου μη-γραμμικότητας $K_c = 0.9716\ldots$, πριν από την οποία οι χαοτικές ζώνες δεν επικοινωνούν μεταξύ τους, και μετά από την οποία επικοινωνούν (Contopoulos 2002, Contopoulos and Harsoula 2005). Η ύπαρξη και ο ακριβής προσδιορισμός της κρίσιμης τιμής K_c, υπήρξε το αντικείμενο πολύ σημαντικών εργασιών κατά το παρελθόν.

Τα αριθμητικά πειράματα δείχνουν ότι όταν $K < K_c$, για δεδομένη τιμή της παραμέτρου μη-γραμμικότητας K (για παράδειγμα $K = 0.8$ ή $K = 0.95$), ισχύει μια αναλυτική εμπειρική σχέση που συνδέει τον μέσο χρόνο επανόδου $\langle t_r \rangle$, με το κανονικοποιημένο εμβαδόν της κάθε χαοτικής ζώνης A, και το μέγεθος της κυψελίδας ε που βρίσκεται στο εσωτερικό μίας χαοτικής περιοχής (ζώνης):

$$\langle t_r \rangle = A(1/\varepsilon^2) \tag{1.60}$$

Τώρα, όταν $K > K_c$ όλη η χαοτική περιοχή ενοποιείται και επικοινωνεί, και για μια κυψελίδα μεγέθους ε, που βρίσκεται στη χαοτική περιοχή ισχύει μια αναλυτική εμπειρική σχέση που συνδέει τον μέσο χρόνο επανόδου $\langle t_r \rangle$, με το εμβαδό της χαοτικής ζώνης , και το μήκος της κυψελίδας ε, για όλες τις τιμές της παραμέτρου μη-γραμμικότητας K, (δηλαδή για όλα τα K που εξετάστηκαν αριθμητικά):

$$\langle t_r \rangle(K) = A(K) \cdot (1/\varepsilon^2) \tag{1.61}$$

Παρατηρούμε ότι όταν $\varepsilon \to 0$, ο μέσος χρόνος επανόδου όντως αποκλίνει (τείνει δηλαδή στο άπειρο), όπως και στην Λογιστική απεικόνιση, αλλά με διαφορετικό εκθέτη βάθμισης 2 αντί για 1.

Σημειώνουμε ότι η θεωρητική πρόβλεψη που δίνεται στη βιβλιογραφία είναι:

$$\langle t_r \rangle \sim (1/\varepsilon^{d_w}) \tag{1.62}$$

όπου d_w είναι η μορφοκλασματική διάσταση του συνόλου μέσα στο οποίο λαμβάνει χώρα η κίνηση (Afraimovich et al. 2006). Η τιμή αυτή συγκλίνει στη μορφοκλασματική διάσταση d_w καθώς το $\varepsilon \to 0$. Όντως, για μονοδιάστατες απεικονίσεις η κλίση στις χαοτικές περιοχές είναι $d_w = 1$ (Σχ. Ι΄.1) και για δισδιάστατες απεικονίσεις είναι $d_w = 2$, και βρίσκεται σε πλήρη συμφωνία με τα αριθμητικά πειράματά μας.

Ι΄.4 Σύνοψη των αποτελεσμάτων

Εστιάζοντας στην επίδραση της μεταβολής των μέσων χρόνων επανόδου σε συνάρτηση με το μέγεθος της κυψελίδας σε δύο πολύ γνωστά παραδειγματα απεικονίσεων, τη Λογιστική Απεικόνιση (μονοδιάστατη), και την Κανονική Απεικόνιση (δισδιάστατη), φθάσαμε μετά από αριθμητικά πειράματα σε δύο εμπειρικές σχέσεις, δηλαδή ''νόμους βάθμισης'' (scaling laws). Ακριβέστερα, για τις χαοτικές περιοχής της Λογιστικής Απεικόνισης βρίσκουμε αριθμητικά ότι $\langle t_r \rangle \sim (1/\varepsilon)$, και για τις χαοτικές περιοχές της Κανονικής Απεικόνισης πως $\langle t_r \rangle \sim (1/\varepsilon^2)$, αντίστοιχα. Η κατανόηση των εξισώσεων αυτών γίνεται μέσα από τη θεωρητική σχέση $\langle t_r \rangle \sim (1/\varepsilon^{d_w})$, όπου d_w είναι η μορφοκλασματική διάσταση του συνόλου μέσα στο οποίο λαμβάνει χώρα η κίνηση.

Η επιτυχία αυτού του εννοιολογικού προγράμματος, έστω και σε αυτό το απλουστευμένο πλαίσιο, είναι πραγματικά ένα εντυπωσιακό γεγονός. Η επέκταση των παρόντων αποτελεσμάτων σε άλλες απεικονίσεις και σε εφαρμογές, αναμένεται να επιχειρηθεί στο μέλλον.

Αναφορές

1. Afraimovich V., Ugalde E. and Urias J., 2006, Fractal Dimensions for Poincaré Recurrences, Elsevier.
2. Anishchenko V., Khairulin M., Strelkova G. and Kurths J., 2011, Eur. Phys. J. B 82, 219.
3. Bailey D. and Borwein J., 2009, Wires Comp. Statistics 1, 12-24.
4. Boltzmann L., 1897, Lectures on Gas Theory, University of California Press.
5. Borwein J. and Bailey D., 2004, Mathematics by Experiment: Plausible Reasoning in the 21st Century, A.K. Peters.
6. Buric N., Rampioni A., Turchetti G. and Vaienti S., 2003, J. Phys. A 36, L209-L215.
7. Chirikov B.V., 1969, Preprint N 267, Institute of Nucl. Phys., Novosibirsk.
8. Contopoulos G., 2002, Order and Chaos in Dynamical Astronomy, Springer.
9. Contopoulos G. and Harsoula M., 2005, Int. J. Bif. Chaos 15, 2865.
10. Harsoula M., Karamanos K. and Contopoulos G., 2018, Submitted.
11. Kac M., 1959, Probability and Related Topics in Physical Sciences, Interscience.
12. Karamanos K., Mistakidis I. and Mistakidis S., 2012, Kybernetes 41(5/6), 794-803.
13. Mistakidis I., Mistakidis S. and Karamanos K., 2011, Int. J. Infor. Eng. 1(1), 7-19.
14. Mistakidis I., Karamanos K. and Mistakidis S., 2012, Int. J. Infor. Eng. 2(3), 97-104.

15. Nicolis G., 1995, Introduction to Nonlinear Science, Cambridge.

16. Poincaré H., 1892, Les methodes nouvelles de la mecanique celeste, Gauthier-Villars et Fils.

ΙΑ΄ Δημοσιεύσεις του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών για το 2017

Κατά το έτος 2017 δημοσιεύθηκαν ή έγιναν δεκτές προς δημοσίευση 61 εργασίες, εκ των οποίων 39 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 2017» (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 ήταν τα ακόλουθα:

- Γ. Κοντόπουλος, Χ. Ευθυμιόπουλος & Α. Τζέμος: "Πως εισάγεται το Χάος στην Κβαντομηχανική"
- Π. Πάτσης & Λ. Τσιγαρίδη: "Μοντέλα αργά περιστρεφόμενων ραβδωτών - σπειροειδών γαλαξιών"
- Χ. Ευθυμιόπουλος: "Προσομοιώνοντας το περιβάλλον των γαλαξιακών δίσκων"
- Ι. Κοντόπουλος: "Μαγνητικοί Άνεμοι γύρω από Μελανές Οπές στο Διάστημα"
- Σ. Βασιλάκος: "Περί του ρυθμού διαστολής του Σύμπαντος"
- Κ. Π. Γοντικάκης: "Σκέδαση ακτινοβολίας στις φασματικές γραμμές εκπομπής του υπεριώδους που εκπέμπονται από την μεταβατική ζώνη χρωμόσφαιρας-στέμματος"
- Μ. Γεωργούλης & Σ. Πατσουράκος: "Γένεση και διάδοση των ηλιακών εκρήξεων στην ηλιόσφαιρα: τι συνάγουμε για τις αστρικές εκρήξεις και την επίδρασή τους σε εξωπλανήτες;"
- Μ. Χαρσούλα: "Χαοτικές σπείρες σε ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες"
- Β. Τριτάκης: "Ατμοσφαιρικός Ηλεκτρισμός, Αντηχήσεις Schumann και σχετικές μετρήσεις στον Ελληνικό χώρο"
- Ι. Κοντογιάννης: "Δείκτες πρόγνωσης των ηλιακών εκλάμψεων: παραμετροποιώντας την εκρηκτικότητα των κέντρων δράσης"

Επίσης εκδόθηκε το περιοδικό "Ίππαρχος" της Ελληνικής Αστρονομικής Εταιρίας (Hippachos, Volume 2, 2017), την έκδοση του οποίου επιμελήθηκε ο κ. Πάτσης.

ΙΑ΄.1 Δημοσιεύσεις σε διεθνή περιοδικά με κριτές

1. Tzemos A.C., Contopoulos G. and Efthymiopoulos C., 2017, "Partial integrability of 3d Bohmian trajectories", J. Phys. A., 50, 19
2. Tzemos A.C. and Contopoulos G., 2017, "Integrals of motion in 3-d Bohmian trajectories", J. Phys. A., in press

3. Harsoula M. and Contopoulos G., 2017, "Global and Local diffusion in the Standard Map", Phys. Rev. E, in press

4. Patsis P. A. and Tsigaridi L., 2017, "The flow in the spiral arms of slowly rotating bar-spiral models", Astroph. Sp. Sc., 362, 129

5. Patsis P.A. and Harsoula M. , 2017, "Building CX peanut-shaped disk galaxy profiles. The relative importance of the 3D families of periodic orbits bifurcating at the vertical 2:1 resonance ", Astron. Astroph., in press (https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731114)

6. Chaves-Velasquez L., Patsis P. A., Puerari I., Skokos Ch. and Manos T., 2017, "Boxy Orbital Structures in Rotating Bar Models", Astroph. J. 850, 145

7. Efthymiopoulos C., 2017, "Mind the Galactic Bar", Nature Astron., 1, 9, pp. 571-572. (Σχόλιο)

8. Paez R. and Efthymiopoulos C., 2018, "Secondary resonances and the boundary of effective stability of Trojan motions". Cel. Mech. Dyn. Astron., (in press), arXiV 1712.08460

9. Kyziropoulos P., Filelis-Papadopoulos C.K., Gravvanis G. and Efthymiopoulos C., 2017, "Toward the design of a novel hybrid parallel N-body method in scope of modern cloud architectures". J. Supercomputing, in press, doi 10.1007/s11227-017-2140-5

10. Celletti A., Efthymiopoulos C., Gachet F., Galeş C. and Pucacco G., 2017, "Dynamical models and the onset of chaos in space debris", Int. J. Nonlin. Mechanics, 90, pp. 147-163.

11. Gkolias I., Efthymiopoulos C., Pucacco G. and Celletti A., 2017, "Hamiltonian formulation of the spin-orbit model with time-varying non-conservative forces". Comm. Nonlin. Sci. and Num. Sim., 51, pp. 23-38.

12. Kyziropoulos P., Filelis-Papadopoulos C.K., Gravvanis G., and Efthymiopoulos C., 2017, "A parallel Self Mesh-Adaptive N-body method based on approximate inverses". J. Supercomputing, in press

13. Gachet F., Celletti A., Pucacco G. and Efthymiopoulos C., 2017, "Geostationary secular dynamics revisited: application to high area-to-mass ratio objects", Cel. Mech. Dyn. Astron., 128, 149-181

14. Contopoulos I., Nathanail A. and Strantzalis A., 2017, "The signature of the Blandford-Znajek mechanism in GRB light curves", Galaxies, 5, 21

15. Contopoulos I. Kazanas D. and Fukumura K., 2017, "Magnetically Advected Winds", Mon. Not. R. Astron. Soc., 472, L20

16. Contopoulos I., 2017, "Electric currents along astrophysical jets", Galaxies, 5, 71

17. Contopoulos I., 2017, "The immediate environment of an astrophysical black hole", Mon. Not. R. Astron. Soc., 473L, 146

18. Contopoulos I., Nathanail A., Sadowski A. Kazanas and D. Narayan R., 2018, "Numerical simulations of the Cosmic Battery in accretion flows around astrophysical black holes", Mon. Not. R. Astron. Soc., 473, 721

19. Fukumura K., Kazanas D., Shrader C., Behar E., Tombesi F. and Contopoulos I., 2017, "Magnetic origin of black hole winds across the mass scale", Nature Astron., 1, 0062

20. Christodoulou D. M. Laylock S. G. T. Kazanas D. Cappallo R. and Contopoulos, I., 2017, "The Great Pretenders Among the ULX Class", Res. Astron. Astroph., 17, 063

21. Fukumura K., Kazanas D., Shrader C., Behar E. Tombesi F. and Contopoulos I., 2017, "Magnetized Disk-Winds in NGC 3783", Astroph. J., in press

22. Basilakos S., Kamali V. and Mehrabi A., 2017, "Measuring the effects of loop quantum cosmology in the CMB data", Int. J. Mod. Phys. D., 26, 1743023

23. Basilakos S. and Nesseris S., 2017, "Conjoined constraints on modified gravity from the expansion history and cosmic", Phys. Rev. D., 96, 063517

24. Papagiannopoulos G., Barrow J.D., Basilakos S., Giacomini A. and Paliathanasis A, 2017, "Dynamical symmetries in Brans-Dicke cosmology", Phys. Rev. D., 95, 024021 (2017)

25. Malekjani M., Basilakos S., Mehrabi A., Davari Z. and Rezaei M., 2017, "Agegraphic dark energy: growth index and cosmological implications", Mon. Not. R. Astron. Soc., 464, 1192

26. Malekjani M., Basilakos S. and Heidari N., 2017, "Spherical collapse model and cluster number counts in power-law f(T) gravity", Mon. Not. R. Astron. Soc., 466, 3488

27. Rezaei M., Malekjani M., Basilakos S., Mehrabi A. and Mota D. F., 2017, "Constraints to Dark Energy Using PADE Parameterizations", Astroph. J., 843, 65

28. Kamali V., Basilakos S., Mehrabi A. et al., 2017, "Tachyon warm inflation with the effects of Loop Quantum Cosmology in the light of Planck 2015", Int. J. Mod. Phys. D., in press (arXiv:1703.01409)

29. Papagiannopoulos G., Basilakos S., Paliathanasis A., Savvidou S. and Stavrinos P. C., 2017, "Finsler-Randers cosmology: dynamical analysis and growth of matter perturbations", Class. Quan. Grav., 34, 225008

30. Melnick J., Telles E., Bordalo V, Chavez R. Fernadez-Arenas D., Terlevich R., Terlevich E., Bresolin F., Plionis M. and Basilakos S., 2017, "The L-σ relation for HII galaxies in green", Astron. Astroph., 599, 76

31. Fernadez-Arenas D., Terlevich R., Terlevich E., Melnick J., Chavez R., Bresolin F., Telles E., Plionis M. and Basilakos S., 2017, "An independent determination of the local Hubble constant", Mon. Not. R. Astron. Soc., in press (arXiv:1710.05951)

32. Patsourakos S. and Georgoulis M. K., 2017, "A Helicity-Based Method to Infer the CME Magnetic Field Magnitude in Sun and Geospace: Generalization and Extension to Sun-Like and M-Dwarf Stars and Implications for Exoplanet Habitability", Solar Phys., 292, 89

33. Kontogiannis I., Georgoulis M. K., Park S.-H. and Guerra J. A., 2017, "Non-Neutralized Electric Currents in Solar Active Regions and Flare Productivity", Solar Phys., 292, article id. 159

34. Guo Y., Pariat E., Valori G., Anfinogentov S., Chen F., Georgoulis M. K., Liu Y., Moraitis K., Thalmann J. K. and Yang S., 2017, "Magnetic Helicity Estimations in Models and Observations of the Solar Magnetic Field. III. Twist Number Method", Astrophys. J., 840, article id.40

35. Anastasiadis A., Papaioannou A., Sandberg I., Georgoulis M. K., Kouloumvakos A., Tziotziou K. and Jiggens P., 2017, "Forecasting Flares and Solar Energetic Particle Events: the FORSPEF Tool", Solar Phys., 292, article id. 134

36. Guerra J. A., Park S.-H., Kontogiannis I., Gallagher P. T., Georgoulis M. K. and Bloomfield D. S., 2017, "Active Region Photospheric Magnetic Properties Derived from Line-of-Sight and Radial Fields", Solar Phys., in press

37. Florios K., Kontogiannis I., Park S.-H., Guerra J. A., Benvenuto F. and Georgoulis M. K., 2017, "Forecasting Solar Flares Using Magnetogram-Based Predictors and Machine Learning", Solar Phys., in press

38. Christodoulidi H., 2017, "Extensive packet excitations in FPU and Toda lattices", Europhys. Lett. 119/40005.

39. Bisbas T. G., van Dishoeck E.F., Papadopoulos P. et al., 2017, "Cosmic-ray Induced Destruction of CO in Star-forming Galaxies", Astroph. J., 839, 2

ΙΑ΄.2 Δημοσιεύσεις σε πρακτικά συνεδρίων με κριτές

1. Efthymiopoulos C., Contopoulos G. and Tzemos A.C., 2017, "Chaos in de Broglie - Bohm quantum mechanics and the dynamics of quantum relaxation", Ann. Fond. Louis Broglie, 42, 133-159

2. Behar E., Fukumura K., Kazanas D., Shrader C. R., Tombesi F. and Contopoulos I. 2017, "MHD Wind Models in X-Ray Binaries and AGN", Amer. Astron. Soc.iety, HEAD meeting No 16, id.108.15

3. Korsos M. B., Poedts S., Gyenge N., Georgoulis M. K., Yu S., Bios S., Yan Y., Ruderman M. S. and Erdelyi R., 2017 "On the Evolution of Pre-Flare Patterns of a Three-Dimensional Model of AR 11429", Proc. IAU Symp. 335, in press

4. Georgoulis M. K., 2018, "Ambivalent Role of Field-Aligned Electric Currents in the Solar Atmosphere, Invited AGU Refereed Monograph in Electric Currents in Geospace and Beyond" (Eds., A. Keiling, O. Marghitu and M. Wheatlnd), J. Wiley and Sons, in press (κεφάλαιο βιβλίου)

5. Massone A. M., Piana M., et al (Georgoulis M. K.), 2018, "Machine Learning for Flare Forecasting, in Machine Learning Techniques for Space Weather" (Eds. E. Camporeale, S. Wing and J. Johnson), Elsevier, in press (κεφάλαιο βιβλίου)

ΙΑ΄.3 Δημοσιεύσεις στην Ελληνική

1. Γ. Κοντόπουλος: Ύπαρξη ζωής στο Σύμπαν, Ακαδημία Αθηνών, 6-4-2017.

2. Γ. Κοντόπουλος: Ζωή στο Σύμπαν, Περιοδικό Ακτίνες, 2017.

Επίσης τα περιεχόμενα της υπό εκτύπωση έκδοσης του ΚΕΑΕΜ "Νεότερες Εξελίξεις στην Αστρονομία 2017" είναι τα ακόλουθα:

3. Γ. Κοντόπουλος, Χ. Ευθυμιόπουλος, Α.Χ. Τζέμος: Πως εισάγεται το Χάος στην Κβαντομηχανική.

4. Π. Πάτσης: Μοντέλα αργά περιστρεφόμενων ραβδωτών - σπειροειδών γαλαξιών.

5. Χ. Ευθυμιόπουλος: Προσομοιώνοντας το περιβάλλον των γαλαξιακών δίσκων.

6. Ι. Κοντόπουλος: Μαγνητικοί Άνεμοι γύρω από Μελανές Οπές στο Διάστημα.

7. Σ. Βασιλάκος: Περί του ρυθμού διαστολής του Σύμπαντος.

8. Κ. Γοντικάκης: Σκέδαση ακτινοβολίας στις φασματικές γραμμές εκπομπής του υπεριώδους που εκπέμπονται από την μεταβατική ζώνη χρωμόσφαιρας-στέμματος.

9. Μ. Γεωργούλης και Πατσουράκος Σ., Γένεση και διάδοση των ηλιακών εκρήξεων στην ηλιόσφαιρα: τι συνάγουμε για τις αστρικές εκρήξεις και την επίδρασή τους σε εξωπλανήτες;

10. Μ. Χαρσούλα: Χαοτικές σπείρες σε ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες.

11. Β. Τριτάκης: Ατμοσφαιρικός Ηλεκτρισμός, Αντηχήσεις Schumann και σχετικές μετρήσεις στον Ελληνικό χώρο.

12. Ι. Κοντογιάννης: Δείκτες πρόγνωσης των ηλιακών εκλάμψεων: παραμετροποιώντας την εκρηκτικότητα των κέντρων δράσης.