Διαστημική Φυσική

Ιωάννης Α. Δαγκλής
Χρήστος Κατσαβριάς
Νικόλαος Σέργης
Μαρίνα Γεωργίου

Ελληνικά Ακαδημαϊκά Ηλεκτρονικά Συγγράμματα και Βοηθήματα
www.kallipos.gr
HEALLINK
Σύνδεσμος Ελληνικών Ακαδημαϊκών Βιβλιοθηκών
Ευρωπαϊκή Ένωση
Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο
ΕΠΙΧΕΙΡΗΣΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ
ΕΚΠΑΙΔΕΥΣΗ ΚΑΙ ΔΙΑ ΒΙΟΥ ΜΑΘΗΣΗ
επένδυση στην κοινωνία της γνώσης
ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΠΑΙΔΕΙΑΣ ΚΑΙ ΘΡΗΣΚΕΥΜΑΤΩΝ
ΕΙΔΙΚΗ ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗΣ
Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης
ΕΣΠΑ 2007-2013

Φωτογραφία εξωφύλλου: ESA/NASA - SOHO/LASCO. Επιμέλεια εξωφύλλου: Αφροδίτη Νάση.

ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

Διαστημική Φυσική

Ιωάννης Α. Δαγκλής
Καθηγητής διαστημικής φυσικής
Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών
Πρόεδρος του Ελληνικού Κέντρου Διαστήματος

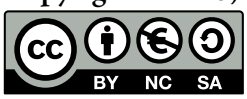
Χρήστος Κατσαβριάς
Μεταδιδακτορικός Ερευνητής
Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών

Νικόλαος Σέργης
Διευθύνων Σύμβουλος του Ελληνικού Κέντρου Διαστήματος

Μαρίνα Γεωργίου
Μεταδιδακτορική Ερευνήτρια
Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών

ΚΑΛΛΙΠΟΣ
ΑΝΟΙΚΤΕΣ ΑΚΑΔΗΜΑΪΚΕΣ ΕΚΔΟΣΕΙΣ
www.kallipos.gr

Τίτλος πρωτοτύπου: «*Διαστημική Φυσική*»
Copyright © 2023, ΚΑΛΛΙΠΟΣ, ΑΝΟΙΚΤΕΣ ΑΚΑΔΗΜΑΪΚΕΣ ΕΚΔΟΣΕΙΣ



Το παρόν έργο διατίθεται με τους όρους της άδειας Creative Commons Αναφορά Δημιουργού – Μη Εμπορική Χρήση – Παρόμοια Διανομή 4.0. Για να δείτε τους όρους της άδειας αυτής επισκεφτείτε τον ιστότοπο `https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/legalcode.el`
Αν τυχόν κάποιο τμήμα του έργου διατίθεται με διαφορετικό καθεστώς αδειοδότησης, αυτό αναφέρεται ρητά και ειδικώς στην οικεία θέση.

Συντελεστές έκδοσης

Γλωσσική επιμέλεια:	Μάγδα Τικοπούλου
Γραφιστική επιμέλεια:	Χρήστος Κατσαβριάς και Μαρίνα Γεωργίου
Τεχνική επεξεργασία:	Ιωάννης.Α. Δαγκλής, Χρήστος Κατσαβριάς, Νικόλαος Σέργης και Μαρίνα Γεωργίου

ΚΑΛΛΙΠΟΣ

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

Ηρώων Πολυτεχνείου 9

15780 Ζωγράφου

`www.kallipos.gr`

Βιβλιογραφική αναφορά: Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου, (2023). *Διαστημική Φυσική*. Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις

Διαθέσιμο στο:

ISBN: **978-618-85370-X-X**

Αφιερώνεται στις οικογένειές μας, τους φίλους μας και τους φοιτητές μας.

Οι συγγραφείς.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Πίνακας συντομεύσεων - ακρωνυμίων **xxiii**

Πρόλογος **xxvii**

I Εισαγωγή **1**

1 Εισαγωγή **3**
Ι.Α. Δαγκλης

1.1 Διάστημα 3
1.2 Σύντομη ιστορική αναδρομή 5
1.2.1 Η γήινη μαγνητόσφαιρα 5
1.2.2 Σέλας 7
1.2.3 Σύζευξη Ήλιου–πλανητών 8
1.3 Πλανητικός μαγνητισμός 10
1.4 Εξερεύνηση του διαστήματος 11

II Στοιχεία φυσικής πλάσματος **15**

2 Εισαγωγή στο πλάσμα **17**
Ι.Α. Δαγκλης

Χ. Κατσαβριας

2.1 Πλάσμα 17
2.2 Χαρακτηριστικές παράμετροι πλάσματος 18
2.2.1 Αριθμητική πυκνότητα και θερμοκρασία 18
2.2.2 Μήκος Debye και παράμετρος πλάσματος 20
2.2.3 Συχνότητα πλάσματος 21
2.3 Ασκήσεις και προβλήματα 23
. 23

3 Κίνηση φορτισμένων σωματιδίων σε ηλεκτρομαγνητικά πεδία **25**
Ι.Α. Δαγκλης

Χ. Κατσαβριας

3.1 Οι εξισώσεις του Maxwell . . . 25
3.2 Κίνηση σωματιδίου σε ομογενή μαγνητικά και ηλεκτρικά πεδία . . . 27
3.2.1 Δύναμη Lorentz και γυροκίνηση (E=0) . . . 27
3.2.2 Η προσέγγιση του οδηγού κέντρου . . . 28
3.2.3 Ολίσθηση λόγω ηλεκτρικού πεδίου . . . 28
3.2.4 Ολίσθηση λόγω βαρυτικού πεδίου . . . 29
3.3 Κίνηση σωματιδίου σε ανομοιομογενές μαγνητικό πεδίο . . . 29
3.3.1 Ολίσθηση λόγω κλίσης του μαγνητικού πεδίου (Grad–B) . . . 29
3.3.2 Ολίσθηση λόγω καμπυλότητας του μαγνητικού πεδίου (Curved–B) . . . 30
3.4 Αδιαβατικές αναλλοίωτες . . . 31
3.4.1 Πρώτη αδιαβατική αναλλοίωτη: Μαγνητική ροπή (μ) . . . 32
3.4.2 Συνέπειες διατήρησης της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης . . . 32
3.4.3 Δεύτερη ή διαμήκης αδιαβατική αναλλοίωτη (J) . . . 33
3.4.4 Τρίτη αδιαβατική αναλλοίωτη: Μαγνητική ροή (Φ) . . . 33
3.4.5 Κίνηση φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε μαγνητόσφαιρα . . . 34
3.5 Ασκήσεις και προβλήματα . . . 35
. . . 35

4 Μακροσκοπική περιγραφή πλάσματος **39**
Ι.Α. Δαγκλης

Χ. Κατσαβριας

4.1 Συναρτήσεις κατανομής . . . 40
4.1.1 Η συνάρτηση κατανομής Maxwell-Boltzman . . . 40
4.1.2 Η κατανομή Kappa . . . 42
4.2 Κινητική θεωρία . . . 44
4.2.1 Οι εξισώσεις μεταφοράς Boltzmann και Vlasov . . . 44
4.2.2 Η εξίσωση μεταφοράς Fokker-Planck . . . 44
4.3 Μαγνητοϋδροδυναμική . . . 45
4.3.1 Εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής για μονόρευστο πλάσμα (one-fluid) . . . 46
4.3.2 Εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής για δίρευστο πλάσμα (two-fluid) . . . 47
4.4 Αστάθειες στο πλάσμα . . . 47
4.4.1 Γραμμικές αστάθειες . . . 48
4.4.2 Αστάθειες Rayleigh-Taylor . . . 49
4.4.3 Αστάθειες Kelvin-Helmholtz . . . 50
4.5 Ασκήσεις και προβλήματα . . . 51
. . . 51

5 Κύματα στο πλάσμα και οι επιδράσεις τους στα φορτισμένα σωματίδια **53**
Ι.Α. Δαγκλης

Μ. Γεωργιου και Χ. Κατσαβριας

5.1 Βασικές παράμετροι των κυμάτων πλάσματος . . . 54
5.1.1 Κύματα πλάσματος ως υπέρθεση επίπεδων κυμάτων . . . 54
5.1.2 Ταχύτητα φάσης . . . 54
5.1.3 Ταχύτητα ομάδας . . . 55
5.2 Μαθηματική περιγραφή των κυμάτων . . . 56

5.2.1 Μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα . . . 56
5.2.1.1 Γραμμικοποίηση των εξισώσεων της μαγνητοϋδροδυναμικής . . . 56
5.2.1.2 Κύματα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο . . . 57
5.2.1.3 Κύματα κάθετα στο μαγνητικό πεδίο . . . 59
5.2.1.4 Κύματα υπό γωνία με το μαγνητικό πεδίο . . . 60
5.2.2 Ηλεκτροστατικά κύματα . . . 62
5.2.2.1 Ταλαντώσεις πλάσματος . . . 62
5.2.2.2 Ηλεκτρονικά κύματα . . . 63
5.2.2.3 Ιοντικά κύματα . . . 65
5.2.2.4 Ηλεκτροστατικά κύματα σε μαγνητισμένο πλάσμα . . . 66
5.2.3 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα . . . 67
5.2.3.1 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα κάθετα στο μαγνητικό πεδίο . . . 68
5.2.3.2 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο . . . 69
5.3 Κύματα στη γήινη μαγνητόσφαιρα . . . 70
5.3.1 Μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα στη γήινη μαγνητόσφαιρα . . . 70
5.3.1.1 Πηγές κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας Pc4-5 . . . 73
5.3.1.2 Χωρική κατανομή των κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας . . . 75
5.3.2 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα στη γήινη μαγνητόσφαιρα . . . 76
5.3.2.1 Κύματα EMIC στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα . . . 76
5.3.2.2 Μαγνητοακουστικός θόρυβος στο ισημερινό επίπεδο . . . 78
5.3.2.3 «Σφυριχτά» κύματα εξωτερικά της πλασμόσφαιρας . . . 80
5.3.2.4 «Σφυριχτά» κύματα μέσα στην πλασμόσφαιρα . . . 82
5.4 Μη αδιαβατική κίνηση φορτισμένων σωματιδίων και αλληλεπιδράσεις κυμάτων-σωματιδίων 85
5.4.1 Παραβίαση της τρίτης αδιαβατικής αναλλοίωτης (ακτινική διάχυση) . . . 85
5.4.2 Παραβίαση της δεύτερης αδιαβατικής αναλλοίωτης (διάχυση προς διαφορετικές γωνίες κλίσης) . . . 87
5.4.3 Παραβίαση της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης (διάχυση ενέργειας) . . . 88
5.4.4 Παραβίαση όλων των αδιαβατικών αναλλοίωτων (drift shell splitting) . . . 88
5.5 Ασκήσεις και προβλήματα . . . 89
. . . 89

III Διαστημική φυσική **95**

6 Ήλιος, ηλιακός άνεμος και ηλιόσφαιρα **97**
Ι.Α. Δαγκλης
Χ. Κατσαβριας
Ν. Σεργης

6.1 Ήλιος . . . 98
6.1.1 Εσωτερικό του Ήλιου και ηλιακή ατμόσφαιρα . . . 98
6.1.2 Ενεργός Ήλιος . . . 99
6.1.2.1 Ηλιακές εκλάμψεις . . . 100
6.1.2.2 Στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας . . . 101
6.2 Ηλιακός άνεμος . . . 103
6.2.1 Η θεωρία του Parker . . . 104
6.2.2 Μορφολογία και χρονική εξέλιξη του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου . . . 105
6.2.2.1 Χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου . . . 105
6.2.2.2 Διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο . . . 107
6.3 Ηλιόσφαιρα . . . 109

6.4 Ηλιακή δραστηριότητα και ηλιακός άνεμος 113
6.4.1 Κρουστικά κύματα 113
6.4.1.1 Οι εξισώσεις Rankine-Hugoniot για υδροδυναμικά κρουστικά κύματα . 115
6.4.1.2 Οι εξισώσεις Rankine-Hugoniot για μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα 117
6.4.2 Περιοχές αλληλεπίδρασης (Interaction Regions) 117
6.4.3 Διαπλανητικές εκτοξεύσεις στεμματικής μάζας (Interplanetary Coronal Mass Ejections) 119
6.4.4 Ηλιακά ενεργητικά σωματίδια (Solar Energetic Particles - SEPs) 120
6.4.5 Κοσμικές ακτίνες 122
6.4.5.1 Διαμόρφωση των κοσμικών ακτίνων και μειώσεις Forbush 123
6.4.6 Ο ηλιακός κύκλος και άλλες περιοδικότητες στον ηλιακό άνεμο 124
6.5 Αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με μη μαγνητισμένα σώματα 125
6.5.1 Αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με μη μαγνητισμένα σώματα χωρίς ατμόσφαιρα 125
6.5.2 Αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με μη μαγνητισμένα σώματα που διαθέτουν ατμόσφαιρα 127
6.6 Αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με σώματα που διαθέτουν μαγνητικό πεδίο 131
6.6.1 Μαγνητική επανασύνδεση: Βασικές εξισώσεις και προσεγγίσεις 131
6.6.2 Μαγνητική επανασύνδεση Sweet-Parker 134
6.7 Ασκήσεις και προβλήματα 136
. 136

7 Γεωδιάστημα **141**

Ι.Α. Δαγκλης

Χ. Κατσαβριας

Μ. Γεωργιου

7.1 Γεωμαγνητικό πεδίο (Geomagnetic field) 142
7.1.1 Μαθηματική περιγραφή του μαγνητικού πεδίου της Γης 146
7.2 Γήινη μαγνητόσφαιρα: Τοπολογία και χαρακτηριστικά 146
7.2.1 Μαγνητόπαυση (Magnetopause - MP) 147
7.2.2 Τοξοειδές κρουστικό κύμα (Bow Shock - BS) 148
7.2.3 Μαγνητοθήκη (Magnetosheath - MS) 149
7.2.4 Πολικές χοάνες (Polar cusps) 150
7.2.5 Μαγνητοουρά (Magnetotail) 150
7.3 Συστήματα ρευμάτων μέσα στη μαγνητόσφαιρα 150
7.3.1 Ρεύμα μαγνητόπαυσης (Chapman-Ferraro) 151
7.3.2 Ρεύματα μαγνητοουράς (Cross-tail) 151
7.3.3 Ρεύματα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο (Field Aligned Currents - FACs) 152
7.3.4 Ο κύκλος Dungey 153
7.4 Πηγές και καταβόθρες μαγνητοσφαιρικού πλάσματος 154
7.4.1 Πηγές μαγνητοσφαιρικού πλάσματος 154
7.4.2 Καταβόθρες/Απώλειες μαγνητοσφαιρικού πλάσματος 156
7.4.2.1 Απώλειες στην ιονόσφαιρα 156
7.4.2.2 Απώλειες στο διαπλανητικό διάστημα 157
7.5 Εσώτερη μαγνητόσφαιρα 159
7.5.1 Πλασμόσφαιρα (Plasmasphere) 160
7.5.2 Δακτυλιοειδές ρεύμα (Ring current) 162
7.5.3 Ζώνες ακτινοβολίας (Van Allen belts) 164

7.6 Ασκήσεις και προβλήματα 165
. 165

8 Διαταραχές στο Γεωδιάστημα **171**
Ι.Α. Δαγκλης

Χ. Κατσαβριας

8.1 Γεωμαγνητική δραστηριότητα 172
8.1.1 Γεωμαγνητικοί δείκτες 172
8.1.2 Μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες 173
8.1.3 Μαγνητικές καταιγίδες 175
8.1.4 Μακροχρόνιες μεταβολές της γεωμαγνητικής δραστηριότητας 177
8.1.4.1 Εξάρτηση της γεωμαγνητικής δραστηριότητας από παραμέτρους του ηλιακού ανέμου 177
8.1.4.2 Μακροχρόνια περιοδική συμπεριφορά των γεωμαγνητικών δεικτών . . 179
8.2 Δυναμική εξέλιξη των ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος 180
8.2.1 Πηγές και επιτάχυνση 182
8.2.2 Απώλειες 183
8.3 Δυναμική εξέλιξη της εσώτερης ζώνης Van Allen 184
8.3.1 Μακροχρόνιες μεταβολές στην καρδιά της εσώτερης ζώνης 184
8.3.2 Βραχυχρόνιες μεταβολές στο εξώτερο όριο της εσώτερης ζώνης 184
8.3.2.1 Μηχανισμοί ενίσχυσης της ροής πρωτονίων 185
8.3.2.2 Μηχανισμοί απώλειας της ροής πρωτονίων 186
8.4 Δυναμική εξέλιξη των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen 186
8.4.1 Μεταβολές στο ενεργειακό φάσμα των ηλεκτρονίων 186
8.4.1.1 Μηχανισμοί επιτάχυνσης 187
8.4.1.2 Μηχανισμοί απώλειας 190
8.4.1.3 Μακροχρόνιες μεταβολές της εξώτερης ζώνης Van Allen 193
8.4.2 Απόκριση των πληθυσμών της εξώτερης ζώνης σε γεωμαγνητικές διαταραχές . . . 194
8.4.2.1 Επεισόδια ενίσχυσης και επεισόδια απώλειας σχετικιστικών ηλεκτρονίων 195
8.4.2.2 Απόκριση των πληθυσμών της εξώτερης ζώνης σε διαταραχές οδηγούμενες από ICMEs και SIRs 196
8.5 Ασκήσεις και προβλήματα 198
. 198

9 Οι αέριοι γίγαντες πλανήτες και οι μαγνητόσφαιρές τους **209**
Ι.Α. Δαγκλης

Ν. Σεργης

9.1 Δίας 209
9.1.1 Γενικά χαρακτηριστικά, μαγνητικό πεδίο, δορυφόροι 209
9.1.2 Η μαγνητόσφαιρα του Δία 210
9.2 Κρόνος 216
9.2.1 Γενικά χαρακτηριστικά, μαγνητικό πεδίο, δορυφόροι 216
9.2.2 Η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου 218
9.3 Κοινά χαρακτηριστικά και φαινόμενα στις μαγνητόσφαιρες Δία-Κρόνου 220
9.3.1 Ζώνες ακτινοβολίας σε Δία-Κρόνο 221
9.3.2 Το δακτυλιοειδές ρεύμα σε Δία-Κρόνο 223
9.3.3 Μαγνητική επανασύνδεση σε Δία-Κρόνο 225
9.3.4 Συνήθεις αστάθειες στις μαγνητόσφαιρες Δία-Κρόνου 226
9.3.4.1 Αστάθεια Kelvin-Helmholtz 226

9.3.4.2 Αστάθεια εναλλαγής (interchange instability) . . . 227
9.3.5 Ενεργητικά ουδέτερα άτομα (ENA) σε Δία-Κρόνο . . . 228
9.4 Ασκήσεις και προβλήματα . . . 230
. . . 230

IV Διαστημική τεχνολογία και διαστημικός καιρός 233

10 Διαστημική τεχνολογία και διαστημικά συστήματα 235
Ι.Α. Δαγκλης

Χ. Κατσαβριας

10.1 Τεχνικές μέτρησης σωματιδίων . . . 235
10.1.1 Ανιχνευτές στερεάς κατάστασης πυριτίου (silicon solid state detectors) . . . 236
10.1.1.1 Φυσική της λειτουργίας των ανιχνευτών στερεάς κατάστασης . . . 236
10.1.1.2 Παραδείγματα εφαρμογών από τη διαστημική αποστολή Van Allen Probes 238
10.1.2 Φασματογράφοι μάζας (mass spectrometers) . . . 239
10.1.2.1 Αρχή λειτουργίας των φασματογράφων μάζας . . . 240
10.1.2.2 Παραδείγματα εφαρμογών των φασματογράφων μάζας . . . 241
10.2 Τεχνικές μέτρησης μαγνητικού πεδίου . . . 242
10.2.1 Μαγνητόμετρα Hall . . . 243
10.2.2 Μαγνητόμετρα ρυθμιζόμενης μαγνητικής ροής (Fluxgate Magnetometers) . . . 244
10.2.3 Μαγνητόμετρα πηνίου αναζήτησης (Search Coil) . . . 245
10.3 Διαστημικές αποστολές, τύποι τροχιών και δορυφόρων . . . 246
10.3.1 Τύποι τροχιών . . . 246
10.3.1.1 Γεωσύγχρονη τροχιά (Geosynchronous Orbit-GSO) . . . 246
10.3.1.2 Μέση τροχιά (Medium Earth Orbit-MEO) . . . 247
10.3.1.3 Χαμηλή τροχιά (Low Earth Orbit-LEO) . . . 248
10.3.1.4 Σημεία Lagrange . . . 248
10.3.2 Βασικές αρχές εκτόξευσης πυραύλων . . . 249
10.3.2.1 Διαπλανητικά ταξίδια . . . 251
10.3.2.2 Ηλεκτρική προώθηση . . . 252
10.3.3 Τύποι διαστημοπλοίων . . . 252
10.3.3.1 Διαστημόπλοια Flyby . . . 253
10.3.3.2 Τροχιακά διαστημόπλοια . . . 254
10.3.3.3 Ατμοσφαιρικά σκάφη . . . 254
10.3.3.4 Διαστημοσυσκευές προσεδάφισης . . . 254
10.3.3.5 Σκάφη διείσδυσης . . . 255
10.3.3.6 Rovers . . . 255
10.3.3.7 Διαστημικά τηλεσκόπια . . . 255
10.4 Ασκήσεις και προβλήματα . . . 255
. . . 255

11 Διαστημικός καιρός – τεχνολογικές και βιολογικές επιπτώσεις 259
Ι.Α. Δαγκλης

Χ. Κατσαβριας

11.1 Διαστημικός καιρός . . . 259
11.1.1 Επιπτώσεις του διαστημικού καιρού σε διαστημικές τεχνολογικές υποδομές . . . 260
11.1.1.1 Single-Event Effects . . . 262
11.1.1.2 Επιφανειακή και εσωτερική φόρτιση . . . 262

11.1.1.3 Φαινόμενα ολικής δόσης 264
11.1.2 Επιπτώσεις του διαστημικού καιρού σε επίγειες τεχνολογικές υποδομές 265
11.1.2.1 Προσδιορισμός της οριζόντιας συνιστώσας του γεωηλεκτρικού πεδίου . 267
11.1.2.2 Υπολογισμός των GICs 268
11.1.3 Βιολογικές επιπτώσεις του διαστημικού καιρού 268
11.1.3.1 Επιπτώσεις της σωματιδιακής ακτινοβολίας σε πληρώματα διαστημοπλοίων 268
11.1.3.2 Επιπτώσεις της σωματιδιακής ακτινοβολίας σε πληρώματα αεροπλάνων 269
11.1.3.3 Άλλες επιπτώσεις του διαστημικού καιρού στην ανθρώπινη υγεία 270
11.2 Πρόγνωση διαστημικού καιρού 271
11.2.1 Physics-based μοντέλα 272
11.2.2 Data-driven μοντέλα 273
11.3 Ασκήσεις και προβλήματα 274
. 274

V Παραρτήματα **279**

A Φασματική ανάλυση **281**
Χ. Κατσαβριας

A.1 Ανάλυση Fourier 281
A.2 Ανάλυση κυματιδίων (Wavelet) 283

B Από τη διαφορική ροή στην πυκνότητα του χώρου φάσεων **287**
Χ. Κατσαβριας

B.1 Η έννοια της σωματιδιακής ροής 287
B.2 Η πυκνότητα στον χώρο των φάσεων (Phase Space Density - PSD) 288

Γ Χρήσιμοι πίνακες **291**
Γ.1 Φυσικές σταθερές 291
Γ.2 Χρήσιμοι τύποι 292
Γ.3 Μετατροπές μονάδων 293

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

1.1 Οι αστραπές και οι κεραυνοί δημιουργούν βραχύβιο πλάσμα στη γήινη ατμόσφαιρα. 5
1.2 Σκίτσο του ηλιακού δίσκου με τις κηλίδες που παρατήρησε ο John του Worcester, στις 8 Δεκεμβρίου του 1128. Πηγή: NASA `https://sunearthday.nasa.gov/2006/locations/firstdrawing.php`. 6
1.3 Φωτογραφία του βόρειου σέλαος του Jan Curtis. Πηγή: Akasofu, 2007 [2]. 8
1.4 Ο Kristian Birkeland με την πειραματική διάταξη Terrella. Πηγή: Birkeland, 1908 [3]. . . 9

2.1 Τυπικές τιμές παραμέτρων για διάφορους τύπους πλάσματος. 18
2.2 Το ποσοστό ιονισμού ατόμων υδρογόνου ως συνάρτηση της θερμοκρασίας για διάφορες τιμές αριθμητικής πυκνότητας των ατόμων. 19
2.3 Σχηματική αναπαράσταση της ηλεκτρικής θωράκισης. 20
2.4 Σχηματική αναπαράσταση της ταλάντωσης ενός πλέγματος ηλεκτρονίων και ιόντων σε μια διάσταση. 22

3.1 Σχηματική αναπαράσταση της ελικοειδούς κίνησης φορτισμένου σωματιδίου σε στατικό ομογενές μαγνητικό πεδίο. 27
3.2 Σχηματική αναπαράσταση της ολίσθησης φορτισμένων σωματιδίων λόγω ηλεκτρικού πεδίου. 29
3.3 Σχηματική αναπαράσταση της δημιουργίας φυγόκεντρου δύναμης λόγω καμπυλότητας των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. 30
3.4 Σχηματική αναπαράσταση ολίσθησης φορτισμένων σωματιδίων σε ομογενές μαγνητικό πεδίο: A. χωρίς επιπλέον δύναμη, B. με ηλεκτρικό πεδίο, C. με βαρύτητα και D. σε ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο. Πηγή: Hannes Alfvén, 1950 [1], προσαρμογή από Ian Tresman. . 31
3.5 Οι τρεις βασικές κινήσεις ενός φορτισμένου σωματιδίου στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Πηγή: `https://www.spenvis.oma.be/help/background/traprad/traprad.html`. . . . 34

4.1 Συγκριτικό γράφημα για τη μορφή της κατανομής Maxwell σε διάφορες θερμοκρασίες. Οι διακεκομμένες κάθετες γραμμές δείχνουν την (1) πιθανότερη, (2) μέση και (3) θερμική ταχύτητα. Πηγή: `https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Maxwell-Boltzmann-Distribution-simple-axis-labels.svg`. 40

4.2 Απεικόνιση της (α) ισοτροπικής και της (β) ανισοτροπικής κατανομής Maxwell στον δισδιάστατο χώρο των ταχυτήτων, καθώς και (γ) της κατανομής κώνου απώλειας (loss cone distribution). 41
4.3 Συγκριτικό γράφημα για τη συσχέτιση των κατανομών Maxwell και Kappa. Πηγή: Pierrard et al. 2010 [3]. 43
4.4 Σχηματική αναπαράσταση του θεωρήματος Liouville. Τη χρονική στιγμή t_0 όλα τα σωματίδια σε ένα στοιχείο όγκου dV_0 έχουν σχεδόν την ίδια θέση και ταχύτητα. Σε επόμενη χρονική στιγμή t_1 έχουν μεταφερθεί σε διαφορετική θέση με ελαφρώς διαφοροποιημένες ταχύτητες. Ο καινούριος όγκος dV_1 (παρότι παραμορφωμένος) είναι ίσος με τον αρχικό, αφού περιέχει ακριβώς τον ίδιο αριθμό σωματιδίων. Οποιοσδήποτε τέτοιος όγκος θα είναι σταθερός και κατά μήκος όλων των τροχιών για τις οποίες ισχύει $f(\vec{u}_0, \vec{r}_0, t_0) = f(\vec{u}_1, \vec{r}_1, t_1)$. 45
4.5 Συστήματα που δεν βρίσκονται σε ισορροπία και ενδέχεται να προκαλέσουν αστάθειες. . . . 47
4.6 (α) Σχηματική αναπαράσταση της αστάθειας Rayleigh-Taylor. (β) Προσομοίωση της αστάθειας Rayleigh-Taylor ανάμεσα σε δύο περιοχές με λόγω πυκνότητας 0.2 και αρχική τιμή του μαγνητικού πεδίου 1 T. Πηγή: Sun et al., 2023 [6]. 49
4.7 Σχηματική αναπαράσταση της αστάθειας Kelvin-Helmholtz. Η παραμόρφωση στο κατώτερο ρευστό οδηγεί σε μείωση της πίεσης κάτω από την παραμόρφωση και σε αυξημένη πίεση πάνω από αυτή, έτσι ώστε η κλίση της πίεσης να είναι προς τα πάνω και να ωθεί την παραμόρφωση προς τα κάτω. Η ταυτόχρονη κίνηση της παραμόρφωσης κατά μήκος της διεπιφάνειας οδηγεί στον σχηματισμό μιας δίνης. Πηγή: Johnson et al. 2014 [7]. 50

5.1 Η ταχύτητα φάσης και η ταχύτητα ομάδας μπορούν να προσδιοριστούν με βάση τη σχέση διασποράς. 55
5.2 Τα ιοντοακουστικά κύματα διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο και παρασύρουν το αγώγιμο πλάσμα δημιουργώντας περιοχές με μεγαλύτερη και μικρότερη πυκνότητα. . . . 58
5.3 Η σχέση των όρων $\vec{u}_1$ και $\vec{B}_1$ της διαταραχής για ένα κύμα Alfvèn που διαδίδεται παράλληλα στο προϋπάρχον μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_o$. Η κίνηση του πλάσματος και οι διαταραχές του μαγνητικού πεδίου παρατηρούνται κάθετα. 59
5.4 Τα μαγνητοακουστικά κύματα διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$ και παρασύρουν το αγώγιμο πλάσμα που είναι προσδεμένο στο μαγνητικό πεδίο. 59
5.5 Η σχέση των όρων $\vec{u}_1$ και $\vec{B}_1$ της διαταραχής με το κύμα που διαδίδεται κάθετα στο προϋπάρχον μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_o$. 60
5.6 Το διάγραμμα Friedrichs με τα διαφορετικά είδη μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, ανάλογα με το εάν η ταχύτητα Alfvèn είναι μεγαλύτερη ή μικρότερη της ταχύτητας του ήχου. Βασισμένο στο McPherron 2005 [2]. 62
5.7 Η μετατόπιση των ηλεκτρονίων σε ένα «ψυχρό» πλάσμα έχει ως αποτέλεσμα να διαδοθούν ταλαντώσεις πλάσματος. 63
5.8 Η σχέση διασποράς τριών διαφορετικών τύπων κυμάτων που διαδίδονται σε μη μαγνητισμένο πλάσμα: ηλεκτρονικών κυμάτων, των οποίων η ταχύτητα φάσης και ομάδας ικανοποιεί τη σχέση $V_\phi V_g = V_{es}^2$, όπου V_es η ταχύτητα του ήχου για ηλεκτρόνια, ιοντικών κυμάτων, των οποίων η ταχύτητα φάσης, V_ϕ είναι ίση με την ταχύτητα του ήχου στο πλάσμα, καθώς και ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων υψηλής συχνότητας. 64
5.9 Η σχέση διασποράς των συνήθων και ασυνήθων κυμάτων σε ένα «ψυχρό» μαγνητισμένο πλάσμα. 69
5.10 Η σχέση διασποράς ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο σε ένα «ψυχρό» μαγνητισμένο πλάσμα υψηλής πυκνότητας ($\omega_{ep} >> \omega_{ec}$ στα αριστερά) και χαμηλής πυκνότητας ($\omega_{ep} << \omega_{ec}$ στα δεξιά). 70
5.11 Σχηματική αναπαράσταση των περιοχών επιρροής των διαφόρων τύπων κυμάτων πλάσματος στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα. Προσαρμοσμένο από: Koskinen και Kilpua, 2022 [3]. . 71

5.12 Παράδειγμα κυμάτων με περίοδο της τάξης των μερικών δεκάδων δευτερολέπτων που καταγράφηκαν από τον δορυφόρο CHAMP στη διάρκεια της ισχυρής μαγνητικής καταιγίδας τον Οκτώβριο του 2003. Πηγή: Balasis et al. 2012 [8]. 73

5.13 Κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας που παρατηρούμε στο εσωτερικό της γήινης μαγνητόσφαιρας σχετίζονται με κύματα που αναπτύσσονται ως αποτέλεσμα της αστάθειας Kelvin-Helmholtz στη μαγνητόπαυση. Πηγή: Sorathia et al. 2020 [21]. 75

5.14 Η χωρική κατανομή της συχνότητας εμφάνισης πολοειδών και τοροειδών κυμάτων Pc4 και Pc5 σε αποστάσεις που κυμαίνονται από 4 μέχρι 9 R_E. Πηγή: Liu et al. 2009 [24]. 76

5.15 Φασματογράφημα κυμάτων EMIC που παρατηρήθηκαν από τις αποστολές Magnetospheric Multiscale (MMS), Van Allen Probes και GOES, με συχνότητες μεταξύ της γυροσυχνότητας ιόντων υδρογόνου, $H+$ (λευκή γραμμή), ηλίου, $He+$ και $He++$ (πορτοκαλί και κίτρινη γραμμή), καθώς και οξυγόνου, $O+$ (κόκκινη γραμμή). Πηγή: Engebretson et al. 2018 [26]. 77

5.16 Η συχνότητα εμφάνισης κυμάτων EMIC με πηγή ιόντα υδρογόνου, H^+, ηλίου, He^+, και οξυγόνου, O^+ κάτω από διαφορετικές συνθήκες στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, όπως περιγράφονται από τον δείκτη γεωμαγνητικής δραστηριότητας AE. Πηγή: Chen et al. 2019 [29]. 78

5.17 Από πάνω προς τα κάτω: Φασματογράφημα της B_z συνιστώσας ηλεκτρομαγνητικού θορύβου, όπως καταγράφηκε από το διαστημόπλοιο Tango της αποστολής Cluster στις 6 Ιουλίου 2013, η πολικότητα των μαγνητοακουστικών κυμάτων, όπου τιμές κοντά στο 1 υποδεικνύουν κυκλικά πολωμένα κύματα και κοντά στο 0 γραμμικά πολωμένα κύματα, η γωνία του μαγνητικού τους πεδίου ως προς το γεωμαγνητικό πεδίο. Πηγή: Balikhin et al. 2015 [32]. 79

5.18 Χαρτογράφηση του μέσου πλάτους των μαγνητοακουστικών κυμάτων που καταγράφηκαν μεταξύ Οκτωβρίου 2012 και Δεκεμβρίου 2015 μέσα και έξω από την πλασμόσφαιρα επάνω στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού (αριστερά) και σε μεγαλύτερα μαγνητικά πλάτη. Πηγή: Kim et al. 2017 [35]. 80

5.19 (a) Τα σφυριχτά κύματα πολύ χαμηλής συχνότητας παρατηρούνται στο επίπεδο της μαγνητικού ισημερινού, στο τμήμα της μαγνητόσφαιρας προς την ανατολή. (b) Τα κύματα καθώς διαδίδονται πέρα από το ισημερινό επίπεδο εξασθενούν. (c) Κύματα καταγράφηκαν από τον δορυφόρο της διαστημικής αποστολής THEMIS σε δύο περιοχές συχνοτήτων με μία περιοχή παύσης σε συχνότητα περίπου ίση με ω_{ec}. (d) Επιμέρους κυματοπακέτα αποτελούνται από σύντομες εκπομπές με συχνότητα που συνήθως αυξάνεται με τον χρόνο παρατήρησης. Πηγή: Bortnik et al. 2016 [40]. 81

5.20 Χαρτογράφηση της μέσης έντασης whistler mode chorus waves που βασίστηκε σε παρατηρήσεις τόσο στην ανώτερη όσο και στην κατώτερη ζώνη συχνοτήτων από τις διαστημικές αποστολές: Dynamics Explorer 1, CRRES, Cluster, Double Star, THEMIS και Van Allen Probes. Πηγή: Meredith et al. (2020) [43]. 82

5.21 Φασματογράφημα του plasmaspheric hiss όπου διακρίνονται επιμέρους κυματίδια με άλλοτε αυξανόμενη συχνότητα και άλλοτε με συχνότητα που μειώνεται με τον χρόνο, όπως καταγράφηκε από τον δορυφόρο VAP-A της αποστολής Van Allen Probes. Πηγή: Summers et al. (2014) [44]. 83

5.22 Η χωρική κατανομή της έντασης πλασμοσφαιρικού συριγμού με συχνότητα μεταξύ 10 Hz και 12 kHz για διαφορετικά επίπεδα γεωμαγνητικής δραστηριότητας, όπως αυτή περιγράφεται από τον δείκτη AE. Από πάνω προς τα κάτω, η διάμεση τιμή της έντασης του κυματικού μαγνητικού πεδίου και της γωνίας που σχηματίζει το κυματάνυσμα με το μαγνητικό πεδίο υποβάθρου κοντά στον μαγνητικό ισημερινό και σε μεγαλύτερα γεωμαγνητικά πλάτη ($\lambda \geq 10^o$). Πηγή: Yu et al. (2017) [49]. 84

5.23 Κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας επιδρούν σε ενεργητικά ηλεκτρόνια και καταργώντας την τρίτη αδιαβατική αναλλοίωτη τα εξαναγκάζουν σε ακτινική διάχυση, συμβάλλοντας έτσι στην ενίσχυση ή την αποδυνάμωση των ζωνών ακτινοβολίας Van Allen. 86

5.24 Περιγραφή του φαινομένου του drift shell splitting, όπως παρατηρήθηκε στη γεωσύγχρονη τροχιά μέσα από μετρήσεις του δορυφόρου LANL-02. Πηγή: Los Alamos National Laboratory, https://slideplayer.com/slide/4160664/. 89

6.1 Δομή του εσωτερικού του Ήλιου, καθώς και της ηλιακής ατμόσφαιρας. Πηγή: https://www.esa.int/ESA_Multimedia. 98

6.2 Η ολική έκλειψη στις 21 Αυγούστου του 2017, όπως παρατηρήθηκε από το Όρεγκον των Ηνωμένων Πολιτειών. Πηγή: NASA Goddard Space Flight Center/Aubrey Gemignani. . 99

6.3 Διάγραμμα της θέσης (πάνω) και του αριθμού (κάτω) των ηλιακών κηλίδων από το 1870 έως και σήμερα. Οι αριθμοί με το κόκκινο χρώμα αντιστοιχούν στην αρίθμηση των ηλιακών κύκλων. 100

6.4 Τα διάφορα στάδια της θεωρίας του Babcock. Πηγή: Alisandrakis, 2015 [1]. 101

6.5 Μία ηλιακή έκλειψη όπως παρατηρήθηκε από την απόστολή Solar Dynamics Observatory (SDO) στις 31 Αυγούστου του 2012 στις 16:36 EDT. Η εικόνα είναι συνδυασμός από δύο μήκη κύματος στα 304 και 171 angstrom. Πηγή: https://svs.gsfc.nasa.gov/11095. 101

6.6 Η εικόνα μιας CME όπως καταγράφτηκε από τον στεμματογράφο C3 του LASCO στις 27 Φεβρουαρίου του 2000. Πηγή: https://www.nasa.gov/content/goddard/cme-week-classic-light-bulb-cme/. 102

6.7 Διάγραμμα της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου ως προς την απόσταση από τον Ήλιο. Οι ασύμπτωτες καμπύλες των 4 οικογενειών λύσεων της εξίσωσης Parker τέμνονται στο κρίσιμο σημείο (r_c, u_c), όπου η θερμική πίεση των ιόντων του ηλιακού ανέμου γίνεται ίση με την δυναμική πίεση του πλάσματος. 105

6.8 Η ακτινική ταχύτητα του ηλιακού ανέμου για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας του πλάσματος. Πηγή: Parker, 1958 [8]. 106

6.9 Τοπολογία του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου. 108

6.10 Διάγραμμα της εξέλιξης του φύλλου ρεύματος και δημιουργία των τομέων. Πηγή: Roberts, 2011 [9]. 109

6.11 Σχηματική αναπαράσταση σε τρεις διαστάσεις της τοπολογίας του φύλλου ρεύματος (μπαλαρίνα). 110

6.12 Πολικά διαγράμματα της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου ως προς το ηλιογραφικό πλάτος για τα δύο περάσματα του Ulysses από τον βόρειο πόλο του Ήλιου. Πηγή: McComas et al. 2003 [10] 111

6.13 Καλλιτεχνική αναπαράσταση της ηλιόσφαιρας. Πηγή: https://www.nasa.gov/mission_pages/sunearth/science/Heliosphere.html 111

6.14 Χρονική εξέλιξη των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων και των ηλεκτρονίων και των ιόντων της ηλιόσφαιρας, όπως αυτά μετρήθηκαν από το Voyager 1. Πηγή: Krimigis et al. 2013 [12] 112

6.15 Η ηλιόσφαιρα και οι οριακές περιοχές της, όπως τις αποκάλυψε το Voyager 1. Πηγη: Krimigis et al. 2011 [14]. 113

6.16 Προσομοίωση των μαγνητικών φυσσαλίδων στην ηλιοθήκη. Πηγή: NASA/J.F. Drake, M. Swisdak, M. Opher 113

6.17 Αναπαράσταση της δημιουργίας ενός termination shock στην καθημερινότητα. 114

6.18 Σχηματική αναπαράσταση του μετώπου ενός κρουστικού κύματος. 114

6.19 Χρονική μεταβολή των παραμέτρων του ηλιακού ανέμου στα όρια της γήινης μαγνητόσφαιρας (1 A.U.) κατά το πέρασμα ενός κρουστικού κύματος στις 30 Σεπτεμβρίου 2012. Από πάνω προς τα κάτω: Η ένταση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου, η ταχύτητα του πλάσματος, η πυκνότητα και η θερμοκρασία. Στις 23:12 UT φαίνεται η υπογραφή του κρουστικού κύματος ως απότομη αύξηση σε όλες τις παραμέτρους. Πηγή: `http://omniweb.gsfc.nasa.gov/` 115
6.20 Κατηγοριοποίηση ενός κρουστικού κύματος ανάλογα με τη διεύθυνση της ροής του υλικού. 116
6.21 Πάνω: Σχηματική αναπαράσταση της δημιουργίας μιας περιοχής αλληλεπίδρασης. Πηγή: Vogt et al. 2015 [17]). Κάτω: Παράδειγμα επιτόπιων μετρήσεων (με χρονική διακριτική ικανότητα ενός λεπτού) του (α) διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου και (β) της κατακόρυφης συνιστώσας του, (γ) της ταχύτητας και (δ) δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου και (ε) της παραμέτρου β του πλάσματος για την περίοδο 3-8 Ιουλίου του 2015. Πηγή: `https://omniweb.gsfc.nasa.gov/`). 118
6.22 Πάνω: Σχηματική αναπαράσταση της δημιουργίας μιας ICME. Πηγή: Zurbuchen και Richardson, 2006 [19]). Κάτω: Παράδειγμα in-situ μετρήσεων (με διακριτική ικανότητα ενός λεπτού) του (α) διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου και (β) της κατακόρυφης συνιστώσας του, (γ) της ταχύτητας και (δ) της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου και (ε) της παραμέτρου β του πλάσματος για την περίοδο 30 Οκτωβρίου–3 Νοεμβρίου του 2012. Πηγή: `https://omniweb.gsfc.nasa.gov/`). 119
6.23 Σχηματική αναπαράσταση των impulsive (πάνω δεξιά) και gradual SEPs (πάνω αριστερά), καθώς και η μεταβολή της έντασης ηλεκτρονίων και πρωτονίων κατά τη διάρκεια δύο επεισοδίων SEP: impulsive (κάτω δεξιά) και gradual SEP (αριστερά). Πηγή: Reames, 1999 [20]. 121
6.24 (Αριστερά) Ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων. Η κίτρινη, γαλάζια και μοβ περιοχή αντιστοιχεί σε κοσμικές ακτίνες με ηλιακή, γαλαξιακή και εξωγαλαξιακή προέλευση. (Δεξιά) Ατμοσφαιρικός καταιγισμός και δημιουργία των δευτερογενών κοσμικών ακτίνων. Προσαρμοσμένο από: `https://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray`. 122
6.25 Παρατηρήσεις της μακροχρόνιας διαμόρφωσης της έντασης των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων σε σύγκριση με τον ηλιακό κύκλο. Το πρώτο διάγραμμα δείχνει το πλήθος των ηλιακών κηλίδων, το δεύτερο διάγραμμα την ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας από τον επίγειο σταθμό της Μόσχας, το τρίτο διάγραμμα την ένταση των ακτίνων Χ, όπως μετρήθηκαν από τον γεωστατικό δορυφόρο GOES-15, το τέταρτο διάγραμμα τη ροή των πρωτονίων (SEPs), και το τελευταίο διάγραμμα το μαγνητικό πεδίο στη γεωσύγχρονη τροχιά. Πηγή: Daniel Wilkinson (`https://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray`). 123
6.26 Περιοδογράμματα Fourier για την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου (αριστερά) και το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο (δεξιά). Πηγή: Katsavrias et al. 2012 [27]. 124
6.27 Απεικόνιση των φυσικών μηχανισμών που ρυθμίζουν την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τη Σελήνη και των χαρακτηριστικών διαμορφώσεων που παρατηρούνται. Πηγή: Bhardwaj et al. 2015 [28]. 126
6.28 Απεικόνιση μιας τυπικής περίπτωσης αλληλεπίδρασης ηλιακού ανέμου με αντικείμενο που διαθέτει ατμόσφαιρα, δεν έχει όμως ενδογενές μαγνητικό πεδίο. Διακρίνονται όλες οι επιμέρους περιοχές της διαμόρφωσης που προκύπτει, τα ηλεκτρικά ρεύματα, καθώς και οι γενικευμένες ροές του πλάσματος. Το παράδειγμα του σχήματος αντιστοιχεί στην περίπτωση της Αφροδίτης, μπορεί όμως να υιοθετηθεί ικανοποιητικά και για τους κομήτες (όταν έχουν πλησιάσει τον Ήλιο). Πηγή: McEnulty et al. 2010 [29]. 128
6.29 Απεικόνιση της αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με τον Άρη. Εκτός από τις χαρακτηριστικές οριακές επιφάνειες, εικονίζεται στο νότιο ημισφαίριο και ο σχηματισμός μιας τοπικής «μίνι-μαγνητόσφαιρας», αποτέλεσμα του ενισχυμένου μαγνητικού πεδίου στην περιοχή αυτή εξαιτίας μιας υπεδαφικής μαγνητικής ανομαλίας. Πηγή: Ma et al. 2017 [30]. 129

6.30 Καταγραφή του οργάνου Magnetometer and Electron Reflectometer (MAG/ER) στη διάρκεια μιας τυπικής διάβασης του διαστημοπλοίου Mars Global Surveyor (MGS) από τη μαγνητόσφαιρα του Άρη. Τα επιμέρους διαγράμματα εικονίζουν (από πάνω προς τα κάτω) σε συνάρτηση με τον χρόνο: τη ροή των ηλεκτρονίων σε 5 ενεργειακά κανάλια (10-950 eV), την ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων, την ένταση του μαγνητικού πεδίου, τη μέση τετραγωνική ρίζα (RMS) της έντασης του μαγνητικού πεδίου και την απόσταση του διαστημοπλοίου από την επιφάνεια. Το MGS διασχίζει αρχικά το κρουστικό κύμα (BS), κινείται στη μαγνητοθήκη, ακολούθως διαπερνά το Magnetic Pileup Boundary (MPB), κινείται εντός της μαγνητόσφαιρας και της ιονόσφαιρας του πλανήτη και στη συνέχεια εξέρχεται στον ηλιακό άνεμο ακολουθώντας σχεδόν συμμετρική πορεία. Η διάβαση διαρκεί περίπου 2 ώρες. Πηγή: Bhardwaj et al. 2015 [28]. 130

6.31 Μαγνητική επανασύνδεση τύπου Χ. 131

6.32 Τοπολογία μαγνητικού πεδίου και φύλλο ρεύματος. 133

6.33 Επανασύνδεση γραμμών και εκροή πλάσματος. 133

6.34 Τοπολογία μαγνητικών γραμμών σε μοντέλο επανασύνδεσης Sweet-Parker. 134

7.1 Σχηματική αναπαράσταση της αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με τη γήινη μαγνητόσφαιρα. 142

7.2 Σχηματική αναπαράσταση της τροχιάς της Σελήνης ως προς τη γήινη μαγνητόσφαιρα. Credit: Tim Stubbs (University of Maryland/GSFC). 143

7.3 Το ενδογενές διπολικό μαγνητικό πεδίο της Γης (σε Gauss), το οποίο παράγεται στον μεταλλικό πυρήνα του πλανήτη μας. Αποτέλεσμα προσομοίωσης που πραγματοποιήθηκε από τον Jean Favre με τον υπερυπολογιστή Monte Rosa στο Swiss National Supercomputing Centre. 144

7.4 Κατανομή της έντασης του ενδογενούς μαγνητικού πεδίου της Γης, όπως υπολογίζεται από το World Magnetic Model, όπου διαδοχικές ισοδυναμικές γραμμές διαφέρουν κατά 1,000 nT. Το συγκεκριμένο μοντέλο χρησιμοποιείται για πλοήγηση, ενώ το International Geomagnetic Reference Field για επιστημονική έρευνα. Πηγή: Maus et al., 2010 [3]. 144

7.5 Η χωρική κατανομή του δB (σε nT) μεταξύ της έντασης του ενδογενούς διπολικού μαγνητικού πεδίου και της έντασης των εξωτερικών μαγνητικών πεδίων, όπως περιγράφεται από το εμπειρικό μοντέλο του Tsyganenko για τη μαγνητική καταιγίδα που εκδηλώθηκε στις 10 Οκτωβρίου 1990. Πηγή: Tsyganenko, 2002 [4]. 145

7.6 Σχηματικό διάγραμμα της γήινης μαγνητόσφαιρας. 1: Τοξοειδές κρουστικό κύμα, 2: Μαγνητοθήκη, 3: Μαγνητόπαυση, 4: Μαγνητόσφαιρα, 5: Βόρειος ουραίος λοβός, 6: Νότιος ουραίος λοβός, 7: Εσώτερη μαγνητόσφαιρα. Πηγή: `https://plasmasphere.nasa.gov/`. 147

7.7 Σχηματικό διάγραμμα της περιοχής γύρω από το κρουστικό κύμα, όπου δημιουργείται το foreshock. Εδώ, ο ηλιακός άνεμος ρέει από την πάνω πλευρά. Πηγή: Raptis et al. 2020 [6]. 149

7.8 Σχηματικό διάγραμμα των κυριότερων συστημάτων ρευμάτων στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Πηγή: Russell, 2001 [10]. 151

7.9 (Αριστερά) Σχηματικό διάγραμμα της αρχής δημιουργίας του ρεύματος μαγνητόπαυσης. (Δεξιά) Σχηματικό διάγραμμα της ροής του ρεύματος μαγνητόπαυσης. Πηγή: Ganushkina et al. 2018 [11]. 152

7.10 Σχηματικό διάγραμμα της ροής του ρεύματος της μαγνητοουράς. Πηγή: Ganushkina et al. 2018 [11]. 152

7.11 Σχηματικό διάγραμμα της ροής των field aligned currents). Πηγή: Le et al. 2010 [12]. . . 153

7.12 Τα δύο αυτά διαγράμματα δείχνουν την αθροιστική συνεισφορά διαφόρων ιόντων στη συνολική ενεργειακή πυκνότητα (δηλαδή την πίεση) του πλάσματος στη γεωστατική τροχιά για ήρεμες περιόδους (αριστερά), δηλαδή περιόδους με χαμηλή μαγνητοσφαιρική δραστηριότητα, και για ενεργές περιόδους (δεξιά), δηλαδή για αυξημένη μαγνητοσφαιρική δραστηριότητα. Πηγή: Daglis et al. 1993 [14] 155
7.13 Η ισχυρή γεωμαγνητική καταιγίδα του Μαρτίου 1991. (Από πάνω προς τα κάτω): χρονικό προφίλ της συνεισφοράς των ιόντων H^+ και O^+ στην ολική ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος για L = 5–6, καθώς και το προφίλ του δείκτη Dst. Πηγή: Daglis, 2006 [15]. 156
7.14 Ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας της θέρμανσης Joule (κωδικοποιημένη με χρώμα) στην ανώτερη ατμόσφαιρα πάνω από τον Βόρειο Πόλο σε ήρεμες συνθήκες (αριστερά) και κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικής καταιγίδας (δεξιά). Το κόκκινο και το μπλε χρώμα αντιστοιχούν στη μέγιστη και την ελάχιστη ισχύ, αντίστοιχα. 157
7.15 Διαγράμματα της πυκνότητας των ηλεκτρονίων στον χώρο των φάσεων ως προς το μαγνητοκέλυφος κατά τη διάρκεια του φαινομένου της μαγνητοσφαιρικής σκίασης. Πηγή Turner et al. 2013 [16]. 158
7.16 Τυπικές κατανομές γωνίας κλίσης σε γεωμαγνητικά ήρεμη μαγνητόσφαιρα (αριστερά) και κατά την επίδραση της μαγνητοσφαιρικής σκίασης (δεξιά). Τα μαύρα τρίγωνα αντιπροσωπεύουν μετρήσεις και οι κόκκινες και μπλε καμπύλες αντιπροσωπεύουν τις προσαρμογές (fittings). Πηγή: Clark et al. 2014 [17]. 158
7.17 Ενεργές διατομές για ανταλλαγή φορτίου ενεργητικών ιόντων H^+ και O^+ συναρτήσει της ενέργειάς τους. Πηγή: McEntire και Mitchell, 1989 [18]. 159
7.18 (α) Αναπαράσταση του σχήματος της πλασμόσφαιρας από δεδομένα της αποστολής IMAGE. Πηγή: Sandel et al. 2003 [20]. (β) Μετρήσεις της πυκνότητας των ηλεκτρονίων από το όργανο WHISPER της αποστολής Cluster στις 11 Απριλίου του 2002 στη νυχτερική μαγνητόσφαιρα (MLT=21:30). Οι ενδείξεις A_{IN} και A_{OUT} δείχνουν το πέρασμα του δορυφόρου από το plasmaspheric plume, ενώ οι ενδείξεις PP_{IN} και PP_{OUT} το πέρασμα του δορυφόρου από την πλασμόπαυση. Πηγή: Darrouzet et al. 2004 [19]. 160
7.19 Διάγραμμα της συνολικής μάζας της πλασμόσφαιρας στην περιοχή $1.5 < L < 3.5$ σε σχέση με την εξέλιξη της γεωμαγνητικής δραστηριότητας (Dst και Kp) για την περίοδο 5 Μαΐου έως 28 Ιουνίου του 2001. Πηγή: Gallagher, 2021 [21]. 161
7.20 Σχηματικό διάγραμμα της ροής του δακτυλιοειδούς ρεύματος ιόντων (γαλάζιο) και ηλεκτρονίων (καφέ). Πηγή: Ganushkina et al. 2018 [11]. 162
7.21 Σχηματική αναπαράσταση των ζωνών ακτινοβολίας από μοντέλο υπολογιστή που δείχνει τις δύο κύριες ζώνες ακτινοβολίας, την εξώτερη και την εσώτερη ζώνη. Πηγή: `http://www.nasa.gov/content/goddard/van-allen-probes-reveal-zebra-stripes-in-space`. 164
7.22 Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων στη εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας μέσω του μηχανισμού της επιτόπιας επιτάχυνσης. Πηγή: Jaynes et al. 2015 [33]. 166

8.1 (Δεξιά) Ποιοτική απεικόνιση των τριών φάσεων εξέλιξης μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας: a) φάση ανάπτυξης, b) φάση εκτόνωσης και c) φάση επαναφοράς. Πηγή: Biskamp, 1996 [1]. Αριστερά φαίνεται η εξέλιξη των δεικτών AU και AL κατά τη διάρκεια κάθε φάσης. Πηγή: Cristine Gabrielse. 174
8.2 Τυπικές μετρήσεις ηλεκτρονίων από τους γεωστατικούς δορυφόρους LANL σε συνδυασμό με παρατηρήσεις του βόρειου σέλαος. 175
8.3 Χαρακτηριστικό παράδειγμα εξέλιξης του δείκτη Dst για μια απομονωμένη γεωμαγνητική καταιγίδα και ο διαχωρισμός των φάσεών της. 176

8.4 Ετήσια προφίλ της απόλυτης τιμής της γωνίας που διέπει το axial (μαύρα σημεία), το equinoctial (μαύρη γραμμή) και το Russell–McPherron effect (μαύρη διακεκομμένη γραμμή). Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στα προβλεπόμενα μέγιστα [17] των ισημεριών (κόκκινο και μπλε) και το ελάχιστο του θερινού ηλιοστασίου (πράσινο). Πηγή: Katsavrias et al. 2021 [18]. 180

8.5 Συγκριτικά γραφήματα για τα επεισόδια του Ιουνίου 1991 (αριστερά διαγράμματα) και Σεπτεμβρίου 1998 (δεξιά διαγράμματα). Από πάνω προς τα κάτω φαίνονται ο δείκτης Dst (μαζί τον προσομοιωμένο Dst χρησιμοποιώντας της σχέση Dessler-Parker-Sckopke), η ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος και το ποσοστό της ενέργειάς του που οφείλεται σε ανοιχτά κελύφη ολίσθησης ως συνάρτηση της ακτινικής απόστασης και του MLT. Πηγή: Daglis and Kamide, 2003 [25]. 181

8.6 Σχηματικό διάγραμμα που δείχνει τη συνεισφορά από τους δύο πληθυσμούς στην ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Πηγή: Gkioulidou et al. 2016 [26]. . . . 182

8.7 Χαρακτηριστικό παράδειγμα εξέλιξης του δείκτη Dst σε δύο στάδια (κάθετες διακεκομμένες γραμμές): μια γρήγορη και απότομη επαναφορά που διαρκεί λίγο περισσότερο από 12 ώρες, και μια αργή επαναφορά που διαρκεί λίγες μέρες. 183

8.8 (Πάνω διάγραμμα) Μακροχρόνιες μετρήσεις ροών πρωτονίων (27.4< E <37.4 MeV) στα μαγνητοκελύφη 1.33< L <1.42 από το τηλεσκόπιο PET του δορυφόρου SAMPEX για την περίοδο 1993-2010. (Μεσαίο διάγραμμα) Ημερήσιοι μέσοι ρυθμοί καταμέτρησης νετρονίων από τον σταθμό του Delaware (L~2.4). (Κάτω διάγραμμα) Αριθμός ηλιακών κηλίδων. Οι διακεκομμένες πράσινες καμπύλες στο επάνω και στο κάτω πάνελ είναι προσαρμοσμένες σε ημιτονοειδείς καμπύλες με περίοδο 11 ετών. Πηγή: Li et al. 2020 [36]. 185

8.9 Τρία αντιπροσωπευτικά παραδείγματα καταιγίδων με διαφορετικό αποτέλεσμα στην ένταση ροής των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen. (A) Ενίσχυση της ροής σχετικιστικών ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια της γεωμαγνητικής καταιγίδας του Ιανουαρίου 1997. (B) Σημαντικές απώλειες ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια της γεωμαγνητικής καταιγίδας του Μαΐου 1999. (C) Η καταιγίδα του Φεβρουαρίου 1998 με ελάχιστο Dst στα −100 nT, που κατέληξε σε αμελητέα μεταβολή της ροής των ηλεκτρονίων. Πηγή: Reeves et al. 2003 [46]. 187

8.10 Σχηματική αναπαράσταση ακτινικών προφίλ της πυκνότητας στον χώρο των φάσεων για τους δύο κύριους μηχανισμούς επιτάχυνσης. Πηγή: Li and Hudson, 2019 [51]. 188

8.11 Χρονική εξέλιξη των ακτινικών προφίλ της πυκνότητας στον χώρο των φάσεων για K< $0.03G^{1/2}R_E$ και για τρεις τιμές της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης (100, 1,000 και 5,000 MeV/G) κατά της διάρκεια της περιόδου 18-29 Απριλίου 2017. Τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια με μ =1,000 MeV/G παρουσιάζουν αυξανόμενες κορυφές, συμβατές με επιτόπια επιτάχυνση από κύματα chorus, ενώ τα υπερσχετικιστικά ηλεκτρόνια με μ =5,000 MeV/G παρουσιάζουν μονίμως θετικές κλίσεις, συμβατές με ακτινική διάχυση από κύματα ULF. Πηγή: Katsavrias et al. 2019 [55]. 189

8.12 Σχηματική αναπαράσταση ακτινικών προφίλ της πυκνότητας στον χώρο των φάσεων για τους δύο κύριους μηχανισμούς απώλειας. Πηγή: Li and Hudson, 2019 [51]. 190

8.13 (a) Η ηλεκτρική συνιστώσα των κυμάτων chorus και (b) η μαγνητική συνιστώσα των κυμάτων hiss για την περίοδο 16 Δεκεμβρίου 2012 με 13 Ιανουαρίου 2013. Η λευκή γραμμή υποδεικνύει τη θέση της πλασμόσπαυσης. Πηγή: Jaynes et al. 2014 [63]. 191

8.14 (a–c) Συντελεστές διάχυσης γωνίας κλίσης και (d–f) παρατηρούμενη κανονικοποιημένη ροή ηλεκτρονίων ως προς τη γωνία κλίσης από το όργανο REPT της αποστολής Van Allen Probes. Πηγή: Usanova et al. 2014 [66]. 192

8.15 Από πάνω προς τα κάτω: Οι μηνιαίες τιμές της ροής των ηλεκτρονίων με E >2 MeV από τους γεωστατικούς δορυφόρους GOES, το μηνιαίο ελάχιστο του δείκτη Dst index (nT), οι ετήσιες τιμές των ηλιακών κηλίδων (μαύρη καμπύλη) και οι εβδομαδιαίες τιμές της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου (κόκκινη καμπύλη). Το κάτω διάγραμμα δείχνει τη ροή των ηλεκτρονίων με E ~2 MeV ως συνάρτηση του μαγνητοκελύφους (L) από μετρήσεις των δορυφόρων SAMPEX (3 Ιουλίου 1992 έως 13 Νοεμβρίου 2012) και Van Allen Probes (13 Νοεμβρίου 2012 έως 31 Αυγούστου 2016). Πηγή: Li et al. 2017 [73]. 194

8.16 Superposed epoch analysis για δύο ομάδες επεισοδίων γεωμαγνητικών διαταραχών που κατέληξαν σε ενίσχυση (αριστερά διαγράμματα) και απώλεια (δεξιά). Οι μαύρες καμπύλες αντιστοιχούν στη διάμεσο, ενώ οι κόκκινες στο πάνω και κάτω τεταρτημόριο της κατανομής. Από πάνω προς τα κάτω: Η κατακόρυφη συνιστώσα του διαπλανητικού πεδίου, η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, ο γεωμαγνητικός δείκτης AL και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στον χώρο των φάσεων για υποσχετικιστικά (μ=100 MeV/G) και σχετικιστικά (μ=4,200 MeV/G) σωματίδια. Πηγή: Katsavrias et al. 2019 [49]. 196

8.17 Πάνω διάγραμμα: Ποσοστά απόκρισης των ροών σχετικιστικών ηλεκτρονίων (E>2 MeV) στη γεωσύγχρονη τροχιά ανά κατηγορία διαπλανητικού φαινομένου. Κάτω διάγραμμα: Ροές ηλεκτρονίων για διαφορετικές ακολουθίες διαπλανητικών φαινομένων. Η οριζόντια γραμμή δείχνει τη διάμεσο και η πορτοκαλί σκιασμένη περιοχή δείχνει το εύρος από το κατώτερο έως το ανώτερο τεταρτημόριο της ροής πριν την έναρξη των επεισοδίων του δείγματος. Πηγή: Kilpua et al. 2015 [80]. 198

9.1 Εγκάρσια τομή της μαγνητόσφαιρας του Δία. Πηγή: F. Bagenal and S. Bartell, University of Colorado Boulder. 211

9.2 Ακτινικό προφίλ της αριθμητικής πυκνότητας (a) και της θερμοκρασίας (b) του πλάσματος στον μαγνητοδίσκο του Δία, όπως προκύπτουν από την ανάλυση μετρήσεων των διαστημοπλοίων Voyager και Galileo. Πηγή: Bagenal & Delamere, 2010 [1]. 212

9.3 Εγκάρσια τομή της τοπολογίας των βασικών ηλεκτρικών ρευμάτων στη μαγνητόσφαιρα του Δία (a και b). Πλάγια όψη (c) και κάτοψη (d) των δυναμικών μαγνητικών γραμμών στη μαγνητόσφαιρα του Δία. Πηγή: F. Bagenal & D. Ranquist, University of Colorado Boulder. 213

9.4 Ακτινικά προφίλ της ενέργειας που έχουν τα ουδέτερα άτομα H και H_2O στη μαγνητόσφαιρα του Δία και του Κρόνου εξαιτίας της κατά Κέπλερ κίνησης των πηγών τους (μαύρες συνεχείς και διακεκομμένες καμπύλες) και της ενέργειας που αποκτούν εξαιτίας της συμπεριστροφής της μαγνητόσφαιρας όταν ιονιστούν (κόκκινες και μπλε καμπύλες). Το μαύρο κατακόρυφο βέλος δείχνει την αύξηση της ενέργειας ενός μορίου H_2O που παράγεται, διασπάται και ιονίζεται (O^+) κοντά στην τροχιά του δορυφόρου του Δία Ευρώπη. Πηγή: Rymer, 2021 [2]. 214

9.5 Επίδραση της πλανητικής περιστοφής στην κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων μεταξύ των κατοπτρικών σημείων (bounce motion). Εικονίζονται οι τροχιές 2 ιόντων με ίδια ενέργεια και ίδια γωνία κλίσης (pitch angle) για την περίπτωση αμελητέας περιστροφής (π.χ. Γη) και γρήγορης περιστοφής (π.χ. Δίας). Το σημείο X υποδεικνύει την αναμενόμενη θέση του κατοπτρικού σημείου (mirror point) αν δεν υπήρχε η περιστροφή της μαγνητόσφαιρας. Η μετατόπιση του σημείου σε χαμηλότερα πλάτη οδηγεί στον ισημερινό περιορισμό του πλάσματος και τον σχηματισμό του μόνιμου μαγνητοδίσκου. Πηγή: Vogt, 2014 [3]. . . 215

9.6 Πλάγια όψη της διαμόρφωσης του μαγνητικού πεδίου (a) και της πίεσης του πλάσματος (b) στον μαγνητοδίσκο του Δία, για τρεις διαφορετικές καταστάσεις της μαγνητόσφαιρας (μέση, συμπιεσμένη και διεσταλμένη), όπως προκύπτει από μετρήσεις των διαστημοπλοίων Galileo (Δίας) και Cassini (Κρόνος) σε συνδυασμό με το μοντέλο μαγνητοδίσκου των Achilleos-Guio-Arridge. Η χρωματική κλίμακα στο (a) αντιστοιχεί στο μαγνητικό πλάτος του άκρου (foot-point) κάθε δυναμικής γραμμής, και στο (b) στον λογάριθμο της πίεσης πλάσματος σε nPa. Πηγή: Achilleos et al. 2010 [4]. 216

9.7 Τρισδιάστατη απεικόνιση της μαγνητόσφαιρας του Κρόνου και των σημαντικότερων δομών και φαινομένων που συναντάμε στο εσωτερικό της. 218

9.8 Ακτινικά προφίλ της αριθμητικής πυκνότητας (a) και της θερμοκρασίας (b) του πλάσματος στην ισημερινή μαγνητόσφαιρα του Κρόνου, όπως προκύπτουν από την ανάλυση μετρήσεων του διαστημοπλοίου Cassini. Πηγή: Bagenal & Delamere. 2010 [1]. 219

9.9 Εγκάρσια τομή της τοπολογίας των ζωνών ακτινοβολίας του Δία, όπου φαίνεται η ένταση ροής συναρτήσει του μαγνητοκελύφους L για (a) πρωτόνια με ενέργεια E>15 MeV και για (b) ηλεκτρόνια με ενέργεια E>5 MeV. Πηγή: Nenon et al. 2017 [8] και Nenon et al. 2018 [9]. 221

9.10 Απεικόνιση των ζωνών ακτινοβολίας του Κρόνου βασισμένη στα αποτελέσματα του διαστημοπλοίου Cassini. Η χρωματική κλίμακα αντιστοιχεί στην ένταση ροής. 222

9.11 (a) Κατανομή της πυκνότητας ρεύματος (A/m^2) στο ισημερινό επίπεδο της μαγνητόσφαιρας του Κρόνου, όπως μετρήθηκε από το διαστημόπλοιο Cassini καθ' όλη τη διάρκεια της παραμονής του σε τροχιά. (b) Αντίστοιχη κατανομή της σχετικής ισχύος των δύο μηχανισμών δημιουργίας του δακτυλιοειδούς ρεύματος που περιγράφονται στην εξίσωση 9.5. Πηγή: Sergis et al. 2017 [12]. 224

9.12 Ανίχνευση πλασμοειδών (σχηματική αναπαράσταση και μετρήσεις ιόντων) στη μαγνητοουρά του Δία κατά τη διάβαση του διαστημοπλοίου New Horizons. Πηγή: McComas et al. 2007 [13]. 225

9.13 Κατανομή της δυνατότητας μαγνητικής επανασύνδεσης στον φασικό χώρο Δβ-θ, που περιγράφει η εξίσωση 9.6. Η μαύρη συνεχής γραμμή αντιστοιχεί σε πάχος του φύλλου ρεύματος L=d, ενώ οι διακεκομμένες σε L=0.5d και L=2d αντιστοίχως. Τα σημεία αντιστοιχούν σε διαβάσεις από την προσήλια μαγνητόπαυση του Κρόνου. Γίνεται εύκολα αντιληπτό γιατί η μαγνητική επανασύνδεση στην ημερήσια μαγνητόπαυση εμφανίζεται σπάνια. Πηγή: Masters et al. 2012 [15]. 227

9.14 Τοπολογία της εμφάνισης αστάθειας Kelvin-Helmholtz στη μαγνητόπαυση του Κρόνου, όπως προκύπτει από μετρήσεις του διαστημοπλοίου Cassini. Πηγή: Delamere et al. 2012 [16]. 228

9.15 Σχηματική περιγραφή hot plasma injection στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα του Κρόνου. Εικονίζεται το ισημερινό επίπεδο της εσώτερης μαγνητόσφαιρας, με τον Ήλιο (ημερήσια πλευρά) να βρίσκεται προς τα πάνω, ενώ τα σημεία A, B και C υποδεικνύουν την κατεύθυνση κατά την οποία αναπτύσσεται το κανάλι θερμού πλάσματος. Παράλληλα εικονίζονται η τροχιά του Cassini και η φορά περιστροφής της μαγνητόσφαιρας. Πηγή: Burch et al. 2005 [17]. 229

9.16 Απεικόνιση των μαγνητοσφαιρών του Κρόνου (a) και του Δία (b) με τη μέθοδο Energetic Neutral Atom (ENA) imaging από το όργανο MIMI/INCA της αποστολής Cassini. Η χρωματική κλίμακα περιγράφει τη ροή ιόντων σε ενέργειες μερικών δεκάδων keV. Στην περίπτωση του Κρόνου, η κατανομή έχει ληφθεί με τρίωρη έκθεση όταν το διαστημόπλοιο βρισκόταν σε πλάτος περίπου 55^o και απόσταση 25 R_S από τον πλανήτη. Διακρίνεται καθαρά το δακτυλιοειδές ρεύμα, ενώ οι δύο κύκλοι με διακεκομμένη γραμμή υποδεικνύουν τις τροχιές της Ρέας (8.7 R_S) και του Τιτάνα (20.2 R_S). Ο άξονας x έχει κατεύθυνση προς τον Ήλιο. Στην περίπτωση του Δία, η καταγραφή έγινε τον Ιανουάριο του 2001, κατά την πλησιέστερη διάβαση του Cassini από τον πλανήτη, καθώς κατευθυνόταν προς τον Κρόνο. Εικονίζεται η πλάγια όψη της μαγνητόσφαιρας. Οι δύο κίτρινοι κύκλοι αντιστοιχούν στη διατομή του τόρου της Ιούς. Πηγή: Krimigis et al. 2007 [18] και NASA/JPL/JHUAPL. . 230

10.1 Σχηματική αναπαράσταση μιας επαφής p-n. 237
10.2 Σχηματική αναπαράσταση της λειτουργίας των φασματογράφων χαμηλής και μέσης ενέργειας (αριστερά) και υψηλής ενέργειας (δεξιά) του οργάνου MagEIS. Πηγή: Blake et al. 2013 [2]. 239
10.3 Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή REPT. Πηγή: Baker et al. 2013 [3]. 239
10.4 Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή χρόνου πτήσης CHEM της αποστολής AMPTE. Πηγή: Gloeckler et al. 1985 [4]. 240
10.5 Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή SCENIC (Spectroscopic Camera for Electrons, Neutral and Ion Composition). Πηγή: Wilken et al. 1997 [6]. 242
10.6 Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή RBSPICE. Πηγή: Mitchell et al. 2013 [7]. 242
10.7 Σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου Hall. 243
10.8 Σχηματική αναπαράσταση ενός μαγνητόμετρου τύπου Fluxgate. 244
10.9 Σχηματική αναπαράσταση της γεωστατικής τροχιάς. Πηγή: ESA (`https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Transportation/Types_of_orbits`). 246
10.10 Σχηματική αναπαράσταση των δορυφόρων Galileo σε MEO. Πηγή: ESA (`https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Transportation/Types_of_orbits`). . . . 247
10.11 Σχηματική αναπαράσταση της χαμηλής τροχιάς. Πηγή: ESA (`https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Transportation/Types_of_orbits`). 248
10.12 Σχηματική αναπαράσταση των σημείων Lagrange. Πηγή: NASA (`https://solarsystem.nasa.gov/resources/754/what-is-a-lagrange-point/`). 249
10.13 Μια απεικόνιση της ταχύτητας διαφυγής του Voyager 2 στο ηλιακό σύστημα. Πηγή: Steve Matousek, JPL (`https://solarsystem.nasa.gov/basics/chapter4-1/`). 252
10.14 Ετήσιος αριθμός εκτόξευσης διαστημοπλοίων ανά χώρα και χρήση. Πηγή: `http://claudelafleur.qc.ca/Spacecrafts-index.html`. 253

11.1 Σχηματική αναπαράσταση της επιρροής του Διαστημικού Καιρού σε επίγειες και διαστημικές τεχνολογικές υποδομές. Πηγή: ESA (`https://swe.ssa.esa.int/what-is-space-weather`). 260
11.2 Σχηματική αναπαράσταση της εσωτερικής φόρτισης σε διαστημικά συστήματα. Πηγή: Baker, 2006 [5]. 263
11.3 Ροές ηλεκτρονίων 1.4-2.0 MeV στη γεωστατική τροχιά για την περίοδο 1979-1982. Πηγή: Baker, 2006 [5]. 264
11.4 Η καταστροφή του μετασχηματιστή στο Salem New Jersey Nuclear Plant λόγω της γεωμαγνητικής καταιγίδας στις 13 Μαρτίου 1989. Μόνο το κόστος του μετασχηματιστή ανερχόταν στα 10 εκατομμύρια δολάρια. Πηγή: `https://spectrum.ieee.org/nasa-to-test-upgraded-earth-models-for-solar-storm-threat`. 267

11.5 Πάνω διάγραμμα: Η διακύμανση της αθροιστικής δόσης δέρματος πίσω από μια ασπίδα αλουμινίου πάχους 1 gm/cm^2. Κάτω διάγραμμα: Η ροή >60 MeV πρωτονίων. Οι υπολογισμοί έχουν γίνει εκτός της προστασίας του γεωμαγνητικού πεδίου. Οι κάθετες γκρίζες γραμμές δίνουν τις χρονικές περιόδους που οι αστροναύτες του Apollo ήταν εκτός της μαγνητόσφαιρας στον διαπλανητικό χώρο. Πηγή: Lockwood και Hapgood, 2007 [14]. . . . 270

A.1 Σχηματική αναπαράσταση του μετασχηματισμού Fourier. 282
A.2 (a) Η συνάρτηση Morlet στο πεδίου του χρόνου και (b) η συνάρτηση Morlet στο πεδίο των συχνοτήτων. Πηγή: Katsavrias et al. 2022 [2]. 284
A.3 Παράδειγμα φάσματος wavelet στη χρονοσειρά του γεωμαγνητικού δείκτη Dst. Το πάνω διάγραμμα αντιστοιχεί στη χρονοσειρά του δείκτη Dst. Το κάτω και αριστερά διάγραμμα είναι το φάσμα της wavelet, το οποίο είναι χρωματικά κωδικοποιημένο, με το κόκκινο χρώμα να αντιστοιχεί στη μέγιστη ισχύ. Το κάτω και δεξιά διάγραμμα αντιστοιχεί στο ολικό φάσμα της wavelet (Global Wavelet Spectrum), ενώ η διακεκομμένη γραμμή προσδιορίζει το επίπεδο εμπιστοσύνης (confidence level) πάνω από 95%. Πηγή: Katsavrias et al. 2016 [6]. 285

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

1.1 Στοιχεία των πλανητών του Ηλιακού συστήματος, του αστεροειδούς 9969 Braille και της Σελήνης. 11

2.1 Χαρακτηριστικές τιμές πυκνότητας και θερμοκρασίας για πλάσμα εντός της ηλιόσφαιρας. . 18
2.2 Χαρακτηριστικές τιμές του μήκους Debye για πλάσμα διαφόρων τιμών πυκνότητας και θερμοκρασίας. 21

3.1 Χαρακτηριστικές περίοδοι των τριών κινήσεων παγιδευμένων ηλεκτρονίων και πρωτονίων στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Οι υπολογισμοί αντιστοιχούν σε ηλεκτρόνια και πρωτόνια με ισημερινές γωνίες κλίσης 75^o στην καρδιά της εξώτερης (L=4.5) και εσώτερης (L=1.5) ζώνης Van Allen, αντίστοιχα. 34

5.1 Κύματα παράλληλα και κάθετα στο μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}_o$ 61
5.2 Οι χαρακτηριστικές συχνότητες, η πολικότητα και οι κυρίαρχες των κυμάτων που παρατηρούνται στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα της Γης (βασισμένο στους Koskinen & Kilpua, 2022 [3]). 71
5.3 Κατηγοριοποίηση των κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας από το Πανεπιστήμιο του Oulu στη Φινλανδία. Πηγή: `http://magbase.rssi.ru/REFMAN/SPPHTEXT/ulf.html` 72
5.4 Κατηγοριοποίηση κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας με ακανόνιστη κυματομορφή από το Πανεπιστήμιο του Oulu στη Φινλανδία. Πηγή: `http://magbase.rssi.ru/REFMAN/SPPHTEXT/ulf.html` 72

6.1 Κατηγοριοποίηση των ηλιακών εκάμψεων με βάση τη μέγιστη ροή που μετράται στη γεωσύγχρονη τροχιά από τους δορυφόρους GOES (Geostationary Orbiting Enviromental Satellites). 102
6.2 Τυπικές τιμές των παραμέτρων του αργού και γρήγορου ηλιακού ανέμου στα όρια της γήινης τροχιάς. 104
6.3 Χαρακτηριστικές διαφορές μεταξύ impulsive και gradual SEPs. 121
6.4 Τιμές του φασματικού δείκτη για τρία ενεργειακά εύρη των κοσμικών ακτίνων. 122

8.1 Περιγραφή των κυριότερων παραμέτρων σύζευξης. Πηγή: Katsavrias et al. 2021 [7]. 178

8.2 Σύνοψη των αποτελεσμάτων Borovsky και Denton [28] σχετικά με τις διαφορές μεταξύ των γεωμαγνητικών διαταραχών που προκαλούνται από ICMEs και CIRs. Πηγή: Borovsky και Denton, 2006 [28]. 197

10.1 Ο λόγος μάζας ως προς την επιθυμητή delta-v για δύο διαφορετικές τιμές της I_{sp}. 251

11.1 Κύριες επιδράσεις της σωματιδιακής και ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε διαστημικά τεχνολογικά συστήματα. Πηγή: Daly et al. 2007 [2]. 261

11.2 Πιθανές επιπλοκές στην ανθρώπινη υγεία για διάφορα επίπεδα δόσεων σωματιδιακής ακτινοβολίας. 269

ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΝΤΟΜΕΥΣΕΩΝ - ΑΚΡΩΝΥΜΙΩΝ

AE	Auroral Electrojet (Σελαϊκός ηλεκτροχείμαρος)
AMPTE	Active Magnetospheric Particle Tracer Explorer
amu	Atomic Mass Unit (Μονάδα ατομικής μάζας)
AU	Astronomical Unit (Αστρονομική μονάδα)
BS	Bow Shock (Τοξοειδές κρουστικό κύμα)
CHAMP	Challenging Minisatellite Payload
CIR	Corotating Interaction Regions (Συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης)
CME	Coronal Mass Ejection (Στεμματική εκτίναξη μάζας)
CR	Cosmic Rays (Κοσμικές ακτίνες)
CRAND	Cosmic Ray Albedo Neutron Decay
CRRES	Combined Release and Radiation Effects Satellite
DDD	Dispacement Damage Dose
Dst	Disturbance Storm Time
EDT	Eastern Daylight Time
ELF	Extra-Low Frequency
EMIC	ElectroMagnetic Ion Cyclotron
ENA	Energetic Neutral Atom (Ενεργητικό ουδέτερο άτομο)
ESA	European Space Agency (Ευρωπαϊκή διαστημική υπηρεσία)
EUV	Extra Ultra Violet (Υπεριώδης ακτινοβολία)
EVA	Extra-Vehivular Activity (Δραστηριότητα εκτός σκάφους)
FACs	Field Aligned Currents (Κύματα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο)
FGM	FluxGate Magnetometer (Μαγνητόμετρο ρυθμιζόμενης ροής)
GEO	Geosynchronous Orbit (Γεωσύγχρονη τροχιά)
GIC	Geomagnetically Indiced Currents (Γεωμαγνητικώς επαγόμενα ρεύματα)
GOES	Geostationary Orbiting Enviromental Satellites
GPS	Global Positioning System (Παγκόσμιο σύστημα πλοήγησης)

HCS	Heliospheric Current Sheet (Ηλιοσφαιρικό φύλλο ρεύματος)
HSS	High Speed Streams (Ροές υψηλής ταχύτητας)
ICME	Interplanetary Coronal Mass Ejection (Διαπλανητική εκτίναξη στεμματικής μάζας)
IES	Imaging Electron Spectrometer
IGRF	International Geomagnetic Reference Field
IIMS	Imaging Ion Mass Spectrometer
IMF	Interplanetary Magnetic Field (Διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο)
IP	Interplanetary Space (Διαπλανητικό διάστημα)
IR	Interaction Regions (Περιοχές αλληλεπίδρασης)
KH	Kelvin-Helmholtz instability
LADEE	Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer
LANL	Los Alamos National Laboratory
LASCO	Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment
LEO	Low Earth Orbit (Τροχιά χαμηλού ύψους)
SIR	Stream Interaction Regions (Περιοχές αλληλεπίδρασης ροών)
LCDS	Last Closed Drift Shell
LSA	Low Speed wind at maximum Activity
LSM	Low Speed wind of Minimum type
MagEIS	Magnetic Electron-Ion Spectrometer
MCP	MicroChannel Plate (Μικροκαναλική πλάκα)
MEO	Medium Earth Orbit (Τροχιά μέσου ύψους)
MGS	Mars Global Surveyor
MHD	Magneto-Hydro-Dynamics (Μαγνητοϋδροδυναμική)
MLT	Magnetic Local Time (Μαγνητικός τοπικός χρόνος)
MOSFET	Metal–oxide–semiconductor field-effect transistor
MP	Magnetopause (Μαγνητόπαυση)
MPB	Magnetic Pile-up Boundary
MS	Magnetosheath (Μαγνητοθήκη)
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PAD	Pitch Angle Distribution (Κατανομή γωνιών κλίσης)
PSD	Phase Space Density (Πυκνότητα στον χώρο των φάσεων)
PSD	Power Spectral Density
PSV	Pipe-to-Soil Voltage
RAPID	Research with Adaptive Particle Imaging Detectors
RBSP	Radiation Belt Storm Probes
RBSPICE	Radiation Belt Storm Probes Ion Composition Experiment
REPT	Relativistic Electron Proton Telescope
RMS	Root Mean Square (Μέση τετραγωνική ρίζα)
SAMPEX	Solar Anomalous and Magnetospheric Particle EXplorer
SCENIC	Spectroscopic Camera for Electrons, Neutral and Ion Composition
SCM	Search Coil Magnetometer (Μαγνητόμετρο αναζήτησης πηνίου)
SDO	Solar Dynamics Observatory
SEE	Single-Event Effects
SEB	Single-event burnout
SEL	Single-event latchup
SEP	Solar Energetic Particles (Ηλιακά ενεργητικά σωματίδια)
SOHO	Solar and Heliospheric Observatory
SSD	Solid State Detector (Ανιχνευτής στερεάς κατάστασης)
SSO	Sun synchronous Orbit

THEMIS	Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms
TID	Total Ionizing Dose
TNID	Total Non-Ionizing Dose
ToF	Time of Flight (Χρόνος πτήσης)
ToFMS	Time of Flight Mass Spectrometer (Φασματογράφος μάζας χρόνου πτήσης)
ULF	Ultra-Low Frequency
VLF	Very-Low Frequency

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Το βιβλίο αυτό καλύπτει το πεδίο της Διαστημικής Φυσικής, συμπεριλαμβάνοντας και κάποια απαραίτητα στοιχεία Ηλιακής Φυσικής και Φυσικής Πλάσματος. Έτσι, συμπληρώνει τα διαθέσιμα πανεπιστημιακά συγγράμματα, καθώς δεν υπήρχε μέχρι πρόσφατα βιβλίο Διαστημικής Φυσικής στην ελληνική γλώσσα.

Η Διαστημική είναι μια σχετικά νέα κατεύθυνση της Φυσικής, αφού γεννήθηκε πριν από εξίμισι μόλις δεκαετίες με την εκτόξευση του πρώτου τεχνητού δορυφόρου της ανθρώπινης ιστορίας, του Σπούτνικ, τον Οκτώβριο του 1957. Μαζί με τα μεγάλα επιτεύγματα της σύγχρονης Φυσικής, τη Θεωρία της Σχετικότητας και την Κβαντομηχανική που μας πήγαν πέρα από την εμπειρική βεβαιότητα και ασφάλεια του «τώρα» και του «εδώ», η Διαστημική Φυσική μάς έχει πάει πέρα από την οικειότητα του «έτσι», δηλαδή του τρόπου ύπαρξης του κόσμου όπως τον αντιλαμβανόμαστε στην καθημερινότητά μας στην επιφάνεια της Γης, με κεντρικά και καθοριστικά (αλλά και περιοριστικά) στοιχεία την ορατή ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία και την ηλεκτρικά ουδέτερη ύλη.

Η Διαστημική και η Αστροναυτική, μεταφέροντάς μας έξω από τη γήινη ατμόσφαιρα, δείχνουν και επιβεβαιώνουν ότι ο Κόσμος υπάρχει (και) αλλιώς. Η ύλη του γνωστού σύμπαντος είναι ως επί το πλείστον ιονισμένη (δηλαδή βρίσκεται σε κατάσταση πλάσματος) και υπάρχει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που δεν είναι ορατή: το μικροκυματικό υπεριώδες φως, οι ακτίνες Χ και οι ακτίνες γ, που δεν φτάνουν στην επιφάνεια της Γης, αφού (για καλή μας τύχη) απορροφώνται από την ατμόσφαιρα. Βέβαια, ακόμη και αν έφταναν όλα αυτά τα εξωτικά φωτόνια στην επιφάνεια της Γης, πάλι δεν θα τα βλέπαμε, αφού η αναδιαμόρφωση της ρετινάλης (που αποτελεί τη χημική βάση της όρασης) σκανδαλίζεται μόνο από φωτόνια με μήκος κύματος 380-750 νανόμετρα, που αντιστοιχεί στο «ορατό» μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

Η έξοδος στο διάστημα μας «άνοιξε τα μάτια»: Τα διαστημικά τηλεσκόπια και οι αισθητήρες που καταγράφουν, πέρα από τα ορατά φωτόνια, και τα σκληρότερα φωτόνια, μας έχουν αποκαλύψει την εκτυφλωτική ομορφιά του σύμπαντος, όπως αυτή υπάρχει αοράτως. Μαζί με όλα τ' άλλα, γνωρίσαμε και την κυκλοθυμία του εγγύτατου στον πλανήτη μας αστέρα, του Ήλιου, η οποία είναι μερικώς αναγνωρίσιμη στο ορατό φως μέσω των ηλιακών κηλίδων, αλλά πραγματικά επιβλητική στο υπεριώδες και στις ακτίνες Χ. Η ηλιακή κυκλοθυμία αποτελεί τη φυσική βάση του διαστημικού καιρού, που έχει σημαντικές επιπτώσεις στο διαστημικό περιβάλλον, αλλά, κατά πάσα πιθανότητα, ακόμη και στο κλίμα της Γης.

Καθώς απομακρυνόμαστε από την επιφάνεια της Γης και ανεβαίνουμε σε όλο και μεγαλύτερο ύψος, παράλληλα με τη μείωση του οξυγόνου σημειώνεται και μείωση της συνολικής πυκνότητας της ύλης και ταυτοχρόνως ολοένα και μεγαλύτερος βαθμός ιονισμού της, με αποτέλεσμα στο διάστημα να κυριαρχεί ένα ρευστό όχι μόνο εξαιρετικά αραιό, αλλά επιπλέον και πλήρως ιονισμένο. Συνεπώς, η ύλη μετακινείται σταδιακά από τις γνώριμες στην καθημερινότητά μας καταστάσεις (στερεά, υγρή, αέρια) στην κατάσταση πλάσματος.

Θα ήταν όμως λάθος, επηρεασμένοι ίσως από τη μεγάλη ποικιλομορφία της ύλης κάτω από το όριο της γήινης ατμόσφαιρας, να θεωρήσουμε ότι το διαστημικό πλάσμα είναι ένα ομογενώς βαρετό ρευστό. Γνωρίζουμε πλέον από τις επιτόπιες μετρήσεις των διαστημοπλοίων ότι το πλάσμα υπάρχει σε διάφορους συνδυασμούς πυκνότητας και θερμοκρασίας, συγκροτώντας διάφορους πληθυσμούς με διακριτές ιδιότητες και συμπεριφορές, που καθορίζουν και τη σχέση του με ταλαντούμενα μαγνητικά και ηλεκτρικά πεδία. Η μεταβαλλόμενη αυτή σχέση οδηγεί και στη γένεση των πολύπλοκων φαινομένων που χαρακτηρίζουν το διαστημικό περιβάλλον και αποτελούν αντικείμενο της Διαστημικής Φυσικής.

Για όσους θα ήθελαν να εμβαθύνουν στη Φυσική Πλάσματος, τη Διαστημική Φυσική ή την Ηλιακή Φυσική, συνιστώ τα παρακάτω εξαιρετικά ξενόγλωσσα βιβλία:

- Basic Space Plasma Physics των W. Baumjohann και R. A. Treumann
- Introduction to Plasma Physics: With Space, Laboratory and Astrophysical Applications των D. A. Gurnett και A. Bhattacharjee
- Plasma Physics and Controlled Fusion του F. F. Chen
- Space Physics της M. B. Kallenrode
- Space Physics των C. T. Russell, J. G. Luhmann και R. J. Strangeway
- Waves, Particles and Storms in Geospace των G. Balasis, I. A. Daglis και I. R. Mann

Η προσφορά αυτού του βιβλίου στους φοιτητές μας θα ήταν αδύνατη χωρίς την καθοριστική συνεισφορά των συνεργατών μου: του δρα Νικολάου Σέργη, της δρα Μαρίνας Γεωργίου και, ιδιαίτερα, του δρα Χρήστου Κατσαβριά. Ξεχωριστή μνεία αξίζει στην υποψήφια διδάκτορα Αφροδίτη Νάση, που έχει βοηθήσει τόσο εμένα, όσο και πολλούς φοιτητές μας, με λεπτομερή και εποικοδομητικά σχόλια σε παραδόσεις και ασκήσεις.

Κλείνοντας, εύχομαι από την καρδιά μου στους φοιτητές μου να ανακαλύψουν τη χαρά της γνώσης και να μη σπουδαιολογούν τα ασήμαντα πράγματα στη ζωή.

Ιωάννης Α. Δαγκλής
Καθηγητής Διαστημικής Φυσικής
Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών

Μέρος Ι

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Περίληψη
Ξεκινώντας με τον τεχνικό ορισμό του διαστήματος, δηλαδή του μέρους του σύμπαντος που βρίσκεται στη γειτονιά της Γης, το εισαγωγικό αυτό κεφάλαιο ανατρέχει σε μύθους της αρχαιότητας για τον Ήλιο μέχρι τις πρώτες παρατηρήσεις κηλίδων στην επιφάνειά του. Η συστηματική μελέτη των κηλίδων κατέδειξε ότι οι ηλιακές κηλίδες χαρακτηρίζονται από ισχυρά μαγνητικά πεδία. Η παρατήρηση αυτή αποτελεί την πρώτη καταγραφή μαγνητικού πεδίου πέρα από τη Γη. Ο πλανήτης μας διαθέτει διπολικό μαγνητικό πεδίο, του οποίου η τοπική κλίση εμφανίζει σημαντική αυξομείωση στη διάρκεια μίας μαγνητικής καταιγίδας. Η αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με το μαγνητικό πεδίο της Γης έχει ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη της μαγνητόσφαιρας γύρω από τον πλανήτη μας και του σέλαος, που είναι ορατό σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη. Οι εξώτεροι αέριοι πλανήτες του ηλιακού μας συστήματος περιβάλλονται επίσης από μαγνητόσφαιρα. Το κεφάλαιο κλείνει με ορόσημα της διαστημικής εξερεύνησης.

1.1 Διάστημα

Όλοι μας έχουμε ακούσει κατά καιρούς διάφορους ορισμούς για το διάστημα, με τον πιο γνωστό από αυτούς να είναι ότι το διάστημα είναι το κενό πέρα από την ατμόσφαιρα της Γης. Θα μπορούσαμε να πούμε ότι αυτό είναι μερικώς σωστό, καθώς η πυκνότητα της ύλης στο διάστημα είναι πολλές τάξεις μεγέθους μικρότερη απ' ό,τι στην ατμόσφαιρα της Γης. Ωστόσο αυτό ισχύει συνολικά για το σύμπαν, οπότε το ερώτημα είναι σε τι διαφέρει το διάστημα από το υπόλοιπο σύμπαν και σε τι διαφέρει η Διαστημική Φυσική από την υπόλοιπη Αστροφυσική.

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

Καταρχάς είναι αξιοσημείωτο το γεγονός ότι το διάστημα δεν βρίσκεται πολύ μακριά από την επίγεια καθημερινότητά μας, καθώς απέχει από την επιφάνεια της Γης λιγότερο απ' όσο απέχει η Τρίπολη από την Αθήνα.

Η Διεθνής Αεροναυτική Ομοσπονδία έχει ορίσει τη γραμμή Karman στα 100 km ύψος ως το όριο Αεροναυτικής και Αστροναυτικής, ή, αλλιώς, ως το κατώφλι του διαστήματος. Ο λόγος είναι ότι στο ύψος αυτό ένα αεροσκάφος, για να πετά χάρη στην άνωση, θα πρέπει να έχει ταχύτητα μεγαλύτερη της τροχιακής ταχύτητας, που είναι 8 km/s.

Ωστόσο το όριο του διαστήματος για τον άνθρωπο βρίσκεται πολύ χαμηλότερα από τα 100 km - πιο κοντά απ' ό,τι η Ελευσίνα στο Πανεπιστήμιο Αθηνών. Για την ακρίβεια, βρίσκεται στα 19 km ύψος, όπου ορίζεται η Γραμμή (ή το Όριο) Armstrong, που πήρε το όνομά της όχι από τον πασίγνωστο Αμερικανό αστροναύτη Neil Armstrong, αλλά από τον γιατρό και υποπτέραρχο της Πολεμικής Αεροπορίας των ΗΠΑ Harry George Armstrong. Στο Όριο Armstrong η ατμοσφαρική πίεση είναι περίπου 6.3 kPa, στην οποία η θερμοκρασία βρασμού του νερού είναι 37 βαθμοί Κελσίου, συμπίπτει δηλαδή με τη φυσιολογική θερμοκρασία του ανθρώπινου σώματος. Κατά συνέπεια, τα ανθρώπινα υγρά, όπως το σάλιο, τα δάκρυα, ή τα υγρά των κυψελίδων των πνευμόνων, βράζουν και διαφεύγουν. Σε λιγότερο από δύο λεπτά επέρχεται ο θάνατος. Επομένως, σε αυτό το ύψος το ανθρώπινο σώμα χρειάζεται στολή υπό πίεση για να επιβιώσει.

Έχοντας ορίσει το κατώφλι του διαστήματος, επανερχόμαστε στο ερώτημα του ορισμού του διαστήματος και της διαστημικής φυσικής. Από τη σκοπιά των παρατηρήσεων το διάστημα είναι το τμήμα του σύμπαντος για το οποίο έχουμε επιτόπιες (in situ) μετρήσεις, που πραγματοποιούνται από μετρητικές διατάξεις διαστημοπλοίων, ρομποτικών ή επανδρωμένων. Οι διατάξεις αυτές περιλαμβάνουν πρωτίστως ανιχνευτές σωματιδίων, ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων, αλλά και φωτονίων διαφόρων συχνοτήτων, για την τηλεπισκόπηση της Γης και άλλων πλανητών, αλλά και του Ήλιου.

Η τεχνολογία λοιπόν (που εξελίσσεται και αλλάζει) ορίζει τον χώρο του Διαστήματος (που ως εκ τούτου μεταβάλλεται και αυτός). Μέχρι χθες είχαμε επιτόπιες μετρήσεις μόνο για τους πλανήτες και τη γειτονιά του Ήλιου, σήμερα, όμως, βρισκόμαστε στο κατώφλι του Γαλαξία μας, αφού τα διαστημόπλοια Voyager 1 και 2 βγήκαν από την ηλιόσφαιρα στον διαστρικό χώρο στις 25 Αυγούστου 2012 και στις 5 Νοεμβρίου 2018 αντιστοίχως. Σε κάποιο μακρινό αύριο ίσως βρεθούμε σε άλλα αστρικά συστήματα. Κατά κάποιον τρόπο λοιπόν το διάστημα «αυξάνεται», αφού βαθμιαία διευρύνεται ο χώρος για τον οποίο διαθέτουμε επιτόπιες μετρήσεις. Σημειώνουμε ότι οι επιτόπιες μετρήσεις έχουν το πλεονέκτημα να επιβάλουν αυστηρότερους πειραματικούς ελέγχους σε θεωρητικές προβλέψεις και προτάσεις.

Καθώς γνωρίζουμε ότι τα δυναμικά φαινόμενα στο διάστημα έχουν διακριτές επιδράσεις στην ατμόσφαιρα, αλλά και στην επιφάνεια της Γης, η διαστημική φυσική διατηρεί κατά κάποιον τρόπο μια θέση μεταξύ των Επιστημών της Γης (Earth Sciences) και της Αστροφυσικής (Astrophysics).

Το θεμελιώδες «συστατικό στοιχείο» του Διαστήματος είναι το πλάσμα – ένα μακροσκοπικά ηλεκτρικά ουδέτερο ιονισμένο αέριο, το οποίο αναφέρεται συχνά ως η τέταρτη κατάσταση της ύλης. Πάνω από το 99% της γνωστής ύλης στο σύμπαν βρίσκεται σε μορφή πλάσματος, ενώ ειδικότερα ο Ήλιος, ο οποίος αποτελεί το 99,8% της μάζας του ηλιακού συστήματος, αποτελείται επίσης από πλάσμα. Ίσως, λοιπόν, ο χαρακτηρισμός «τέταρτη κατάσταση της ύλης» να είναι εσφαλμένος, αφού μάλλον πρόκειται για την πρώτη, από πλευράς ποσότητας, κατάσταση της ύλης.

Άλλα παραδείγματα πλάσματος στο διάστημα είναι ο ηλιακός άνεμος, που καταλαμβάνει τον χώρο μεταξύ Ήλιου και πλανητών, καθώς και το πλάσμα που γεμίζει τις μαγνητόσφαιρες και τις ιονόσφαιρες της Γης και άλλων πλανητών. Πλησιέστερα στην ανθρωπότητα, πλάσμα δημιουργείται και στην ατμόσφαιρα της Γης με φυσικό τρόπο από ηλεκτρικές εκκενώσεις (αστραπές και κεραυνούς).

Έχοντας ορίσει τον χώρο και το βασικό συστατικό στοιχείο, μπορούμε να ορίσουμε και τα αντικείμενα μελέτης. Η Διαστημική Φυσική ασχολείται με την επίδραση του Ήλιου στις μαγνητόσφαιρες και τις ιονόσφαιρες και ατμόσφαιρες των πλανητών, καθώς και με την αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων με τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία.



Σχήμα 1.1: Οι αστραπές και οι κεραυνοί δημιουργούν βραχύβιο πλάσμα στη γήινη ατμόσφαιρα.

1.2 Σύντομη ιστορική αναδρομή

Στο μακρινό παρελθόν το πιο εντυπωσιακό αντικείμενο στον ουράνιο θόλο ήταν (όπως και σήμερα) ο Ήλιος, όχι μόνο λόγω της σημασίας του για τη ζωή, αλλά και επειδή κανείς δεν γνώριζε τη φύση του. Πολλές φυλές και κοινωνίες στον κόσμο (όπως οι Ίνκας ή οι Αιγύπτιοι) λάτρευαν τον Ήλιο σαν θεό, ενώ έχτιζαν και μνημεία ως ένδειξη της λατρείας τους. Αντίστοιχα, οι αρχαίοι Έλληνες πίστευαν ότι ο Ήλιος είναι το άρμα του θεού Απόλλωνα, που εμφανίζεται στον ουρανό και φωτίζει τα πάντα κατά τη διάρκεια της μέρας. Ο Αναξαγόρας, όμως, το 450 π.Χ. περίπου, διακήρυττε ότι ο Ήλιος είναι ένας διάπυρος λίθος, που το μέγεθός του είναι λίγο μεγαλύτερο από την Πελοπόννησο. Για τη βλασφημία του αυτή καταδικάστηκε σε θάνατο και φυλακίστηκε. Σώθηκε χάρη στον Περικλή, αλλά αναγκάστηκε να εγκαταλείψει για πάντα την Αθήνα.

Έναν αιώνα αργότερα ο Αριστοτέλης θεώρησε τον Ήλιο σφαίρα φωτιάς, κάτι που, όπως γνωρίζουμε σήμερα, ήταν πολύ εύστοχη σύλληψη.

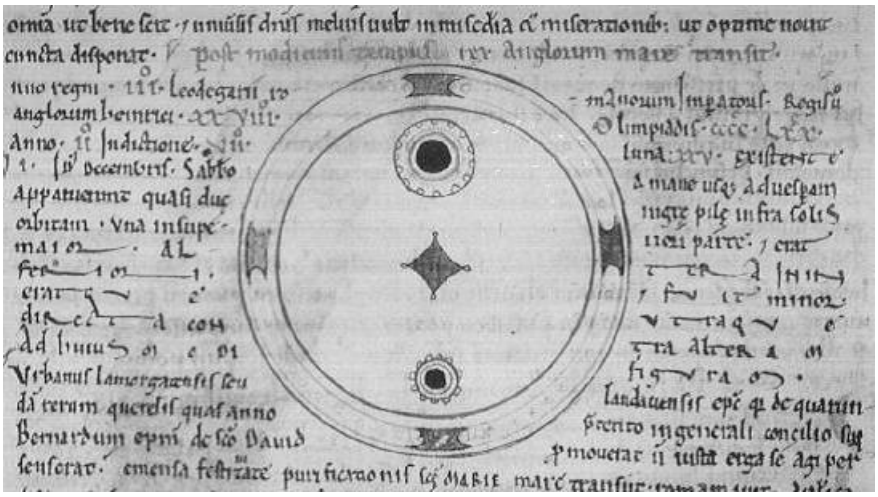
Αρκετούς αιώνες αργότερα αναφέρθηκε για πρώτη φορά το στέμμα του Ήλιου από τον Βυζαντινό ιστορικό Λέοντα Διάκονο, ο οποίος το παρατήρησε από την Κωνσταντινούπολη κατά τη διάρκεια ηλιακής έκλαμψης που έλαβε χώρα στις 22 Δεκεμβρίου του 968.

Ενάμιση αιώνα αργότερα, στις 8 Δεκεμβρίου του 1128, σχεδιάστηκε για πρώτη φορά μια ηλιακή κηλίδα από τον John του Worcester, ο οποίος σημείωσε στο σχέδιό του ότι: «...από το πρωί ως το βράδυ, εμφανίστηκαν δύο μαύροι κύκλοι εντός του ηλιακού δίσκου. Εκείνος που ήταν στο πάνω μέρος ήταν μεγαλύτερος από εκείνον στο κάτω μέρος...».

Οι ηλιακές κηλίδες μελετήθηκαν συστηματικά τον 17ο αιώνα μετά την εφεύρεση του τηλεσκοπίου από τον Galileo Galilei. Δύο αιώνες αργότερα (το 1843) ανακαλύφθηκε ο ηλιακός κύκλος από τον Samuel Heinrich Schwabe. Το 1908, ο George Ellery Hale διαπίστωσε ότι οι ηλιακές κηλίδες συνοδεύονταν από ισχυρά μαγνητικά πεδία, διαπίστωση που αποτελεί την πρώτη καταγραφή μαγνητικού πεδίου σε άλλο ουράνιο σώμα πέραν της Γης.

1.2.1 Η γήινη μαγνητόσφαιρα

Σήμερα γνωρίζουμε ότι ο πλανήτης μας διαθέτει ενδογενές διπολικό μαγνητικό πεδίο το οποίο παράγεται με τη διαδικασία του μαγνητικού δυναμό, δηλαδή από την περιστροφή ενός αγώγιμου ρευστού γύρω από



Σχήμα 1.2: Σκίτσο του ηλιακού δίσκου με τις κηλίδες που παρατήρησε ο John του Worcester, στις 8 Δεκεμβρίου του 1128. Πηγή: NASA `https://sunearthday.nasa.gov/2006/locations/firstdrawing.php`.

έναν στερεό - επίσης μεταλλικό. Η πρώτη ένδειξη της ύπαρξης αυτού του ενδογενούς μαγνητισμού μπορεί να θεωρηθεί η χρησιμοποίηση της πυξίδας ως μέσου προσανατολισμού και οι πρώτες γραπτές αποδείξεις αποδίδονται σε Κινέζους ιστορικούς του 11ου αιώνα μ.Χ. Βέβαια, η έννοια του μαγνητισμού ήταν γνωστή από την κλασσική αρχαιότητα. Η πρώτη προσπάθεια επεξήγησης αυτού του φαινομένου έγινε από τον Εμπεδοκλή τον Ακραγαντίνο (494-434 π.Χ.), ο οποίος πρότεινε την ύπαρξη μιας αόρατης εκροής από τους πόρους των μαγνητισμένων υλικών, ενώ αργότερα ο Δημόκριτος (460-370 π.Χ.) πρότεινε τα άτομα ως φορείς αυτής της εκροής.

Η μαγνητική πυξίδα έφτασε στην Ευρώπη κατά τον 12ο αιώνα και αποδείχθηκε πολύτιμη βοήθεια στην ναυσιπλοΐα. Τον 16ο αιώνα οι Georg Hartmann και Robert Norman ανακάλυψαν ανεξάρτητα την κλίση του μαγνητικού πεδίου (magnetic declination), δηλαδή τη γωνία μεταξύ του μαγνητικού και του γεωγραφικού άξονα της Γης. Στη συνέχεια, το 1600 ο William Gilbert δημοσίευσε το *De Magnete*, στο οποίο κατέληξε στο συμπέρασμα ότι η Γη συμπεριφερόταν ως ένας γιγάντιος μαγνήτης. Μέχρι τις αρχές του 18ου αιώνα, ο Άγγλος αστρονόμος και φυσικός Edmund Halley (γνωστός κυρίως από τις μελέτες του πάνω στις τροχιές των κομητών) δημιούργησε τον πρώτο χάρτη της κλίσης του μαγνητικού πεδίου της Γης, ενώ η πρόοδος της τεχνολογίας κατέστησε την καταγραφή και τη μελέτη του μαγνητικού πεδίου πιο συστηματική με την κατασκευή ενός διεθνούς δικτύου μαγνητικών παρατηρητηρίων. Πρωτεργάτης αυτής της πρωτοβουλίας ήταν ο διάσημος Γερμανός μαθηματικός και φυσικός Johann Carl Friedrich Gauss.

Το 1808 ένας άλλος Γερμανός επιστήμονας, ο Alexander von Humboldt, εισήγαγε την έννοια της μαγνητικής καταιγίδας (magnetic storm). Ενώ είχε αναλάβει την καταγραφή της τοπικής κλίσης του μαγνητικού πεδίου στο Βερολίνο, παρατήρησε ισχυρές αποκλίσεις επί 6 συνεχόμενες ώρες το βράδυ της 21ης Δεκεμβρίου 1806, οι οποίες συνέπιπταν με την εμφάνιση σέλαος. Το επόμενο πρωί, που το σέλας εξαφανίστηκε, οι αποκλίσεις στο μαγνητικό πεδίο σταμάτησαν. Κατά τη διάρκεια του 19ου αιώνα, οι παρατηρήσεις του γεωμαγνητικού πεδίου καθιερώθηκαν, ενώ κατασκευάστηκαν ολοένα και περισσότερα παρατηρητήρια. Το 1851, ο Ιρλανδός αστρονόμος και γεωφυσικός Sir Edward Sabine, μέσω εκτενών παρατηρήσεων διαπίστωσε ότι η δραστηριότητα που ανιχνευόταν στο γεωμαγνητικό πεδίο παρουσίαζε μια εκπληκτική συσχέτιση με τον πρόσφατα ανακαλυφθέντα ηλιακό κύκλο (που ήταν συνδεδεμένος με τις οπτικές παρατηρήσεις των ηλιακών κηλίδων). Αυτή θεωρείται και η πρώτη αναφορά σε αυτό που αργότερα χαρακτηρίστηκε ως γεωηλιακή σύζευξη [1]. Λίγα χρόνια αργότερα, την 1η Σεπτεμβρίου 1859, ο Άγγλος ερασιτέχνης αστρονόμος Richard Christopher Carrington, καθώς μελετούσε μια μεγάλη ομάδα ηλιακών κηλίδων, παρατήρησε την ξαφνική εμφάνιση «δύο λαμπρών χαντρών εκτυφλωτικού λευκού φωτός» πάνω από τις κηλίδες (σήμερα το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως ηλιακή έκλαμψη). Την επόμενη μέρα, καταγράφηκε μια ισχυρή μαγνητική καταιγίδα από

το αστεροσκοπείο Kew και μερικά άλλα παρατηρητήρια παγκοσμίως. Ο Carrington απέφυγε να συνδέσει τα δύο φαινόμενα λέγοντας «ένα χελιδόνι δεν φέρνει το καλοκαίρι». Το 1892, ο λόρδος Kelvin προσπάθησε να εξηγήσει τις γεωμαγνητικές διαταραχές ως άμεσο αποτέλεσμα μεταβολών του μαγνητικού πεδίου του Ήλιου, εκτιμώντας ότι η αναμενόμενη μεταβολή της ροπής του ηλιακού διπόλου θα έπρεπε να είναι παράλογα μεγάλη (φυσικά πήρε ως δεδομένο το ότι ο διαπλανητικός χώρος είναι κενός). Λίγα χρόνια αγότερα, το 1905, ο Edward Walter Maunder και η σύζυγός του, Annie Russell Maunder, εξέτασαν την 27 ημερών περιοδικότητα της γεωμαγνητικής δραστηριότητας με βάση μαγνητικά αρχεία του παρατηρητηρίου του Greenwich και κατέληξαν ότι αυτές οι μαγνητικές διαταραχές είχαν ηλιακή προέλευση. Χρειάστηκαν ακόμη αρκετά χρόνια συντονισμένων προσπαθειών από την παγκόσμια επιστημονική κοινότητα ώστε να συγκεντρωθούν επαρκή στατιστικά στοιχεία για τις ηλιακές εκρήξεις με τις μαγνητικές καταιγίδες.

1.2.2 Σέλας

Το σέλας (aurora) είναι ένα από τα πιο φαντασμαγορικά φυσικά φαινόμενα του πλανήτη μας, αλλά και το μοναδικό ορατό φαινόμενο του διαστημικού καιρού. Σήμερα γνωρίζουμε ότι το σέλας αποτελεί εκπομπή μονοχρωματικού φωτός από άτομα της γήινης ιονόσφαιρας και της ανώτερης ατμόσφαιρας, τα οποία διεγείρονται από την πρόσκρουση φορτισμένων σωματιδίων (κυρίως ηλεκτρονίων) που ξεκινούν από τη μαγνητόσφαιρα. Η συχνότητα εμφάνισης του σέλαος εξαρτάται, εκτός από την ηλιακή δραστηριότητα, από το γεωμαγνητικό πλάτος, αφού σε μεγάλα πλάτη τα σωματίδια έχουν τη δυνατότητα να πλησιάσουν πιο κοντά στον πλανήτη λόγω του ασθενέστερου διπολικού πεδίου. Το όνομά του (Aurora Borealis, που χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά από τον Galileo Galilei το 1619) σημαίνει στα λατινικά αυγή του βορρά (ή του νότου) και προέρχεται από την Αουρόρα, τη ρωμαϊκή θεά της αυγής.

Το σέλας είναι ένα εξαιρετικά σπάνιο φαινόμενο στα χαμηλά γεωγραφικά πλάτη και είχε καταπλήξει (και ενίοτε τρομοκρατήσει) τους ανθρώπους στην αρχαιότητα. Έχει καταγραφεί με τα πιο ζωηρά χρώματα στη *Θεογονία* του Ησίοδου και στην *Παλαιά Διαθήκη*. Ο Ησίοδος, ένας από τους μεγαλύτερους ποιητές της αρχαίας Ελλάδας, μίλησε τον 8ο αιώνα π.Χ. για φλεγόμενους ουρανούς και φλογισμένους ουράνιους δράκους.

Από τους προϊστορικούς χρόνους, το σέλας έχει αποτελέσει αφορμή για τη δημιουργία μυθολογικών πλασμάτων, ενώ έχει επηρεάσει τη λαογραφία, τη θρησκεία και την τέχνη. Κινέζικοι μύθοι έχουν επίσης πλούσιες αναφορές στο σέλας. Ένας από αυτούς, αναφέρει ότι, γύρω στο 2600 π.Χ., μια νεαρή γυναίκα καθόταν μόνη στην ερημιά δίπλα σε έναν κόλπο, όταν ξαφνικά μια μαγική μπάντα φωτός εμφανίστηκε σαν κινούμενα σύννεφα και ρέοντα νερά γύρω από τη Μεγάλη Άρκτο. Στην κινεζική παράδοση ένα πλάσμα που ονομάζεται Shilong περιγράφεται σαν ένας κόκκινος δράκος που λάμπει στον νυχτερινό ουρανό με ένα σώμα μήκους χιλίων μιλίων. Στην ιαπωνική λαογραφία, το σέλας έχει συνδεθεί με τις ουρές φασιανών που θεωρούνταν αγγελιοφόροι από τον ουρανό.

Η πρώτη απόπειρα λογικής εξήγησης του σέλαος αποδίδεται στον Αριστοτέλη, ο οποίος περιέγραψε το σέλας στη *Μετεωρολογία* του σαν φως που μοιάζει με λαμπρό σύννεφο. Ωστόσο, οι πρώτες προσπάθειες μη μυθικής εξήγησης έγιναν από δύο Έλληνες φιλοσόφους της Μικράς Ασίας τον 6ο αιώνα π.Χ. (δηλαδή περίπου 200 χρόνια πριν τον Αριστοτέλη): τον Αναξιμένη από τη Μίλητο και τον Ξενοφάνη από την Κολοφώνα.

Ως εκπομπή ακτινοβολίας από διεγερμένα άτομα, το σέλας χαρακτηρίζεται από διάφορα χρώματα, ανάλογα με το είδος των ατόμων ή μορίων που διεγείρονται και ανάλογα με τον βαθμό διέγερσης (βλ. επίσης ενότητα 8.1.2). Έτσι, σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη, που ένας παρατηρητής είναι πιο κοντά στο φαινόμενο του σέλαος, παρατηρεί το πράσινο χρώμα, ενώ σε χαμηλότερα γεωγραφικά πλάτη μπορεί να παρατηρήσει μόνο το κόκκινο. Επίσης, η παρατήρηση σέλαος σε χαμηλά πλάτη, σε σχέση με τα υψηλότερα, είναι εξαιρετικά σπάνια, αφού προϋποθέτει ισχυρή γεωμαγνητική διαταραχή. Αυτή η πολύ απλή επιστημονική εξήγηση, που φυσικά δεν ήταν γνωστή μέχρι και τον 19ο αιώνα, έχει οδηγήσει σε μια τεράστια αντίφαση των ιστορικών καταγραφών του σέλαος. Οι λαοί που κατοικούσαν σε χαμηλά γεωγραφικά πλάτη το παρατηρούσαν σπάνια, ενώ όταν το παρατηρούσαν, έβλεπαν ένα διάχυτο κόκκινο φως στον ουρανό, το οποίο συνέδεαν πάντα με κάποιον κακό οιωνό. Πολλές γκραβούρες κατά τον Μεσαίωνα παρουσιάζουν το Σέλας ως θηρίο της κόλασης με στόχο την καταστροφή. Αντίθετα, οι βόρειοι λαοί, για τους οποίους το σέλας ήταν ένα σχεδόν καθημερινό φαινόμενο



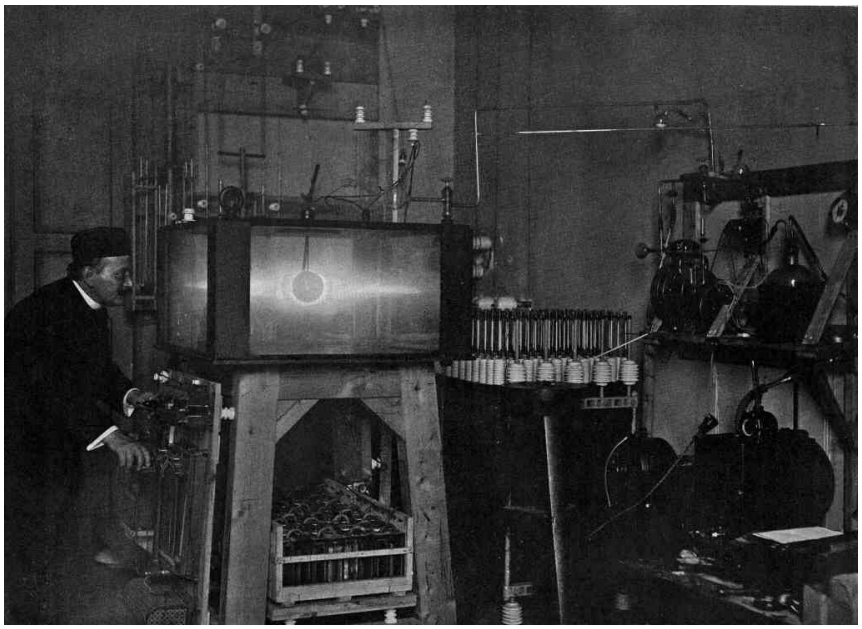
Σχήμα 1.3: Φωτογραφία του βόρειου σέλαος του Jan Curtis. Πηγή: Akasofu, 2007 [2].

με πράσινους φωτεινούς σχηματισμούς στον ουρανό, το συνέδεαν με πιο καθημερινές εκφάνσεις. Οι Σουηδοί πίστευαν πως ήταν αντανακλάσεις από τις δάδες που κρατούσαν οι Λάπωνες ψάχνοντας τους ταράνδους τους, οι Φινλανδοί ότι ήταν άγγελοι Κυρίου που κυνηγούσαν τους δαίμονες, ενώ οι Νορβηγοί πίστευαν πως το Βόρειο Σέλας ήταν η αντανάκλαση των ασπίδων που κρατούσαν οι Βαλκυρίες.

Μόλις το 1908, ο Νορβηγός Kristian Birkeland, μετά από αλλεπάλληλες αποστολές στον αρκτικό κύκλο, συνέδεσε το σέλας με ηλεκτρικά ρεύματα που ρέουν κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Σημαντική συμβολή είχε και η ανακάλυψη των καθοδικών ακτίνων από τον Sir William Crookes, αφού ο Birkeland βρήκε ομοιότητες ανάμεσα στο σέλας και τη συμπεριφορά των καθοδικών ακτίνων που αργότερα εξηγήθηκαν ως ηλεκτρόνια από τον Άγγλο φυσικό Sir Joseph John Thomson. Τα επακόλουθα πειράματα του Birkeland, κατεύθυναν τις καθοδικές ακτίνες σε μια Terrella (μια μικρή μαγνητισμένη μεταλλική σφαίρα που προσομοιάζει τη Γη - βλέπε επίσης σχήμα 1.4), η οποία βρισκόταν σε θάλαμο κενού. Μέσω αυτών των πειραμάτων διαπίστωσε ότι πράγματι οι ακτίνες καθόδου (ηλεκτρόνια) δημιουργούσαν μια λάμψη σε περιοχές γύρω από τους πόλους της Terrella.

1.2.3 Σύζευξη Ήλιου--πλανητών

Στις αρχές του 20ου αιώνα, και ενώ ήταν πλέον ευρέως αποδεκτή η συσχέτιση των ηλιακών φαινομένων με τις διαταραχές του γεωμαγνητικού πεδίου, αλλά και η δημιουργία του σέλαος από ηλεκτρόνια ηλιακής προέλευ-



Σχήμα 1.4: Ο Kristian Birkeland με την πειραματική διάταξη Terrella. Πηγή: Birkeland, 1908 [3].

σης, διατυπώθηκαν οι πρώτες θεωρίες που προσπαθούσαν να εξηγήσουν αυτή τη σύζευξη μεταξύ Ήλιου-Γης. Ο Chapman είχε προτείνει το 1919 [4] ότι η μείωση του μαγνητικού πεδίου κατά τη διάρκεια των μαγνητικών καταιγίδων οφειλόταν σε ηλεκτρικά ρεύματα που έρεαν κοντά στη Γη, τα οποία τροφοδοτούνταν από φορτισμένα ρεύματα ηλεκτρονίων που προέρχονταν από τον Ήλιο. Στη συνέχεια, ο Lindemann [5] διατύπωσε την άποψη ότι η αμοιβαία ηλεκτροστατική απώθηση θα κατέστρεφε μια τέτοια ροή και πρότεινε μια ηλεκτρικά ουδέτερη ηλιακή ροή (ηλεκτρονίων και ιόντων με ίδια πυκνότητα φορτίου). Αυτή η εξαιρετικά σημαντική πρόταση υιοθετήθηκε από τον Sydney Chapman και οδήγησε στη μετέπειτα θεμελιώδη εργασία του με τον Vincent Ferraro. Οι Chapman και Ferraro [6, 7] πρότειναν μια παροδική ροή ηλιακών ιόντων και ηλεκτρονίων ως υπεύθυνη για τις μαγνητικές καταιγίδες. Όταν η ροή αυτή θα έφτανε στη Γη, φορτισμένα σωματίδια θα διέρρεαν στη μαγνητόσφαιρα και θα παρασύρονταν γύρω από τον πλανήτη, δημιουργώντας ένα ρεύμα του οποίου το πεδίο θα ήταν αντίθετο στο γεωμαγνητικό πεδίο. Η μόνη αστοχία των Chapman και Ferraro ήταν η ύπαρξη ενός συνεχούς (αντί του παροδικού) ρεύματος ιονισμένου αερίου από τον Ήλιο. Αυτό το ρεύμα ονομάστηκε ηλιακός άνεμος από τον Parker το 1958 [8] και η ύπαρξή του επιβεβαιώθηκε αργότερα από παρατηρήσεις που έγιναν από το διαστημόπλοιο Mariner 2 με κατεύθυνση την Αφροδίτη [9].

Σήμερα γνωρίζουμε ότι ο ηλιακός άνεμος είναι μια συνεχής, υπερηχητική ροή πλάσματος από τον Ήλιο, με τεράστια μεταβλητότητα. Στη 1 A.U. (στην τροχιά της Γης, δηλαδή), ο ηλιακός άνεμος έχει ταχύτητα 200-1,400 km/s (κατά μέσο όρο περίπου 500 km/s), αριθμητική πυκνότητα 10^6-10^8 σωματίδια ανά m^3 και μαγνητικό πεδίο έντασης 2-20 nT. Όλοι οι πλανήτες δέχονται την επίδραση του Ήλιου μέσω του ηλιακού ανέμου, για τον οποίο θα δούμε περισσότερα στο κεφάλαιο 6. Η αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με το μαγνητικό πεδίο Γης, Ερμή, Δία, Κρόνου, Ουρανού και Ποσειδώνα έχει ως αποτέλεσμα τον σχηματισμό μιας μαγνητοσφαιρικής κοιλότητας (μαγνητόσφαιρα - βλέπε επίσης κεφάλαιο 7). Οι μαγνητόσφαιρες διαφέρουν πολύ μεταξύ τους, καθώς τόσο οι πλανήτες όσο και οι παράμετροι του ηλιακού ανέμου διαφέρουν πολύ σε κάθε περίπτωση. Ειδική περίπτωση μαγνητόσφαιρας εντός μαγνητόσφαιρας αποτελεί ο δορυφόρος του Δία Γανυμήδης, ο οποίος αλληλεπιδρά με το πλάσμα της τεράστιας μαγνητόσφαιρας του Δία, αντί με τον ηλιακό άνεμο.

Οι ιονόσφαιρες της Αφροδίτης και του Τιτάνα (όταν βρίσκεται έξω από τη μαγνητόσφαιρα του Κρόνου) αλληλεπιδρούν με τον ηλιακό άνεμο και σχηματίζουν επαγόμενες μαγνητόσφαιρες. Τέλος, το μικρό μέγεθος των κομητών και η μεγάλη ποσότητα αερίου που εξαχνώνεται από αυτούς κάνουν την αλληλεπίδρασή τους με τον ηλιακό άνεμο μοναδική (όπως μας έδειξαν πρόσφατες μετρήσεις της ευρωπαϊκής διαστημικής αποστολής Rosetta).

Οι παράμετροι που καθορίζουν την επίδραση του ηλιακού ανέμου στις μαγνητόσφαιρες των πλανητών είναι οι εξής:

- Η δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου, η οποία παραμορφώνει τη διπολική δομή της μαγνητόσφαιρας (την επιμηκύνει προς την αφήλια πλευρά της, έτσι ώστε να μοιάζει με ουρά κομήτη).
- Η κατακόρυφη συνιστώσα B_z του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου, η οποία είναι μια κρίσιμη παράμετρος και καθορίζει αν θα υπάρχει μαγνητική επανασύνδεση μεταξύ ηλιακού ανέμου και μαγνητόσφαιρας, δηλαδή αν θα υπάρχει μαγνητική σύζευξη Ήλιου-πλανήτη. Η μαγνητική επανασύνδεση θα μελετηθεί λεπτομερώς στην ενότητα 6.6.
- Η ένταση του πλανητικού μαγνητικού πεδίου.
- Η πλανητική περιστροφή.
- Οι πηγές πλάσματος και η πυκνότητα μάζας του.
- Η αγωγιμότητα της ιονόσφαιρας (αν υπάρχει).
- Η κλίμακα της μαγνητόσφαιρας, δηλαδή το μέγεθός της.

Η μαγνητόσφαιρα ουσιαστικά αποτελεί ένα είδος θωράκισης έναντι εκρηκτικών ηλιακών επεισοδίων. Ιδιαίτερα για την ανθρωπότητα, η θωράκιση που παρέχει η γήινη μαγνητόσφαιρα είναι κυριολεκτικά ζωτικής σημασίας.

Το πλάσμα στο ηλιακό σύστημα προέρχεται κυρίως από τον Ήλιο, μέσω του ηλιακού ανέμου. Ωστόσο υπάρχουν και άλλες πηγές πλάσματος:

- Στον Ερμή, το πλάσμα προέρχεται από τον ηλιακό άνεμο και από την εξάχνωση υλικών από την επιφάνειά του, όπως π.χ. νάτριο, το οποίο βρίσκεται σε αφθονία στον Ερμή.
- Στη Γη, το πλάσμα προέρχεται από τον ηλιακό άνεμο και την ιονόσφαιρα της Γης.
- Στον Δία, το πλάσμα προέρχεται από τον ηλιακό άνεμο και από τη (μοναδική στο ηλιακό σύστημα) ηφαιστειακή δραστηριότητα της Ιούς (δορυφόρου του Δία).
- Στον Κρόνο, το πλάσμα προέρχεται από τον ηλιακό άνεμο, τους πίδακες του Εγκέλαδου, την ατμόσφαιρα του δορυφόρου του, Τιτάνα, και την εξάχνωση των επιφανειών των υπόλοιπων παγωμένων δορυφόρων του και των δαχτυλιδιών του.
- Στον Ουρανό, το πλάσμα προέρχεται από την πολική ιονόσφαιρά του. Υπάρχει μια μικρή συμβολή και από τον ηλιακό άνεμο, ο οποίος είναι πάρα πολύ αραιός στην απόσταση αυτή.
- Στον Ποσειδώνα, το πλάσμα προέρχεται από την ιονόσφαιρά του και από τον δορυφόρο του, Τρίτωνα.

1.3 Πλανητικός μαγνητισμός

Όλοι οι πλανήτες και γενικά όλα τα σώματα του ηλιακού μας συστήματος έχουν κάποιο είδος μαγνητισμού. Βέβαια, για να έχει ένας πλανήτης δικό του ισχυρό μαγνητικό πεδίο, χρειάζεται υγρό αγώγιμο πυρήνα και γρήγορη περιστροφή γύρω από τον άξονά του. Εφόσον πληροί τα κριτήρια αυτά, τότε ο πλανήτης σχηματίζει μια μαγνητόσφαιρα, δηλαδή μια περιοχή στο διάστημα γύρω του, όπου κυριαρχεί το μαγνητικό πεδίο του πλανήτη.

Στο ηλιακό σύστημα υπάρχουν οι εξής περιπτώσεις:

- Οι γιγάντιοι εξώτεροι πλανήτες έχουν όλοι ισχυρά μαγνητικά πεδία. Μάλιστα, η μαγνητόσφαιρα του Δία χαρακτηρίζεται τερατωδώς μεγάλη.
- Ο εσώτατος μικρός πλανήτης Ερμής έχει ένα ικανοποιητικό (αξιοπρεπές) μαγνητικό πεδίο, το οποίο είναι ασθενές, και έτσι η μαγνητόσφαιρά του είναι μικρή.
- Ο Άρης έχει τοπικές συγκεντρώσεις ασθενών μαγνητικών πεδίων.
- Η Σελήνη έχει μόνο εξαιρετικά ασθενή απομεινάρια μαγνητικού πεδίου στον φλοιό της.
- Ο δορυφόρος του Δία Γανυμήδης έχει δικό του μαγνητικό πεδίο. Επίσης, ίσως να έχει και ένα επαγόμενο πεδίο, αλλά αυτό είναι μικρό σε σχέση με το δικό του μαγνητικό πεδίο.
- Οι δορυφόροι του Δία Ευρώπη και Καλλιστώ έχουν επαγόμενες μαγνητόσφαιρες, που πιθανότατα σχετίζονται με έναν αγώγιμο ωκεανό, ο οποίος βρίσκεται κάτω από τις παγωμένες επιφάνειές τους.
- Υπάρχουν ενδείξεις ότι κάποιοι αστεροειδείς έχουν ισχυρά μαγνητικά πεδία.

Στον ακόλουθο πίνακα παρουσιάζονται κάποια στοιχεία των πλανητών του Ηλιακού συστήματος, καθώς και του αστεροειδούς 9969 Braille και της Σελήνης:

Ουράνιο σώμα	**Ακτίνα (km)**	**Περίοδος περιστροφής (μέρες)**	**Ισημερινό μαγνητικό πεδίο (nT)**	**Μαγνητικό πεδίο ηλιακού ανέμου (nT)**	**Πυκνότητα πλάσματος ηλιακού ανέμου (m^{-3})**
Ερμής	2,439	58.6	340	39	$33 \cdot 10^6$
Αφροδίτη	6052	243	0.4		
Γη	6,371	1	31,000 (0.3 G)	8	$5 \cdot 10^6$
Άρης	3,397	1	< 0.5		
Δίας	71,398	0.4	424,000 (4.24 G)	1	$2 \cdot 10^5$
9969 Braille	0.8	3.6	92,500		
Κρόνος	60,000	0.41	21,500	0.6	$6 \cdot 10^4$
Ουρανός	26,200	0.72	22,800	0.3	10^4
Ποσειδώνας	24,300	0.7	14,400	0.005	$5 \cdot 10^3$
Σελήνη	1,737	27.3	–		

Πίνακας 1.1: Στοιχεία των πλανητών του Ηλιακού συστήματος, του αστεροειδούς 9969 Braille και της Σελήνης.

1.4 Εξερεύνηση του διαστήματος

Παρακάτω παρατίθενται ορόσημα της διαστημικής εξερεύνησης, σημαντικά για την επιστήμη ή/και την τέχνη.

- 1902: *La Voyage dans la Lune*: η πρώτη κινηματογραφική ταινία επιστημονικής φαντασίας και μία από τις πρώτες ταινίες με υπόθεση, του πρωτοπόρου σκηνοθέτη Georges Méliès, εμπνευσμένη από τα βιβλία του Jules Verne *Από τη Γη στη Σελήνη* και *Γύρω από τη Σελήνη* και του Herbert George Wells *Οι πρώτοι άνθρωποι στο φεγγάρι* (`https://www.youtube.com/watch?v=apWTcPQVB6o&ab_channel=filmslibrededroit`).

- 1903: Δημοσιεύεται από τον Konstantin Tsiolkovsky το *Exploration of Outer Space by Means of Rocket Devices*. Είναι η πρώτη δημοσίευση που προτείνει ότι ένας πύραυλος θα μπορούσε να τεθεί σε τροχιά γύρω από τη Γη.
- 1908: Δημοσιεύεται από τον Kristian Birkeland το *The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902–1903*, όπου προτείνει ως μηχανισμό δημιουργίας του σέλαος τα πολικά ηλεκτρικά ρεύματα που ρέουν παράλληλα στις γραμμές του γεωμαγνητικού πεδίου. Τα ρεύματα αυτά είναι σήμερα γνωστά ως *field-aligned currents* ή *Birkeland currents*.
- 1926 (16/3): Ο Robert H. Goddard εκτοξεύει επιτυχώς τον πρώτο πύραυλο υγρών καυσίμων.
- 1957 (4/10): Η αυγή μιας νέας εποχής. Η Σοβιετική Ένωση εκτοξεύει τον πρώτο τεχνητό δορυφόρο, τον Sputnik. Ο δορυφόρος εκπέμπει σήμα για 22 μέρες, μέχρι που καίγεται με την είσοδό του στη γήινη ατμόσφαιρα. Περίπου έναν χρόνο αργότερα ιδρύεται η NASA.
- 1957 (3/11): Η σκυλίτσα Λάικα είναι το πρώτο ζωντανό ον που τίθεται σε τροχιά στον Sputnik 2.
- 1958 (2/1): Ο Eugene Parker δημοσιεύει τη θεωρία του για τον ηλιακό άνεμο.
- 1958 (31/1): Εκτοξεύεται ο πρώτος Αμερικανικός δορυφόρος, ο Explorer 1. Οι μετρήσεις του οδηγούν τον James Van Allen και την ομάδα του στην πρώτη και μία από τις σημαντικότερες ανακαλύψεις της διαστημικής εποχής, τις ζώνες ακτινοβολίας, που ονομάζονται προς τιμήν του ζώνες Van Allen.
- 1961 (12/4): Ο Yuri Gagarin γίνεται ο πρώτος άνθρωπος στο διάστημα. Ο Gagarin μπήκε σε τροχιά με το Vostok 1 και παρέμεινε στο διάστημα για 108 λεπτά.
- 1962 (27/8): Εκτοξεύεται ο Mariner 2, ο οποίος λίγες μέρες αργότερα επιβεβαιώνει και πειραματικά την ύπαρξη του ηλιακού ανέμου.
- 1966 (8/9): Το πρώτο επεισόδιο του *Star Trek* προβάλλεται στην Αμερική.
- 1969 (20/7): Ο Neil Armstrong γίνεται ο πρώτος άνθρωπος που πατάει το πόδι του στη Σελήνη.
- 1971 (19/4): Η Σοβιετική Ένωση εκτοξεύει τον Salyut-1, ο οποίος είναι ο πρώτος διαστημικός σταθμός στην ιστορία.
- 1972 (28/5): Το Σοβιετικό σκάφος Mars 3 γίνεται η πρώτη ανθρώπινη κατασκευή που προσεδαφίζεται σε άλλον πλανήτη, τον Άρη.
- 1972 (1/11): Πρώτη πειραματική επιβεβαίωση της ύπαρξης οξυγόνου στο γεωδιάστημα από τους Shelley, Johnson και Sharp.
- 1973-1979: Διαστημικές αποστολές στους πλανήτες Δίας, Αφροδίτη, Ερμής και Κρόνος.
- 1977 (5/9): Η NASA εκτοξεύει τα διαστημόπλοια Voyager.
- 1981 (12/1): Εκτοξεύεται το STS-1, το πρώτο διαστημικό λεωφορείο.
- 1982 (1/10): Βγαίνει στις κινηματογραφικές αίθουσες το *Blade runner*, εμβληματική ταινία που αναφέρεται στον διαστημικό αποικισμό με ανδροειδή (από το βιβλίο του Philip Dick *Do androids dream of electric sheap?*, το 1968).
- 1984: Ο Bruce McCandless πραγματοποιεί την πρώτη ελεύθερη πτήση στο διάστημα.
- 1986-1989: Τα πρώτα περάσματα από τον Ουρανό και τον Ποσειδώνα από το Voyager 2.

- 1990 (25/4): Εκτοξεύεται το διαστημικό τηλεσκόπειο Hubble.
- 1990 (10/8): Το διαστημόπλοιο Magellan ξεκινά τη χαρτογράφηση της Αφροδίτης.
- 1995 (7/12): Το διαστημόπλοιο Galileo φτάνει στον Δία, αφού είχε εκτοξευθεί το 1989. Μέσα σε ένα πλήθος ανακαλύψεων, το Galileo έδωσε τα πρώτα στοιχεία για την ύπαρξη υπόγειου ωκεανού στον δορυφόρο Ευρώπη.
- 1997 (4/7): Το Mars Pathfinder φτάνει στον Άρη. Μαζί του μεταφέρει το Sojourner, το πρώτο rover στην επιφάνεια του Κόκκινου Πλανήτη.
- 1998 (20/11): Εκτοξεύεται το πρώτο τμήμα του Διεθνούς Διαστημικού Σταθμού.
- 2001 (1/2): Ο NEAR γίνεται ο πρώτος δορυφόρος που προσεδαφίζεται σε αστεροειδή, τον 433 Eros.
- 2005: Το Huygens προσεδαφίζεται στον Τιτάνα.
- 2011: Η αποστολή MESSENGER φτάνει στον Ερμή.
- 2012: Το Voyager 1 περνάει το όριο της ηλιόσφαιρας και παίρνει τις πρώτες επιτόπιες μετρήσεις στον Γαλαξία.
- 2014: Προβάλλεται η ταινία *Interstellar*.
- 2015 (14/7): Το διαστημόπλοιο New Horizons φτάνει στον Πλούτωνα.
- 2016 (8/4): Ο πύραυλος Falcon 9 της SpaceX πραγματοποιεί την πρώτη προσεδάφιση σε μια αυτόνομη, μη επανδρωμένη πλατφόρμα στη θάλασσα μετά από μεταφορά φορτίου στον ΔΔΣ.
- 2018 (12/8): Εκτοξεύεται το Parker Solar Probe, το πρώτο διαστημόπλοιο που θα προσεγγίσει τον Ήλιο σε απόσταση περίπου 10 ηλιακών ακτίνων για να μελετήσει το ηλιακό στέμμα.

Βιβλιογραφία

[1] V. Bothmer και I.A. Daglis. *Space Weather – Physics and Effects*. 2007. DOI: 10.1007/978-3-540-34578-7.

[2] Syun-Ichi Akasofu. *Exploring the Secrets of the Aurora*. Springer New York, 2007. DOI: 10.1007/0-387-45097-1. URL: https://doi.org/10.1007/0-387-45097-1.

[3] K. Birkeland. *The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902-1903: Volume I. On the Cause of Magnetic Storms and the Origin of Terrestrial Magnetism*. The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902-1903: Volume I. On the Cause of Magnetic Storms and the Origin of Terrestrial Magnetism v. 1, H. Aschehoug & Company, 1908. URL: https://books.google.gr/books?id=4nA9AQAAMAAJ.

[4] S. Chapman. "An outline of a theory of magnetic storms". Στο: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 95.666 (Οκτ. 1918), σσ. 61–83. DOI: 10.1098/rspa.1918.0049. URL: https://doi.org/10.1098/rspa.1918.0049.

[5] F.A. Lindemann. "LXX. Note on the theory of magnetic storms". Στο: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 38.228 (Δεκ. 1919), σσ. 669–684. DOI: 10.1080/14786441208636000. URL: https://doi.org/10.1080/14786441208636000.

[6] S. Chapman και V. C. A. Ferraro. "A New Theory of Magnetic Storms". Στο: *Nature* 126.3169 (Ιούλ. 1930), σσ. 129–130. DOI: 10.1038/126129a0. URL: https://doi.org/10.1038/126129a0.

[7] S. Chapman και V. C. A. Ferraro. "A new theory of magnetic storms". Στο: *Journal of Geophysical Research* 36.3 (1931), σ. 171. DOI: 10.1029/te036i003p00171. URL: https://doi.org/10.1029/te036i003p00171.

[8] E. N. Parker. "Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields." Στο: *Astrophysical Journal* 128 (Νοέ. 1958), σ. 664. DOI: 10.1086/146579.

[9] M. Neugebauer και C. W. Snyder. "Solar Plasma Experiment". Στο: *Science* 138.3545 (Δεκ. 1962), σσ. 1095–1097. DOI: 10.1126/science.138.3545.1095-a. URL: https://doi.org/10.1126/science.138.3545.1095-a.

Μέρος ΙΙ

ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΦΥΣΙΚΗΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟ ΠΛΑΣΜΑ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγράψουμε την έννοια του πλάσματος ως ιονισμένο αέριο. Παράλληλα θα περιγραφούν οι κυριότερες χαρακτηριστικές παράμετροι του πλάσματος, όπως η αριθμητική του πυκνότητα, η θερμοκρασία, το μήκος Debye, αλλά και η συχνότητά του. Τέλος, θα περιγράψουμε τα κριτήρια που πρέπει να ισχύουν ώστε ένα ιονισμένο αέριο να θεωρείται πλάσμα.
Προαπαιτούμενη γνώση: Ο αναγνώστης θα πρέπει να έχει βασικές γνώσεις ηλεκτρομαγνητισμού.

2.1 Πλάσμα

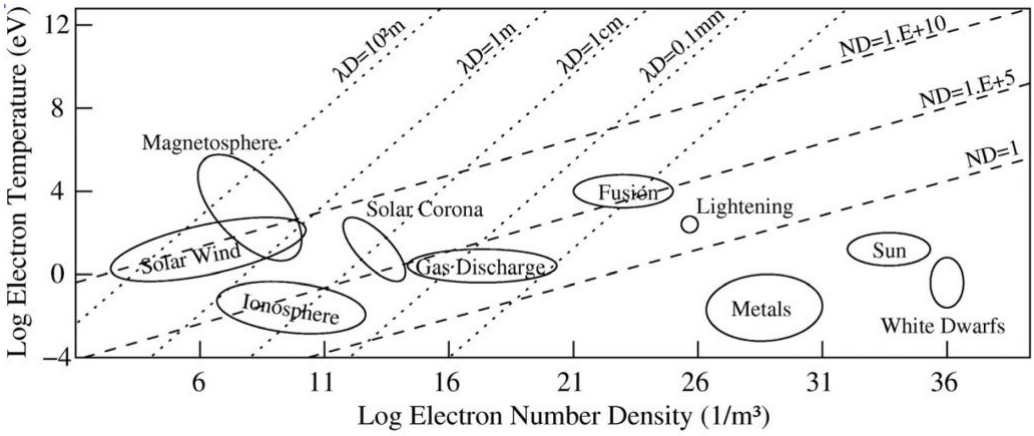
Αν και στην καθημερινότητά μας είμαστε εξοικειωμένοι με τις τρεις καταστάσεις της ύλης (στερεά, υγρή, αέρια), η πιο διαδεδομένη κατάσταση στο σύμπαν (πάνω από το 99% της γνωστής ύλης) είναι το πλάσμα. Ο όρος πλάσμα εισήχθη πρώτη φορά το 1928 από τον Irving Langmuir για να περιγράψει το ιονισμένο αέριο στους ηλεκτρικούς λαμπτήρες. Το ίδιο αυτό ιονισμένο ρευστό είναι που συναντάμε (με διαφορετικές κάθε φορά παραμέτρους) στην ηλιακή ατμόσφαιρα, στις ιονόσφαιρες και τις μαγνητόσφαιρες των πλανητών αλλά και σε επιταχυντές σωματιδίων. Τυπικά, με τον όρο πλάσμα μπορούμε να περιγράψουμε οποιοδήποτε ρευστό που συμπεριλαμβάνει (και) φορτισμένα σωματίδια, των οποίων η δυναμική ενέργεια είναι πολύ μικρότερη

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

από την κινητική τους [1]. Το πλάσμα ονομάζεται και τέταρτη κατάσταση της ύλης. Αυτό μπορούμε να το κατανοήσουμε με μια απλή αλυσίδα:

- Όταν ένα το στερεό θερμαίνεται, γίνεται υγρό.
- Η θέρμανση ενός υγρού το μετατρέπει σε αέριο.
- Με περαιτέρω θέρμανση, το αέριο ιονίζεται σε πλάσμα.

Η ύπαρξη φορτισμένων σωματιδίων έχει ως αποτέλεσμα το πλάσμα να είναι αγώγιμο. Επίσης, το πλάσμα είναι ευαίσθητο σε εξωτερικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία και επιπλέον δημιουργεί (το ίδιο το πλάσμα) νέα πεδία, τα οποία με τη σειρά τους επηρεάζουν την κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων και φυσικά και τα εξωτερικά πεδία. Ωστόσο μακροσκοπικά το πλάσμα έχει τις ιδιότητες (και) ενός ουδέτερου ρευστού, καθώς υπάρχει αριθμητική ισορροπία μεταξύ θετικών και αρνητικών φορτίων.



Σχήμα 2.1: Τυπικές τιμές παραμέτρων για διάφορους τύπους πλάσματος.

Το πλάσμα συνήθως υπάρχει σε συνθήκες χαμηλής πυκνότητας και υψηλής θερμοκρασίας. Γι' αυτό και στη Γη (λόγω της πυκνής ατμόσφαιρας) η ύπαρξη πλάσματος περιορίζεται σε μερικά παραδείγματα, όπως τους κεραυνούς, το σέλας, το φως σωλήνων φθορισμού ή τα pixels τηλεοράσεων πλάσματος. Φυσικά αυτό είναι μια ευτυχής συγκυρία, αφού, αν οι συνθήκες ευνοούσαν τη φυσική εμφάνιση πλάσματος, δεν θα υπήρχε ζωή στον πλανήτη μας.

Στη διαστημική φυσική ασχολούμαστε με πλάσμα που δημιουργείται μέσα στην Ηλιόσφαιρα (με την εξαίρεση των κοσμικών ακτίνων). Ενδεικτικά χαρακτηριστικά διαστημικού πλάσματος δίνονται στον πίνακα 2.1 και στο σχήμα 2.1.

	n (m^{-3})	T (K)
Γήινη ιονόσφαιρα	$\approx 10^{12}$	$\approx 10^3$
Γήινη μαγνητόσφαιρα	$< 10^9$	$\approx 10^7$ για e^- και $\approx 10^4$ για p^+
Ήλιος και ηλιακός άνεμος	$\approx 5 \cdot 10^6$	$\approx 10^5$

Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικές τιμές πυκνότητας και θερμοκρασίας για πλάσμα εντός της ηλιόσφαιρας.

2.2 Χαρακτηριστικές παράμετροι πλάσματος

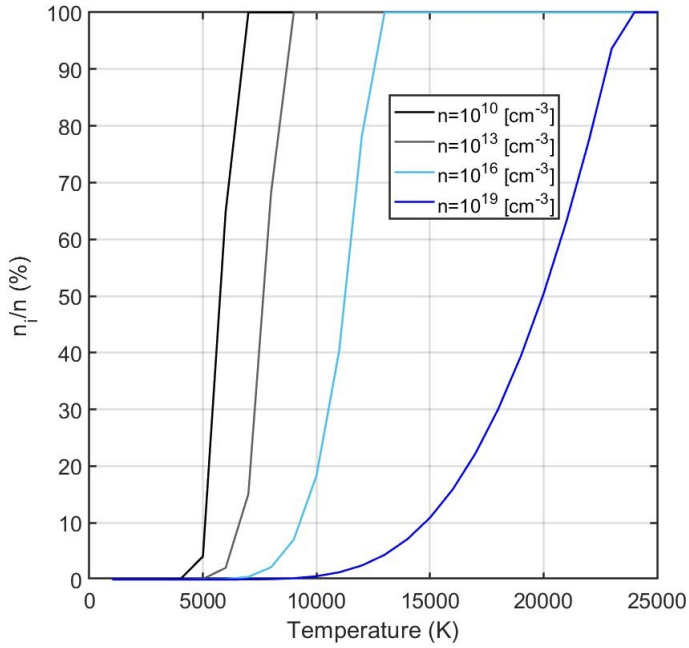
2.2.1 Αριθμητική πυκνότητα και θερμοκρασία

Το πλάσμα ορίζεται ως ένα μερικώς ή ολικώς ιονισμένο αέριο που παρουσιάζει μακροσκοπικά συλλογική συμπεριφορά, δηλαδή περιέχει τόσο ιόντα όσο κι ελεύθερα ηλεκτρόνια με τέτοιο τρόπο ώστε το συνολικό φορτίο

να είναι περίπου μηδέν. Το ποσοστό ιονισμού του πλάσματος υπολογίζεται μέσω της εξίσωση Saha, η οποία ισχύει για πλάσμα που βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία:

$$\frac{n_i}{n_n} \simeq 2.4 \cdot 10^{15} \frac{T^{(3/2)}}{n_i} \cdot e^{-\left(\frac{E_i}{kT}\right)} \tag{2.1}$$

όπου n_i και n_n οι αριθμητικές πυκνότητες των ιονισμένων (με $n_e = n_p$) και ουδέτερων σωματιδίων, αντίστοιχα, του αερίου σε cm^{-3} , T η θερμοκρασία του αερίου σε Kelvin, k η σταθερά του Boltzmann και E_i η ενέργεια ιονισμού των ατόμων, δηλαδή η ενέργεια που απαιτείται για να απομακρυνθεί ένα ηλεκτρόνιο σθένους από το άτομο. Το σχήμα 2.2 μας δείχνει την εξάρτηση του ποσοστού ιονισμού από την πυκνότητα και από τη θερμοκρασία του ρευστού.



Σχήμα 2.2: Το ποσοστό ιονισμού ατόμων υδρογόνου ως συνάρτηση της θερμοκρασίας για διάφορες τιμές αριθμητικής πυκνότητας των ατόμων.

Ουσιαστικά, η εξίσωση Saha μάς λέει ότι απαραίτητη συνθήκη για την ύπαρξη πλάσματος είναι οι εξαιρετικά υψηλές τιμές θερμοκρασίας. Αυτός είναι και ο λόγος που το πλάσμα είναι η κύρια κατάσταση της ύλης σε αστρονομικά σώματα με θερμοκρασίες εκατομμυρίων βαθμών, αλλά όχι στη Γη.

Αξίζει να αναφέρουμε και το φυσικό νόημα της εξίσωσης Saha. Τα άτομα σε ένα αέριο έχουν ένα εύρος θερμικών ενεργειών και ένα άτομο ιονίζεται όταν απομακρυνθεί ηλεκτρόνιό του λόγω σύγκρουσης με άλλο άτομο αρκούντως υψηλής κινητικής ενέργειας. Σε ένα ψυχρό αέριο, όπως είναι αναμενόμενο, τέτοιες συγκρούσεις συμβαίνουν σπάνια. Ο εκθετικός παράγοντας στην εξίσωση 2.1 εκφράζει το γεγονός ότι ο αριθμός των γρήγορων ατόμων μειώνεται εκθετικά με τον παράγοντα E_i/kT. Μόλις ιονιστεί ένα άτομο, παραμένει φορτισμένο μέχρι να συναντήσει ένα ηλεκτρόνιο, οπότε επανασυνδέεται με το ηλεκτρόνιο και γίνεται ξανά ουδέτερο. Το ποσοστό επανασύνδεσης εξαρτάται σαφώς από την πυκνότητα ηλεκτρονίων, την οποία μπορούμε να θεωρήσουμε ίση με n_i. Επομένως, το κλάσμα n_i/n_v θα πρέπει να μειωθεί κατά n_i και αυτός είναι ο λόγος του τελευταίου στον παρονομαστή του δεξιού μέλους της εξίσωσης. Το πλάσμα στον διαπλανητικό χώρο οφείλει την ύπαρξή του στη χαμηλή τιμή του n_i (μερικά σωματίδια ανά κυβικό εκατοστό), και ως εκ τούτου, το χαμηλό ποσοστό επανασύνδεσης.

Τέλος, θα πρέπει να αναφερθούμε στην έννοια της θερμοκρασίας ως παράγοντα της εξίσωσης Saha, αφού υπάρχει μια ευρέως διαδεδομένη παρανόηση. Πολλοί θεωρούν τη θερμοκρασία ως μέτρο του πόσο κρύο ή ζεστό είναι ένα αντικείμενο (σε οποιαδήποτε κατάσταση της ύλης). Αυτό είναι ένα κοινό λάθος, αφού η θερμοκρασία συνδέεται με τη μέση κινητική ενέργεια των σωματιδίων ενός ρευστού μέσω της συνάρτησης κατα-

νομής Maxwell-Boltzman (βλέπε κεφάλαιο 4). Αυτός είναι και ο λόγος που συχνά η θερμοκρασία δίνεται σε μονάδες eV[1]. Ένα ενδιαφέρον παράδειγμα είναι η θερμοκρασία ενός λαμπτήρα φθορισμού, η οποία είναι της τάξεως του 10^4K. Αυτό δεν σημαίνει ότι καιγόμαστε αν ακουμπήσουμε τον λαμπτήρα. Το αν θα καούμε ή όχι εξαρτάται από το ποσό θερμότητας που μεταφέρεται από το αέριο στα τοιχώματα του λαμπτήρα, το οποίο με τη σειρά του εξαρτάται από την θερμοχωρητικότητα και άρα από την πυκνότητα του αερίου. Στην περίπτωση του λαμπτήρα φθορισμού η πυκνότητα είναι εξαιρετικά μικρή, επομένως το ποσό θερμότητας που μεταφέρεται από τα ηλεκτρόνια στα τοιχώματα του λαμπτήρα, και στη συνέχεια στο χέρι μας, είναι εξαιρετικά μικρό.

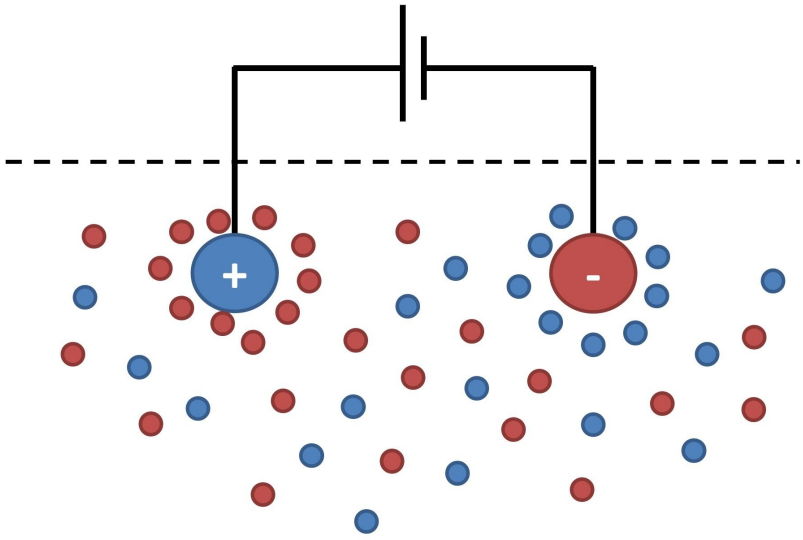
2.2.2 Μήκος Debye και παράμετρος πλάσματος

Αναφέραμε παραπάνω ότι, παρόλο που το πλάσμα είναι ένα μερικώς ή ολικώς ιονισμένο αέριο με υψηλή αγωγιμότητα, μακροσκοπικά συμπεριφέρεται σαν ουδέτερο ρευστό. Η ιδιότητα αυτή του πλάσματος οφείλεται στην ηλεκτρική θωράκιση (Debye Shielding). Ας θεωρήσουμε ένα άπειρο ρευστό μη μηδενικής θερμοκρασίας που αποτελείται μόνο από πρωτόνια και ηλεκτρόνια με ίδια αριθμητική πυκνότητα ($n_e = n_p$). Αν τοποθετήσουμε ένα πρόσθετο θετικό φορτίο Q στο ρευστό, το φορτίο θα έλκει όλα τα αρνητικά φορτία και θα απωθεί όλα τα θετικά, με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί μια ανισοκατανομή της πυκνότητας (βλ. επίσης σχήμα 2.3). Ας υποθέσουμε επίσης ότι το ρευστό βρίσκεται σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, οπότε και οι πυκνότητες των φορτισμένων σωματιδίων (γύρω από το φορτίο) δίνονται από την κατανομή Boltzmann:

$$n_e = n_0 \cdot e^{\frac{q\Phi}{kT_e}} \tag{2.2}$$

$$n_i = n_0 \cdot e^{-\frac{q\Phi}{kT_i}} \tag{2.3}$$

όπου Φ το ηλεκτρικό δυναμικό, q το στοιχειώδες φορτίο του ηλεκτρονίου και n_0 η αριθμητική πυκνότητα του πλάσματος σε μεγάλη απόσταση από το πρόσθετο φορτίο.



Σχήμα 2.3: Σχηματική αναπαράσταση της ηλεκτρικής θωράκισης.

Λόγω της ανισοκατανομής της πυκνότητας θα δημιουργηθεί ηλεκτρικό πεδίο γύρω από το φορτίο, που σύμφωνα με την εξίσωση Poisson θα είναι:

$$\epsilon_0 \cdot \nabla^2\Phi(r) = -q(n_i - n_e) \tag{2.4}$$

[1] 1 eV = 11,600 K θεωρώντας k_bT =1 eV, όπου k_b η σταθερά του Boltzmann και 1 eV = $1.6{\cdot}10^{-16}$ J.

Αν υποθέσουμε ότι $\Phi \ll T$ και άρα η κινητική ενέργεια των σωματιδίων είναι αρκετά υψηλή ώστε να μην επιτρέπει την επανασύνδεση ιόντων και ηλεκτρονίων, μπορούμε να αναπτύξουμε τα εκθετικά της κατανομής Boltzmann κατά Taylor ($e^x = 1 + x$), ενώ λόγω σφαιρικής συμμετρίας ισχύει:

$$\nabla^2\Phi(r) = \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\Phi}{dr}\right) \tag{2.5}$$

Επομένως η εξίσωση 2.4 γίνεται:

$$\epsilon_0 \cdot \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\Phi}{dr}\right) = \left(\frac{1}{\lambda_{D_e}^2} + \frac{1}{\lambda_{D_i}^2}\right)\Phi(r) \tag{2.6}$$

όπου:

$$\lambda_{D_{e,i}}^2 = \epsilon_0 \frac{k \cdot T_{e,i}}{n_0 \cdot q^2} \tag{2.7}$$

το μήκος Debye για ηλεκτρόνια και ιόντα αντίστοιχα, ενώ συνολικά για το πλάσμα ισχύει $\lambda_D^{-2} = \lambda_{D_e}^{-2} + \lambda_{D_i}^{-2}$. Πρακτικά το μήκος Debye είναι η ακτίνα της σφαίρας γύρω από κάθε πρόσθετο στο πλάσμα φορτίο, μέσα στην οποία υπάρχει σημαντική απόκλιση από την ηλεκτρική ουδετερότητα. Αν οι χαρακτηριστικές διαστάσεις L του συστήματος (του ρευστού) είναι πολύ μεγαλύτερες από το μήκος Debye, το ρευστό συμπεριφέρεται ως ηλεκτρικά ουδέτερο, καθώς η εμβέλεια των πρόσθετων φορτίων είναι αμελητέα. Σύμφωνα με την εξίσωση 2.7 το μήκος Debye είναι ανάλογο της θερμοκρασίας και αντιστρόφως ανάλογο της πυκνότητας του πλάσματος. Στο διαστημικό πλάσμα, όπου η πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι κατά κανόνα πολύ μικρή, το μήκος Debye μπορεί να φτάσει τιμές πολύ μεγαλύτερες από τις διαστάσεις που χαρακτηρίζουν και την εμβέλεια των ηλεκτρικών τους πεδίων, όπως συμβαίνει π.χ. στη μαγνητόσφαιρα, στον ηλιακό άνεμο και στο διαστρικό μέσο (βλέπε πίνακα 2.2). Αυτή η προσέγγιση της «ουδετερότητας» είναι που δίνει στο διαστημικό πλάσμα την έννοια της «συλλογικότητας», δηλαδή την ιδιότητα το αέριο να συμπεριφέρεται ως μία οντότητα και να μπορεί να περιγραφεί μακροσκοπικά.

Πλάσμα	**Πυκνότητα** (m^{-3})	**Θερμοκρασία** (K)	**Μήκος Debye** (m)
Ηλιακός πυρήνας	$\approx 10^{32}$	$\approx 10^{7}$	$\approx 10^{-11}$
Τόκαμακ	$\approx 10^{20}$	$\approx 10^{8}$	$\approx 10^{-4}$
Ιονόσφαιρα	$\approx 10^{12}$	$\approx 10^{3}$	$\approx 10^{-3}$
Μαγνητόσφαιρα	$\approx 10^{7}$	$\approx 10^{7}$	$\approx 10^{2}$
Ηλιακός άνεμος	$\approx 10^{6}$	$\approx 10^{5}$	≈ 10
Διαστρικό μέσο	$\approx 10^{5}$	$\approx 10^{4}$	≈ 10
Διαγαλαξιακό μέσο	≈ 1	$\approx 10^{6}$	$\approx 10^{5}$

Πίνακας 2.2: Χαρακτηριστικές τιμές του μήκους Debye για πλάσμα διαφόρων τιμών πυκνότητας και θερμοκρασίας.

Τα παραπάνω ισχύουν μόνο εάν ο πληθυσμός πλάσματος περιλαμβάνει αρκετά σωματίδια. Η συνθήκη αυτή ισοδυναμεί με πολύ μεγάλη τιμή της παραμέτρου πλάσματος, δηλαδή $N_D \gg 1$. Η παράμετρος πλάσματος ορίζεται από τη σχέση:

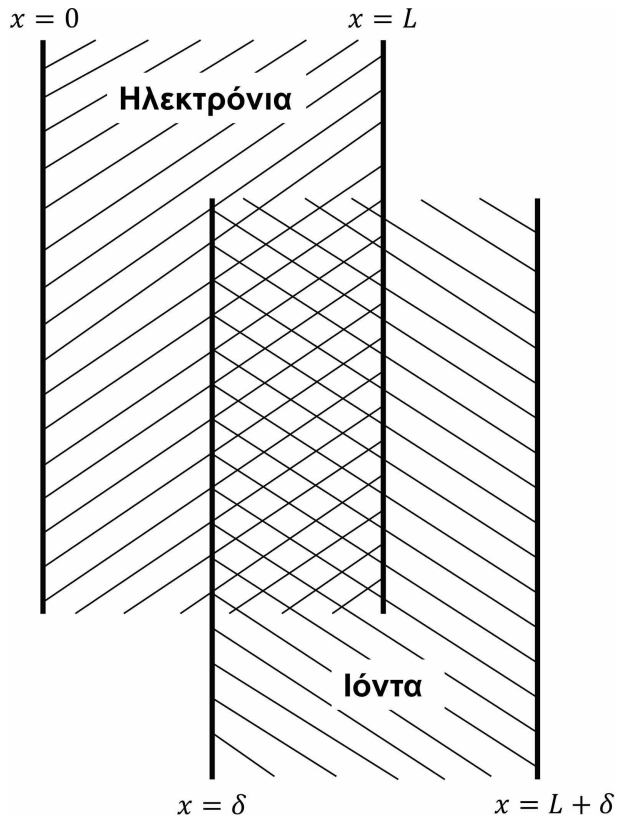
$$N_D = n \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \lambda_D^3 \tag{2.8}$$

που πρακτικά μας δίνει το πλήθος των σωματιδίων μέσα σε μια σφαίρα με ακτίνα ίση με το μήκος Debye.

2.2.3 Συχνότητα πλάσματος

Μια πολύ σημαντική ιδιότητα του πλάσματος είναι ότι, αν το διαταράξουμε από τη θέση ισορροπίας, του θα ταλαντωθεί σε μια χαρακτηριστική συχνότητα.

Ας θεωρήσουμε πλάσμα με ίση πυκνότητα ιόντων και ηλεκτρονίων. Αν διαταράξουμε μέρος του πληθυσμού, η διαταραχή θα επηρεάσει μόνο τα ηλεκτρόνια, καθώς τα ιόντα λόγω πολύ μεγαλύτερη μάζας έχουν και πολύ μεγαλύτερη αδράνεια. Η μετακίνηση των ηλεκτρονίων και ο διαχωρισμός τους από τα ιόντα θα δημιουργούν ηλεκτρικό πεδίο, το οποίο με τη σειρά του θα επιδράσει πάνω στα ηλεκτρόνια με τρόπο που θα τείνει να τα επαναφέρει στην αρχική θέση τους. Ως εκ τούτου, ο ηλεκτρονιακός πληθυσμός θα εκτελέσει αρμονική ταλάντωση.



Σχήμα 2.4: Σχηματική αναπαράσταση της ταλάντωσης ενός πλέγματος ηλεκτρονίων και ιόντων σε μια διάσταση.

Αν τώρα υποθέσουμε ότι η ταλάντωση γίνεται σε μία διάσταση (βλ. επίσης σχήμα 2.4), όπως περιγράψαμε παραπάνω, η εξίσωση Poisson γίνεται:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{q} \tag{2.9}$$

όπου ρ η πυκνότητα φορτίου. Άρα για μετακίνηση δ θα δημιουργηθεί ηλεκτρικό πεδίο ανά επιφάνεια ίσο με $4\pi n_0 q\delta$, όπου n_0 η αριθμητική πυκνότητα του πλάσματος πριν τη διαταραχή. Όμως η δύναμη ανά επιφάνεια είναι το γινόμενο του φορτίου επί το πεδίο ανά επιφάνεια και άρα $-n_0^2 q^2 \delta L/\epsilon_0$, όπου L το μήκος του συστήματος. Τελικά από τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα καταλήγουμε ότι:

$$-\frac{n_0^2 q^2 \delta L}{\epsilon_0} = n_0 m_e L \frac{d^2\delta}{dt^2} \Rightarrow \frac{d^2\delta}{dt^2} + \left(\frac{n_0 q^2}{\epsilon_0 \cdot m_e}\right)\delta = 0 \tag{2.10}$$

δηλαδή στην περιγραφή μιας αρμονικής ταλάντωσης με ιδιοσυχνότητα:

$$\omega_e = \sqrt{\frac{n_0 q^2}{\epsilon_0 \cdot m_e}} \tag{2.11}$$

Μια χρήσιμη παρατήρηση έγκειται στη σύγκριση της συχνότητας του πλάσματος με τη συχνότητα συγκρούσεων ιόντων με ουδέτερα άτομα $(1/\tau)$, όπου τ είναι ο χρόνος που μεσολαβεί μεταξύ διαδοχικών συγκρούσεων ιόντων με άτομα. Στην περίπτωση που οι συχνότητες είναι συγκρίσιμες, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η κίνηση των ιόντων καθορίζεται κυρίως από την υδροδυναμική και όχι από τον ηλεκτρομαγνητισμό, κάτι που μας απομακρύνει από τη συλλογική συμπεριφορά του πλάσματος. Επομένως, για να συμπεριφέρεται ένας πληθυσμός φορτισμένων σωματιδίων ως πλάσμα, θα πρέπει η συχνότητα πλάσματος να είναι σημαντικά μεγαλύτερη από τη συχνότητα συγκρούσεων των ιόντων με άτομα.

Συνοψίζοντας τα παραπάνω μπορούμε να ορίσουμε τις συνθήκες για συλλογική συμπεριφορά του πλάσματος με τις παρακάτω τρεις σχέσεις:

$$\lambda_D << L \tag{2.12}$$

$$N_D >> 1 \tag{2.13}$$

$$\omega_e > \frac{1}{\tau} \tag{2.14}$$

2.3 Ασκήσεις και προβλήματα

2.3.1 Γνωρίζοντας ότι οι αριθμητικές πυκνότητες των σημαντικότερων σωματιδίων στον ηλιακό άνεμο είναι:

- H^+: 6.6 cm^{-3}
- He^{++}: 0.25 cm^{-3}
- e^-: 7.1 cm^{-3}

σχολιάστε με απλό τρόπο αν ο ηλιακός άνεμος πληροί το κριτήριο της οιονεί ουδετερότητας που χαρακτηρίζει το πλάσμα.

2.3.2 Υπολογίστε το μήκος Debye λ_D και την παράμετρο πλάσματος N_D για τους εξής πληθυσμούς πλάσματος:

1. Μαγνητόσφαιρα Γης, με n=10^4 cm^{-3}, T=10^3 K, B=10^{-2} G (πρόκειται για την πλασμόσφαιρα)
2. Πυρήνας Ήλιου, με n=10^{26} cm^{-3}, T=10^7 K, B=10^6 G
3. Ηλιακός άνεμος, με n=10 cm^{-3}, T=10^5 K, B=10^{-2} G

Οι υπολογισμοί πρέπει να γίνουν στο SI. Σχολιάστε τα αποτελέσματα.

2.3.3

1. Τι είδους φωτόνια μπορούν να ιονίσουν το ατμοσφαιρικό οξυγόνο της Γης; Δίνεται η ενέργεια ιονισμού του: 13.62 eV.
2. Δεδομένου ότι η 8η ενέργεια ιονισμού του οξυγόνου είναι 871.41 eV, τι είδους φωτόνια θα απαιτούνταν για τον πλήρη ιονισμό του οξυγόνου;

2.3.4

1. Υπολογίστε τον βαθμό ιονισμού του αέρα στην αίθουσα διαλέξεων του Τομέα Αστροφυσικής ένα απόγευμα του Οκτωβρίου, θεωρώντας απλουστευτικά ότι υπάρχει μόνο άζωτο (U_i=14.5 eV) και ότι η πυκνότητα είναι n_n= 3 x 10^{25} m^{-3}.
2. Σε τι θερμοκρασία θα έπρεπε να φτάσει ο αέρας της αίθουσας για να αρχίσει να αποκτά ιδιότητες πλάσματος;

Δίνεται η απλουστευμένη εξίσωση Saha όπου η θερμοκρασία T έχει μονάδες eV:

$$\frac{n_i}{n_n} = 3 \cdot 10^{27} \cdot \frac{T^{3/2}}{n_i} \cdot e^{-U/T} \tag{2.15}$$

2.3.5 Συγκρίνετε το μήκος Debye λ_D στο ηλιακό στέμμα, όπου n_e=10^7 cm^{-3} και T_e=10^6 K, με το λ_D στην πλασμόσφαιρα της Γης, όπου n_e=10^4 cm^{-3} και T_e=5x10^3 K.

2.3.6 Από την εξίωση $\omega_p = sqrt(ne^2/\varepsilon_0 m)$ rad/sec για τη συχνότητα πλάσματος (plasma frequency), να υπολογίσετε μια πιο συμπαγή και πρακτική εξίσωση για την ω_p.

Βιβλιογραφία

[1] D.R. Nicholson. *Introduction to Plasma Theory*. Wiley, 1983. ISBN: 9780471090458. URL: https://books.google.gr/books?id=fyRRAAAAMAAJ.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΚΙΝΗΣΗ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΣΕ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΠΕΔΙΑ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Σε αυτό το κεφάλαιο θα εξετάσουμε την κίνηση ενός μεμονωμένου φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Η μετατόπιση ενός πληθυσμού πλάσματος (συνόλου φορτισμένων σωματιδίων) είναι αρκετά πιο πολύπλοκη, όμως αυτή η προσέγγιση (που ονομάζεται test particle approach) μας επιτρέπει να αγνοήσουμε τις μεταβολές στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που θα μπορούσε να επιφέρει η κίνηση ενός πληθυσμού σωματιδίων. Επιπρόσθετα, αυτή η προσέγγιση λειτουργεί αρκετά καλά ακόμα και στην περίπτωση πολλαπλών σωματιδίων, των οποίων όμως η πίεση (δυναμική και θερμική) είναι πολύ μικρότερη της αντίστοιχης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, συνθήκη που γενικώς ισχύει στο γεωδιάστημα.
Προαπαιτούμενη γνώση: Το κεφάλαιο 2 και βασικές γνώσεις ηλεκτρομαγνητισμού και διαφορικού λογισμού.

3.1 Οι εξισώσεις του Maxwell

Η ηλεκτρομαγνητική θεωρία, που αναπτύχθηκε από τον Σκοτσέζο φυσικό James Clerk Maxwell το 1864, χρησιμοποιεί τέσσερις βασικές εξισώσεις για να περιγράψει τη δημιουργία ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων από φορτισμένα σωματίδια και ηλεκτρικά ρεύματα. Με τη βοήθεια αυτών των εξισώσεων μπορούμε να

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

περιγράψουμε την κίνηση οποιουδήποτε φορτισμένου σωματιδίου σε ηλεκτρομαγνητικά πεδία.

Η πρώτη εξίσωση είναι ο νόμος του Gauss για τα ηλεκτρικά πεδία:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \tag{3.1}$$

όπου $\vec{E}$ το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου, ϵ_0 η ηλεκτρική διαπερατότητα του κενού και ρ η πυκνότητα φορτίου. Η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφτεί και σε ολοκληρωμένη μορφή:

$$\oint_{\Omega(V)} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \int_V \rho \cdot dV \tag{3.2}$$

δηλαδή, η ηλεκτρική ροή που περνά από την επιφάνεια S που περικλείει τον όγκο V είναι ανάλογη του ολικού φορτίου μέσα στον όγκο V.

Η δεύτερη εξίσωση είναι ο νόμος του Gauss για το μαγνητικό πεδίο:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{3.3}$$

ή σε ολοκληρωμένη μορφή:

$$\oint_{\Omega(V)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \tag{3.4}$$

που δηλώνει ότι στη φύση δεν υπάρχουν μαγνητικά μονόπολα.

Η τρίτη εξίσωση είναι ο νόμος του Faraday, που περιγράφει τη δημιουργία ενός ηλεκτρικού πεδίου λόγω της χρονικής μεταβολής ενός μαγνητικού πεδίου

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{3.5}$$

ή σε ολοκληρωμένη μορφή

$$\oint_A \vec{E} \cdot dl = -\frac{d}{dt} \int \int_A \vec{B} \cdot dS = 0 \tag{3.6}$$

Ο νόμος του Faraday δηλώνει ότι η χρονική μεταβολή της μαγνητικής ροής που περνά από μια επιφάνεια θα δημιουργήσει ηλεκτρική δύναμη στην περιφέρειά της, ενώ το αρνητικό πρόσημο αντιστοιχεί στον νόμο του Lenz. Ως συνέπεια αυτού του νόμου, στατικά μαγνητικά πεδία δεν δημιουργούν ηλεκτρικά πεδία και αντίστροφα για μηδενικό ηλεκτρικό πεδίο το μαγνητικό πεδίο είναι στατικό.

Η τέταρτη και τελευταία εξίσωση είναι ο νόμος του Ampère:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \left(\vec{J} + \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \tag{3.7}$$

όπου ο τελευταίος όρος αντιστοιχεί στο ρεύμα μετατόπισης. Ο νόμος του Ampère σε ολοκληρωμένη μορφή μπορεί να γραφτεί:

$$\oint_A \vec{B} \cdot dl = \mu_0 \cdot \int \int_A \vec{J} \cdot d\vec{S} + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{d}{dt} \int \int_A \vec{E} \cdot \vec{S} \tag{3.8}$$

όπου $\vec{J}$ η πυκνότητα ρεύματος. Η εξίσωση 3.8 δηλώνει ότι ένα στρεφόμενο μαγνητικό πεδίο δημιουργείται από ηλεκτρικό ρεύμα ή/και από χρονικά μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο.

Τέλος πρέπει να αναφέρουμε και τον νόμο του Ohm, ο οποίος συνδέει το ηλεκτρικό πεδίο με την πυκνότητα ρεύματος σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \tag{3.9}$$

όπου σ η ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού. Φυσικά η παραπάνω εξίσωση ισχύει στο σύστημα αναφοράς του υλικού. Στην περίπτωση που ο παρατηρητής κινείται ως προς αυτό το σύστημα αναφοράς με ταχύτητα $\vec{u}$, τότε παίρνουμε τον γενικευμένο νόμο του Ohm:

$$\vec{J} = \sigma \cdot \left[\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}\right] \tag{3.10}$$

3.2 Κίνηση σωματιδίου σε ομογενή μαγνητικά και ηλεκτρικά πεδία

3.2.1 Δύναμη Lorentz και γυροκίνηση (E=0)

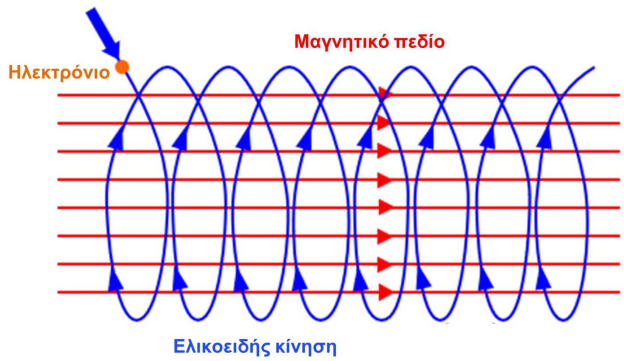
Η κίνηση φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε ένα στατικό μαγνητικό πεδίο (απουσία ηλεκτρικού πεδίου) εξαρτάται μόνο από τη δύναμη Lorentz και δίνεται από την εξίσωση:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \tag{3.11}$$

όπου m η μάζα, q το φορτίο, $\vec{v}$ το διάνυσμα της ταχύτητας του σωματιδίου και $\vec{B}$ το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου. Αν τώρα υποθέσουμε ομογενές μαγνητικό πεδίο που βρίσκεται στη διεύθυνση του κατακόρυφου άξονα ($\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$), τότε η λύση της 3.11 καταλήγει σε ελικοειδή κίνηση (σχήμα 3.1), που είναι η συνισταμένη των δύο εξής επιμέρους κινήσεων: (α) μια κυκλική κίνηση γύρω από και κάθετα στη μαγνητική γραμμή (γυροκίνηση ή gyromotion) με ταχύτητα:

$$u_c = \frac{r_c |q| B}{m} \tag{3.12}$$

όπου r_c η γυροακτίνα (gyroradius) ή ακτίνα Larmor του σωματιδίου και (β) μια ευθύγραμμη κίνηση κατά μήκος της μαγνητικής γραμμής στον άξονα z με $u_{\parallel}$=σταθερό. Η κατεύθυνση της κίνησης εξαρτάται από το φορτίο του σωματιδίου και ορίζεται από τον κανόνα του δεξιού χεριού.



Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση της ελικοειδούς κίνησης φορτισμένου σωματιδίου σε στατικό ομογενές μαγνητικό πεδίο.

Ορίζεται επίσης η κυκλοτρονική συχνότητα (cyclotron frequency) ή συχνότητα Larmor ή γυροσυχνότητα του σωματιδίου σε ακτίνια ανά δευτερόλεπτο (rad/s) ως:

$$\omega_c = \frac{|q| B}{m} \tag{3.13}$$

Η γυροσυχνότητα του σωματιδίου σε Hz δίνεται αντίστοιχα από τη σχέση:

$$f_c = \frac{|q| B}{2\pi m} \tag{3.14}$$

3.2.2 Η προσέγγιση του οδηγού κέντρου

Η προσέγγιση του οδηγού κέντρου (guiding center approximation) της κίνησης ενός φορτισμένου σωματιδίου προτάθηκε το 1940 από τον Hannes Alfvén. Ο Alfvén θεώρησε πως η κάθετη στο μαγνητικό πεδίο συνιστώσα της ταχύτητας αποτελείται από δύο άλλες συνιστώσες: (α) την ταχύτητα ολίσθησης (u_D) κάθετα στο μαγνητικό πεδίο και (β) την ταχύτητα περιστροφής (u_c) γύρω από το μαγνητικό πεδίο:

$$\vec{u} = \vec{u}_{\parallel} + \vec{u}_{\perp} = \vec{u}_{\parallel} + \vec{u}_D + \vec{u}_c = \vec{u}_{gc} + \vec{u}_c \tag{3.15}$$

Μακροσκοπικά η κίνηση του σωματιδίου περιγράφεται επαρκώς από την κίνηση του οδηγού κέντρου, που είναι η συνισταμένη της κίνησης ολίσθησης κάθετα στο μαγνητικό πεδίο και της κίνησης παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο.

Η κίνηση του οδηγού κέντρου παράλληλα στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου οδηγεί στον ορισμό μιας από τις πιο θεμελιώδεις παραμέτρους στη φυσική πλάσματος και τη διαστημική φυσική: τη γωνία κλίσης (pitch angle). Η γωνία κλίσης είναι η γωνία που σχηματίζεται ανάμεσα στην κάθετη και την παράλληλη προς το μαγνητικό πεδίο συνιστώσα της ταχύτητας (ή ανάμεσα στο διάνυσμα της ταχύτητας και το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου) και ορίζεται ως $\alpha = tan^{-1}(u_{\perp}/u_{\parallel})$.

Είναι φανερό ότι η γωνία κλίσης μάς δίνει την ποσοτική σχέση της κάθετης και παράλληλης συνιστώσας της ταχύτητας. Για σωματίδια με το ίδιο μέτρο ταχύτητας, όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία κλίσης, τόσο πιο αργή είναι η παράλληλη κίνηση (και αντίστοιχα πιο γρήγορη η κίνηση κάθετα και γύρω από τη μαγνητική γραμμή). Οι ακραίες τιμές της γωνίας κλίσης, δηλαδή 0 και 90^o, αντιστοιχούν στις ακραίες περιπτώσεις που η ταχύτητα του σωματιδίου είναι παράλληλη ή κάθετη στο μαγνητικό πεδίο, αντίστοιχα.

3.2.3 Ολίσθηση λόγω ηλεκτρικού πεδίου

Μια ιδιαίτερα σημαντική κίνηση των σωματιδίων στη μαγνητόσφαιρα προκαλείται από την ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου $\vec{E}$. Η εξίσωση κίνησης σωματιδίου θα είναι:

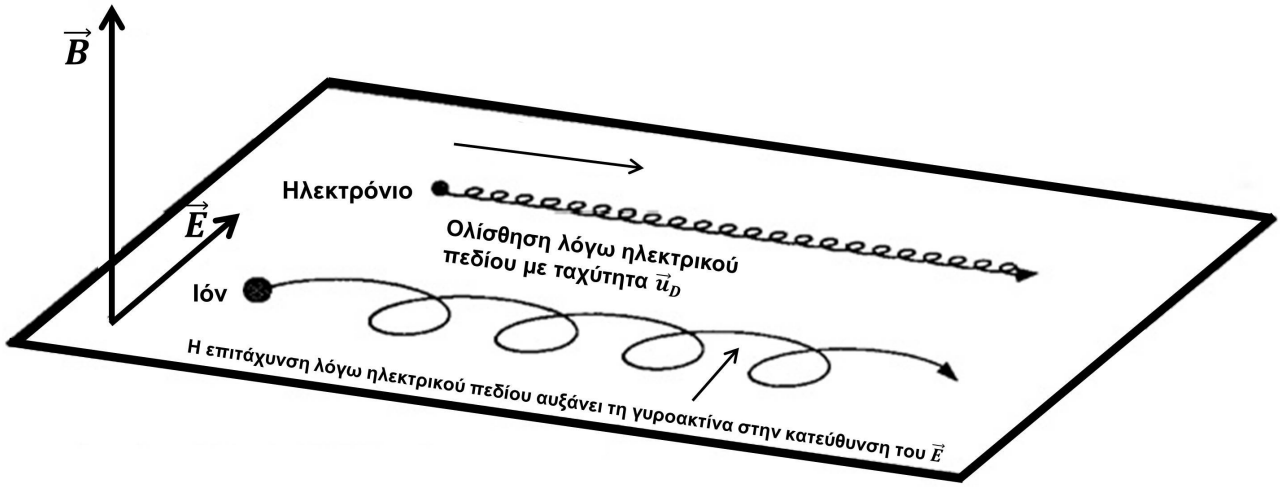
$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q \cdot \vec{E} + q(\vec{v} \times \vec{B}) \tag{3.16}$$

ενώ μπορούμε συχνά να υποθέσουμε ότι υπάρχει μόνο η κάθετη στο μαγνητικό πεδίο συνιστώσα του E ($E_{\parallel} \cdot B = 0$). Αυτό ισχύει διότι η παράλληλη συνιστώσα του E διαχωρίζει τα θετικά από τα αρνητικά φορτισμένα σωματίδια, με τα πρώτα να κινούνται κατά την κατεύθυνση του $E_{\parallel}$ και τα δεύτερα κατά την αντίθετη. Αν υπάρχει αρκούντως μεγάλο πλήθος σωματιδίων, η σχετική τους κίνηση θα δημιουργήσει ένα νέο ηλεκτρικό πεδίο με αντίθετη φορά, το οποίο με την πάροδο του χρόνου θα μηδενίσει το προϋπάρχον $E_{\parallel}$. Η κάθετη στο μαγνητικό πεδίο συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου προκαλεί ολίσθηση των σωματιδίων, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2.

Η ολίσθηση προκαλείται επειδή ένα θετικά φορτισμένο σωματίδιο, καθώς περιφέρεται γύρω από τη μαγνητική γραμμή, επιταχύνεται όταν κινείται κατά τη φορά του $E_{\perp}$, και επιβραδύνεται όταν κινείται κατά την αντίθετη φορά (ή το αντίθετο αν το σωματίδιο είναι αρνητικά φορτισμένο). Επομένως, η μεταβολή της ταχύτητας του σωματιδίου επιφέρει και μεταβολή στη γυροακτίνα του, άρα και ολίσθηση κάθετα στο ηλεκτρικό και στο μαγνητικό πεδίο με ταχύτητα που δίνεται από τον τύπο:

$$\vec{u}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \tag{3.17}$$

Σημειώνεται ότι η ολίσθηση λόγω ηλεκτρικού πεδίου (E x B drift) δεν δημιουργεί ρεύμα, αφού (όπως φαίνεται και από την εξίσωση 3.17) η ταχύτητα ολίσθησης είναι ίδιας φοράς για όλα τα σωματίδια, ανεξάρτητα από τις ιδιότητες των σωματιδίων (μάζα και φορτίο).



Σχήμα 3.2: Σχηματική αναπαράσταση της ολίσθησης φορτισμένων σωματιδίων λόγω ηλεκτρικού πεδίου.

3.2.4 Ολίσθηση λόγω βαρυτικού πεδίου

Γενικότερα, οποιαδήποτε δύναμη είναι ικανή να επιταχύνει σωματίδια μπορεί να προκαλέσει ολίσθηση, με την αντίστοιχη ταχύτητα να δίνεται από τον γενικό τύπο:

$$\vec{u}_F = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{q \cdot B^2} \tag{3.18}$$

όπου $\vec{F}$ το διάνυσμα της εν λόγω δύναμης.

Ας θεωρήσουμε ότι, εκτός από ομογενές μαγνητικό πεδίο, υπάρχει και βαρυτικό πεδίο κάθετο στο μαγνητικό. Όπως στην περίπτωση ολίσθησης λόγω ηλεκτρικού πεδίου, υπάρχει μεταβολή της γυροακτίνας των σωματιδίων που οδηγεί σε ολίσθηση κάθετα στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου με ταχύτητα:

$$\vec{u}_g = m \cdot \frac{\vec{g} \times \vec{B}}{q \cdot B^2} \tag{3.19}$$

Η διαφορά στην ολίσθηση λόγω βαρύτητας ($\vec{g}$) είναι ότι, αντίθετα από την ολίσθηση λόγω ηλεκτρικού πεδίου, η ταχύτητα ολίσθησης εξαρτάται από το πρόσημο του φορτίου των σωματιδίων και, ως εκ τούτου, ηλεκτρόνια και θετικά ιόντα θα ολισθαίνουν προς αντίθετες κατευθύνσεις.

3.3 Κίνηση σωματιδίου σε ανομοιομογενές μαγνητικό πεδίο

3.3.1 Ολίσθηση λόγω κλίσης του μαγνητικού πεδίου (Grad--B)

Στις προηγούμενες παραγράφους περιγράψαμε την κίνηση φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο. Αν και αυτή η προσέγγιση μπορεί να είναι αρκετά ρεαλιστική για ένα εργαστηριακό πείραμα, σε πλανητική κλίμακα δεν επαρκεί, καθώς το γεωμαγνητικό πεδίο μπορεί να προσεγγιστεί στην απλούστερη περίπτωση με ένα μαγνητικό δίπολο, του οποίου η ένταση είναι συνάρτηση της θέσης ως προς το κέντρο του διπόλου.

Αφού λοιπόν υπάρχει μεταβολή της έντασης του μαγνητικού πεδίου, θα υπάρχει και μεταβολή της γυροακτίνας του σωματιδίου και φυσικά μια ταχύτητα ολίσθησης, που (μέσω της εξίσωσης 3.19) θα δίνεται από τον τύπο:

$$\vec{u}_{\nabla B} = \mu \cdot \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} \vec{B}}{q \cdot B^2} \tag{3.20}$$

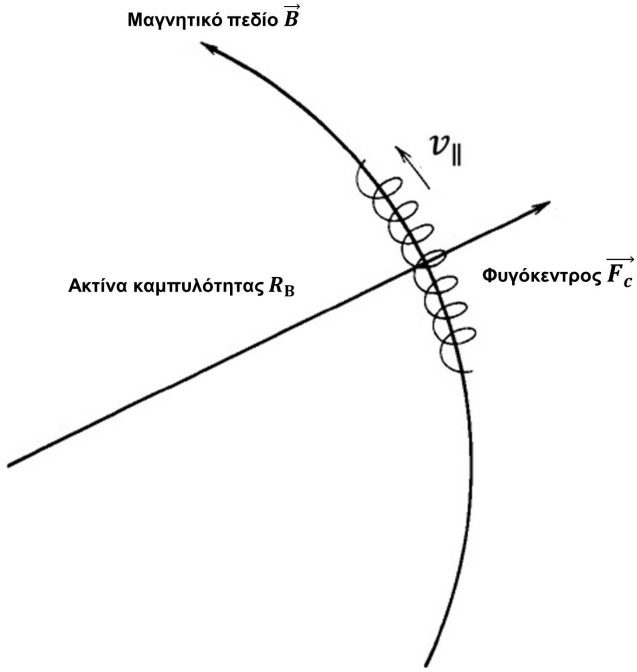
όπου μ η μαγνητική ροπή που ορίζεται ως ο λόγος της κάθετης (ως προς το μαγνητικό πεδίο) ορμής του σωματιδίου προς το μέτρο του μαγνητικού πεδίου ($\mu = \vec{P}_{\perp}/B$). Η εξίσωση 3.20 μπορεί να γραφτεί και ως:

$$\vec{u}_{\nabla B} = \frac{1}{2} m u_{\perp}^2 \cdot \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} \vec{B}}{q \cdot B^3} \tag{3.21}$$

Η παραπάνω εξίσωση δείχνει ότι η κατεύθυνση της ολίσθησης εξαρτάται από το πρόσημο του φορτίου q. Αυτό σημαίνει ότι η ολίσθηση ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων προς διαφορετικές κατευθύνσεις θα δημιουργεί ηλεκτρικό ρεύμα κάθετα στο μαγνητικό πεδίο.

3.3.2 Ολίσθηση λόγω καμπυλότητας του μαγνητικού πεδίου (Curved--B)

Εκτός από μη ομογενές, το μαγνητικό πεδίο σε μια πλανητική μαγνητόσφαιρα παρουσιάζει και καμπυλότητα.



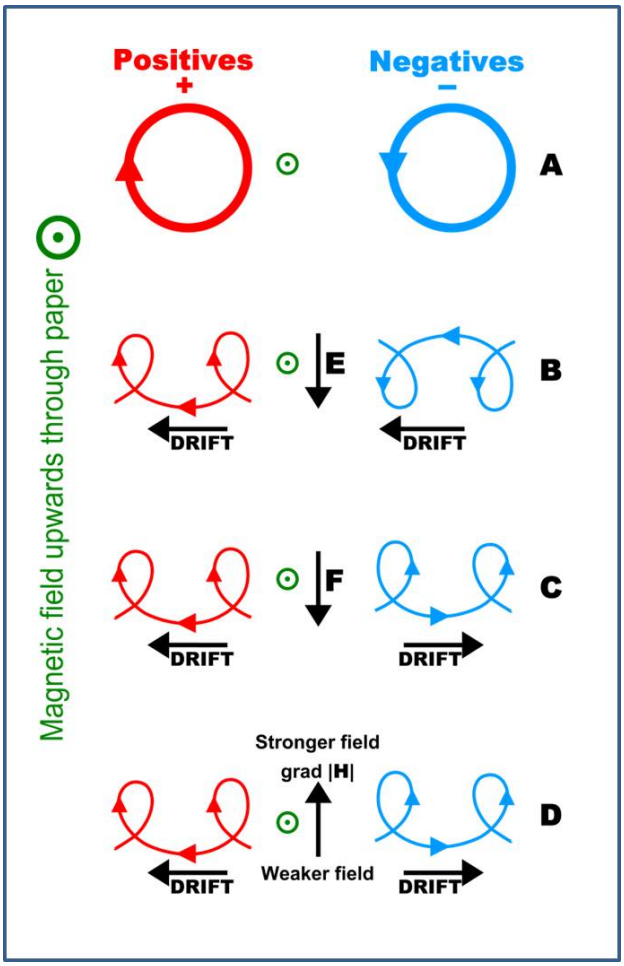
Σχήμα 3.3: Σχηματική αναπαράσταση της δημιουργίας φυγόκεντρου δύναμης λόγω καμπυλότητας των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου.

Αν υποθέσουμε ότι οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι καμπυλωμένες με ακτίνα καμπυλότητας r_B και υπάρχει συνιστώσα της κίνησης των σωματιδίων κατά τη διεύθυνση των δυναμικών γραμμών (δηλαδή $u_{\parallel} \neq 0$), τότε στα σωματίδια θα εφαρμοστεί φυγόκεντρος δύναμη (σχήμα 3.3). Λόγω της φυγοκέντρου, και σύμφωνα με την εξίσωση 3.19, θα εμφανιστεί ολίσθηση με ταχύτητα:

$$\vec{u}_r = \frac{\vec{F}_{cf} \times \vec{B}}{q \cdot B^2} \tag{3.22}$$

όπου $\vec{F}_{cf} = m u_{\parallel}^2 \vec{r}_B / r_B^2$.

Στο σχήμα 3.4 φαίνονται τρία είδη ολίσθησης για θετικά και αρνητικά φορτισμένα σωματίδια.



Σχήμα 3.4: Σχηματική αναπαράσταση ολίσθησης φορτισμένων σωματιδίων σε ομογενές μαγνητικό πεδίο: A. χωρίς επιπλέον δύναμη, B. με ηλεκτρικό πεδίο, C. με βαρύτητα και D. σε ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο. Πηγή: Hannes Alfvén, 1950 [1], προσαρμογή από Ian Tresman.

3.4 Αδιαβατικές αναλλοίωτες

Η κίνηση σωματιδίων μπορεί να περιγραφεί από τις γενικευμένες συντεταγμένες (q_{gen}, p_{gen}). Σύμφωνα με τη θεωρία του Hamilton, το αντίστοιχο ολοκλήρωμα της δράσης για κάθε κυκλική γενικευμένη συντεταγμένη q_{gen}, ολοκληρούμενο σε έναν πλήρη κύκλο της q_{gen}, αποτελεί σταθερά της κίνησης.

$$I = \oint P_{gen} dq_{gen} \tag{3.23}$$

όπου P_{gen} η ορμή στις γενικευμένες συντεταγμένες q_{gen}.

Στην περίπτωση κίνησης φορτισμένων σωματιδίων σε μαγνητικό πεδίο και για χρονικές μεταβολές του μαγνητικού πεδίου πολύ αργές σε σχέση με τις χαρακτηριστικές περιόδους της κίνησης των σωματιδίων, δηλαδή για:

$$\left| \frac{B}{\partial B/\partial t} \right| \gg \left| \frac{2\pi m}{qB} \right| \tag{3.24}$$

η κίνηση του σωματιδίου μπορεί να χαρακτηριστεί οιονεί-περιοδική (quasi-periodic), ενώ το παραπάνω ολοκλήρωμα της δράσης μπορεί να θεωρηθεί σε πρώτη προσέγγιση σταθερό και ονομάζεται αδιαβατική αναλλοίωτη.

3.4.1 Πρώτη αδιαβατική αναλλοίωτη: Μαγνητική ροπή (μ)

Αν αντικαταστήσουμε $P_{gen}=mu_{\perp}r_L$ (δηλαδή το ολοκλήρωμα της δράσης κατά μήκος της κυκλοτρονικής τροχιάς του σωματιδίου), παίρνουμε την πρώτη αδιαβατική αναλλοίωτη, που είναι η μαγνητική ροπή μ:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \frac{P_{\perp}^2}{2m_0 B} \tag{3.25}$$

όπου m_0 η μάζα ηρεμίας του σωματιδίου, $P_{\perp}$ η κάθετη ορμή του και B η ένταση του μαγνητικού πεδίου. Αν α είναι η γωνία κλίσης του σωματιδίου (pitch angle), δηλαδή η γωνία των διανυσμάτων της ταχύτητας και του μαγνητικού πεδίου, η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$\mu = \frac{P^2 sin^2\alpha}{2m_0 B} \tag{3.26}$$

3.4.2 Συνέπειες διατήρησης της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης

Όπως αναφέραμε σε προηγούμενη παράγραφο, στην περίπτωση που το μαγνητικό πεδίο δεν είναι ομογενές, όπως σε μια πλανητική μαγνητόσφαιρα, που η ένταση είναι πολύ μεγαλύτερη στους πόλους απ' ό,τι στον ισημερινό, τότε μια τέτοια τοπολογία μπορεί να προσομοιαστεί με την τοπολογία μιας μαγνητικής φιάλης. Με δεδομένη τη διατήρηση της μαγνητικής ροπής αλλά και της ολικής κινητικής ενέργειας

$$\varepsilon = \mu B + \frac{1}{2} m u_{\parallel}^2 \tag{3.27}$$

συμπεραίνουμε ότι, καθώς το σωματίδιο κινείται προς περιοχές με ισχυρότερο B (δηλαδή εγγύτερα στη Γη), η παράλληλη συνιστώσα της ταχύτητας κάποια στιγμή θα μηδενιστεί, με αποτέλεσμα το σωματίδιο να ανακλαστεί προς τα πίσω (μαγνητικός καθρέφτης). Η μαγνητική ροπή έχει την ίδια τιμή σε οποιοδήποτε σημείο της δυναμικής γραμμής του μαγνητικού πεδίου, άρα και στον ισημερινό, όπου το μαγνητικό πεδίο παίρνει την ελάχιστη τιμή του ($B_{eq} = B_{min}$):

$$\frac{P^2 \sin^2\alpha}{2m_0 B} = \frac{P^2 \sin^2\alpha_{eq}}{2m_0 B_{eq}} \Rightarrow \frac{\sin^2\alpha}{B} = \frac{\sin^2\alpha_{eq}}{B_{eq}} \tag{3.28}$$

Το σωματίδιο θα ανακλαστεί σε σημείο M (από τη λέξη Mirror) που $\alpha_M = 90^o$, άρα:

$$B_M = \frac{B_{eq}}{\sin^2\alpha_{eq}} \tag{3.29}$$

Όσο πιο μικρή, λοιπόν, είναι η ισημερινή γωνία κλίσης α_{eq}, τόσο ισχυρότερο B χρειάζεται το σωματίδιο για να ανακλαστεί, που σημαίνει ότι τόσο πιο κοντά στη Γη πρέπει να φτάσει. Σωματίδια με πολύ μικρές τιμές της ισημερινής γωνίας κλίσης α_{eq} αναπόφευκτα συναντούν την ανώτερη ατμόσφαιρα, με αποτέλεσμα να χάνονται ως υετός (precipitation) σωματιδίων (τυπικά θεωρούμε ότι ένα σωματίδιο χάνεται στην ανώτερη ατμόσφαιρα όταν φτάσει σε ύψος μικρότερο των 120 χιλιομέτρων). Τα διανύσματα της ταχύτητας φορτισμένων σωματιδίων, στον μαγνητικό ισημερινό, με γωνίες κλίσης που θα τα οδηγήσουν σε υετό στην ατμόσφαιρα, ορίζουν τον κώνο απώλειας (bounce loss cone ή απλώς loss cone). Επομένως, ορίζουμε ως κώνο απώλειας τον γεωμετρικό τόπο των ισημερινών γωνιών κλίσης, για τις οποίες τα σωματίδια χάνονται στην ανώτερη ατμόσφαιρα. Η δημιουργία του πολικού σέλαος βασίζεται στον υετό ηλεκτρονίων με ενέργειες κατάλληλες για να διεγείρουν άτομα και μόρια οξυγόνου και αζώτου στην ατμόσφαιρα.

Αντίθετα, τα σωματίδια με ισημερινές γωνίες κλίσης εκτός του κώνου απώλειας παραμένουν σε σταθερή παγίδευση και κίνηση περιοδικής αναπήδησης (bounce-motion) κατά μήκος της μαγνητικής γραμμής (stably trapped particles).

3.4.3 Δεύτερη ή διαμήκης αδιαβατική αναλλοίωτη (J)

Η αδιαβατική αναλλοίωτη που σχετίζεται με την κίνηση των σωματιδίων κατά μήκος της μαγνητικής φιάλης είναι η διαμήκης αναλλοίωτη J [1] που μέσω της εξίσωσης 3.23 γίνεται:

$$J = 2 \cdot \int_{a_m}^{b_m} m u_{\parallel} ds \tag{3.30}$$

όπου u_{par} η παράλληλη ταχύτητα και ds το στοιχειώδες μήκος της μαγνητικής γραμμής. Η δεύτερη αδιαβατική αναλλοίωτη προκύπτει από τη διατήρηση της πρώτης [2]. Για σταθερή μαγνητική ροπή (μ), η κάθετη ενέργεια είναι ανάλογη του B, αλλά η ολική ενέργεια πρέπει να διατηρείται. Όταν, λοιπόν, το σωματίδιο φτάνει σε σημεία που το πεδίο είναι πολύ ισχυρό (κοντά στους μαγνητικούς πόλους), η παράλληλη συνιστώσα μηδενίζεται στιγμιαία, στρέφοντας το σωματίδιο προς την αντίθετη κατεύθυνση. Τα σημεία στα οποία γίνεται αυτή η αντιστροφή ονομάζονται κατοπτρικά σημεία και είναι τα a_m και b_m, που ορίζουν το παραπάνω ολοκλήρωμα. Αν λοιπόν η μαγνητική ροπή είναι σταθερή και γνωρίζοντας ότι $p = \sqrt{p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2}$, η σχέση 3.30 μπορεί να γραφτεί και μέσω της 3.25 ως:

$$J = (8 m_0 \mu)^{1/2} \int_{a_m}^{b_m} B_m - B(s) ds \tag{3.31}$$

όπου το ολοκλήρωμα υπολογίζεται σε μισή ταλάντωση ανάμεσα στα δύο κατοπτρικά σημεία και είναι ανεξάρτητο οποιασδήποτε ιδιότητας των σωματιδίων, αφού είναι μια συνάρτηση της τοπολογίας του μαγνητικού πεδίου και των κατοπτρικών σημείων μιας μαγνητικής γραμμής [3]. Το παραπάνω ολοκλήρωμα ορίζει την παράμετρο Kaufmann K ($K = J/\sqrt{8 m_0 \mu}$). Ουσιαστικά, η διατήρηση του K ορίζει τις μαγνητικές γραμμές στις οποίες ανακλάται ένα φορτισμένο σωματίδιο, ενώ η διατήρηση του J ορίζει την επιφάνεια κίνησης αυτού του σωματιδίου, η οποία αποτελεί το σύνολο των μαγνητικών γραμμών που ορίζει το K.

3.4.4 Τρίτη αδιαβατική αναλλοίωτη: Μαγνητική ροή (Φ)

Η τρίτη αδιαβατική αναλλοίωτη, η ολική μαγνητική ροή Φ, είναι αυτή που σχετίζεται με την ολίσθηση των σωματιδίων λόγω βαθμίδας του μαγνητικού πεδίου. Μέσω της εξίσωσης 3.23 παίρνουμε:

$$\Phi = \oint u_{drift} r d\varphi \tag{3.32}$$

όπου η ταχύτητα ολίσθησης είναι:

$$u_{drift} = (m/q) \left(u_{par}^2 + \frac{u_{\perp}^2}{2} \right) \left(\frac{\vec{R_c} \times \vec{B}}{R_c^2 B^2} \right) \tag{3.33}$$

όπου R_c η ακτίνα καμπυλότητας της μαγνητικής γραμμής. Μέσω της Φ μπορούμε να ορίσουμε και την γενικευμένη παράμετρο L^* ως:

$$L^* = -\frac{2\pi B_E R_E^2}{\Phi} \tag{3.34}$$

όπου B_E το ισημερινό μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της Γης και R_E η ακτίνα της. Η παράμετρος L^* ή αλλιώς παράμετρος Roederer [4] είναι συνάρτηση της τρίτης αδιαβατικής αναλλοίωτης και της μαγνητικής ροπής μ και ορίζει το μαγνητοκέλυφος (drift shell).

Αξίζει να αναφερθεί ότι η παράμετρος L^* δεν πρέπει να συγχέεται με την παράμετρο McIlwain (L), η οποία ορίζεται ως:

$$r = L \cdot \cos^2 \lambda \tag{3.35}$$

[1] Η διαμήκης (longitudinal) αναλλοίωτη πήρε την ονομασία της λόγω της χρήσης της στη μελέτη των μαγνητικών φιαλών. Στην περίπτωση ενός διπολικού πεδίου, όπως αυτό μιας μαγνητόσφαιρας, ο όρος latitudinal ίσως είναι πιο δόκιμος.

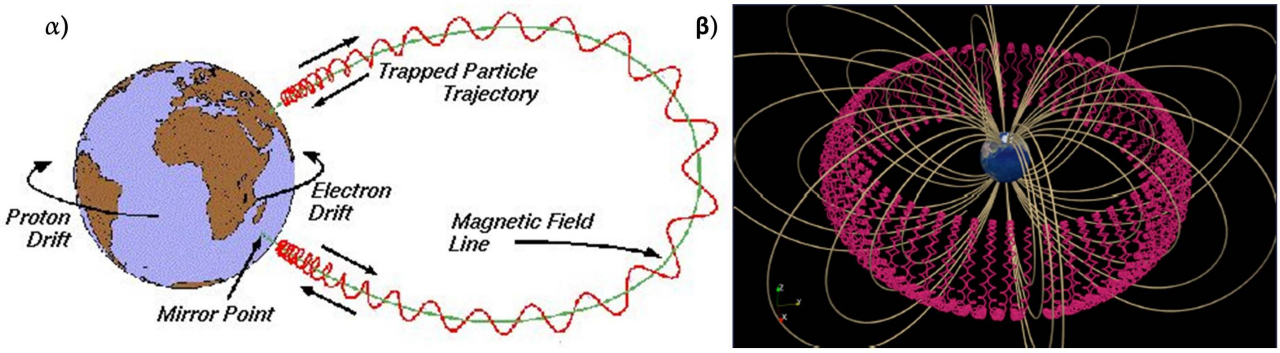
όπου r η ακτινική απόσταση από το κέντρο του διπόλου και λ το γεωμαγνητικό πλάτος. Από τον ορισμό του L είναι φανερό πως, όταν βρισκόμαστε στον ισημερινό, το L συμπίπτει με την ακτινική απόσταση.

Οι δύο παράμετροι (L και L^*) έχουν κατά κανόνα διαφορετικές τιμές στο ίδιο σημείο της μαγνητόσφαιρας, εκτός από την περίπτωση που το μαγνητικό πεδίο είναι ένα ιδανικό δίπολο, οπότε οι τιμές των δύο παραμέτρων συμπίπτουν.

3.4.5 Κίνηση φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε μαγνητόσφαιρα

Συνοψίζοντας τη συζήτηση αυτού του κεφαλαίου, ένα σωματίδιο κινούμενο σε πλανητική μαγνητόσφαιρα εκτελεί συνεχώς τρεις βασικές κινήσεις:

- Μια κυκλική κίνηση γύρω από τη δυναμική γραμμή του μαγνητικού πεδίου σε επίπεδο κάθετο στο διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου (gyro-motion).
- Μια κίνηση κατά μήκος της δυναμικής γραμμής του μαγνητικού πεδίου ανάμεσα σε δύο κατοπτρικά σημεία (bounce-motion).
- Μια κίνηση κάθετα στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου και γύρω από τον πλανήτη (drift-motion).



Σχήμα 3.5: Οι τρεις βασικές κινήσεις ενός φορτισμένου σωματιδίου στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Πηγή: `https://www.spenvis.oma.be/help/background/traprad/traprad.html`.

Αυτές οι τρεις κινήσεις (βλέπε σχήμα 3.5) είναι υπεύθυνες για τη δημιουργία παγιδευμένων πληθυσμών σωματιδίων (ζώνες ακτινοβολίας [4, 5] και δακτυλιοειδές ρεύμα) σε κάθε πλανητική μαγνητόσφαιρα, οι οποίοι θα συζητηθούν εκτενώς σε επόμενα κεφάλαια.

Τυπικές περίοδοι των παραπάνω κινήσεων δίνονται στον πίνακα 3.1.

Motion Type	1-5 MeV Electrons at L=4.5	20-200 MeV Protons at L=1.5
Gyro-motion	**0.0003-0.001 sec**	**0.007-0.009 sec**
Bounce-motion	**0.6-1.5 sec**	**0.15-0.5 sec**
Drift-motion	**120-590 sec**	**9-90 sec**

Πίνακας 3.1: Χαρακτηριστικές περίοδοι των τριών κινήσεων παγιδευμένων ηλεκτρονίων και πρωτονίων στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Οι υπολογισμοί αντιστοιχούν σε ηλεκτρόνια και πρωτόνια με ισημερινές γωνίες κλίσης 75^o στην καρδιά της εξώτερης (L=4.5) και εσώτερης (L=1.5) ζώνης Van Allen, αντίστοιχα.

Αυτές οι χρονικές κλίμακες είναι που καθορίζουν τη διατήρηση των τριών αδιαβατικών αναλλοίωτων, όπως αναφέρθηκε και στην αρχή της ενότητας 3.4 Δηλαδή, μεταβολές του μαγνητικού πεδίου οι οποίες είναι μικρότερης χρονικής κλίμακας από την αντίστοιχη της εκάστοτε κίνησης θα προκαλέσουν μη αδιαβατικές μεταβολές στην κινητική κατάσταση των παγιδευμένων σωματιδίων (βλέπε ενότητα 5.4) και άρα μεταβολές στο κοντινό μας γεωδιάστημα, που θα συζητηθούν εκτενώς στο κεφάλαιο 8.

3.5 Ασκήσεις και προβλήματα

3.5.1 Δείξτε ότι η ισημερινή γωνία κλίσης του κώνου διαφυγής (loss cone equatorial pitch angle) δίνεται από τη σχέση: $sin^2(\alpha_L) = (4 \cdot L^6 – 3 \cdot L^5)^{-1/2}$ χρησιμοποιώντας:

1. την εξίσωση της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης για την ανάκλαση σωματιδίου: $sin^2(\alpha_{eq}) = B_{eq}/B_m$.
2. την εξίσωση που μας δίνει το μαγνητικό πεδίο σε οποιοδήποτε σημείο: $B = B_{eq}[(1+3sin^2\lambda)^{1/2}/cos^6\lambda]$, όπου λ το γεωμαγνητικό πλάτος.
3. την εξίσωση που συνδέει το γεωμαγνητικό πλάτος με το μαγνητοκέλυφος L: $r = L \cdot cos^2\lambda$.

Μετά την απόδειξη, υπολογίστε την ελάχιστη γωνία κλίσης aeq που πρέπει να έχει ένα ηλεκτρόνιο στο ισημερινό επίπεδο, ώστε να παραμένει παγιδευμένο από το μαγνητικό πεδίο, αν βρίσκεται: (α) στη γεωστατική τροχιά (L=6.6) και (β) στο εσώτερο όριο της εξώτερης ζώνης Van Allen (L=3).

Το αποτέλεσμα που βρήκατε για ηλεκτρόνια, θα διαφέρει για πρωτόνια και για ιόντα O^+; Σχολιάστε.

3.5.2 Κάτω από ποιες συνθήκες θα μπορούσε ένα φορτισμένο σωματίδιο να «συνοδεύει» τον Διεθνή Διαστημικό Σταθμό – ΔΔΣ (δηλαδή να κινείται μαζί του γύρω από τη Γη χωρίς να τον χτυπήσει); Πληροφορίες για την τροχιά του ΔΔΣ μπορείτε να βρείτε στη Wikipedia. Ζητείται ποιοτική (δηλαδή χωρίς υπολογισμούς), αλλά ρεαλιστική και λεπτομερής απάντηση.

3.5.3

1. Ποιες τιμές πρέπει να έχει η ισημερινή γωνία κλίσης α_{eq} φορτισμένου σωματιδίου (συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου) ώστε αυτό να μην χαθεί στην ατμόσφαιρα;
2. Ποια πρέπει να είναι η ισημερινή γωνία κλίσης α_{eq} φορτισμένου σωματιδίου στο μαγνητοκέλυφος L=2, ώστε να ανακλαστεί σε σημείο M όπου B_M = 15,000 nT.

3.5.4

1. Να υπολογίσετε και να συγκρίνετε τις περιόδους των τριών βασικών κινήσεων ενός σχετικιστικού ηλεκτρονίου των ζωνών Van Allen με κινητική ενέργεια 1 MeV και ενός πρωτονίου της πλασμόσφαιρας με κινητική ενέργεια 1 eV, που συνυπάρχουν στο μαγνητοκέλυφος L=4, για 2 διαφορετικές τιμές της ισημερινής γωνίας κλίσης: α_{eq}=30^o και α_{eq}=60^o.
2. Υπολογίστε τον χρόνο που χρειάζονται για μια βόλτα γύρω από τη Γη τέσσερα πρωτόνια στο μαγνητοκέλυφος L=5, με ενέργειες 50 keV και 100 keV (που, όπως θα δούμε, είναι χαρακτηριστικές για το δακτυλιοειδές ρεύμα των μαγνητικών καταιγίδων) και με ισημερινή γωνία κλίσης α_{eq}=45^o και α_{eq}=90^o.

Η περίοδος ολίσθησης πρωτονίων και ηλεκτρονίων γύρω από τη Γη δίνεται από τον προσεγγιστικό τύπο:

$$\tau_d = \frac{367}{E \cdot L \cdot [0.35 + 0.15 \cdot sin(\alpha_{eq})]} \tag{3.36}$$

όπου τ ο χρόνος σε hr, E η ενέργεια σε keV, L ο αριθμός του μαγνητοκελύφους (εκφράζει αδιάστατα τη γεωκεντρική απόσταση – σε ακτίνες Γης – στην οποία το μαγνητοκέλυφος τέμνει το ισημερινό επίπεδο) και α_{eq} η ισημερινή γωνία κλίσης των σωματιδίων.

Για την κίνηση αναπήδησης μπορείτε να χρησιμοποιήσετε τους προσεγγιστικούς τύπους:

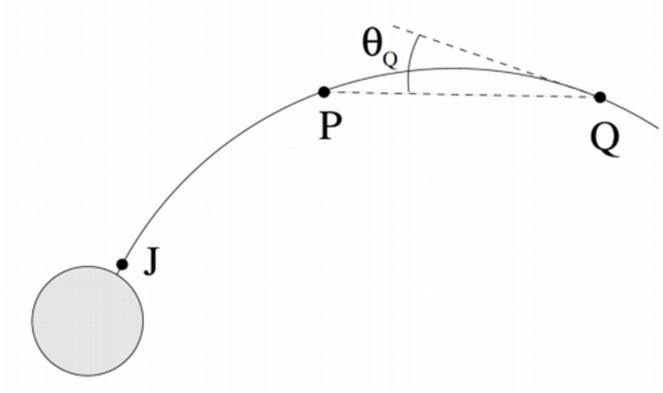
$$\tau_b = 0.15 \cdot \frac{L}{\sqrt{E}} \cdot [3.7 – 1.6 \cdot sin(\alpha_{eq})] \tag{3.37}$$

για τα ηλεκτρόνια και:

$$\tau_b = 0.65 \cdot \frac{L}{\sqrt{E}} \cdot [3.7 – 1.6 \cdot sin(\alpha_{eq})] \tag{3.38}$$

για τα πρωτόνια όπου E η ενέργεια σε MeV.

3.5.5 Ο Anakin φτάνει στο σημείο P της μαγνητόσφαιρας του ανεξερεύνητου μυστηριώδους πλανήτη Solaris, γνωστού και από την ομώνυμη εμβληματική ταινία του Andrei Tarkovsky. Λίγο αργότερα εμφανίζεται στο σημείο Q, της ίδιας μαγνητικής γραμμής, ένα εχθρικό διαστημόπλοιο με κυβερνήτη τον Count Dooku και πυροβολεί το σκάφος του Anakin με ένα κανόνι θανατηφόρων υψηλοενεργειακών ιόντων. Ο Count Dukoo δεν είχε παρακολουθήσει Διαστημική Φυσική στις διαγαλαξιακές του σπου-



δές και στοχεύει σε ευθεία γραμμή από το Q στο P. Γνωρίζουμε ότι το μαγνητικό πεδίο παρουσιάζει μονότονη αύξηση από το Q μέχρι το J (που είναι το όριο της ιονόσφαιρας του πλανήτη).

Η διαστημική αυτή σύγκρουση μπορεί να τελειώσει με τρεις διαφορετικούς τρόπους:

1. Το κακό θριαμβεύει: Ο Count Dukoo σκοτώνει τον Anakin και ο ίδιος επιβιώνει.
2. Γενικός όλεθρος: Τόσο ο Anakin όσο και ο Count Dooku σκοτώνονται.
3. Το καλό θριαμβεύει: Ο Count Dooku σκοτώνεται από το ίδιο του το όπλο και ο Anakin επιβιώνει (και προχωρά προς το ένδοξο μέλλον του Darth Vader).

Α) Εξηγήστε λεπτομερώς πώς προκύπτει το καθένα από τα τρία σενάρια. Δώστε τις ανισότητες που ικανοποιεί η γωνία θ_Q μεταξύ της διεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου και της ευθείας QP για κάθε περίπτωση.

Β) Πώς θα καταλήξει η σύγκρουση αν: B_Q = 1,000 nT, B_P = 9,000 nT, B_J = 100,000 nT, και θ=30^o;

3.5.6 Ηλεκτρόνιο με κινητική ενέργεια 1 MeV βρίσκεται στο ισημερινό επίπεδο και στο μαγνητοκέλυφος L=4. Να υπολογίσετε τη γυροακτίνα του, αν η τοπική γωνία κλίσης του είναι: (α) 30 μοίρες και (β) 90 μοίρες.

3.5.7 Εξαγάγετε μια έκφραση για τη γυροακτίνα και τη γυροσυχνότητα ενός σχετικιστικού σωματιδίου γνωρίζοντας ότι η σχετικιστική ορμή είναι $p = \gamma \cdot m_0 \cdot u$, όπου $\gamma = \sqrt{1 - u^2/c^2}$. Ποια είναι η έκφραση για τη μαγνητική ροπή (μ) του σχετικιστικού σωματιδίου;

3.5.8 Βρείτε τη γυροακτίνα των παρακάτω σωματιδίων και σχολιάστε τα αποτελέσματα. Δίνεται για όλα η κινητική τους ενέργεια.

1. Ηλεκτρόνιο, πρωτόνιο, ιόν O^+ και ιόν He^+ 100 keV στη γήινη μαγνητόσφαιρα με B=500 nT.
2. Ηλεκτρόνιο και πρωτόνιο 1 keV στον ηλιακό άνεμο με B=5 nT.
3. Solar Energetic Proton (SEP) 10 MeV στον ηλιακό άνεμο με B=5 nT.
4. Πρωτόνιο και ιόν He^{++} 1 keV κοντά σε ηλιακή κηλίδα με B = $5 \cdot 10^7$ nT.

5. Πρωτόνιο ενέργειας 10^{14} MeV παγιδευμένο από το μεσοαστρικό μαγνητικό πεδίο με B = $3 \cdot 10^{-10}$ T. Πρόκειται για το Oh-My-God particle που ανιχνεύθηκε στις 15 Οκτωβρίου 1991 στη Utah των ΗΠΑ (`https://en.wikipedia.org/wiki/Oh-My-God_particle`).

3.5.9 Οι υψηλότερες ενέργειες πρωτονίων που έχουν παρατηρηθεί μέχρι σήμερα στο σύμπαν είναι της τάξης των 10^{20} eV. Πρόκειται για πρωτόνια που είναι παγιδευμένα από το μεσοαστρικό μαγνητικό πεδίο με B = $3x10^{-10}$ T. Βρείτε τη γυροακτίνα αυτών των πρωτονίων και σχολιάστε την.

3.5.10 Ένα ηλεκτρόνιο έχει στο ισημερινό επίπεδο v_par = $2x10^6$ m/s and v_perp = $2x10^6$ m/s.

1. Θα ανακλαστεί το ηλεκτρόνιο στο σημείο M, αν B_0=300 nT and B_M=400 nT;
2. Το συγκεκριμένο ηλεκτρόνιο ανήκει στον πληθυσμό ηλεκτρονίων που δημιουργούν σέλας;

3.5.11 Πρωτόνιο με ενέργεια 500 keV και με ισημερινή γωνία κλίσης α_0=45^o μετακινείται ακτινικά από τη γεωστατική τροχιά (r=6.6 R_E), όπου B=100 nT, στην καρδιά της εξώτερης ζώνης Van Allen (r=4.6 R_E), όπου B=300 nT.

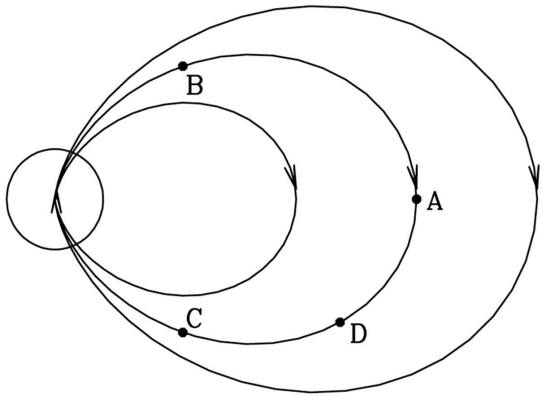
1. Βρείτε την ισημερινή γωνία κλίσης στον νέο φλοιό.
2. Βρείτε τη γυροακτίνα του πρωτονίου συγκριτικά με την απόσταση που θα μετακινηθεί ακτινικά.

3.5.12 Ποιες είναι οι τρεις βασικές κινήσεις των φορτισμένων σωματιδίων στη μαγνητόσφαιρα της Γης και ποιες είναι οι χαρακτηριστικές συχνότητες (τάξη μεγέθους) των τριών κινήσεων για σχετικιστικά ηλεκτρόνια στην εξώτερη ζώνη Van Allen;

3.5.13 Δώστε τον ορισμό του μαγνητοκελύφους και του κώνου απώλειας. Με ποια αδιαβατική αναλλοίωτη συνδέονται και πώς;

3.5.14 Βρείτε σε ποιο μαγνητοκέλυφος L βρίσκεται ένα ηλεκτρόνιο ενέργειας 500 keV, αν γνωρίζετε ότι το μαγνητικό πεδίο στο σημείο ανάκλασης είναι B_M = 936 nT και ότι η ισημερινή γωνία κλίσης του ηλεκτρονίου είναι 45^o. Δίνεται ο τύπος για το μαγνητικό πεδίο στο ισημερινό επίπεδο (B_E) συναρτήσει της γεωκεντρικής απόστασης r και του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης B_0: $B_E = B_0 (1/r)^3$, όπου r σε ακτίνες Γης και B_0=30,000 nT.

3.5.15 Ένα φορτισμένο σωματίδιο είναι παγιδευμένο σε ένα πλανητικό διπολικό μαγνητικό πεδίο, όπως φαίνεται στο σχήμα. Στο σημείο A το σωματίδιο έχει $u \parallel = u\perp = u_0$. Τα κατοπτρικά του σημεία (mirror points) είναι τα B και C. Να σχολιάσετε τη σχέση των ταχυτήτων $u \parallel$, $u\perp$ και u_0 στο σημείο D.



3.5.16 Υπολογίστε τη γυροσυχνότητα (σε hertz) ηλεκτρονίων, πρωτονίων και ιόντων O^+ σε πεδίο B = 100 nT, 1,000 nT και 10,000 nT (συνολικά 9 συνδυασμοί). Σε τι γεωκεντρικές αποστάσεις r (σε ακτίνες Γης R_E) θα συναντήσουμε τέτοιες γυροσυχνότητες;

Δίνεται ο τύπος για το B στο ισημερινό επίπεδο (B_E) συναρτήσει της γεωκεντρικής απόστασης r και του B στην επιφάνεια της Γης (B_0): $B_E = B_0 \cdot \frac{1}{r^3}$, όπου το r σε ακτίνες Γης.

Βιβλιογραφία

[1] H. Alfvén. *Cosmical Electrodynamics*. International series of monographs on physics. Clarendon Press, 1950. ISBN: 9781541348400. URL: https://books.google.gr/books?id=3tYgAAAAMAAJ.

[2] C.E. McIlwain. "Magnetic Coordinates". Στο: *Space Science Reviews* 5.5 (Αύγ. 1966), σσ. 585–598. DOI: 10.1007/BF00167327.

[3] R.L. Kaufmann. "Conservation of the First and Second Adiabatic Invariants". Στο: *Journal of Geophysical Research* 70.9 (Μάι. 1965), σσ. 2181–2186. DOI: 10.1029/JZ070i009p02181.

[4] J. G. Roederer. "Geomagnetic field distortions and their effects on radiation belt particles." Στο: *Reviews of Geophysics and Space Physics* 10 (1972), σσ. 599–630. DOI: 10.1029/RG010i002p00599.

[5] M. Schulz και L.J. Lanzerotti. *Particle Diffusion in the Radiation Belts*. Springer Berlin Heidelberg, 1974. ISBN: 978-3-642-65675-0. DOI: 10.1007/978-3-642-65675-0. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-642-65675-0.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΜΑΚΡΟΣΚΟΠΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Στο προηγούμενο κεφάλαιο περιγράψαμε την κίνηση μεμονωμένων φορτισμένων σωματιδίων υπό την επίδραση ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων. Στην πραγματικότητα, βέβαια, η περιγραφή του πλάσματος είναι πιο πολύπλοκη αφού για να περιγράψουμε την κίνηση των σωματιδίων, θα πρέπει να λύσουμε ένα αυτοσυνεπές πρόβλημα, στο οποίο τα κινούμενα σωματίδια δημιουργούν Η/Μ πεδία, αλλά και τα Η/Μ πεδία οδηγούν την κίνηση των σωματιδίων. Αν συνυπολογίσουμε ότι όλα αυτά είναι χρονομεταβλητά και ότι το πλάσμα μπορεί να περιλαμβάνει έναν αρκετά μεγάλο αριθμό σωματιδίων, καταλαβαίνουμε πως η λύση ενός τέτοιου συνόλου εξισώσεων θα ήταν πρακτικά αδύνατη. Ενώ στη μαγνητοϋδροδυναμική προσέγγιση το πλάσμα αντιμετωπίζεται ως ρευστό, με όλα τα σωματίδια να έχουν την ίδια ταχύτητα (bulk speed), η κινητική θεωρία λαμβάνει υπόψη και τη θερμική κίνηση των σωματιδίων. Αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό στην περίπτωση του διαστημικού πλάσματος, όπου, σε πολλές περιπτώσεις, η θερμική ταχύτητα υπερισχύει κατά πολύ της ταχύτητας ροής (π.χ. ηλεκτρόνια στην εξώτερη ζώνη Van Allen). Επομένως, το πλάσμα πρέπει να περιγράφεται από μια συνάρτηση κατανομής που λαμβάνει υπόψη τις θέσεις και τις ταχύτητες των μεμονωμένων σωματιδίων.
Προαπαιτούμενη γνώση: Ο αναγνώστης θα πρέπει να έχει βασικές γνώσεις ηλεκτρομαγνητισμού και στατιστικής φυσικής.

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

4.1 Συναρτήσεις κατανομής

4.1.1 Η συνάρτηση κατανομής Maxwell-Boltzman

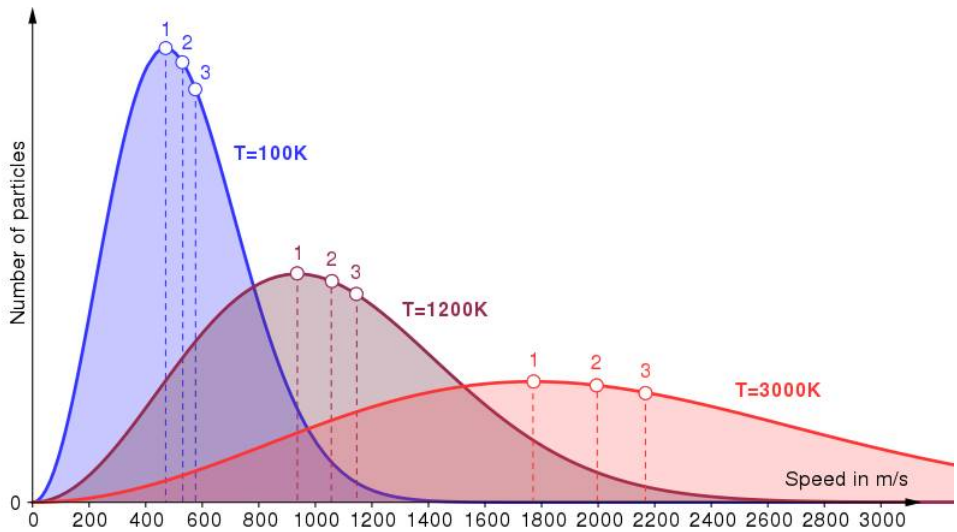
Μια συνάρτηση κατανομής ταχυτήτων είναι της μορφής $f = f(\vec{u}, \vec{r}, t)$, δηλαδή ορίζει τον αριθμό σωματιδίων μια δεδομένη χρονική στιγμή t, στη θέση $\vec{r}$, τα οποία έχουν ταχύτητες που κυμαίνονται από u_q έως $u_q + du_q$, όπου q η αντίστοιχη συνιστώσα της ταχύτητας. Στην περίπτωση που η f είναι κανονικοποιημένη (το ολοκλήρωμα ως προς τις ταχύτητες είναι ίσο με τη μονάδα) μπορούμε να γράψουμε:

$$f(\vec{u}, \vec{r}, t) = n(\vec{r}, t)\hat{f}(\vec{u}, \vec{r}, t) \tag{4.1}$$

όπου $n(\vec{r}, t)$ η πυκνότητα ως συνάρτηση του διανύσματος θέσης και του χρόνου, ενώ στην ειδική περίπτωση που το ρευστό βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία, η $\hat{f}$ δίνεται από την κατανομή Maxwell-Boltzman:

$$\hat{f_m} = n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \cdot exp\left(\frac{-u^2}{u_{th}^2}\right) \tag{4.2}$$

όπου T η θερμοκρασία του ρευστού, k η σταθερά Boltzmann, $u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$ και $u_{th} = \sqrt{2kT/m}$ η θερμική ταχύτητα.



Σχήμα 4.1: Συγκριτικό γράφημα για τη μορφή της κατανομής Maxwell σε διάφορες θερμοκρασίες. Οι διακεκομμένες κάθετες γραμμές δείχνουν την (1) πιθανότερη, (2) μέση και (3) θερμική ταχύτητα. Πηγή: `https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Maxwell-Boltzmann-Distribution-simple-axis-labels.svg`.

Μια ιδιότητα της κατανομής Maxwell-Boltzman είναι η ισοτροπία, ισχύει δηλαδή:

$$\hat{f_m}(\vec{u})d\vec{u} = \hat{f}_m(u)4\pi u^2 du \tag{4.3}$$

επομένως μπορούμε να γράψουμε:

$$\hat{f}_{m,0} = 4\pi u^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} exp\left(-\frac{mu^2}{2kT}\right) \tag{4.4}$$

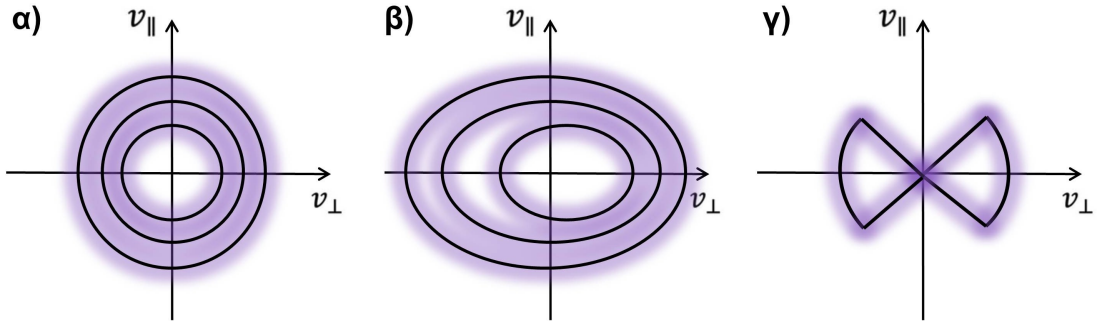
Στο γράφημα 4.1, απεικονίζεται η εξάρτηση της κατανομής Maxwell–Boltzman από την ταχύτητα για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας του ρευστού. Όπως φαίνεται, η μέγιστη τιμή της κατανομής αντιστοιχεί στην μέση ταχύτητα των σωματιδίων του ρευστού. Πρέπει να σημειωθεί ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας του

ρευστού (και άρα της μέσης κινητικής ενέργειας των σωματιδίων), η μέγιστη τιμή της κατανομής μειώνεται και ταυτόχρονα μετατοπίζεται προς τα δεξιά, δηλαδή αυξάνεται η μέση ταχύτητα των σωματιδίων. Αυτό μας δίνει και την υποψία ότι, σε πολύ μεγάλες ενέργειες, η κατανομή Maxwell-Boltzman δεν μπορεί να απεικονίσει ικανοποιητικά τη συμπεριφορά των σωματιδίων του ρευστού.

Η εξίσωση 4.2, στην περίπτωση που το πλάσμα κινείται με μέση ταχύτητα $\vec{V}$ ως προς τον παρατηρητή, γίνεται:

$$\hat{f_m} = n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} exp\left(-\frac{(\vec{V}-\vec{u})^2}{u_{th}^2}\right) \tag{4.5}$$

Ένα τυπικό παράδειγμα μιας τέτοιας κίνησης είναι η ολίσθηση $\vec{E}\times\vec{B}$, και συνεπακόλουθα η κατανομή ονομάζεται κατανομή ολίσθησης (drifting Maxwellian distribution).



Σχήμα 4.2: Απεικόνιση της (α) ισοτροπικής και της (β) ανισοτροπικής κατανομής Maxwell στον δισδιάστατο χώρο των ταχυτήτων, καθώς και (γ) της κατανομής κώνου απώλειας (loss cone distribution).

Η ανισοτροπία λόγω μαγνητικού πεδίου μπορεί επίσης να μεταβάλλει την κατανομή Maxwell. Για να καταλάβουμε τον μηχανισμό αυτόν ας φανταστούμε μια ιδανική μαγνητική φιάλη που στο κέντρο της η κατανομή είναι Maxwell. Εάν η φιάλη συστέλλεται ως προς την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, τα κατοπτρικά σημεία πλησιάζουν αργά το ένα στο άλλο. Λόγω διατήρησης της δεύτερης αδιαβατικής αναλλοίωτης (βλ. ενότητα 3.4.3), η παράλληλη ταχύτητα πρέπει να αυξηθεί και, άρα, η γωνία κλίσης πρέπει να μειωθεί. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να μειώνεται το εύρος της κατανομής Maxwell, καταλήγοντας σε ένα σχήμα σαν πούρο (cigar-like distribution). Στην αντίθετη περίπτωση που η φιάλη διαστέλλεται, τα κατοπτρικά σημεία απομακρύνονται και, άρα, η γωνία κλίσης αυξάνεται. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να αυξάνεται το εύρος της κατανομής Maxwell παίρνοντας ένα σχήμα σαν τηγανίτα (pancake-like distribution). Παρόλο που η κατανομή και στις δύο περιπτώσεις εξακολουθεί να είναι Maxwell, η κάθετη και η παράλληλη θερμοκρασία διαφέρουν και η κατανομή δίνεται από τη σχέση:

$$\hat{f_m} = \frac{n}{T_\perp T_\parallel^{1/2}}\left(\frac{m}{2\pi k}\right)^{3/2} exp\left(-\frac{mu_\perp^2}{2kT_\perp} - \frac{mu_\parallel^2}{2kT_\parallel}\right) \tag{4.6}$$

ενώ η κατανομή ονομάζεται ανισοτροπική κατανομή Maxwell. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η περίπτωση που η ανισοτροπική κατανομή Maxwell κινείται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο, όπου οι εξισώσεις 4.5 και 4.6 καταλήγουν:

$$\hat{f_m} = \frac{n}{T_\perp T_\parallel^{1/2}}\left(\frac{m}{2\pi k}\right)^{3/2} exp\left(-\frac{m(u_\perp - V)^2}{2kT_\perp} - \frac{mu_\parallel{}^2}{2kT_\parallel}\right) \tag{4.7}$$

Η κατανομή αυτή ονομάζεται «drifting pancake distribution» (σχήμα 4.2b) και είναι ιδιαίτερα σημαντική για τη δυναμική των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen (βλ. ενότητα 8.4) κατά τη διάρκεια μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων και έγχυσης σωματιδίων στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα. Τα σωματίδια που εγχέονται σε αυτές τις περιπτώσεις, καθώς κινούνται σε περιοχές ισχυρότερου μαγνητικού πεδίου (πιο

κοντά στη Γη), διατηρούν τις δύο πρώτες αδιαβατικές αναλλοίωτες, με αποτέλεσμα η κάθετη ενέργειά τους να είναι σημαντικά μεγαλύτερη από την παράλληλη. Οι ανισοτροπικές κατανομές πρωτονίων και ηλεκτρονίων είναι που δημιουργούν ηλεκτρομαγνητικά κύματα EMIC και whistler-mode chorus waves (βλ. επίσης κεφάλαιο 5), αντίστοιχα.

Αν και, παραπάνω, περιγράψαμε την ανισοτροπική κατανομή Maxwell με τη βοήθεια μιας ιδανικής μαγνητικής φιάλης, στην πραγματικότητα, η ύπαρξη μιας ιδανικής μαγνητικής φιάλης θα απαιτούσε άπειρη ένταση μαγνητικού πεδίου στα άκρα της, κάτι που φυσικά δεν είναι εφικτό. Λόγω, λοιπόν, του πεπερασμένου μαγνητικού πεδίου, και ελλείψει μηχανισμού που θα αναπληρώσει τα χαμένα σωματίδια, η κατανομή γίνεται η κατανομή κώνου απώλειας (loss cone distribution). Επειδή η απώλεια συμβαίνει στον σώρο γύρω από την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, η μορφή της κατανομής είναι όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2c. Αξίζει επίσης να αναφερθεί ότι ο κώνος απώλειας είναι στενότερος για γωνίες κλίσης κοντά στον ισημερινό σε σχέση με γωνίες κλίσης σε μεγαλύτερα μαγνητικά πλάτη (βλ. επίσης ενότητα 3.4).

4.1.2 Η κατανομή Kappa

Όπως αναφέραμε στα προηγούμενα, η κατανομή Maxwell μπορεί να περιγράψει με μεγάλη ακρίβεια τους πληθυσμούς χαμηλής ενέργειας στο πλάσμα (π.χ. ήρεμος ηλιακός άνεμος). Γνωρίζουμε, όμως, ότι πληθυσμοί υψηλής ενέργειας, όπως για παράδειγμα τα ηλεκτρόνια της εξώτερης ζώνης Van Allen, περιγράφονται καλύτερα από κατανομές νόμου δύναμης (power-law distribution). Το 1968 προτάθηκε για πρώτη φορά από τον Vasyliunas ένας εμπειρικός τύπος, ο οποίος μπορούσε να περιγράψει ταυτόχρονα τις κατανομές ταχυτήτων του πλάσματος σε όλο τους το φάσμα [1]. Αυτός ο τύπος ονομάστηκε κατανομή Kappa.

Γνωρίζουμε ήδη ότι, αν στην κατανομή ενεργειών του Boltzmann:

$$f(E,T) \sim exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \tag{4.8}$$

αντικαταστήσουμε την κινητική ενέργεια του ρευστού $E = \frac{1}{2}mu^2$, καταλήγουμε στην κατανομή ταχυτήτων του Maxwell:

$$f(u,\theta) \sim exp\left(-\frac{u^2}{\theta^2}\right) \tag{4.9}$$

όπου $\theta^2 = \frac{2kT}{m}$. Γνωρίζουμε επίσης ότι ένας ορισμός της εκθετικής συνάρτησης είναι:

$$e^x = lim_{n\to\infty}\left(1+\frac{x}{n}\right)^n, n \in N \tag{4.10}$$

ή αλλιώς:

$$e^x = (e^{-x})^{-1} = [lim_{n\to\infty}\left(1-\frac{x}{n}\right)^n]^{-1} = lim_{n\to\infty}\left(1-\frac{x}{n}\right)^{-n}, n \in N \tag{4.11}$$

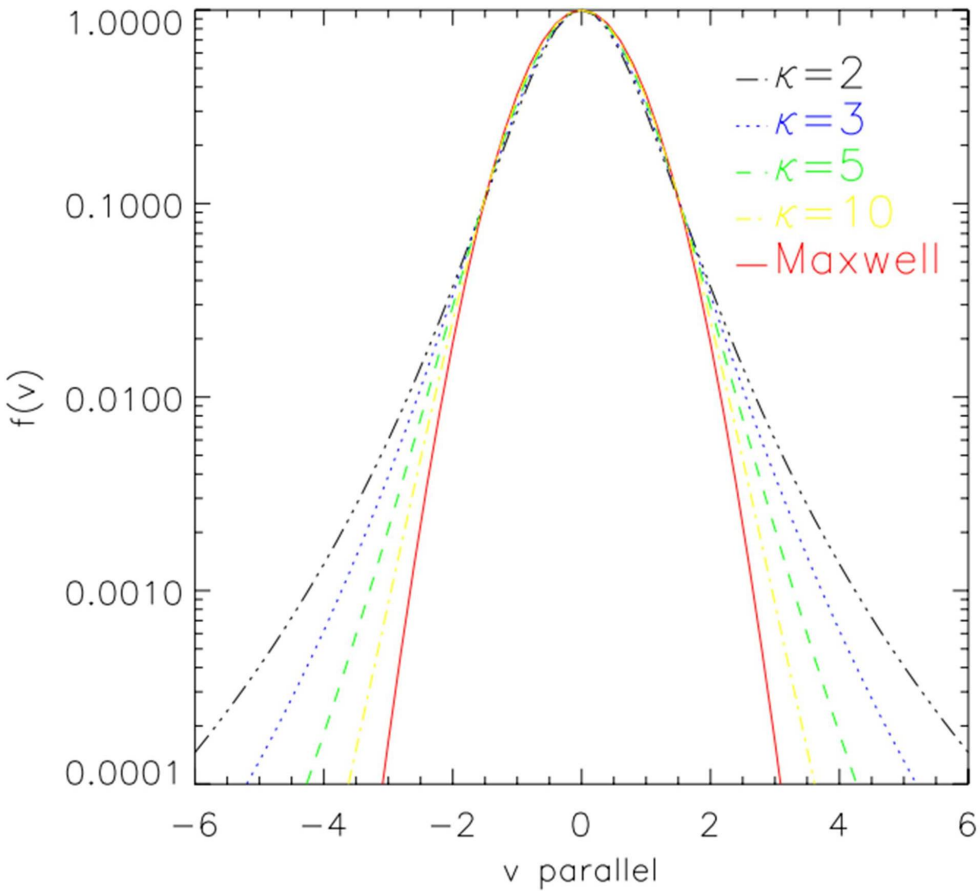
Βέβαια στο παραπάνω όριο κάθε φυσικός αριθμός μπορεί να προσεγγιστεί από έναν θετικό πραγματικό αριθμό, ο οποίος βρίσκεται ανάμεσα στους n και $n+1$, άρα μπορούμε να γράψουμε ότι:

$$e^x = lim_{\kappa\to\infty}\left(1-\frac{x}{\kappa}\right)^{-\kappa}, \kappa \in R^+ \tag{4.12}$$

και αντικαθιστώντας $x = -\left(\frac{u^2}{\theta^2}\right)$ μπορούμε να ξαναγράψουμε την κατανομή Maxwell ως:

$$f(u,\theta_\kappa,\kappa) \sim \left(1+\frac{1}{\kappa}\frac{u^2}{\theta^2}\right)^{-\kappa} \tag{4.13}$$

Στο σχήμα 4.3 βλέπουμε διαγράμματα της κατανομής της ταχύτητας για διάφορες τιμές του δείκτη κ. Στο όριο που ο κ τείνει στο άπειρο η κατανομή Kappa προσεγγίζει την κατανομή Maxwell, ενώ όσο μικρότερο είναι το κ η κατανομή προσομοιάζει έναν νόμο δύναμης [2].



Σχήμα 4.3: Συγκριτικό γράφημα για τη συσχέτιση των κατανομών Maxwell και Kappa. Πηγή: Pierrard et al. 2010 [3].

Τα τελευταία 20 χρόνια, οι διαστημικές αποστολές στις πολύ θερμότερες μαγνητόσφαιρες των εξώτερων πλανητών Δία και Κρόνου (Galileo, Juno, Cassini) ανέδειξαν την ανάγκη τροποποίησης της μορφής της κατανομής Kappa, ώστε αυτή να περιγράφει ακριβέστερα το ενεργειακό φάσμα των ιόντων στις υψηλές ενέργειες (άνω των 100 keV). Από τις μετρήσεις προέκυψε ότι στις υψηλές ενέργειες η κατανομή έπρεπε να προσεγγιστεί με συνδυασμό δύο συναρτήσεων νόμων δύναμης με διαφορετικές κλίσεις, δηλαδή δύο επιμέρους φασματικούς δείκτες, καθώς εμφανιζόταν συστηματικά ένα «σπάσιμο» στο ενεργειακό φάσμα. Η τροποποιημένη αυτή κατανομή Kappa [4], περιγράφεται στην εξίσωση 4.14 και χαρακτηρίζεται από την ενέργεια μετάβασης (ενέργεια στην οποία συμβαίνει η αλλαγή κλίσης) και από τις επιμέρους κλίσεις (φασματικούς δείκτες) γ_1 και γ_2. Οι τυπικές τιμές της ενέργειας μετάβασης είναι της τάξης των εκατοντάδων keV.

$$I(\mathrm{E}) = C \cdot \frac{E \cdot \left[\mathrm{E} + kT \cdot \left(1 + \gamma_1\right)\right]^{-\left(1+\gamma_1\right)}}{1 + \left(\frac{\mathrm{E}}{\mathrm{E}_t}\right)^{\gamma_2}} \tag{4.14}$$

Στην παραπάνω εξίσωση, I είναι η διαφορική ροή των σωματιδίων για κάθε ενέργεια E μετρούμενη σε σωματίδια ανά cm, sec, srad και keV, E_t είναι η ενέργεια μετάβασης μετρούμενη σε keV (όπως επίσης και η E), C σταθερά αναλογίας, ενώ γ_1 και γ_2 είναι οι επιμέρους φασματικοί δείκτες. Ο αριθμητής στη συγκεκριμένη εξίσωση είναι ουσιαστικά η γνωστή μας Kappa, στην οποία συγκλίνει η εξίσωση 4.14, αν το «σπάσιμο» δεν παρατηρείται στο εύρος των μετρήσεών μας (δηλαδή $\mathrm{E}_t \gg$).

4.2 Κινητική θεωρία

4.2.1 Οι εξισώσεις μεταφοράς Boltzmann και Vlasov

Για να μελετήσουμε τη μεταφορά του ρευστού, θα πρέπει να υπολογίσουμε την παράγωγο της συνάρτησης κατανομής ως προς τον χρόνο, η οποία θα είναι η μερική παράγωγος ως προς τον χρόνο, η μερική παράγωγος ως προς τη θέση και η μερική παράγωγος ως προς την ταχύτητα, δηλαδή:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\vartheta f}{\vartheta t} + u_x\frac{\vartheta f}{\vartheta x} + u_y\frac{\vartheta f}{\vartheta y} + u_z\frac{\vartheta f}{\vartheta z} + a_x\frac{\vartheta f}{\vartheta u_x} + a_y\frac{\vartheta f}{\vartheta u_y} + a_z\frac{\vartheta f}{\vartheta u_z} \tag{4.15}$$

ή πιο σύντομα:

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_c = \frac{\vartheta f}{\vartheta t} + (\vec{u}\cdot\vec{\nabla}_{\vec{r}})\cdot f + \left(\frac{\vec{F}}{m}\cdot\vec{\nabla}_{\vec{u}}\right)\cdot f \tag{4.16}$$

όπου φυσικά $\vec{a} = \vec{F}/m$ και ο αριστερός όρος της εξίσωσης αντιστοιχεί στις μεταβολές της συνάρτησης κατανομής λόγω συγκρούσεων (σκεδάσεων) Coulomb ανάμεσα στα ιόντα του ρευστού (η συνάρτηση κατανομής των σωματιδίων αλλάζει ανάλογα με το πώς αλλάζει η ταχύτητα των σωματιδίων). Αν τώρα θεωρήσουμε ένα θερμό πλάσμα, όπου οι κρούσεις μεταξύ των σωματιδίων είναι αμελητέες, τότε η παράγωγος της συνάρτησης κατανομής είναι μηδέν. Αυτό σημαίνει ότι για έναν παρατηρητή ο οποίος κινείται μαζί με το ρευστό, η πυκνότητα στον χώρο των φάσεων είναι σταθερή (θεώρημα Liouville), δηλαδή, αν ένα σύνολο σωματιδίων μεταφερθεί από μια περιοχή Α σε μια άλλη Β, θα αλλάξει η ταχύτητά τους, αλλά όχι και το πλήθος τους, εφόσον κινούνται όλα μαζί, εκτός και αν υπάρξει κάποιου είδους σκέδαση. Αυτό το συμπέρασμα είναι εξαιρετικής σημασίας για τη μελέτη διαφόρων πληθυσμών πλάσματος.

Στην ειδική περίπτωση που το ρευστό δέχεται μόνο Η/Μ δυνάμεις, τότε καταλήγουμε στην εξίσωση Vlasov:

$$\frac{\vartheta f}{\vartheta t} + (\vec{u}\cdot\vec{\nabla}_{\vec{r}})\cdot f + \left[\frac{q}{m}(\vec{E} + \vec{u}\times\vec{B})\cdot\vec{\nabla}_{\vec{u}}\right]\cdot f = 0 \tag{4.17}$$

Η παραπάνω εξίσωση συνδέεται μέσω του τελευταίου της όρου με τις εξισώσεις του Maxwell και είναι η βάση της κινητικής θεωρίας πλάσματος. Επίσης, συνδέεται άμεσα με το θεώρημα του Liouville (βλ. σχήμα 4.4). Αν, δηλαδή, ένα στοιχείο του χώρου των φάσεων μετακινηθεί λόγω της δράσης της δύναμης Lorentz, τότε ο όγκος αυτού του στοιχείου θα παραμορφωθεί (λόγω αλλαγής των ταχυτήτων των σωματιδίων που περιέχονται σε αυτό), αλλά δεν θα αλλάξει το πλήθος των σωματιδίων ούτε και ο όγκος που καταλαμβάνουν.

4.2.2 Η εξίσωση μεταφοράς Fokker-Planck

Αντίθετα με τα παραπάνω, η εξίσωση Fokker-Planck λαμβάνει υπόψη σκεδάσεις μικρής κλίμακας, κάτι ανάλογο, δηλαδή, της κίνησης Brown, αφού αναφέρεται σε στοχαστικές διαδικασίες.

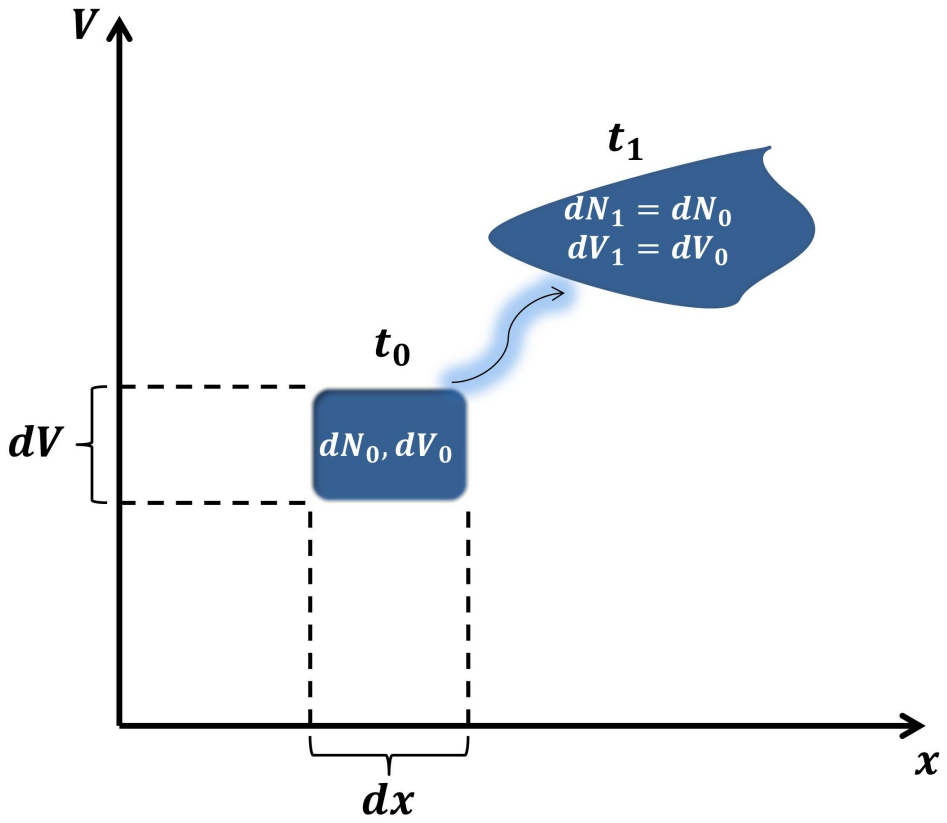
Αν υποθέσουμε ότι η πιθανότητα ένα σωματίδιο ταχύτητας $\vec{u}$, να αλλάξει την ταχύτητά του σε $\vec{u} + \delta\vec{u}$ σε χρόνο dt, είναι $\Psi(\vec{u}, \delta\vec{u})$, τότε η συνάρτηση κατανομής (ή πυκνότητα στον χώρο των φάσεων) θα είναι το γινόμενο αυτής της πιθανότητας με την αρχική συνάρτηση κατανομής για όλες τις πιθανές μεταβολές, δηλαδή:

$$f(\vec{u},\vec{r},t) = \int f(\vec{u}-\delta\vec{u},\vec{r},t-dt)\Psi(\vec{u}-\delta\vec{u},\delta\vec{u})d(\delta\vec{u}) \tag{4.18}$$

Αν τώρα υποθέσουμε ότι $|\delta\vec{u}| << |\vec{u}|$, τότε:

$$f(\vec{u},\vec{r},t) = \int f(\vec{u},\vec{r},t-dt) - \frac{\vartheta(f\langle\delta\vec{u}\rangle)}{\vartheta\vec{u}} + \frac{1}{2}\frac{\vartheta^2}{\vartheta\vec{u}\vartheta\vec{u}}\odot(f\langle\delta\vec{u}\delta\vec{u}\rangle) \tag{4.19}$$

όπου το σύμβολο ⊙ σημαίνει πολλαπλασιασμός πινάκων, $\langle\delta\vec{u}\rangle = \int\Psi\delta\vec{u}d(\delta\vec{u})$ και $\langle\delta\vec{u}\delta\vec{u}\rangle = \int\Psi\delta\vec{u}\delta\vec{u}d(\delta\vec{u})$. Επομένως, η εξίσωση Fokker-Planck θα δίνεται από τη χρονική παράγωγο των δύο τελευταίων όρων της εξίσωσης 4.19:



Σχήμα 4.4: Σχηματική αναπαράσταση του θεωρήματος Liouville. Τη χρονική στιγμή t_0 όλα τα σωματίδια σε ένα στοιχείο όγκου dV_0 έχουν σχεδόν την ίδια θέση και ταχύτητα. Σε επόμενη χρονική στιγμή t_1 έχουν μεταφερθεί σε διαφορετική θέση με ελαφρώς διαφοροποιημένες ταχύτητες. Ο καινούριος όγκος dV_1 (παρότι παραμορφωμένος) είναι ίσος με τον αρχικό, αφού περιέχει ακριβώς τον ίδιο αριθμό σωματιδίων. Οποιοσδήποτε τέτοιος όγκος θα είναι σταθερός και κατά μήκος όλων των τροχιών για τις οποίες ισχύει $f(\vec{u}_0, \vec{r}_0, t_0) = f(\vec{u}_1, \vec{r}_1, t_1)$.

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_c dt = f(\vec{u}, \vec{r}, t) - f(\vec{u}, \vec{r}, t - dt) = -\frac{\vartheta(f\,\langle\delta\vec{u}\rangle)}{\vartheta\vec{u}} + \frac{1}{2}\frac{\vartheta^2}{\vartheta\vec{u}\vartheta\vec{u}} \odot (f\,\langle\delta\vec{u}\delta\vec{u}\rangle) \tag{4.20}$$

Ο πρώτος όρος στα δεξιά είναι η επιτάχυνση/επιβράδυνση των σωματιδίων λόγω των κρούσεων, ενώ ο δεύτερος όρος περιγράφει τη διάχυση στον χώρο των ταχυτήτων.

4.3 Μαγνητοϋδροδυναμική

Στο διαστημικό πλάσμα, όπως στις πλανητικές μαγνητόσφαιρες, αν και τα ηλεκτρόνια και τα πρωτόνια αποτελούν την πλειοψηφία των φορτισμένων σωματιδίων που το απαρτίζουν, μπορεί να υπάρχουν βαρύτερα ιόντα, καθώς και ουδέτερα σωματίδια που αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Επίσης, είναι συνήθως απαραίτητο να ληφθούν υπόψη διαφορετικοί πληθυσμοί σε έναν δεδομένο όγκο, όπου συνυπάρχουν πληθυσμοί του ίδιου είδους (π.χ. ηλεκτρόνια), αλλά πολύ διαφορετικών θερμοκρασιών, και άρα ταχυτήτων. Σε αυτές τις περιπτώσεις η μαγνητοϋδροδυναμική προσέγγιση είναι πιο κατάλληλη. Η μαγνητοϋδροδυναμική προσέγγιση (α) θεωρεί ένα σύνολο σωματιδίων αντί για ένα μόνο σωματίδιο και (β) τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία δεν θεωρούνται γνωστά, αλλά καθορίζονται από τις θέσεις και τις κινήσεις αυτών των σωματιδίων. Έτσι, οι εξισώσεις πεδίου και η εξίσωση κίνησης πρέπει να λυθούν ταυτόχρονα σε ένα αυτοσυνεπές πρόβλημα.

4.3.1 Εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής για μονόρευστο πλάσμα (one-fluid)

Στην περίπτωση ενός ομογενούς πλάσματος, το οποίο επιπλέον υποθέτουμε ότι είναι τέλεια αγώγιμο και συμπεριφέρεται αδιαβατικά, οι εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής περιλαμβάνουν τον νόμο διατήρησης μάζας:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \tag{4.21}$$

γνωστή και ως εξίσωση συνέχειας, καθώς και το νόμο διατήρησης της ενέργειας:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} \tag{4.22}$$

γνωστό και ως νόμο του Bernoulli. Οι εξισώσεις του Maxwell για χαμηλές συχνοτήτες είναι:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \tag{4.23}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_o \vec{j} \tag{4.24}$$

$$\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} = 0 \tag{4.25}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{4.26}$$

Στον νόμο του Faraday, του Ampère, του Ohm και του Gauss, θα πρέπει να προστεθεί η καταστατική εξίσωση:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right) \left(\frac{p}{\rho^{\gamma}} \right) = 0. \tag{4.27}$$

που περιγράφει το πλάσμα σαν ένα ιδανικό αέριο στο οποίο οι μεταβολές που εμφανίζονται είναι αδιαβατικές.

Καθώς μπορούμε να γράψουμε το ρεύμα ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου, και το ηλεκτρικό πεδίο ως συνάρτηση της ταχύτητας και του μαγνητικού πεδίου, συνδυάζουμε τις εξισώσεις 4.24 και 4.25. Τότε, η εξίσωση 4.22 γράφεται:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \frac{1}{\mu_o} \left(\nabla \times \vec{B} \right) \times \vec{B} \tag{4.28}$$

και συνδυάζοντας τις εξισώσεις 4.23 και 4.25 καταλήγουμε στη:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{u} \times \vec{B} \right). \tag{4.29}$$

Η εξίσωση 4.28 μας υποδεικνύει και το είδος της κίνησης. Στην περίπτωση αργών κινήσεων ο αδρανειακός όρος $\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$ μπορεί να αγνοηθεί, ενώ στην περίπτωση ασθενούς μαγνητικού πεδίου η δύναμη Lorentz μπορεί να αγνοηθεί. Για αυτόν τον λόγο ορίζουμε την παράμετρο S όπου:

$$S = \frac{B^2/2\mu_0}{\rho u^2/2} \tag{4.30}$$

δηλαδή ο λόγος της πίεσης (ενεργειακής πυκνότητας) του μαγνητικού πεδίου προς τη δυναμική πίεση του πλάσματος. Για $S \gg 1$, το μαγνητικό πεδίο ορίζει την κίνηση του πλάσματος, ενώ για $S \ll 1$ η κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων διαμορφώνει το μαγνητικό πεδίο.

4.3.2 Εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής για δίρευστο πλάσμα (two-fluid)

Στην προηγούμενη ενότητα, το πλάσμα αντιμετωπίστηκε ως ένα ρευστό που αποτελείται από ένα είδος φορτισμένων σωματιδίων. Φυσικά, το πλάσμα περιέχει ηλεκτρόνια, ιόντα και πιθανώς και ουδέτερα σωματίδια, όπου το καθένα έχει τη δική του ταχύτητα, θερμοκρασία και πίεση. Με δεδομένη την οιονεί ουδετερότητα του πλάσματος ($\rho_i = \rho_e$), και αγνοώντας τα ουδέτερα σωματίδια, ο αριθμός των θετικών και αρνητικών φορτίων πρέπει να είναι ίσος. Άρα η πυκνότητα φορτίου θα είναι $\rho = \rho_i + \rho_e = n_i q_i + n_e q_e$ και η πυκνότητα ρεύματος $\vec{j} = \vec{j_i} + \vec{j_e} = n_i q_i \vec{u_i} + n_e q_e \vec{u_e}$, όπου n η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων. Υποθέτουμε επιπλέον ότι το ρευστό βρίσκεται σε θερμική ισορροπία ($T_i = T_e$).

Πλέον, η νέα εξίσωση συνέχειας είναι:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{u_k}) = 0\,, \quad k = i, e \tag{4.31}$$

η νέα εξίσωση κίνησης θα δίνεται από τη σχέση:

$$\rho_k \frac{d\vec{u_k}}{dt} = -\nabla p_k + \rho_k \left(\vec{E} \times \vec{u_k} \times \vec{B}\right) \pm \beta(\vec{u_i} - \vec{u_e}) \tag{4.32}$$

όπου ο τελευταίος όρος περιγράφει την μεταφορά ορμής λόγω συγκρούσεων Coulomb, που εξαρτάται από τη σχετική ταχύτητα ηλεκτρονίων και πρωτονίων, ενώ $\beta = 1/S$ η παράμετρος πλάσματος. Η καταστατική εξίσωση έχει τη μορφή:

$$\frac{\partial p_k}{\partial t} + \vec{u}_k \cdot \nabla p_k = -\gamma p_k \nabla \cdot \vec{u}_k. \tag{4.33}$$

Οι παραπάνω εξισώσεις συμπληρώνονται από τις εξισώσεις του Maxwell:

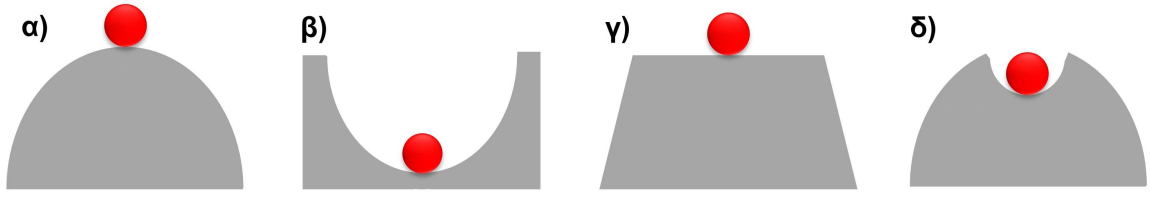
$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_o}\left(\rho_i - \rho_e\right), \tag{4.34}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_o e \left(\rho_i \vec{u}_i - \rho_e \vec{u}_e\right) \mu_o \epsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \tag{4.35}$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \tag{4.36}$$

4.4 Αστάθειες στο πλάσμα

Η δημιουργία αστάθειας είναι, ουσιαστικά η φυσική τάση ενός συστήματος, που δεν βρίσκεται σε ισορροπία, για αναδιανομή της ενέργειας που έχει συσσωρευτεί σε αυτό. Όπως περιγράφεται από τους Treumann και Baumjohann [5], υπάρχουν τεσσάρων ειδών αστάθειες, των οποίων το μηχανικό ανάλογο φαίνεται στο σχήμα 4.5.



Σχήμα 4.5: Συστήματα που δεν βρίσκονται σε ισορροπία και ενδέχεται να προκαλέσουν αστάθειες.

Η πρώτη περίπτωση αντιστοιχεί σε κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας, δηλαδή η σφαίρα βρίσκεται στο χαμηλότερο σημείο σε ένα άπειρο πηγάδι δυναμικού και μπορεί να εκτελεί μόνο ταλαντώσεις γύρω από τη θέση

ισορροπίας της. Στη δεύτερη περίπτωση, η σφαίρα βρίσκεται στην κορυφή ενός λόφου δυναμικού, δηλαδή σε κατάσταση ασταθούς ισορροπίας. Η παραμικρή γραμμική μεταβολή της θέσης της θα την οδηγήσει στο να κυλήσει προς τα κάτω. Η τρίτη περίπτωση είναι μια μεταβατική περίπτωση γραμμικής αστάθειας, δηλαδή η σφαίρα βρίσκεται σε ένα πλάτωμα στην κορυφή ενός λόφου και μπορεί να κινείται μέχρι να φτάσει στην άκρη, όπου και θα κυλήσει προς τα κάτω. Η τελευταία περίπτωση είναι μια μη γραμμική αστάθεια, δηλαδή η σφαίρα βρίσκεται σε κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας εάν οι διαταραχές έχουν μικρό πλάτος, αλλά, όταν το πλάτος αυξηθεί, περνά σε κατάσταση ασταθούς ισορροπίας.

Τα παραπάνω ισχύουν και στην περίπτωση του πλάσματος, με τη διαφορά ότι τα πηγάδια (ή οι λόφοι) δυναμικού αντικαθίστανται από πηγές ελεύθερης ενέργειας, ενώ η σφαίρα από κυματικές διαταραχές, συνήθως στην ιδιοσυχνότητα του πλάσματος. Για παράδειγμα σε μια μαγνητόσφαιρα, οι πηγές ελεύθερης ενέργειας προέρχονται από την εναπόθεση ενέργειας, μάζας και ορμής από τον ηλιακό άνεμο. Ανάλογα με την κλίμακα των διαταραχών, χωρίζουμε τις αστάθειες σε δύο μεγάλες κατηγορίες:

1. Αν η αλληλεπίδραση με τον ηλιακό άνεμο παράγει τοπικές διαταραχές στη συνάρτηση κατανομής του πλάσματος, η ελεύθερη ενέργεια αυτών των διαδικασιών παράγει μικρής κλίμακας αστάθειες (microinstabilities), συγκρίσιμες με τις γυροακτίνες των σωματιδίων. Κατά συνέπεια, οι μικρής κλίμακας αστάθειες είναι τυπικά κινητικές αστάθειες.

2. Αν η αλληλεπίδραση με τον ηλιακό άνεμο παράγει χωρικές διαβαθμίσεις (spatial gradients) και ανομοιογένειες, η ελεύθερη ενέργεια αυτών των διαδικασιών παράγει μεγάλης κλίμακας αστάθειες (macroinstabilities), συγκρίσιμες με τις χωρικές κλίμακες του ρευστού (π.χ. ηλιακός άνεμος). Κατά συνέπεια, οι μεγάλης κλίμακας αστάθειες περιγράφονται από τη μαγνητοϋδροδυναμική.

Σε αυτή την ενότητα θα συζητήσουμε δύο χαρακτηριστικά παραδείγματα μεγάλης κλίμακας ασταθειών, ενώ οι μικρής κλίμακας αστάθειες (κύματα) θα περιγραφούν αναλυτικά στο κεφάλαιο 5.

4.4.1 Γραμμικές αστάθειες

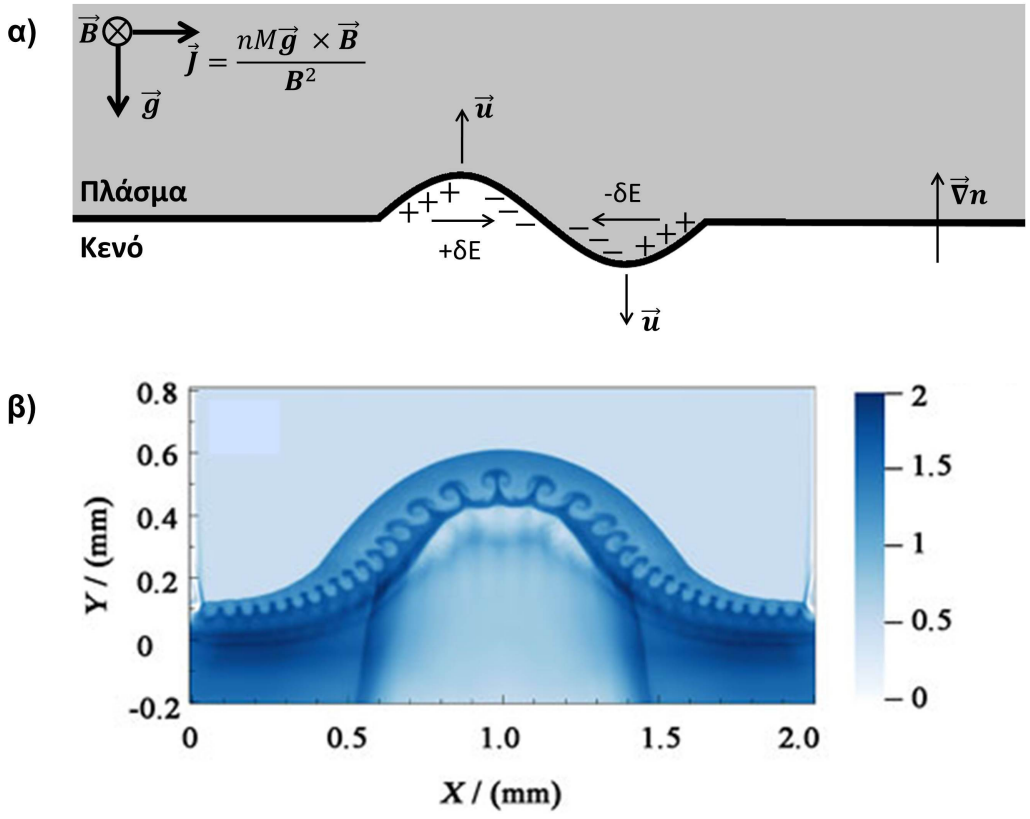
Η έννοια της αστάθειας προκύπτει από την κυματική συνάρτηση. Στα γραμμικά κύματα, το πλάτος των κυμάτων είναι πολύ μικρότερο από το πλάτος των διαταραχών του περιβάλλοντός τους. Για παράδειγμα, εάν υπάρχει μια διαταραχή της πυκνότητας σε ένα ρευστό ($\delta\rho$), τότε, για να θεωρηθεί κύμα, θα πρέπει $\delta\rho \ll \rho_0$. Αυτό ισχύει είτε στην περίπτωση που το ρ_0 είναι σταθερό είτε στην περίπτωση που μεταβάλλεται με τον χρόνο (αρκεί η μεταβολή να είναι πιο αργή από αυτή του κύματος). Σε αυτές τις περιπτώσεις, η κυματική συνάρτηση μπορεί να αναπαρασταθεί με υπέρθεση επίπεδων κυμάτων, που ταλαντώνονται με συχνότητα $\omega(\vec{k})$, με ω τη λύση της εξίσωσης διασποράς $D(\omega, \vec{k}) = 0$, και κάθε επίπεδο κύμα μπορεί να αναλυθεί σε σειρά Fourier:

$$\delta A(\vec{x}, t) = \sum_k A_k \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{x} - i\omega t} \tag{4.37}$$

Οι λύσεις της εξίσωσης διασποράς είναι της μορφής $\omega = \omega_{res} + i\gamma$, με ω_{res} η συχνότητα συντονισμού. Είναι προφανές ότι, αν $\gamma = 0$, οι διαταραχές είναι κυματικές ταλαντώσεις. Για τις περιπτώσεις που οι λύσεις είναι μιγαδικές η συμπεριφορά του πλάτους του κύματος εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το πρόσημο του φανταστικού μέρους της συχνότητας. Αν $\gamma < 0$, το πραγματικό μέρος του πλάτους γίνεται εκθετικά φθίνουσα συνάρτηση του χρόνου, και το πλάτος του κύματος μειώνεται. Αν $\gamma > 0$, το πλάτος του κύματος αυξάνεται εκθετικά με τον χρόνο και καταλήγουμε σε μια γραμμική αστάθεια. Στην τελευταία περίπτωση, το γ είναι ο ρυθμός ανάπτυξης (growth rate) της διαταραχής στην αντίστοιχη ιδιοσυχνότητα. Αυτό φυσικά ισχύει μόνο εάν υπάρχουν πηγές ελεύθερης ενέργειας στο πλάσμα που τροφοδοτεί τα κύματα. Εάν αυτό δεν συμβαίνει, τότε μια λύση με το θετικό γ είναι μια ψεύτικη λύση, που παραβιάζει τη διατήρηση της ενέργειας.

4.4.2 Αστάθειες Rayleigh-Taylor

Η απλούστερη αστάθεια μεγάλης κλίμακας είναι η αστάθεια Rayleigh-Taylor ή αστάθεια εναλλαγής. Είναι η αστάθεια μιας οριακής επιφάνειας (boundary layer) στο πλάσμα υπό την επίδραση ενός βαρυτικού πεδίου, και γι' αυτό ονομάζεται και βαρυτική αστάθεια. Η αστάθεια RT αναπτύσσεται σε μια διεπιφάνεια μεταξύ δύο ρευστών με διαφορά πυκνότητας (δηλαδή μεταξύ ενός βαρέως κι ενός ελαφρού ρευστού) υπό την ύπαρξη βαρυτικού πεδίου. Η διεπιφάνεια τότε είναι ασταθής σε διαταραχές που αναπτύσσονται, μετατρέποντας τη βαρυτική δυναμική ενέργεια σε κινητική ενέργεια δημιουργώντας ανερχόμενες και πτωτικές ροές των ρευστών. Ένα πολύ χαρακτηριστικό παράδειγμα της αστάθειας RT στην καθημερινότητα είναι η μείξη νερού με λάδι, όπου ένα πυκνό ρευστό ισορροπεί πάνω από ένα λιγότερο πυκνό, ενώ και τα δύο υπόκεινται στη βαρύτητα της Γης. Η ισορροπία εδώ είναι ασταθής σε τυχόν διαταραχές της διεπιφάνειάς τους. Αν ένας μικρός όγκος του βαρύτερου ρευστού (λάδι) μετατοπιστεί προς τα κάτω, θα υπάρξει μετατόπιση του ίδιου όγκου του ελαφρύτερου ρευστού (νερό) προς τα πάνω, και η δυναμική ενέργεια της διαμόρφωσης θα είναι χαμηλότερη από την αρχική κατάσταση. Έτσι, η διαταραχή θα αναπτυχθεί και θα οδηγήσει σε περαιτέρω απελευθέρωση δυναμικής ενέργειας.



Σχήμα 4.6: (α) Σχηματική αναπαράσταση της αστάθειας Rayleigh-Taylor. (β) Προσομοίωση της αστάθειας Rayleigh-Taylor ανάμεσα σε δύο περιοχές με λόγω πυκνότητας 0.2 και αρχική τιμή του μαγνητικού πεδίου 1 T. Πηγή: Sun et al., 2023 [6].

Ας υποθέσουμε τώρα ένα μαγνητισμένο ρευστό (πλάσμα), όπως στο σχήμα 4.6, και μια διαταραχή της πυκνότητας στην διεπιφάνεια. Το βαρυτικό πεδίο θα προκαλέσει μετατόπιση των ιόντων, ενώ τα ηλεκτρόνια, λόγω της πολύ μικρής μάζας τους, δεν θα επηρεαστούν. Ως εκ τούτου, στην περιοχή όπου η διαταραχή προκαλεί αύξηση της πυκνότητας, η κίνηση των ιόντων οδηγεί σε διαχωρισμό φορτίων. Ως αποτέλεσμα, εξελίσσεται ένα ηλεκτρικό πεδίο που διαχωρίζει περαιτέρω τα φορτία και ενισχύει την αρχική παραμόρφωση. Αυτός ο μηχανισμός αναγκάζει τις «ελαφριές» φυσαλίδες πλάσματος να ανεβαίνουν στο πυκνό πλάσμα και, υπό την επίδραση της βαρύτητας, ωθεί το πλάσμα που αρχικά υποστηριζόταν από το μαγνητικό πεδίο να πέσει προς την περιοχή του αραιού πλάσματος. Στη συνέχεια, οι ίδιες οι φυσαλίδες αναπτύσσουν επίσης διεπιφάνειες

που γίνονται ασταθείς, δημιουργώντας νέες αστάθειες Rayleigh-Taylor. Συνεπώς, η αστάθεια μετατρέπεται σε μη γραμμική, ενώ το όριο μεταξύ των δύο ρευστών γίνεται διάχυτο και το φάσμα των μηκών κύματος της αστάθειας περιλαμβάνει ένα μεγάλο εύρος από το μεγάλο αρχικό μήκος κύματος έως τις μικρότερες δυνατές κλίμακες.

Ο ρυθμός ανάπτυξης της αστάθειας Rayleigh-Taylor δίνεται από τη σχέση:

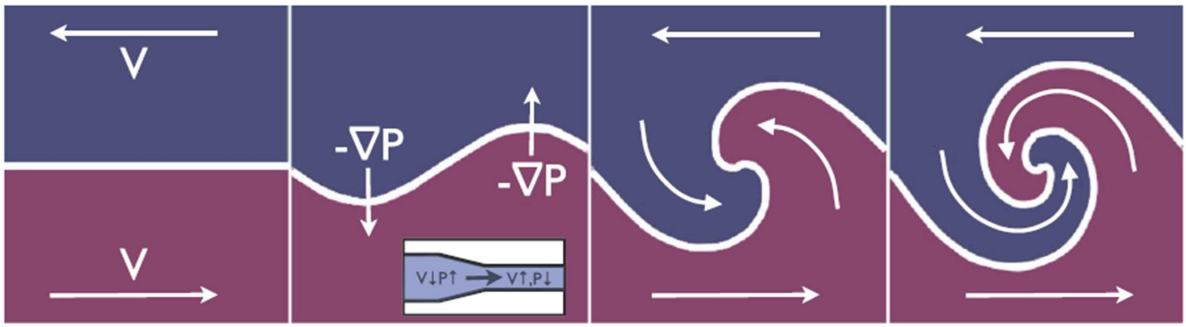
$$\gamma = \sqrt{\vec{k} \cdot g \cdot \frac{\rho_{heavy} - \rho_{light}}{\rho_{heavy} + \rho_{light}} - \frac{2(\vec{k} \cdot \vec{B})^2}{\mu_0 \cdot (\rho_{heavy} + \rho_{light})}} \tag{4.38}$$

όπου μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού και g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Η αστάθεια Rayleigh–Taylor οδηγεί πολλά παρατηρούμενα φαινόμενα σε αστροφυσικά συστήματα, όπως την ανάμειξη στοιχείων σε εκρήξεις σουπερνόβα, τη νηματώδη δομή νεφελωμάτων, αλλά και το ισημερινό φαινόμενο Spread-F στη γήινη ιονόσφαιρα. Στη διαστημική φυσική, η αστάθεια Rayleigh–Taylor είναι σημαντική στους αέριους γίγαντες πλανήτες, αφού προκαλεί εγχύσεις θερμού πλάσματος (βλ. επίσης ενότητα 9.3.4) επηρεάζοντας τη δυναμική των παγιδευμένων φορτισμένων σωματιδίων.

4.4.3 Αστάθειες Kelvin-Helmholtz

Η αστάθεια Kelvin-Helmholtz είναι μια επίσης μεγάλης κλίμακας αστάθεια που δημιουργείται από διατμητικές ροές σε μαγνητισμένα πλάσματα. Στην περίπτωση των μαγνητοσφαιρών, δημιουργείται στη μεταβατική περιοχή μεταξύ της μαγνητοθήκης και της μαγνητόσφαιρας (βλ. επίσης ενότητα 7.2). Η αστάθεια δημιουργείται από διαταραχές που προκαλούνται λόγω της διαφορετικής ταχύτητας του πλάσματος του ηλιακού ανέμου και του πλάσματος της μαγνητόσφαιρας.



Σχήμα 4.7: Σχηματική αναπαράσταση της αστάθειας Kelvin-Helmholtz. Η παραμόρφωση στο κατώτερο ρευστό οδηγεί σε μείωση της πίεσης κάτω από την παραμόρφωση και σε αυξημένη πίεση πάνω από αυτή, έτσι ώστε η κλίση της πίεσης να είναι προς τα πάνω και να ωθεί την παραμόρφωση προς τα κάτω. Η ταυτόχρονη κίνηση της παραμόρφωσης κατά μήκος της διεπιφάνειας οδηγεί στον σχηματισμό μιας δίνης. Πηγή: Johnson et al. 2014 [7].

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.7, η παραμόρφωση της διεπιφάνειας των δύο ρευστών τροποποιεί την πίεση. Από την αρχή του Bernoulli, η παραμόρφωση μιας διεπιφάνειας που προκαλεί συστολή οδηγεί σε αυξημένη ταχύτητα και μειωμένη πίεση, ενώ αντίθετα η διαστολή της οδηγεί σε μειωμένη ταχύτητα και αυξημένη πίεση. Επομένως, η παραμόρφωση της επιφάνειας διεπαφής μεταξύ των δύο ρευστών οδηγεί σε μια κλίση πίεσης στην αντίθετη κατεύθυνση της παραμόρφωσης, που προκαλεί μια δύναμη προς την κατεύθυνση της παραμόρφωσης, η οποία τείνει να αυξήσει τη διαταραχή οδηγώντας σε αστάθεια KH (δεύτερο στιγμιότυπο του σχήματος 4.7). Επειδή όμως το ρευστό κινείται, η ροή θα μεταφέρει τις συνεχώς αυξανόμενες παραμορφώσεις οδηγώντας σε μια περιτύλιξη της διεπαφής και τελικά στροβιλισμό.

Σε δύο διαστάσεις και για ασυμπίεστο πλάσμα, η εξίσωση διασποράς δίνεται από τη σχέση:

$$\omega = \frac{\vec{k}(\rho_{msh}\vec{V}_{msh} + \rho_{msp}\vec{V}_{msp})}{\rho_{msh} + \rho_{msp}} \pm i\sqrt{\left(\frac{\rho^*}{\rho_{msh} + \rho_{msp}}\right) \cdot \left(\left[\vec{k} \cdot (\vec{V}_{msh} - \vec{V}_{msp})\right]^2 - \frac{(\vec{k} \cdot \vec{B}_{msh})^2 + (\vec{k} \cdot \vec{B}_{msp})^2}{4\pi\rho^*}\right)} \tag{4.39}$$

όπου ρ^* είναι η μέση πυκνότητα $\left(\rho^* = \frac{\rho_{msh} \cdot \rho_{msp}}{\rho_{msh} + \rho_{msp}}\right)$ και οι δείκτες msh και msp υποδηλώνουν τη μαγνητοθήκη και τη μαγνητόσφαιρα, αντίστοιχα. Το φανταστικό μέρος της εξίσωσης 4.39 αντιστοιχεί στον ρυθμό ανάπτυξης γ (growth rate), οπότε το κριτήριο ανάπτυξης των ασταθειών ΚΗ είναι:

$$\left[\vec{k} \cdot (\vec{V}_{msh} - \vec{V}_{msp})\right]^2 > \frac{(\vec{k} \cdot \vec{B}_{msh})^2 + (\vec{k} \cdot \vec{B}_{msp})^2}{4\pi\rho^*} \tag{4.40}$$

υποδηλώνοντας την ανάγκη ύπαρξης σημαντικά μεγαλύτερης ταχύτητας στη μαγνητοθήκη σε σχέση με τη μαγνητόσφαιρα.

Η αστάθεια ΚΗ είναι ένας από τους σημαντικότερους μηχανισμούς της Μαγνητοσφαιρικής Φυσικής, αφού οδηγεί στην ανάπτυξη κυμάτων ULF (βλ. επίσης ενότητα 5.3). Παραδείγματα αστάθειας ΚΗ στη διαστημική φυσική, εκτός από την περίπτωση της διεπιφάνειας μεταξύ μαγνητοθήκης και μαγνητόσφαιρας, περιλαμβάνουν ατμοσφαιρικές δίνες, όπως η γιγάντιας κόκκινη κηλίδα στον Δία, το όριο της ηλιόπαυσης, η θήκη μιας διαπλανητικής εκτίναξης στεμματικής μάζας, ιονόσφαιρες κομητών, περιοχές αλληλεπίδρασης στον ηλιακό άνεμο, αλλά και αστροφυσικούς πίδακες. Στη Γη, η αστάθεια ΚΗ εμφανίζεται σε θαλάσσια κύματα, που προκαλούνται από τον άνεμο, αλλά και σε δίνες νεφών, που δημιουργούνται από τον αέρα που ρέει γύρω από ένα νησί.

4.5 Ασκήσεις και προβλήματα

4.5.1 Έστω αέριο σε θερμοδυναμική ισορροπία, του οποίου η κατανομή ταχυτήτων δίνεται από την κατανομή Maxwell με:

$$f(u) = A \cdot e^{\frac{-1/2mu^2}{k_b T}} \tag{4.41}$$

Αντίστοιχα η αριθμητική πυκνότητα n δίνεται σε τρεις διαστάσεις από τη σχέση:

$$n = \int_{-infty}^{+infty} f(u) d^3u \tag{4.42}$$

Υπολογίστε τη σταθερά Α στην περίπτωση μίας και τριών διαστάσεων.

4.5.2 Ποιες οι βασικές διαφορές ανάμεσα στην υδροδυναμική και στην μαγνητοϋδροδυναμική;

4.5.3 Να συμπληρώσετε τις εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής για την περίπτωση παρουσίας βαρυτικού πεδίου, του οποίου η επίδραση είναι συγκρίσιμη με αυτή του μαγνητικού πεδίου σε νεαρά αστρικά αντικείμενα πέρα από το ηλιακό σύστημα.

4.5.4 Περιγράψτε την έννοια της μέσης ελεύθερης διαδρομής και τις διαφορές ανάμεσα σε ένα ουδέτερο αέριο και σε ένα πλάσμα.

4.5.5 Δώστε το γράφημα της συνάρτησης κατανομής του ηλιακού ανέμου, με την προϋπόθεση ότι αποτελείται μόνο από πρωτόνια σε θερμοκρασία 10^6 K. Στη συνέχεια υπολογίστε την πιθανότερη ταχύτητα.

Βιβλιογραφία

[1] V. M. Vasyliunas. "A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with OGO 1 and OGO 3". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 73 (Μάι. 1968), σσ. 2839–2884. DOI: 10.1029/JA073i009p02839.

[2] G. Livadiotis και D. J. McComas. "Beyond kappa distributions: Exploiting Tsallis statistical mechanics in space plasmas". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 114, A11105 (Νοέ. 2009), A11105. DOI: 10.1029/2009JA014352.

[3] V. Pierrard και M. Lazar. "Kappa Distributions: Theory and Applications in Space Plasmas". Στο: *Solar Physics* 267 (Νοέ. 2010), σσ. 153–174. DOI: 10.1007/s11207-010-9640-2. arXiv: 1003.3532 [physics.space-ph].

[4] B. H. Mauk. "Energetic ion characteristics and neutral gas interactions in Jupiter's magnetosphere". Στο: *Journal of Geophysical Research* 109.A9 (2004). DOI: 10.1029/2003ja010270. URL: https://doi.org/10.1029/2003ja010270.

[5] R A Treumann και W Baumjohann. *Advanced Space Plasma Physics*. PUBLISHED BY IMPERIAL COLLEGE PRESS AND DISTRIBUTED BY WORLD SCIENTIFIC PUBLISHING CO., Ιαν. 1997. DOI: 10.1142/p020. URL: https://doi.org/10.1142/p020.

[6] Wei Sun κ.ά. "Numerical study of the effect of a magnetic field on Rayleigh-Taylor instability with different density disturbances". Στο: *Frontiers in Physics* 11 (Ιούλ. 2023). DOI: 10.3389/fphy.2023.1203081. URL: https://doi.org/10.3389/fphy.2023.1203081.

[7] J. R. Johnson, S. Wing και P. A. Delamere. "Kelvin Helmholtz Instability in Planetary Magnetospheres". Στο: *Space Science Reviews* 184.1-4 (Σεπτ. 2014), σσ. 1–31. DOI: 10.1007/s11214-014-0085-z. URL: https://doi.org/10.1007/s11214-014-0085-z.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

ΚΥΜΑΤΑ ΣΤΟ ΠΛΑΣΜΑ ΚΑΙ ΟΙ ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΤΟΥΣ ΣΤΑ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Μ. Γεωργιου και Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Το κεφάλαιο αυτό είναι εστιασμένο σε κύματα που αναπτύσσονται στο πλάσμα και ιδιαίτερα σε κύματα που αναπτύσσονται σε μία πλανητική μαγνητόσφαιρα. Όταν το πλάσμα στο εσωτερικό μίας μαγνητόσφαιρας που αρχικά βρίσκεται σε κατάσταση ισορροπίας διαταράσσεται, δημιουργούνται κύματα ακριβώς όπως μία διαταραχή στην πίεση του αέρα έχει ως αποτέλεσμα να παραχθούν ακουστικά κύματα. Ωστόσο, στο πλάσμα, που αποτελείται ως επί το πλείστον από φορτισμένα σωματίδια και είναι συνεπώς φορέας ηλεκτρικών ρευμάτων, οι ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητές του έχουν πρωταγωνιστικό ρόλο. Αλλά τόσο η πυκνότητα όσο και η πίεση του πλάσματος συνδιαμορφώνουν κύματα που αναπτύσσονται. Με άλλα λόγια, τα κύματα που αναπτύσσονται στο πλάσμα διαφέρουν από τα ακουστικά όσο και τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Συγκεκριμένα, αναπτύσσεται μία πληθώρα διαφορετικών τύπων κυμάτων που έχουν πάρει το όνομά τους από τους επιστήμονες Alfvèn και *Langmuir* για ιστορικούς λόγους ή από τη θεωρία που χρησιμοποιείται για τη μαθηματική περιγραφή τους, όπως τα μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα. Κάποιοι τύποι κυμάτων θα περιγραφούν μαθηματικά στη συνέχεια, καθώς και οι βασικές παράμετροι των κυμάτων, όπως η ταχύτητα φάσης και ομάδας, και η χαρακτηριστική συχνότητα πλάσματος.
Προαπαιτούμενη γνώση: Τα κεφάλαια 2, 3, 4 και βασικές γνώσεις ηλεκτρομαγνητισμού.

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

5.1 Βασικές παράμετροι των κυμάτων πλάσματος

Τα κύματα που αναπτύσσονται στο πλάσμα έχουν ως αποτέλεσμα την περιοδική κίνηση του ρευστού. Και η πιο σύνθετη ταλάντωσή του μπορεί να περιγραφεί ως η υπέρθεση μίας σειράς επίπεδων κυμάτων με τη βοήθεια της ανάλυσης Fourier. Είναι, ωστόσο, σημαντικό να διαχωρίσουμε τα επίπεδα κύματα, τα οποία είναι μία μαθηματική έννοια, από τα κύματα που αναπτύσσονται σε ένα μέσο όπως το πλάσμα. Επιπλέον, μονάχα κάποια από τα κύματα που παρατηρούνται στη γήινη μαγνητόσφαιρα περιγράφονται με τη βοήθεια των μοντέλων της μαγνητοϋδροδυναμικής ή της προσέγγισης του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος ως ένα «ψυχρό» μέσο [1].

5.1.1 Κύματα πλάσματος ως υπέρθεση επίπεδων κυμάτων

Εφόσον το πλάτος των διαταραχών του πλάσματος είναι αρκούντως μικρό και, επιπλέον, το πλάσμα είναι ομογενές, οι διαταραχές αυτές μπορούν να προσεγγιστούν από επίπεδα κύματα της μορφής:

$$\vec{p}\left(\vec{r},t\right)=\vec{p}_{o}e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}, \tag{5.1}$$

σε τρεις διαστάσεις, ενώ σε μία διάσταση:

$$p\left(x,t\right)=p_{o}e^{i(kx-\omega t)}, \tag{5.2}$$

όπου ω είναι η συχνότητά τους και $\vec{k}$ το κυματάνυσμα που χαρακτηρίζει τη διεύθυνση διάδοσης των κυμάτων, τα οποία αποτελούν εξιδανίκευση της διαταραχής. Το παραπάνω επίπεδο κύμα έχει περίοδο, T, και μήκος κύματος, λ, με $\omega = 2\pi/T$ και $k = 2\pi/\lambda$. Το πραγματικό μέρος της μιγαδικής έκφραση, $\Re p = p\cos(kx-\omega t)$, είναι η ποσότητα που μπορεί να μετρηθεί. Από την άλλη, η έκφραση του εκθετικού αντιστοιχεί στη φάση της διαταραχής.

5.1.2 Ταχύτητα φάσης

Η ταχύτητα του κύματος σε κάθε σημείο σταθερής φάσης:

$$\begin{aligned} kx-\omega t &= constant \Rightarrow \\ x=\frac{\omega}{k}t+\frac{constant}{k} &\Rightarrow \end{aligned}$$

$$v_{\phi}=\frac{\omega}{k} \tag{5.3}$$

ονομάζεται ταχύτητα φάσης και σε διανυσματική μορφή προσδιορίζεται από τη χρονική παράγωγο $d(\vec{k}\vec{r}-\omega t)/dt$. Δηλαδή είναι:

$$\vec{v}_{\phi}=\frac{\omega}{k^{2}}\vec{k} \tag{5.4}$$

Ο δείκτης διάθλασης n των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων ορίζεται ως ο λόγος της ταχύτητας του φωτός προς την ταχύτητα φάσης τους:

$$n=\frac{c}{v_{\phi}}=\frac{ck}{\omega} \tag{5.5}$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι η ταχύτητα φάσης των κυμάτων πλάσματος μπορεί να είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός, χωρίς να παραβιάζονται οι νόμοι της θεωρίας της σχετικότητας, καθώς κύματα σταθερού πλάτους δεν μεταφέρουν πληροφορία. Πληροφορία αποθηκεύεται σε ένα κύμα ως μεταβολές της συχνότητας, του πλάτους ή της πολικότητάς του.

Ωστόσο, η ταχύτητα φάσης παίζει σημαντικό ρόλο στη συντονισμένη αλληλεπίδραση κυμάτων και φορτισμένων σωματιδίων του πλάσματος που κινούνται με ταχύτητα, $\vec{u}$, όταν ικανοποιείται η συνθήκη:

$$\omega - \vec{k} \cdot \vec{u} = 0 \tag{5.6}$$

.

Σωματίδια με ταχύτητα ελαφρώς μικρότερη από την ταχύτητα ομάδας του κύματος θα κερδίζουν ενέργεια καθώς θα επιταχύνονται από το ηλεκτρικό πεδίο που φέρει το κύμα. Αντίθετα, σωματίδια με ταχύτητα ελαφρώς μεγαλύτερη από την ταχύτητα του κύματος θα επιβραδύνονται μέχρι να επέλθουν εξίσωση των δύο ταχυτήτων και συντονισμός.

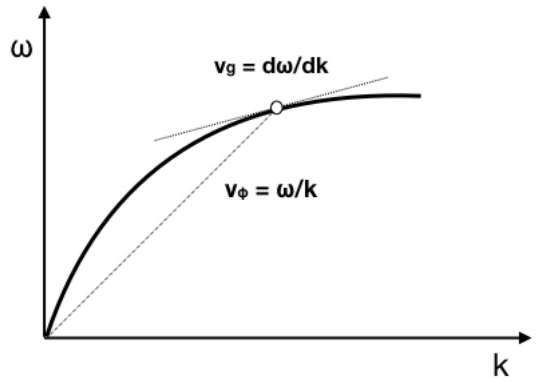
Στην περίπτωση που ο πληθυσμός των σωματιδίων με ορισμένη ταχύτητα ακολουθεί την κατανομή Maxwell, δηλαδή $n \propto exp(-mu^2/2T)$, όπου η θερμοκρασία T είναι εκφρασμένη σε μονάδες ενέργειας, ο αριθμός των σωματιδίων που έχουν ταχύτητα μικρότερη της συγκεκριμένης ταχύτητας είναι μεγαλύτερος και από τον αριθμό των σωματιδίων με μεγαλύτερη ταχύτητα και συλλογικά απορροφούν ενέργεια από το κύμα που σταδιακά εξασθενεί (Landau damping). Αντίθετα, όταν ακολουθούν κατανομή που είναι αύξουσα συνάρτηση της ταχύτητας σε μία περιοχή τιμών, $\partial n/\partial u > 0$, ενέργεια μεταφέρεται προς το κύμα με ταχύτητα φάσης στη συγκεκριμένη περιοχή τιμών, το οποίο ενισχύεται, με αποτέλεσμα την ανάπτυξη αστάθειας στο πλάσμα.

5.1.3 Ταχύτητα ομάδας

Η υπέρθεση δύο συνημιτονοειδών κυμάτων με διαφορετικές συχνότητες, ω και $\omega + d\omega$, καταλήγει σε ένα νέο κύμα με περιοδικά μεταβαλλόμενο πλάτος. Η τελική κυματομορφή (η πληροφορία που μεταφέρει) διαδίδεται με την ταχύτητα ομάδας:

$$\vec{v}_g = \frac{d\omega(\vec{k})}{d\vec{k}} \tag{5.7}$$

Η ταχύτητα ομάδας είναι πάντοτε μικρότερη από την ταχύτητα του φωτός και καθορίζει την ταχύτητα με την οποία η ενέργεια του κύματος διαδίδεται. Η διαφορά στη διεύθυνση της ταχύτητας ομάδας από την ταχύτητα φάσης φαίνεται στο Σχήμα 5.1, όπου απεικονίζεται η σχέση διασποράς στην περίπτωση ενός κύματος που διαδίδεται σε ένα ανισοτροπικό μέσο. Ειδικότερα, η ταχύτητα ομάδας αντιστοιχεί στην κλίση της σχέσης διασποράς.



Σχήμα 5.1: Η ταχύτητα φάσης και η ταχύτητα ομάδας μπορούν να προσδιοριστούν με βάση τη σχέση διασποράς.

Η σχέση της συχνότητας του κύματος, $\omega(\vec{k})$, και του κυματανύσματος, $\vec{k}$, περιγράφει το κύμα και διαμορφώνεται από τα φυσικά χαρακτηριστικά του μέσου στο οποίο διαδίδεται. Όταν το κύμα διαδίδεται σε ένα μέσο του οποίου οι ιδιότητες μεταβάλλονται τόσο στον χρόνο όσο και στον χώρο, και η σχέση διασποράς θα μεταβάλλεται από σημείο σε σημείο και από στιγμή σε στιγμή.

Η διάδοση της ενέργειας του κύματος περιγράφεται από τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial}{\partial \vec{k}}\omega(\vec{k},t,\vec{r}), \quad \frac{d\vec{k}}{dt} = -\frac{\partial}{\partial \vec{r}}\omega(\vec{k},t,\vec{r}), \quad \frac{d\omega}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}\omega(\vec{k},t,\vec{r}) \tag{5.8}$$

Σύμφωνα με την πρώτη εξίσωση, η ταχύτητα ομάδας προσδιορίζει τη διεύθυνση διάδοσης της ενέργειας του κύματος. Η δεύτερη εξίσωση περιγράφει πώς η συνιστώσα k_z του κυματανύσματος μεταβάλλεται κατά τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος και οι συνιστώσες k_x και k_y παραμένουν σταθερές σύμφωνα με τον νόμο διάθλασης του Snell.

5.2 Μαθηματική περιγραφή των κυμάτων

Η ενότητα αυτή ξεκινάει με κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας (ultra-low frequency - ULF waves) που αναπτύσσονται σε ένα σχετικά «ψυχρό» πλάσμα και σχετίζονται με κινήσεις του πλάσματος ως σύνολο (δηλαδή, με ηλεκτρόνια και πρωτόνια που κινούνται μαζί). Ανήκουν στην κατηγορία των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων.

5.2.1 Μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα

Η συχνότητα των κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας είναι μικρότερη της συχνότητας πλάσματος, f_p, καθώς και της γυροσυχνότητας των ιόντων, f_{ci}. Τότε, οι ηλεκτρομαγνητικές δυνάμεις, οι οποίες αναπτύσσονται επειδή τα σωματίδια είναι φορτισμένα, και οι δυνάμεις που εμφανίζονται λόγω της συμπεριφοράς του πλάσματος ως ρευστού δημιουργούν σε συνδυασμό μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα. Το μήκος κύματός τους είναι συγκρίσιμο με την ακτίνα της Γης και τα όρια της μαγνητόσφαιρας περιορίζουν τα κύματα που διαδίδονται το εσωτερικό της.

5.2.1.1 Γραμμικοποίηση των εξισώσεων της μαγνητοϋδροδυναμικής

Οι παράμετροι του πλάσματος που έχει διαταραχθεί, όπως η πίεση, η πυκνότητα και τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία, μπορούν να περιγραφούν ως μία μέση κατάσταση, την οποία στη συνέχεια θα δηλώνουμε με το δείκτη «*o*», στην οποία προστίθεται η διαταραχή, την οποία θα δηλώνουμε με το δείκτη «1». Δηλαδή, οι χαρακτηριστικές παράμετροι του πλάσματος, μπορούν να γραφούν ως:

$$\begin{aligned} &\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}_1, && \vec{E} = \vec{E}_o + \vec{E}_1, && \vec{u} = \vec{u}_o + \vec{u}_1, \\ &\vec{j} = \vec{j}_o + \vec{j}_1, && \rho = \rho_o + \rho_1, && p = p_o + p_1 \end{aligned} \tag{5.9}$$

όπου $\left\langle \vec{B}_1 \right\rangle = \left\langle \vec{E}_1 \right\rangle = \langle \vec{u}_1 \rangle = \left\langle \vec{j}_1 \right\rangle = \langle \rho_1 \rangle = \langle p_1 \rangle = 0$. Στην περίπτωση μικρών σχετικά διαταραχών (όταν δηλαδή: $B_1 < B_o$, $E_1 < E_o$, $u_1 < u_o$, $j_1 < j_o$, $\rho_1 < \rho_0$ και $p_1 < p_0$), τότε μπορούμε να λάβουμε από τις εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής δύο ομάδες εξισώσεων που περιγράφουν την κατάσταση ισορροπίας του πλάσματος σε ηρεμία ($\vec{u}_o$) και τις μεταβολές των βασικών παραμέτρων του πλάσματος.

Στη συνέχεια, θα επικεντρωθούμε σε ένα ομογενές πλάσμα ως προς την πίεση, την πυκνότητα και το μαγνητικό πεδίο. Πριν διαταραχθεί, βρισκόταν σε ηρεμία ($\vec{u}_o = 0$) και συνεπώς, η αρχική ροή του ρεύματος $\vec{j}_o$ όπως και η αρχική ένταση του ηλεκτρικού πεδίου $\vec{E}_o$ ήταν μηδενικές (ως αποτέλεσμα της υψηλής αγωγιμότητας του πλάσματος).

Οι γραμμικοποιημένες εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής 4.21, 4.28 και 4.30 (βλ. ενότητα 4.3.1), γράφονται ως εξής:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_o \nabla \cdot \vec{u}_1 = 0 \tag{5.10}$$

$$\rho_o \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} + V_s^2 \nabla \rho_1 + \frac{1}{\mu_o} \vec{B}_o \times \nabla \times \vec{B}_1 = 0 \tag{5.11}$$

$$\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} - \nabla \times \left(\vec{u}_1 \times \vec{B}_o \right) = 0 \tag{5.12}$$

και μπορούμε να τις χρησιμοποιήσουμε για να λάβουμε την κυματική εξίσωση:

$$\frac{\partial^2 \vec{u}_1}{\partial t^2} - V_S^2 \nabla \left(\nabla \cdot \vec{u}_1 \right) + \vec{V}_A \times \left\{ \nabla \times \left[\nabla \times \left(\vec{u}_1 \times \vec{V}_A \right) \right] \right\} = 0, \tag{5.13}$$

όπου η ταχύτητα Alfvén ορίζεται ως:

$$\vec{V}_A = \frac{\vec{B}_o}{\sqrt{\mu_o \rho_o}} \tag{5.14}$$

και η (αδιαβατική) ταχύτητα του ήχου ως:

$$V_s = \sqrt{\frac{\gamma p_o}{\rho_o}} \tag{5.15}$$

Η ταχύτητα Alfvén είναι χαρακτηριστική του πλάσματος και ίση με τη μέγιστη ταχύτητα που μία διαταραχή μπορεί να διαδοθεί κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Δηλαδή αντιστοιχεί στην ταχύτητα του ήχου σε ένα αέριο. Εάν η ταχύτητα της διαταραχής υπερβεί την ταχύτητα Alfvén, δημιουργείται ένα κρουστικό κύμα.

Εάν στη συνέχεια υποθέσουμε ότι η λύση της έχει τη μορφή ενός επίπεδου κύματος:

$$\vec{u}_1 \left(\vec{r}, t \right) = \vec{u}_1 e^{\left(i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t \right)} \tag{5.16}$$

και αντικαταστήσουμε τις χωρικές και τις χρονικές παραγώγους με:

$$\nabla \rightarrow i\vec{k} \qquad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega \tag{5.17}$$

καταλήγουμε στην εξίσωση διασποράς μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων:

$$-\omega^2 \vec{u}_1 + \left(V_s^2 + V_A^2 \right) \left(\vec{k} \cdot \vec{u}_1 \right) \vec{k} + \left(\vec{k} \cdot \vec{V}_A \right) \left[\left(\vec{k} \cdot \vec{V}_A \right) \vec{u}_1 - \left(\vec{V}_A \cdot \vec{u}_1 \right) \vec{k} - \left(\vec{k} \cdot \vec{u}_1 \right) \vec{V}_A \right] = 0 \tag{5.18}$$

5.2.1.2 Κύματα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο

Στην περίπτωση που $\vec{k} \parallel \vec{B}_o$, θα ισχύει $\vec{k} \cdot \vec{V}_A = kV_A$ και η σχέση διασποράς θα γράφεται:

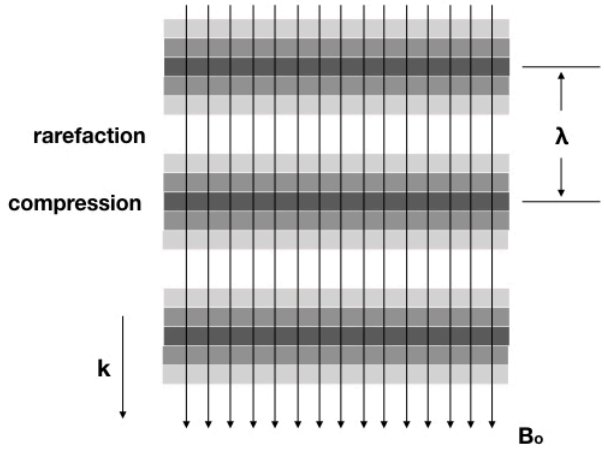
$$\left(k^2 V_A^2 - \omega^2 \right) \vec{u}_1 + \left(\frac{V_s^2}{V_A^2} - 1 \right) k^2 \left(\vec{V}_A \cdot \vec{u}_1 \right) \vec{V}_A = 0 \tag{5.19}$$

και περιγράφει δύο διαφορετικά είδη κυμάτων.

Συγκεκριμένα, στην περίπτωση που $\vec{u}_1 \parallel \vec{B}_o$, η σχέση διασποράς παίρνει τη μορφή:

$$u_\phi = \frac{\omega}{k} = V_s \tag{5.20}$$

και περιγράφει ιοντοακουστικά κύματα που αναπτύσσονται όταν το μαγνητικό πεδίο είναι εξαιρετικά ασθενές ή έχει εξαφανιστεί. Σε αυτού του είδους τα κύματα, οι διαταραχές του ηλεκτρικού πεδίου, $\vec{E}_1$, του ηλεκτρικού ρεύματος, $\vec{j}_1$ όσο και του μαγνητικού πεδίου, $\vec{B}_1$, είναι μηδενικές. Καθώς $\vec{B}_1 = 0$, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα του



Σχήμα 5.2: Τα ιοντοακουστικά κύματα διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο και παρασύρουν το αγώγιμο πλάσμα δημιουργώντας περιοχές με μεγαλύτερη και μικρότερη πυκνότητα.

πλάσματος μπορούν να κινούνται ελεύθερα κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου. Τα συμπιεστικά (compressional) διαμήκη κύματα διαδίδονται με ταχύτητα V_s κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2), ενώ η ταχύτητα V_s ορίζεται ως:

$$V_s = \sqrt{\frac{\gamma_e k_B T_e + \gamma_i k_B T_i}{m_i}} \tag{5.21}$$

Το άλλο είδος κυμάτων που η εξίσωση διασποράς 5.19 περιγράφει είναι εγκάρσια κύματα όπου η διαταραχή στην ταχύτητα του πλάσματος είναι κάθετη στο μαγνητικό πεδίο. Στην περίπτωση αυτή, δηλαδή, $\vec{u}_1 \perp \vec{B}_o$ και $\vec{u}_1 \parallel \vec{k}$, και η εξίσωση διασποράς παίρνει τη μορφή:

$$u_\phi = \frac{\omega}{k} = V_A \tag{5.22}$$

που περιγράφει συστροφικά (torsional) ή διατμητικά (shear) κύματα Alfvén.

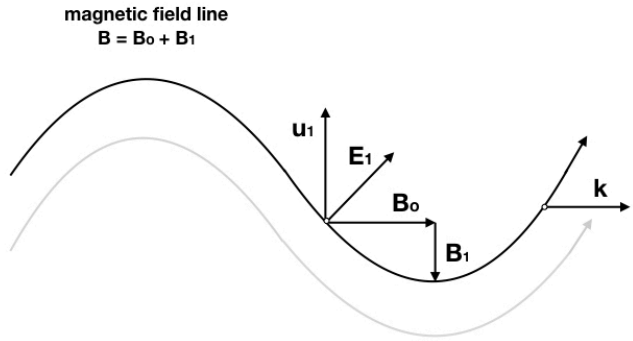
Τα κύματα Alfvén χαρακτηρίζονται από σταθερή ταχύτητα φάσης, ανεξάρτητη από τη συχνότητα ω, καθώς και ταχύτητα ομάδας ίση με την ταχύτητα φάσης. Η διαταραχή του μαγνητικού πεδίου που συνοδεύει τα συγκεκριμένα κύματα παρατηρείται αντιπαράλληλα στην ταχύτητα της διαταραχής (και κάθετα στο προϋπάρχον μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_o$). Επιπλέον χαρακτηριστικά των κυμάτων που παραμορφώνουν τις μαγνητικές γραμμές του πεδίου είναι:

$$\begin{aligned} &\vec{B}_1 \perp \vec{k} && \vec{u}_1 \perp \vec{k} \\ &\vec{E}_1 \perp \vec{B}_1 && \vec{E}_1 \perp \vec{u}_1. \end{aligned} \tag{5.23}$$

Παρόλο που οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου ταλαντώνονται μαζί με το ρευστό πλάσμα όπου διαδίδονται τα κύματα Alfvèn, δεν παρατηρούνται διαταραχές στην πυκνότητά του, ρ. Οι επιμέρους συνιστώσες της κυματικής διαταραχής και η μεταξύ τους σχέση απεικονίζονται στο σχήμα 5.3.

Η διαφορά φάσης μεταξύ της διαταραχής του μαγνητικού πεδίου και της ταχύτητας της διαταραχής υποδεικνύει την ανταλλαγή ενέργειας, δηλαδή κινητική ενέργεια του ρευστού πλάσματος μετατρέπεται σε μαγνητική ενέργεια και αντίστροφα:

$$\frac{B_1^2}{2\mu_o} = \frac{B_o^2 u_1}{2mu_o u_\phi^2} = \frac{B_o^2}{2mu_o}\frac{u_1^2}{V_A^2} = \frac{1}{2}\rho u_1^2 \tag{5.24}$$

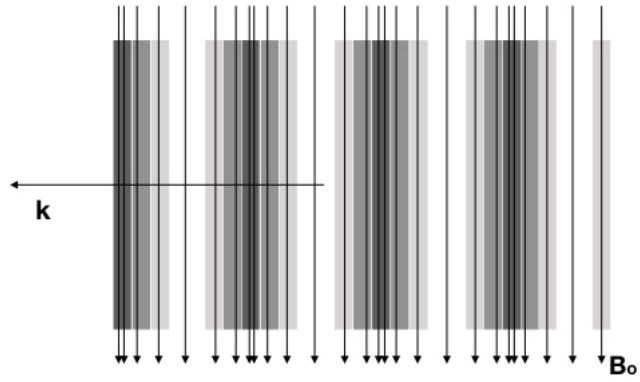


Σχήμα 5.3: Η σχέση των όρων $\vec{u}_1$ και $\vec{B}_1$ της διαταραχής για ένα κύμα Alfvèn που διαδίδεται παράλληλα στο προϋπάρχον μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_o$. Η κίνηση του πλάσματος και οι διαταραχές του μαγνητικού πεδίου παρατηρούνται κάθετα.

όπου η ταχύτητα Alfvén έχει αντικατασταθεί με:

$$V_A = \sqrt{\frac{tension}{density}} = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_o \rho}} \tag{5.25}$$

5.2.1.3 Κύματα κάθετα στο μαγνητικό πεδίο



Σχήμα 5.4: Τα μαγνητοακουστικά κύματα διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$ και παρασύρουν το αγώγιμο πλάσμα που είναι προσδεμένο στο μαγνητικό πεδίο.

Στην περίπτωση που $\vec{k} \perp \vec{B}_o$, σύμφωνα με την εξίσωση 5.14, θα ισχύει $\vec{k} \cdot \vec{V}_A = 0$ και η σχέση διασποράς θα γράφεται:

$$-\omega^2 \vec{u}_1 + \left(V_S^2 + V_A^2\right)\left(\vec{k} \cdot \vec{u}_1\right)\vec{k} = 0 \tag{5.26}$$

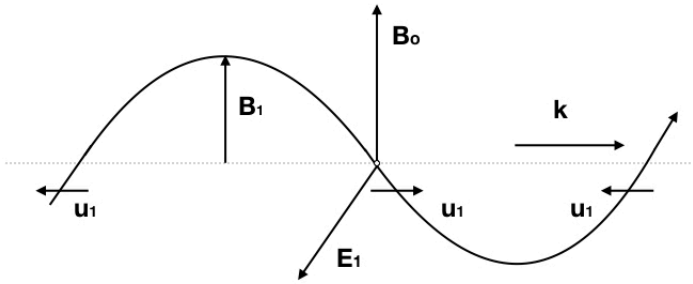
Η ταχύτητα της διαταραχής του πλάσματος $\vec{u}_1$ θα πρέπει, τότε, να είναι παράλληλη στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος, δηλαδή $\vec{k} \cdot \vec{u}_1 = k u_1$. Με άλλα λόγια, το κύμα είναι διάμηκες, παράλληλο στο μαγνητικό πεδίο, και δημιουργεί συμπυκνώματα και αραιώματα της πυκνότητας του πλάσματος όπου διαδίδεται, όσο και στις μαγνητικές γραμμές του πεδίου που παρασύρει. Η σχέση διασποράς ενός τέτοιου μαγνητοακουστικού κύματος (magnetosonic wave) είναι:

$$u_\phi = \frac{\omega}{k} = \sqrt{V_S^2 + V_A^2} \tag{5.27}$$

Η διαταραχή που παρατηρείται στο μαγνητικό πεδίο ως αποτέλεσμα του κύματος που διαδίδεται κάθετα σε αυτό είναι παράλληλη στο προϋπάρχον πεδίο. Τα κύρια χαρακτηριστικά ενός μαγνητοακουστικού κύματος ή μαγνητοηχητικού κύματος ή διαφορετικά compressional wave, το οποίο δεν παραμορφώνει τις μαγνητικές γραμμές του πεδίου, είναι:

$$\vec{B}_1 \perp \vec{k} \qquad \vec{u}_1 \parallel \vec{k}$$
$$\vec{E}_1 \perp \vec{B}_1 \qquad \vec{E}_1 \perp \vec{u}_1 \tag{5.28}$$

Καθώς το ρευστό θεωρούμε ότι είναι ιδανικό (δηλαδή έχει άπειρη αγωγιμότητα), οι μαγνητικές γραμμές του πεδίου μαζί και το πλάσμα μεταφέρονται κατά τη διεύθυνση που διαδίδεται το κύμα, $\vec{k}$. Η δύναμη επαναφοράς είναι ο συνδυασμός της πίεσης και της μαγνητικής τάσης, που δρουν συνεργατικά. Οι επιμέρους συνιστώσες της κυματικής διαταραχής απεικονίζονται στο Σχήμα 5.5.



Σχήμα 5.5: Η σχέση των όρων $\vec{u}_1$ και $\vec{B}_1$ της διαταραχής με το κύμα που διαδίδεται κάθετα στο προϋπάρχον μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_o$.

Στην περίπτωση που το μαγνητικό πεδίο εξασθενίσει και, τελικά, εξαφανιστεί, η ταχύτητα Alfvèn θα μηδενιστεί και η ταχύτητα φάσης του μαγνητοακουστικού κύματος θα τείνει να γίνει ίση με την ταχύτητα του ήχου. Για τον λόγο αυτό, παρόμοια κύματα έχουν ονομαστεί μαγνητοακουστικά. Εάν, αντίθετα, το μαγνητικό πεδίο είναι ισχυρό, τότε η ταχύτητα φάσης του κύματος τείνει να γίνει ίση με την ταχύτητα Alfvèn. Το κύμα αυτό διαφέρει από τα κύματα Alfvèn που είδαμε στην προηγούμενη ενότητα, καθώς διαδίδεται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο, αντί για παράλληλα. Παρόμοια κύματα ονομάζονται compressional κύματα Alfvèn. Γενικά, η ταχύτητα φάσης των μαγνητοακουστικών κυμάτων είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα Alfvèn και για τον λόγο αυτό ονομάζονται ταχέα μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα.

5.2.1.4 Κύματα υπό γωνία με το μαγνητικό πεδίο

Μέχρι τώρα εξετάσαμε τις περιπτώσεις: κύματα που διαδίδονται παράλληλα και κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Ωστόσο, μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα μπορούν να διαδίδονται προς οποιαδήποτε γωνία σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο. Σε αυτή την πιο γενική περίπτωση, καλούμαστε να λύσουμε το σύστημα των μαγνητοϋδροδυναμικών εξισώσεων:

$$\nabla \times \vec{B}_o = \mu_o \vec{j}_o \tag{5.29}$$

$$\nabla \times \vec{E}_o = 0 \tag{5.30}$$

$$\nabla \cdot \vec{B}_o = 0 \tag{5.31}$$

$$\vec{E}_o + \vec{u}_o \times \vec{B}_o = 0 \tag{5.32}$$

$$\rho_o \cdot \left(\vec{u}_o \cdot \nabla\right) \vec{u}_o = -\nabla p_o + \vec{j}_o \times \vec{B}_o \tag{5.33}$$

$$\nabla \cdot \left(\rho_o \vec{u}_o\right) = 0 \tag{5.34}$$

$$p_o = C\rho_o^{\gamma} \tag{5.35}$$

για τις αρχικές παραμέτρους και τις εξισώσεις για τις διαταραχές:

$$\nabla \times \vec{B}_1 = \mu_o \vec{j}_1 \tag{5.36}$$

$$\nabla \times \vec{E}_1 = -\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \tag{5.37}$$

$$\nabla \cdot \vec{B}_1 = 0 \tag{5.38}$$

$$\vec{E}_1 + \vec{u}_1 \times \vec{B}_o = 0 \tag{5.39}$$

$$\rho_o \frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} = -\nabla p_1 + \vec{j}_1 \times \vec{B}_o \tag{5.40}$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_o \vec{u}_1 = 0 \tag{5.41}$$

$$\frac{p_1}{p_o} = \gamma \frac{\rho_1}{\rho_o}, \tag{5.42}$$

όπου κανένας όρος δεν απαλείφεται. Παρ' όλα αυτά, μπορούμε να τις συνδυάσουμε προκειμένου να βρούμε την εξίσωση διασποράς των μαγνητοϋδροδυναμικών αυτών κυμάτων. Η εξίσωση διασποράς περιγράφει κύματα των οποίων η ταχύτητα φάσης εξαρτάται από τη γωνία θ που σχηματίζει το κυματάνυσμα με τη διεύθυνση του αρχικού μαγνητικού πεδίου πριν τη διαταραχή.

Συγκεκριμένα, η ταχύτητα ενός μαγνητοϋδροδυναμικού κύματος ικανοποιεί την εξίσωση:

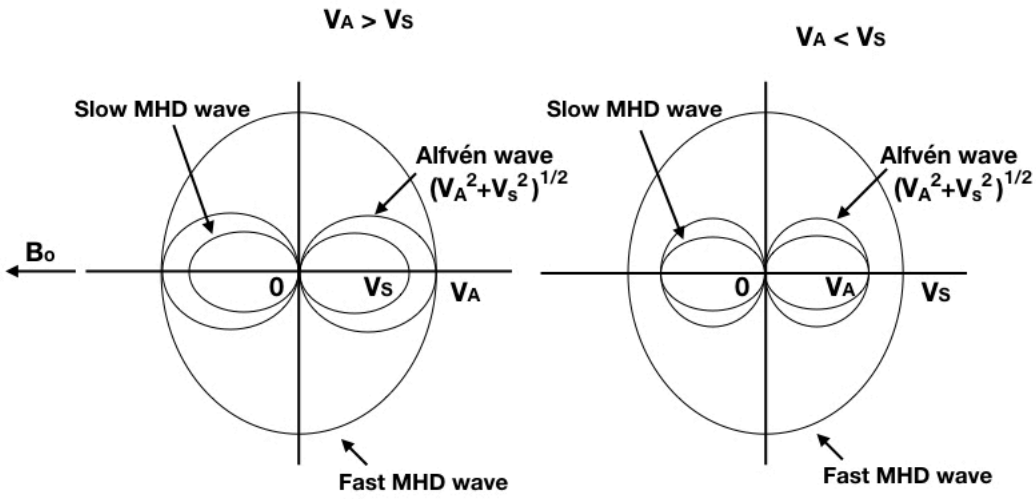
$$u^4 - \left(V_A^2 + V_S^2\right) u^2 + V_A^2 V_s^2 cos^2\theta = 0 \tag{5.43}$$

Για γωνία $\theta = 90^o$, καταλήγουμε στα μαγνητοακουστικά κύματα με ταχύτητα $u = \sqrt{V_s^2 + V_A^2}$. Αντίθετα, για γωνία $\theta = 0^o$, διακρίνουμε δύο διαφορετικές περιπτώσεις: τα κύματα Alfvèn με ταχύτητα $u = V_A$ και τα ιοντοακουστικά κύματα με ταχύτητα $u = V_s$. Για καθεμία από τις περιπτώσεις αυτές, διακρίνουμε δύο επιμέρους υποπεριπτώσεις ταχέων και βραδέων κυμάτων, όπως συνοψίζονται στον παρακάτω πίνακα:

Πίνακας 5.1: Κύματα παράλληλα και κάθετα στο μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}_o$

$\theta\,(^o)$	**Ταχέα**	**Βραδέα**
$0\,(V_A > V_s)$	συστροφικά	ιοντοακουστικά
$0\,(V_A < V_s)$	ιοντοακουστικά	συστροφικά
90	μαγνητοακουστικά	κανένα
270	μαγνητοακουστικά	κανένα

Στο παρακάτω σχήμα (διάγραμμα Friedrichs) απεικονίζονται τα διαφορετικά είδη μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, ανάλογα με το εάν η ταχύτητα Alfvèn είναι μεγαλύτερη ή μικρότερη της ταχύτητας του ήχου. Στο οδογράφημα αυτό, η ταχύτητα φάσης των κυμάτων απεικονίζεται ως συνάρτηση της πολικής γωνίας που σχηματίζει με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου $\vec{B}_o$.



Σχήμα 5.6: Το διάγραμμα Friedrichs με τα διαφορετικά είδη μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, ανάλογα με το εάν η ταχύτητα Alfvèn είναι μεγαλύτερη ή μικρότερη της ταχύτητας του ήχου. Βασισμένο στο McPherron 2005 [2].

Η καμπύλη με τη μεγαλύτερη ακτίνα αντιστοιχεί στα ταχέα κύματα και με τη μικρότερη στα βραδέα κύματα. Προς κάθε διεύθυνση, παρατηρούνται τρεις διαφορετικές ταχύτητες φάσης, εκτός από τις 90^o και τις 270^o, όπου παρατηρούνται μόνο μαγνητοακουστικά κύματα. Η ταχύτητα Alfvèn είναι μεταξύ της ταχύτητας φάσης των ταχέων και των βραδέων κυμάτων. Για κύματα που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_o$, η ταχύτητα Alfvèn γίνεται ίση με την ταχύτητα των ταχέων μαγνητοακουστικών κυμάτων, όταν $V_A > V_s$. Στην περίπτωση που $V_A < V_s$, η ταχύτητα Alfvèn γίνεται ίση με την ταχύτητα φάσης των βραδέων κυμάτων που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο.

5.2.2 Ηλεκτροστατικά κύματα

Μέχρι τώρα είδαμε κύματα χαμηλής συχνότητας που διαδίδονται σε ένα σχετικά «ψυχρό» πλάσμα. Σε υψηλότερες συχνότητες, δεν μπορούμε να αγνοήσουμε την ταυτότητα των σωματιδίων που απαρτίζουν το πλάσμα. Για τη μελέτη υψίσυχνων κυμάτων, χρησιμοποιούμε το μοντέλο των δύο ρευστών που ξεχωρίζει τη συμπεριφορά των ηλεκτρονίων από αυτή των ιόντων. Στη συνέχεια, θα διακρίνουμε ηλεκτροστατικά από ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Ηλεκτροστατικά κύματα αναπτύσσονται στην περίπτωση που δεν παρατηρείται καμία διαταραχή στο μαγνητικό πεδίο, δηλαδή $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$, οπότε $\nabla \times \vec{E} = 0$. Από την άλλη, ηλεκτρομαγνητικά κύματα συνοδεύονται από διαταραχές του μαγνητικού πεδίου.

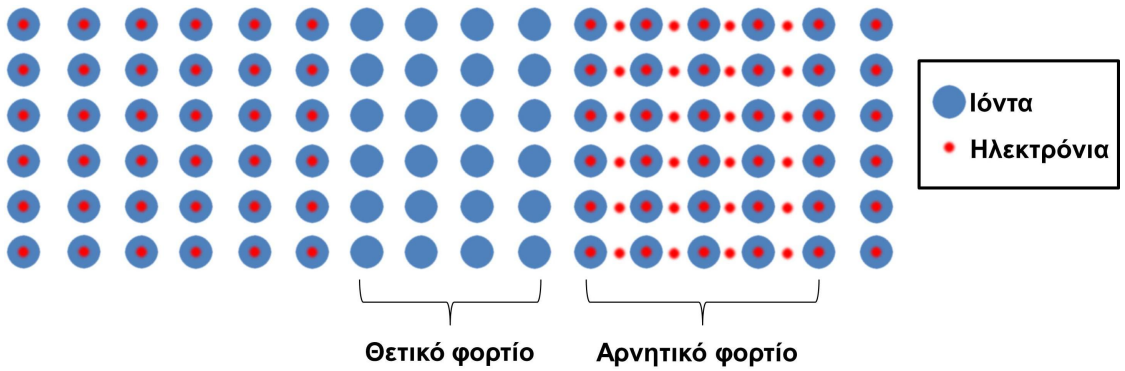
5.2.2.1 Ταλαντώσεις πλάσματος

Οι ταλαντώσεις πλάσματος διαφορετικά ονομάζονται ταλαντώσεις Langmuir και παρατηρούνται λόγω της διαφορετικής συμπεριφοράς των ηλεκτρονίων από αυτή των ιόντων. Επί της ουσίας, πρόκειται για ηλεκτρονικές ταλαντώσεις.

Ας υποθέσουμε ένα ουδέτερο πλάσμα, όπου τόσο τα ιόντα όσο και τα ηλεκτρόνια είναι ομοιόμορφα κατανεμημένα στο χώρο. Λέγοντας ουδέτερο εννοούμε ότι δεν παρατηρείται έστω και τοπικά διαφορετική πυκνότητα

φορτίου. Ακόμα υποθέτουμε ότι το πλάσμα είναι «ψυχρό», δηλαδή η θερμική κίνηση των σωματιδίων είναι απειροελάχιστη και συνεπώς δεν αναπτύσσονται ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία, $\vec{E}_o = \vec{B}_o = 0$.

Μία μετατόπιση μέρους των ηλεκτρονίων, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 5.7, έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός ηλεκτρικού πεδίου, $\vec{E}_1$, μεταξύ των ιόντων που τείνει να επαναφέρει τα ηλεκτρόνια στην αρχική τους θέση. Κατά την κίνησή τους αυτή προς την προηγούμενη θέση τους, τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται και αποκτούν αρκετή κινητική ενέργεια για να συνεχίσουν την κίνησή τους πέρα από την αρχική τους θέση, δημιουργώντας ένα ηλεκτρικό πεδίο αντίθετης κατεύθυνσης. Το νέο αυτό πεδίο επιβραδύνει τα ηλεκτρόνια, τα οποία τελικά θα αρχίσουν να κινούνται προς την αρχική τους θέση και πάλι. Η περίοδος της ταλάντωσης των ηλεκτρονίων γύρω από την αρχική τους θέση αντιστοιχεί στη συχνότητα ηλεκτρονίων του πλάσματος, ω_{ep}.



Σχήμα 5.7: Η μετατόπιση των ηλεκτρονίων σε ένα «ψυχρό» πλάσμα έχει ως αποτέλεσμα να διαδοθούν ταλαντώσεις πλάσματος.

Τη χαρακτηριστική αυτή συχνότητα του πλάσματος μπορούμε να την υπολογίσουμε ξεκινώντας από τη γραμμικοποιημένη εξίσωση κίνησης:

$$m_e \frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} = m_e \frac{\partial^2 x}{\partial^2 t} = -e\vec{E}_1 \tag{5.44}$$

όπου υποθέτουμε ότι η διαταραχή είναι μονοδιάστατη και περιορίζεται κατά τη διεύθυνση x, παράλληλα στη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου $\vec{E}_1$. Εάν επιπλέον υποθέσουμε ότι η διαταραχή έχει τη μορφή επίπεδων κυμάτων και περιγράφεται από την εξίσωση 5.2, η εξίσωση 5.44 παίρνει τη μορφή:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial^2 t} = -\frac{4\pi\rho_e e^2}{m_e} x = \omega_{ep}^2 x \tag{5.45}$$

όπου $\omega_{ep} = \sqrt{\frac{4\pi\rho_e e^2}{m_e}}$ είναι η συχνότητα του πλάσματος που περιγράφει την ταλάντωση των ηλεκτρονίων. Δηλαδή τα ηλεκτρόνια θα ταλαντώνονται με συχνότητα η οποία δεν εξαρτάται από το μήκος κύματος αλλά ούτε και το πλάτος της αρχικής μετατόπισής τους.

5.2.2.2 Ηλεκτρονικά κύματα

Οι ταλαντώσεις πλάσματος παρατηρούνται σε ένα «ψυχρό» πλάσμα και η ταχύτητα ομάδας είναι μηδενική, δηλαδή η διαταραχή δεν διαδίδεται μέσα στο πλάσμα. Σε ένα σχετικά «θερμό» πλάσμα θα πρέπει να ακολουθήσουμε μία κάπως διαφορετική προσέγγιση. Η θερμική κίνηση των ηλεκτρονίων τους επιτρέπει να μεταφέρουν τη διαταραχή στα γειτονικά σωματίδια, δημιουργώντας κύματα Langmuir. Για να περιγράψουμε τα ηλεκτρονικά αυτά κύματα, θεωρούμε ότι τα ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται σαν ένα αέριο με πίεση $P = \rho_e m_e V_e^2$. Στην περίπτωση αδιαβατικής μεταβολής, όπου $P \propto \rho_e^{\gamma}$ με τον δείκτη $\gamma = 3$, η καταστατική εξίσωση 4.27 σε μία διάσταση έχει τη μορφή:

$$\nabla p_e = 3k_B T_e \nabla \rho_e = 3k_B T_e \nabla \left(\rho_{eo} + \rho_{e1}\right) = 3k_B T_e \frac{\partial \rho_{e1}}{\partial x}\hat{x} \tag{5.46}$$

και η γραμμικοποιημένη εξίσωση κίνησης:

$$\begin{aligned} m_e \rho_e \left(\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} + \vec{u}_e \frac{\partial \vec{u}_e}{\partial x}\right) &= -e\rho_e \vec{E}_1 - \nabla p_e \Rightarrow \\ m_e \rho_e \frac{\partial^2 x_e}{\partial^2 t} &= -\frac{4\pi \rho_e e^2}{m_e} x - \frac{3k_B T_e}{m_e}\frac{\partial \rho_{e1}}{\partial x} \end{aligned} \tag{5.47}$$

εάν υποθέσουμε ότι οποιοδήποτε μεταβολή παρατηρείται σε μία μόνο διεύθυνση, τη διεύθυνση x.

Η εξίσωση διασποράς ενός επίπεδου κύματος πλάσματος είναι, συνεπώς:

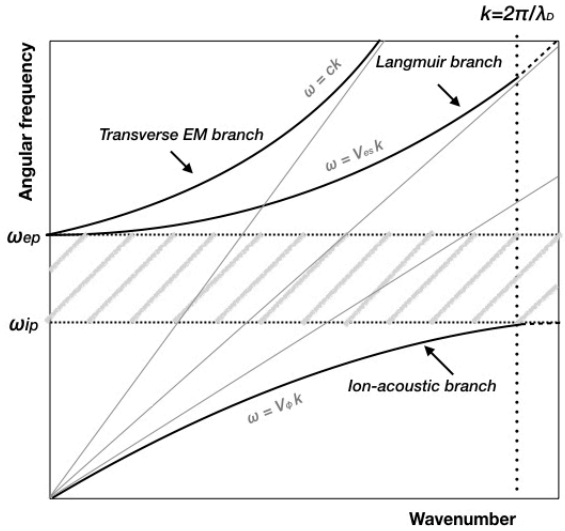
$$\omega^2 = \omega_e^2 + 3k^2 u_{th}^2 \tag{5.48}$$

όπου $u_{th} = \sqrt{2k_B T_e / m_e}$ η ταχύτητα της θερμικής κίνησης των ηλεκτρονίων.

Από τα παραπάνω, συμπεραίνουμε ότι η συχνότητα των ηλεκτρονικών κυμάτων εξαρτάται από τον κυματαριθμό k και η ταχύτητα ομάδας τους προσδιορίζεται ως εξής:

$$u_g = \frac{d\omega}{dk} = 3\frac{k}{\omega}u_{th}^2 = 3\frac{u_{th}^2}{u_\phi^2} \tag{5.49}$$

Όπως είναι αναμενόμενο, η ταχύτητα ομάδας των κυμάτων αυτών πλάσματος τείνει να γίνει μηδενική όταν η θερμική ενέργεια του πλάσματος μειωθεί. Ακόμα είναι πολύ μικρότερη της ταχύτητας της θερμικής κίνησης των ηλεκτρονίων και κατά συνέπεια, και της ταχύτητας του φωτός. Για μεγάλες τιμές του κυματαριθμού k, η ταχύτητα ομάδας προσεγγίζει την ταχύτητα της θερμικής κίνησης των ηλεκτρονίων, την ταχύτητα με την οποία η διαταραχή διαδίδεται.



Σχήμα 5.8: Η σχέση διασποράς τριών διαφορετικών τύπων κυμάτων που διαδίδονται σε μη μαγνητισμένο πλάσμα: ηλεκτρονικών κυμάτων, των οποίων η ταχύτητα φάσης και ομάδας ικανοποιεί τη σχέση $V_\phi V_g = V_{es}^2$, όπου $V_e s$ η ταχύτητα του ήχου για ηλεκτρόνια, ιοντικών κυμάτων, των οποίων η ταχύτητα φάσης, V_ϕ είναι ίση με την ταχύτητα του ήχου στο πλάσμα, καθώς και ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων υψηλής συχνότητας.

5.2.2.3 Ιοντικά κύματα

Εάν τα ιόντα έχουν τη δυνατότητα να ταλαντωθούν, οι ιδιότητες των κυμάτων που δημιουργούνται είναι διαφορετικές από τα υψίσυχνα κύματα Langmuir και τις ταλαντώσεις πλάσματος. Η αδράνεια των βαρύτερων ιόντων επιτρέπει ταλαντώσεις χαμηλής συχνότητας. Εάν τα ιόντα που το απαρτίζουν μετακινηθούν, τα ηλεκτρόνια θα ακολουθήσουν και η συμπεριφορά αυτή μεταφράζεται στην απλή σχέση $\rho_i = \rho_e = \rho$.

Καθώς τόσο τα ιόντα όσο και τα ηλεκτρόνια του πλάσματος κινούνται, για να περιγράψουμε τα ιοντικά κύματα που διαδίδονται, θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε το μοντέλο των δύο ρευστών. Στην εξίσωση κίνησης για τα ιόντα, θα πρέπει να προσθέσουμε τη δύναμη που ασκείται στα σωματίδια από το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που αναπτύσσεται, πέρα από τον όρο της βαθμίδας της πίεσης:

$$m_i\rho_i\left[\frac{\partial\vec{u}_i}{\partial t}+\left(\vec{u}_i\cdot\nabla\right)\vec{u}_i\right]=e\rho_i\vec{E}-\nabla p\Rightarrow$$
$$=-e\rho_i\nabla\Phi-\gamma_i k_B T_i\nabla\rho, \tag{5.50}$$

όπου υποθέτουμε ότι $\vec{E}=-\nabla\Phi$. Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι δεν υπάρχει μαγνητικό πεδίο και, εφόσον $\vec{E}_o=0$, μπορούμε να επιλέξουμε και $\Phi_o=0$.

Από την εξίσωση κίνησης των ηλεκτρονίων:

$$m_e\rho_e\left[\frac{\partial\vec{u_e}}{\partial t}+\left(\vec{u}_e\cdot\nabla\right)\vec{u}_e\right]=-e\rho_e\vec{E}-\nabla p, \tag{5.51}$$

για $m_e\to 0$ και $\gamma=1$, που περιγράφει ισοθερμικά ηλεκτρόνια και υποθέτοντας επιτάχυνση ηλεκτρονίων στη διεύθυνση της δύναμης που δέχονται από το ηλεκτρικό πεδίο και τη δύναμη της βαθμίδας πίεσης, καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$e\frac{\partial\Phi}{\partial x}=\gamma\frac{k_BT_e}{\rho_e}\frac{\partial\rho_e}{\partial x} \tag{5.52}$$

με λύση την εξίσωση Boltzmann:

$$\rho_e=\rho_{eo}e^{\frac{e\Phi_1}{k_BT_e}}=\rho_{eo}\left(1+\frac{e\Phi_1}{k_BT_e}+...\right) \tag{5.53}$$

Η κίνηση των ιόντων θεωρούμε ότι είναι αδιαβατική και τα κύματα που διαδίδονται επίπεδα. Από τη γραμμικοποιημένη εξίσωση κίνησης και συνέχειας καταλήγουμε στην εξίσωση διασποράς για τα ιοντικά κύματα που έχει τη μορφή:

$$\frac{\omega}{k}=\sqrt{\frac{\gamma_e k_BT_e+\gamma_i k_BT_i}{m_i}} \tag{5.54}$$

όπου $\gamma_e\approx 1$, καθώς τα ηλεκτρόνια κινούνται ταχύτερα από ό,τι διαδίδονται τα κύματα. Θα πρέπει να παρατηρήσουμε ότι η ταχύτητα ομάδας των ιοντικών κυμάτων είναι ανεξάρτητη του κυματαριθμού k. Στην περίπτωση που μπορούμε να θεωρήσουμε τον πληθυσμό ιόντων «ψυχρό» $(T_i\to 0)$ και το μήκος κύματος μικρό $(k\lambda_D>>1)$, τα ιόντα θα ταλαντώνονται με τη συχνότητα πλάσματος:

$$\omega^2=\omega_{pi}^2=\frac{n_oe^2}{m_i} \tag{5.55}$$

Τα ιοντικά κύματα αντιστοιχούν στα ακουστικά κύματα, που αναπτύσσονται και διαδίδονται στα κοινά ρευστά και για τον λόγο αυτό ονομάζονται και ιοντοακουστικά κύματα. Σε αντίθεση με τα ηλεκτρονικά κύματα, τα ιοντικά κύματα διαδίδονται με σταθερή ταχύτητα, ενώ εμφανίζονται μόνο όταν υπάρχουν θερμικές κινήσεις. Συγκεκριμένα, η ταχύτητα ομάδας και η ταχύτητα φάσης τους είναι ίσες.

5.2.2.4 Ηλεκτροστατικά κύματα σε μαγνητισμένο πλάσμα

Η παρουσία ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου περιορίζει την κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων που απαρτίζουν το πλάσμα. Η διεύθυνση διάδοσης των κυμάτων που αναπτύσσονται μπορεί να είναι κάθετη $(\vec{k} \cdot \vec{B}_o = 0)$ ή παράλληλη στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο $(\vec{k} \times \vec{B}_o = 0)$. Κύματα που διαδίδονται παράλληλα με τη διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου $(\vec{k} \times \vec{E}_1 = 0)$ είναι διαμήκη, ενώ αυτά που διαδίδονται κάθετα $(\vec{k} \cdot \vec{E}_1 = 0)$ εγκάρσια. Μόνο τα διαμήκη κύματα είναι ηλεκτροστατικά, καθώς $\vec{k} \cdot \vec{E}_1 = \omega \vec{B}_1 \rightarrow 0$. Στην περίπτωση των εγκάρσιων κυμάτων, το $\vec{B}_1$ είναι πεπερασμένο και τα κύματα θα είναι ηλεκτρομαγνητικά.

Ηλεκτρονικές ταλαντώσεις κάθετα στο μαγνητικό πεδίο

Ακολουθώντας την ίδια προσέγγιση με την προηγούμενη παράγραφο, υποθέτουμε ότι τα πολύ βαρύτερα ιόντα παραμένουν ακίνητα σε ένα πλέγμα θετικού φορτίου και το πλάσμα είναι «ψυχρό», δηλαδή θεωρούμε ότι οι θερμικές κινήσεις των ηλεκτρονίων είναι αμελητέες. Από τη γραμμικοποίηση της εξίσωσης κίνησης, που περιλαμβάνει τις δυνάμεις που ασκούν τα ηλεκτρικά και τα μαγνητικά πεδία στα ηλεκτρόνια, την εξίσωση συνέχειας και την εξίσωση Poisson καταλήγουμε στην εξίσωση διασποράς:

$$\omega_{uh}^2 = \omega_{ep}^2 + \omega_{ec}^2 \tag{5.56}$$

όπου ω_{ep} η συχνότητα πλάσματος που περιγράφει την ταλάντωση των ηλεκτρονίων, και ω_{ec} η συχνότητα της κυκλοτρονικής ταλάντωσης των ηλεκτρονίων.

Η άνω υβριδική συχνότητα ή upper hybrid frequency, ω_{uh}, περιγράφει μία σύνθετη κίνηση των ηλεκτρονίων. Το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, το οποίο είναι κάθετο στη διεύθυνση που κινούνται τα ηλεκτρόνια, τα θέτει σε κίνηση γύρω από μία έλλειψη παρά κατά μήκος μίας ευθείας. Αλλά, όπως και στην περίπτωση των ταλαντώσεων πλάσματος, το ηλεκτρικό πεδίο επιταχύνει τα ηλεκτρόνια που έχουν απομακρυνθεί από την αρχική τους θέση. Καθώς η ταχύτητά τους αυξάνεται, η δύναμη Lorentz που ασκείται από το μαγνητικό πεδίο αυξάνεται επίσης, ωθώντας τα ηλεκτρόνια να κινηθούν τελικά προς την αντίθετη κατεύθυνση. Τα ηλεκτρόνια, καθώς κινούνται αντίθετα προς το ηλεκτρικό πεδίο, χάνουν ενέργεια. Η επιπλέον δύναμη επαναφοράς που ασκείται στα ηλεκτρόνια έχει ως αποτέλεσμα η συχνότητα της ταλάντωσής τους να είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα των ταλαντώσεων πλάσματος.

Ιοντικές ταλαντώσεις κάθετα στο μαγνητικό πεδίο

Η άνω υβριδική συχνότητα είναι σημαντικά υψηλότερη από τη συχνότητα του πλάσματος για την ταλάντωση των ηλεκτρονίων και την κυκλοτρονική συχνότητα. Από την άλλη, τα ηλεκτροστατικά ιοντικά κύματα είναι κύματα χαμηλής συχνότητας. Εάν μελετήσουμε ένα τέτοιο ιοντικό κύμα με κυματάνυσμα σχεδόν κάθετο στο μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$, η εξίσωση κίνησης θα περιλαμβάνει μόνο τις δυνάμεις που ασκούν τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Η εξίσωση διασποράς που περιγράφει τα συγκεκριμένα κύματα είναι:

$$\omega_{ip}^2 = \omega_{ic}^2 + k^2 V_s^2 \tag{5.57}$$

όπου ω_{ic} η συχνότητα της κυκλοτρονικής ταλάντωσης των ιόντων. Η δύναμη Lorentz συνεισφέρει στην επαναφορά των ιόντων στην αρχική τους θέση ισορροπίας, οδηγώντας τα σε μία ελλειπτική τροχιά και σε ταλάντωση μεγαλύτερης συχνότητας. Η διεύθυνση διάδοσης των ηλεκτροστατικών ιοντο-κυκλοτρονικών κυμάτων (electrostatic ion-cyclotron waves ή EIC waves) θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 2^o ως προς την κάθετη στο μαγνητικό πεδίο διεύθυνση.

Η συνιστώσα του κυματανύσματος που είναι παράλληλη στο μαγνητικό πεδίο επιτρέπει στα ηλεκτρόνια να κινηθούν στη διεύθυνση του πεδίου ακολουθώντας τα ιόντα. Συγκεκριμένα, οι διακυμάνσεις του ηλεκτρικού πεδίου $\vec{E}_1$ των ηλεκτροστατικών ιοντικών κυμάτων παρατηρούνται σε διεύθυνση κάθετη στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_o$. Τα ιόντα κινούνται στη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου, ενώ η δύναμη Lorentz που

ασκείται σε αυτά είναι σχετικά μικρή. Η μέγιστη μετακίνηση από την αρχική θέση ισορροπίας του περιορίζεται από τις διακυμάνσεις του ηλεκτρικού πεδίου σε $\Delta x_i = eE_1/m_i\omega^2$. Τα ηλεκτρόνια, από την άλλη, κινούνται γύρω από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Η μετατόπισή τους παράλληλα στο ηλεκτρικό πεδίο είναι περίπου ίση με $\Delta x_e = E_1/B_o\omega_{ec}$. Προκειμένου να διατηρηθεί η ουδετερότητα του πλάσματος θα πρέπει να ισχύει $\Delta x_i = \Delta x_e$ για τις ταλαντώσεις αυτές, ενώ η σχέση διασποράς των κυμάτων είναι η εξής:

$$\omega_{lh}^2 = \omega_{ec} \cdot \omega_{ic} \tag{5.58}$$

όπου ω_{lh} η κάτω υβριδική συχνότητα ή lower hybrid frequency.

Τα ηλεκτροστατικά ιοντικά κύματα παρατηρούνται στις περιοχές του πολικού σέλαος, όπου συμβάλλουν στη θέρμανση ιόντων.

5.2.3 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα

Συνεχίζοντας τη μελέτη ταλαντώσεων πλάσματος σε μη μαγνητισμένο πλάσμα, θα εξετάσουμε στη συνέχεια τη διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Σε αυτή την περίπτωση, θεωρούμε ότι οι διαταραχές του μαγνητικού πεδίου δεν είναι αμελητέες, δηλαδή $\vec{B}_1 \neq 0$, ενώ $\vec{B}_o = 0$. Επειδή τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα είναι υψηλής συχνότητας, μπορούμε ακόμα να θεωρήσουμε ότι τα βαρύτερα ιόντα δεν μπορούν να ακολουθήσουν τις ταλαντώσεις αυτές. Δηλαδή, τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μπορούν να περιγραφούν υιοθετώντας το μοντέλο ενός ρευστού. Ακόμα θα θεωρήσουμε ότι τα πλάσμα είναι «ψυχρό», $T_e \approx 0 \approx p_e$.

Το σύστημα εξισώσεων που θα πρέπει να λύσουμε για να προσδιορίσουμε τη σχέση διασποράς των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε μη μαγνητισμένο πλάσμα είναι:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_e \vec{u}_e = 0 \tag{5.59}$$

$$m_e \rho_e \left[\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} + \left(\vec{u}_e \cdot \nabla \right) \vec{u}_e \right] = -e\rho_e \left(\vec{E} + \frac{\vec{u}_e \times \vec{B}}{c} \right) \tag{5.60}$$

όπου $c = 1/\sqrt{\epsilon_o \mu_o}$ η ταχύτητα του φωτός στο κενό, μαζί με τις εξισώσεις του Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{5.61}$$

$$\nabla \times \vec{B} = -\frac{4\pi \rho_e \vec{u}_e}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t} \tag{5.62}$$

Κρατώντας όρους πρώτης τάξης στην εξίσωση 5.60 και αντικαθιστώντας $\rho_e = \rho_o + \rho_{e1}$, $\vec{E} = \vec{E}_1$, $\vec{B} = \vec{B}_1$ και $\vec{u}_e = \vec{u}_{e1}$, καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$m_e \rho_e \frac{\partial \vec{u}_{e1}}{\partial t} = -e\rho_o \vec{E}_1 \tag{5.63}$$

Παραγωγίζοντας την εξίσωση 5.61 ως προς τον χρόνο και παίρνοντας τη στροφή της εξίσωσης 5.62, ενώ παράλληλα υποθέτουμε ότι τα κύματα που διαδίδονται είναι επίπεδα, καταλήγουμε στη σχέση διασποράς για τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα υψηλής συχνότητας σε μη μαγνητισμένο πλάσμα:

$$\omega^2 = \omega_e^2 + c^2 k^2 \tag{5.64}$$

η οποία απεικονίζεται στο σχήμα 5.8.

Ο δείκτης διάθλασης των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον στη μελέτη των ιδιοτήτων του πλάσματος. Στο μη μαγνητισμένο πλάσμα είναι ίσος με:

$$n = \frac{c}{u_\phi} = \frac{ck}{\omega} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{ep}^2}{\omega^2}} \tag{5.65}$$

Ηλεκτρομαγνητικά κύματα διαδίδονται μόνο εάν $\omega > \omega_{ep}$, οπότε n^2 είναι μεγαλύτερο από μηδέν. Ο δείκτης διάθλασης γίνεται φανταστικός, καθώς και το κυματάνυσμα, όταν $\omega < \omega_{ep}$, και το κύμα δεν διαδίδεται, αλλά εξασθενεί εκθετικά κατά $e^{i(kx-\omega t)}$. Το «ψυχρό» πλάσμα απορροφά ενέργεια από το κύμα, καθώς εξασθενεί, ενώ δεν μπορεί να υποστηρίξει την ανάπτυξή του.

Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον προσδιορισμό της πυκνότητας πλάσματος στο διάστημα. Για παράδειγμα, η πυκνότητα της γήινης ιονόσφαιρας μπορεί να προσδιοριστεί καταγράφοντας την απορρόφηση ραδιοκυμάτων που εκπέμπονται από έναν δορυφόρο ή έναν επίγειο σταθμό. Καθώς τα κύματα χαρακτηρίζονται από πλήθος συχνοτήτων και απορροφούνται μόνο στη συχνότητα ταλάντωσης του πλάσματος στην ιονόσφαιρα, η πυκνότητα της τελευταίας μπορεί να προσδιοριστεί.

Όπως και στην περίπτωση των ηλεκτροστατικών κυμάτων, η παρουσία ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου έχει ως αποτέλεσμα τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που αναπτύσσονται και διαδίδονται στο μαγνητισμένο πλάσμα να χαρακτηρίζονται από τη διεύθυνση του κυματανύσματος σε σχέση με τη διεύθυνση του πεδίου $\vec{B}_o$ και τις διακυμάνσεις του ηλεκτρικού πεδίου $\vec{E}_1$.

5.2.3.1 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα κάθετα στο μαγνητικό πεδίο

Στη συνέχεια, θα θεωρήσουμε το πλάσμα «ψυχρό» (δηλαδή, $T_e = 0$ και $P_e = 0$) και ότι τα βαρύτερα ιόντα δεν μπορούν να παρακολουθήσουν τις γρήγορες ταλαντώσεις των κυμάτων υψηλής συχνότητας. Για εγκάρσια κύματα, για τα οποία ισχύει $\vec{k} \perp \vec{E}_1$, διακρίνουμε δύο διαφορετικές περιπτώσεις ανάλογα με το εάν οι διακυμάνσεις του ηλεκτρικού πεδίου συμβαίνουν παράλληλα ή κάθετα στο μαγνητικό πεδίο:

- Για $\vec{E}_1 \parallel \vec{B}_o$, η διαταραχή της ταχύτητας $\vec{u}$ είναι παράλληλη προς το $\vec{E}_1$ και $\vec{u} \times \vec{B}_o$, οπότε καταλήγουμε στην ίδια εξίσωση διασποράς 5.64 απουσία μαγνητικού πεδίου:

$$\omega^2 = \omega_e^2 + c^2k^2 \tag{5.66}$$

  Με άλλα λόγια, το σύνηθες κύμα (ordinary wave), όπως ονομάζεται για ιστορικούς λόγους, δεν επηρεάζεται από την παρουσία του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

- Όταν $\vec{E}_1 \perp \vec{B}_o$, η κίνηση των ηλεκτρονίων επηρεάζεται από την παρουσία του μαγνητικού πεδίου και η σχέση διασποράς θα πρέπει να διορθωθεί ανάλογα. Καθώς το κύμα διαδίδεται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_o$ και οι διακυμάνσεις του ηλεκτρικού πεδίου συμβαίνουν επίσης κάθετα σε αυτό, το κυματάνυσμα έχει συνιστώσα τόσο παράλληλα όσο και κάθετα στο $\vec{E}_1$. Με άλλα λόγια, το ασύνηθες κύμα (extraordinary wave) είναι η σύνθεση ενός εγκάρσιου με ένα διάμηκες κύμα και ο δείκτης διάθλασης είναι ίσος με:

$$n^2 = \frac{c^2k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{uh}^2} \tag{5.67}$$

  Η επίδραση του μαγνητικού πεδίου περιλαμβάνεται στην άνω υβριδική συχνότητα, ω_{uh}. Και ενώ τα συνήθη κύματα είναι γραμμικά πολωμένα, τα ασυνήθη κύματα είναι ελλειπτικά πολωμένα.

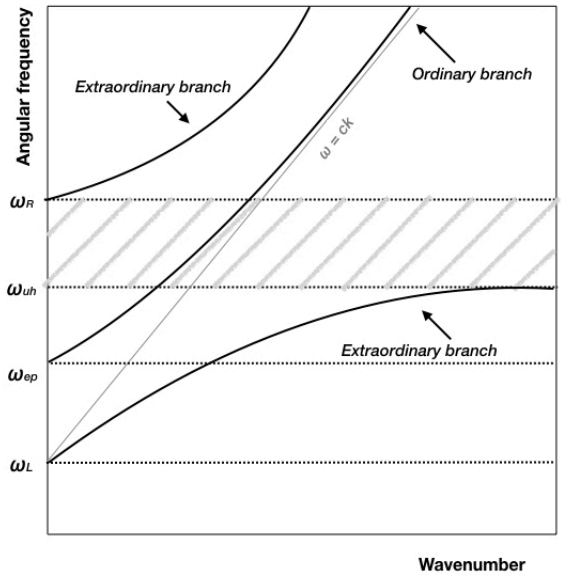
Εάν εξετάσουμε πιο προσεκτικά το δείκτη διάθλασης της σχέσης 5.67, θα δούμε ότι μηδενίζεται για:

$$\omega_L = -\frac{\omega_{ec}}{2} + \sqrt{\omega_{ep}^2 + \frac{\omega_{ec}^2}{4}} \tag{5.68}$$

στην περίπτωση των αριστερόστροφα πολωμένων κυμάτων και

$$\omega_R = \frac{\omega_{ec}}{2} + \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{ec}^2}{4}}, \tag{5.69}$$

για δεξιόστροφα πολωμένα κύματα. Οι συγκεκριμένες συχνότητες είναι συχνότητες αποκοπής. Δηλαδή, για συχνότητες $0 < \omega < \omega_L$ και $\omega_{uh} < \omega < \omega_R$ δεν διαδίδονται ασυνήθη κύματα. Η σχέση διασποράς τόσο των συνήθων όσο και των ασυνήθων κυμάτων απεικονίζεται στο σχήμα 5.9, όπου διακρίνεται η περιοχή παύσης μεταξύ της άνω υβριδικής συχνότητας ω_{uh} και της συχνότητας αποκοπής ω_R. Η συχνότητα αποκοπής για τα συνήθη κύματα είναι η συχνότητα πλάσματος για τις ηλεκτρονικές ταλαντώσεις.



Σχήμα 5.9: Η σχέση διασποράς των συνήθων και ασυνήθων κυμάτων σε ένα «ψυχρό» μαγνητισμένο πλάσμα.

5.2.3.2 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο

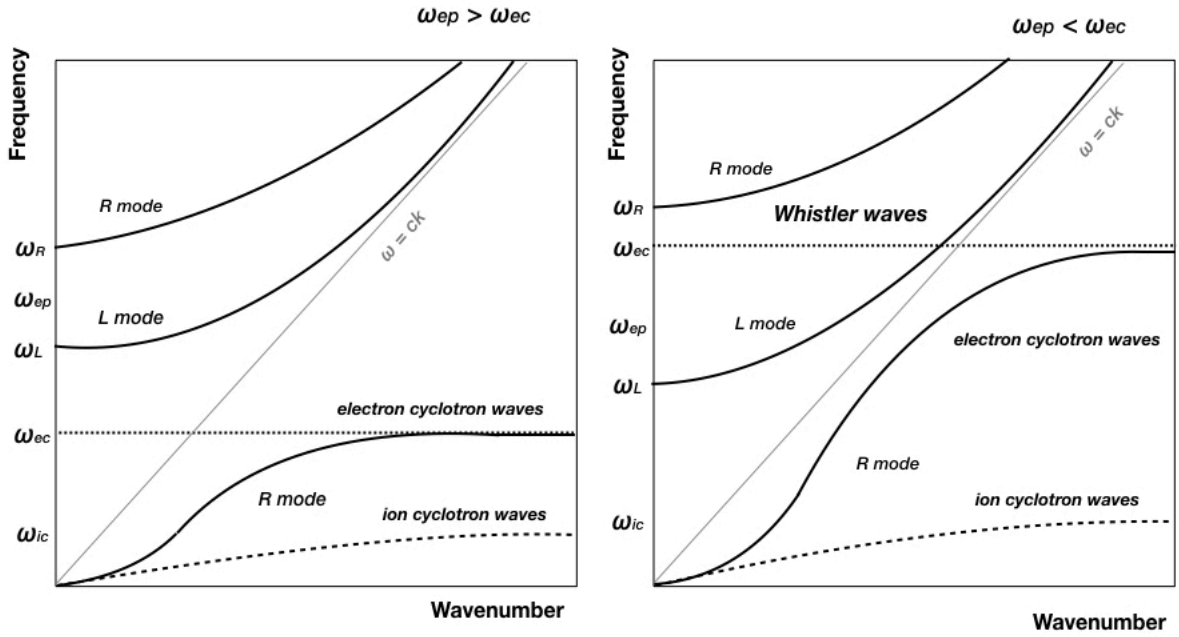
Εάν στη συνέχεια υποθέσουμε ότι, πέρα από τα ηλεκτρόνια, και βαρύτερα ιόντα ταλαντώνονται, ο συντελεστής διάθλασης για τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο είναι:

$$n^2 = \frac{c^2k^2}{\omega^2} = 1 - \sum_i \frac{\omega_{ip}^2/\omega^2}{1 \mp \omega_{ic}/\omega} - \frac{\omega_{ep}^2/\omega^2}{1 \pm \omega_{ec}/\omega} \tag{5.70}$$

Το πρόσημο + αντιστοιχεί στα δεξιόστροφα πολωμένα κύματα, και το − στα αριστερόστροφα πολωμένα. Οι παραπάνω ονομασίες περιγράφουν την περιστροφή του διανύσματος $\vec{E}_1$ κατά τη διάδοση του κύματος. Η φορά περιστροφής ενός δεξιόστροφου κύματος συμπίπτει με τη φορά περιστροφής του ηλεκτρονίου. Αντίθετα, ένα αριστερόστροφο κύμα ακολουθεί την περιστροφή των θετικά φορτισμένων ιόντων.

Επίσης, θα πρέπει να σημειώσουμε ότι, όταν $1 - \omega_{ec}/\omega = 0 \Rightarrow \omega = \omega_c$, ένα δεξιόστροφο κύμα και ένα ηλεκτρόνιο βρίσκονται σε συντονισμό. Στην περίπτωση αυτή, το ηλεκτρικό πεδίο E_1 θα επιταχύνει ή θα επιβραδύνει συνεχώς το ηλεκτρόνιο, ανάλογα με τη διαφορά φάσης του ηλεκτρονίου και του πεδίου. Από την άλλη πλευρά, ένα αριστερόστροφο κύμα δεν συντονίζεται με το ηλεκτρόνιο, γιατί το ηλεκτρικό του πεδίου περιστρέφεται κατά την αντίθετη φορά.

Από την εξίσωση 5.70 μπορούμε να προσδιορίσουμε τις συχνότητες αποκοπής για τα αριστερόστροφα και τα δεξιόστροφα κύματα:



Σχήμα 5.10: Η σχέση διασποράς ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο σε ένα «ψυχρό» μαγνητισμένο πλάσμα υψηλής πυκνότητας ($\omega_{ep} >> \omega_{ec}$ στα αριστερά) και χαμηλής πυκνότητας ($\omega_{ep} << \omega_{ec}$ στα δεξιά).

$$\omega_{L,R} = \pm\frac{\omega_{ec}}{2} \pm \sqrt{\omega_{ec}^2 + \frac{\omega_{ep}^2}{4}}, \tag{5.71}$$

οι οποίες συμπίπτουν με αυτές των ασυνήθων κυμάτων. Ωστόσο, η σχέση διασποράς είναι διαφορετική, όταν $\omega_{ep} > \omega_{ec}$ από την περίπτωση που $\omega_{ep} < \omega_{ec}$, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.10. Η κύρια διαφορά τους είναι ότι η συχνότητα αποκοπής των αριστερόστροφων κυμάτων είναι μικρότερη της συχνότητας της κυκλοτρονικής ταλάντωσης των ηλεκτρονίων όταν $\omega_{ep} < \omega_{ec}$ και το αντίστροφο ισχύει για την αντίθετη περίπτωση. Τα δεξιόστροφα κύματα χαρακτηρίζονται από μία περιοχή παύσης μεταξύ ω_R και ω_{ec}. Κύματα με μικρότερη συχνότητα ονομάζονται «σφυριχτά» κύματα (whistler waves), γιατί τα κύματα υψηλότερης συχνότητας ταξιδεύουν ταχύτερα από τα κύματα χαμηλότερης συχνότητας. Ο παρατηρητής λαμβάνει κύματα όλο και μικρότερης συχνότητας, όπως ένα σφύριγμα όλο και χαμηλότερου τόνου.

5.3 Κύματα στη γήινη μαγνητόσφαιρα

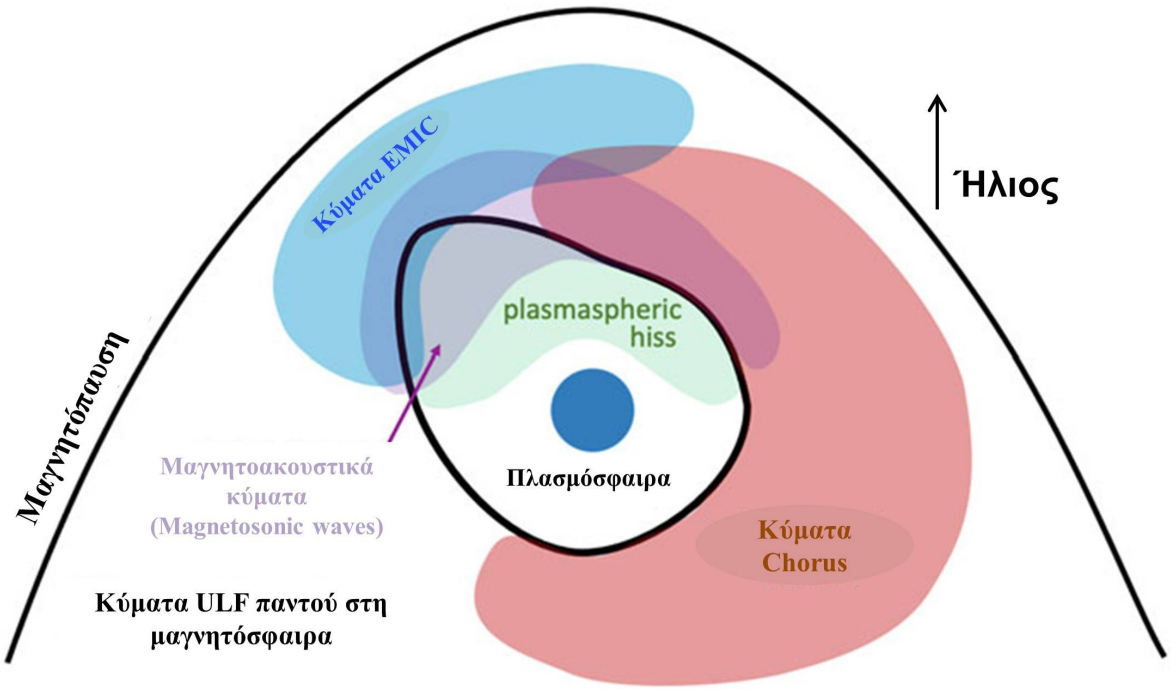
Στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας, παρατηρείται πληθώρα κυμάτων. Τα χαρακτηριστικά των κυμάτων που συνεισφέρουν στη μεταβλητότητα των παγιδευμένων πληθυσμών φορτισμένων σωματιδίων της εσώτερης μαγνητόσφαιρας (βλ. ενότητα 7.2 για λεπτομέρειες της τοπολογίας της) συνοψίζονται στον παρακάτω πίνακα 5.2, ενώ το σχήμα 5.11 περιγράφει τη χωρική τους κατανομή, η οποία αντικατοπτρίζει τις πηγές κάθε είδους κύματος, οι οποίες συζητιούνται στη συνέχεια της ενότητας.

5.3.1 Μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα στη γήινη μαγνητόσφαιρα

Η προηγούμενη ενότητα επικεντρώθηκε σε μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα που αναπτύσσονται και διαδίδονται σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο. Στο εσωτερικό της γήινης μαγνητόσφαιρας, ωστόσο, το μαγνητικό πεδίο είναι κατά προσέγγιση διπολικό. Επιπλέον, τα μήκη κύματος των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων με συχνότητες στην περιοχή των κυμάτων Pc4 και Pc5 είναι εξαιρετικά μεγάλα. Για παράδειγμα, εάν υποθέσουμε

Πίνακας 5.2: Οι χαρακτηριστικές συχνότητες, η πολικότητα και οι κυρίαρχες των κυμάτων που παρατηρούνται στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα της Γης (βασισμένο στους Koskinen & Kilpua, 2022 [3]).

Κύματα	**Συχνότητες**	**Πολικότητα**	**Γωνία του κυματανύσματος με το μαγνητικό πεδίο**
Pc 4 & 5 ULF κύματα	1.7 - 22 mHz	συνδυασμός τοροειδών και πολοειδών	κατά μήκος μέχρι κάθετα στο μαγνητικό πεδίο
κύματα EMIC	0.1 - 5 Hz ζώνη H^+: $< f_{cH^+}$ ζώνη He^+: $< f_{cHe^+}$	αριστερόστροφα κυκλικά	ζώνη $H+$: $\approx 0^o$ στον ισημερινό αυξάνεται με το πλάτος ζώνη $He+$: $\approx 30^o$ στον ισημερινό μεγαλώνει με το πλάτος
μαγνητοακουστικός θόρυβος	Hz - εκατοντάδες Hz	γραμμικά	$\approx 90^o$ στον ισημερινό
whistler mode chorus	0.5 - 10 kHz άνω ζώνη: 0.1 - 0.5 f_ce κάτω ζώνη: 0.5 - 1.0 f_ce	δεξιόστροφα κυκλικά	$\approx 0^o$ στον ισημερινό αυξάνεται με το γεωμαγνητικό πλάτος
plasmaspheric hiss	$\geq 100Hz$	δεξιόστροφα κυκλικά	$\approx 0^o$ στον ισημερινό αυξάνεται με το πλάτος



Σχήμα 5.11: Σχηματική αναπαράσταση των περιοχών επιρροής των διαφόρων τύπων κυμάτων πλάσματος στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα. Προσαρμοσμένο από: Koskinen και Kilpua, 2022 [3].

ότι η ταχύτητα Alfvèn στο επίπεδο του ισημερινού είναι 300 km/s, το μήκος κύματος ενός κύματος Pc5 με συχνότητα f = 2 mHz είναι περίπου ίσο με 10 R_E, δηλαδή είναι συγκρίσιμο με το μέγεθος της εσώτερης μαγνητόσφαιρας. Για τόσο μεγάλα μήκη κύματος, δεν ισχύει πλέον η υπόθεση του ομογενούς μαγνητικού πεδίου ούτε και οι ταλαντώσεις μπορούν να θεωρηθούν ότι είναι επίπεδα κύματα. Για τη λύση των μη γραμμικών εξισώσεων της μαγνητοϋδροδυναμικής θα πρέπει να ανατρέξουμε σε αριθμητικές μεθόδους.

Οι πρώτες παρατηρήσεις κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας έγιναν από το έδαφος [4] περίπου έναν αιώνα πριν βρεθεί η σχέση τους με το πλάσμα που γεμίζει το κοντινό διαστημικό περιβάλλον της Γης. Από τις

πρώτες μελέτες γεωμαγνητικών ταλαντώσεων που καταγράφηκαν από επίγεια παρατηρητήρια, τα κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας διαχωρίστηκαν σε επιμέρους κατηγορίες με κοινά χαρακτηριστικά.

Πίνακας 5.3: Κατηγοριοποίηση των κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας από το Πανεπιστήμιο του Oulu στη Φινλανδία. Πηγή: `http://magbase.rssi.ru/REFMAN/SPPHTEXT/ulf.html`

	Pc1	**Pc2**	**Pc3**	**Pc4**	**Pc5**
T (s)	0.2 - 5	5 - 10	10 - 45	45 - 150	150 - 600
f (Hz)	0.2 - 5	0.1 - 0.2	0.022 - 0.100	0.007 - 0.022	0.002 - 0.007

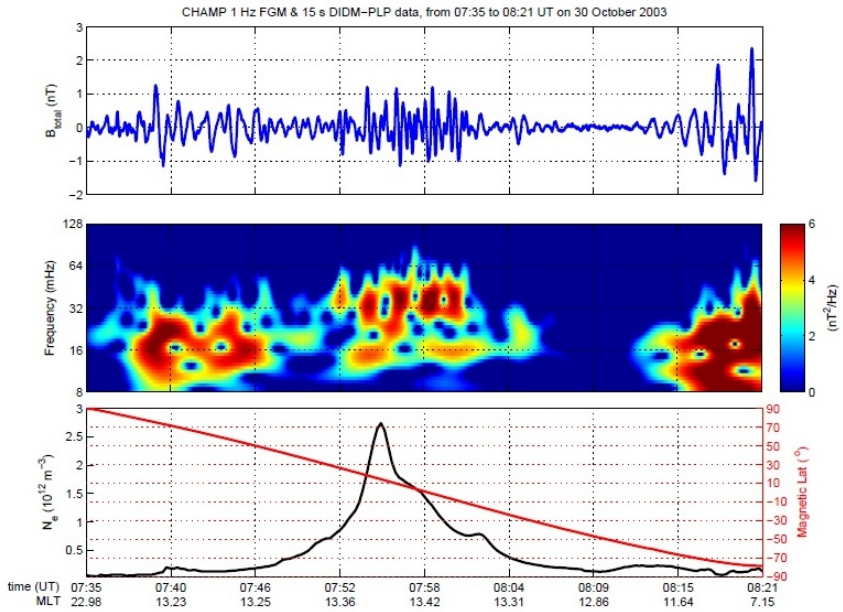
Οι συνεχείς ταλαντώσεις, με μορφή που θυμίζει συνημιτονοειδείς ταλαντώσεις και χαρακτηριστική συχνότητα, ονομάζονται pulsations continuous (Pc) και διαχωρίζονται ανάλογα με την περίοδό τους σε πέντε υποκατηγορίες. Τα ονόματα που έχουν δοθεί σε κάθε υποκατηγορία συνοψίζονται στον πίνακα 5.3 [5]. Ταλαντώσεις που χαρακτηρίζονται από ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων ονομάζονται irregular pulsations (Pi) και διαχωρίζονται σε δύο υποκατηγορίες, ανάλογα με το εύρος συχνοτήτων που καλύπτουν, όπως φαίνεται στον πίνακα 5.4.

Πίνακας 5.4: Κατηγοριοποίηση κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας με ακανόνιστη κυματομορφή από το Πανεπιστήμιο του Oulu στη Φινλανδία. Πηγή: `http://magbase.rssi.ru/REFMAN/SPPHTEXT/ulf.html`

	Pi1	**Pi2**
T (s)	1 - 40	40 - 150
f (Hz)	0.025 - 1	0.007 - 0.025

Ο Dungey (1954 και 1955) [6, 7] πριν από περισσότερο από μισό αιώνα ήταν ο πρώτος που συνέδεσε τις διακυμάνσεις του γεωμαγνητικού πεδίου που παρατηρούνται στο έδαφος με μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα που αναπτύσσονται και διαδίδονται στο διαστημικό περιβάλλον της Γης. Είχε τότε προτείνει ότι οι διακυμάνσεις αυτές πηγάζουν από στάσιμα κύματα που διαδίδονται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου της Γης και ανακλώνται στα άκρα των δυναμικών γραμμών που βρίσκονται στο άνω όριο της ιονόσφαιρας. Από τότε, η αρχική αυτή εξήγηση έχει εμπλουτιστεί και επιπλέον έχει επιβεβαιωθεί από παρατηρήσεις από δορυφόρους σε τροχιά γύρω από τη Γη. Το ίχνος εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας κυμάτων στο φάσμα μετρήσεων από το Challenging Minisatellite Payload (CHAMP) απεικονίζεται στο σχήμα 5.12.

Τα κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας στο κατά προσέγγιση διπολικό μαγνητικό πεδίο της Γης μπορεί να έχουν τα χαρακτηριστικά διατμητικών κυμάτων Alfvèn (shear Alfvèn waves) με το κυματάνυσμα παράλληλο στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου της Γης, όσο και ταχέων compressional κυμάτων, τα οποία διαδίδονται προς όλες τις κατευθύνσεις. Και η πολικότητα των κυμάτων εξαρτάται από τη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου της Γης, με το ηλεκτρικό πεδίο των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων να είναι πάντοτε κάθετο στο μαγνητικό πεδίο υποβάθρου και να έχει δύο συνιστώσες: E_r κατά την ακτινική κατεύθυνση με φορά προς τον ηλιακό άνεμο και E_ϕ κατά την αζιμουθιακή κατεύθυνση με φορά προς τα ανατολικά. Από την άλλη, το μαγνητικό πεδίο των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων μπορεί να έχει οποιαδήποτε κατεύθυνση. Το κύμα με μαγνητικό πεδίο κατά την αζιμουθιακή κατεύθυνση, B_ϕ χαρακτηρίζεται ως τοροειδές ή toroidal και αντιστοιχεί σε διατμητικό κύμα Alfvèn με ηλεκτρικό πεδίο κατά την ακτινική διεύθυνση, E_r. Τα πολοειδή ή poloidal κύματα είναι ταχέα κύματα που διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο υποβάθρου ή παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο υποβάθρου, και συνεπώς το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου τους είναι είτε B_p ή B_r. Το ηλεκτρικό πεδίο και στις δύο περιπτώσεις είναι κατά την αζιμουθιακή κατεύθυνση, E_ϕ. Τα μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα που παρατηρούνται στη γήινη μαγνητόσφαιρα είναι, βέβαια, συνδυασμός κυμάτων με διαφορετικές πολικότητες.



Σχήμα 5.12: Παράδειγμα κυμάτων με περίοδο της τάξης των μερικών δεκάδων δευτερολέπτων που καταγράφηκαν από τον δορυφόρο CHAMP στη διάρκεια της ισχυρής μαγνητικής καταιγίδας τον Οκτώβριο του 2003. Πηγή: Balasis et al. 2012 [8].

5.3.1.1 Πηγές κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας Pc4-5

Από τα κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας που παρατηρούνται μέχρι και την επιφάνεια της Γης ως περιοδικές διακυμάνσεις του μαγνητικού πεδίου, τα Pc4-5 waves συνεισφέρουν στη μεταβλητότητα του πληθυσμού των ηλεκτρονίων της εξωτερικής ζώνης Van Allen. Στη συνέχεια, μόνο κάποιες πηγές των συγκεκριμένων κυμάτων περιγράφονται επιγραμματικά. Μία πιο λεπτομερής περιγραφή είναι διαθέσιμη στο βιβλίο των Koskinen & Kilpua [3].

Κύματα Alfven στον ηλιακό άνεμο

Ο ηλιακός άνεμος μεταφέρει κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας (της τάξης των mHz), κάποια από τα οποία έχουν την πηγή τους στον Ήλιο και διαδίδονται μέχρι τις παρυφές της γήινης μαγνητόσφαιρας [9, 10]. Οι διακυμάνσεις του μαγνητικού πεδίου και της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου που φέρει κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας έχουν συνήθως ακανόνιστη μορφή. Οι επιμέρους συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου και της ταχύτητας, ωστόσο, παρουσιάζουν ομοιότητες ως αποτέλεσμα της συσχέτισης διακυμάνσεων της ταχύτητας και του μαγνητικού πεδίου που οφείλονται σε κύματα Alfvèn. Από την άλλη, το πλάτος του μαγνητικού πεδίου και η πυκνότητα πλάσματος παραμένουν σταθερά.

Διακυμάνσεις της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου

Περιοδικές μεταβολές της πυκνότητας και κατ' επέκταση της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου μεταβάλλουν περιοδικά το μέγεθος της μαγνητοσφαιρικής κοιλότητας. Το μαγνητικό πεδίο της Γης αυξάνεται και μειώνεται καθώς η μαγνητόπαυση πλησιάζει και απομακρύνεται από τη Γη. Οι Kepko et al. (2002) [11] παρατήρησαν ότι το φάσμα της δυναμικής πίεσης παρουσιάζει πολλαπλά μέγιστα στις συχνότητες $f = 0.4, 0.7, 1.0$ και $1.3 mHz$. Τα κύματα αυτά έχουν την πηγή τους σε δομές στον ηλιακό άνεμο με διαστάσεις μεταξύ 5 και 10,000 Mm στη γειτονιά της Γης, τις οποίες μεταφέρουν στεμματικές εκτινάξεις μάζας, ή δη-

μιουργούνται κατά τη ροή του ηλιακού ανέμου προς τις εξωτερικές περιοχές της ηλιόσφαιρας [12].

Πέρα από περιοδικές διακυμάνσεις της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου, κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας μπορεί να έχουν επίσης την πηγή τους σε απότομες αυξήσεις της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου, που δημιουργούν ροές πλάσματος υψηλής ταχύτητας (jets) στη μαγνητοθήκη. Αυτές οι ροές πλάσματος έχουν μέγεθος μέχρι μερικές ακτίνες Γης (R_E) και παρατηρούνται όσο το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο έχει ακτινική διεύθυνση [13]. Σύμφωνα με τις παρατηρήσεις αυτές, οι σύντομης διάρκειας αυξήσεις της πίεσης του ηλιακού ανέμου μπορεί να δημιουργούνται από την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με το τοξοειδές κρουστικό κύμα (bow shock) της Γης, καθώς και τα πρόδρομα κρουστικά κύματα ιόντων και ηλεκτρονίων.

Μία απότομη αύξηση της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου που την ακολουθεί η εμφάνιση ροής πλάσματος υψηλής ταχύτητας στη μαγνητοθήκη, θα παραμορφώσει τοπικά τη μαγνητόπαυση [14, 15]. Στη συνέχεια, η μαγνητόπαυση μπορεί να επανέλθει στην προηγούμενη θέση της δημιουργώντας ροή πλάσματος προς τον Ήλιο. Οι δίνες που αναπτύσσονται ως αποτέλεσμα της τοπικής παραμόρφωσης της μαγνητόπαυσης παράγουν ζεύγη αντίθετης κατεύθυνσης ηλεκτρικών ρευμάτων κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου (field-aligned currents ή FAC) που κλείνουν στην ιονόσφαιρα σαν οριζόντια ρεύματα Pedersen (βλ. επίσης ενότητα 7.3.3). Πέρα από μία πηγή ηλεκτρικών πεδίων στην ιονόσφαιρα, τα FAC διαμορφώνουν τη μορφή με την οποία παρατηρούνται οι διαταραχές του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης [16]. Διακυμάνσεις των FAC με τον χρόνο αντικατοπτρίζουν την αντίστοιχη μεταβολή με τον χρόνο της αρχικής διαταραχής.

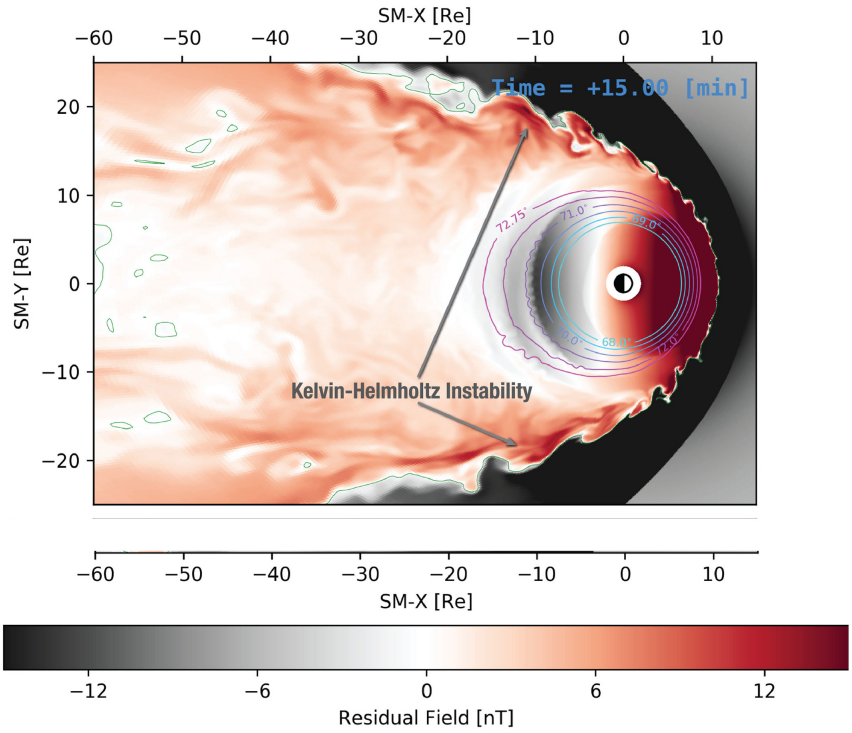
Το τοξοειδές κρουστικό κύμα και τα πρόδρομα κρουστικά κύματα

Ιόντα, τα οποία κινούνται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου που εφάπτονται στο τοξοειδές κρουστικό κύμα της Γης, δημιουργούν ένα πρόδρομο κρουστικό κύμα ιόντων (ion foreshock). Εκτός από τα ιόντα, ηλεκτρόνια τα οποία ανακλώνται στο κρουστικό κύμα της Γης κινούνται στη συνέχεια με κατεύθυνση προς τον Ήλιο, ολισθαίνοντας κατά μήκος του ηλεκτρικού πεδίου του ηλιακού ανέμου και δημιουργούν ένα πρόδρομο κρουστικό κύμα ηλεκτρονίων (electron foreshock). Κατά την αλληλεπίδρασή τους με τον ηλιακό άνεμο, αυτά τα φορτισμένα σωματίδια παράγουν μία πληθώρα κυμάτων ως αποτέλεσμα ασταθειών ion cyclotron [17, 18, 19]. Κοντά στο ion foreshock, δέσμες ιόντων παράλληλες στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου του ηλιακού ανέμου παράγουν μικρής έντασης κύματα με συχνότητες της τάξης του 1 Hz. Σε μεγαλύτερες γωνίες ως προς τις μαγνητικές γραμμές, όπου η κατανομή των ιόντων έχει μειωθεί, εμφανίζονται κύματα σχετικά μεγάλης έντασης, αλλά μικρότερης συχνότητας. Ανάλογα με τη γωνία που σχηματίζει το μαγνητικό πεδίο του ηλιακού ανέμου με τη διεύθυνση Γης-Ήλιου, τα κύματα που φέρει ο ηλιακός άνεμος, όπως και τα κύματα που δημιουργούνται στο κρουστικό κύμα της Γης μπορούν να εισχωρήσουν στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας [20].

Κύματα Kevin-Helmholtz στη μαγνητόπαυση

Διαταραχές που παρατηρούνται στη μαγνητόπαυση της Γης μπορεί να είναι αποτέλεσμα της αστάθειας Kelvin-Helmholtz (βλ. ενότητα 4.4.3), η οποία αναπτύσσεται όταν η διαφορά ταχύτητας μεταξύ του ηλιακού πλάσματος και του πλάσματος στο εσωτερικό της μαγνητοθήκης γίνει μεγαλύτερη από μία κρίσιμη τιμή (σχήμα 5.13). Τα επιφανειακά κύματα που αναπτύσσονται, όπως οι κυματισμοί στην επιφάνεια της θάλασσας όταν φυσάει αέρας, διαδίδονται στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας προκαλώντας την ανάπτυξη field line resonances ή FLR. Ειδικότερα, σε περιόδους που το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο στρέφεται προς βορρά, αναμένεται να παρατηρηθούν ταλαντώσεις στις πλευρές (flanks) της μαγνητόσφαιρας προς την ανατολή και τη δύση [21]. Στρόβιλοι μπορούν να αναπτυχθούν λόγω της αστάθειας Kelvin-Helmholtz και όσο το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο έχει κατεύθυνση προς νότο [22]. Ωστόσο, οι σχηματιζόμενοι στρόβιλοι είναι ασταθείς σε διαταραχές όπως μαγνητικοί σωλήνες ροής (flux ropes), οι οποίοι αποδιοργανώνουν το σύστημα στροβίλων που έχει αναπτυχθεί ταχύτερα από τους στροβίλους που έχουν σχηματιστεί όταν το μεσοπλανητικό

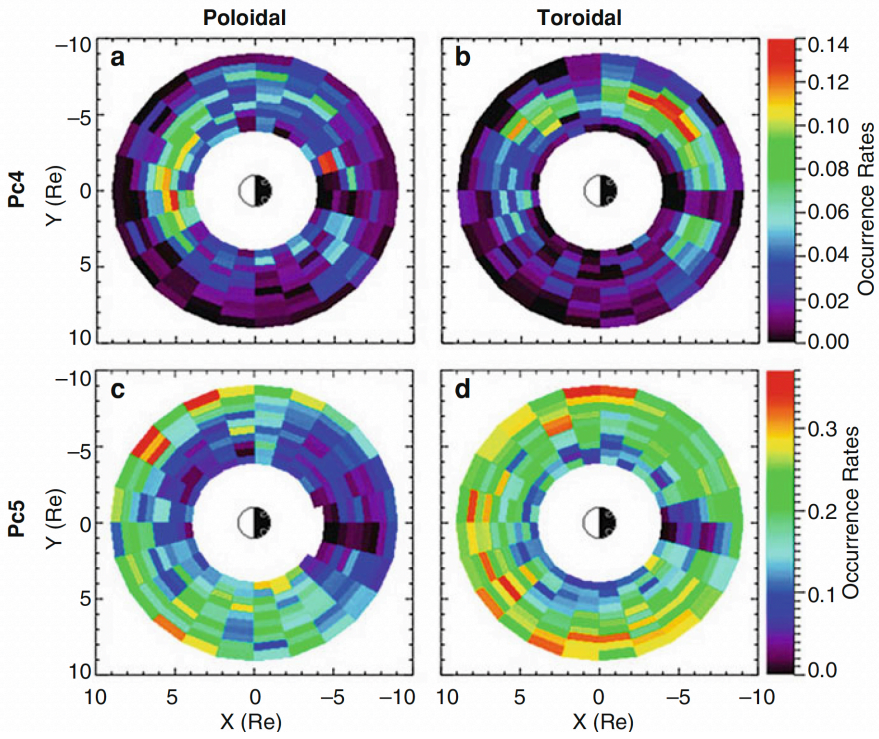
μαγνητικό πεδίο ήταν στραμμένο προς βορρά.



Σχήμα 5.13: Κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας που παρατηρούμε στο εσωτερικό της γήινης μαγνητόσφαιρας σχετίζονται με κύματα που αναπτύσσονται ως αποτέλεσμα της αστάθειας Kelvin-Helmholtz στη μαγνητόπαυση. Πηγή: Sorathia et al. 2020 [21].

5.3.1.2 Χωρική κατανομή των κυμάτων εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας

Κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας παρατηρούνται από τη μαγνητόπαυση της Γης μέχρι το ανώτερο όριο της ιονόσφαιρας. Τα χαρακτηριστικά τους, ωστόσο, διαφοροποιούνται ανάλογα με τις συνθήκες που επικρατούν στον ηλιακό άνεμο και το επίπεδο της γεωμαγνητικής δραστηριότητας. Η συσχέτιση διαταραχών στον μεσοπλανητικό χώρο με κύματα που παρατηρούνται στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας περιπλέκεται από την αλληλοεξάρτηση μεταξύ των επιμέρους παραμέτων του ηλιακού ανέμου [23]. Από την άλλη, ο προσδιορισμός της πολικότητας των ULF waves απαιτεί μετρήσεις των επιμέρους συνιστωσών του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου, οι οποίες δεν είναι πάντοτε διαθέσιμες. Η πιο πλήρης εικόνα της χωρικής κατανομής ULF waves που σχηματίστηκε από τους Liu et al. (2009) [24] απεικονίζεται στο σχήμα 5.14 και βασίστηκε σε μετρήσεις από τα μαγνητόμετρα και τα όργανα καταγραφής του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου των πέντε δορυφόρων της αποστολής THEMIS. Σε περισσότερες από 3,000 ώρες παρατήρησης, κύματα Pc4 παρατηρήθηκαν πιο συχνά σε αποστάσεις 5 - 6 R_E, ενώ κύματα Pc5 σε αποστάσεις 7 - 9 R_E. Στο ημερήσιο τμήμα της μαγνητόσφαιρας, παρατηρήθηκαν κυρίως poloidal κύματα, που η εμφάνισή τους σχετίζεται με διαταραχές που μεταφέρει ο ηλιακό άνεμος, ενώ toroidal κύματα που παρατηρήθηκαν προς τη δυτική πλευρά της νυχτερινής μαγνητόσφαιρας έχουν την πηγή τους σε εγχύσεις ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος ή από τη μαγνητοουρά. Οι Georgiou et al. (2018) [25] κατέδειξαν την παρουσία ενισχυμένης έντασης κυμάτων Pc5 κατά την φάση ανάκαμψης γεωμαγνητικών καταιγίδων που χαρακτηρίζονται από ενίσχυση του πληθυσμού ηλεκτρονίων στην εξωτερική ζώνη ακτινοβολίας σε σχέση με καταιγίδες που ακολουθούνται από σημαντικές απώλειες ηλεκτρονίων, όπως θα συζητηθεί σε επόμενες ενότητες.



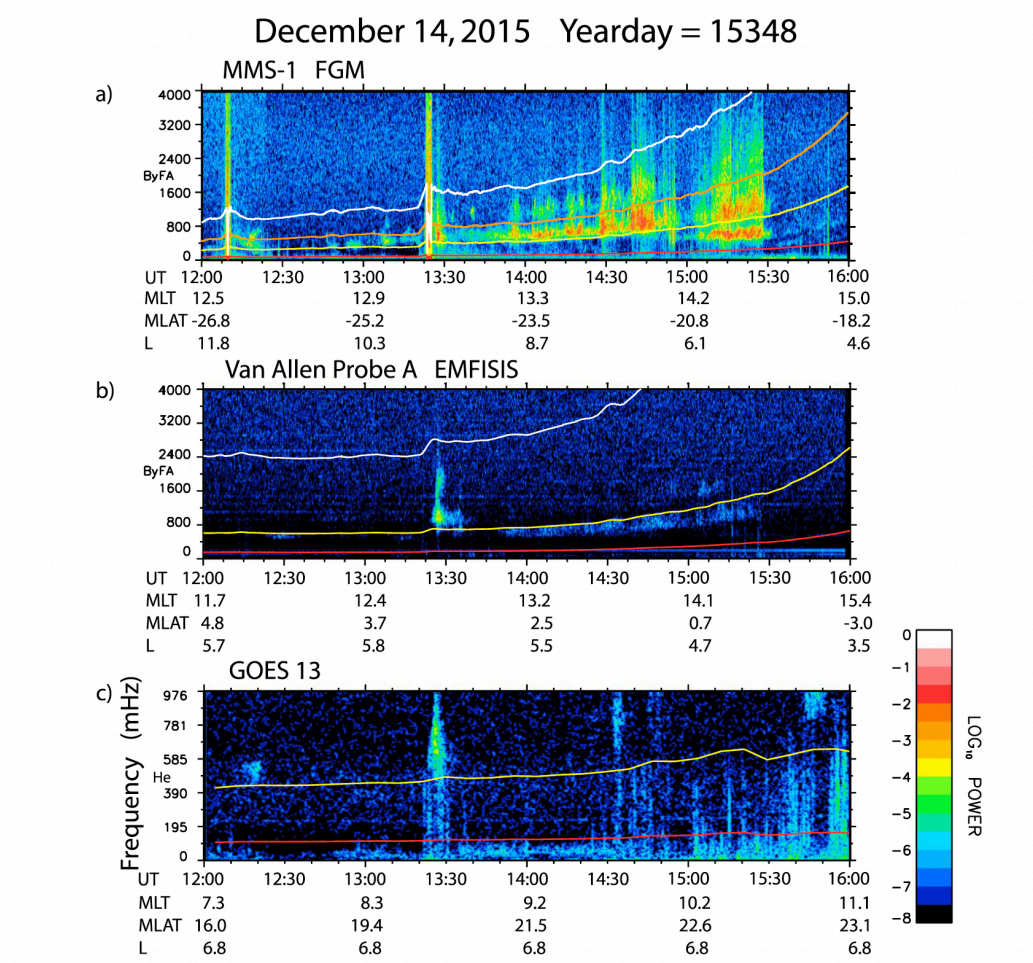
Σχήμα 5.14: Η χωρική κατανομή της συχνότητας εμφάνισης πολοειδών και τοροειδών κυμάτων Pc4 και Pc5 σε αποστάσεις που κυμαίνονται από 4 μέχρι 9 R_E. Πηγή: Liu et al. 2009 [24].

5.3.2 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα στη γήινη μαγνητόσφαιρα

5.3.2.1 Κύματα EMIC στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα

Η περιοχή συχνοτήτων που καλύπτουν τα κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας Pc1 περιλαμβάνει τα electromagnetic ion cyclotron (EMIC) κύματα με συχνότητες χαμηλότερες από την τοπική γυροσυχνότητα των ιόντων του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος, ω_{ic} αλλά υψηλότερες από τα κύματα Pc4-5. Πρόκειται για αριστερόστροφα πολωμένα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο και είχαν συζητηθεί στην ενότητα 5.2.3.2. Στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα κυριαρχούν πρωτόνια, H^+, ιόντα ηλίου, He^+, και οξυγόνου, O^+, με τα δύο τελευταία να έχουν την πηγή τους στην ιονόσφαιρα και συνεπώς, ταυτόχρονα παρατηρούνται κύματα και των τριών διαφορετικών πληθυσμών, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.15. Στην περιοχή συχνοτήτων μεταξύ της γυροσυχνότητας των πρωτονίων και των ιόντων ηλίου εμφανίζονται κύματα με πηγή ιόντα υδρογόνου και μεταξύ της γυροσυχνότητας των ιόντων ηλίου και οξυγόνου κύματα με πηγή ιόντα ηλίου.

Παρόμοια κύματα EMIC αναπτύσσονται κοντά στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού, όπου συγκεντρώνονται πληθυσμοί ιόντων με ενέργεια που κυμαίνεται μεταξύ 10 και 100 keV και χαρακτηρίζονται από θερμική ανισοτροπία [27, 28]. Τόσο στη διάρκεια μαγνητικών υποκαταιγίδων όσο και καταιγίδων, ηλεκτρικά φορτισμένα σωματίδια εγχύονται από τη μαγνητοουρά και κινούνται προς περιοχές με ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο, διατηρώντας στην πορεία τους τις αδιαβατικές αναλλοίωτες της κίνησής τους (βλ. ενότητα 3.4). Ειδικότερα, καθώς διατηρείται η μαγνητική ροπή, (μ), αυξάνεται η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητάς τους και συνεπώς η ενέργειά τους κάθετα στο μαγνητικό πεδίο μέσω του μηχανισμού επιτάχυνσης betatron. Εφόσον διατηρείται και η διαμήκης αδιαβατική αναλλοίωτη, J, η διαδρομή μεταξύ των σημείων ανάκλασής τους στο βόρειο και το νότιο ημισφαίριο γίνεται συνεχώς συντομότερη και αυξάνεται η ενέργειά τους παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο μέσω του μηχανισμού επιτάχυνσης Fermi. Η διατήρηση της μαγνητικής ροπής έχει ως αποτέλεσμα η κατανομή των σωματιδίων να επεκτείνεται κατά τη διεύθυνση κάθετα στο μαγνητικό πεδίο σε μεγαλύτερο βαθμό από ό,τι η διατήρηση της διαμήκους αδιαβατικής αναλλοίωτης, με αποτέλεσμα $T_\perp/T_\parallel > 1$.

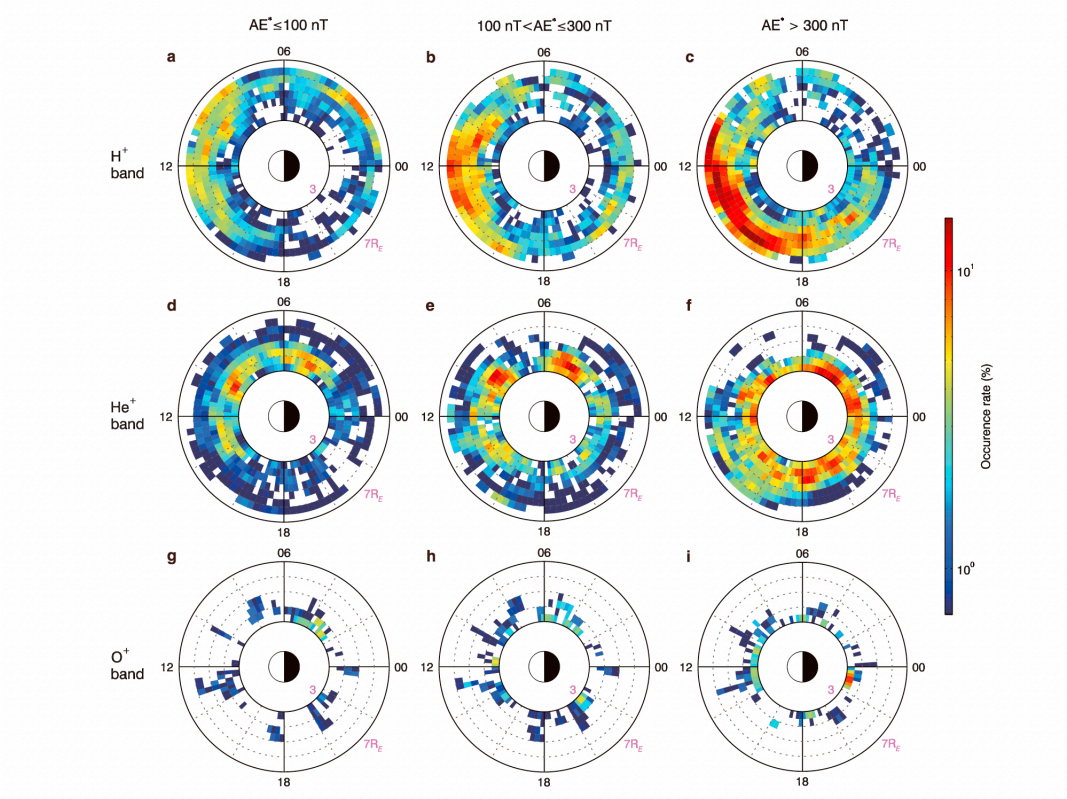


Σχήμα 5.15: Φασματογράφημα κυμάτων EMIC που παρατηρήθηκαν από τις αποστολές Magnetospheric Multiscale (MMS), Van Allen Probes και GOES, με συχνότητες μεταξύ της γυροσυχνότητας ιόντων υδρογόνου, $H+$ (λευκή γραμμή), ηλίου, $He+$ και $He++$ (πορτοκαλί και κίτρινη γραμμή), καθώς και οξυγόνου, $O+$ (κόκκινη γραμμή). Πηγή: Engebretson et al. 2018 [26].

Χωρική κατανομή των κυμάτων EMIC

Κύματα EMIC παρατηρούνται σε μαγνητοκελύφη μεγαλύτερα από $L = 3$ σε όλα τα γεωμαγνητικά μήκη (MLT). Ειδικότερα, τα κύματα με πηγή ιόντα υδρογόνου, H^+, παρατηρούνται πιο συχνά στο ημερήσιο τμήμα της μαγνητόσφαιρας, σε μαγνητοκελύφη $5 < L < 6.5$ και γεωμαγνητικά μήκη $9 < MLT < 16$, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.16. Από την άλλη, κύματα με πηγή ιόντα ηλίου, He^+, παρατηρούνται πιο συχνά στο ανατολικό ημισφαίριο της μαγνητόσφαιρας, σε γεωμαγνητικά πλάτη $3 < MLT < 6$ και $8 < MLT < 11$. Μέσα από λεπτομερή στατιστική ανάλυση μετρήσεων της αποστολής Van Allen Probes που κάλυπταν τη χρονική περίοδο από τον Σεπτέμβριο 2012 μέχρι τον Δεκέμβριο 2017, οι Chen et al. 2019 [29] ανέδειξαν ότι η ανάπτυξη κυμάτων EMIC εξαρτάται ακόμα από το επίπεδο της γεωμαγνητικής δραστηριότητας, όπως και των «σφυριχτών» κυμάτων, που θα συζητηθούν στη συνέχεια. Στη διάρκεια υποκαταιγίδων και καταιγίδων, το πλάτος των κυμάτων με πηγή ιόντα ηλίου, He^+, αναμένεται να είναι μεγαλύτερο από αυτό των κυμάτων με πηγή ιόντα υδρογόνου, H^+, ενώ παρατηρήσεις κυμάτων με πηγή ιόντα οξυγόνου, O^+, είναι περιορισμένες και τα πλάτη τους είναι σχετικά μικρά.

Η χωρική κατανομή των κυμάτων EMIC μπορεί να ερμηνευτεί μέσα από το πρίσμα των υπέρθερμων πληθυσμών ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος που συνυπάρχουν με το ψυχρό πλάσμα της πλασμόσφαιρας (plasmaspheric plume) στο δυτικό τμήμα της μαγνητόσφαιρας (βλ. ενότητα 7.4.1). Παράλληλα, η συμπίεση της



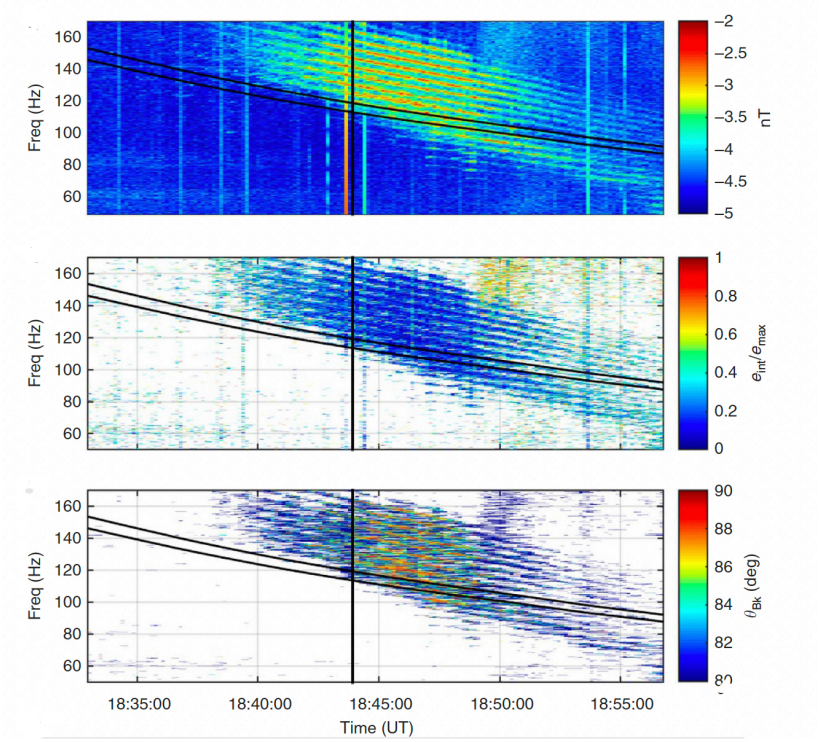
Σχήμα 5.16: Η συχνότητα εμφάνισης κυμάτων EMIC με πηγή ιόντα υδρογόνου, H^+, ηλίου, He^+, και οξυγόνου, O^+ κάτω από διαφορετικές συνθήκες στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, όπως περιγράφονται από τον δείκτη γεωμαγνητικής δραστηριότητας AE. Πηγή: Chen et al. 2019 [29].

γήινης μαγνητόσφαιρας στο προσήλιο τμήμα της από τον ηλιακό άνεμο ευνοεί τον διαχωρισμό φορτισμένων σωματιδίων με διαφορετική γωνία κλίσης (drift shell splitting) και την παγίδευσή τους σε μεγάλα γεωμαγνητικά πλάτη, καθώς ακολουθούν πολύπλοκες διαδρομές Shabansky [30]. Ο συνδυασμός τους έχει ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη τοπικής θερμικής ανισοτροπίας στο ημερήσιο τμήμα της μαγνητόσφαιρας, $T_\perp/T_\parallel > 1$, και προσφέρει συνθήκες κατάλληλες για την ανάπτυξη κυμάτων EMIC [31].

5.3.2.2 Μαγνητοακουστικός θόρυβος στο ισημερινό επίπεδο

Ηλεκτρομαγνητικά κύματα που διαδίδονται κάθετα στο γεωμαγνητικό πεδίο με συχνότητα μεγαλύτερη από τη γυροσυχνότητα των πρωτονίων ω_{pc}, αλλά μικρότερη της κάτω υβριδικής συχνότητας $\omega_L \approx \sqrt{\omega_{ec}\omega_{pc}}$ παρατηρήθηκαν για πρώτη φορά στην αρχή της δεκαετίας του 1970 [33]. Παρατηρούνται, ωστόσο, συχνά στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα και συγκεκριμένα, εμφανίζονται κατά τις διαβάσεις διαστημοπλοίων από το επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού σε ποσοστό 60%. Τα φασματογραφήματα που καταγράφονται συνήθως παρουσιάζουν μονάχα πτυχές της οργάνωσής τους σε διακριτές ζώνες συχνότητας πολλαπλάσιας της γυροσυχνότητας των πρωτονίων, όπως διακρίνονται στο σχήμα 5.17. Οι Balikhin et al. 2015 [32] υπολόγισαν ότι οι συχνότητες των επιμέρους ζωνών που εμφανίζει ο μαγνητοακουστικός θόρυβος που καταγράφηκε από την αποστολή Cluster αντιστοιχούν στη 17η μέχρι και την 30ή αρμονική της γυροσυχνότητας των πρωτονίων.

Η προέκταση αυτή των ταχέων μαγνητοακουστικών κυμάτων της μαγνητοϋδροδυναμικής θεωρίας (βλ. ενότητα 5.2.1.3) σε συχνότητες από 1 μέχρι 100 Hz, που υπερβαίνουν τη γυροσυχνότητα των πρωτονίων, παίζει σημαντικό ρόλο τόσο στις μεταβολές που παρατηρούνται στον πληθυσμό ηλεκτρονίων των ζωνών ακτινοβολίας, όσο και στον πληθυσμό ιόντων στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, όπως ιόντων ηλίου. Η πηγή τους ταυτοποιήθηκε με αστάθειες του πληθυσμού πρωτονίων του δακτυλιοειδούς σχηματισμού που τροφοδοτεί-



Σχήμα 5.17: Από πάνω προς τα κάτω: Φασματογράφημα της B_z συνιστώσας ηλεκτρομαγνητικού θορύβου, όπως καταγράφηκε από το διαστημόπλοιο Tango της αποστολής Cluster στις 6 Ιουλίου 2013, η πολικότητα των μαγνητοακουστικών κυμάτων, όπου τιμές κοντά στο 1 υποδεικνύουν κυκλικά πολωμένα κύματα και κοντά στο 0 γραμμικά πολωμένα κύματα, η γωνία του μαγνητικού τους πεδίου ως προς το γεωμαγνητικό πεδίο. Πηγή: Balikhin et al. 2015 [32].

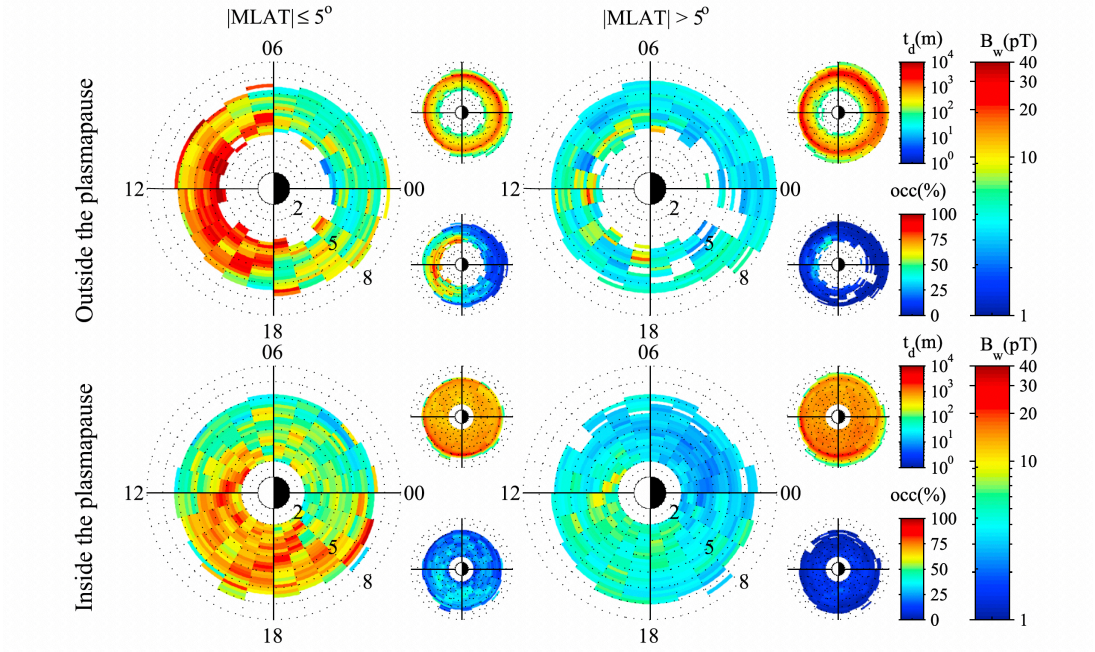
ται από ιόντα του φύλλου πλάσματος και του δακτυλιοειδούς ρεύματος στη διάρκεια μαγνητικών καταιγίδων [34]. Συγκεκριμένα, όπου η κατανομή της ταχύτητας των ιόντων, $f(u_{\|}, u_{\perp})$ εμφανίζει θετική κλίση, δηλαδή:

$$\frac{\partial f\left(u_{\|}, u_{\perp}\right)}{\partial u_{\perp}} > 0 \tag{5.72}$$

υπάρχει ενέργεια διαθέσιμη για την ανάπτυξη μαγνητοακουστικών κυμάτων με ρυθμό που εμφανίζει μέγιστο σε πολλαπλάσια της γυροσυχνότητας των ιόντων. Αναπτύσσονται κοντά στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού, όπου η γωνία κλίσης (pitch angle) των φορτισμένων σωματιδίων είναι περίπου ίση με 90^o και η συνιστώσα της ταχύτητάς τους παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο υποβάθρου, $u_{\|}$, αρκετά μικρή ώστε να μεγιστοποιηθεί η βαθμίδα της κατανομής $f(u_{\|}, u_{\perp})$.

Χωρική κατανομή του μαγνητοακουστικού θορύβου

Μαγνητοακουστικός θόρυβος ανιχνεύεται σχεδόν αποκλειστικά στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού τόσο μέσα όσο και έξω από την πλασμόσφαιρα, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 5.18. Ισχυρότερα κύματα παρατηρούνται πιο συχνά στο ημερήσιο τμήμα της μαγνητόσφαιρας προς τη δύση, όπου οι Kim & Shprits (2018) [36] προσδιόρισαν το μέγιστο της κατανομής πρωτονίων στον δακτύλιο που σχηματίζεται από εγχύσεις ιόντων σε περιόδους γεωμαγνητικής δραστηριότητας. Ο δακτυλιοειδής σχηματισμός πρωτονίων με ενέργεια μεγαλύτερη των $10keV$, η οποία χαρακτηρίζεται από θετική διαβάθμιση κάθετα στο μαγνητικό πεδίο υποβάθρου, γίνεται ασταθής σε ταχύτητες μεγαλύτερες από την τοπική ταχύτητα Alfvèn [37]. Συγκεκριμένα, ο μαγνητοακουστικός θόρυβος με ιδιότητες παρόμοιες με αυτές μαγνητοακουστικών κυμάτων που αναπτύσσονται σε ψυχρό πλάσμα είναι αποτέλεσμα της αστάθειας Bernstein.



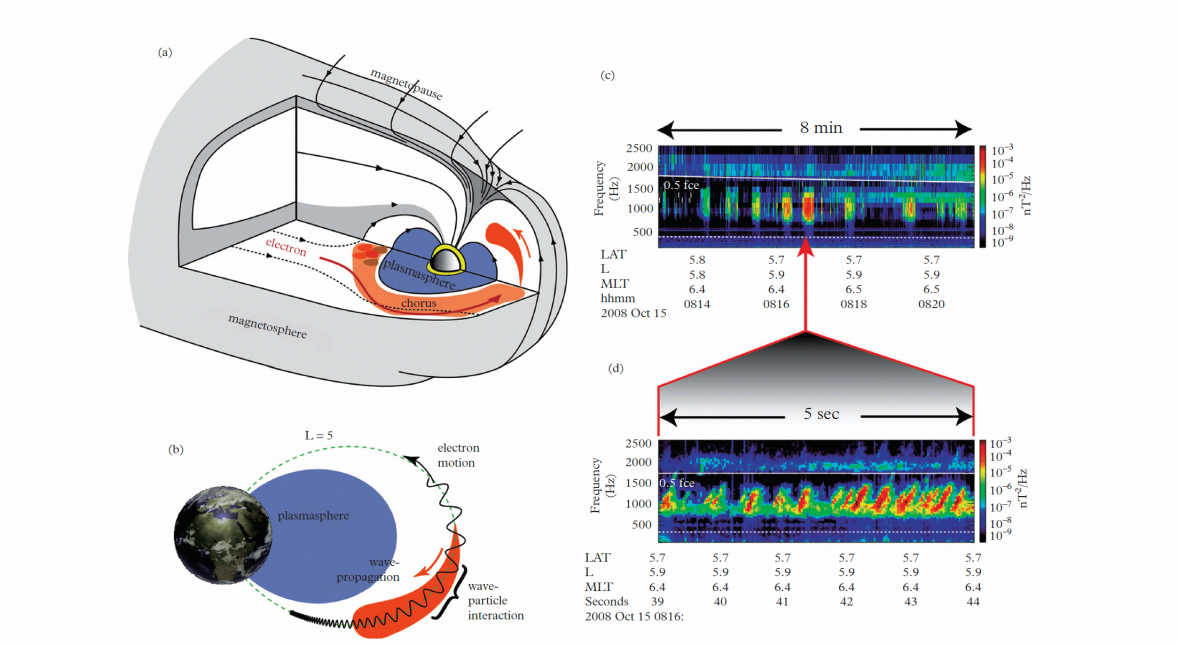
Σχήμα 5.18: Χαρτογράφηση του μέσου πλάτους των μαγνητοακουστικών κυμάτων που καταγράφηκαν μεταξύ Οκτωβρίου 2012 και Δεκεμβρίου 2015 μέσα και έξω από την πλασμόσφαιρα επάνω στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού (αριστερά) και σε μεγαλύτερα μαγνητικά πλάτη. Πηγή: Kim et al. 2017 [35].

5.3.2.3 «Σφυριχτά» κύματα εξωτερικά της πλασμόσφαιρας

Τα ηλεκτρομαγνητικά σφυριχτά κύματα πολύ χαμηλής συχνότητας (very low frequency - VLF waves) μπορεί να έχουν την πηγή τους σε ηλεκτρικές εκκενώσεις που παρατηρούνται στην ατμόσφαιρα της Γης στη διάρκεια καταιγίδων (βλ. ενότητα 5.2.3.2). Τα σφυριχτά κύματα ή whistlers σε αυτή την περίπτωση θα πρέπει να έχουν διαδοθεί κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου από το ένα ημισφαίριο της Γης μέχρι σε κάποιον σταθμό παρατήρησης στο άλλο ημισφαίριο. Μικρής διασποράς ενέργεια που εκλύεται από αστραπές και κεραυνούς στη διάρκεια καταιγίδων και διαδίδεται δια μέσου ανακλάσεων και διαθλάσεων μεταξύ της ιονόσφαιρας και της επιφάνειας της Γης μέχρι το σημείο παρατήρησης αποτελεί την πηγή των συγκεκριμένων σφυριχτών κυμάτων, που χαρακτηρίζονται από συχνότητα που μειώνεται με τον χρόνο.

Από την άλλη, τα σφυριχτά κύματα τα οποία «ακούγονται» εξωτερικά της πλασμόσφαιρας σαν «χορωδία» (chorus) και συνεισφέρουν τόσο στην επιτάχυνση ηλεκτρονίων στην εξωτερική ζώνη ακτινοβολίας Van Allen όσο και στη σκέδασή τους προς την ατμόσφαιρα της Γης χαρακτηρίζονται από σύντομης διάρκειας εκπομπές, με συνήθως αυξανόμενη συχνότητα στην περιοχή συχνοτήτων των kHz. Σύμφωνα ακόμα με τη σχηματική αναπαράσταση του σχήματος 5.19(a), τα whistler mode chorus waves παρατηρούνται επάνω στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού σε μία περιοχή που εκτείνεται από τη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα μέχρι την ημερήσια πλευρά της προς την ανατολή. Η περιοχή όπου παρατηρούνται υποδεικνύει την πηγή τους, η οποία βρίσκεται σε αστάθειες στον πληθυσμό ηλεκτρονίων του φύλλου πλάσματος στη μαγνητοουρά [38]. Συγκεκριμένα, αναπτύσσονται από πληθυσμούς υπέρθερμων ηλεκτρονίων με ενέργεια που κυμαίνεται μεταξύ 1 και 100 keV, όταν αυτοί χαρακτηρίζονται από θερμική ανισοτροπία. Για παράδειγμα, όταν η διαφορά $T_{\parallel} < T_{\perp}$ που παρατηρείται συνήθως στην περιοχή των ζωνών ακτινοβολίας είναι αρκούντως μεγάλη σε περιόδους γεωμαγνητικής δραστηριότητας [39], οπότε και εγχύονται προς το εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας ακολουθώντας διαδρομή γύρω από την πλασμόπαυση. Το δε μέγιστο της διαφοράς αναμένεται επάνω στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού, όπου η ένταση του μαγνητικού πεδίου γίνεται ελάχιστη κατά μήκος των δυναμικών γραμμών και μεγιστοποιείται η πιθανότητα ανάπτυξης κυμάτων με διεύθυνση παράλληλη στο μαγνητικό πεδίο υποβάθρου.

Όπως είναι αναμενόμενο, τα σφυριχτά κύματα διαδίδονται παράλληλα ή σχεδόν παράλληλα στο μαγνητικό



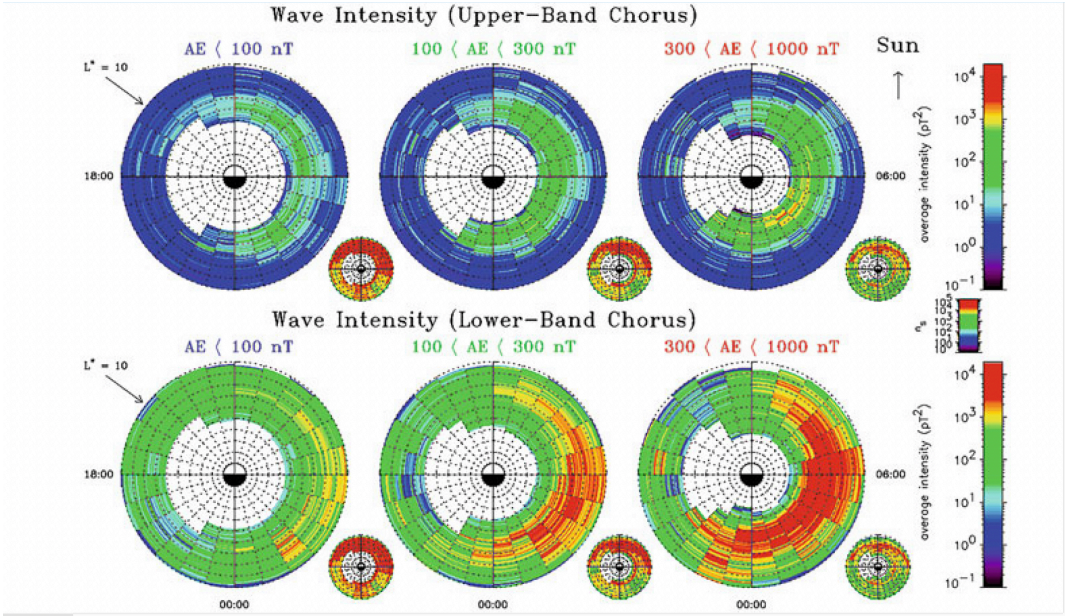
Σχήμα 5.19: (a) Τα σφυριχτά κύματα πολύ χαμηλής συχνότητας παρατηρούνται στο επίπεδο της μαγνητικού ισημερινού, στο τμήμα της μαγνητόσφαιρας προς την ανατολή. (b) Τα κύματα καθώς διαδίδονται πέρα από το ισημερινό επίπεδο εξασθενούν. (c) Κύματα καταγράφηκαν από τον δορυφόρο της διαστημικής αποστολής THEMIS σε δύο περιοχές συχνοτήτων με μία περιοχή παύσης σε συχνότητα περίπου ίση με ω_{ec}. (d) Επιμέρους κυματοπακέτα αποτελούνται από σύντομες εκπομπές με συχνότητα που συνήθως αυξάνεται με τον χρόνο παρατήρησης. Πηγή: Bortnik et al. 2016 [40].

πεδίο υποβάθρου επάνω στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού. Η απόκλισή τους από τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου μειώνεται όσο αυξάνεται το γεωμαγνητικό πλάτος όπου παρατηρούνται. Σε μεγαλύτερες γωνίες η εξασθένηση των κυμάτων γίνεται ισχυρότερη, καθώς υπέρθερμα ηλεκτρόνια με ενέργεια της τάξης του 1 keV απορροφούν όλο και περισσότερη ενέργειά τους (βλ. Landau damping στην ενότητα 5.1.2). Σε αντίθεση με τα διατμητικά κύματα Alfvèn, τα συγκεκριμένα κύματα εξασθενούν μέσα από την αλληλεπίδραση με τα ηλεκτρόνια του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος κοντά στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού και δεν φτάνουν να ανακλαστούν στην ιονόσφαιρα.

Στα φασματογραφήματα του σχήματος 5.19(c) και (d), διακρίνονται δύο περιοχές συχνοτήτων όπου παρατηρούνται χορωδιακά κύματα: τη χαμηλότερη ζώνη σε συχνότητες $0.1 f_{ec} < f < 0.5 f_{ec}$ και τη μικρότερης έντασης ανώτερη ζώνη σε συχνότητες $0.5 f_{ec} < f < f_{ec}$. Επιπλέον, ενώ στο άνω φασματογράφημα απεικονίζονται μία σειρά από κυματοπακέτα σύντομης χρονικής διάρκειας (μεταξύ 10 και 20 δευτερολέπτων), στο κάτω φασματογράφημα, το κυματοπακέτο όπου έχει εστιαστεί, αποτελείται από πλήθος κυματιδίων με χρονική διάρκεια μικρότερη του 1 δευτερολέπτου, τα οποία όλα μαζί συνθέτουν μία συγχορδία που «ακούστηκε» για πρώτη φορά τη δεκαετία του 1930 [41]. Ο διαχωρισμός των κυμάτων σε δύο ζώνες συχνοτήτων έχει λάβει πλήθος ερμηνείες, ανάμεσα στις οποίες βρίσκονται και διαφορετικοί μηχανισμοί ανάπτυξης για τα κύματα κάθε ζώνης. Ωστόσο, παραμένει ένα επιστημονικό ερώτημα που αναμένει να απαντηθεί πλήρως. Υπολογιστικές προσομοιώσεις έχουν επιβεβαιώσει την ανάπτυξη κυμάτων μέσα από δύο ανισοτροπικούς πληθυσμούς ηλεκτρονίων που περιορίζονται σε διαφορετικές περιοχές του ενεργειακού φάσματος [42], αλλά δεν είναι προφανές πώς αυτοί οι πληθυσμοί δημιουργήθηκαν.

Χωρική κατανομή των «χορωδιακών» κυμάτων

Σφυριχτά κύματα πολύ χαμηλής συχνότητας ανιχνεύονται ως επί το πλείστον κοντά στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού, ξεκινώντας από την πλασμόπαυση μέχρι το εξωτερικό όριο των ζωνών ακτινοβολίας,



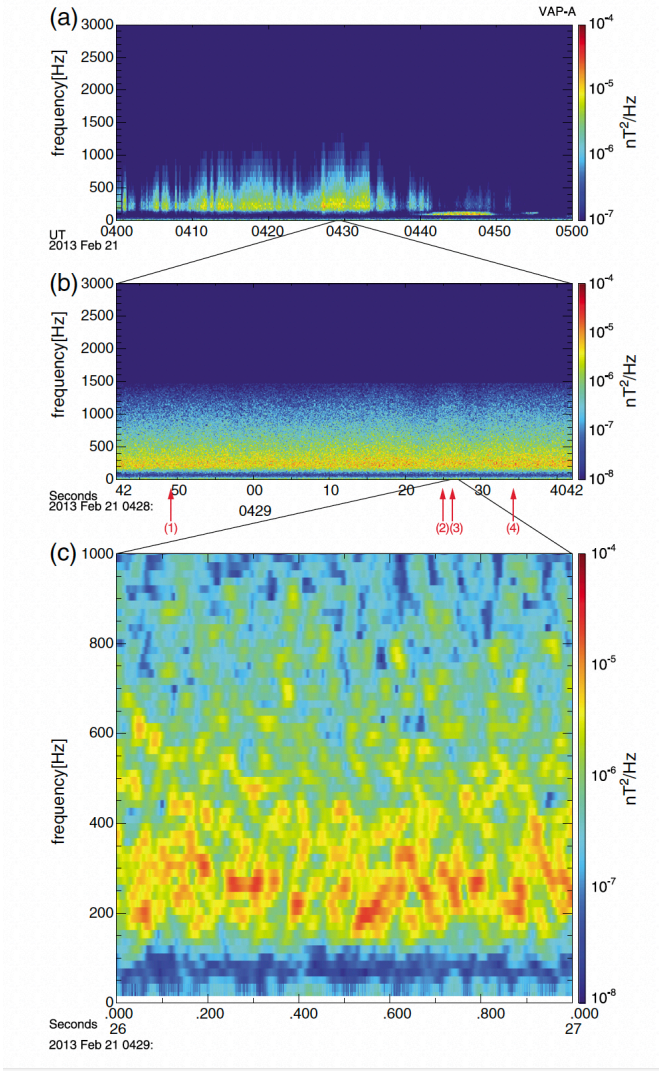
Σχήμα 5.20: Χαρτογράφηση της μέσης έντασης whistler mode chorus waves που βασίστηκε σε παρατηρήσεις τόσο στην ανώτερη όσο και στην κατώτερη ζώνη συχνοτήτων από τις διαστημικές αποστολές: Dynamics Explorer 1, CRRES, Cluster, Double Star, THEMIS και Van Allen Probes. Πηγή: Meredith et al. (2020) [43].

σε αποστάσεις $L^* \leq 10$. Η μέση ένταση των κυμάτων εξαρτάται από το επίπεδο της γεωμαγνητικής δραστηριότητας στη μαγνητόσφαιρα, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 5.20 σε σχέση με την τιμή του δείκτη AE. Ειδικότερα, η ένταση των κυμάτων στη ζώνη υψηλότερων συχνοτήτων είναι κατά μέσο όσο μικρότερη των κυμάτων στη ζώνη χαμηλότερων συχνοτήτων, όπου το μέγιστο είναι της τάξης των $1,000 pT^2$, δηλαδή έως δύο τάξεις μεγέθους υψηλότερα. Η χαρτογράφηση της έντασης των κυμάτων από τους Meredith et al. (2020) [43] βασίστηκε σε συνδυασμό παρατηρήσεων από έξι διαφορετικές διαστημικές αποστολές, αποτελούμενες από πολλαπλούς δορυφόρους που συνιστούν την πληρέστερη βάση δεδομένων των συγκεκριμένων κυμάτων πολύ χαμηλής συχνότητας.

Από την άλλη, παρόλο που σφυριχτά κύματα παρατηρούνται τόσο στο ημερήσιο τμήμα της μαγνητόσφαιρας όσο και στο νυχτερινό τμήμα, η έντασή τους εξαρτάται από την περιοχή όπου έχουν ανιχνευτεί. Παράλληλα, η εξάρτηση της έντασης από τη μαγνητική τοπική ώρα (MLT) είναι ισχυρότερη σε περιόδους γεωμαγνητικής δραστηριότητας, με το μέγιστο να παρατηρείται μεταξύ 23:00 MLT και 12:00 MLT, καθώς στην περιοχή αυτή εντοπίζονται εγχύσεις ηλεκτρονίων από το φύλλο πλάσματος της μαγνητοουράς που είναι απαραίτητες για την ανάπτυξη των κυμάτων. Η αποτύπωση της πηγής των κυμάτων στην κατανομή της έντασής τους γύρω από τη Γη αλλά και γύρω από τον μαγνητικό ισημερινό είναι ευκρινής σε κύματα χαμηλότερης συχνότητας όσο και σε κύματα υψηλότερης συχνότητας, τα οποία όμως σπάνια παρατηρούνται σε μεγαλύτερα γεωμαγνητικά πλάτη. Ενώ σε περίπου 06:00 MLT, κύματα έχουν ανιχνευτεί να διαδίδονται μέχρι γεωμαγνητικά πλάτη 25^o-30^o, στο νυχτερινό τμήμα της μαγνητόσφαιρας περιορίζονται σε πλάτη 10^o-15^o.

5.3.2.4 «Σφυριχτά» κύματα μέσα στην πλασμόσφαιρα

Τα ηλεκτρομαγνητικά σφυριχτά κύματα πολύ χαμηλής συχνότητας που παρατηρούνται στο εσωτερικό της πλασμόσφαιρας έχουν λάβει το όνομά τους, πλασμοσφαιρικός συριγμός (plasmaspheric hiss), από τις πρώτες παρατηρήσεις τους, καθώς θυμίζουν ηχητικές εκπομπές [45]. Οι υψηλής διακριτικής ικανότητας μετρήσεις της πρόσφατης διαστημικής αποστολής Van Allen Probes πρόσφεραν πολύτιμες πληροφορίες για την ολοκλήρωση της αρχικής τους εικόνας. Συγκεκριμένα, σε αντίθεση με παλαιότερα φασματογραφήματα πλασμα-



Σχήμα 5.21: Φασματογράφημα του plasmaspheric hiss όπου διακρίνονται επιμέρους κυματίδια με άλλοτε αυξανόμενη συχνότητα και άλλοτε με συχνότητα που μειώνεται με τον χρόνο, όπως καταγράφηκε από τον δορυφόρο VAP-A της αποστολής Van Allen Probes. Πηγή: Summers et al. (2014) [44].

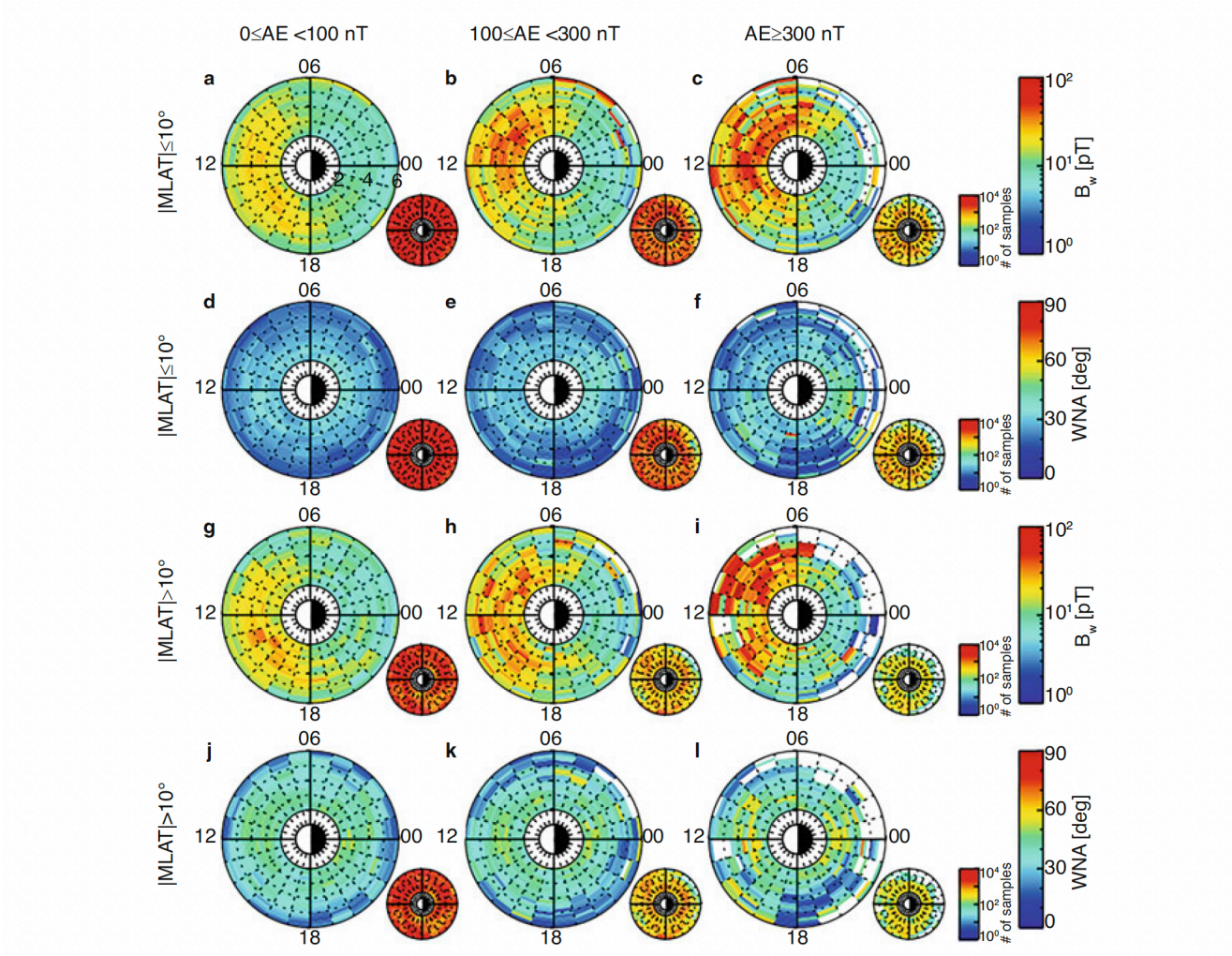
τοσφαιρικού συριγμού χωρίς λεπτομέρειες, πλήθος αυξομειώσεων διακρίνονται στην περιοχή συχνοτήτων μεταξύ δεκάδων Hz και μερικών kHz του φασματογραφήματος του σχήματος 5.21, παρόμοιες με τα κυματοπακέτα των κυμάτων whistler mode chorus που ανιχνεύονται έξω από την πλασμόπαυση [44]. Ακόμα, η συνοχή που εμφανίζουν τα επιμέρους κυματίδια διατηρείται κατά τη σχετικά σύντομη χρονική διάρκεια των plasmaspheric hiss, η οποία δεν ξεπερνάει τα 10 ms και είναι τάξεις μεγέθους συντομότερη από τα κύματα whistler mode chorus με διάρκεια μερικών δευτερολέπτων.

Ο μηχανισμός μέσα από τον οποίο αναπτύσσεται plasmaspheric hiss παραμένει, ωστόσο, υπό διερεύνηση. Κύματα whistler mode chorus που διαπερνούν την πλασμόπαυση ή ακόμα ηλεκτρικές εκκενώσεις στην ατμόσφαιρα της Γης [46] είναι προτάσεις για την ερμηνεία των παρατηρήσεών τους που δεν έχουν εξηγήσει ικανοποιητικά τα χαρακτηριστικά τους. Για παράδειγμα, η ενίσχυση του plasmaspheric hiss σε περιόδους γεωμαγνητικής δραστηριότητας με τις οποίες δεν σχετίζεται η εμφάνιση ηλεκτρικών εκκενώσεων στην ατμόσφαιρα της Γης. Από την άλλη, παρότι παλαιότερες παρατηρήσεις δεν πρόσφεραν ενδείξεις της εισχώρησης κυμάτων whistler mode chorus στο εσωτερικό της πλασμόσφαιρας και αναζητήθηκε κάποιος μηχανισμός μέσα από τον οποίο plasmaspheric hiss αναπτύσσεται τοπικά [45], μέσα από την κατάλληλη επεξεργασία μετρήσεων των δορυφόρων Cluster, οι Bortnik et al. (2008) [47] κατάφεραν να ακολουθήσουν τη διάδοση κυμάτων chorus ξεκινώντας από απόσταση $L = 5$ μέχρι το εσωτερικό της πλασμόσφαιρας. Κύματα whistler mode

chorus που διαπερνούσαν την πλασμόπαυση σε συγκεκριμένα σημεία [48] έχαναν γρήγορα την εσωτερική δομή τους στο εσωτερικό της πλασμόσφαιρας.

Οι παρατηρήσεις αυτές είναι σε συμφωνία με τη χαοτική εικόνα που παρουσιάζουν τα κυματοπακέτα του plasmaspheric hiss και απεικονίζεται στο σχήμα 5.21. Αφότου κύματα whistler mode chorus έχουν εισχωρήσει στην πλασμόσφαιρα, αναμένεται να παγιδευτούν στο εσωτερικό της λόγω της απότομης διαβάθμισης της πυκνότητας πλάσματος (density gradient) στην πλασμόπαυση. Τα κύματα διαδίδονται στη συνέχεια στο εσωτερικό της πλασμόσφαιρας χωρίς να υφίστανται εξασθένιση χάρη στην υψηλή αριθμητική πυκνότητα των χαμηλής ενέργειας ηλεκτρονίων του πλασμοσφαιρικού πλάσματος. Επιπλέον, ενισχύονται μέσα από την συντονισμένη αλληλεπίδραση με τον «ψυχρό» πληθυσμό ηλεκτρονίων, καθώς οι συχνότητές τους είναι συγκρίσιμες με την τοπική γυροσυχνότητα των ηλεκτρονίων.

Χωρική κατανομή των κυμάτων hiss



Σχήμα 5.22: Η χωρική κατανομή της έντασης πλασμοσφαιρικού συριγμού με συχνότητα μεταξύ 10 Hz και 12 kHz για διαφορετικά επίπεδα γεωμαγνητικής δραστηριότητας, όπως αυτή περιγράφεται από τον δείκτη AE. Από πάνω προς τα κάτω, η διάμεση τιμή της έντασης του κυματικού μαγνητικού πεδίου και της γωνίας που σχηματίζει το κυματάνυσμα με το μαγνητικό πεδίο υποβάθρου κοντά στον μαγνητικό ισημερινό και σε μεγαλύτερα γεωμαγνητικά πλάτη ($\lambda \geq 10^o$). Πηγή: Yu et al. (2017) [49].

Η ασυμμετρία που παρατηρείται στη χωρική κατανομή της έντασης του πλασμοσφαιρικού συριγμού μεταξύ του ημερήσιου και του νυχτερινού τμήματος της μαγνητόσφαιρας συμφωνεί με τη μετάλλαξη κυμάτων

whistler mode chorus σε plasmaspheric hiss, καθώς επίσης και η ενίσχυσή τους στη διάρκεια περιόδων έντονης γεωμαγνητικής δραστηριότητας, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 5.22. Συγκεκριμένα, παρόλο που κύματα hiss ανιχνεύτηκαν σε μετρήσεις των δίδυμων διαστημοπλοίων της αποστολής των Van Allen Probes από όλες τις τοπικές μαγνητικές ώρες (MLT), η έντασή τους είναι αυξημένη στο ημερήσιο τμήμα της μαγνητόσφαιρας, όπου ο ρυθμός ανάπτυξης κυμάτων chorus αναμένεται να είναι επίσης αυξημένος και λόγω της συμπίεσης της μαγνητόπαυσης, η απόσταση που έχουν να διανύσουν μέχρι την πλασμόπαυση είναι μικρότερη και η εξασθένισή τους συνεπώς περιορίζεται. Από τη χωρική κατανομή της γωνίας που σχηματίζει το κυματάνυσμα των κυμάτων hiss με το μαγνητικό πεδίο της Γης στο σχήμα 5.22, είναι εμφανές ότι διαδίδονται ως επί το πλείστον παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο της Γης κοντά στον μαγνητικό ισημερινό και υπό γωνία σε μεγαλύτερα γεωμαγνητικά πλάτη.

5.4 Μη αδιαβατική κίνηση φορτισμένων σωματιδίων και αλληλεπιδράσεις κυμάτων-σωματιδίων

Οι φυσικές διεργασίες που συνεισφέρουν στην απώλεια ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων από τις ζώνες ακτινοβολίας, ή αντίστροφα τις τροφοδοτούν με ηλεκτρόνια και πρωτόνια συνοδεύονται από την παραβίαση των τριών αδιαβατικών αναλλοίωτων της κίνησής τους, η οποία επιτυγχάνεται εάν και εφόσον τυχαίες μεταβολές στο μαγνητικό πεδίο ή τα ηλεκτρικά πεδία της μαγνητόσφαιρας έχουν χρονικές κλίμακες συγκρίσιμες με (ή μικρότερες από) τις χαρακτηριστικές περιόδους των αντίστοιχων κινήσεων (βλ. πίνακα 3.1 στην ενότητα 3.4.5). Η αλληλεπίδραση των σωματιδίων με αυτές τις μεταβολές στο τοπικό μαγνητικό ή το ηλεκτρικό πεδίο (κύματα) αποτελεί ένα από τα σημαντικότερα θέματα της διαστημικής φυσικής και ονομάζεται αλληλεπίδραση κυμάτων-σωματιδίων (wave-particle interactions). Η μεταβολή με τον χρόνο της πυκνότητας πιθανότητας ως συνάρτηση των τριών αδιαβατικών αναλλοίωτων, $f(\mu, J, \Phi)$, σύμφωνα με την εξίσωση Fokker-Planck:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial}{\partial J_i}\left[\left(\frac{\partial J_i}{\partial t} f\right)\right] = \sum_{i=1}^{3}\sum_{k=1}^{3} \frac{\partial}{\partial J_i}\left[D_{ik}\frac{\partial f}{\partial J_k}\right] + S - \Lambda \tag{5.73}$$

περιγράφει: 1) την ακτινική διάχυσή τους, 2) τη σκέδασή τους προς διαφορετικές γωνίες, και 3) τη διάχυση της ενέργειας. Με J_1, J_2 και J_3 στην παραπάνω εξίσωση συμβολίζονται οι μεταβλητές που σχετίζονται με τις τρεις αδιαβατικές αναλλοίωτες μεταβλητές, τη μαγνητική ορμή των ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων, μ, το ολοκλήρωμα της παράλληλης στη μαγνητική γραμμή συνιστώσας της ορμής κατά μήκος της ταλάντωσής τους μεταξύ των σημείων ανάκλασης, J, και τη μαγνητική ροή διά μέσου της κλειστής τροχιάς τους γύρω από τη Γη, Φ, ενώ τα S και Λ αντιστοιχούν στις πηγές και στις απώλειες ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων. Η εξίσωση Fokker-Planck (βλέπε επίσης ενότητα 4.2.2) αποτελεί προέκταση της εξίσωσης του Boltzmann στο όριο όπου οι δυνάμεις μεταξύ των ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων που αποτελούν το πλάσμα των ζωνών ακτινοβολίας έχουν πολύ μεγάλη εμβέλεια [50].

5.4.1 Παραβίαση της τρίτης αδιαβατικής αναλλοίωτης (ακτινική διάχυση)

Η ακτινική διάχυση είναι μια στατιστική περιγραφή, που συχνά περιγράφεται ως μια στοχαστική διαδικασία που έχει ως αποτέλεσμα τη μετατόπιση των σωματιδίων σε διαφορετικά μαγνητοκελύφη (drift shells) μέσω παραβίασης της τρίτης αδιαβατικής αναλλοίωτης, υπακούοντας στη σχέση $\omega = m\omega_d$, όπου ω είναι η κυκλική συχνότητα του κύματος, m ο αζιμουθιακός αριθμός και ω_d η κυκλική συχνότητα ολίσθησης του σωματιδίου. Σε αντίθεση με την τρίτη αδιαβατική αναλλοίωτη της κίνησής τους, η οποία παραβιάζεται, η πρώτη και η δεύτερη αδιαβατική αναλλοίωτη παραμένουν σταθερές, εάν το μαγνητικό και το ηλεκτρικό πεδίο μεταβάλλονται μέσα σε χρονικές κλίμακες πολύ μεγαλύτερες από την περίοδο της γυρο-κίνησης και της κίνησης αναπήδησης. Τέτοιου είδους μεταβολές είναι τα κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας (Pc4-5 ULF waves).

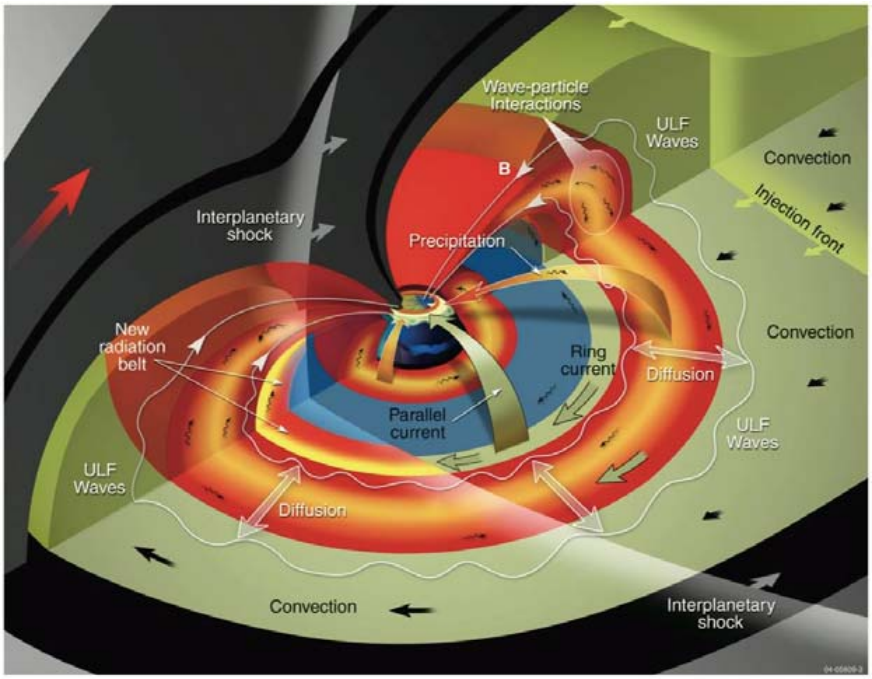
Ιδανικά, στην περίπτωση που ο ρυθμός μεταβολής του μαγνητικού και του ηλεκτρικού πεδίου είναι γνωστός, η λύση της εξίσωσης Fokker-Planck περιγράφει με ακρίβεια τη χωρική κατανομή και το ενεργειακό φάσμα φορτισμένων σωματιδίων. Ωστόσο, διάφορα ηλεκτρικά ρεύματα που αναπτύσσονται στη μαγνητό-

σφαιρα κατά τη διάρκεια περιόδων με έντονη γεωμαγνητική δραστηριότητα, με κυριότερο το δακτυλιοειδές ρεύμα, έχουν ως αποτέλεσμα έντονες και μη προβλέψιμες αναδιαμορφώσεις (reconfigurations) του μαγνητικού πεδίου της μαγνητόσφαιρας.

Στην πιο απλή μορφή της, η εξίσωση Fokker-Planck για την ακτινική διάχυση γράφεται ως εξής:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L}\left(\frac{D_{LL}}{L^2}\frac{f}{L}\right) + S - \Lambda \tag{5.74}$$

όπου D_{LL} είναι ο συντελεστής της ακτινικής διάχυσης, ενώ η παράμετρος L αντιστοιχεί στην παράμετρο L* [51] (βλ. επίσης ενότητα 3.4.4). Ο συντελεστής ακτινικής διάχυσης, D_{LL}, ορίζεται ως η μέση τετραγωνική μεταβολή του L* για μεγάλο αριθμό σωματιδίων με την πάροδο του χρόνου, δηλαδή $D_{LL} = \frac{<(\Delta L^*)^2>}{2\tau}$.



Σχήμα 5.23: Κύματα εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας επιδρούν σε ενεργητικά ηλεκτρόνια και καταργώντας την τρίτη αδιαβατική αναλλοίωτη τα εξαναγκάζουν σε ακτινική διάχυση, συμβάλλοντας έτσι στην ενίσχυση ή την αποδυνάμωση των ζωνών ακτινοβολίας Van Allen.

Υπάρχουν δύο ευρέως διαδεδομένες θεωρίες για την αναλυτική περιγραφή του συντελεστή ακτινικής διάχυσης, του Fälthammar [52] και των Fei et al. [53].

Σύμφωνα με τον Fälthammar, οι αναλυτικές εκφράσεις που περιγράφουν τον συντελεστή ακτινικής διάχυσης διαφέρουν ανάλογα με το αν τα κύματα μπορούν να χαρακτηριστούν ως ηλεκτρομαγνητικά ή ηλεκτροστατικά στη φύση τους. Στην πρώτη περίπτωση, οι διακυμάνσεις του μαγνητικού πεδίου συνοδεύονται από επαγόμενα ηλεκτρικά πεδία που ικανοποιούν τον νόμο του Faraday ($\nabla x\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$). Στη δεύτερη περίπτωση, μεγάλης κλίμακας διακυμάνσεις στο ηλεκτρικό πεδίο στους πλευρικούς τομείς της μαγνητόσφαιρας προς την ανατολή και τη δύση (dawn, 3< MLT <9 και dusk,15< MLT <21), που προκύπτουν από διαδικασίες μαγνητικής επανασύνδεσης, μπορεί να οδηγήσουν σε ηλεκτροστατικές διακυμάνσεις. Ξεκινώντας από την περιγραφή της επίδρασης των διαταραχών στην κίνηση ολίσθησης ενός παγιδευμένου σωματιδίου, ο Fälthammar έδωσε τις παρακάτω αναλυτικές εκφράσεις, που περιγράφουν τον συντελεστή ακτινικής διάχυσης:

$$D_{LL} = D_{LL}^{ES} + D_{LL}^{EM} \tag{5.75}$$

$$D_{LL}^{EM} = \frac{\mu^2 L^4}{8q^2\gamma^2 B_E^2 R_E^4} \cdot \sum_m m^2 P_m^B(m\omega_d) \tag{5.76}$$

$$D_{LL}^{ES} = \frac{L^6}{8B_E^2 R_E^2} \cdot \sum_m P_m^E (m\omega_d) \tag{5.77}$$

όπου D_{LL}^{ES} και D_{LL}^{EM} είναι ο συντελεστής που αντιστοιχεί στις ηλεκτροστατικές και ηλεκτρομαγνητικές διαταραχές, αντίστοιχα, μ η πρώτη αδιαβατική αναλλοίωτη, L το L* του Roederer, q το φορτίο του ηλεκτρονίου, γ ο παράγοντας Lorentz, R_E η ακτίνα της Γης και B_E η ένταση του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης και στον ισημερινό. Το P^E αντιστοιχεί στην ισχύ των διακυμάνσεων του ηλεκτροστατικού πεδίου, ενώ το P^B στην ισχύ των διακυμάνσεων του μαγνητικού πεδίου, καθώς και των επαγόμενων ηλεκτρικών πεδίων. Η ισχύς αυτή υπολογίζεται συνήθως από επιτόπιες μετρήσεις μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου ή από επίγεια μαγνητόμετρα (για περισσότερες λεπτομέρειες βλ. κεφάλαιο 10). Πρέπει να τονίσουμε, όμως, ότι στην πράξη, ο διαχωρισμός του επαγόμενου ηλεκτρικού και του ηλεκτροστατικού πεδίου είναι κάθε άλλο παρά απλός και απαιτεί πολύ εξειδικευμένα όργανα, τα οποία, μέχρι και σήμερα, λίγες αποστολές διαθέτουν.

Για να ξεπεραστεί αυτό το εμπόδιο, οι Fei et al. πρότειναν μία νέα προσέγγιση, σύμφωνα με την οποία οι αναλυτικές εκφράσεις που περιγράφουν τον συντελεστή ακτινικής διάχυσης χωρίζονται ανάλογα με το αν τα κύματα προέρχονται από διακυμάνσεις του μαγνητικού ή του συνολικού ηλεκτρικού πεδίου (ηλεκτροστατικό πεδίο συν επαγόμενα ηλεκτρικά πεδία). Προφανώς, η προσέγγιση αυτή υποθέτει ότι το μαγνητικό και το ηλεκτρικό πεδίο δεν συσχετίζονται, το οποίο έρχεται σε αντίθεση με τον νόμο του Faraday. Αυτές οι αναλυτικές εκφράσεις που περιγράφουν τον συντελεστή ακτινικής διάχυσης είναι οι εξής:

$$D_{LL} = D_{LL}^E + D_{LL}^B \tag{5.78}$$

$$D_{LL}^B = \frac{\mu^2 L^4}{8q^2\gamma^2 B_E^2 R_E^4} \cdot \sum_m m^2 P_m^B (m\omega_d) \tag{5.79}$$

$$D_{LL}^E = \frac{L^6}{8B_E^2 R_E^2} \cdot \sum_m P_m^E (m\omega_d) \tag{5.80}$$

όπου P^E η ισχύς των διακυμάνσεων της αζιμουθιακής συνιστώσας του συνολικού ηλεκτρικού πεδίου, ενώ P^B η ισχύς των διακυμάνσεων της παράλληλης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου.

5.4.2 Παραβίαση της δεύτερης αδιαβατικής αναλλοίωτης (διάχυση προς διαφορετικές γωνίες κλίσης)

Εάν στα παγιδευμένα φορτισμένα σωματίδια ασκούνται δυνάμεις, των οποίων η συνιστώσα παράλληλα στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου είναι μη μηδενική, η δεύτερη αδιαβατική αναλλοίωτη μεταβλητή της κίνησής τους παραβιάζεται και η γωνία κλίσης τους διαφοροποιείται χωρίς να μεταβάλλεται παρά ελάχιστα η ενέργειά τους. Αυτές οι δυνάμεις συνδέονται με αργά μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία, που χαρακτηρίζουν τα μαγνητοακουστικά κύματα και τα κύματα Alfvén, με περίοδο συγκρίσιμη με την περίοδο της ταλάντωσης των φορτισμένων σωματιδίων μεταξύ του βόρειου και του νότιου ημισφαιρίου.

Για τον προσδιορισμό της κατανομής των αδιαβατικών αναλλοίωτων της κίνησης των παγιδευμένων στις ζώνες ακτινοβολίας σωματιδίων μετά τη διάχυσή τους προς διαφορετικές γωνίες κλίσης, η εξίσωση Fokker-Planck θα μπορούσε να ολοκληρωθεί κατά μήκος της διαδρομής που διανύει μεταξύ των σημείων ανάκλασής τους καθώς ταλαντώνονται. Στην πιο απλή μορφή της, η εξίσωση Fokker-Planck για τη διάχυση προς διαφορετικές γωνίες κλίσης γράφεται:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{sin\alpha} \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(sin\alpha D_{\alpha\alpha} \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right) + S - \Lambda \tag{5.81}$$

όπου α είναι η γωνία κλίσης των φορτισμένων σωματιδίων και $D_{\alpha\alpha}$ ο συντελεστής διάχυσης προς διαφορετικές γωνίες κλίσης [54]. Η διάχυση κατά την ακτινική διεύθυνση μπορεί να συμπεριληφθεί στον όρο που περιγράφει τις απώλειες φορτισμένων σωματιδίων, Λ, όσο και στον όρο που περιγράφει τις πιθανές πηγές τους,

S. Εναλλακτικά, ο όρος που περιγράφει τις απώλειες φορτισμένων σωματιδίων προσεγγίζεται ως συνάρτηση του μέσου όρου του χρόνου απώλειάς τους λόγω συγκρούσεων Coulomb, τ_{loss}, από τον λόγο $\Lambda = f/\tau_{loss}$. Με τον όρο συγκρούσεις Coulomb περιγράφεται η αλληλεπίδραση των παγιδευμένων στις ζώνες ακτινοβολίας ηλεκτρονίων με πρωτόνια και βαρύτερα ιόντα, στη διάρκεια της οποίας τα ηλεκτρόνια, υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου που αναπτύσσεται γύρω από κάθε ιόν, σταδιακά εκτρέπονται από την αρχική τους τροχιά.

5.4.3 Παραβίαση της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης (διάχυση ενέργειας)

Η παραβίαση της πρώτης και της δεύτερης αδιαβατικής αναλλοίωτης της κίνησης των ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων που έχουν παγιδευτεί στο μαγνητικό πεδίο της Γης οδηγεί σε μεταβολές της κινητικής τους ενέργειάς. Συγκεκριμένα, η ενέργεια των σωματιδίων αναμένεται να αυξάνεται (ή διαφορετικά να μειώνεται) κατά την αλληλεπίδρασή τους με κύματα πλάσματος, των οποίων η ενέργεια στη συνέχεια μειώνεται (ή αυξάνεται αντίστοιχα), προκειμένου η ολική ενέργειά τους να διατηρείται σταθερή.

Η εξίσωση Fokker-Planck περιγράφει τη χρονική μεταβολή της συνάρτησης κατανομής των σωματιδίων ως εξής:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}p^2\left(D_{pp}\frac{\partial f}{\partial p} + \frac{D_{p\alpha}}{p}\frac{\partial f}{\partial a}\right) + \frac{1}{psin(\alpha)}\frac{\partial}{\partial p}sin(\alpha)\left(\frac{D_{\alpha\alpha}}{p}\frac{\partial f}{\partial \alpha} + D_{\alpha p}\frac{\partial f}{\partial p}\right) \tag{5.82}$$

όπου $p = \gamma v/m$ η σχετικιστική ορμή των σωματιδίων και α η γωνία κλίσης. Οι συντελεστές διάχυσης D_{pp}, $D_{p\alpha}$, $D_{\alpha p}$ και $D_{\alpha\alpha}$ καθορίζονται τόσο από τη διεύθυνση διάδοσης, όσο και από την πόλωση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων και δίνονται από τις σχέσεις:

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{p^2}{2}\left\langle\frac{(\Delta\alpha)^2}{\Delta t}\right\rangle \tag{5.83}$$

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{p^2}{2}\left\langle\frac{(\Delta\alpha)^2}{\Delta t}\right\rangle \tag{5.84}$$

$$D_{\alpha p} = \frac{1}{2}\left\langle\frac{(\Delta p)^2}{\Delta t}\right\rangle \tag{5.85}$$

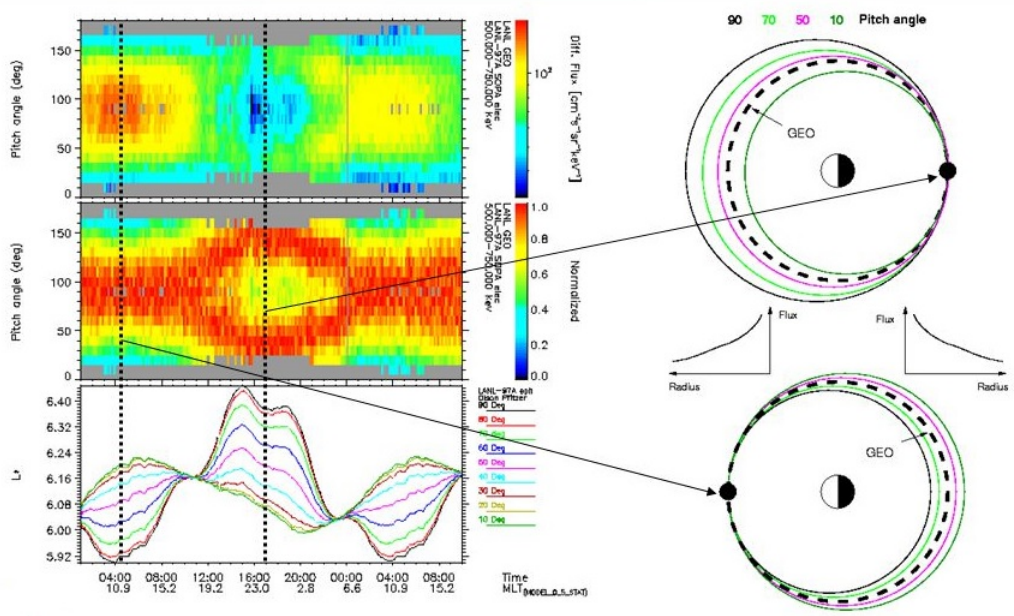
Πρέπει, επίσης, να τονίσουμε ότι οι παραπάνω συντελεστές έχουν μονάδες ορμής ^{2}/sec, οπότε δεν πρέπει να συγκρίνονται με τον συντελεστή ακτινικής διάχυσης.

Η εξίσωση διάχυσης 5.82 περιγράφει τις αλληλεπιδράσεις κυμάτων-σωματιδίων, οι οποίες μπορούν να προκαλέσουν διάχυση ως προς την κινητική ενέργεια όσο και κατά τη γωνία κλίσης. Για την ακρίβεια, ο ρυθμός σκέδασης της κινητικής ενέργειας είναι συγκρίσιμος με τον ρυθμό σκέδασης κατά τη γωνία κλίσης μόνο για σωματίδια των οποίων οι ταχύτητες είναι της τάξης ή ελαφρώς μικρότερες από την ταχύτητα φάσης των κυμάτων. Επιπλέον, η κατεύθυνση της διάχυσης εξαρτάται από το σχήμα της συνάρτησης κατανομής των σωματιδίων ως προς την ταχύτητά τους. Όταν η ανισοτροπία της συνάρτησης κατανομής των ηλεκτρονίων ενισχύει τα κύματα τύπου whistler mode chorus (source ηλεκτρόνια με ενέργειες 10<E<100 keV), τα ηλεκτρόνια σκεδάζονται προς μικρότερες γωνίες κλίσης και χαμηλότερη ενέργεια. Αντίθετα, τα ηλεκτρόνια με ενέργειες E>100 keV (seed ηλεκτρόνια της εξώτερης ζώνης Van Allen), που χαρακτηρίζονται από ισοτροπική κατανομή, αυξάνουν την ενέργειά τους απορροφώντας ενέργεια από τα κύματα.

5.4.4 Παραβίαση όλων των αδιαβατικών αναλλοίωτων (drift shell splitting)

Σε ιδανικό διπολικό μαγνητικό πεδίο, η ακτινική αδιαβατική αναλλοίωτη L^* δεν εξαρτάται από τη γωνία κλίσης των σωματιδίων. Ωστόσο, σε πεδίο που δεν είναι διπολικό, όπως είναι το μαγνητικό πεδίο της μαγνητόσφαιρας της Γης, η ακτινική αδιαβατική αναλλοίωτη εξαρτάται από τη γωνία κλίσης τους. Κατά συνέπεια, η διάχυση των φορτισμένων σωματιδίων ως προς τη γωνία κλίσης μπορεί, επίσης, να οδηγήσει σε ακτινική διάχυση. Με αυτόν τον τρόπο, κάθε σωματίδιο που έχει διαφορετική γωνία κλίσης στο ισημερινό επίπεδο θα ακολουθήσει διαφορετική διαδρομή, δηλαδή διαφορετικό κέλυφος ολίσθησης (drift shell), ένα φαινόμενο

που ονομάζεται drift shell splitting. Για τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια της εξώτερης ζώνης ακτινοβολίας, η ασυμμετρία του μαγνητικού πεδίου είναι η αιτία του drift shell splitting. Αυτό το φαινόμενο δεν μπορεί να παρατηρηθεί άμεσα με επιτόπιες δορυφορικές μετρήσεις. Ωστόσο, αφήνει την υπογραφή του στις κατανομές της γωνίας κλίσης των σωματιδίων (pitch angle distributions).



Σχήμα 5.24: Περιγραφή του φαινομένου του drift shell splitting, όπως παρατηρήθηκε στη γεωσύγχρονη τροχιά μέσα από μετρήσεις του δορυφόρου LANL-02. Πηγή: Los Alamos National Laboratory, `https://slideplayer.com/slide/4160664/`.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 5.24, η εξάρτηση της τρίτης αδιαβατικής αναλλοίωτης από τη γωνία κλίσης των σωματιδίων έχει ως αποτέλεσμα να παρατηρούνται διαφορετικές κατανομές της ροής τους όταν αυτή εκφράζεται ως προς τη γωνία κλίσης τόσο στην ημερήσια όσο και στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα, δηλαδή μια κατανομή με κορυφή στις 90 μοίρες και μια κατανομή τύπου «πεταλούδας» με κορυφές στις 30 και 150 μοίρες.

Το μη διπολικό μαγνητικό πεδίο της γήινης μαγνητόσφαιρας, αλλά και φαινόμενα που απορρέουν από την ασυμμετρία του πεδίου, όπως το drift shell splitting, καταδεικνύουν την αναγκαιότητα της χρήσης των αδιαβατικών μεταβλητών (μ, K και L^*) ως συντεταγμένες του χώρου των φάσεων αντί της περιγραφής της ροής των σωματιδίων με βάση τις κλασικές χωρικές συντεταγμένες.

5.5 Ασκήσεις και προβλήματα

5.5.1 Να δείξετε ότι κύματα Alfvèn που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο $\vec{B_o}$ είναι κυκλικά πολωμένα. Δηλαδή το κύριο χαρακτηριστικό τόσο των αριστερόστροφων όσο και των δεξιόστροφων κυμάτων είναι η διαφορά φάσης μεταξύ των συνιστωσών του ηλεκτρικού πεδίου που φέρει το κύμα.

5.5.2 Να θεωρήσετε ένα μαγνητοϋδροδυναμικό κύμα χαμηλής συχνότητας που διαδίδεται με γωνία θ ως προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου $\vec{B_o}$. Ξεκινώντας από την εξίσωση 5.18, να γράψετε την εξίσωση διασποράς του κύματος κατά τη διεύθυνση x, y και z.

Στη συνέχεια, να δείξετε ότι ένα γραμμικά πολωμένο κύμα που χαρακτηρίζεται από ταλαντώσεις κάθετα στο κυματάνυσμα $\vec{k}$ και το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου $\vec{B_o}$ είναι δυνατόν να διαδίδεται με ταχύτητα

φάσης ίση με:

$$u_\phi = \frac{\omega}{k} = V_A \cos\theta. \tag{5.86}$$

.

Το συγκεκριμένο κύμα που διαδίδεται υπό γωνία ως προς το μαγνητικό πεδίο είναι ένα κύμα Alfvèn.

5.5.3 Να δείξετε ότι η ταχύτητα ομάδας των κυμάτων Alfvén έχει διεύθυνση κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου, ανεξάρτητα από τη γωνία θ που σχηματίζει το διάνυσμα της ταχύτητας διάδοσης του κύματος, $\vec{k}$, με το μαγνητικό πεδίο, $\vec{B}_o$.

Βοήθεια: Ξεκινώντας από την εξίσωση διασποράς των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, 5.18, η οποία μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\left(\omega^2 - k^2 u_A^2 \cos^2\theta\right)\left[\omega^4 - \omega^2 k^2\left(V_A^2 + V_s^2\right) + k^4 V_A^2 V_s^2 \cos^2\theta\right] = 0 \tag{5.87}$$

και της οποίας η λύση που αντιστοιχεί στα κύματα Alfvén είναι $\omega^2 - k^2 V_A^2 \cos^2\theta = 0$, δηλαδή:

$$\omega = \omega_A\left(\vec{k}\right) \tag{5.88}$$

όπου $\omega_A\left(\vec{k}\right) = |k_z| V_A$, να συγκρίνετε τις συνιστώσες $\partial\omega_A\left(\vec{k}\right)/\partial k_x$, $\partial\omega_A\left(\vec{k}\right)/\partial k_y$ και $\partial\omega_A\left(\vec{k}\right)/\partial k_z$ και να σχολιάσετε τα αποτελέσματα.

5.5.4 Να προσδιορίσετε την εξίσωση διασποράς των κυμάτων στην περίπτωση που $V_s = V_A$.

5.5.5 Η εξίσωση διασποράς των κυμάτων Langmuir προσεγγίζεται από την παρακάτω:

$$\omega^2(k) = \omega_e^2 + 3k^2 u_{th}^2, \tag{5.89}$$

όπου u_{th} η θερμική ταχύτητα των ηλεκτρονίων. Να δείξετε ότι η ταχύτητα φάσης, u_ϕ, και η ταχύτητα ομάδας, u_g, των κυμάτων αυτών ικανοποιούν τη σχέση: $u_\phi u_g = 3u_{th}^2$.

5.5.6 Η τιμή του αδιαβατικού συντελεστή $\gamma = 3$ είναι σωστή για την περιγραφή των κυμάτων Langmuir; Να δικαιολογήσετε την απάντησή σας.

5.5.7 Να προσδιορίσετε την εξίσωση διασποράς ηλεκτροστατικών κυμάτων που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο λαμβάνοντας υπόψη την πίεση των ηλεκτρονίων και των ιόντων. Εάν το πλάσμα αποτελείται από ηλεκτρόνια και δύο διαφορετικά είδη ιόντων, πώς θα διαφοροποιούνταν η εξίσωση διασποράς;

Βιβλιογραφία

[1] F.F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer, 2016. ISBN: 978-3-319-22308-7. DOI: 10.1007/978-3-319-22309-4.

[2] R. L. McPherron. "Magnetic Pulsations: Their Sources and Relation to Solar Wind and Geomagnetic Activity". Στο: *Surveys in Geophysics* 26.5 (Σεπτ. 2005), σσ. 545–592. DOI: 10.1007/s10712-005-1758-7. URL: https://doi.org/10.1007/s10712-005-1758-7.

[3] H. E. J. Koskinen και E. K. J. Kilpua. *Physics of Earth's Radiation Belts*. Springer International Publishing, 2022. DOI: 10.1007/978-3-030-82167-8. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-030-82167-8.

[4] B. Stewart. "On the great magnetic disturbance which extended from August 28 to September 7, 1859, as recorded by photography at the Kew Observatory". Στο: *Philosophical Transactions of the Royal Society* 151 (1861), σσ. 423–430. DOI: 10.1098/rstl.1861.0023.

[5] J. A. Jacobs, Y. Kato, S. Matsushita και V. A. Troitskaya. "Classification of Geomagnetic Micropulsations". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 69 (Ιαν. 1964), σσ. 180–181. DOI: 10.1029/JZ069i001p00180.

[6] J. W. Dungey. "The propagation of Alfven waves through the ionosphere". Στο: *Pennsylvania State University Ionosphere Research Laboratory Science Report* 57 (1954).

[7] J. W. Dungey. "Electrodynamics of the outer atmosphere". Στο: *Physics of the Ionosphere*. Τόμ. 1. 1955, σ. 229.

[8] G. Balasis κ.ά. "ULF wave activity during the 2003 Halloween superstorm: multipoint observations from CHAMP, Cluster and Geotail missions". Στο: *Annales Geophysicae* 30.12 (Δεκ. 2012), σσ. 1751–1768. DOI: 10.5194/angeo-30-1751-2012. URL: https://doi.org/10.5194/angeo-30-1751-2012.

[9] J. W. Belcher και L. Davis. "Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, 2". Στο: *Journal of Geophysical Research* 76.16 (Ιούν. 1971), σσ. 3534–3563. DOI: 10.1029/ja076i016p03534. URL: https://doi.org/10.1029/ja076i016p03534.

[10] L. A. Da Silva κ.ά. "Contribution of ULF Wave Activity to the Global Recovery of the Outer Radiation Belt During the Passage of a High-Speed Solar Wind Stream Observed in September 2014". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 124.3 (Μαρ. 2019), σσ. 1660–1678. DOI: 10.1029/2018ja026184. URL: https://doi.org/10.1029/2018ja026184.

[11] L. Kepko, H. E. Spence και H. J. Singer. "ULF waves in the solar wind as direct drivers of magnetospheric pulsations". Στο: *Geophysical Research Letters* 29.8 (Απρ. 2002), σσ. 39–1–39–4. DOI: 10.1029/2001gl014405. URL: https://doi.org/10.1029/2001gl014405.

[12] N. M. Viall, C. E. DeForest και L. Kepko. "Mesoscale Structure in the Solar Wind". Στο: *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* 8 (Αύγ. 2021). DOI: 10.3389/fspas.2021.735034. URL: https://doi.org/10.3389/fspas.2021.735034.

[13] H. Hietala και F. Plaschke. "On the generation of magnetosheath high-speed jets by bow shock ripples". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 118.11 (Νοέ. 2013), σσ. 7237–7245. DOI: 10.1002/2013ja019172. URL: https://doi.org/10.1002/2013ja019172.

[14] D. J. Southwood και M. G. Kivelson. "The magnetohydrodynamic response of the magnetospheric cavity to changes in solar wind pressure". Στο: *Journal of Geophysical Research* 95.A3 (1990), σ. 2301. DOI: 10.1029/ja095ia03p02301. URL: https://doi.org/10.1029/ja095ia03p02301.

[15] E. Amata κ.ά. "High kinetic energy density jets in the Earth's magnetosheath: A case study". Στο: *Planetary and Space Science* 59.7 (Μάι. 2011), σσ. 482–494. DOI: 10.1016/j.pss.2010.07.021. URL: https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.07.021.

[16] M. A. McHenry και C. R. Clauer. "Modeled ground magnetic signatures of flux transfer events". Στο: *Journal of Geophysical Research* 92.A10 (1987), σ. 11231. DOI: 10.1029/ja092ia10p11231. URL: https://doi.org/10.1029/ja092ia10p11231.

[17] J. P. Eastwood κ.ά. "The Foreshock". Στο: *Space Science Reviews* 118.1-4 (Ιούν. 2005), σσ. 41–94. DOI: 10.1007/s11214-005-3824-3. URL: https://doi.org/10.1007/s11214-005-3824-3.

[18] F. W. Menk. "Magnetospheric ULF Waves: A Review". Στο: *The Dynamic Magnetosphere*. Springer Netherlands, 2011, σσ. 223–256. DOI: 10.1007/978-94-007-0501-2_13. URL: https://doi.org/10.1007/978-94-007-0501-2_13.

[19] K. Takahashi κ.ά. "Propagation of Ultralow-Frequency Waves from the Ion Foreshock into the Magnetosphere During the Passage of a Magnetic Cloud". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 126.2 (Ιαν. 2021). DOI: 10.1029/2020ja028474. URL: https://doi.org/10.1029/2020ja028474.

[20] E. A. Bier κ.ά. "Investigating the IMF cone angle control of Pc3-4 pulsations observed on the ground". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 119.3 (Μαρ. 2014), σσ. 1797–1813. DOI: 10.1002/2013ja019637. URL: https://doi.org/10.1002/2013ja019637.

[21] K. A. Sorathia κ.ά. "Ballooning-Interchange Instability in the Near-Earth Plasma Sheet and Auroral Beads: Global Magnetospheric Modeling at the Limit of the MHD Approximation". Στο: *Geophysical Research Letters* 47.14 (Ιούλ. 2020). DOI: 10.1029/2020gl088227. URL: https://doi.org/10.1029/2020gl088227.

[22] K.-J. Hwang κ.ά. "Kelvin-Helmholtz waves under southward interplanetary magnetic field". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 116.A8 (Αύγ. 2011), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2011ja016596. URL: https://doi.org/10.1029/2011ja016596.

[23] S. N. Bentley, C. E. J. Watt, M. J. Owens και I. J. Rae. "ULF Wave Activity in the Magnetosphere: Resolving Solar Wind Interdependencies to Identify Driving Mechanisms". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 123.4 (Απρ. 2018), σσ. 2745–2771. DOI: 10.1002/2017ja024740. URL: https://doi.org/10.1002/2017ja024740.

[24] W. Liu κ.ά. "Electric and magnetic field observations of Pc4 and Pc5 pulsations in the inner magnetosphere: A statistical study". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 114.A12 (Δεκ. 2009), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2009ja014243. URL: https://doi.org/10.1029/2009ja014243.

[25] M. Georgiou κ.ά. "Ultralow Frequency Waves as an Intermediary for Solar Wind Energy Input Into the Radiation Belts". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 123.12 (Δεκ. 2018). DOI: 10.1029/2018ja025355. URL: https://doi.org/10.1029/2018ja025355.

[26] M. J. Engebretson κ.ά. "MMS, Van Allen Probes, GOES 13, and Ground-Based Magnetometer Observations of EMIC Wave Events Before, During, and After a Modest Interplanetary Shock". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 123.10 (2018), σσ. 8331–8357. DOI: 10.1029/2018ja025984. URL: https://doi.org/10.1029/2018ja025984.

[27] C. F. Kennel και H. E. Petschek. "Limit on stably trapped particle fluxes". Στο: *Journal of Geophysical Research* 71.1 (Ιαν. 1966), σσ. 1–28. DOI: 10.1029/jz071i001p00001. URL: https://doi.org/10.1029/jz071i001p00001.

[28] B. Remya κ.ά. "Ion Injection Triggered EMIC Waves in the Earth's Magnetosphere". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 123.6 (2018), σσ. 4921–4938. DOI: 10.1029/2018ja025354. URL: https://doi.org/10.1029/2018ja025354.

[29] H. Chen, X. Gao, Q. Lu και S. Wang. "Analyzing EMIC Waves in the Inner Magnetosphere Using Long-Term Van Allen Probes Observations". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 124.9 (Σεπτ. 2019), σσ. 7402–7412. DOI: 10.1029/2019ja026965. URL: https://doi.org/10.1029/2019ja026965.

[30] A. E. Antonova και V. P. Shabansky. "On the structure of the geomagnetic field at large distances from the Earth". Στο: *Geomagnetizm I Aeronomiya* 8 (1968), σσ. 801–811.

[31] M. E. Usanova και I. R. Mann. "Understanding the Role of EMIC Waves in Radiation Belt and Ring Current Dynamics: Recent Advances". Στο: *Waves, Particles, and Storms in Geospace*. Oxford University Press, 2016, σσ. 244–276. DOI: 10.1093/acprof:oso/9780198705246.003.0011. URL: https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198705246.003.0011.

[32] M. A. Balikhin κ.ά. "Observations of discrete harmonics emerging from equatorial noise". Στο: *Nature Communications* 6.1 (2015). DOI: 10.1038/ncomms8703. URL: https://doi.org/10.1038/ncomms8703.

[33] C. T. Russell, R. E. Holzer και E. J. Smith. "OGO 3 observations of ELF noise in the magnetosphere: 2. The nature of the equatorial noise". Στο: *Journal of Geophysical Research* 75.4 (1970), σσ. 755–768. DOI: 10.1029/ja075i004p00755. URL: https://doi.org/10.1029/ja075i004p00755.

[34] L. Chen, R. M. Thorne, V. K. Jordanova και R. B. Horne. "Global simulation of magnetosonic wave instability in the storm time magnetosphere". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 115.A11 (2010), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2010ja015707. URL: https://doi.org/10.1029/2010ja015707.

[35] K.-C. Kim και Y. Shprits. "Dependence of the amplitude of magnetosonic waves on the solar wind and AE index using Van Allen Probes". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122.6 (2017), σσ. 6022–6034. DOI: 10.1002/2017ja024094. URL: https://doi.org/10.1002/2017ja024094.

[36] K.-C. Kim και Y. Shprits. "Survey of the Favorable Conditions for Magnetosonic Wave Excitation". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 123.1 (2018), σσ. 400–413. DOI: 10.1002/2017ja024865. URL: https://doi.org/10.1002/2017ja024865.

[37] M. F. Thomsen, M. H. Denton, S. P. Gary, Kaijun Liu και Kyungguk Min. "Ring/Shell Ion Distributions at Geosynchronous Orbit". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122.12 (2017), σσ. 12, 055–12, 071. DOI: 10.1002/2017JA024612. URL: https://doi.org/10.1002/2017JA024612.

[38] Y. Omura, Y. Katoh και D. Summers. "Theory and simulation of the generation of whistler-mode chorus". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 113.A4 (2008), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2007ja012622. URL: https://doi.org/10.1029/2007ja012622.

[39] W. Li κ.ά. "Evaluation of whistler-mode chorus intensification on the nightside during an injection event observed on the THEMIS spacecraft". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 114.A1 (2009). DOI: 10.1029/2008ja013554. URL: https://doi.org/10.1029/2008ja013554.

[40] J. Bortnik, R. M. Thorne, W. Li και X. Tao. "Chorus Waves in Geospace and their Influence on Radiation Belt Dynamics". Στο: *Waves, Particles, and Storms in Geospace*. Oxford University Press, Νοέ. 2016, σσ. 192–216. DOI: 10.1093/acprof:oso/9780198705246.003.0009. URL: https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198705246.003.0009.

[41] L. R. O. Storey. "An investigation of whistling atmospherics". Στο: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 246.908 (1953), σσ. 113–141. DOI: 10.1098/rsta.1953.0011. URL: https://doi.org/10.1098/rsta.1953.0011.

[42] J. Li κ.ά. "Origin of two-band chorus in the radiation belt of Earth". Στο: *Nature Communications* 10.1 (2019). DOI: 10.1038/s41467-019-12561-3. URL: https://doi.org/10.1038/s41467-019-12561-3.

[43] N. P. Meredith, R. B. Horne, X. Shen, W. Li και J. Bortnik. "Global Model of Whistler Mode Chorus in the Near-Equatorial Region (| λ _m |< 18°)". Στο: *Geophysical Research Letters* 47.11 (2020). DOI: 10.1029/2020gl087311. URL: https://doi.org/10.1029/2020gl087311.

[44] D. Summers, Y. Omura, S. Nakamura και C. A. Kletzing. "Fine structure of plasmaspheric hiss". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 119.11 (2014), σσ. 9134–9149. DOI: 10.1002/2014ja020437. URL: https://doi.org/10.1002/2014ja020437.

[45] R. M. Thorne, E. J. Smith, R. K. Burton και R. E. Holzer. "Plasmaspheric hiss". Στο: *Journal of Geophysical Research* 78.10 (1973), σσ. 1581–1596. DOI: 10.1029/ja078i010p01581. URL: https://doi.org/10.1029/ja078i010p01581.

[46] N. P. Meredith κ.ά. "Origins of plasmaspheric hiss". Στο: *Journal of Geophysical Research* 111.A9 (2006). DOI: 10.1029/2006ja011707. URL: https://doi.org/10.1029/2006ja011707.

[47] J. Bortnik, R. M. Thorne και N. P. Meredith. "The unexpected origin of plasmaspheric hiss from discrete chorus emissions". Στο: *Nature* 452.7183 (Μαρ. 2008), σσ. 62–66. DOI: 10.1038/nature06741. URL: https://doi.org/10.1038/nature06741.

[48] D. P. Hartley, C. A. Kletzing, L. Chen, R. B. Horne και O. Santolík. "Van Allen Probes Observations of Chorus Wave Vector Orientations: Implications for the Chorus-to-Hiss Mechanism". Στο: *Geophysical Research Letters* 46.5 (Μαρ. 2019), σσ. 2337–2346. DOI: 10.1029/2019gl082111. URL: https://doi.org/10.1029/2019gl082111.

[49] J. Yu κ.ά. "Propagation characteristics of plasmaspheric hiss: Van Allen Probe observations and global empirical models". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122.4 (2017), σσ. 4156–4167. DOI: 10.1002/2016ja023372. URL: https://doi.org/10.1002/2016ja023372.

[50] R.J. Goldston και P.H. Rutherford. *Introduction to Plasma Physics*. CRC Press, 1995. ISBN: 9781439822074. URL: https://books.google.gr/books?id=7kM7yEFUGnAC.

[51] J. G. Roederer. "Geomagnetic field distortions and their effects on radiation belt particles." Στο: *Reviews of Geophysics and Space Physics* 10 (1972), σσ. 599–630. DOI: 10.1029/RG010i002p00599.

[52] C.-G. Fälthammar. "Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation". Στο: *Journal of Geophysical Research* 70.11 (Ιούν. 1965), σσ. 2503–2516. DOI: 10.1029/jz070i011p02503. URL: https://doi.org/10.1029/jz070i011p02503.

[53] Y. Fei, A. A. Chan, S. R. Elkington και M. J. Wiltberger. "Radial diffusion and MHD particle simulations of relativistic electron transport by ULF waves in the September 1998 storm". Στο: *Journal of Geophysical Research* 111.A12 (Δεκ. 2006). DOI: 10.1029/2005ja011211. URL: https://doi.org/10.1029/2005ja011211.

[54] D. Summers και R. M. Thorne. "Relativistic electron pitch-angle scattering by electromagnetic ion cyclotron waves during geomagnetic storms". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 108, 1143 (Απρ. 2003), σ. 1143. DOI: 10.1029/2002JA009489.

Μέρος ΙΙΙ

ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

ΗΛΙΟΣ, ΗΛΙΑΚΟΣ ΑΝΕΜΟΣ ΚΑΙ ΗΛΙΟΣΦΑΙΡΑ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Ν. Σεργης
Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Περίληψη
Σε αυτό το κεφάλαιο θα περιγράψουμε τη δομή, τα χαρακτηριστικά αλλά και τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα μέσα στην ηλιόσφαιρα, δηλαδή τη νοητή κοιλότητα μέσα στην οποία η κίνηση των σωματιδίων του πλάσματος εξαρτάται από το μαγνητικό πεδίο του Ήλιου. Ιδιαίτερη αναφορά θα γίνει στα εκρηκτικά φαινόμενα που συμβαίνουν στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Επιπρόσθετα, θα περιγράψουμε αναλυτικά τη διάδοση του ηλιακού ανέμου ως επέκταση του ηλιακού στέμματος, όπως και τη μορφολογία του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου, καθώς και τη δυναμική τους σε περιόδους έκτακτης ηλιακής δραστηριότητας. Τέλος, θα περιγραφεί αναλυτικά η αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τα πλανητικά σώματα.
Προαπαιτούμενη γνώση: Τα κεφάλαια 2 και 3, καθώς και καλή γνώση ηλεκτρομαγνητισμού και φυσικής πλάσματος.

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

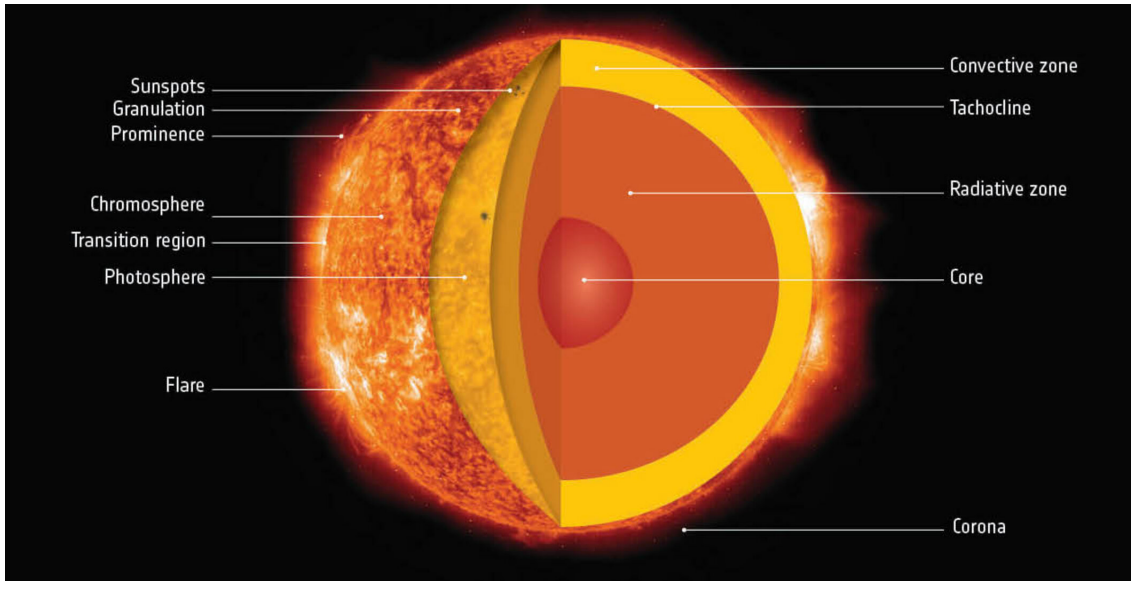
6.1 Ήλιος

Ο Ήλιος κατείχε πάντα μια περίοπτη θέση στις ανθρώπινες κοινωνίες. Από την αρχαιότητα, όχι μόνο λατρευόταν ως θεός, αλλά ήταν και η βάση για την οργάνωση της καθημερινότητας. Τα ημερολόγια, καθώς και δύο από τις πιο βασικές ενασχολήσεις του αρχαίου κόσμου, η γεωργία και η κτηνοτροφία, υπαγορεύονταν από την εναλλαγή των εποχών. Σήμερα είναι γνωστό πως ο Ήλιος, μέσω της ηλεκτρομαγνητικής του ακτινοβολίας, επηρεάζει ακόμα και το ίδιο το κλίμα του πλαντήτη μας, αν και ακόμη δεν είναι γνωστό το μέγεθος της επιρροής αυτής σε μικρές χρονικές κλίμακες (βραχυπρόθεσμα).

Αν και για την επιστήμη της Αστροφυσικής ο Ήλιος είναι ένα πολύ κοινό αστέρι φασματικού τύπου G2V [1] της κύριας ακολουθίας, η εγγύτητά του τον καθιστά εξαιρετικού ενδιαφέροντος για την Ηλιακή και Διαστημική φυσική, αφού, εκτός από τηλεπισκόπηση της ηλεκτρομαγνητικής του ακτινοβολίας, μπορούμε να μελετήσουμε και in-situ τη σωματιδιακή του ακτινοβολία, η οποία επηρεάζει μια περιοχή του διαστήματος με ακτίνα περίπου 100 αστρονομικών μονάδων (ηλιόσφαιρα).

6.1.1 Εσωτερικό του Ήλιου και ηλιακή ατμόσφαιρα

Η εκπομπή μάζας και ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από τον Ήλιο είναι το αποτέλεσμα παραγωγής ενέργειας στον πυρήνα του, κυρίως λόγω θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, που μετατρέπουν το υδρογόνο σε ήλιο σε θερμοκρασίες περίπου 15 εκατομμυρίων Kelvin. Ο πυρήνας, ο οποίος εκτείνεται περίπου μέχρι 0.3 ηλιακές ακτίνες, περιβάλλεται από ένα στρώμα στο οποίο γίνεται μεταφορά ενέργειας λόγω ακτινοβολίας (≈0.3–0.7 ηλιακές ακτίνες) και, ως εκ τούτου, ονομάζεται ζώνη ακτινοβολίας (radiation zone-βλέπε επίσης σχήμα 6.1). Πάνω από τη ζώνη ακτινοβολίας βρίσκεται η ζώνη μεταφοράς (convection zone), ενώ οι δύο αυτές περιοχές χωρίζονται από ένα λεπτό στρώμα πάχους περίπου 0.05 ηλιακών ακτίνων, που ονομάζεται ταχοκλινές (tachocline) και το οποίο φαίνεται να είναι η περιοχή από την οποία αναδύεται το μαγνητικό πεδίο του Ήλιου μέσω της διαδικασίας του δυναμό, αλλά και η περιοχή από την οποία ξεκινάει η διαφορική περιστροφή στον Ήλιο [2].



Σχήμα 6.1: Δομή του εσωτερικού του Ήλιου, καθώς και της ηλιακής ατμόσφαιρας. Πηγή: `https://www.esa.int/ESA_Multimedia`.

Η φωτόσφαιρα (photosphere), ένα στρώμα πάχους ≈ 150 – 200km πάνω από τη ζώνη μεταφοράς, είναι η φαινόμενη επιφάνεια του Ήλιου με θερμοκρασία 5777 K. Φυσικά, όταν μιλάμε για την ηλιακή επιφάνεια, δεν αναφερόμαστε σε μια καλώς ορισμένη (στερεή) επιφάνεια, αλλά σε μια λίγο πολύ παραμορφωμένη επιφάνεια, που καθορίζεται από μια βαρυτική ισορροπία. Ένα από τα βασικά γνωρίσματα της φωτόσφαιρας είναι

ότι το ηλιακό πλάσμα, από σχεδόν πλήρως αδιαφανές, μετατρέπεται σε διαφανές. Τέλος, στη φωτόσφαιρα παρατηρούνται όλοι οι χαρακτηριστικοί σχηματισμοί της ηλιακής επιφάνειας, όπως ενεργές περιοχές (active regions), ηλιακές κηλίδες (sunspots), κυψέλες μεταφοράς (convective cells), πόροι (pores), κόκκοι (granulation), κ.α. [3]. Οι δομές αυτές είναι ουσιαστικά η κατάληξη των σωλήνων ροής από τη ζώνη μεταφοράς στην ηλιακή επιφάνεια, ενώ ειδικά οι κηλίδες αποτελούν τις βασικές δομές, οι οποίες έχουν τη δυνατότητα να δημιουργήσουν όλα εκείνα τα εκρηκτικά φαινόμενα που αποτελούν τον ενεργό Ήλιο. Επιπρόσθετα, οι δομές αυτές παρουσιάζουν μια περιοδικότητα στην εμφάνισή τους, η οποία ορίζει τον 11ετή ηλιακό κύκλο (βλέπε ενότητα 6.4.6).



Σχήμα 6.2: Η ολική έκλειψη στις 21 Αυγούστου του 2017, όπως παρατηρήθηκε από το Όρεγκον των Ηνωμένων Πολιτειών. Πηγή: NASA Goddard Space Flight Center/Aubrey Gemignani.

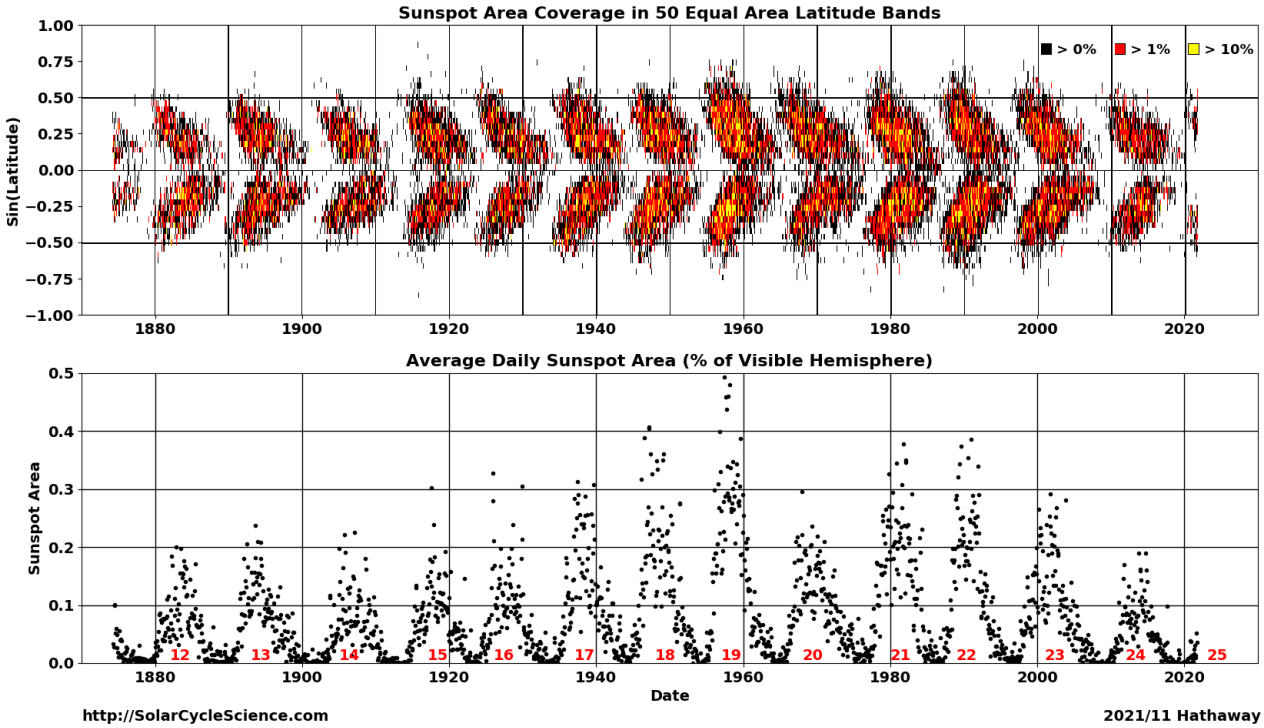
Ως ηλιακή ατμόσφαιρα ορίζουμε την περιοχή του Ήλιου πάνω από τη φωτόσφαιρα, η οποία αποτελείται με τη σειρά της από τρεις περιοχές: τη χρωμόσφαιρα (chromosphere), τη μεταβατική περιοχή (transition region) και το στέμμα (corona), το οποίο είναι και εκείνο το κομμάτι της ηλιακής ατμόσφαιρας που μπορούμε να παρατηρήσουμε κατά τη διάρκεια μιας ολικής έκλειψης (σχήμα 6.2).

Οι τρεις αυτές περιοχές της ηλιακής ατμόσφαιρας έχουν θερμοκρασία πολύ μεγαλύτερη από αυτή της φωτόσφαιρας. Ενδεικτικά η θερμοκρασία της χρωμόσφαιρας είναι περίπου 20,000 K, ενώ στη μεταβατική περιοχή και το στέμμα υπάρχει μια απότομη αύξηση περίπου δύο τάξεων μεγέθους. Αυτό το φαινόμενο πιστεύεται ότι οφείλεται σε μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα Alfvén στη χρωμόσφαιρα [4]. Το ηλιακό στέμμα αποτελεί το τελευταίο στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας, το οποίο δεν έχει καθορισμένο όριο, αλλά εκτονώνεται στον διαπλανητικό χώρο με τη μορφή του ηλιακού ανέμου, ο οποίος θα συζητηθεί διεξοδικά στην ενότητα 6.2

6.1.2 Ενεργός Ήλιος

Ως ενεργό Ήλιο χαρακτηρίζουμε τα παροδικά αλλά εκρηκτικά φαινόμενα που συμβαίνουν στην ηλιακή ατμόσφαιρα και κατά τα οποία απελευθερώνονται μεγάλα ποσά ενέργειας (μέχρι και 10^{32} erg) σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα (λίγα λεπτά με μερικές ώρες). Τα φαινόμενα αυτά είναι άρρηκτα συνδεδεμένα με τη δημιουργία κέντρων δράσης (active regions) στην επιφάνεια του Ήλιου και τη δημιουργία των ηλιακών κηλίδων (sunspots). Οι κηλίδες είναι δομές που εμφανίζονται στην ηλιακή φωτόσφαιρα με διάμετρο που κυμαίνεται από 16 έως και 160,000 km. Χαρακτηρίζονται από ψυχρό πλάσμα (3,000-4,000 K) σε σχέση με τη θερμοκρασία του πλάσματος στην υπόλοιπη φωτόσφαιρα), αλλά πολύ ισχυρό μαγνητικό πεδίο, που κυμαίνεται

στα 1,000-4,000 Gauss (1,000 φορές ισχυρότερο από τη συνήθη ένταση του μαγνητικού πεδίου στη φωτόσφαιρα). Ο αριθμός των κηλίδων στον ηλιακό δίσκο εμφανίζει μια ενδεκαετή περιοδική συμπεριφορά (11ετής ηλιακός κύκλος). Στην αρχή κάθε ηλιακού κύκλου οι πρώτες κηλίδες εμφανίζονται σε ηλιογραφικό πλάτος $\pm 35^o$ (γωνιακή απόσταση από τον ηλιακό ισημερινό), όμως με το πέρασμα του χρόνου οι νέες κηλίδες αναδύονται σε μικρότερα ηλιακά πλάτη, ώσπου στο τέλος του κύκλου εμφανίζονται κοντά στον ισημερινό (βλ. σχήμα 6.3).

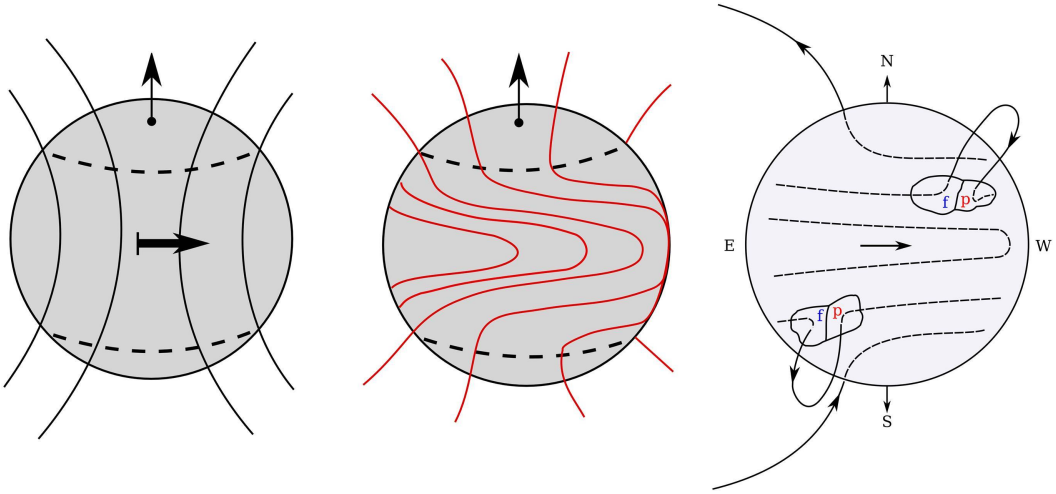


Σχήμα 6.3: Διάγραμμα της θέσης (πάνω) και του αριθμού (κάτω) των ηλιακών κηλίδων από το 1870 έως και σήμερα. Οι αριθμοί με το κόκκινο χρώμα αντιστοιχούν στην αρίθμηση των ηλιακών κύκλων.

Η επικρατέστερη θεωρία για τη δημιουργία των ηλιακών κηλίδων διατυπώθηκε για πρώτη φορά από τον Babcock το 1961 [5]. Σύμφωνα με τη θεωρία αυτή, το πλάσμα της ζώνης μεταφοράς παρασέρνει και παραμορφώνει τις μαγνητικές γραμμές στην κίνησή του (ω-effect). Στο σχήμα 6.4 φαίνεται η παραμόρφωση του αρχικά διπολικού πεδίου λόγω της διαφορικής περιστροφής, που είναι ισχυρότερη στον ισημερινό. Σχηματίζεται έτσι μια αζιμουθιακή συνιστώσα του πεδίου (τοροειδές πεδίο). Οι μαγνητικές γραμμές λόγω της αλληλεπίδρασης με την τυρβώδη κίνηση του πλάσματος στη ζώνη μεταφοράς παίρνουν τη μορφή μαγνητικών σχοινιών, τα οποία στη συνέχεια αναδύονται λόγω άνωσης. Τέλος το μαγνητικό πεδίο αναδύεται -αρχικά- σε μεγάλα ηλιογραφικά πλάτη όπου το μαγνητικό πεδίο της σπείρας έχει μεγαλύτερη ένταση. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, τα κέντρα δράσης και οι ηλιακές κηλίδες αποτελούν το υπόβαθρο για τη δημιουργία εκρηκτικών φαινομένων στον Ήλιο. Τα δύο σημαντικότερα από αυτά τα φαινόμενα είναι οι ηλιακές εκλάμψεις (solar flares) και οι εκτοξεύσεις στεμματικής μάζας (Coronal Mass Ejection ή πιο σύντομα CMEs) τα οποία και θα συζητηθούν αναλυτικά στα επόμενα κεφάλαια.

6.1.2.1 Ηλιακές εκλάμψεις

Ως ηλιακή έκλαμψη ορίζουμε την απότομη έκλυση μεγάλου ποσού ενέργειας από την ηλιακή ατμόσφαιρα, που συνοδεύεται από ξαφνική εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε όλα τα μήκη κύματος (από τα ραδιοκύματα μέχρι τις ακτίνες γάμμα) και επιτάχυνση σωματιδίων (σχήμα 6.5). Συνήθως παρατηρείται σε κοντινή απόσταση από μια ομάδα ηλιακών κηλίδων (ενεργή περιοχή), ενώ συχνά συνοδεύεται και από CME.



Σχήμα 6.4: Τα διάφορα στάδια της θεωρίας του Babcock. Πηγή: Alisandrakis, 2015 [1].

Η έκλαμψη είναι ένα εκρηκτικό φαινόμενο στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Προκαλείται από αστάθεια του υποκείμενου μαγνητικού πεδίου που προκαλεί μαγνητική επανασύνδεση (magnetic reconnection-βλέπε ενότητα 6.6), η οποία αλλάζει την τοπολογία του μαγνητικού πεδίου στην περιοχή και παρέχει μαγνητική ενέργεια, που έχει ως αποτέλεσμα θέρμανση πλάσματος και επιτάχυνση σωματιδίων.



Σχήμα 6.5: Μία ηλιακή έκλειψη όπως παρατηρήθηκε από την απόστολή Solar Dynamics Observatory (SDO) στις 31 Αυγούστου του 2012 στις 16:36 EDT. Η εικόνα είναι συνδυασμός από δύο μήκη κύματος στα 304 και 171 angstrom. Πηγή: `https://svs.gsfc.nasa.gov/11095`.

Οι εκλάμψεις κατηγοριοποιούνται με βάση τη ροή που εμφανίζουν στις ακτίνες X (1-8 Angstrom), όπως αυτή μετράται στη γεωσύγχρονη τροχιά (`https://www.swpc.noaa.gov/products/goes-x-ray-flux`) από τους δορυφόρους GOES (Geostationary Orbiting Enviromental Satellites). Η κατηγοριοποίηση αυτή φαίνεται στον πίνακα 6.1.

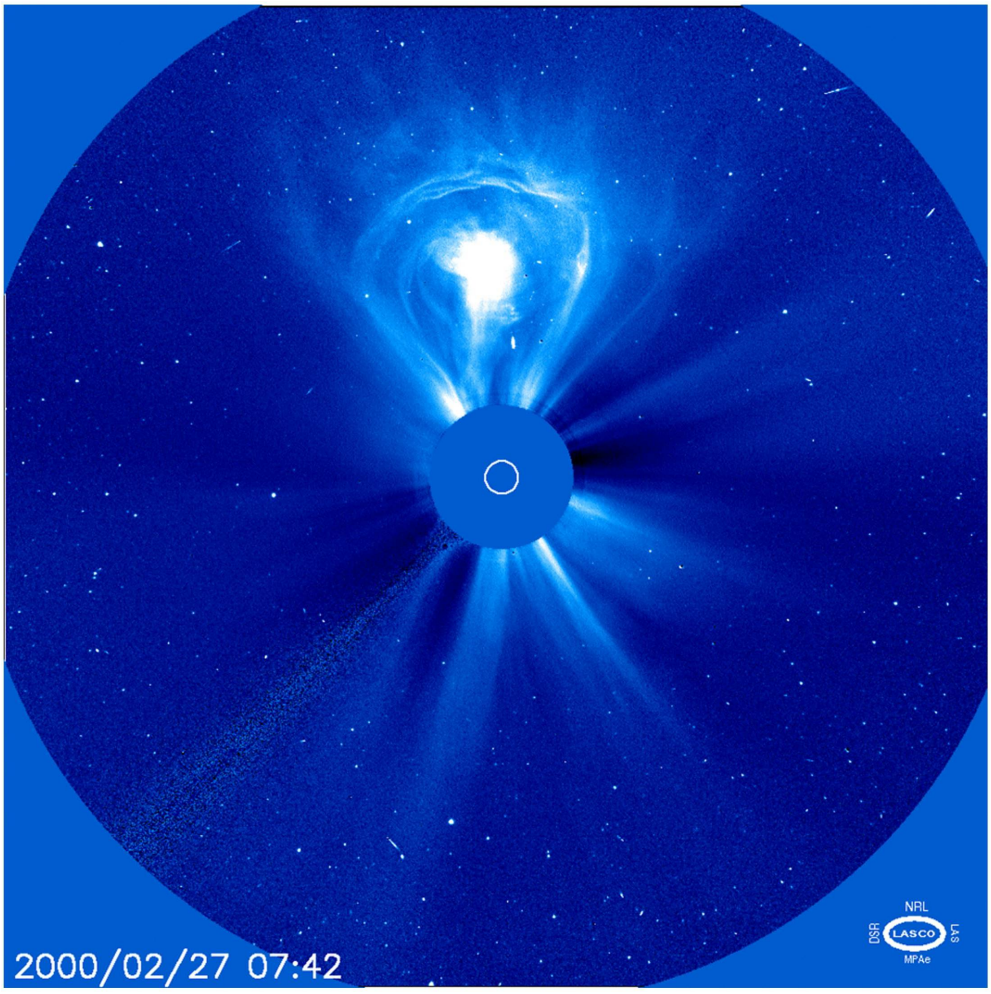
6.1.2.2 Στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας

Η στεμματική εκτόξευση μάζας (CME) είναι η αποκοπή και διάδοση μιας τεράστιας (συχνά δεκάδες φορές μεγαλύτερης από το μέγεθος της Γης) ποσότητας πλάσματος από το ηλιακό στέμμα, η οποία συνοδεύεται από το μαγνητικό πεδίο του στέμματος. Μια τυπική CME έχει μάζα περίπου 10^{11}-10^{13} kg, ενώ διαδίδεται στο διαπλανητικό διάστημα με ταχύτητες που κυμαίνονται από 200 έως και 3,000 km/s [6]. Η συχνότητα εμφάνισης των CME, όπως και αυτή των εκλάμψεων, εξαρτάται από την ηλιακό κύκλο, αφού παρατηρείται μεγαλύτερη συχνότητα εμφάνισης στο μέγιστο της ηλιακής δραστηριότητας (έως και 10 CMEs την ημέρα).

Classification	Approximate peak flux (W/m^2)
A	$< 10^{-7}$
B	$10^{-7} - 10^{-6}$
C	$10^{-6} - 10^{-5}$
M	$10^{-5} - 10^{-6}$
X	$> 10^{-4}$

Πίνακας 6.1: Κατηγοριοποίηση των ηλιακών εκάμψεων με βάση τη μέγιστη ροή που μετράται στη γεωσύγχρονη τροχιά από τους δορυφόρους GOES (Geostationary Orbiting Enviromental Satellites).

Η συχνότητα εμφάνισης των CMEs εξαρτάται και από το μέγεθός τους, με τις μεγαλύτερες CMEs να έχουν μικρότερη συχνότητα εμφάνισης [1].



Σχήμα 6.6: Η εικόνα μιας CME όπως καταγράφτηκε από τον στεμματογράφο C3 του LASCO στις 27 Φεβρουαρίου του 2000. Πηγή: `https://www.nasa.gov/content/goddard/cme-week-classic-light-bulb-cme/`.

Αν και στο παρελθόν οι CMEs είχαν συσχετιστεί με τις εκλάμψεις, είναι πλέον αποδεκτό ότι, ενώ οι εκλάμψεις εμφανίζονται σχεδόν αποκλειστικά σε ενεργές περιοχές, οι CMEs δεν έμφανίζουν τέτοιο χαρακτηριστικό, το οποίο σημαίνει ότι δεν σχετίζονται απαραίτητα. Ο μηχανισμός δημιουργίας τους είναι η μαγνητική επανασύνδεση των συστρεφόμενων μαγνητικών βρόχων που αναδύονται κοντά ή γύρω από την ενεργή περιοχή.

Μια τυπική CME αποτελείται από τρία μέρη, όπως φαίνεται και στο σχήμα 6.6:

- Έναν εξωτερικό βροχοειδή σχηματισμό (leading edge), ο οποίος αποτελείται από στεμματικό πλάσμα που η CME παρασύρει καθώς διαδίδεται. Λόγω αυτού, το πλάσμα συμπιέζεται και γι' αυτό εμφανίζεται τόσο φωτεινός στον στεμματογράφο.

- Μία σκοτεινή κοιλότητα (cavity), η οποία περιέχει αραιότερο πλάσμα, ενώ δεν έχει σημαντική εκπομπή σε ακτίνες Χ και υπεριώδες και, ως εκ τούτου, εμφανίζεται σκοτεινή στον στεμματογράφο. Αυτή η κοιλότητα σχετίζεται με το σκοινί μαγνητικής ροής (flux rope), δηλαδή τον αρχικό βρόχο που αποκόπηκε από την ηλιακή ατμόσφαιρα λόγω της επανασύνδεσης.

- Έναν φωτεινό πυρήνα (core), ο οποίος αποτελείται από στεμματικό πλάσμα (προεξοχή).

Τέλος, μπορούμε να κατηγοριοποιήσουμε τις CMEs με βάση την ταχύτητά τους σε δύο κατηγορίες: (α) τις σταδιακές CMEs που έχουν ταχύτητες 400-600 km/s και σχετίζονται με εκρήξεις προεξοχών και δεν συσχετίζονται με εκλάμψεις και (β) τις εκρηκτικές CMEs που έχουν ταχύτητες μεγαλύτερες των 750 km/s [1].

6.2 Ηλιακός άνεμος

Μέχρι το 1950 ήταν γνωστό ότι η αέριος ουρά των κομητών κατευθύνεται αντίθετα από τον Ήλιο, ανεξάρτητα από την κίνηση του κομήτη. Η πίεση της ακτινοβολίας του ηλιακού φωτός, που υποδείχθηκε από τις μελέτες του Poynting, ήταν η εξήγηση που είχε υιοθετηθεί για αυτό το φαινόμενο. Ιόντα στην ουρά των κομητών, όπως CO^+ και N_2^+, θα ήταν οι κύριοι στόχοι του ηλιακού φωτός. Ωστόσο, με την βοήθεια της κβαντομηχανικής, ο Biermann, το 1951 [7], έδειξε ότι η ενεργός διατομή αυτών των ιόντων είναι πολύ μικρή και η πίεση της ακτινοβολίας δεν μπορεί να προκαλέσει την εκπομπή τους. Η εξήγηση δόθηκε από τον Parker, το 1958, με τη γέννηση της ιδέας του ηλιακού ανέμου [8].

Ηλιακός άνεμος (solar wind) ονομάζεται η συνεχής ροή ηλιακού πλάσματος στον διαπλανητικό χώρο. Δεδομένης της απουσίας υδροστατικής ισορροπίας ανάμεσα στο ηλιακό στέμμα και τον διαπλανητικό χώρο, ο Parker πρότεινε έναν μηχανισμό συνεχόμενης υδροδυναμικής εκτόνωσης, σύμφωνα με τον οποίο, το ηλιακό στέμμα οδηγείται σε υπερηχητική εκτόνωση λόγω της θερμικής του πίεσης. Σύμφωνα με την παραπάνω θεωρία, η εκτόνωση του πλάσματος συνεπάγεται και μεταφορά μαγνητικού πεδίου (ανοικτές γραμμές του ηλιακού μαγνητικού πεδίου), το οποίο είναι παγωμένο[1] στο πλάσμα (frozen-in). Οι παράμετροι του ηλιακού ανέμου (πλάσμα και μαγνητικό πεδίο) έχουν ακτινική εξάρτηση, που σημαίνει ότι σε κανονικές (ήρεμες) συνθήκες οι τιμές της ταχύτητας, της πίεσης κτλ. είναι περίπου σταθερές με το R. Εκτός, όμως από την ακτινική εξάρτηση, οι παραπάνω παράμετροι εξαρτώνται από τη φάση της ηλιακής δραστηριότητας, αλλά και από το είδος του ηλιακού ανέμου (βλ. πίνακα 6.2 για τις αντίστοιχες τιμές στη γήινη τροχιά). Αυτά τα είδη είναι 4:

1. Ο ήρεμος ηλιακός άνεμος που αναδύεται από τον ήρεμο Ήλιο κοντά στην περιοχή του φύλλου ρεύματος, δηλαδή σε μικρά ηλιογραφικά πλάτη (Low Speed wind of Minimum type, LSM).

2. Ο ήρεμος ηλιακός άνεμος που αναδύεται από ενεργές περιοχές σε τυρβώδη κατάσταση κατά τη διάρκεια και γύρω από το μέγιστο της ηλιακής δραστηριότητας (Low Speed wind at maximum Activity, LSA).

3. Ο γρήγορος ηλιακός άνεμος που αναδύεται από τις στεμματικές οπές κυρίως κατά τη διάρκεια του ελαχίστου και της καθοδικής φάσης του ηλιακού κύκλου (High Speed Streams, HSS).

4. Το πλάσμα που εκτοξεύεται κατά την διάρκεια των στεμματικών εκτοξεύσεων μάζας (Coronal Mass Ejections, CMEs).

[1] Αυτό σημαίνει ότι το μαγνητικό πεδίο ακολουθεί τη συμπεριφορά του πλάσματος, εφόσον η δυναμική πίεση του τελευταίου είναι πολύ μεγαλύτερη της μαγνητικής πίεσης του πρώτου.

	Low Speed Wind (LSM)	**Fast Wind (HSS)**
Flow speed	250-400 km/s	400-800 km/s
Proton density	10.7 cm^{-}3	3 cm^{-3}
Proton Temperature	$3.4{\cdot}10^4$ K	$2.3{\cdot}10^5$ K
Electron Temperature	$1.3{\cdot}10^5$ K	$1{\cdot}10^5$ K
Momentum flux density	$2.12{\cdot}10^8$ dyn$\cdot cm^{-2}$	$2.26{\cdot}10^8$ dyn$\cdot cm^{-2}$
Total energy flux density	1.55 erg$\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1}$	1.43 erg$\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1}$
Helium content	2.5% (variable)	3.6% (stationary)

Πίνακας 6.2: Τυπικές τιμές των παραμέτρων του αργού και γρήγορου ηλιακού ανέμου στα όρια της γήινης τροχιάς.

6.2.1 Η θεωρία του Parker

Αν θεωρήσουμε στοιχειώδη μάζα dm στον διαπλανητικό χώρο, τότε αυτή θα δέχεται δύο δυνάμεις: τη δύναμη της βαρύτητας από τον Ήλιο και μια διαφορά πίεσης[2]. Επομένως, από τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα καταλήγουμε:

$$dm\frac{du}{dt} = -ds \cdot dP - G\frac{dm \cdot M}{r^2} \tag{6.1}$$

όπου M η μάζα του Ήλιου. Στη συνέχεια, από τη διατήρηση της μάζας[3] καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$\rho \cdot u \cdot r^2 = const \tag{6.2}$$

και αν θεωρήσουμε ότι το αέριο που εκτονώνεται είναι ιδανικό, η καταστατική του εξίσωση[4] θα είναι:

$$P = n \cdot k_b \cdot T \tag{6.3}$$

όπου k_b η σταθερά του Boltzmann και T η θερμοκρασία του αερίου, την οποία τη θεωρούμε σταθερή (ισόθερμο στέμμα) [5].

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις 6.2 και 6.3 στην 6.1 καταλήγουμε:

$$\frac{1}{u} \cdot \frac{du}{dr} \cdot \frac{u^2 - 2k_bT}{m_p} = \frac{4k_bT}{m_pr} - \frac{GM}{r^2} \tag{6.4}$$

Όπως φαίνεται, το δεύτερο μέλος της εξίσωσης μηδενίζεται για $r_c = GMm_p/4k_bT$. Το σημείο αυτό ονομάζεται κρίσιμο σημείο και αποτελεί το όριο όπου η ροή μπορεί να περάσει από υποηχητική σε υπερηχητική ή αντίστροφα. Το πρώτο μέλος της εξίσωσης μηδενίζεται για $u_c^2 = 2k_bT/m_p$ και για $1/u(du/dr)_{r=rc} = 0$.

Η εξίσωση 6.4 δίνει συγκεκριμένες οικογένειες λύσεων, που φαίνονται στο σχήμα 6.7:

Οι ασύμπτωτες Β και Α τέμνονται στο κρίσιμο σημείο (r_c, u_c).

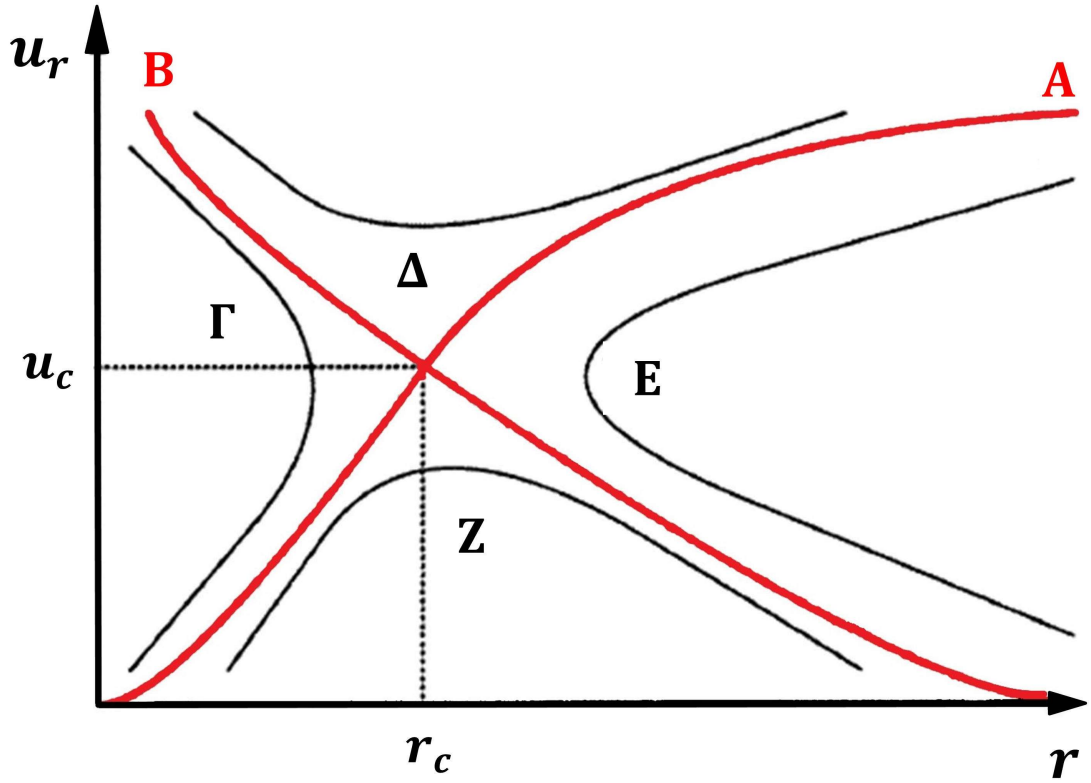
Οι λύσεις Β και Δ θα πρέπει να απορριφθούν, εφόσον δίνουν πολύ μεγάλες ταχύτητες κοντά στο στέμμα, γεγονός που δεν υποστηρίζεται παρατηρησιακά. Επίσης πρέπει να απορρίψουμε τις λύσεις Γ και Ε, που δε αντιστοιχούν σε συναρτήσεις. Άρα καταλήγουμε στο ότι αποδεκτές λύσεις είναι οι Α και Ζ. Στην Ζ, η ταχύτητα αυξάνεται με την απόσταση, αλλά δεν επιτυγχάνεται η κρίσιμη ταχύτητα στην κρίσιμη ακτίνα. Η ροή συνεχίζει

[2]Θεωρούμε στατικό μοντέλο ως προς τη μεταβολή του χρόνου (σταθερός ρυθμός), οπότε όλες οι χρονικές παράγωγοι είναι μηδέν και αγνοούμε την ύπαρξη μαγνητικού πεδίου (η δύναμη Lorentz είναι μηδέν).

[3]Ο ηλιακός άνεμος αποτελείται από πρωτόνια, ηλεκτρόνια, σωμάτια α και βαρύτερα στοιχεία. Επειδή όμως τα δυο τελευταία υπάρχουν σε πολύ μικρό ποσοστό σε σχέση με τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια, τα θεωρούμε αμελητέα. Επίσης $m_p >> m_e$ οπότε θεωρούμε προσεγγιστικά $m \approx m_p$.

[4]Θεωρούμε ότι $T_p = T_e = T$ λόγω αλληλεπίδρασης Coulomb και μεγάλης θερμοκρασίας στέμματος.

[5]Η αδυναμία αυτής της θεωρίας είναι ότι για να είναι σταθερή η θερμοκρασία θα έπρεπε να δίνεται άπειρη ενέργεια στο σύστημα. Παρ' όλα αυτά, η προσέγγιση αυτή μας δίνει αρκετά καλά αποτελέσματα για τον ήρεμο ηλιακό άνεμο.



Σχήμα 6.7: Διάγραμμα της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου ως προς την απόσταση από τον Ήλιο. Οι ασύμπτωτες καμπύλες των 4 οικογενειών λύσεων της εξίσωσης Parker τέμνονται στο κρίσιμο σημείο (r_c, u_c), όπου η θερμική πίεση των ιόντων του ηλιακού ανέμου γίνεται ίση με την δυναμική πίεση του πλάσματος.

να διαδίδεται ακτινικά προς τα έξω, αλλά στη συνέχεια επιβραδύνεται και έχει ονομαστεί ηλιακή αύρα (solar breeze). Η λύση Α είναι ο παρατηρούμενος ηλιακός άνεμος, που ξεκινά ως υποηχητική ροή από το στέμμα και επιταχύνεται, ενώ στο κρίσιμο σημείο γίνεται υπερηχητικός. Στο σχήμα 6.8 φαίνονται οι τιμές της ταχύτητας που προβλέπει η παραπάνω λύση στα όρια της τροχιάς της Γης (1 AU), τα οποία είναι και πολύ κοντά στις παρατηρούμενες δορυφορικές μετρήσεις.

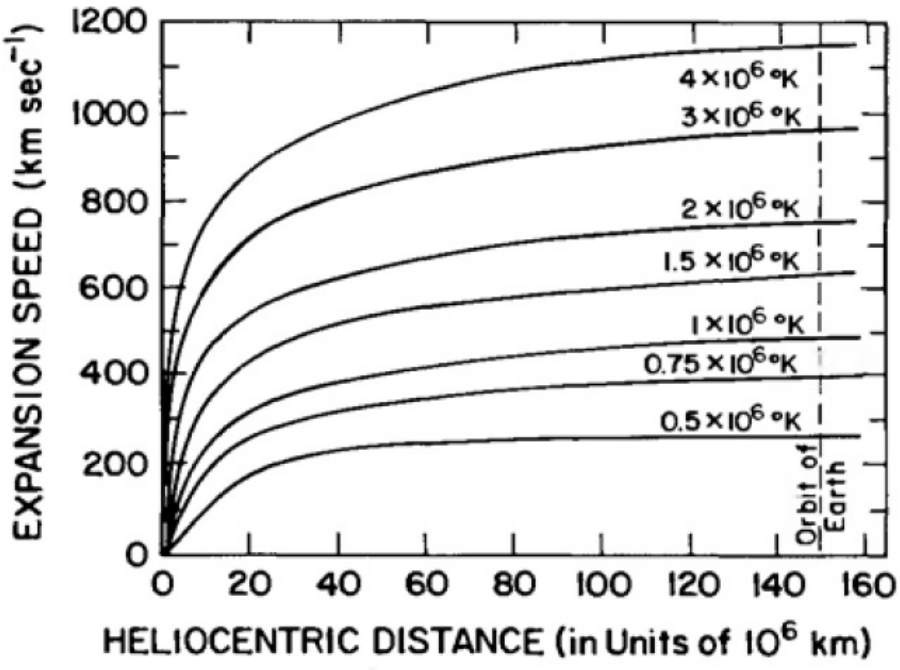
Το μοντέλο του Parker έχει φυσικά σημαντικές παραδοχές/προσεγγίσεις, οι οποίες δίνουν ικανοποιητικά αποτελέσματα για τον ήρεμο ηλιακό άνεμο, αλλά καταρρέουν σε περιπτώσεις δυναμικών φαινομένων. Αρχικά, καθώς ο ηλιακός άνεμος κινείται προς τη Γη, το πλάσμα ψύχεται και αραιώνει. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να μην μπορούμε να θεωρήσουμε ίδια θερμοκρασία πρωτονίων και ηλεκτρονίων, εφόσον η συχνότητα αλληλεπίδρασης Coulomb μειώνεται σημαντικά (χωρίς φυσικά να χάνεται η συλλογική συμπεριφορά του πλάσματος). Επιπλέον, όπως απέδειξε ο Parker, η ενέργεια που απαιτείται για την εκτόνωση του στέμματος είναι το 10% της ενέργειας που απαιτείται για τη συντήρησή του. Το ποσό αυτό μπορεί να προσφέρεται από υδρομαγνητικά κύματα ως την απόσταση 2-3 ηλιακών ακτίνων.

6.2.2 Μορφολογία και χρονική εξέλιξη του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου

6.2.2.1 Χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου

Για να μελετήσουμε την χρονική εξέλιξη του πεδίου του ηλιακού ανέμου, χρησιμοποιούμε τις βασικές εξισώσεις του ηλεκτρομαγνητισμού:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} (Faraday) \tag{6.5}$$



Σχήμα 6.8: Η ακτινική ταχύτητα του ηλιακού ανέμου για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας του πλάσματος. Πηγή: Parker, 1958 [8].

$$\vec{J} = \sigma\left[\vec{E} + \frac{1}{c}\left(\vec{u}\times\vec{B}\right)\right](Ohm) \tag{6.6}$$

$$\nabla\times\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{J} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}(Ampère) \tag{6.7}$$

Θεωρώντας ότι το ρεύμα μετατόπισης είναι αμελητέο (δηλαδή $\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = 0$) και ότι στη φύση δεν υπάρχουν μαγνητικά μονόπολα ($\nabla\vec{B} = 0$), οι παραπάνω εξισώσεις καταλήγουν στην:

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \nabla\times\left(\vec{u}\times\vec{B}\right) - \frac{c^2}{4\pi\sigma}\left(\nabla^2\vec{B}\right) \tag{6.8}$$

όπου σ η αγωγιμότητα του υλικού. Στο δεξί μέλος της εξίσωσης 6.8, ο πρώτος όρος ονομάζεται όρος μεταφοράς, ενώ ο δεύτερος όρος διάχυσης του μαγνητικού πεδίου. Το πηλίκο του όρου μεταφοράς προς τον όρο διάχυσης αποτελεί τον μαγνητικό αριθμό Reynolds:

$$R_m = \frac{\left|\nabla\times\left(\vec{u}\times\vec{B}\right)\right|}{\left|\frac{c^2}{4\pi\sigma}\left(\nabla^2\vec{B}\right)\right|} \tag{6.9}$$

Για να εκτιμήσουμε τον αριθμό Reynolds, θα θεωρήσουμε $\nabla \approx 1/L$, όπου L το σχετικό μήκος, και αγνοώντας τον διανυσματικό χαρακτήρα της εξίσωσης 6.9 καταλήγουμε ότι $R_m = 4\pi\sigma Lu/c^2$, δηλαδή ο αριθμός Reynolds εξαρτάται από την αγωγιμότητα του υλικού. Στην περίπτωση του ηλιακού ανέμου, που η αγωγιμότητα είναι εξαιρετικά υψηλή, ο όρος μεταφοράς είναι ο επικρατέστερος ($R_m >> 1$). Έτσι μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση 6.8 ως:

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \approx \nabla(r,\theta,\phi)\times\left(\vec{u}\times\vec{B}\right) \tag{6.10}$$

Η μαγνητική ροή, τώρα, δίνεται από το ολοκλήρωμα:

$$\Phi_B = \int_{(A)}\vec{B}d\vec{A} \tag{6.11}$$

όπου Α το εμβαδό της επιφάνειας. Λαμβάνοντας υπόψη μας την εξίσωση 6.10, αν η ροή περνά την επιφάνεια Α που περικλείεται από την καμπύλη C σε χρόνο t και σε χρόνο $t + dt$ η καμπύλη έχει μετακινηθεί κατά udt, τότε:

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \int_{(A)} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{A} + \int_{(C)} \vec{B}(\vec{u} \times d\vec{l}) \tag{6.12}$$

και μέσω του θεωρήματος του Stokes:

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \int_{(A)} \left[\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) \right] d\vec{A} = 0 \tag{6.13}$$

Αν τώρα υποθέσουμε δύο κλειστές καμπύλες οι οποίες συνδέονται μέσω των μαγνητικών γραμμών του πεδίου στον χρόνο t, τότε αυτές θα σχηματίζουν έναν μαγνητικό σωλήνα, ο οποίος θα διατηρεί στο εσωτερικό του τη ροή Φ_B. Επίσης, καθώς το ρευστό κινείται και $d\Phi_B/dt = 0$, τότε ο σωλήνας θα περιλαμβάνει τη ροή Φ_B για κάθε επόμενο χρόνο t. Αν τέλος, μπορούμε να συμπιέσουμε τον σωλήνα αυτό τόσο, ώστε να αποτελείται από μία μόνο μαγνητική γραμμή, καταλήγουμε στο συμπέρασμα του παγωμένου μαγνητικού πεδίου μέσα στο πλάσμα του ηλιακού ανέμου (frozen field).

6.2.2.2 Διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο

Για να προσδιορίσουμε τη μορφή των γραμμών ροής του πλάσματος, αρκεί να προσδιορίσουμε τη μορφή των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου, εφόσον αυτές συμπίπτουν λόγω παγωμένου πεδίου. Επειδή ο Ήλιος περιστρέφεται, οι γραμμές ροής θα έχουν τη μορφή ελίκων του Αρχιμήδη (σχήμα 6.9), άρα το ίδιο θα ισχύει και για τις δυναμικές γραμμές. Οι γραμμές ροής θα δίνονται από τις παρακάτω εξισώσεις:

$$r = r_0 + u \cdot t \tag{6.14}$$

$$\theta = \vartheta_0{}^6 \tag{6.15}$$

$$\phi = \phi_0 + \omega \cdot t \tag{6.16}$$

όπου ω η γωνιακή ταχύτητα του Ήλιου και u η ακτινική ταχύτητα. Αν τώρα απαλείψουμε τον χρόνο, καταλήγουμε στην εξίσωση της σπείρας του Αρχιμήδη:

$$r = u \cdot \frac{\phi - \phi_0}{\omega} + r_0 \tag{6.17}$$

όπου θέτοντας $\psi = \omega r/u$ μπορούμε να υπολογίσουμε το μήκος S της σπείρας:

$$S = \frac{1}{2} \frac{u}{\omega} \left[\psi \cdot \sqrt{\psi^2 + 1} + ln(\psi \cdot \sqrt{\psi^2 + 1}) \right] \tag{6.18}$$

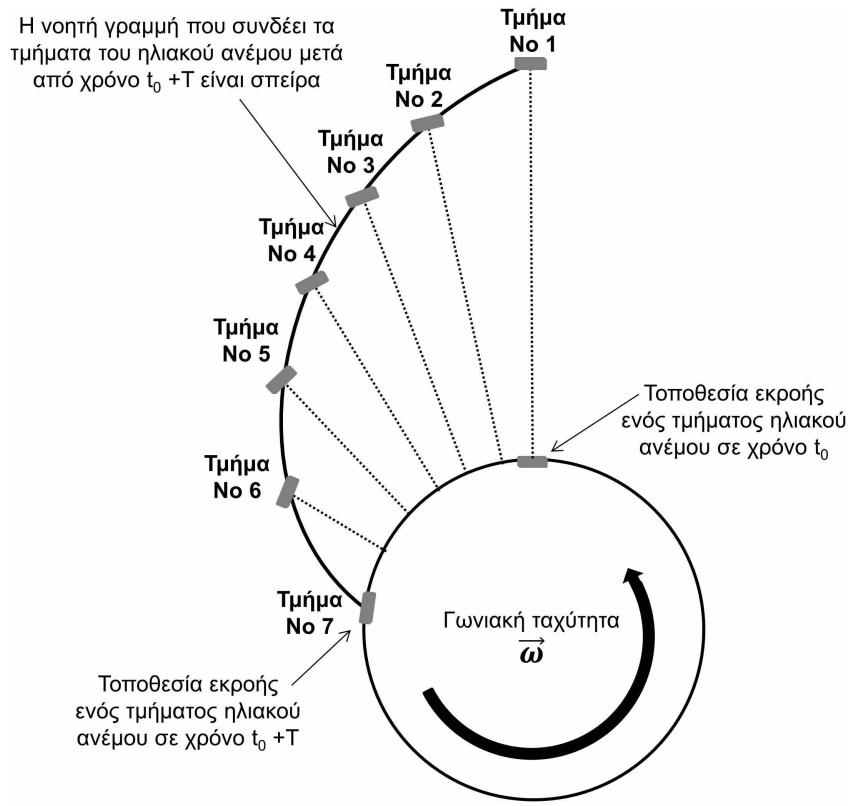
Αν τώρα θεωρήσουμε μη αδρανειακό σύστημα συντεταγμένων που περιστρέφεται μαζί με τον Ήλιο με γωνιακή ταχύτητα ω, καταλήγουμε:

$$V_r(r, \theta, \phi) = u \tag{6.19}$$

$$V_\theta(r, \theta, \phi) = 0 \tag{6.20}$$

$$V_\phi(r, \theta, \phi) = -\omega \cdot r \cdot sin(\theta) \tag{6.21}$$

[6]Αυτή η προσέγγιση λειτουργεί αρκετά καλά για τον ήρεμο ηλιακό άνεμο, υποθέτοντας ότι κατά βάση η ροή εκτονώνεται γύρω από τον μαγνητικό ισημερινό.



Σχήμα 6.9: Τοπολογία του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου.

Εφόσον, όμως, οι γραμμές ροής συμπίπτουν με τις δυναμικές γραμμές, το μαγνητικό πεδίο θα είναι ανάλογο της ταχύτητας:

$$\mathrm{B}_r(r,\theta,\phi) \propto u \tag{6.22}$$

$$\mathrm{B}_\theta(r,\theta,\phi) = 0 \tag{6.23}$$

$$\mathrm{B}_\phi(r,\theta,\phi) \propto -\omega \cdot r \cdot sin(\theta) \tag{6.24}$$

Αλλά ισχύει επίσης ότι $\nabla \vec{B} = 0$, που σημαίνει ότι:

$$\frac{1}{r^2}\left[\frac{\partial(r^2 B_r)}{\partial r}\right] + \frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial(B_\theta \sin\theta)}{\partial\theta}\right] + \frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial(B_\varphi)}{\partial\varphi}\right] = 0 \tag{6.25}$$

Θεωρώντας πως υπάρχει αξιμουθιακή συμμετρία και λαμβάνοντας υπόψη ότι η θ συνιστώσα είναι μηδέν[7], καταλήγουμε στην εξίσωση:

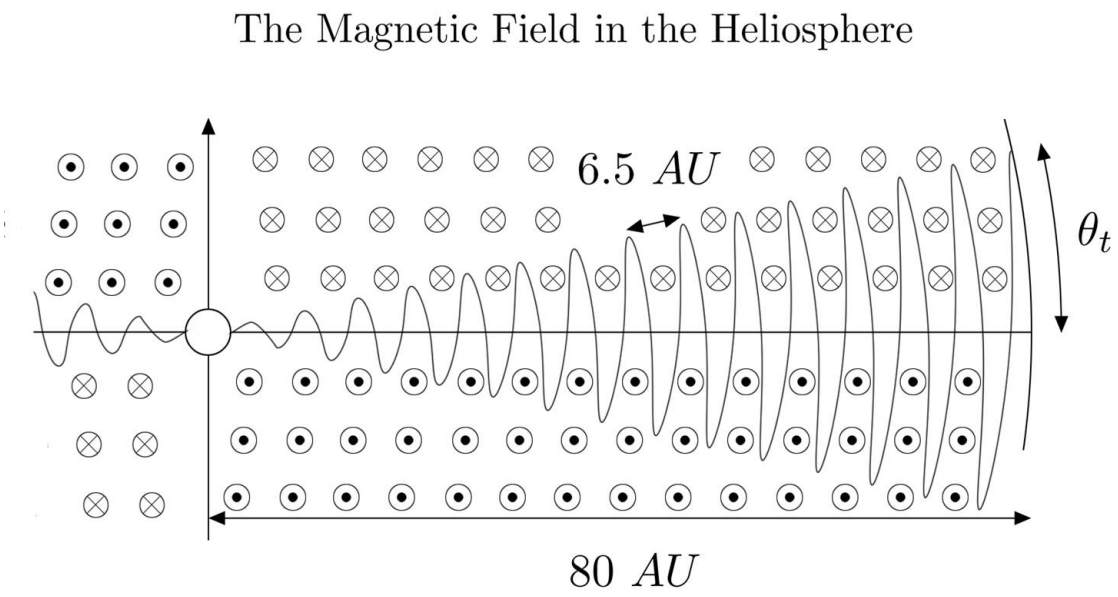
$$\frac{1}{r^2}\left[\frac{\partial(r^2 B_r)}{\partial r}\right] = 0 \Rightarrow r^2 B_r = const \tag{6.26}$$

δηλαδή η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της απόστασης.

Όπως είπαμε παραπάνω, όμως, υπάρχουν 2 βασικά ήδη ηλιακού ανέμου: ο αργός, που αναδύεται από ισημερινά ηλιογραφικά πλάτη, και ο γρήγορος, που αναδύεται από τις στεμματικές πολικές οπές. Το μαγνητικό πεδίο που συνοδεύει τον γρήγορο ηλιακό άνεμο κουβαλά και την αντίστοιχη πολικότητα, έτσι, όταν ο ηλιακός άνεμος που προέρχεται από τη βόρεια στεμματική οπή συναντά τον ηλιακό άνεμο που προέρχεται από τη νότια (περίπου στο επίπεδο του ισημερινού), δημιουργείται μια διαχωριστική επιφάνεια, που ονομάζεται ουδέτερη

[7]Βέβαια, στην πραγματικότητα η θ συνιστώσα δεν είναι μηδέν, αλλά παρουσιάζει μικρές μεταβολές.

περιοχή ή ηλιοσφαιρικό φύλλο ρεύματος (Heliospheric Current Sheet). Η ουδέτερη περιοχή αποτελεί το μεγαλύτερο φύλλο ρεύματος στην ηλιόσφαιρα, αφού εκτείνεται από κοντά στον ηλιακό ισημερινό έως και μετά την τροχιά του Πλούτωνα και έχει πάχος περίπου 10,000 km. Αν στα παραπάνω συνυπολογίσουμε τη μορφή έλικας του Αρχιμήδη που έχει το μαγνητικό πεδίο, αλλά και τη μη μηδενική θ συνιστώσα, τότε καταλήγουμε σε μια μορφολογία μαγνητικού πεδίου που μοιάζει με τη φούστα μιας μπαλαρίνας (βλέπε σχήματα 6.10 και 6.11). Ουσιαστικά, δημιουργούνται τομείς (sectors) σταθερής πολικότητας μαγνητικού πεδίου, που μπορούν να διατηρηθούν για αρκετές ηλιακές περιστροφές και οι οποίοι μεταβάλλονται ανάλογα με την ηλιακή δραστηριότητα. Επειδή η Γη, λόγω της τροχιάς της πάνω στην εκλειπτική, μπαινοβγαίνει σε αυτούς τους τομείς, επηρεάζονται και οι συνθήκες επανασύνδεσης (βλέπε ενότητα 6.6) ανάλογα με το αν βρίσκεται στον θετικό ή στον αρνητικό τομέα.



Σχήμα 6.10: Διάγραμμα της εξέλιξης του φύλλου ρεύματος και δημιουργία των τομέων. Πηγή: Roberts, 2011 [9].

6.3 Ηλιόσφαιρα

Με τον όρο Ηλιόσφαιρα περιγράφουμε εκείνη την περιοχή/κοιλότητα του κοντινού μας διαστήματος, η οποία εκτείνεται από τον Ήλιο και φτάνει ακτινικά μετά την τροχιά του Πλούτωνα. Η διαμόρφωση αυτής της περιοχής οφείλεται στην αλληλεπίδραση του πλάσματος του ηλιακού ανέμου με το διαστρικό αέριο. Μέχρι και τις αρχές της δεκαετίας του 1990 η γνώση που είχαμε για την ηλιόσφαιρα περιοριζόταν στο επίπεδο της εκλειπτικής, ενώ η εκτίμηση των ορίων της προερχόταν κυρίως από λύσεις αριθμητικών μοντέλων. Η πρώτη αποστολή που έδωσε περαιτέρω πληροφορίες ήταν η αποστολή Ulysses, η οποία εκτοξεύθηκε τον Οκτώβριο του 1990 σε μια κεκλιμένη τροχιά (80 μοίρες ως προς το επίπεδο της εκλειπτικής) και με περίοδο περίπου 6 χρόνια.

Το 1994 και το 1995 (κατά τη διάρκεια του ηλιακού ελαχίστου) ο δορυφόρος πέρασε από τον νότιο και τον βόρειο πόλο του Ήλιου αντίστοιχα κάνοντας μια σημαντική ανακάλυψη: Η ακτινική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου του ηλιακού ανέμου δεν έδειξε κάποια σημαντική μεταβολή ως προς το ηλιογραφικό πλάτος, παρότι κοντά στον ηλιακό δίσκο το πεδίο είναι σχεδόν διπολικό[11]. Αυτό έδειχνε ουσιαστικά, ότι η μαγνητική ροή που βγαίνει από τους πόλους μεταφέρεται στο ισημερινό επίπεδο, όπως περιέγραφε και το *μοντέλο της μπαλαρίνας*. Ακόμα πιο ενδιαφέροντα αποτελέσματα υπήρξαν κατά το δεύτερο πέρασμα του Ulysses από



Σχήμα 6.11: Σχηματική αναπαράσταση σε τρεις διαστάσεις της τοπολογίας του φύλλου ρεύματος (μπαλαρίνα).

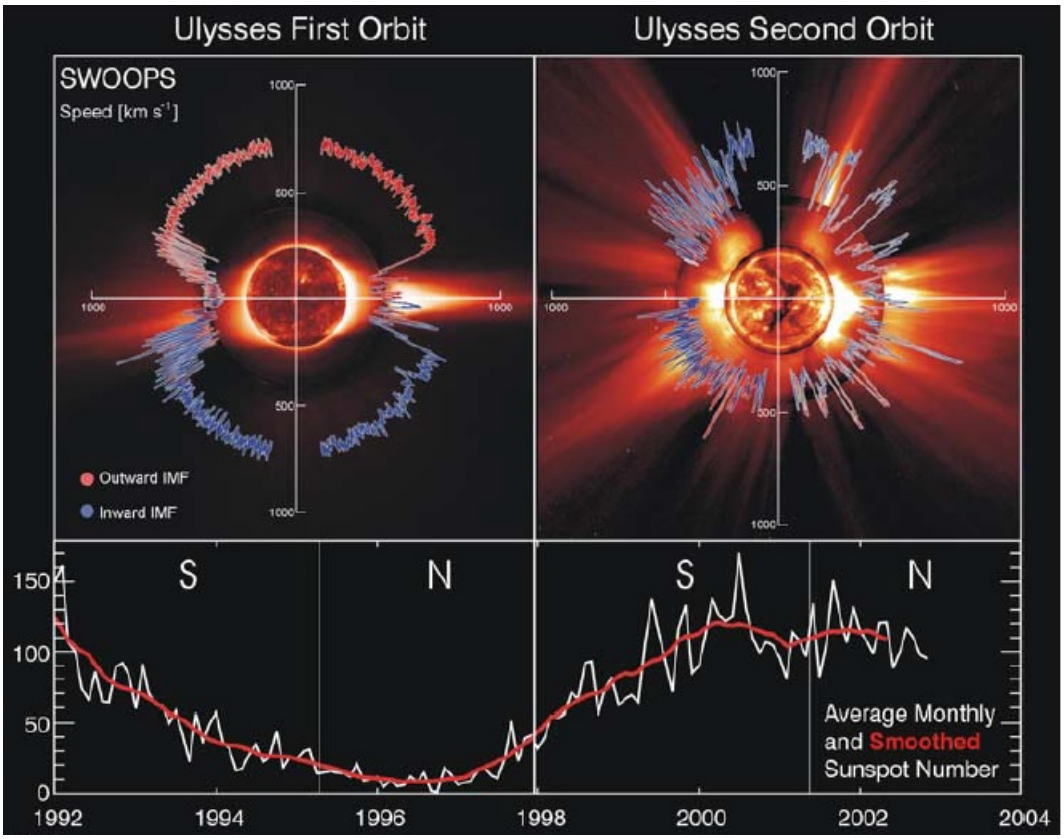
τον ηλιακό βόρειο πόλο κατά τη διάρκεια του ηλιακού μεγίστου [10]. Κατά τη διάρκεια της πρώτης τροχιάς του Ulysses, η οποία συνέπιπτε με την περίοδο του ελαχίστου της ηλιακής δραστηριότητας, ο ηλιακός άνεμος εμφάνιζε μια εξαιρετικά απλή δομή: υψηλές ταχύτητες στα υψηλά ηλιογραφικά πλάτη (ηλιακός άνεμος από στεμματικές οπές) και πιο αργές ταχύτητες, αλλά και πιο ευμετάβλητες σε χαμηλότερα πλάτη (σχήμα 6.12 πάνω αριστερό πάνελ). Η δομή του ηλιακού ανέμου ήταν εντελώς διαφορετική κατά τη διάρκεια της δεύτερης τροχιάς, η οποία συνέπιπτε με το ηλιακό μέγιστο (επάνω δεξιό πάνελ). Τότε η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου ήταν εξαιρετικά μεταβλητή σε όλα τα ηλιογραφικά πλάτη. Σήμερα γνωρίζουμε ότι αυτές οι ροές προκύπτουν από έναν συνδυασμό πηγών (στεμματικές οπές, γρήγορες ροές ηλιακού ανέμου, στεμματικές εκτινάξεις μάζας κτλ.).

Τα όρια της ηλιόσφαιρας ορίζονται από την ηλιόπαυση (heliopause), στην οποία υπάρχει ισορροπία της συνισταμένης πίεσης του ηλιακού ανέμου (θερμική, δυναμική, μαγνητική) και της πίεσης του μεσοστρικού αερίου (σχήμα 6.13).

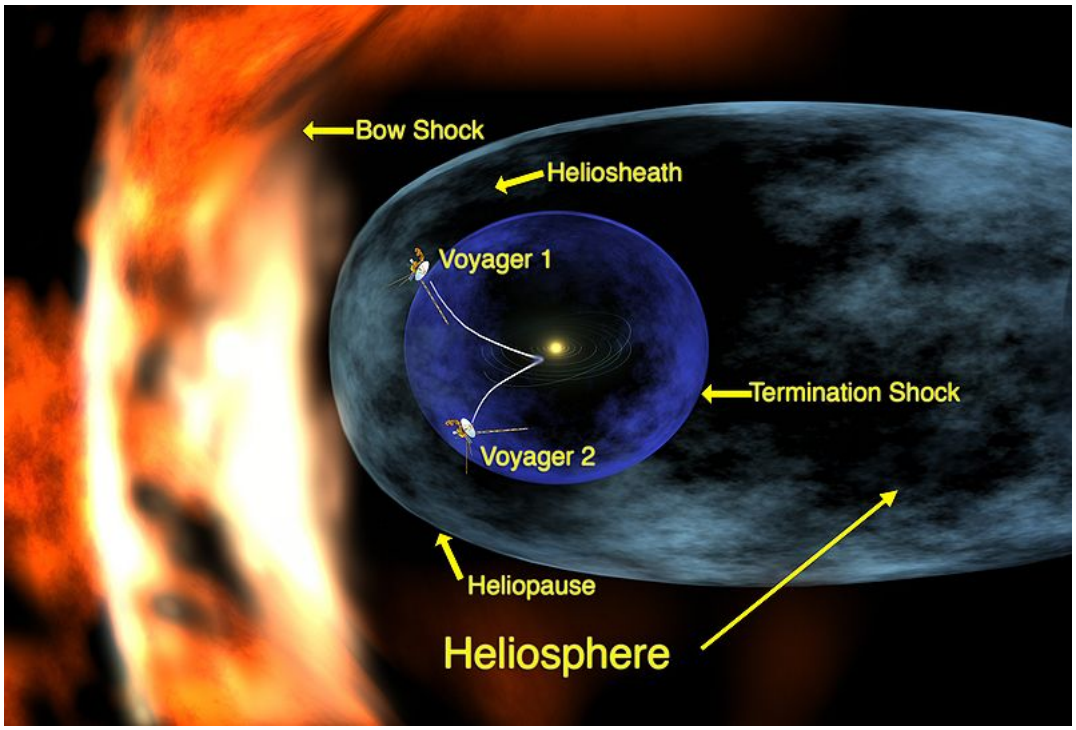
Η διάβαση της ηλιόπαυσης αναμενόταν να σηματοδοτείται από μια απότομη πτώση της ροής των φορτισμένων σωματιδίων, μια αλλαγή στην κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, και την αύξηση της ροής των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων. Η απάντηση στις παραπάνω προσδοκίες ήρθε τον Μάιο του 2012, όταν το Voyager 1 ανίχνευσε μια ταχεία αύξηση στη ροή των κοσμικών ακτίνων (διάγραμμα 6.14) και μείωση της ροής των ηλεκτρονίων και των ιόντων της ηλιόσφαιρας [12]. Το φθινόπωρο του 2013, η NASA ανακοίνωσε ότι το Voyager 1 είχε διασχίσει την ηλιόπαυση στις 25 Αυγούστου 2012, σε απόσταση 121 AU από τον Ήλιο. Αντίθετα όμως με τις προβλέψεις για το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο, τα δεδομένα από το Voyager 1 έδειξαν ότι το μαγνητικό πεδίο του γαλαξία είναι παράλληλο με το ηλιακό μαγνητικό πεδίο [13].

Μέσα από αυτό το όριο της ηλιόπαυσης υπάρχει μια μεταβατική περιοχή που ονομάζεται ηλιοθήκη (heliosheath), η οποία περικλείεται από την ηλιόπαυση και το termination shock[8] και οριοθετείται στις 94 με

[8]Ουσιαστικά το termination shock είναι το αντίστοιχο ενός κρουστικού κύματος, που δημιουργείται κατά την αλληλεπί-

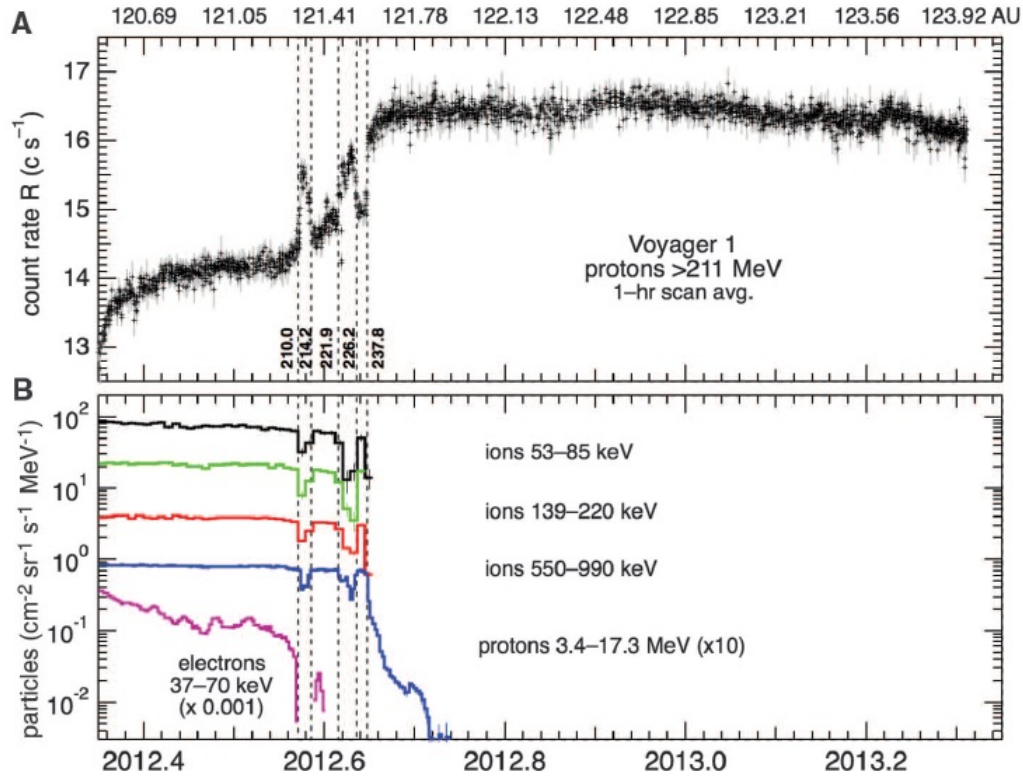


Σχήμα 6.12: Πολικά διαγράμματα της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου ως προς το ηλιογραφικό πλάτος για τα δύο περάσματα του Ulysses από τον βόρειο πόλο του Ήλιου. Πηγή: McComas et al. 2003 [10]



Σχήμα 6.13: Καλλιτεχνική αναπαράσταση της ηλιόσφαιρας. Πηγή: `https://www.nasa.gov/mission_pages/sunearth/science/Heliosphere.html`

δραση του ηλιακού ανέμου με κάποια μαγνητόσφαιρα.



Σχήμα 6.14: Χρονική εξέλιξη των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων και των ηλεκτρονίων και των ιόντων της ηλιόσφαιρας, όπως αυτά μετρήθηκαν από το Voyager 1. Πηγή: Krimigis et al. 2013 [12]

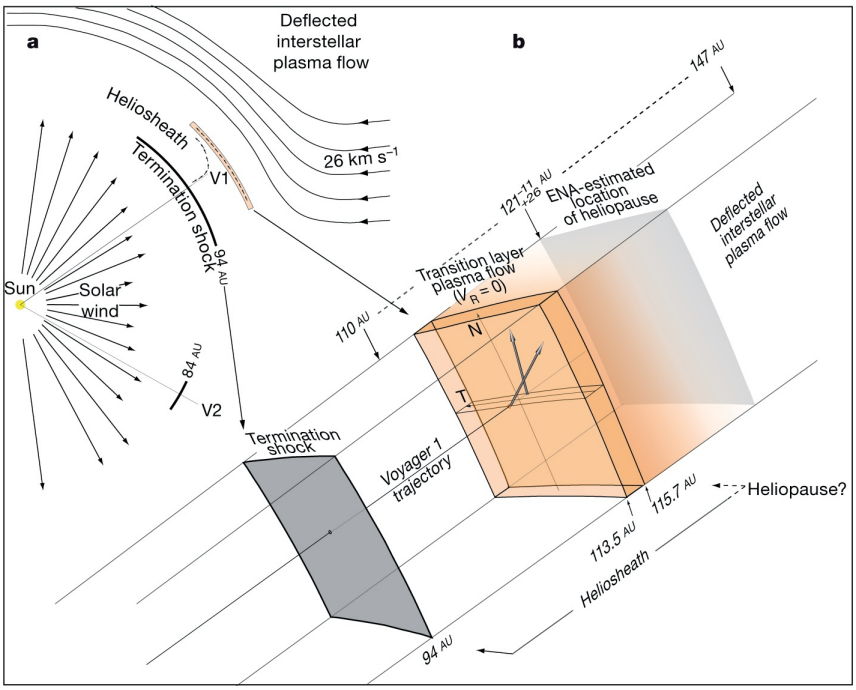
120 AU περίπου. Σε αυτή την περιοχή ο ηλιακός άνεμος επιβραδύνεται και συμπιέζεται (βλ. επόμενο κεφάλαιο). Στα τέλη του 2010, το Voyager 1 έφτασε σε μια περιοχή της ηλιοθήκης όπου η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είχε σχεδόν μηδενιστεί [14]. Αυτή η περιοχή ονομάστηκε μεταβατικό στρώμα (transition layer) και σηματοδοτεί τη μετάβαση από την ηλιοθήκη στην ηλιόπαυση καταρρίπτοντας τη θεωρητική υπόθεση της απότομης ασυνέχειας και άρα και την ύπαρξη τοξοειδούς κρουστικού κύματος (bow shock) έξω από την ηλιόπαυση (βλ. επίσης σχήμα 6.15). Επιπλέον, οι δύο δορυφόροι Voyager κατέρριψαν τη μέχρι τότε υπόθεση ότι, στην ηλιοθήκη, το μαγνητικό πεδίο σχηματίζει μια σχετικά ομοιόμορφη δομή.

Οι διαφορές ανάμεσα στις παρατηρήσεις των δύο δορυφόρων ως προς τη ροή των ιόντων οδήγησαν στη θεωρία των μαγνητικών φυσαλίδων (magnetic bubbles, σχήμα 6.16).

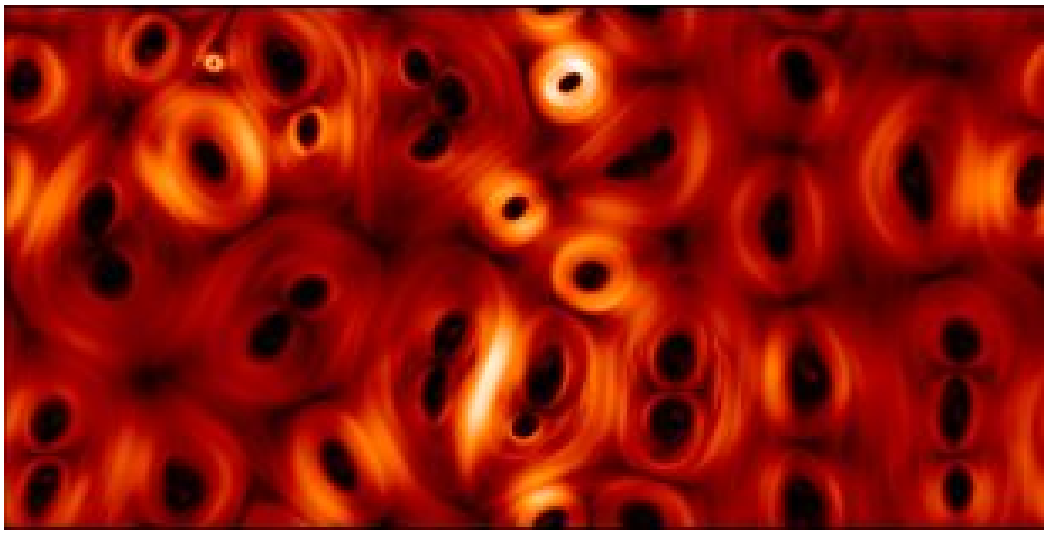
Αν και ακόμα το θέμα είναι υπό έρευνα, η επικρατέστερη υπόθεση είναι ότι αυτές οι φυσαλίδες θα πρέπει να είναι αποτέλεσμα τυχαίων επανασυνδέσεων του μαγνητικού πεδίου λόγω της περιστροφής του Ήλιου και άρα και του μαγνητικού πεδίου στην ηλιοθήκη.

Το εσώτερο όριο της ηλιοθήκης είναι το termination shock, δηλαδή η περιοχή όπου ο ηλιακός άνεμος επιβραδύνεται σε υποηχητική ταχύτητα[9]. Τον Δεκέμβριο του 2004, ο Voyager 1 διέσχισε το termination shock σε απόσταση 94 AU ακολουθούμενο από τον Voyager 2, το 2007. Μια *αναπαράσταση* ενός termination shock φαίνεται στο σχήμα 6.17. Μόλις το νερό χτυπά στον νεροχύτη, απλώνεται με μια ταχύτητα που είναι υψηλότερη από την τοπική ταχύτητα του μέσου, σχηματίζοντας έναν δίσκο αποκλίνουσας ροής. Γύρω από την περιφέρεια του δίσκου υπάρχει ένα εμπρόσθιο τοίχωμα (termination shock), ενώ έξω από αυτό, το νερό κινείται πιο αργά.

[9]Το κρουστικό κύμα προκύπτει επειδή τα σωματίδια του ηλιακού ανέμου έχουν ταχύτητα περίπου 400 km/s, ενώ η ταχύτητα του ήχου (στο διαστρικό μέσο) είναι περίπου 100 km/s.



Σχήμα 6.15: Η ηλιόσφαιρα και οι οριακές περιοχές της, όπως τις αποκάλυψε το Voyager 1. Πηγη: Krimigis et al. 2011 [14].

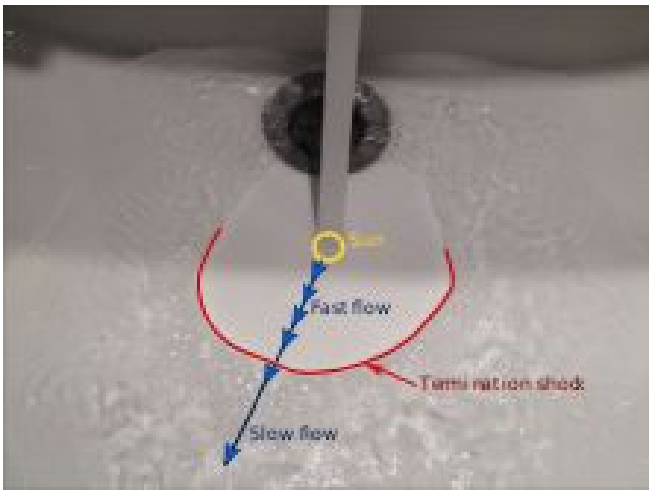


Σχήμα 6.16: Προσομοίωση των μαγνητικών φυσσαλίδων στην ηλιοθήκη. Πηγή: NASA/J.F. Drake, M. Swisdak, M. Opher

6.4 Ηλιακή δραστηριότητα και ηλιακός άνεμος

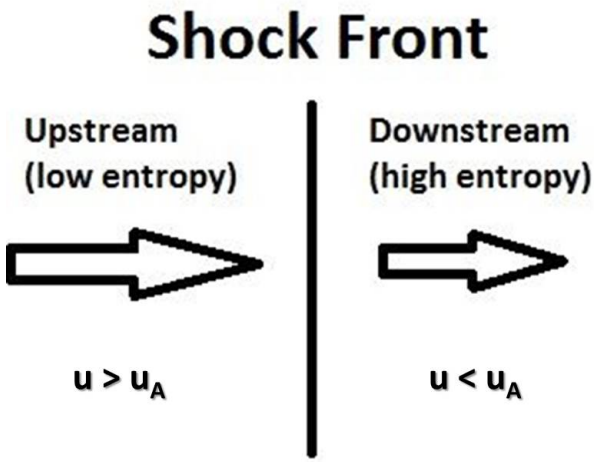
6.4.1 Κρουστικά κύματα

Η έννοια του κρουστικού κύματος (shock wave) σχετίζεται με την ταχύτητα διάδοσης μιας πληροφορίας σε ένα μέσο. Πρόκειται για ασυνέχεια που δημιουργείται σε ένα, κατά τα άλλα συνεχές, μέσο όταν μια πληροφορία διαδίδεται με ταχύτητα μεγαλύτερη της τοπικής ταχύτητας διάδοσης. Στην καθημερινότητά μας τα πιο συνηθισμένα κρουστικά κύματα είναι αυτά που σχετίζονται με κύματα ήχου, όπως για παράδειγμα ο κρότος που δημιουργείται όταν ένα αεροσκάφος ξεπερνά την ταχύτητα του ήχου στην ατμόσφαιρα ή όταν τινάζουμε ένα μαστίγιο. Στην ηλιόσφαιρα συναντάμε τέτοια κρουστικά κύματα κάθε φορά που ένα γρήγορο



Σχήμα 6.17: Αναπαράσταση της δημιουργίας ενός termination shock στην καθημερινότητα.

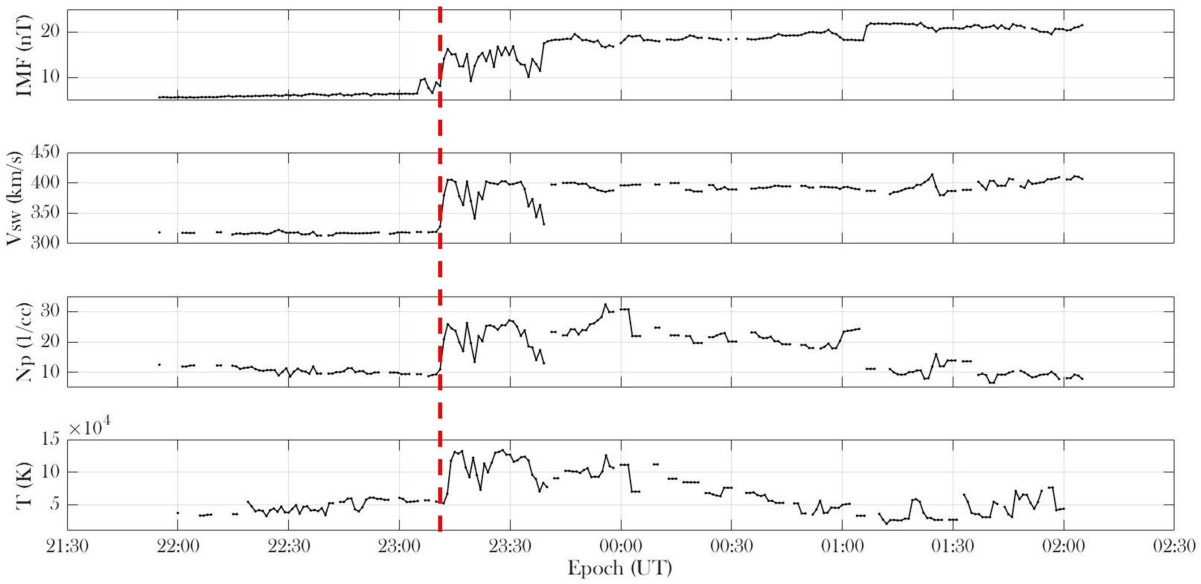
πλάσμα συναντά ένα πιο αργό – περιοχές αλληλεπίδρασης ή εκτόνωση μιας στεμματικής εκτόξευσης μάζας – ή γενικότερα όταν ο ηλιακός άνεμος συναντά ένα εμπόδιο (π.χ. τοξοειδές κρουστικό κύμα μπροστά από μαγνητόσφαιρες πλανητών ή κρουστικό κύμα στην ηλιόπαυση). Αντίστοιχα με τα ηχητικά κρουστικά κύματα στη γήινη ατμόσφαιρα, έτσι και στο πλάσμα η συνθήκη για τη δημιουργία ενός κρουστικού κύματος είναι η ταχύτητα διάδοσης να ξεπερνά την τοπική ταχύτητα Alfvén.



Σχήμα 6.18: Σχηματική αναπαράσταση του μετώπου ενός κρουστικού κύματος.

Ο απλούστερος τρόπος περιγραφής κρουστικού κύματος είναι με τη χρήση του συστήματός του, το σύστημα δηλαδή στο οποίο η ταχύτητά του είναι μηδενική και υπάρχει ροή υλικού πριν και μετά (βλέπε σχήμα 6.18). Η περιοχή πριν το κρουστικό κύμα (upstream) χαρακτηρίζεται από χαμηλή εντροπία, ενώ η περιοχή μετά (downstream) από υψηλή εντροπία, αποτέλεσμα της απότομης μετατροπής της κινητικής ενέργειας του υλικού σε θερμική. Επίσης, η ταχύτητα μετατρέπεται από υπερηχητική σε υποηχητική, δείγμα της συμπίεσης του υλικού στο μέτωπο του κρουστικού κυματος, ενώ λόγω διατήρησης της μάζας η πυκνότητα αυξάνεται. Μπορούμε να αναγνωρίσουμε ένα κρουστικό κύμα από την *υπογραφή* του στις παραμέτρους του ηλιακού ανέμου (βλέπε σχήμα 6.19).

Τα κρουστικά κύματα μπορούν να διαδοθούν ακόμη και στα όρια του ηλιακού συστήματος (ηλιόπαυση). Αξίζει να αναφερθεί ότι αντίθετα με τα κρουστικά κύματα σε ένα ρευστό όπως ο αέρας, τα κρουστικά κύματα στο πλάσμα είναι κυρίως μαγνητοϋδροδυναμικά, δηλαδή χαρακτηρίζονται από πολύ χαμηλές πυκνότητες και, ως εκ τούτου, δεν επιτρέπουν κρούσεις μεταξύ των σωματιδίων (collisionless shocks).



Σχήμα 6.19: Χρονική μεταβολή των παραμέτρων του ηλιακού ανέμου στα όρια της γήινης μαγνητόσφαιρας (1 A.U.) κατά το πέρασμα ενός κρουστικού κύματος στις 30 Σεπτεμβρίου 2012. Από πάνω προς τα κάτω: Η ένταση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου, η ταχύτητα του πλάσματος, η πυκνότητα και η θερμοκρασία. Στις 23:12 UT φαίνεται η υπογραφή του κρουστικού κύματος ως απότομη αύξηση σε όλες τις παραμέτρους. Πηγή: `http://omniweb.gsfc.nasa.gov/`

Οι ιδιότητες ενός κρουστικού κύματος στο διαπλανητικό διάστημα είναι ποικίλες [15], αλλά μπορούμε να συνοψίσουμε τα παρακάτω, τουλάχιστον για την περιοχή ανάμεσα σε 0.3 και 1 αστρονομική μονάδα:

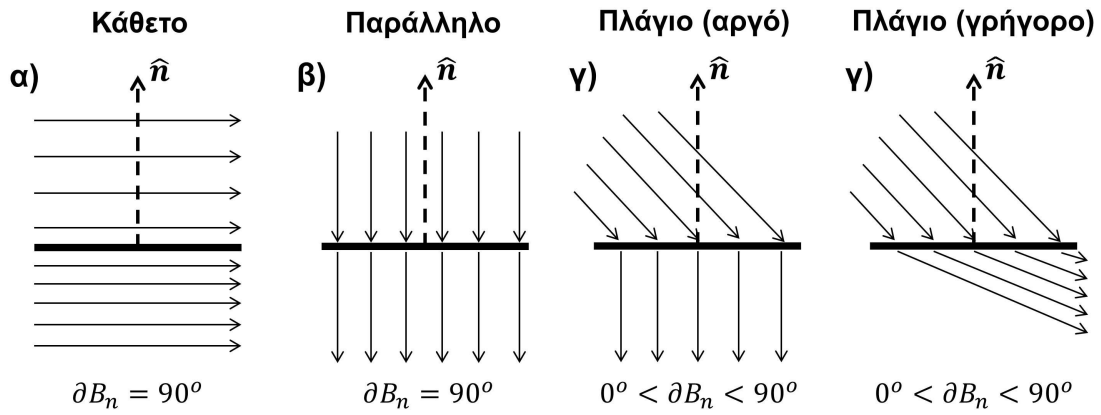
- Ο λόγος συμπίεσης κυμαίνεται ανάμεσα σε 1 και 8, με μέση τιμή περίπου 2.
- Ο λόγος μαγνητικής συμπίεσης κυμαίνεται ανάμεσα σε 1 και 7.
- Οι ταχύτητες διάδοσής τους κυμαίνονται από 300 έως 700 km/s, με μια μέση τιμή περίπου στα 600 km/s, ενώ ανά καιρούς έχουν παρατηρηθεί και κρουστικά κύματα που ξεπερνούν τα 2000 km/s.
- Ο μαγνητικός αριθμός Alfvén κυμαίνεται ανάμεσα σε 1 και 13, με μια μέση τιμή περίπου στο 1.7.
- Το γωνιακό εύρος κυμαίνεται από μερικές δεκάδες έως και 180 μοίρες.

Τέλος, μπορούμε να χωρίσουμε τα κρουστικά κύματα σε τρεις βασικές κατηγορίες ανάλογα με τη γωνία (normal angle) του κρουστικού, δηλαδή τη γωνία ανάμεσα στη διεύθυνση της ροής του υλικού σε σχέση με το κάθετο -στην επιφάνεια του μετώπου- διάνυσμα (βλέπε σχήμα 6.20): α) αν $\theta_{B_n} = 90$ μοίρες, τότε το κρουστικό είναι κάθετο (perpendicular shock), β) αν $\theta_{B_n} = 0$ μοίρες, τότε το κρουστικό είναι παράλληλο (parallel shock) και γ) αν $0 < \theta_{B_n} < 90$ μοίρες, τότε το κρουστικό είναι πλάγιο (oblique shock).

6.4.1.1 Οι εξισώσεις Rankine-Hugoniot για υδροδυναμικά κρουστικά κύματα

Οι εξισώσεις Rankine-Hugoniot περιγράφουν τη διατήρηση της μάζας, της ενέργειας και της ορμής στις δύο πλευρές ενός κρουστικού κύματος. Οι εξισώσεις για τα υδροδυναμικά κρουστικά κύματα μπορούν να εφαρμοστούν και στην περίπτωση του πλάσματος, αρκεί η κατανομή των σωματιδίων να περιγράφεται ικανοποιητικά από μια ισοτροπική κατανομή Maxwell και το μαγνητικό πεδίο να είναι παράλληλο προς την κατεύθυνση ροής.

Για την καλύτερη κατανόηση των εξισώσεων, από εδώ και πέρα, ο συμβολισμός $\Delta[\ ]$ θα αναφέρεται στη διαφορά της ποσότητας που θα βρίσκεται μέσα στις αγκύλες πριν (upstream) και μετά (downstream) το



Σχήμα 6.20: Κατηγοριοποίηση ενός κρουστικού κύματος ανάλογα με τη διεύθυνση της ροής του υλικού.

κρουστικό κύμα, ενώ οι δείκτες n και t θα αναφέρονται στη διεύθυνση κάθετα (normal) και εφαπτομενικά (transverse) στην επιφάνεια του κρουστικού.

Ακολουθώντας τους [16], η εξίσωση διατήρησης οποιασδήποτε ποσότητας γράφεται ως:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F} = 0 \tag{6.27}$$

όπου υποθέτοντας σύστημα αναφοράς που κινείται μαζί με το κρουστικό κύμα (steady shock), μπορούμε να αγνοήσουμε τη μερική παράγωγο ως προς τον χρόνο. Θεωρώντας, επίσης, μονοδιάστατο πρόβλημα (όλες οι μεταβολές συμβαίνουν στην κάθετη διεύθυνση ως προς την επιφάνεια του κρουστικού), καταλήγουμε με μια απλή μερική παράγωγο: $\frac{\partial F_n}{\partial n} = 0$ ή αλλιώς $F_n = const$.

Η πρώτη εξίσωση είναι η διατήρηση της μάζας:

$$\Delta\left[\rho \cdot u_n\right] = 0 \tag{6.28}$$

όπου ρ η πυκνότητα και u_n (u_t) η ταχύτητα του πλάσματος κάθετα (εφαπτομενικά) στο κρουστικό κύμα. Δεδομένου του ότι η ταχύτητα του πλάσματος μειώνεται μετά το κρουστικό κύμα, η διατήρηση της μάζας υπονοεί απλώς την αύξηση της πυκνότητας.

Η δεύτερη εξίσωση είναι η διατήρηση της ορμής κάθετα στην επιφάνεια του κρουστικού:

$$\Delta\left[\rho \cdot u_n^2 + P\right] = 0 \tag{6.29}$$

όπου $P = n \cdot k_b \cdot T$ η πίεση του πλάσματος με k_b τη σταθερά του Boltzmann.

Η τρίτη εξίσωση είναι η διατήρηση της ορμής εφαπτομενικά της επιφάνειας του κρουστικού κύματος:

$$\Delta\left[\rho \cdot u_n \cdot u_t\right] = 0 \tag{6.30}$$

η οποία, μέσω της 6.28, καταλήγει στο ότι η ταχύτητα παράλληλα στην επιφάνεια του κρουστικού παραμένει σταθερή.

Τέλος, η τέταρτη εξίσωση είναι η διατήρηση της ενέργειας κάθετα στην επειφάνεια του κρουστικού:

$$\Delta\left[\left(\frac{\rho \cdot u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot P\right) \cdot u_n\right] = 0 \tag{6.31}$$

όπου γ ο αδιαβατικός δείκτης, δηλαδή ο λόγος της ειδικής θερμοχωρητικότητας σε σταθερή πίεση προς την ειδική θερμοχωρητικότητα σε σταθερό όγκο ($\gamma = c_P/c_V$).

Αξίζει να αναφερθεί ότι, στις παραπάνω εξισώσεις, το πάχος του κρουστικού κύματος θεωρείται αμελητέο, δηλαδή πολύ μικρό σε σχέση με την κλίμακα μεγέθους των παραμέτρων του πλάσματος.

6.4.1.2 Οι εξισώσεις Rankine-Hugoniot για μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα

Όπως είναι αναμενόμενο, η διαφορά ανάμεσα σε μαγνητοϋδροδυναμικά και υδροδυναμικά κρουστικά κύματα είναι η ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου, του οποίου μάλιστα η διεύθυνση δεν είναι πάντα ίδια με τη διεύθυνση της ταχύτητας του πλάσματος.

Η πρώτη εξίσωση, αυτή της διατήρησης της μάζας, είναι ίδια με την περίπτωση του μη μαγνητισμένου ρευστού (βλέπε εξίσωση 6.28).

Η δεύτερη εξίσωση, δηλαδή η διατήρηση της ορμής, γίνεται:

$$\Delta\left[\rho\cdot\vec{u}\cdot(\vec{u}\cdot\hat{n})+\left(P+\frac{\vec{B}^2}{2\cdot\mu_0}\right)\cdot\hat{n}-\frac{(\vec{B}\cdot\hat{n})\cdot\vec{B}}{\mu_0}\right]=0 \tag{6.32}$$

Στην περίπτωση της κάθετης συνιστώσας και λόγω της πρώτης εξίσωσης του Maxwell (∇B=0) ισχύει $\Delta[B_n]=0$, άρα:

$$\Delta\left[\rho\cdot u_n^2+\left(P+\frac{B_t^2}{2\cdot\mu_0}\right)\right]=0 \tag{6.33}$$

ενώ για την παράλληλη συνιστώσα μπορούμε να υποθέσουμε ότι, ενώ το μαγνητικό πεδίο και οι παράμετροι του πλάσματος μεταβάλλονται, η συνολική πίεση παραμένει σταθερή (tangential discontinuity):

$$\Delta\left[\rho\cdot u_n\cdot\vec{u}_t-\frac{B_n\cdot\vec{B}_t}{\mu_0}\right]=0 \tag{6.34}$$

Τέλος από τη διατήρηση της ενέργειας:

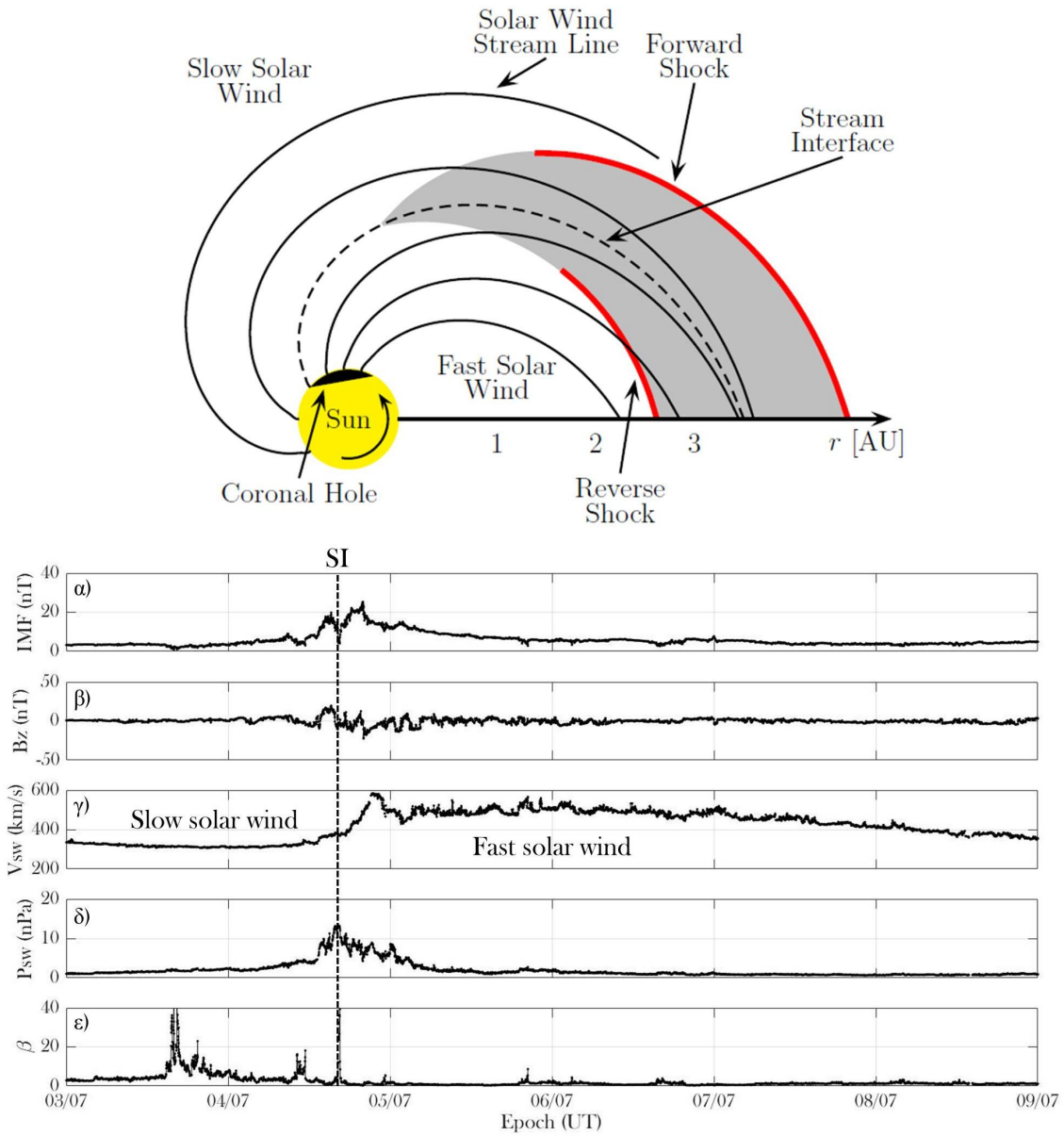
$$\Delta\left[\rho\cdot u_n\cdot\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\cdot\frac{P}{\rho}+\frac{u^2}{2}\right)+\frac{u_n\cdot B_t^2}{\mu_0}-\vec{u}\cdot\vec{B}\cdot\frac{B_n}{\mu_0}\right]=0 \tag{6.35}$$

όπου ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στη διατήρηση της κινητικής ενέργειας και οι υπόλοιποι δύο όροι αντιστοιχούν στη διατήρηση της ροής της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας, υποθέτοντας ότι $\hat{n}\times(\vec{u}\times\vec{B})=const$.

6.4.2 Περιοχές αλληλεπίδρασης (Interaction Regions)

Λόγω της κλίσης μεταξύ του ηλιακού μαγνητικού και του ηλιογραφικού άξονα περιστροφής, αλλά και της διαφορικής περιστροφής του Ήλιου, ο αργός και ο γρήγορος ηλιακός άνεμος που ρέουν από χαμηλά και υψηλά ηλιογραφικά πλάτη, δηλαδή τις στεμματικές οπές (βλέπε επίσης ενότητα 6.3), ενδέχεται να αλληλεπιδράσουν. Η σύγκρουση μιας αργής και μιας γρήγορης ροής δεν μπορεί να οδηγήσει σε ανάμειξη (εφόσον οι δύο ροές προέρχονται από διαφορετικές ηλιακές περιοχές με διαφορετικό μαγνητικό πεδίο), αλλά θα δημιουργήσει μια περιοχή αυξημένης πίεσης (περιοχή αλληλεπίδρασης με την παρουσία -ή όχι- κρουστικού κύματος). Η περιοχή αυτή θα περιστρέφεται μαζί με τον Ήλιο σε συμπεριστρεφόμενο σύστημα αναφοράς, στο οποίο η εκροή είναι χρονικά σταθερή (βλ. σχήμα 6.21). Αν η διάρκειά της είναι τουλάχιστον μία περιστροφή (περίπου 27 ημέρες), τότε ονομάζεται συμπεριστρεφόμενη περιοχή αλληλεπίδρασης (Corotating Interaction Region, CIR), αλλιώς ονομάζεται απλώς περιοχή αλληλεπίδρασης ροής (Stream Interaction Region, SIR).

Ένα SIR στον ηλιακό άνεμο μπορεί να αναγνωριστεί από την υπογραφή του στις διάφορες παραμέτρους του ηλιακού ανέμου [18]. Σύμφωνα με τα παραπάνω, αναμένουμε ότι, καθώς ένας δορυφόρος εισέρχεται σταδιακά στην περιοχή αλληλεπίδρασης (την περιοχή δηλαδή που συναντώνται η γρήγορη και η αργή ροή του ηλιακού ανέμου), θα πρέπει να παρατηρεί μια αύξηση της πυκνότητας και της πίεσης του πλάσματος, η οποία φυσικά συνεπάγεται αύξηση της παραμέτρου β (λόγος της θερμικής προς τη μαγνητική πίεση του πλάσματος) αλλά και του μαγνητικού αριθμού Alfvén (M_A). Επίσης, λόγω της συμπίεσης, αναμένουμε και διαταραγμένο μαγνητικό πεδίο αλλά και αύξηση της θερμοκρασίας. Καθώς ο δορυφόρος περνάει από τον αργό ηλιακό άνεμο, μέσω της περιοχής αλληλεπίδρασης, στον γρήγορο ηλιακό άνεμο, αναμένουμε πτώση της πίεσης, πυκνότητας και μαγνητικού πεδίου, αλλά σταδιακή αύξηση της ταχύτητας του πλάσματος (βλέπε επίσης διαγράμματα



Σχήμα 6.21: Πάνω: Σχηματική αναπαράσταση της δημιουργίας μιας περιοχής αλληλεπίδρασης. Πηγή: Vogt et al. 2015 [17]). Κάτω: Παράδειγμα επιτόπιων μετρήσεων (με χρονική διακριτική ικανότητα ενός λεπτού) του (α) διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου και (β) της κατακόρυφης συνιστώσας του, (γ) της ταχύτητας και (δ) δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου και (ε) της παραμέτρου β του πλάσματος για την περίοδο 3-8 Ιουλίου του 2015. Πηγή: `https://omniweb.gsfc.nasa.gov/`).

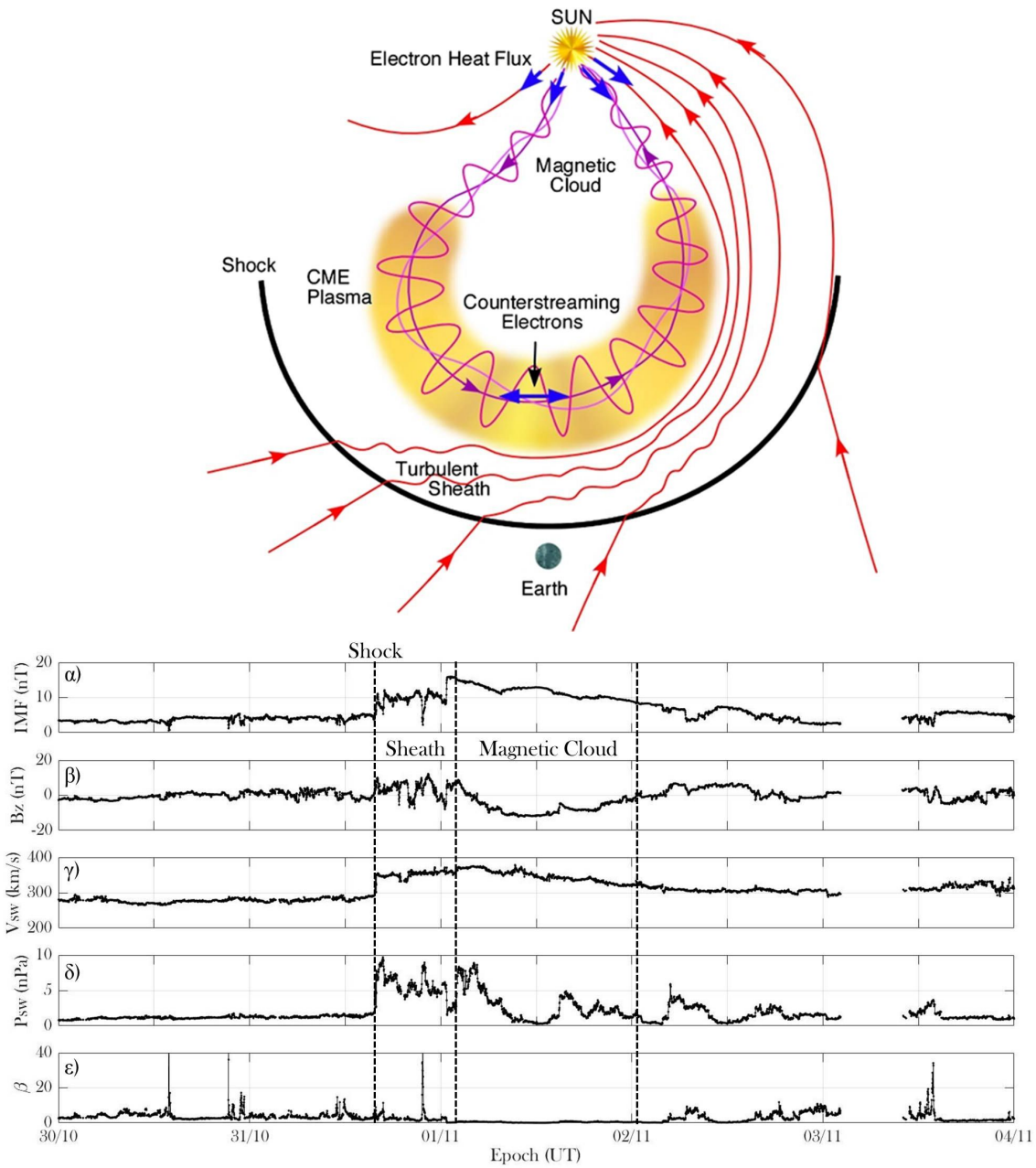
.

του σχήματος 6.21). Φυσικά, η παραπάνω περιγραφή αντιστοιχεί σε μια ιδανική περιοχή αλληλεπίδρασης που προϋποθέτει επίσης ότι η θέση του δορυφόρου που λαμβάνει τις μετρήσεις είναι η καταλληλότερη.

Οι περιοχές αλληλεπίδρασης συνδέονται με τη γεωμαγνητική δραστηριότητα λόγω της αυξημένης πίεσης και ταχύτητας που δημιουργούν στο πλάσμα, αλλά και στον βαθμό που τους επιτρέπει η νότια συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου τους (βλ. ενότητα 6.6). Ένα επίσης σημαντικό χαρακτηριστικό των SIRs είναι ότι εμφανίζονται συχνότερα κατά την καθοδική φάση του ηλιακού κύκλου, κάτι το οποίο είναι αναμενόμενο, δεδομένου του ότι οι στεμματικές οπές είναι καλά ορισμένες (και εκτείνονται σε χαμηλότερα ηλιογραφικά πλάτη) κατά τη διάρκεια του ήρεμου και όχι του ενεργού Ήλιου (βλέπε επίσης ενότητα 6.3).

6.4.3 Διαπλανητικές εκτοξεύσεις στεμματικής μάζας (Interplanetary Coronal Mass Ejections)

Μια στεμματική εκτόξευση μάζας CME είναι η αποκοπή και εκτόξευση μιας κλειστής μαγνητικής δομής του ηλιακού στέμματος (σχήμα 6.22-βλέπε επίσης ενότητα 6.1.2). Όταν αυτή η δομή διαδίδεται στο διαπλανητικό διάστημα, ονομάζεται διαπλανητική εκτόξευση στεμματικής μάζας (ICME). Η τυπική δομή της αποτελείται από: α) το μαγνητικό σύννεφο (magnetic cloud), δηλαδή το εκτοξευμένο κομμάτι του ηλιακού στέμματος, β) το εμπρόσθιο κρουστικό κύμα, μιας και το πλάσμα κινείται υπερηχητικά, και γ) τη θήκη (sheath), δηλαδή το πλάσμα του ηλιακού ανέμου ανάμεσα στο σύννεφο και το κρουστικό κύμα που συμπιέζεται και παρουσιάζει τυρβώδη ροή.



Σχήμα 6.22: Πάνω: Σχηματική αναπαράσταση της δημιουργίας μιας ICME. Πηγή: Zurbuchen και Richardson, 2006 [19]). Κάτω: Παράδειγμα in-situ μετρήσεων (με διακριτική ικανότητα ενός λεπτού) του (α) διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου και (β) της κατακόρυφης συνιστώσας του, (γ) της ταχύτητας και (δ) της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου και (ε) της παραμέτρου β του πλάσματος για την περίοδο 30 Οκτωβρίου–3 Νοεμβρίου του 2012. Πηγή: `https://omniweb.gsfc.nasa.gov/`).

Οι ICMEs, όπως και τα SIRs, μπορούν να αναγνωριστούν από την υπογραφή τους στις διάφορες παραμέτρους του ηλιακού ανέμου [6]. Όπως φαίνεται στα διαγράμματα του σχήματος 6.22, παρατηρείται μια απότομη αύξηση της ταχύτητας, της πίεσης και του μαγνητικού πεδίου τη στιγμή που ο δορυφόρος ανιχνεύει το κρουστικό κύμα (βλέπε επίσης ενότητα 6.4.1). Από τη στιγμή που ο δορυφόρος βρίσκεται μέσα στη θήκη όπου το πλάσμα είναι συμπιεσμένο και τυρβώδες, παρατηρούμε ισχυρές διακυμάνσεις όλων των παραμέτρων και, κυρίως, αύξηση της παραμέτρου β του πλάσματος. Αντίθετα, μόλις ο δορυφόρος περνά μέσα στο μαγνητικό νέφος-τον πυρήνα δηλαδή της ICME-παρατηρούμε ένα καλά ορισμένο μαγνητικό πεδίο, σταδιακή μείωση της ταχύτητας και πτώση της πυκνότητας και της πίεσης του πλάσματος. Η παράμετρος β γίνεται αρκετά μικρότερη της μονάδας, το οποίο είναι αναμενόμενο, αφού η πυκνότητα του πλάσματος είναι μικρή και το μαγνητικό πεδίο εξαιρετικά ισχυρό.

Όπως και οι περιοχές αλληλεπίδρασης, έτσι και οι ICMEs συνδέονται με τη γεωμαγνητική δραστηριότητα λόγω της αυξημένης πίεσης και ταχύτητας που δημιουργούν στο πλάσμα. Μια βασική διαφορά τους είναι ότι, εφόσον προέρχονται από μια συγκεκριμένη περιοχή του στέμματος, η κατεύθυνση του μαγνητικού τους πεδίου είναι γενικά σταθερότερη σε σχέση με τα SIR. Συγκεκριμένα, η κατακόρυφη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου που κουβαλάει το μαγνητικό νέφος μπορεί να είναι είτε σταθερά αρνητική (όπως στο παράδειγμα του σχήματος 6.22) είτε σταθερά θετική, γεγονός που, όπως θα δούμε παρακάτω (κεφάλαιο 8), παίζει μεγάλο ρόλο στο αν η εκάστοτε ICME θα είναι ικανή να προκαλέσει σημαντικές διαταραχές στο γεωδιάστημα.

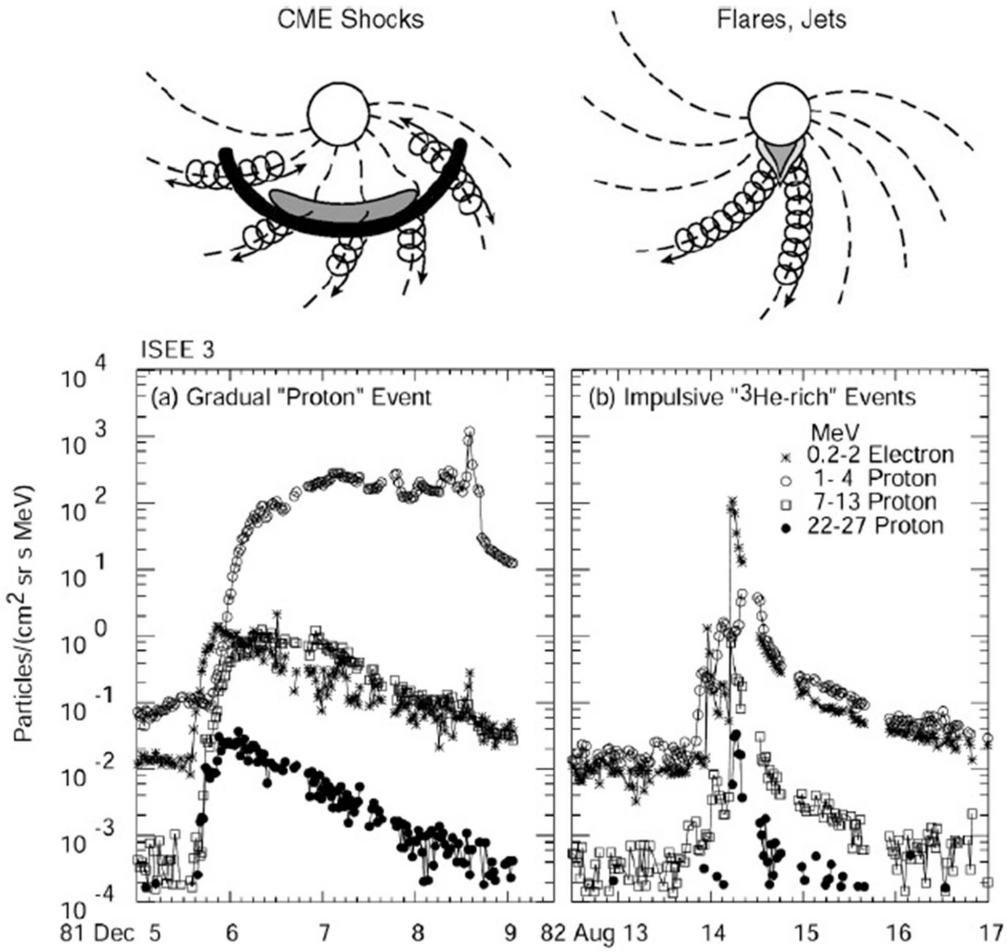
6.4.4 Ηλιακά ενεργητικά σωματίδια (Solar Energetic Particles - SEPs)

Τα ηλιακά ενεργητικά σωματίδια (Solar Energetic Particles - SEPs) είναι ριπές σωματιδίων υψηλής ενέργειας που προέρχονται και έχουν επιταχυνθεί κυρίως λόγω εκρηκτικών φαινομένων στον Ήλιο. Η διάρκειά τους κυμαίνεται από μερικές ώρες έως και μερικές μέρες. Οι ενέργειες των σωματιδίων αυτών κυμαίνονται από περίπου 10 keV έως και σχετικιστικές ενέργειες αρκετών GeV, γεγονός που τα καθιστά σημαντικό κίνδυνο για δορυφόρους. Επιπλέον, τα SEPs μπορούν να προκαλέσουν βλάβες στον άνθρωπο είτε μέσω ακραίας έκθεσης είτε μέσω συσσωρευμένης έκθεσης κατά τη διάρκεια μιας διαστημικής αποστολής ή κατά τη διάρκεια πολλαπλών αεροπορικών διαδρομών σε υψηλά γεωμαγνητικά πλάτη. Κυρίαρχο είδος σωματιδίων σε ένα τέτοιο γεγονός είναι τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια, παρ' όλα αυτά όμως, κατά τη διάρκεια ισχυρών επεισοδίων έχουν ανιχνευθεί και βαρύτερα στοιχεία, όπως He και Pb.

Η προσπάθεια κατανόησης της φυσικής προέλευσης αυτών των επεισοδίων οδήγησε στον διαχωρισμό των SEPs σε δύο μεγάλες κατηγορίες (βλ. επίσης σχήμα 6.23): α) τα ***impulsive***, τα οποία είναι προιόντα επιτάχυνσης σε περιοχές μαγνητικής επανασύνδεσης (π.χ. πίδακες στο στέμμα ή εκλάμψεις) και β) τα ***gradual*** *SEPs*, τα οποία είναι προϊόντα επιτάχυνσης σε κρουστικά κύματα, όπως αυτά που δημιουργούνται σε μια CME ή σε μια περιοχή αλληλεπίδρασης [21].

Τα impulsive SEPs ανιχνεύονται ως απότομες αυξήσεις στις ροές σωματιδίων και διαφέρουν ως προς τα gradual SEPs λόγω της περιεκτικότητάς τους σε βαριά ιόντα (3He, Fe, αλλά και γενικότερα σωμάτια με Z>50), τα οποία και οφείλονται στις υψηλές θερμοκρασίες ($3 \cdot 10^7 K$) που αναπτύσσονται στις περιοχές προέλευσής τους (εκλάμψεις). Πιο συγκεκριμένα, αυτά τα επεισόδια πρωτοανιχνεύτηκαν λόγω της αύξησης της συγκέντρωσης 3He/4He κατά 3 τάξεις μεγέθους σε σχέση με τη συγκέντρωση που συνήθως ανιχνεύεται στον ήρεμο ηλιακό άνεμο (βλ. πίνακα 6.3).

Τα gradual SEPs είναι τα «μεγάλα πρωτονικά επεισόδια» του παρελθόντος και είναι συνήθως πολύ πιο «σταδιακά» στη φάση επαναφοράς τους από ό,τι στην αρχή τους. Τα επεισόδια αυτά οφείλονται σε επιτάχυνση σωματιδίων από κρουστικά κύματα που δημιουργούνται κατά τη γέννηση και την εξέλιξη μιας συνήθως ευρείας και γρήγορης στεμματικής εκτόξευσης μάζας ή και από κρουστικά κύματα στο διαπλανητικό διάστημα (π.χ. περιοχές αλληλεπίδρασης) και ως τέτοια αντανακλούν τις αφθονίες των στοιχείων του ηλιακού στέμματος. Έχουν δηλαδή συγκεντρώσεις ελαφρύτερων στοιχείων συγκριτικά με τα impulsive SEPs. Επιπρόσθετα, τα gradual SEPs κατανέμονται σε ολόκληρο τον ηλιακό δίσκο αντίθετα με τα impulsive, τα οποία προέρχονται κατά βάση από μια περιοχή ανάμεσα στις 30 και 70 μοίρες ηλιογραφικού πλάτους (μια περιοχή άμεσα συνδεδεμένη μαγνητικά με τη Γη).



Σχήμα 6.23: Σχηματική αναπαράσταση των impulsive (πάνω δεξιά) και gradual SEPs (πάνω αριστερά), καθώς και η μεταβολή της έντασης ηλεκτρονίων και πρωτονίων κατά τη διάρκεια δύο επεισοδίων SEP: impulsive (κάτω δεξιά) και gradual SEP (αριστερά). Πηγή: Reames, 1999 [20].

	Impulsive	**Gradual**
Σωματίδια	κυρίως ηλεκτρόνια	κυρίως πρωτόνια
^{3}He/^{4}He	≈1	2.2
H/He	≈10	≈100
Διάρκεια	ώρες	ημέρες
Προφίλ ακτίνων X	απότομο	βαθμιαίο
Επιτάχυνση από CME	όχι	ναι
Δημιουργία Shock	όχι	ναι
επεισόδια/έτος	≈1000	≈10

Πίνακας 6.3: Χαρακτηριστικές διαφορές μεταξύ impulsive και gradual SEPs.

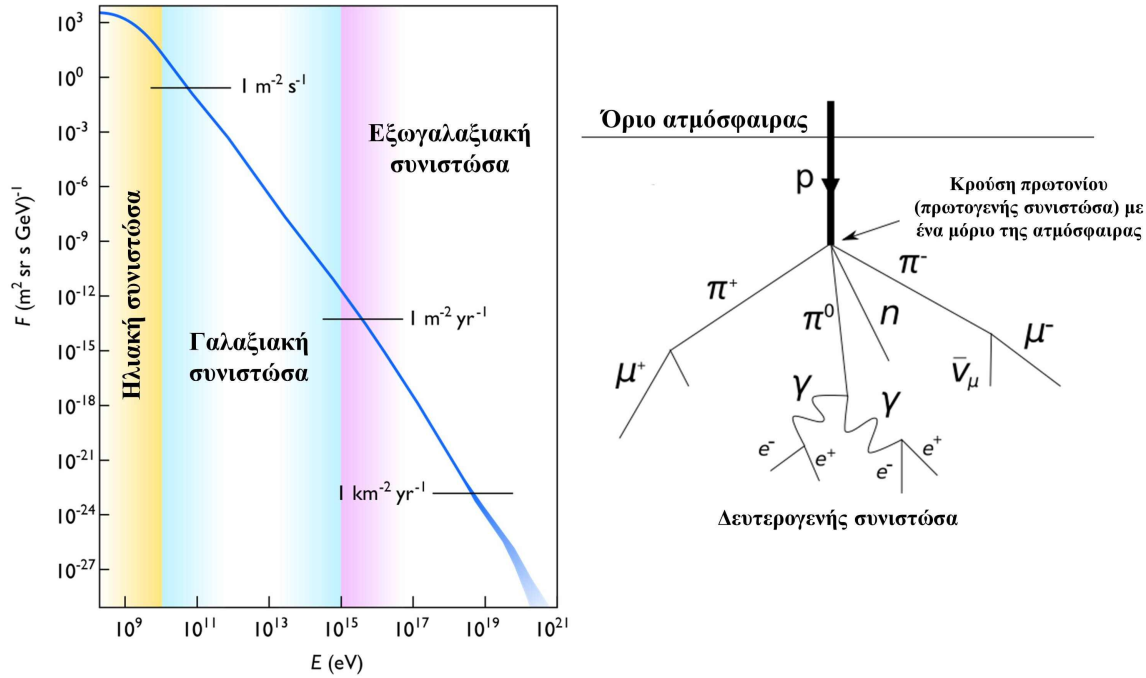
Ωστόσο, σήμερα μια τέτοια διάκριση δεν είναι πάντα δυνατή για όλα τα παρατηρούμενα επεισόδια. Αυτό οφείλεται στον ολοένα και μεγαλύτερο αριθμό διαστημικών σκαφών που παρέχουν μετρήσεις των χαρακτηριστικών μεγεθών των SEPs, αλλά και στις καλύτερες και περισσότερες παρατηρήσεις των εκρηκτικών φαινομένων στον Ήλιο. Πρόσφατες παρατηρήσεις προτείνουν ότι υπάρχει και μια τρίτη κατηγορία SEPs, τα υβριδικά ή μεικτά επεισόδια, τα οποία πιστεύεται ότι προέρχονται τόσο από επιτάχυνση στην περιοχή επανασύνδεσης μιας έκλαμψης όσο και από επιπλέον επιτάχυνση στην περιοχή κάποιου κρουστικού κύματος [22].

6.4.5 Κοσμικές ακτίνες

Ο όρος Κοσμικές Ακτίνες αναφέρεται σε σωματίδια υψηλών ενεργειών που προέρχονται από τον Ήλιο, από τον δικό μας γαλαξία ή και από μακρινούς γαλαξίες. Οι κοσμικές ακτίνες ηλιακής προέλευσης είναι τα ηλιακά ενεργητικά σωματίδια που παρουσιάστηκαν στην ενότητα 6.4.4. Οι κοσμικές ακτίνες ανακαλύφθηκαν από τον Victor Hess (Νόμπελ Φυσικής 1936) το 1912. Οι ενέργειες των πρωτογενών κοσμικών ακτίνων κυμαίνονται από περίπου 10^6 έως 10^{20} eV, ενώ αποτελούνται από περίπου 90% πρωτόνια, 9% σωμάτια α και 1% βαρύτερα στοιχεία.

Ενεργειακό εύρος eV	Φασματικός δείκτης γ
10^9–10^{15}	1.6
10^{15}–10^{18}	2.2
$> 10^{18}$	1.6

Πίνακας 6.4: Τιμές του φασματικού δείκτη για τρία ενεργειακά εύρη των κοσμικών ακτίνων.



Σχήμα 6.24: (Αριστερά) Ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων. Η κίτρινη, γαλάζια και μοβ περιοχή αντιστοιχεί σε κοσμικές ακτίνες με ηλιακή, γαλαξιακή και εξωγαλαξιακή προέλευση. (Δεξιά) Ατμοσφαιρικός καταιγισμός και δημιουργία των δευτερογενών κοσμικών ακτίνων. Προσαρμοσμένο από: `https://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray`.

Το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων περιγράφεται από έναν νόμο δύναμης και είναι της μορφής $J = k \cdot E^{-\gamma}$, όπου k μια σταθερά και γ ο φασματικός δείκτης. Όπως φαίνεται και στο διάγραμμα 6.24, η ροή των κοσμικών ακτίνων εξαρτάται από την προέλευσή τους, με τα σωματίδια ηλιακής προέλευσης να έχουν ροή μεγαλύτερη από 1 σωματίδιο το δευτερόλεπτο ανά τετραγωνικό μέτρο, τα σωματίδια γαλαξιακής προέλευσης να έχουν ροή μεγαλύτερη από 1 σωματίδιο τον χρόνο ανά τετραγωνικό μέτρο και τα σωματίδια εξωγαλαξιακής προέλευσης να έχουν ροή μεγαλύτερη από 1 σωματίδιο τον χρόνο ανά τετραγωνικό χιλιόμετρο. Επίσης, ο φασματικός δείκτης δεν είναι σταθερός σε όλο το ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων (βλέπε πίνακα 6.4), κάτι που πιστεύεται ότι οφείλεται στη φύση των κοσμικών ακτίνων.

Οι κοσμικές ακτίνες κατηγοριοποιούνται επίσης σε πρωτογενείς και δευτερογενείς. Η πρωτογενής συνιστώσα αντιστοιχεί στις κοσμικές ακτίνες που εισέρχονται στη γήινη ατμόσφαιρα απευθείας από εξωτερικές

πηγές και αποτελείται κατά 80% από πρωτόνια, 5% σωμάτια α, ενώ έχουν ανιχνευτεί και βαρύτερα στοιχεία, ηλεκτρόνια, νετρόνια και ακτίνες γ. Η δευτερογενής συνιστώσα προέρχεται από την αντίδραση των πρωτογενών κοσμικών ακτίνων με τα μόρια και τα άτομα της γήινης ατμόσφαιρας (κυρίως οξυγόνο και άζωτο). Η αντίδραση αυτή παράγει ελαφρύτερα στοιχεία (θραύσματα), τα οποία διαδίδονται ως ατμοσφαιρικός καταιγισμός (σχήμα 6.24).

Οι δευτερογενείς κοσμικές ακτίνες χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες:

1. Τη νουκλεονική συνιστώσα, που αποτελείται από πρωτόνια και νετρόνια,

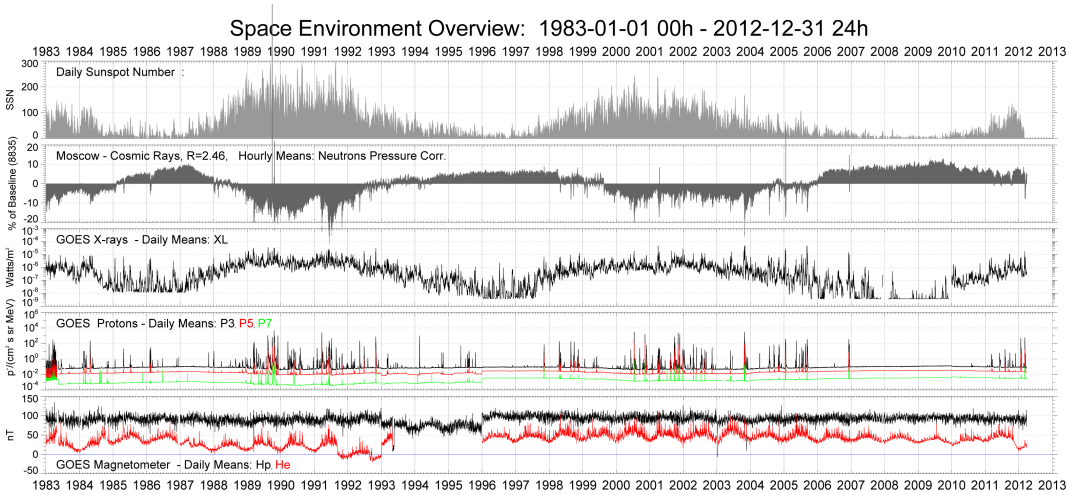
2. Τη σκληρή ή μεσονική συνιστώσα, που αποτελείται από μιόνια, και

3. Τη λεπτή ή ηλεκτρονική συνιστώσα, που αποτελείται από ηλεκτρόνια και φωτόνια.

6.4.5.1 Διαμόρφωση των κοσμικών ακτίνων και μειώσεις Forbush

Η μείωση Forbush (από τον Αμερικανό φυσικό Scott E. Forbush) είναι μια ταχεία μείωση της έντασης της παρατηρούμενης γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας που ακολουθεί μια εκτόξευση στεμματικής μάζας. Ο μηχανισμός δημιουργίας της οφείλεται στο μαγνητικό πεδίο της CME που σαρώνει ένα ποσοστό των κοσμικών ακτίνων και, κατά κάποιον τρόπο, θωρακίζει τη γήινη μαγνητόσφαιρα. Με αυτόν τον μηχανισμό, παρατηρείται μια σημαντική μείωση στην ένταση των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων (κατά τουλάχιστον 10%) σε ένα διάστημα μερικών ωρών έως και δύο ημερών, ενώ η επαναφορά της έντασης στα επίπεδα πριν τη διάδοση της CME μπορεί να διαρκέσει αρκετές μέρες έως και εβδομάδες. Το μέγεθος μιας μείωσης Forbush εξαρτάται από το μέγεθος της CME, την ένταση του μαγνητικού της πεδίου, αλλά και την εγγύτητά της ως προς τη Γη.

Όπως είναι αναμενόμενο, η συχνότητα των παρατηρούμενων μειώσεων Forbush, αφού συνδέονται άμεσα με τις CMEs, πρέπει να ακολουθεί την ηλιακή δραστηριότητα, με τον αριθμό να αυξάνεται κατά τη διάρκεια του ηλιακού μεγίστου, όπου μεγιστοποιείται η συχνότητα των εκρηκτικών φαινομένων στον Ήλιο.



Σχήμα 6.25: Παρατηρήσεις της μακροχρόνιας διαμόρφωσης της έντασης των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων σε σύγκριση με τον ηλιακό κύκλο. Το πρώτο διάγραμμα δείχνει το πλήθος των ηλιακών κηλίδων, το δεύτερο διάγραμμα την ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας από τον επίγειο σταθμό της Μόσχας, το τρίτο διάγραμμα την ένταση των ακτίνων X, όπως μετρήθηκαν από τον γεωστατικό δορυφόρο GOES-15, το τέταρτο διάγραμμα τη ροή των πρωτονίων (SEPs), και το τελευταίο διάγραμμα το μαγνητικό πεδίο στη γεωσύγχρονη τροχιά. Πηγή: Daniel Wilkinson (`https://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray`).

Αντίστοιχα με τη συχνότητα των μειώσεων Forbush, η διαμόρφωση της έντασης των κοσμικών ακτίνων στην ηλιόσφαιρα ακολουθεί έναν 11ετή κύκλο. Πιο συγκεκριμένα, η ηλιακή συνιστώσα της κοσμικής ακτινοβολίας παρουσιάζει μέγιστο κατά τη διάρκεια του μεγίστου του ηλιακού κύκλου. Αντίθετα, η γαλαξιακή και εξωγαλαξιακή συνιστώσα παρουσιάζει ελάχιστο κατά τη διάρκεια του ηλιακού μεγίστου (βλέπε σχήμα 6.25).

6.4.6 Ο ηλιακός κύκλος και άλλες περιοδικότητες στον ηλιακό άνεμο

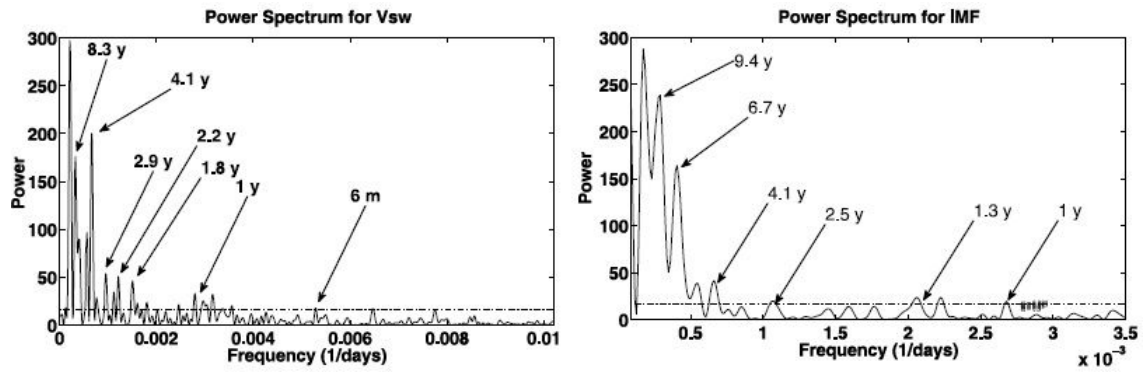
Η ενδεκαετής περιοδική συμπεριφορά των ηλιακών κηλίδων έχει ήδη αναφερθεί στην αρχή αυτού του κεφαλαίου. Ο επικρατέστερος μηχανισμός για τη δημιουργία αυτής της περιοδικότητας είναι αυτός ενός μη–γραμμικού ταλαντωτή τύπου RLC στον ηλιακό πυρήνα [23]. Μαζί με τη δεύτερη και την τρίτη αρμονική της (5.5 και 3.7 έτη αντίστοιχα) αυτή η περιοδικότητα εμφανίζεται σχεδόν σε όλες τις παραμέτρους της ηλιακής δραστηριότητας, όπως στις ακτίνες X, στην υπεριώδη και ραδιοφωνική ακτινοβολία, στην εμφάνιση των εκλάμψεων και των εκτοξεύσεων στεμματικής μάζας, καθώς και στις κοσμικές ακτίνες και τις στεμματικές οπές.

Εκτός από τη βασική ενδεκαετή περιοδικότητα, το 1998 προτάθηκε από τους Bao και Zhang ένα μοντέλο το οποίο συνδύαζε δύο δυναμό [24], ένα με περιοδικότητα 11 ετών, που λειτουργεί στη βάση της ζώνης μεταφοράς (κύκλος 11 ετών), και ένα δεύτερο στην κορυφή της convection zone με περίοδο που κυμαίνεται από 1.3 έως 2.2 χρόνια. Όντως, τέτοιες περιοδικότητες ανιχνεύονται επίσης στις περισσότερες των παραμέτρων της ηλιακής δραστηριότητας. Επίσης, ο συνδυασμός των δύο δυναμό έχει προταθεί και ως αιτία της εμφάνισης διπλών κορυφών στις χρονοσειρές των ηλιακών κηλίδων και της ηλιακής ροής.

Άλλη μία σημαντική περιοδικότητα ανακαλύφθηκε το 1984 από τον Rieger [25], ο οποίος μελετούσε δεδομένα ακτίνων γ κατά τη διάρκεια ηλιακών εκλάμψεων. Η περιοδικότητα αυτή, η οποία κυμαίνεται στις 150-160 μέρες, αργότερα συνδέθηκε με αρκετά φαινόμενα του ενεργού Ήλιου, όπως τις ραδιοφωνικές εξάρσεις τύπου II και III, τη φωτοσφαιρική μαγνητική ροή και τις εκλάμψεις τύπου X, ενώ η ύπαρξή της συνδέθηκε με μεγάλης κλίμακας κύματα Rossby στην ισημερινή περιοχή της ηλιακής επιφάνειας [26].

Φυσικά, δεν μπορούμε να μην αναφέρουμε τις εφήμερες περιοδικότητες που εμφανίζονται στις παραμέτρους της ηλιακής δραστηριότητας, οι οποίες προέρχονται από την περιστροφή του Ήλιου γύρω από τον άξονά του, με μέση χρονική διάρκεια περίπου 27 ημερών, όπως παρατηρείται από τη Γη. Τέτοιες έχουν ανιχνευτεί, μεταξύ άλλων, στα δεδομένα ραδιοφωνικής ροής (10.7 cm), στις εκλάμψεις και στις CMEs.

Ο ηλιακός άνεμος, όντας η φυσική συνέχεια του ηλιακού στέμματος, ακολουθεί επίσης τον ηλιακό κύκλο (και γενικότερα τις προαναφερθείσες περιοδικότητες). Οι παράμετροι του ηλιακού ανέμου, όπως η ταχύτητα και η δυναμική πίεση του πλάσματος και το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο, εμφανίζουν παρόμοιες περιοδικότητες (με κάποιες διαφοροποιήσεις, βλ. επίσης σχήμα 6.26) με αυτές της ηλιακής δραστηριότητας [27].



Σχήμα 6.26: Περιοδογράμματα Fourier για την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου (αριστερά) και το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο (δεξιά). Πηγή: Katsavrias et al. 2012 [27].

Η περιοδικότητα των 27 ημερών, που ανιχνεύεται τόσο στην ταχύτητα και στην πυκνότητα του ηλιακού ανέμου όσο και στο διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο, είναι αρκετά ισχυρή κατά τη διάρκεια της καθοδικής φά-

σης των ηλιακών κύκλων, ενώ εμφανίζεται με μειωμένη ισχύ (ή και καθόλου) κατά το ηλιακό μέγιστο. Αυτό δείχνει και την εξάρτηση από τα διαπλανητικά φαινόμενα, εφόσον στο ηλιακό μέγιστο, οι γρήγορες ροές ηλιακού ανέμου που προέρχονται από τις στεμματικές οπές διαταράσονται από CMEs. Αυτό υποστηρίζεται και από το γεγονός ότι σε ηλιακούς κύκλους με εντονότερα μέγιστα (περισσότερες κηλίδες, άρα και ενεργές περιοχές), που έχουν αρκετή δραστηριότητα και κατά τη διάρκεια των καθοδικών φάσεων, η ισχύς της περιοδικότητας των 27 ημερών μειώνεται. Η οιονεί-διετής περιοδικότητα έχει επίσης ανιχνευτεί στις χρονοσειρές του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου όσο και στην ταχύτητα, την πυκνότητα και τη θερμοκρασία του ηλιακού ανέμου και προέρχεται πιθανότατα από τον μηχανισμό του διπλού δυναμό, ο οποίος μεταφέρεται μέσω του ηλιακού μαγνητικού πεδίου. Οι παραπάνω περιοδικότητες εμφανίζονται, εξίσου ισχυρές, και στις μετρήσεις των κοσμικών ακτίνων.

6.5 Αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με μη μαγνητισμένα σώματα

Τα σώματα του ηλιακού μας συστήματος που δεν έχουν ισχυρό ενδογενές μαγνητικό πεδίο διακρίνονται γενικά σε αυτά που διαθέτουν ατμόσφαιρα και συνεπώς ιονόσφαιρα, λόγω του ιονισμού της ανώτερης ατμόσφαιρας πρωτίστως από την υπεριώδη ηλιακή ακτινοβολία και τον ηλιακό άνεμο, και σε αυτά που δεν έχουν ατμόσφαιρα. Χαρακτηριστικό παράδειγμα για την πρώτη κατηγορία είναι η Αφροδίτη, ενώ για τη δεύτερη η Σελήνη. Οι κομήτες αποτελούν μια ιδιαίτερη κατηγορία, καθώς, όταν πλησιάζουν τον Ήλιο, σχηματίζουν ένα λεπτό ιονισμένο στρώμα αλληλεπίδρασης. Ο Άρης αποτελεί επίσης μια ιδιάζουσα περίπτωση, καθώς διαθέτει αραιή ατμόσφαιρα, ταυτόχρονα όμως χαρακτηρίζεται και από ασθενές, τοπικό μαγνητικό πεδίο με τη μορφή διάσπαρτων μαγνητικών ανωμαλιών στον φλοιό του, συνέπεια της παραμένουσας μαγνήτισης (φαινόμενο παλαιομαγνητισμού) στα σιδηρομαγνητικά ορυκτά του υπεδάφους του πλανήτη.

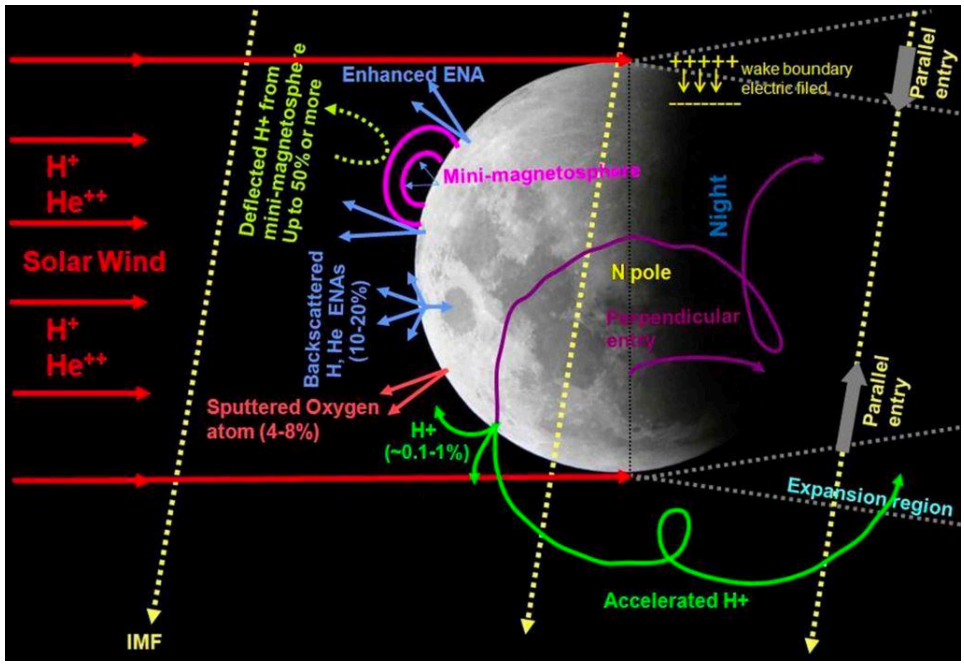
6.5.1 Αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με μη μαγνητισμένα σώματα χωρίς ατμόσφαιρα

Τα αντικείμενα που στερούνται τόσο μαγνητικού πεδίου, όσο και ατμόσφαιρας, ουσιαστικά απορροφούν τα σωματίδια του ηλιακού ανέμου που προσπίπτουν στην επιφάνειά τους. Στη νυχτερινή πλευρά του σώματος σχηματίζεται μια «κοιλότητα πλάσματος» (plasma cavity ή plasma wake), δηλαδή ένας χώρος σχεδόν κενός από πλάσμα ηλιακού ανέμου εξαιτίας της απορρόφησής του από το εμπόδιο. Το μέγεθος της κοιλότητας αυτής είναι μικρό σε σχέση με τις γνωστές μαγνητόσφαιρες και εξαρτάται, εκτός από το μέγεθος του αντικειμένου, από τις συνθήκες του ηλιακού ανέμου και ειδικότερα από τη διεύθυνση του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Όταν το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο με τη ροή του πλάσματος, οι κινήσεις κάθετα σε αυτό εμποδίζονται, με αποτέλεσμα η κοιλότητα πλάσματος να είναι πιο εκτεταμένη σε σύγκριση με την περίπτωση που οι μαγνητικές γραμμές τείνουν να είναι κάθετες στη ροή του ηλιακού ανέμου, οπότε και «τυλίγονται» ουσιαστικά γύρω από το σώμα.

Στην περίπτωση των αστεροειδών ειδικότερα, όπου κύρια χαρακτηριστικά είναι το μικρό μέγεθος και το ακανόνιστο σχήμα τους, η αλληλεπίδρασή τους με τον ηλιακό άνεμο στερείται συμμετρίας. Ταυτόχρονα, αποκτούν ιδιαίτερη σημασία παράγοντες όπως είναι η γυροακτίνα των φορτισμένων σωματιδίων, το μήκος Debye του πλάσματος του ηλιακού ανέμου (10 m) και το ηλεκτρικό πεδίο της επιφάνειας του αντικειμένου. Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι, αν και σπάνιες, έχουν ωστόσο ανιχνευθεί περιπτώσεις μαγνητισμένων αστεροειδών ή πολύ μικρών βραχωδών δορυφόρων.

Ιδιαίτερη περίπτωση (ενδεχομένως και ξεχωριστή κατηγορία) ως προς την αλληλεπίδραση με τον ηλιακό άνεμο αποτελούν, όπως αναφέραμε, οι κομήτες. Σε μικρή απόσταση από τον Ήλιο αποκτούν εκτεταμένη ατμόσφαιρα, την κόμη, γύρω από τον πολύ μικρό βραχώδη πυρήνα τους. Η ασταθής αυτή ατμόσφαιρα ιονίζεται και εκτονώνεται με ταχύτητα της τάξης του 1 Km/s, δημιουργώντας το εμπόδιο στη ροή του ηλιακού ανέμου, που οφείλεται περισσότερο στη δυναμική πίεση της εκτόνωσης του ιονοσφαιρικού πλάσματος του κομήτη, παρά στη θερμική του πίεση. Η κοιλότητα πλάσματος που σχηματίζεται έχει αρχικά διάμετρο εκατοντάδων χιλιάδων χιλιομέτρων, καθώς όμως ο κομήτης πλησιάζει τον Ήλιο, η ιδιότυπη πλασμόσφαιρά του ελαττώνεται σε διάμετρο μερικών χιλιάδων χιλιομέτρων, για ηλιοκεντρικές αποστάσεις μικρότερες από εκείνη του Άρη.

Η οριακή επιφάνεια αλληλεπίδρασης, όπου εξισώνονται οι επιμέρους πιέσεις, ονομάζεται επιφάνεια επαφής (contact surface). Μπροστά από την επιφάνεια επαφής, αλλά και πίσω από τον πυρήνα, το πλάσμα εμπλουτίζεται με βαριά ιόντα ατμοσφαιρικής (κομητικής) προέλευσης (mass loading). Το πλάσμα αυτό χαρακτηρίζεται από μικρότερη ταχύτητα ροής εξαιτίας της διαφορετικής του σύνθεσης (διατήρηση της ορμής). Το mass loading λοιπόν είναι ουσιαστικά ο μηχανισμός που δημιουργεί το πραγματικό εμπόδιο, η αιτία δηλαδή της επιβράδυνσης του ηλιακού ανέμου, η οποία συμβαίνει αρκετά έξω από την επιφάνεια επαφής. Η οριακή επιφάνεια μετάβασης από τον ηλιακό άνεμο στο κομητικής σύστασης πλάσμα ονομάζεται κομητόπαυση (cometopause), κατ' αναλογία με τη μαγνητόπαυση των μαγνητισμένων πλανητών. Το κρουστικό κύμα που σχηματίζεται είναι ασθενέστερο από τα αντίστοιχα πλανητικά, καθώς δημιουργείται σε περιοχή όπου το ηλιακό πλάσμα έχει ήδη επιβραδυνθεί εξαιτίας του mass loading που προαναφέραμε.



Σχήμα 6.27: Απεικόνιση των φυσικών μηχανισμών που ρυθμίζουν την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τη Σελήνη και των χαρακτηριστικών διαμορφώσεων που παρατηρούνται. Πηγή: Bhardwaj et al. 2015 [28].

Η Σελήνη διαθέτει πολύ αραιή εξώσφαιρα (με αριθμητική πυκνότητα ουδέτερων σωματιδίων της τάξης των 100 cm^{-3}), η οποία οδηγεί σε επίσης εξαιρετικά αραιή ιονόσφαιρα που προκύπτει από φωτοϊονισμό στην ημερήσια πλευρά. Το 2015, η αποστολή LADEE (Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer) ανίχνευσε κυρίως νέο και αργό στην εξώσφαιρα της Σελήνης. Ωστόσο, παρά την παρουσία των ατόμων αυτών, η Σελήνη συμπεριφέρεται σαν μία ψυχρή, μη μαγνητισμένη, μη αγώγιμη και πλήρως απορροφητική διαμαγνητική σφαίρα στη ροή του ηλιακού ανέμου και εντάσσεται σε ό,τι αφορά την αλληλεπίδρασή της με τον ηλιακό άνεμο στα σώματα που δεν διαθέτουν ατμόσφαιρα. Τα σωματίδια του ηλιακού ανέμου «βομβαρδίζουν» ανεμπόδιστα την επιφάνεια της Σελήνης δημιουργώντας τις επιφανειακές αλλοιώσεις που δίνουν το χαρακτηριστικό σκούρο χρώμα στη μεγαλύτερη έκταση της επιφάνειάς της.

Εξαίρεση αποτελούν μικρής έκτασης περιοχές, όπου ασθενώς μαγνητισμένα επιφανειακά πετρώματα εκτρέπουν (και ανακλούν) τοπικά τον ηλιακό άνεμο δημιουργώντας μικρές «φυσαλίδες» επιφανειακής προστασίας, που οδηγούν σε κάποια λιγοστά πιο φωτεινά τμήματα της επιφάνειας, όπως αποκάλυψε το 2019 η αποστολή ARTEMIS (Acceleration, Reconnection, Turbulence and Electrodynamics of the Moon's Interaction). Η τοπική διαταραχή που δημιουργεί η Σελήνη στο μαγνητικό πεδίο του αδιατάρακτου ηλιακού ανέμου είναι της τάξης των 20^o στην κατεύθυνση και ως 30% στο μέτρο του. Να σημειώσουμε ότι, κατά την περιφορά της γύρω από τη Γη, η Σελήνη βρίσκεται στον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο 18 περίπου ημέρες (από τις 28). Ανάλογα με τη θέση της μαγνητόπαυσης και του κρουστικού κύματος της Γης, η Σελήνη παραμένει 4 περίπου ημέρες στη μαγνητοθήκη και 6 στη μαγνητόσφαιρα (μαγνητοουρά) της Γης. Τα βασικά χαρακτηριστικά της

αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με τη Σελήνη και οι φυσικοί μηχανισμοί που επικρατούν, εικονίζονται στο σχήμα 6.27 [28].

6.5.2 Αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με μη μαγνητισμένα σώματα που διαθέτουν ατμόσφαιρα

Οι πλανήτες του ηλιακού μας συστήματος που διαθέτουν ατμόσφαιρα, αλληλεπιδρούν αρκετά διαφορετικά με τον ηλιακό άνεμο. Τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας ιονίζονται, με τρεις φυσικούς μηχανισμούς: φωτοϊονισμό (photoionization), ιονισμό με κρούση (impact ionization) και ανταλλαγή φορτίου (charge exchange). Από τους παραπάνω μηχανισμούς, σημαντικότερη συμβολή έχουν ο φωτοϊονισμός από την υπεριώδη ηλιακή ακτινοβολία (EUV) και ο ιονισμός με κρούσεις, αφού ελλείψει μαγνητόπαυσης, η ανώτερη ατμόσφαιρα είναι εκτεθειμένη στον ηλιακό άνεμο. Φυσικά, όσο απομακρυνόμαστε από τον Ήλιο, η ροή της προσπίπτουσας ακτινοβολίας μειώνεται σημαντικά και αντιστοίχως μειώνεται και η αποτελεσματικότητα του φωτοϊονισμού.

Την κινητική συμπεριφορά των ιόντων ρυθμίζουν ουσιαστικά το τοπικό μαγνητικό πεδίο B και το ηλεκτρικό πεδίο $\vec{E} = \vec{u} \times \vec{B}$ που παράγει η κίνηση του μαγνητισμένου πλάσματος με ταχύτητα u (motional electric field). Τα φορτισμένα σωματίδια επιταχύνονται και κινούνται, όπως γνωρίζουμε, σε ελικοειδείς τροχιές. Οι γυροακτίνες των ηλεκτρονίων είναι γενικά μικρές και μας επιτρέπουν να θεωρούμε σε πρώτη προσέγγιση τη ροή τους σχεδόν ισοτροπική. Δεδομένης, ωστόσο, της απουσίας ισχυρού μαγνητικού πεδίου, καθώς αναφερόμαστε σε αμαγνήτιστα ή ασθενώς μαγνητισμένα αντικείμενα του ηλιακού συστήματος, τα υψηλότερης ενέργειας πρωτόνια και κυρίως τα βαρύτερα ιόντα αποκτούν γυροακτίνες που είναι συχνά συγκρίσιμες ακόμη και με το μέγεθος του ίδιου του ουράνιου σώματος. Το αποτέλεσμα είναι αυτά τα ιόντα συχνά να διαγράφουν τροχιές που τα φέρνουν διαδοχικά μπροστά ή πίσω από το αντικείμενο, ανάλογα με το μέγεθός του και την ένταση του μαγνητικού πεδίου.

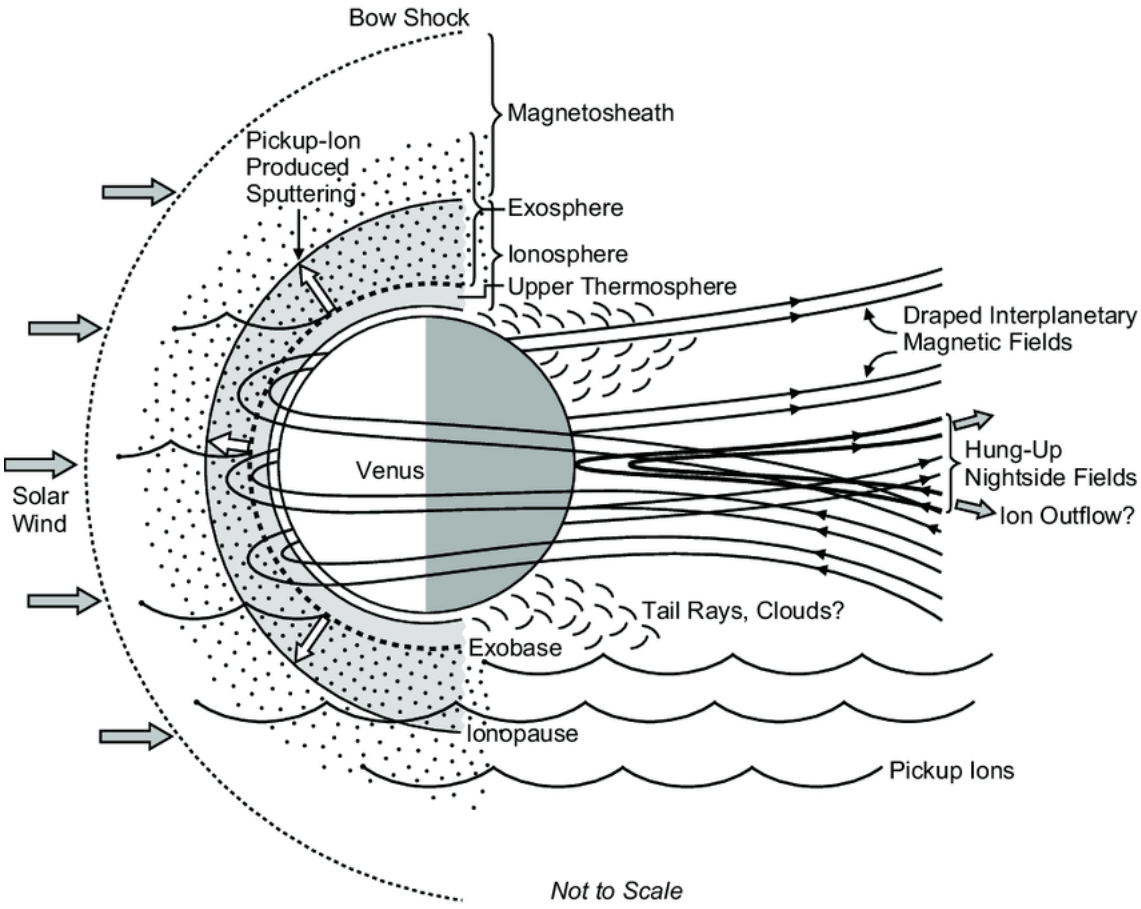
Στις περιπτώσεις μη μαγνητισμένων σωμάτων που διαθέτουν ατμόσφαιρα, τον ρόλο της μαγνητόπαυσης παίζει ουσιαστικά η ιονόπαυση. Η οριακή επιφάνεια αλληλεπίδρασης εμφανίζεται εκεί όπου η δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου εξισορροπείται από τη θερμική πίεση του πλάσματος της ιονόσφαιρας, αφού σε πρώτη προσέγγιση θεωρούμε ότι το μαγνητικό πεδίο του ηλιακού ανέμου και το μαγνητικό πεδίο που επάγεται στην ιονόσφαιρα έχουν αμελητέα συνεισφορά στην εξωτερική και εσωτερική πίεση αντιστοίχως. Αμελητέα έχει επίσης θεωρηθεί και η θερμική πίεση του ηλιακού ανέμου σε σχέση με τη δυναμική του πίεση. Η απλουστευμένη μορφή της εξίσωσης που περιγράφει την ισορροπία πιέσεων στην ιονόπαυση έχει συνεπώς τη μορφή:

$$\kappa \rho u^2 cos^2\theta = nkT \tag{6.36}$$

όπου ρ και u είναι η πυκνότητα και η ακτινική ταχύτητα ροής του ηλιακού ανέμου, n και T είναι αντιστοίχως η αριθμητική πυκνότητα και η θερμοκρασία του (ισόθερμου) ιονοσφαιρικού πλάσματος, θ είναι η γωνία ανάμεσα στην ταχύτητα του ηλιακού ανέμου και την κάθετη (normal) στη μαγνητόπαυση/ιονόπαυση, ενώ k είναι η σταθερά του Boltzmann. Ο συντελεστής κ εκφράζει τον τρόπο κατά τον οποίο ο ηλιακός άνεμος εκτρέπεται καθώς προσπίπτει στην οριακή επιφάνεια και η τιμή του εξαρτάται από το μοντέλο αλληλεπίδρασης που έχει υιοθετηθεί και από τις παραμέτρους του ηλιακού ανέμου, με συνήθεις τιμές κοντά στο κ=0.885 και μέγιστη δυνατή τιμή το κ=2 (για τέλεια ανάκλαση του ηλιακού ανέμου). Το κ εξαρτάται επίσης από την πίεση του ηλιακού ανέμου και φθίνει σχεδόν γραμμικά με την αύξησή της.

Η αλληλεπίδραση χαρακτηρίζεται επιπροσθέτως και από ένα συχνά πολύπλοκο και ευμετάβλητο τοπικό δίκτυο ηλεκτρικών ρευμάτων και ροών πλάσματος, ενώ η διαμόρφωση που προκύπτει είναι κατά κανόνα αρκετά μικρότερη από τις συνήθεις μαγνητόσφαιρες. Στο σχήμα 6.28 που ακολουθεί, παρουσιάζεται ένα τυπικό παράδειγμα της δομής που προκύπτει από την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με έναν πλανήτη που έχει ατμόσφαιρα, όχι όμως και ενδογενές μαγνητικό πεδίο (π.χ. Αφροδίτη).

Όπως είναι αναμενόμενο, η ιονόπαυση και η ανώτερη ατμόσφαιρα των μη μαγνητισμένων σωμάτων αποκρίνονται στις μεταβολές της πίεσης του ηλιακού ανέμου με τρόπο ανάλογο με εκείνον που περιμένουμε και για τις μαγνητόσφαιρες. Ωστόσο, θα πρέπει να αναφέρουμε ότι, καθώς η ιονοσφαιρική πίεση εξασθενεί εκθετικά με το ύψος, μια ιονόσφαιρα είναι κατά κανόνα λιγότερο συμπιεστή από μια μαγνητόσφαιρα που προ-



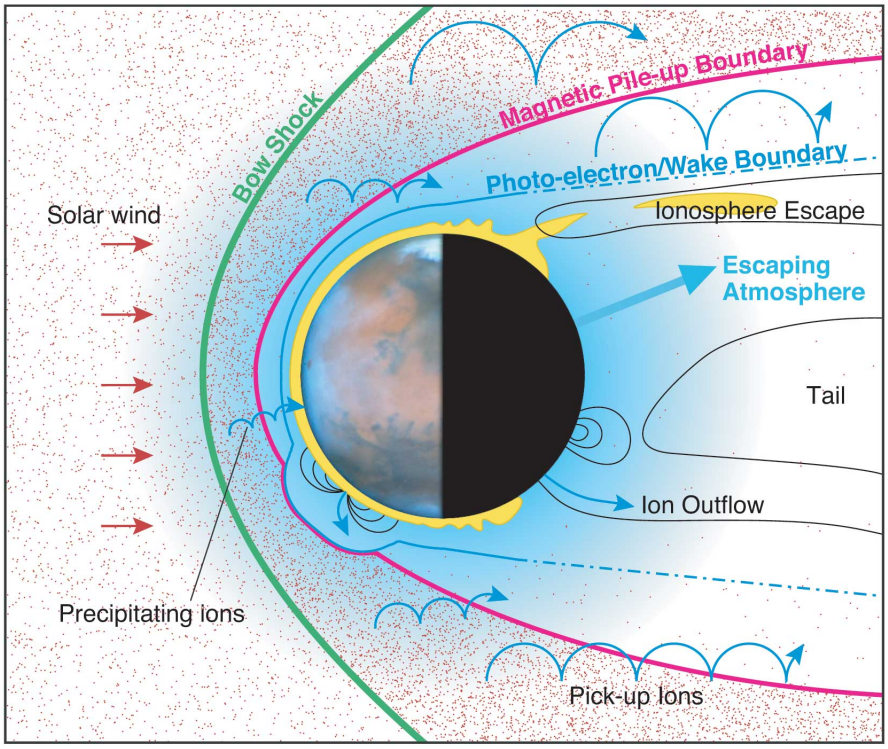
Σχήμα 6.28: Απεικόνιση μιας τυπικής περίπτωσης αλληλεπίδρασης ηλιακού ανέμου με αντικείμενο που διαθέτει ατμόσφαιρα, δεν έχει όμως ενδογενές μαγνητικό πεδίο. Διακρίνονται όλες οι επιμέρους περιοχές της διαμόρφωσης που προκύπτει, τα ηλεκτρικά ρεύματα, καθώς και οι γενικευμένες ροές του πλάσματος. Το παράδειγμα του σχήματος αντιστοιχεί στην περίπτωση της Αφροδίτης, μπορεί όμως να υιοθετηθεί ικανοποιητικά και για τους κομήτες (όταν έχουν πλησιάσει τον Ήλιο). Πηγή: McEnulty et al. 2010 [29].

έρχεται από μαγνητικό δίπολο, όπου η μαγνητική πίεση μειώνεται με την 6η δύναμη της πλανητοκεντρικής απόστασης.

Η έκθεση της ιονόσφαιρας στη ροή του ηλιακού ανέμου έχει ένα ακόμη σημαντικό αποτέλεσμα: κάποια από τα ιόντα ακολουθούν τροχιές που τα απομακρύνουν από το αντικείμενο (outflow ή scavenging) οδηγώντας συχνά σε ασυμμετρίες στην ιονόσφαιρα, και, σε κάποιες περιπτώσεις, σε προοδευτική-και συχνά αξιοσημείωτη-μείωση της πυκνότητάς της, που μπορεί να φτάσει μέχρι και σε εξαφάνιση της ιονόσφαιρας και κατ' επέκταση της ατμόσφαιρας του πλανήτη. Κάτι τέτοιο εικάζεται ότι συνέβη στον Άρη. Η απώλεια του μαγνητικού του πεδίου οδήγησε σε μεγάλη αραίωση της ατμόσφαιράς του, μια διαδικασία που συνεχίζεται και σήμερα, αν και πιο αργά λόγω του βάρους και των ισχυρότερων δεσμών που έχουν τα μόρια CO_2, που πλέον κυριαρχούν στην ατμόσφαιρα του πλανήτη.

Η περίπτωση του Άρη μπορεί να χαρακτηριστεί ιδιάζουσα. Ο πλανήτης διαθέτει, όπως αναφέραμε, πολύ αραιή, υπαρκτή ωστόσο, ατμόσφαιρα (επιφανειακή ατμοσφαιρική πίεση της τάξης του 1% της γήινης) και αντιστοίχως ιονόσφαιρα. Αποτελεί συνεπώς περίπτωση ενδιάμεση εκείνων της Σελήνης και της Αφροδίτης. Σε αντίθεση με εκείνη της Αφροδίτης, η πίεση της ιονόσφαιρας του Άρη δεν επαρκεί για να εξισορροπήσει αποτελεσματικά την πίεση του ηλιακού ανέμου, παρά μόνο πολύ κοντά στην επιφάνεια του πλανήτη, σε ύψος μερικών εκατοντάδων χιλιομέτρων.

Το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο, «παγωμένο» στο πλάσμα του ηλιακού ανέμου, συμπιέζεται καθώς επάγεται στην ιονόσφαιρα και οι δυναμικές του γραμμές «τυλίγονται» γύρω από τον πλανήτη σχηματίζοντας

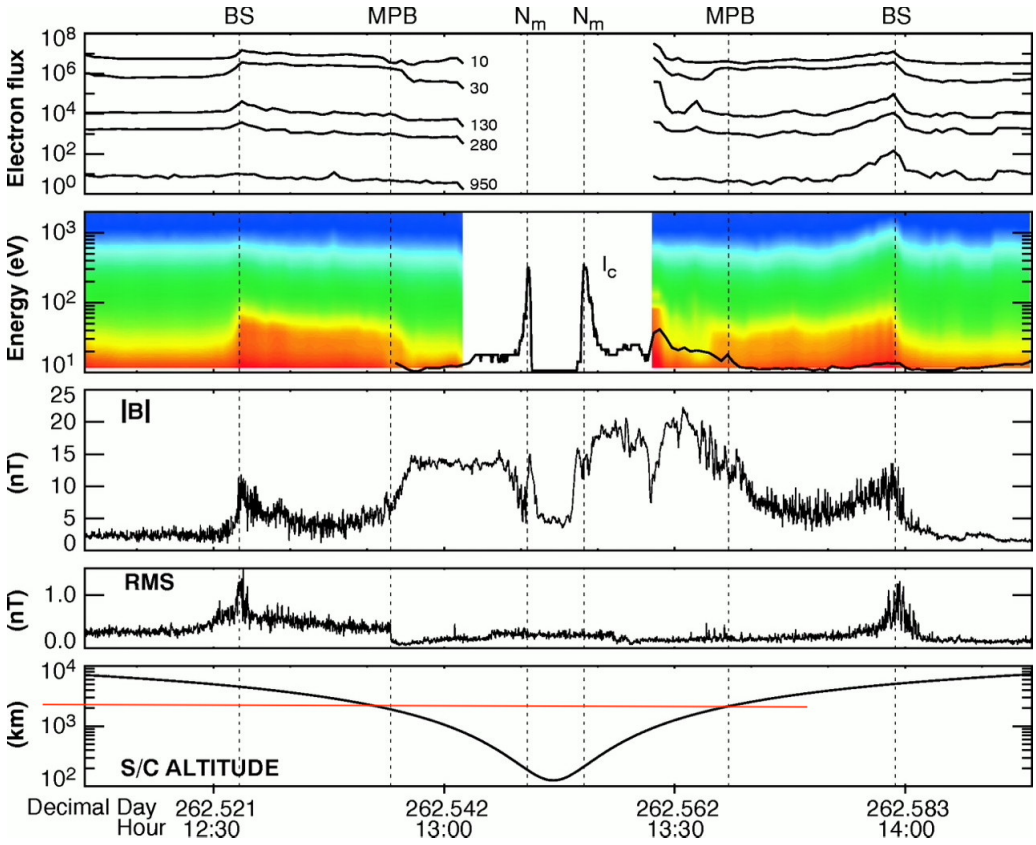


Σχήμα 6.29: Απεικόνιση της αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με τον Άρη. Εκτός από τις χαρακτηριστικές οριακές επιφάνειες, εικονίζεται στο νότιο ημισφαίριο και ο σχηματισμός μιας τοπικής «μίνι-μαγνητόσφαιρας», αποτέλεσμα του ενισχυμένου μαγνητικού πεδίου στην περιοχή αυτή εξαιτίας μιας υπεδαφικής μαγνητικής ανομαλίας. Πηγή: Ma et al. 2017 [30].

μια ευδιάκριτη, ιδιάζουσα διαχωριστική επιφάνεια, που λειτουργεί αναλογικά με τη μαγνητόπαυση (ή την ιονόπαυση) και ονομάζεται Magnetic Pile-up Boundary (MPB), ενώ σπανιότερα αναφέρεται και ως magnetic barrier. Το Magnetic Pile-up Boundary διαχωρίζει τον επιβραδυμένο ηλιακό άνεμο από την ιονόσφαιρα του Άρη και εντοπίζεται κατά μέσο όρο σε πλανητοκεντρική απόσταση, που δεν ξεπερνά την 1.5 ακτίνα Άρη στο προσήλιο σημείο. Ωστόσο, πάνω από περιοχές όπου το επιφανειακό μαγνητικό πεδίο είναι ενισχυμένο (τοπικές μαγνητικές ανομαλίες), η συνολική πίεση στην εσώτερη πλευρά του MPB αυξάνεται και οδηγεί στον σχηματισμό μιας τοπικής μαγνητικής «φυσαλίδας» ή «μίνι μαγνητόσφαιρας», όπως φαίνεται στο σχήμα 6.29.

Η αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τον Άρη έχει μελετηθεί με μια σειρά από αποστολές που διέθεταν μετρητές πλάσματος και μαγνητικού πεδίου (Mars Global Surveyor, Mars Express, MAVEN κ.α.). Στο σχήμα 6.30 παρουσιάζονται οι καταγραφές του μαγνητικού πεδίου και του πληθυσμού ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια ενός τυπικού περάσματος του Mars Global Surveyor από την ιδιότυπη μαγνητόσφαιρα του Άρη. Διακρίνονται διαδοχικά η διάβαση από το κρουστικό κύμα (Bow Shock), καθώς το διαστημόπλοιο εισέρχεται από τον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο στη μαγνητοθήκη όπου το μαγνητικό πεδίο είναι ισχυρότερο και έντονα μεταβλητό, και η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων, αυξημένη λόγω της επιβράδυνσης του ηλιακού ανέμου, η διάβαση από το Magnetic Pileup Boundary (MPB) προς τη μαγνητόσφαιρα, όπου το μαγνητικό πεδίο ενισχύεται περαιτέρω, παραμένοντας ωστόσο σε χαμηλές τιμές που δεν ξεπερνούν τα 15-20 nT, ενώ ακολουθεί με σχεδόν συμμετρικό τρόπο η καταγραφή της εξόδου του διαστημοπλοίου από τη μαγνητόσφαιρα προς τον ηλιακό άνεμο.

Ενδιαφέρουσα, τέλος, είναι και η περίπτωση της αλληλεπίδρασης του δορυφόρου του Κρόνου, Τιτάνα, με τον ηλιακό άνεμο. Ο Τιτάνας, ο οποίος έχει πυκνή ατμόσφαιρα (N_2 και CH_4) και συνεπώς ιονόσφαιρα, αλλά δεν διαθέτει ενδογενές μαγνητικό πεδίο, βρίσκεται στο μεγαλύτερο μέρος της τροχιάς του εντός της μαγνητόσφαιρας του Κρόνου. Κατά μικρά διαστήματα κινείται στη μαγνητοθήκη, ενώ σε σπάνιες περιπτώσεις, που

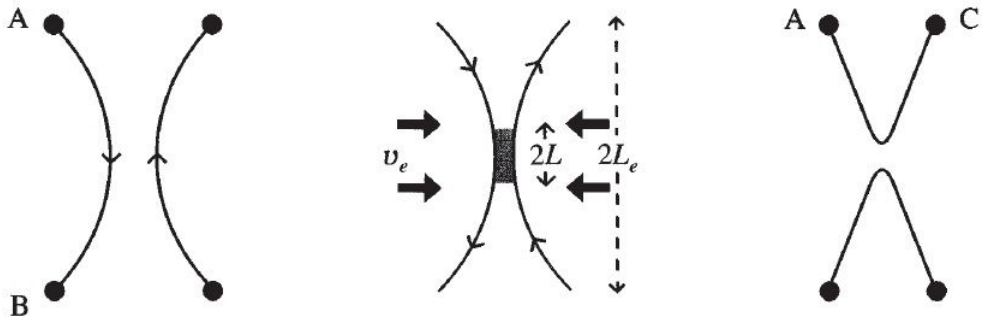


Σχήμα 6.30: Καταγραφή του οργάνου Magnetometer and Electron Reflectometer (MAG/ER) στη διάρκεια μιας τυπικής διάβασης του διαστημοπλοίου Mars Global Surveyor (MGS) από τη μαγνητόσφαιρα του Άρη. Τα επιμέρους διαγράμματα εικονίζουν (από πάνω προς τα κάτω) σε συνάρτηση με τον χρόνο: τη ροή των ηλεκτρονίων σε 5 ενεργειακά κανάλια (10-950 eV), την ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων, την ένταση του μαγνητικού πεδίου, τη μέση τετραγωνική ρίζα (RMS) της έντασης του μαγνητικού πεδίου και την απόσταση του διαστημοπλοίου από την επιφάνεια. Το MGS διασχίζει αρχικά το κρουστικό κύμα (BS), κινείται στη μαγνητοθήκη, ακολούθως διαπερνά το Magnetic Pileup Boundary (MPB), κινείται εντός της μαγνητόσφαιρας και της ιονόσφαιρας του πλανήτη και στη συνέχεια εξέρχεται στον ηλιακό άνεμο ακολουθώντας σχεδόν συμμετρική πορεία. Η διάβαση διαρκεί περίπου 2 ώρες. Πηγή: Bhardwaj et al. 2015 [28].

η πίεση του ηλιακού ανέμου είναι ιδιαίτερα αυξημένη, η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου μπορεί να συμπιεστεί αρκετά, ώστε ο Τιτάνας να βρεθεί έξω ακόμη και από το κρουστικό κύμα του πλανήτη, στον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο. Το διαστημόπλοιο Cassini, το οποίο παρέμεινε σε τροχιά γύρω από τον Κρόνο για 14 περίπου χρόνια, εντόπισε τον Τιτάνα τόσο στη μαγνητοθήκη όσο και στον ηλιακό άνεμο. Από τις επιτόπιες μετρήσεις που έλαβε προέκυψε ότι το μαγνητικό πεδίο που επικρατεί στη μαγνητόσφαιρα του Κρόνου (έντασης περίπου 5 nT στην απόσταση της τροχιάς του Τιτάνα) επάγεται στην πυκνή ιονόσφαιρα του Τιτάνα και διατηρείται για τουλάχιστον 3 ώρες, ως ένα είδος «μαγνητικής μνήμης», ακόμη και όταν ο δορυφόρος βρεθεί σε διαφορετικό περιβάλλον [31]. Κατ' αυτόν τον τρόπο, όταν ο Τιτάνας βρίσκεται στον συμπιεσμένο ηλιακό άνεμο της μαγνητοθήκης, ή -πιο σπάνια- στον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο, έχει συμπεριφορά που προσομοιάζει εκείνη της Αφροδίτης. Η συγκεκριμένη περίπτωση αποτελεί μοναδικό εργαστήριο φυσικής πλάσματος, καθώς μας δίνει την δυνατότητα να μελετήσουμε την αλληλεπίδραση ενός αμαγνήτιστου σώματος που διαθέτει ατμόσφαιρα, με τρία διαφορετικής μορφής περιβάλλοντα πλάσματος: τον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο, τον επιβραδυμένο ηλιακό άνεμο της μαγνητοθήκης του Κρόνου και το θερμότερο και αραιότερο πλάσμα της μαγνητόσφαιρας του Κρόνου.

6.6 Αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με σώματα που διαθέτουν μαγνητικό πεδίο

Μαγνητική επανασύνδεση είναι η φυσική διεργασία, που συμβαίνει σε εξαιρετικά αγώγιμο πλάσμα, κατά την οποία η μαγνητική τοπολογία αναδιατάσσεται και η μαγνητική ενέργεια μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια, θερμική ενέργεια και επιτάχυνση σωματιδίων. Η ποιοτική περιγραφή της διαδικασίας της επανασύνδεσης είναι τέτοια ώστε οι γραμμές δύο αντίθετων μαγνητικών πεδίων από διαφορετικές μαγνητικές περιοχές να συνδέονται μεταξύ τους δημιουργώντας μια νέα τοπολογία. Οι ηλιακές εκλάμψεις, οι μεγαλύτερες ενεργειακές εκρήξεις στο ηλιακό σύστημα, οφείλονται στην επανασύνδεση, απελευθερώνοντας, μέσα σε λίγα λεπτά, την ενέργεια που έχει αποθηκευθεί στο μαγνητικό πεδίο σε χρονικό διάστημα ωρών έως ημερών. Σε δύο διαστάσεις, ο πιο κοινός τύπος της μαγνητικής επανασύνδεσης (X) φαίνεται στο σχήμα 6.31 στην οποία τέσσερεις ξεχωριστές μαγνητικές περιοχές ανταλλάσσουν γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Πιο συγκεκριμένα τα δύο αντίθετης πολικότητας πεδία πλησιάζουν δημιουργώντας ένα φύλλο ρεύματος στην ενδιάμεση περιοχή. Η αγωγιμότητα του πλάσματος γίνεται πεπερασμένη, με αποτέλεσμα τη διάχυση του μαγνητικού πεδίου. Τελικά ακολουθεί επανασύνδεση των γραμμών με ταυτόχρονη εκτόξευση πλάσματος κάθετα στο φύλλο ρεύματος.



Σχήμα 6.31: Μαγνητική επανασύνδεση τύπου X.

Οι συνέπειες του φαινομένου της μαγνητικής επανασύνδεσης είναι γενικότερα σημαντικές, διότι:

- μετατρέπει τη μαγνητική ενέργεια σε κινητική ενέργεια και θερμότητα,
- επηρεάζει τις διαδρομές των σωματιδίων και της θερμότητας,
- δημιουργεί ισχυρά ηλεκτρικά πεδία και ρεύματα, αλλά και κρουστικά κύματα.

6.6.1 Μαγνητική επανασύνδεση: Βασικές εξισώσεις και προσεγγίσεις

Στο μεγαλύτερο μέρος του σύμπαντος ο μαγνητικός αριθμός Reynolds είναι πολύ μεγαλύτερος της μονάδας κι έτσι καταλήγουμε σε αυτό που αποκαλούμε παγωμένο πεδίο. Παρ' όλα αυτά σε μικρές και λεπτές περιοχές, που η βαθμίδα του πεδίου είναι εκατομμύρια φορές μεγαλύτερη από τη συνηθισμένη, το πεδίο μπορεί να γλιστρήσει από το πλάσμα και να υποστεί επανασύνδεση. Η ερώτηση είναι: Ποια είναι η φύση της μαγνητικής επανασύνδεσης και ποια η ταχύτητα μεταφοράς των δυναμικών γραμμών στην περιοχή της επανασύνδεσης; Οι πρώτες απαντήσεις δόθηκαν από τα μοντέλα των Sweet και Parker και αργότερα από τον Petschek. Η βασική εξίσωση είναι η χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου (Induction Eguation), η οποία γράφεται:

$$\frac{\partial \vec{B}}{dt} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{c}{4\pi\sigma} \nabla^2 \vec{B} \tag{6.37}$$

Ο πρώτος όρος είναι ο όρος μεταφοράς του μαγνητικού πεδίου με το πλάσμα και ο δεύτερος ο όρος διάχυσης του μαγνητικού πεδίου δια μέσου του πλάσματος. Θεωρώντας τη χαρακτηριστική κλίμακα μηκους Δ, ο λόγος του πρώτου όρου προς τον δεύτερο μας δίνει τον μαγνητικό αριθμό Reynolds:

$$R_m = \left(\left(\frac{vB}{\Delta} \right) \Big/ \left(\frac{c}{4\pi\sigma} \frac{B}{\Delta^2} \right) \right) = \frac{4\pi\sigma}{c} v\Delta \tag{6.38}$$

Στα περισσότερα αστροφυσικά πλάσματα, επειδή η αγωγιμότητα είναι πολύ μεγάλη, ο αριθμός αυτός είναι πολύ μεγαλύτερος της μονάδας, οπότε το μαγνητικό πεδίο είναι παγωμένο στο πλάσμα. Σε πολύ μικρές περιοχές, όμως, μπορεί να υπάρχει αρκετά πεπερασμένη αγωγιμότητα, ώστε ο όρος της διάχυσης να υπερισχύει αυτού της μεταφοράς. Με την παραδοχή ότι ο όρος μεταφοράς είναι αμελητέος μπορούμε να υπολογίσουμε προσεγιστικά τον χρόνο και την ταχύτητα διάχυσης του μαγνητικού πεδίου.

$$\frac{B}{\tau_\delta} \simeq \frac{cB}{4\pi\sigma\Delta^2} \Rightarrow \tau_\delta \simeq \frac{4\pi\sigma\Delta^2}{c} \tag{6.39}$$

$$v_\delta \simeq \frac{\Delta}{\tau_\delta} \Rightarrow v_\delta \simeq \frac{c}{4\pi\sigma\Delta} \tag{6.40}$$

Ο νόμος του Ohm είναι:

$$\vec{E} + \left(\vec{v} \times \vec{B}\right) = \frac{\vec{J}}{\sigma} \tag{6.41}$$

όπου $\vec{E} = E\hat{z}$, ενώ η ταχύτητα και το μαγνητικό πεδίο βρίσκονται στο επίπεδο x-y και το ρεύμα δίνεται από τον νόμο του Ampêre:

$$\vec{J} = \frac{1}{4\pi}\left(\vec{\nabla} \times \vec{B}\right) \tag{6.42}$$

Από τις 6.41 και 6.42 καταλήγουμε στη σχέση:

$$\vec{E} + \left(\vec{v} \times \vec{B}\right) = \frac{1}{4\pi\sigma}\left(\vec{\nabla} \times \vec{B}\right) \tag{6.43}$$

Φυσικά για παγωμένο πεδίο δεν υπάρχει στροβιλισμός και στην παραπάνω εξίσωση ο δεύτερος όρος μηδενίζεται.

Η διατήρηση της μάζας και της ορμής γράφονται αντίστοιχα:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\left(\vec{\nabla}\vec{v}\right) = 0 \tag{6.44}$$

$$\rho\frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}P - \rho\vec{g} + \vec{J} \times \vec{B} \tag{6.45}$$

Οι παραπάνω εξισώσεις για ιδανικό MHD σε steady-state γίνονται:

$$\vec{\nabla}\left(\rho\vec{v}\right) = 0 \tag{6.46}$$

$$0 = -\vec{\nabla}P + \vec{J} \times \vec{B} \tag{6.47}$$

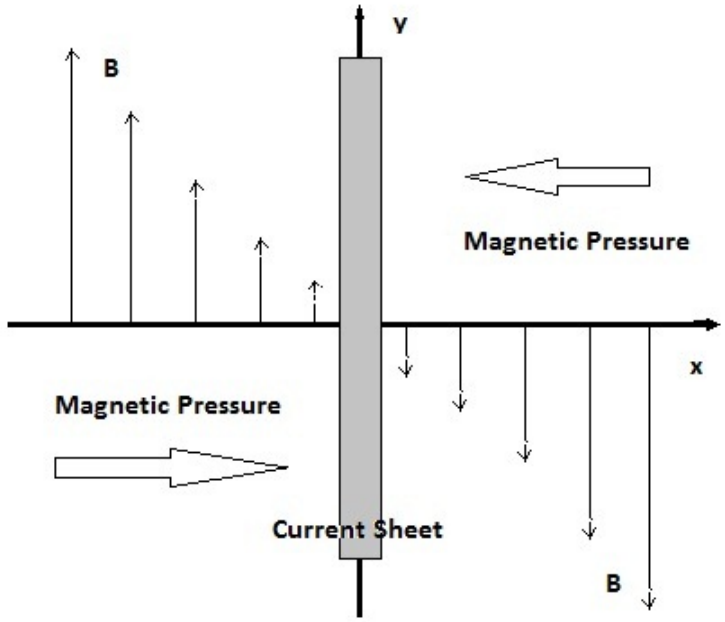
Τώρα αν λάβουμε υπόψη μας την ταυτότητα:

$$\vec{\nabla}\left(\vec{\alpha}\vec{\beta}\right) = \left(\vec{\alpha}\vec{\nabla}\right)\vec{\beta} + \left(\vec{\beta}\vec{\nabla}\right)\vec{\alpha} + \vec{\alpha} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{\beta}\right) + \vec{\beta} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{\alpha}\right) \tag{6.48}$$

και ότι α=β=B, καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$-\vec{\nabla}\left(P + \frac{B^2}{8\pi}\right) - \frac{1}{4\pi}\left(\vec{B}\vec{\nabla}\right)\vec{B} = 0 \tag{6.49}$$

όπου ο πρώτος όρος είναι η θερμική και μαγνητική πίεση και ο δεύτερος η μαγνητική τάση του πεδίου. Ας υποθέσουμε τώρα την τοπολογία του σχήματος 6.32 με την περιοχή του φύλλου ρεύματος να είναι διαστάσεων Δ στον άξονα y και δ στον x. Το μαγνητικό πεδίο είναι:



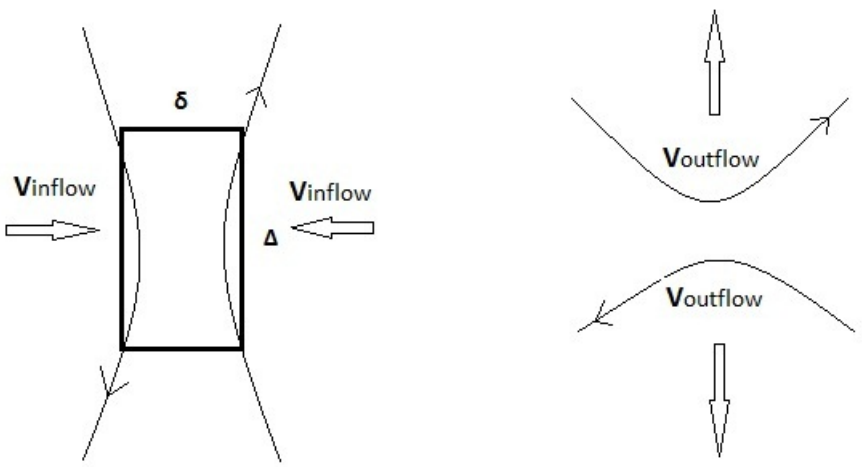
Σχήμα 6.32: Τοπολογία μαγνητικού πεδίου και φύλλο ρεύματος.

$$\vec{B} = \left(B_x, B_y, B_z\right) = B_0\left(0, \frac{x}{\delta}, 0\right) \tag{6.50}$$

Αντικαθιστώντας στην 6.49 καταλήγουμε:

$$-\vec{\nabla}P - \frac{B^2{}_0}{4\pi}\left(0, \frac{x}{\delta^2}, 0\right) = 0 \Rightarrow \vec{\nabla}P = -\frac{B^2{}_0}{4\pi}\left(0, \frac{x}{\delta^2}, 0\right) \tag{6.51}$$

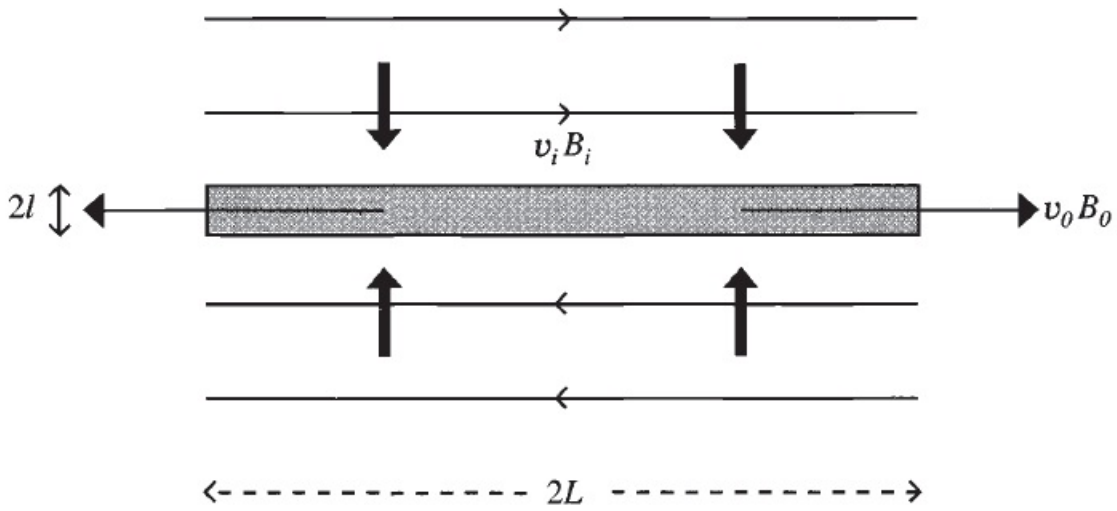
που σημαίνει ότι η μαγνητική πίεση είναι αυτή που οδηγεί την εισροή πλάσματος μέσα στο φύλλο ρεύματος. Μέσα, όμως, στο φύλλο ρεύματος η αγωγιμότητα παύει να είναι άπειρη και γίνεται σημαντικός ο όρος διάχυσης του πεδίου. Η διάχυση και η εκμηδένιση της μαγνητικής ροής οδηγούν σε απαγωγή ενέργειας και στη δημιουργία μιας νέας τοπολογίας μαγνητικών γραμμών. Η εκροή πλάσματος από την περιοχή της επανασύνδεσης οδηγείται από τη μαγνητική τάση και είναι κάθετη στην εισροή (σχήμα 6.33).



Σχήμα 6.33: Επανασύνδεση γραμμών και εκροή πλάσματος.

6.6.2 Μαγνητική επανασύνδεση Sweet-Parker

Το μοντέλο Sweet-Parker αποτελείται από την τοπολογία μαγνητικού πεδίου που φαίνεται στις προηγούμενες εικόνες με μια περιοχή διάχυσης διαστάσεων 2lx2L (σχήμα 6.34). Το μαγνητικό πεδίο βρίσκεται στο επίπεδο x-y, ενώ το ρεύμα στον άξονα z. Στην περιοχή που το πλάσμα εισρέει στην περιοχή διάχυσης ο νόμος του Ohm είναι προσεγγιστικά:



Σχήμα 6.34: Τοπολογία μαγνητικών γραμμών σε μοντέλο επανασύνδεσης Sweet-Parker.

$$E = v_{in} B_{in} \tag{6.52}$$

Στο κέντρο όμως της περιοχής διάχυσης, που το μαγνητικό πεδίο εκμηδενίζεται, το ηλεκτρικό πεδίο δίνεται από:

$$E = \frac{j_c}{\sigma} \tag{6.53}$$

Αν λάβουμε υπόψη μας και τον νόμο Ampere, οι εξισώσεις 6.52 και 6.53 θα μας δώσουν την ταχύτητα εισροής του μαγνητικού πεδίου στην περιοχή διάχυσης:

$$v_{in} = \frac{1}{\mu\sigma l} \tag{6.54}$$

Από τη διατήρηση της μάζας (6.44) καταλήγουμε ότι η μάζα που εισέρχεται από τις δύο πλευρές 2L πρέπει να ισούται με τη μάζα που εξέρχεται από τις πλευρές 2l επομένως:

$$L v_{in} = l v_{out} \tag{6.55}$$

Γνωρίζοντας τα μεγέθη του Αλφενικού αριθμού Mach:

$$M_{in} = \frac{v_{in}}{v_{inA}} \tag{6.56}$$

και του μαγνητικού αριθμού Reynolds:

$$R_{in,m} = L v_{inA} \mu\sigma \tag{6.57}$$

οι εξισώσεις 6.54 και 6.55 δίνουν:

$$M_{in} = \frac{\sqrt{v_{out} v_{inA}}}{\sqrt{R_{in,m}}} \tag{6.58}$$

Από τη διατήρηση της ροής καταλήγουμε στην:

$$B_{in}v_{in} = B_{out}v_{out} \tag{6.59}$$

που σημαίνει ότι μπορούμε να υπολογίσουμε το εξερχόμενο B αν γνωρίζουμε την ταχύτητα εκροής.

Από τον νόμο του Gauss μπορούμε να γράψουμε:

$$\oint \vec{B} = \mu_0 \int\int \vec{J}d\vec{s} \tag{6.60}$$

οπότε:

$$j = \frac{B_{in}}{\mu_0 l} \tag{6.61}$$

και άρα η δύναμη Lorentz κατά τη διεύθυνση του φύλλου είναι:

$$\left(\vec{J} \times \vec{B}\right)_x \approx jB_0 = \frac{B_{in}B_0}{\mu_0 l} \tag{6.62}$$

Η δύναμη αυτή είναι που επιταχύνει το πλάσμα κατά μήκος του φύλλου ρεύματος σε ταχύτητα μ_0. Αν αγνοήσουμε τη βαρυτική δύναμη στην διατήρηση της ορμής, τότε καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$\rho\left(\vec{v}\vec{\nabla}\right)v_x = \left(\vec{J} \times \vec{B}\right)_x \tag{6.63}$$

η οποία προσεγγιστικά μας δίνει:

$$\frac{\rho v_{out}^2}{L} \approx \frac{B_{out}B_{in}}{\mu l} \tag{6.64}$$

Τέλος από την εξίσωση του Maxwell, το μαγνητικό πεδίο είναι:

$$\frac{B_{out}}{l} \approx \frac{B_{in}}{L} \Rightarrow \frac{B_{out}B_{in}}{\mu l} \approx \frac{B_{in}^2}{\mu L} \tag{6.65}$$

Οι εξισώσεις 6.64 και 6.65 μας δίνουν την ταχύτητα εκροής που είναι:

$$v_{out} = \frac{B_{in}}{\sqrt{\mu\rho}} = v_{inA} \tag{6.66}$$

Μέσω της σχέσης 6.58 μπορούμε να υπολογίσουμε και την ταχύτητα εισροής ως:

$$v_{in} = \frac{v_{inA}}{\sqrt{R_{in.m}}} \tag{6.67}$$

Τελικά το μοντέλο μιλάει για εκροή πλάσματος με Αλφενική ταχύτητα από ένα στρώμα με l πολύ μικρότερο του L, με ταχύτητα εισροής πολύ μικρότερη της αλφενικής και $B_{out} \ll B_{in}$, εφόσον ο μαγνητικός αριθμός Reynolds στην περιοχή εισροής είναι πολύ μεγαλύτερος της μονάδας.

Επίσης μια ματιά στο ενεργειακό ισοζύγιο του προβλήματος μπορεί να μας δείξει τις μετατροπές ενέργειας. Ο λόγος της κινητικής ενέργειας που εισέρχεται στην περιοχή διάχυσης προς την H/M ενέργεια (δηλαδή τη ροή Poynting) είναι:

$$\frac{1/2\rho v_{in}^2}{B_{in}^2/\mu} = \frac{v_{in}^2}{2v_{inA}^2} \ll 1 \tag{6.68}$$

που σημαίνει ότι το μεγαλύτερο κομμάτι της ενέργειας που εισέρχεται είναι H/M.

Αντίστοιχα, ο λόγος της κινητικής ενέργειας που εξέρχεται από την περιοχή διάχυσης προς την H/M ενέργεια που εισέρχεται είναι:

$$\frac{1/2\rho v_{out}^2}{B_{in}^2/\mu} = \frac{1/2\rho v_{out}^2 (v_{out} l)}{B_{in}^2/\mu (v_{in} L)} = \frac{v_{out}^2}{2v_{inA}^2} = \frac{1}{2} \tag{6.69}$$

Έτσι, η εισερχόμενη Η/Μ ενέργεια μετατρέπεται κατά το ήμισυ σε κινητική και κατά το ήμισυ σε θερμική ενέργεια του πλάσματος.

Βέβαια, ο μηχανισμός Sweet-Parker δεν αντιστοιχεί στα πραγματικά δεδομένα, εφόσον για $M_{in} \approx 10^{-4}$-10^{-6} η σχέση 6.56 δίνει ταχύτητα εισροής της τάξης των 0.01 km/s. Επίσης από τη σχέση 6.55 και για λόγο ταχυτήτων της τάξης του 10^{-5} παίρνουμε ότι $\delta \approx 10^{-5}\Delta$, δηλαδή για ένα μήκος 1,000 km θα είχαμε πάχος μόλις 10 m. Τέλος, η ενέργεια σε τυπικές εκλάμψεις είναι της τάξης 10^{21}-10^{25} Joule, δηλαδή πολύ μεγαλύτερη από αυτή που προβλέπει το εν λόγω μοντέλο:

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{B^2}{8\pi} L^2 v_{in} = \frac{B^2}{8\pi} L^2 v_{inA} M_{in} = 10^{22} \left(\frac{B}{100G}\right)^2 \left(\frac{L}{1Mm}\right)^2 \frac{v_{inA}}{1Mm/s} \tag{6.70}$$

Θεωρώντας, λοιπόν, B=0.01 T, L=1 Mm, t=100 sec και $u_A = 1Mm/sec$, λαμβάνουμε μια ενέργεια της τάξης των 10^{17} Joule, που είναι η τυπική ενέργεια μιας nanoflare. Όμως, για μια μεγάλη έκλαμψη της τάξης των 10^{25} Joule θα χρειαζόμασταν 10^8 current sheets.

6.7 Ασκήσεις και προβλήματα

6.7.1

1. Υπολογίστε και συγκρίνετε τη σχετική συνεισφορά θερμικής και δυναμικής πίεσης στον ηλιακό άνεμο κοντά στη Γη για δύο διαφορετικές τιμές ταχύτητας του ηλιακού ανέμου: u_1=400 km/s και u_2=2,000 km/s. Θεωρήστε ότι ο ηλιακός άνεμος έχει ίση αριθμητική πυκνότητα πρωτονίων και ηλεκτρονίων (n_p=n_e=5 cm^{-3}), με παρόμοιες θερμοκρασίες (T_p=T_e=10^5 K).
2. Συγκρίνετε την πίεση που οφείλεται στο πλάσμα με την πίεση που οφείλεται στο μαγνητικό πεδίο του ηλιακού ανέμου, όταν B=5 nT.

Σημείωση: Η πίεση να υπολογιστεί σε nPa (νανοπασκάλ).

6.7.2 Η ολική πίεση του ηλιακού ανέμου στη μαγνητόπαυση (δηλαδή στο όριο του γεωδιαστήματος) εξισορροπείται από την πίεση του γεωμαγνητικού πεδίου. Βρείτε για τις περιπτώσεις u_1=400 km/s και u_2=2,000 km/s, σε τι απόσταση από τη Γη βρίσκεται η μαγνητόπαυση και ποια είναι η τοπική τιμή B_{MP} του γεωμαγνητικού πεδίου.

Σημείωση: Η ολική πίεση (ram pressure) του ηλιακού ανέμου να θεωρηθεί διπλάσια της δυναμικής του πίεσης, δηλαδή $P_{dyn} = \rho u^2$.

6.7.3 Βρείτε το «όριο του διαστήματος» σε αστρονομικές μονάδες, θεωρώντας ότι ταυτίζεται με την ηλιόπαυση. Χρησιμοποιήστε τα στοιχεία του προηγούμενου ερωτήματος και λάβετε υπόψη σας ότι η δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου μειώνεται ως συνάρτηση του τετραγώνου της απόστασης από τον Ήλιο και εξισορροπεί την πίεση του διαστρικού μέσου (που είναι περίπου $1.3 \cdot 10^{-13}$ Pa) στην ηλιόπαυση.

6.7.4 Υπολογίστε τον χρόνο που απαιτείται για να καλυφθεί η απόσταση Ήλιου-Γης από:

1. ορατό φως της φωτόσφαιρας (δώστε τον χρόνο σε λεπτά),
2. ακτίνες Χ μιας έκλαμψης (δώστε τον χρόνο σε λεπτά),
3. σωματίδια του ηλιακού ανέμου που κινούνται με ταχύτητα 400 km/s (δώστε τον χρόνο σε μέρες),

4. στεμματική εκτίναξη μάζας (CME) που κινείται με ταχύτητα 2,000 km/s (δώστε τον χρόνο σε μέρες),
5. διαστημόπλοιο που κινείται με ταχύτητα 60,000 km/h (δώστε τον χρόνο σε μήνες),
6. μαχητικό αεροσκάφος που κινείται με ταχύτητα 3,000 km/h (δώστε τον χρόνο σε χρόνια).

6.7.5 Παρακάτω δίνονται 2 ζεύγη τιμών αριθμητικής πυκνότητας και μαγνητικού πεδίου του ηλιακού ανέμου στα όρια της 1 αστρονομικής μονάδας.

1. $N_p = 5\ cm^{-3}$, B = 15 nT και T = 50,000 K
2. $N_p = 40\ cm^{-3}$, B = 15 nT και T = 500,000 K

Εκτιμήστε την παράμετρο β και αποφανθείτε ποιο ζεύγος τιμών αντιστοιχεί σε μια διαπλανητική εκτόξευση στεμματικής μάζας (Interplanetary Coronal Mass Ejection) και ποιο σε μια περιοχή αλληλεπίδρασης (Stream Interaction Region).

6.7.6 Εξετάστε αν η ταχύτητα της τυχαίας (άτακτης) θερμικής κίνησης (random thermal speed) των σωματιδίων στο ηλιακό στέμμα ($r=2\ R_s$) επαρκεί για τη γένεση του ηλιακού ανέμου.

Δίνεται: Η θερμοκρασία στέμματος ($T=2\cdot10^6$ K).

6.7.7 Υπολογίστε σε eV την ενέργεια των σωματιδίων του ηλιακού ανέμου:

1. λόγω της τυχαίας (άτακτης) θερμικής κίνησής τους με ταχύτητα 40 km/s,
2. λόγω της συνολικής ροής του ηλιακού ανέμου με ταχύτητα 450 km/s.

6.7.8 Δείξτε ότι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι υπερηχητική και υπεραλφενική. Θεωρήστε ότι: $n = 5\ cm^{-3}$, $V_{SW} = 400$ km/s, $T = 10^5$ K, B=10 nT.

6.7.9 Υπολογίστε τον ρυθμό απώλειας κινητικής ενέργειας του Ήλιου λόγω της εκροής του ηλιακού ανέμου, θεωρώντας ότι ο ρυθμός απώλειας μάζας του Ήλιου είναι 10^9 kg/s και η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι σταθερή και ίση με 400 km/s.

Βιβλιογραφία

[1] Κ. Αλυσανδράκης, Α. Νίντος και Σ. Πατσουράκος. *Φυσική του Ήλιου και του Διαστήματος*. 2015. ISBN: 978-960-603-430-5. URL: http://hdl.handle.net/11419/5516.

[2] J.-P. Rozelot, επιμελητής. *Solar and Heliospheric Origins of Space Weather Phenomena*. Springer Berlin Heidelberg, 2006. DOI: 10.1007/b11429173. URL: https://doi.org/10.1007/b11429173.

[3] Π. Πρέκα-Παπαδήμα, Ε. Δανέζης, Ε. Θεοδοσίου και Δ. Καργιολακι. *Στα μονοπάτια του Ήλιου - Εισαγωγή στην Ηλιακή Φυσική*. Εκδόσεις Δίαυλος, 2009. ISBN: 978-960-531-243-5.

[4] B. De Pontieu κ.ά. "Chromospheric Alfvenic Waves Strong Enough to Power the Solar Wind". Στο: *Science* 318.5856 (Δεκ. 2007), σσ. 1574–1577. DOI: 10.1126/science.1151747. URL: https://doi.org/10.1126/science.1151747.

[5] H. W. Babcock. "The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle." Στο: *The Astrophysical Journal* 133 (Μαρ. 1961), σ. 572. DOI: 10.1086/147060. URL: https://doi.org/10.1086/147060.

[6] E. Mitsakou και X. Moussas. "Statistical Study of ICMEs and Their Sheaths During Solar Cycle 23 (1996 – 2008)". Στο: *Solar Physics* 289.8 (Μαρ. 2014), σσ. 3137–3157. DOI: 10.1007/s11207-014-0505-y. URL: https://doi.org/10.1007/s11207-014-0505-y.

[7] L. Biermann και A. Schlüter. "Cosmic Radiation and Cosmic Magnetic Fields. II. Origin of Cosmic Magnetic Fields". Στο: *Phys. Rev.* 82 (6 Ιούν. 1951), σσ. 863–868. DOI: 10.1103/PhysRev.82.863. URL: https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.82.863.

[8] E. N. Parker. "Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields." Στο: *Astrophysical Journal* 128 (Νοέ. 1958), σ. 664. DOI: 10.1086/146579.

[9] J.P Roberts. "PAMELA through a magnetic lens". Στο: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2011.02 (Φεβ. 2011), σσ. 029–029. DOI: 10.1088/1475-7516/2011/02/029. URL: https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/02/029.

[10] D. J. McComas κ.ά. "The three-dimensional solar wind around solar maximum". Στο: *Geophysical Research Letters* 30, 1517 (Μάι. 2003), σ. 1517. DOI: 10.1029/2003GL017136.

[11] D. J. McComas κ.ά. "Ulysses' return to the slow solar wind". Στο: *Geophysical Research Letters* 25 (1998), σσ. 1–4. DOI: 10.1029/97GL03444.

[12] S.M. Krimigis κ.ά. "Search for the Exit: Voyager 1 at Heliosphere's Border with the Galaxy". Στο: *Science* 341.6142 (2013), σσ. 144–147. DOI: 10.1126/science.1235721.

[13] L.F. Burlaga, N.F. Ness και E.C. Stone. "Magnetic field observations as Voyager 1 entered the heliosheath depletion region". Στο: *Science* 341.6142 (2013), σσ. 147–150. DOI: 10.1126/science.1235451.

[14] S.M. Krimigis, E.C. Roelof, R.B. Decker και M.E. Hill. "Zero outward flow velocity for plasma in a heliosheath transition layer". Στο: *Nature* 474.7351 (2011), σσ. 359–361. DOI: 10.1038/nature10115.

[15] M.-B. Kallenrode. *Space physics : an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres*. 2004. ISBN: 978-3-662-04443-8.

[16] M.G. Kivelson, M.G. Kivelson και C.T. Russell. *Introduction to Space Physics*. Cambridge atmospheric and space science series. Cambridge University Press, 1995. ISBN: 9780521457149. URL: https://books.google.gr/books?id=qWHSqXGfsfQC.

[17] A. Vogt κ.ά. "Modelling the Influence of Corotating Interaction Regions on Jovian MeV-electrons". Στο: *Journal of Physics: Conference Series* 632 (Αύγ. 2015), σ. 012082. DOI: 10.1088/1742-6596/632/1/012082. URL: https://doi.org/10.1088/1742-6596/632/1/012082.

[18] L. Jian, C. T. Russell, J. G. Luhmann και R. M. Skoug. "Properties of Stream Interactions at One AU During 1995 – 2004". Στο: *Solar Physics* 239.1-2 (Δεκ. 2006), σσ. 337–392. DOI: 10.1007/s11207-006-0132-3. URL: https://doi.org/10.1007/s11207-006-0132-3.

[19] T. H. Zurbuchen και I. G. Richardson. "In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections". Στο: *Space Science Reviews* 123 (Μαρ. 2006), σσ. 31–43. DOI: 10.1007/s11214-006-9010-4.

[20] D. V. Reames. "Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere". Στο: *Space Science Reviews* 90 (Οκτ. 1999), σσ. 413–491. DOI: 10.1023/A:1005105831781.

[21] D. V. Reames. "The Two Sources of Solar Energetic Particles". Στο: *Space Science Reviews* 175 (Ιούν. 2013), σσ. 53–92. DOI: 10.1007/s11214-013-9958-9. arXiv: 1306.3608 [astro-ph.SR].

[22] Athanasios Papaioannou κ.ά. "Solar flares, coronal mass ejections and solar energetic particle event characteristics". Στο: *Journal of Space Weather and Space Climate* 6 (2016), A42. DOI: 10.1051/swsc/2016035. URL: https://doi.org/10.1051/swsc/2016035.

[23] J. M. Polygiannakis, X. Moussas και C. P. Sonett. "A Nonlinear RLC Solar Cycle Model". Στο: *Solar Physics* 163 (Ιαν. 1996), σσ. 193–203. DOI: 10.1007/BF00165465.

[24] S. Bao και H. Zhang. "Patterns of Current Helicity for the Twenty-second Solar Cycle". Στο: *Astrophysical Journal* 496 (Μαρ. 1998), σσ. L43–L46. DOI: 10.1086/311232.

[25] E. Rieger κ.ά. "A 154-day periodicity in the occurrence of hard solar flares?" Στο: *Nature* 312.5995 (Δεκ. 1984), σσ. 623–625. DOI: 10.1038/312623a0. URL: https://doi.org/10.1038/312623a0.

[26] M. Dimitropoulou, X. Moussas και D. Strintzi. "Enhanced Rieger-type periodicities' detection in X-ray solar flares and statistical validation of Rossby waves' existence". Στο: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 386.4 (Ιούν. 2008), σσ. 2278–2284. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2008.13203.x. URL: https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13203.x.

[27] C. Katsavrias, P. Preka-Papadema και X. Moussas. "Wavelet Analysis on Solar Wind Parameters and Geomagnetic Indices". Στο: *Solar Physics* 280 (Οκτ. 2012), σσ. 623–640. DOI: 10.1007/s11207-012-0078-6. arXiv: 1205.2229 [astro-ph.SR].

[28] A. Bhardwaj κ.ά. "A new view on the solar wind interaction with the Moon". Στο: *Geoscience Letters* 2.1 (Αύγ. 2015). DOI: 10.1186/s40562-015-0027-y. URL: https://doi.org/10.1186/s40562-015-0027-y.

[29] T.R. McEnulty κ.ά. "Interplanetary coronal mass ejection influence on high energy pick-up ions at Venus". Στο: *Planetary and Space Science* 58.14-15 (Δεκ. 2010), σσ. 1784–1791. DOI: 10.1016/j.pss.2010.07.019. URL: https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.07.019.

[30] Y. Ma, C.T. Russell, A. Nagy και G. Toth. "Understanding the Solar Wind–Mars Interaction with Global Magnetohydrodynamic Modeling". Στο: *Computing in Science & Engineering* 19.4 (2017), σσ. 6–17. DOI: 10.1109/mcse.2017.3151238. URL: https://doi.org/10.1109/mcse.2017.3151238.

[31] C. Bertucci κ.ά. "Titan's interaction with the supersonic solar wind". Στο: *Geophysical Research Letters* 42.2 (Ιαν. 2015), σσ. 193–200. DOI: 10.1002/2014gl062106. URL: https://doi.org/10.1002/2014gl062106.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

ΓΕΩΔΙΑΣΤΗΜΑ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

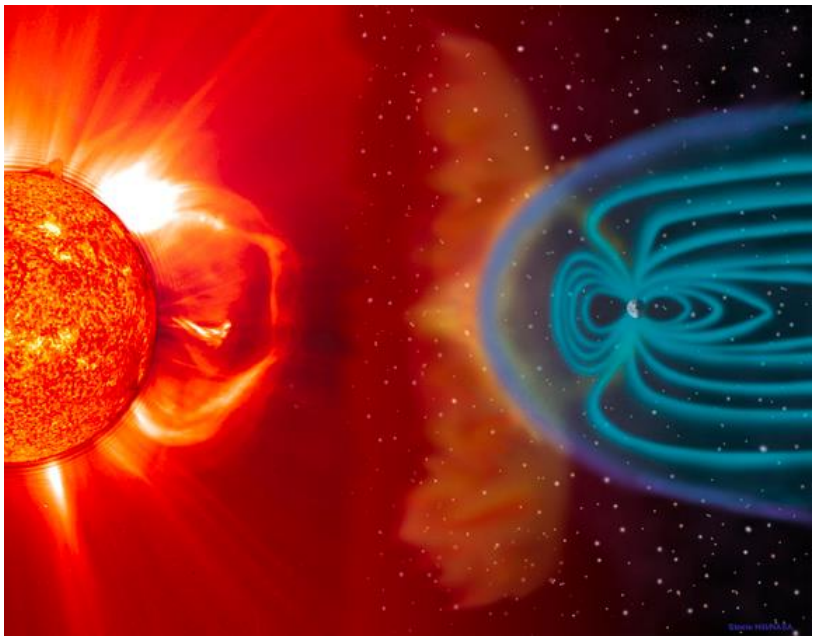
Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Μ. Γεωργιου
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει μια λεπτομερής περιγραφή της μαγνητόσφαιρας της Γης, δηλαδή της νοητής κοιλότητας μέσα στην οποία η κίνηση του πλάσματος ορίζεται από το γεωμαγνητικό πεδίο. Ξεκινώντας από τη δημιουργία του ενδογενούς μαγνητικού πεδίου του πλανήτη μας, θα περιγράψουμε αναλυτικά την τοπολογία και τα χαρακτηριστικά των διαφόρων περιοχών της μαγνητόσφαιρας (μαγνητοθήκη, μαγνητόπαυση, μαγνητοουρά κλπ.). Στη συνέχεια θα περιγραφούν αναλυτικά τα κύρια συστήματα ρευμάτων (ρεύμα μαγνητόπαυσης, δακτυλιοειδές ρεύμα, ρεύματα μαγνητοουράς και ρεύματα Birkeland) καθώς και τα χαρακτηριστικά των κύριων πληθυσμών παγιδευμένων σωματιδίων, όπως οι ζώνες ακτινοβολίας, το δακτυλιοειδές ρεύμα και η πλασμόφαιρα. Τέλος, θα γίνει αναφορά στις πηγές και καταβόθρες του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος.
Προαπαιτούμενη γνώση: Τα κεφάλαια 2, 3, 4 και 5, καθώς και καλή γνώση ηλεκτρομαγνητισμού και φυσικής πλάσματος.

Ο ηλιακός άνεμος αλληλεπιδρά με τη μαγνητόσφαιρα της Γης και τη διαμορφώνει, τόσο με τη δυναμική πίεση της ροής (bulk flow) των σωματιδίων του, όσο και με το μαγνητικό του πεδίο. Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγράψουμε τον τρόπο που συμβαίνει αυτό, και πώς καταλήγει η μαγνητόσφαιρα της Γης στο σχήμα της.

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0



Σχήμα 7.1: Σχηματική αναπαράσταση της αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με τη γήινη μαγνητόσφαιρα.

Μακροσκοπικά υπάρχει ο ηλιακός άνεμος, ένας ηλεκτρικά φορτισμένος άνεμος, που αναδύεται από τον Ήλιο, «πνέει» στο διαπλανητικό διάστημα, και προσπίπτει σε ένα μαγνητικό δίπολο, το οποίο θα διατηρούσε την τυπική συμμετρική δομή του διπόλου αν δεν υπήρχε η επίδραση του ηλιακού ανέμου. Στην πραγματικότητα, όμως, η μαγνητόσφαιρα της Γης (και των υπόλοιπων πλανητών) είναι παραμορφωμένη, ακριβώς λόγω του ηλιακού ανέμου, που αλληλεπιδρά με το δίπολο και το παραμορφώνει. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 7.1, η μαγνητόσφαιρα συμπιέζεται στην προσήλια πλευρά, ενώ στην αφήλια πλευρά αποκτά ένα μακρόστενο σχήμα, το οποίο εκτείνεται σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από τη Γη. Παρ' όλα αυτά, σε μικρές αποστάσεις από τη Γη (εσώτερη μαγνητόσφαιρα) το μαγνητικό πεδίο μπορεί να περιγραφεί (μαθηματικά) επαρκώς ως δίπολο.

Ένα ενδιαφέρον χαρακτηριστικό είναι ότι, αν συγκρίνουμε τη μαγνητική ουρά της Γης με την τροχιά της Σελήνης (βλ. σχήμα 7.2), θα δούμε ότι η Σελήνη βρίσκεται μέσα στη μαγνητόσφαιρα της Γης για 6-7 μέρες σε κάθε περιφορά της γύρω από τη Γη. Αυτό δεν θα συνέβαινε αν η μαγνητόσφαιρα της Γης ήταν ένα τυπικό μαγνητικό δίπολο. Καθώς η Σελήνη βρίσκεται σε απόσταση 384,000 km από τη Γη, η τροχιά της Σελήνης τέμνει τη μαγνητοουρά σε απόσταση περίπου 60 R_E. Σήμερα γνωρίζουμε ότι η μαγνητοουρά έχει μήκος τουλάχιστον 1,000 R_E, δηλαδή είναι τεράστια συγκρινόμενη με το μέγεθος του πλανήτη μας.

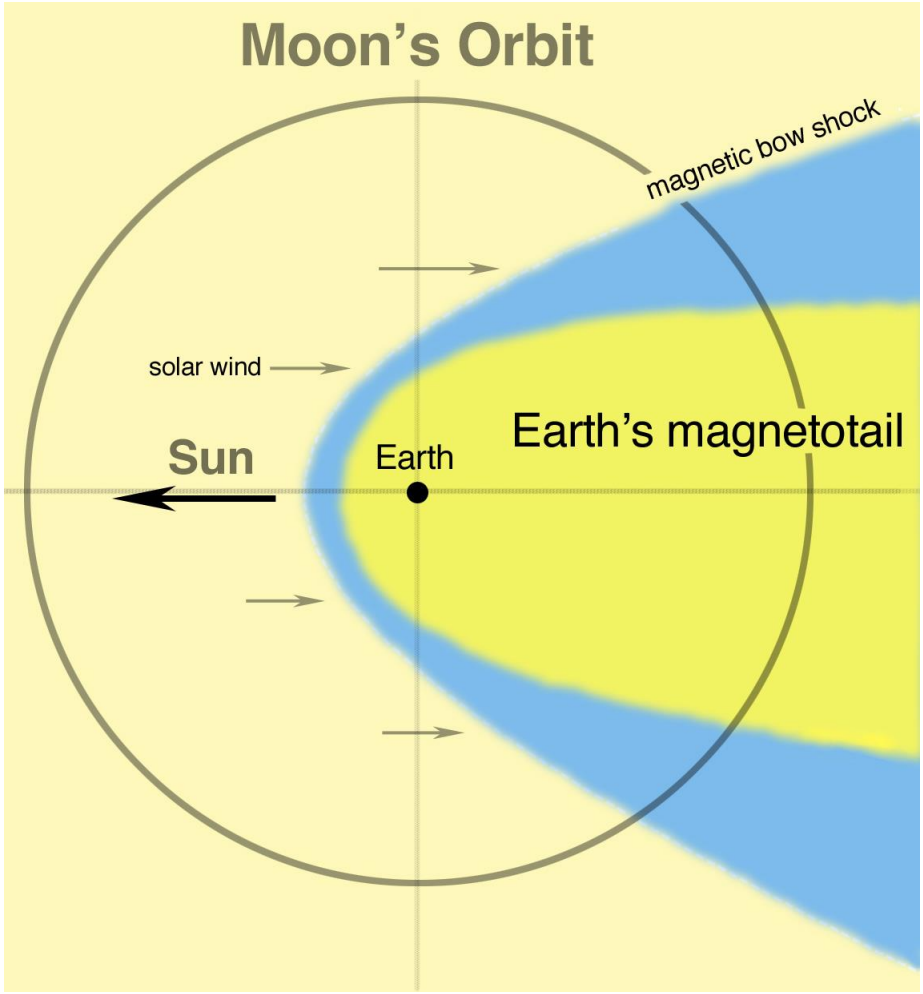
Τέλος είναι αξιοσημείωτο ότι ο όρος μαγνητόσφαιρα (magnetosphere) χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά μόλις το 1959 σε ένα άρθρο του Αυστριακού Thomas Gold, είναι δηλαδή σχετικά πρόσφατος, και προτάθηκε μετά την έναρξη της Διαστημικής Εποχής.

7.1 Γεωμαγνητικό πεδίο (Geomagnetic field)

Το μαγνητικό πεδίο και το σύστημα ρευμάτων γύρω από τη Γη δημιουργούνται ως αποτέλεσμα φυσικών διεργασιών που εκτείνονται από τον πυρήνα της Γης μέχρι το απώτερο διαστημικό περιβάλλον της Γης, ενώ διαμορφώνονται μέσα από την αλληλεπίδραση του γήινου μαγνητικού πεδίου με τον ηλιακό άνεμο [1, 2].

Στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας, το μαγνητικό πεδίο είναι το άθροισμα δύο επιμέρους συνιστωσών, του ενδογενούς μαγνητικού πεδίου της Γης, που παράγεται στον μεταλλικό πυρήνα του πλανήτη, και μίας δεύτερης συνιστώσας, η οποία διαμορφώνεται από πηγές πεδίου στο κοντινό διαστημικό περιβάλλον του πλανήτη.

Ο πυρήνας της Γης σχηματίστηκε όταν ο νεαρός πλανήτης βρισκόταν ακόμα σε διάπυρη, ρευστή κατάσταση. Βαριά στοιχεία, όπως ο σίδηρος, βυθίστηκαν προς το κέντρο του, ενώ ελαφρύτερα παρέμειναν στον φλοιό. Ο πυρήνας πιστεύεται ότι χωρίζεται σήμερα σε δύο στρώματα: τον εσώτερο πυρήνα, που είναι στερεός,



Σχήμα 7.2: Σχηματική αναπαράσταση της τροχιάς της Σελήνης ως προς τη γήινη μαγνητόσφαιρα. Credit: Tim Stubbs (University of Maryland/GSFC).

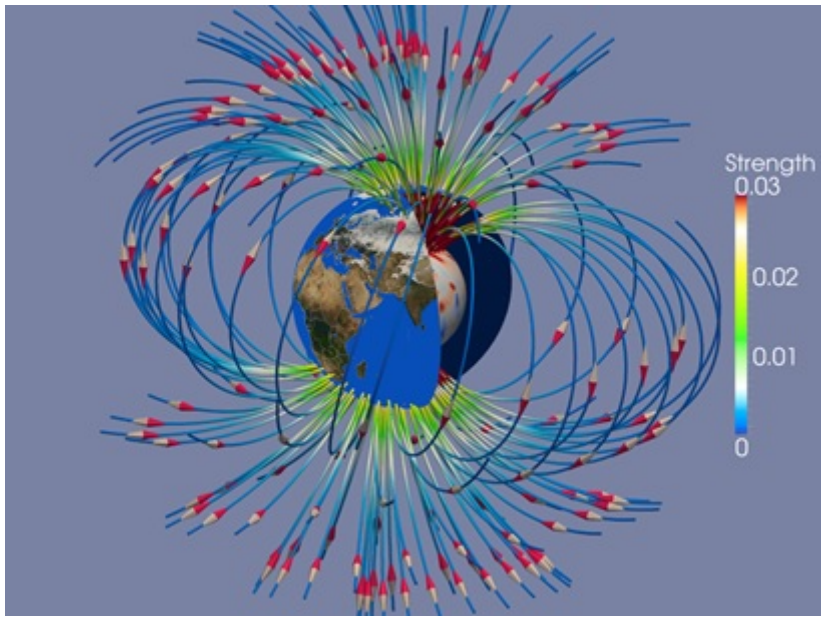
και τον εξώτερο πυρήνα, που περιβάλλεται από ρευστό σίδηρο και νικέλιο με ίχνη από ελαφρύτερα στοιχεία. Το υλικό αυτό κυκλοφορεί ως αποτέλεσμα: α) των ρευμάτων μεταφοράς θερμότητας με κατεύθυνση προς τον υπερκείμενο μανδύα και β) της περιστροφικής κίνησης της Γης, παράγοντας το γήινο μαγνητικό πεδίο της μέσω της διεργασίας του γεωδυναμό.

Στο ενδογενές μαγνητικό πεδίο συνεισφέρει κατά μικρό ποσοστό ο φλοιός της Γης. Το μαγνητικό πεδίο του φλοιού σχετίζεται με εναπομείνουσα μαγνήτιση σιδηρομαγνητικών υλικών και με τον μαγνητισμό πετρωμάτων που εμφανίζεται με επαγωγή από το κύριο μαγνητικό πεδίο της Γης.

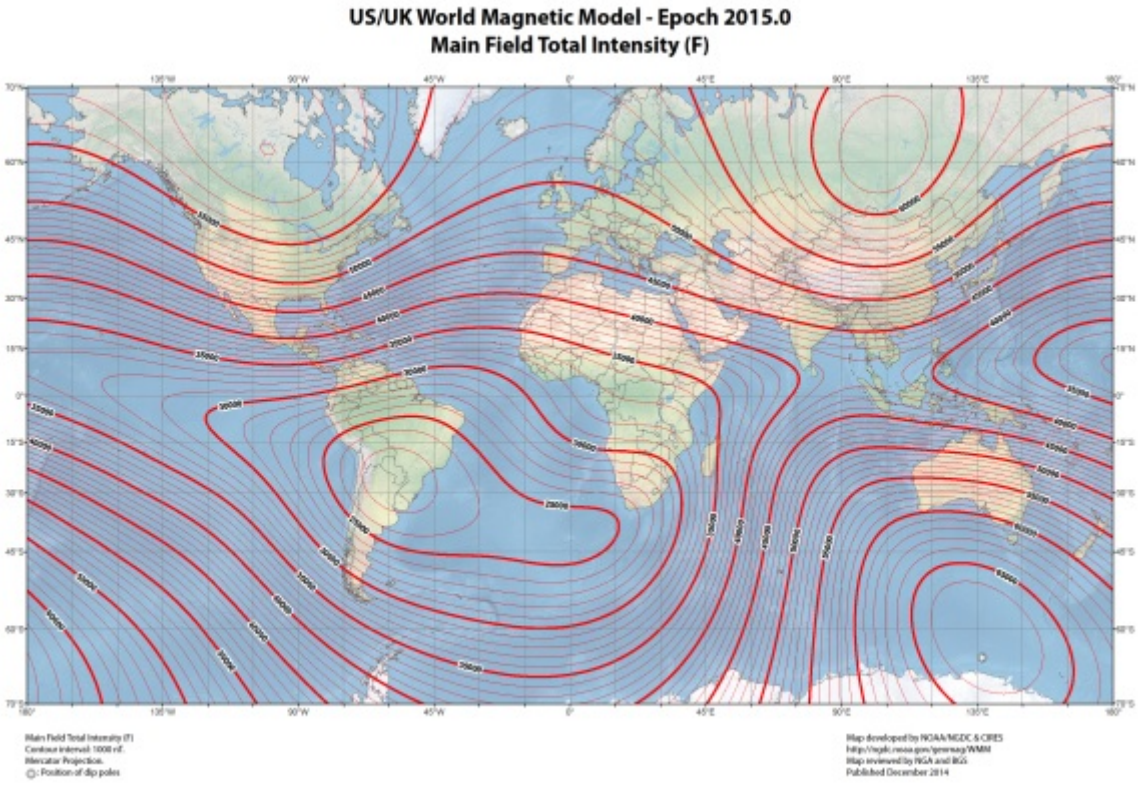
Το μαγνητικό πεδίο της Γης μπορεί να θεωρηθεί σε πρώτη προσέγγιση, και σε σχετικά μικρές αποστάσεις από τη Γη, διπολικό (σχήμα 7.3), με άξονα συμμετρίας που δεν συμπίπτει με τον άξονα περιστροφής της Γης (οι δύο άξονες σχηματίζουν γωνία περίπου 11.5^o), και το κέντρο του είναι μετατοπισμένο ως προς το κέντρο της Γης. Ο άξονας τέμνει την επιφάνεια της Γης σε δύο σημεία: τον νότιο πόλο με συντεταγμένες 80.4^o S και 107.4^o E στην Ανταρκτική, και τον βόρειο πόλο με συντεταγμένες 80.4^o N και 72.6^o W, βόρεια της Γροιλανδίας.

Κοντά στους μαγνητικούς πόλους η ένταση του πεδίου φτάνει τα 60,000 nT (σχήμα 7.4) και το διάνυσμά του είναι κάθετο στην επιφάνεια της Γης. Κοντά στον μαγνητικό ισημερινό του πλανήτη η ένταση του πεδίου είναι κατά μέσο όρο 30,000 nT και το διάνυσμά του τείνει να είναι παράλληλο στην επιφάνεια του πλανήτη μας. Είναι ένα εξαιρετικά ασθενές μαγνητικό πεδίο, εάν λάβουμε υπόψη ότι η ένταση του πεδίου από ένα διακοσμητικό μαγνητάκι ψυγείου είναι 5,000,000 nT.

Το μαγνητικό πεδίο γύρω από τη Γη προσεγγίζεται ικανοποιητικά από ένα διπολικό μαγνητικό πεδίο σε αποστάσεις οι οποίες φτάνουν τις 5 μέχρι $6R_E$. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις, εξωτερικά μαγνητικά πεδία αρχί-



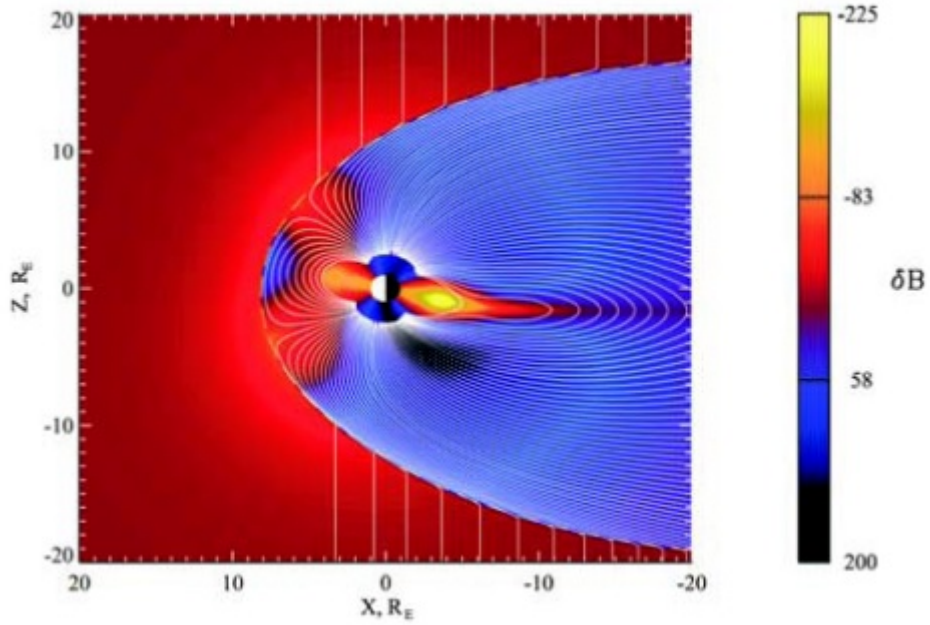
Σχήμα 7.3: Το ενδογενές διπολικό μαγνητικό πεδίο της Γης (σε Gauss), το οποίο παράγεται στον μεταλλικό πυρήνα του πλανήτη μας. Αποτέλεσμα προσομοίωσης που πραγματοποιήθηκε από τον Jean Favre με τον υπερυπολογιστή Monte Rosa στο Swiss National Supercomputing Centre.



Σχήμα 7.4: Κατανομή της έντασης του ενδογενούς μαγνητικού πεδίου της Γης, όπως υπολογίζεται από το World Magnetic Model, όπου διαδοχικές ισοδυναμικές γραμμές διαφέρουν κατά 1,000 nT. Το συγκεκριμένο μοντέλο χρησιμοποιείται για πλοήγηση, ενώ το International Geomagnetic Reference Field για επιστημονική έρευνα. Πηγή: Maus et al., 2010 [3].

ζουν σταδιακά να γίνονται σημαντικά. Με τον όρο εξωτερικά μαγνητικά πεδία περιγράφονται τα πεδία που επάγονται από το πολύπλοκο σύστημα ηλεκτρικών ρευμάτων της μαγνητόσφαιρας της Γης (βλέπε κεφάλαιο 7.3).

Την επίδραση του ηλιακού ανέμου στην εσωτερική δομή της μαγνητόσφαιρας της Γης έχουν επιβεβαιώσει επίγειες παρατηρήσεις, σε συνδυασμό με παρατηρήσεις από δορυφόρους. Ειδικότερα, διακυμάνσεις του μαγνητικού πεδίου στο διαπλανητικό διάστημα παρατηρούνται να διαδίδονται στο εσωτερικό της γήινης μαγνητόσφαιρας. Το βάθος μέχρι το οποίο παρατηρούνται διαταραχές του μαγνητικού πεδίου της Γης εξαρτάται κυρίως από τον προσανατολισμό του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου, που, όταν είναι νότιος, επιτρέπει την επανασύνδεση (reconnection) των δύο μαγνητικών πεδίων και οδηγεί σε μεταφορά μαγνητικής ενέργειας από τον ηλιακό άνεμο στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Ο ρυθμός μεταφοράς είναι ανάλογος της ταχύτητας και της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου, καθώς και της νότιας συνιστώσας του μαγνητικού του πεδίου: $Power \sim P_{dyn} \cdot V_{SW} \cdot B_S$.



Σχήμα 7.5: Η χωρική κατανομή του δB (σε nT) μεταξύ της έντασης του ενδογενούς διπολικού μαγνητικού πεδίου και της έντασης των εξωτερικών μαγνητικών πεδίων, όπως περιγράφεται από το εμπειρικό μοντέλο του Tsyganenko για τη μαγνητική καταιγίδα που εκδηλώθηκε στις 10 Οκτωβρίου 1990. Πηγή: Tsyganenko, 2002 [4].

Η πολικότητα του μαγνητικού πεδίου στον Ήλιο αλλάζει περίπου κάθε 11 χρόνια (βλέπε επίσης ενότητα 6.4.6). Ωστόσο, ο ηλιακός άνεμος που ρέει μέχρι τις παρυφές της γήινης μαγνητόφαιρας μεταφέρει, κατά καιρούς, σύνθετες δομές με μαγνητικό πεδίο που μεταβάλλεται σε μικρότερες χρονικές κλίμακες. Όταν στη μαγνητόπαυση της Γης το μαγνητικό πεδίο που μεταφέρει ο ηλιακός άνεμος έχει κατεύθυνη προς νότο, οι δυναμικές γραμμές του συνδέονται με τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου της Γης δημιουργώντας μία νέα τοπολογία. Αυτή η διαδικασία ονομάζεται μαγνητική επανασύνδεση και παρατηρείται όταν η πολικότητα των δύο μαγνητικών πεδίων είναι αντίθετη (βλέπε ενότητα 6.6). Στην περίπτωση που το μαγνητικό πεδίο στον ηλιακό άνεμο διατηρήσει την κατεύθυνση προς νότο για διάστημα μεγαλύτερο από 30 min, αναμένεται η εκδήλωση μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας (βλέπε ενότητα 8.1.2).

Για την περιγραφή της συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου γύρω από τη Γη, η οποία διαμορφώνεται από το σύνολο των εξωτερικών μαγνητικών πεδίων, έχουν αναπτυχθεί πολλά λεπτομερή μοντέλα, μεταξύ των οποίων και τα εμπειρικά μοντέλα του Tsyganenko [4], των οποίων ένα στιγμιότυπο φαίνεται στο σχήμα 7.5.

Στην ενότητα 7.1.1 θα αναπτυχθεί η ακριβής μαθηματική περιγραφή του διπολικού μαγνητικού πεδίου.

7.1.1 Μαθηματική περιγραφή του μαγνητικού πεδίου της Γης

Το βαθμωτό δυναμικό του μαγνητικού πεδίου της Γης περιγράφεται από ένα ανάπτυγμα σειρών των σφαιρικών αρμονικών συντελεστών του Gauss:

$$V(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_E}{r^{n+1}} \right) \sum_{m=0}^{n} \left[g_n^m cos(m\phi) + h_n^m sin(m\phi) \right] \cdot p_n^m cos\theta \tag{7.1}$$

το οποίο είναι μία λύση της εξίσωσης Laplace σε σφαιρικές συντεταγμένες r, θ και ϕ, ενώ p_n^m είναι τα πολυώνυμα Legendre. Για τιμή της ποσότητας n ίση με 1, το ανάπτυγμα περιγράφει ένα διπολικό μαγνητικό πεδίο:

$$V\left(\vec{r}\right) = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \vec{M_E} \cdot \vec{r} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_E \cdot r \cdot sin\phi}{r^3} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_E \cdot sin\phi}{r^2} \tag{7.2}$$

όπου μ_o η μαγνητική διαπερατότητα (magnetic permeability) του κενού, ίση με $4\pi \cdot 10^{-7} H/m$.

Στη συνέχεια, η ένταση του μαγνητικού πεδίου δίνεται από τη σχέση:

$$\vec{B} = -\nabla V \tag{7.3}$$

και αν αντικαταστήσουμε τις γεωγραφικές συντεταγμένες με μαγνητικές, το μαγνητικό πεδίο είναι:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_E}{r^3} (-2 \cdot sin\Phi \cdot \hat{r} + cos\Phi \cdot \widehat{\Phi}) \tag{7.4}$$

όπου Φ το γεωμαγνητικό πλάτος που δίνεται από τον μετασχηματισμό:

$$sin\Phi = sin\phi \cdot sin\phi_0 + cos\phi \cdot cos\phi_0 \cdot cos(\lambda - \lambda_0) \tag{7.5}$$

όπου ϕ και λ το γεωγραφικό πλάτος και μήκος, αντίστοιχα, ενώ $\phi_0 = 78.3^o$ N και $\lambda_0 = 291^o$ E το γεωγραφικό πλάτος και μήκος του βόρειου μαγνητικού πόλου.

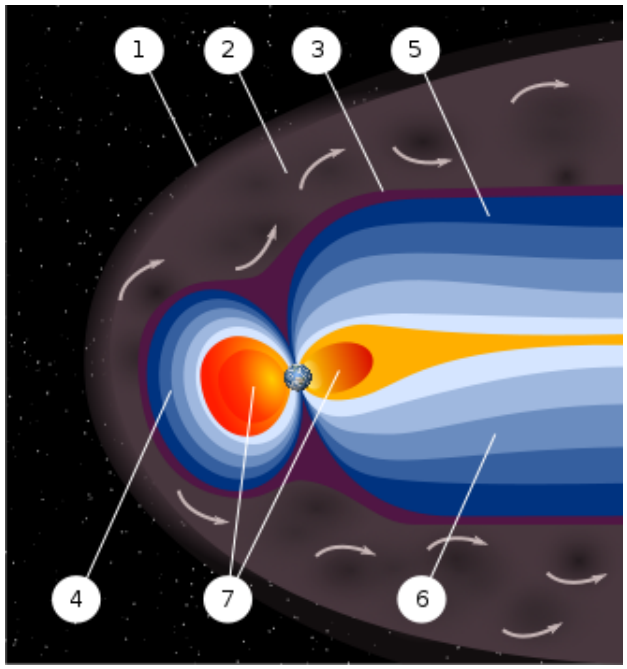
Προφανώς το μέτρο του μαγνητικού πεδίου που προκύπτει από τη σχέση 7.4 είναι:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_E \cdot}{r^3} \cdot \sqrt{1 + 3 \cdot sin^2\Phi} \tag{7.6}$$

Στον ισημερινό, όπου $\Phi = 0^o$, ο παραπάνω τύπος δίνει $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_E}{r^3} = 3.11 \cdot 10^{-5} T$, ενώ στους πόλους, όπου $\Phi = 90^o$, η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι διπλάσια.

7.2 Γήινη μαγνητόσφαιρα: Τοπολογία και χαρακτηριστικά

Η μαγνητόσφαιρα (magnetosphere) της Γης (βλέπε επίσης [1, 2]) είναι η κοιλότητα που δημιουργείται στον ηλιακό άνεμο από το μαγνητικό πεδίο του πλανήτη μας (σχήμα 7.6). Αφού υπάρχει μια κοιλότητα που κυριαρχείται από το μαγνητικό πεδίο της Γης, προφανώς υπάρχει κάποια οριακή επιφάνεια που διαχωρίζει τον ηλιακό άνεμο από τη μαγνητόσφαιρα. Το όριο αυτό της επικράτειας του μαγνητικού πεδίου της Γης ονομάζεται μαγνητόπαυση (magnetopause) και είναι ουσιαστικά η επιφάνεια όπου η εσωτερική πίεση της μαγνητόσφαιρας του πλανήτη και η εξωτερική πίεση του ηλιακού ανέμου εξισορροπούνται.



Σχήμα 7.6: Σχηματικό διάγραμμα της γήινης μαγνητόσφαιρας. 1: Τοξοειδές κρουστικό κύμα, 2: Μαγνητοθήκη, 3: Μαγνητόπαυση, 4: Μαγνητόσφαιρα, 5: Βόρειος ουραίος λοβός, 6: Νότιος ουραίος λοβός, 7: Εσώτερη μαγνητόσφαιρα. Πηγή: `https://plasmasphere.nasa.gov/`.

7.2.1 Μαγνητόπαυση (Magnetopause - MP)

Η ύπαρξη της μαγνητόπαυσης είχε προβλεφθεί θεωρητικά τη δεκαετία του 1930 από τους Chapman και Ferraro, που είχαν αναπτύξει την πρώτη λεπτομερή θεωρία για την εμφάνιση μαγνητικών καταιγίδων. Για να διαπιστωθεί και πειραματικά η μετάβαση από την περιοχή επιρροής του μαγνητικού πεδίου της Γης στην περιοχή επιρροής του μαγνητικού πεδίου του Ήλιου, φτάσαμε στη δεκαετία του 1960, όπου είχαμε τις επιτόπιες μετρήσεις των διαστημοπλοίων Explorer 10 και Explorer 12. Η απόσταση της προσήλιας μαγνητόπαυσης από το κέντρο του πλανήτη κυμαίνεται από 13 R_E σε ήρεμες έως 5 R_E σε διαταραγμένες περιόδους και εξαρτάται από την ισορροπία των πιέσεων του ηλιακού ανέμου και της μαγνητόσφαιρας της Γης. Στον ηλιακό άνεμο κυριαρχεί η δυναμική πίεση της ροής του πλάσματος ($P_{dyn} = \rho u^2$[1] έναντι της μαγνητικής πίεσης του μαγνητικού του πεδίου, ενώ στη μαγνητόσφαιρα της Γης κυριαρχεί η μαγνητική πίεση της μαγνητόσφαιρας $\left(P_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}\right)$ έναντι της θερμικής πίεσης του πλάσματος ($P_{th} = nk_bT$)[2]. Έτσι, η απόσταση της μαγνητόπαυσης από τη Γη αλλάζει ανάλογα με τη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου (η συνήθης τιμή της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου στα όρια της μαγνητόπαυσης είναι της τάξεως των nPa, που αντιστοιχεί στις συνήθεις τιμές ταχύτητας και πυκνότητας του πίνακα 6.2 στην ενότητα 6.2). Εξισώνοντας τη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου με τη μαγνητική πίεση της μαγνητόσφαιρας, και υποθέτοντας ότι το μαγνητικό πεδίο στον ισημερινό φθίνει με τον κύβο της απόστασης μπορούμε να υπολογίσουμε την απόσταση της μαγνητόπαυσης:

$$r \approx \left(\frac{2B_0^2}{\mu_0 \rho u^2}\right)^{1/6} \tag{7.7}$$

[1]Στην περίπτωση της αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με πλανητικά σώματα χρησιμοποιείται η ολική δυναμική πίεση (ram pressure), η οποία δίνεται από την εξίσωση $P_{dyn} = \rho u^2$.

[2]Η δυναμική πίεση μέσα στη μαγνητόσφαιρα της Γης είναι αμελητέα συγκριτικά με τη θερμική και τη μαγνητική, αφού η συντεταγμένη ροή πλάσματος (bulk flow) είναι πολύ ασθενέστερη από του ηλιακού ανέμου.

όπου B_0 η ένταση του γεωμαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης, μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού, ρ η πυκνότητα του πλάσματος του ηλιακού ανέμου και u η ταχύτητά του. Προφανώς, η εξίσωση 7.7 ισχύει μόνο για εκείνο το σημείο της μαγνητόπαυσης που βρίσκεται στον μαγνητικό ισημερινό και πάνω στη νοητή ευθεία που συνδέει τον Ήλιο με τη Γη (standoff distance).

Η αυξημένη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου οφείλεται σε διαπλανητικές διαταραχές, κυρίως κατά τη διάδοση εκτινάξεων στεμματικής μάζας (CME) ή και ταχέων ροών πλάσματος (High Speed Stream). Λόγω της αύξησης της πίεσης του ηλιακού ανέμου, η θέση της μαγνητόπαυσης πλησιάζει προς τη Γη. Αυτό έχει συνέπειες για τα σωματίδια της μαγνητόσφαιρας που κινούνται στις τελευταίες κλειστές μαγνητικές γραμμές (Last Closed Drift Shell–LCDS), αφού, αν έχουν μεγάλες γυροακτίνες και είναι κοντά στη μαγνητόπαυση, θα καταφέρουν να διαφύγουν και θα βρεθούν εκτός μαγνητόσφαιρας (βλέπε επίσης ενότητα 7.4.2). Έτσι, όταν συμπιέζεται η μαγνητόσφαιρα, χάνεται πληθυσμός σωματιδίων πλάσματος από αυτήν στο διαπλανητικό διάστημα.

Η μαγνητόπαυση παίζει επίσης σημαντικό ρόλο στη δημιουργία και διάδοση κυμάτων στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα [5]. Οι διακυμάνσεις της πίεσης του ηλιακού ανέμου μπορούν να διαταράξουν τη μαγνητόπαυση, να ενισχύσουν το μαγνητοσφαιρικό πεδίο και να διεγείρουν κύματα (magnetopause surface eigenmodes), συνήθως στην περιοχή των Pc5 (δηλαδή 2–7 mHz - βλέπε επίσης κεφάλαιο 5)[3].

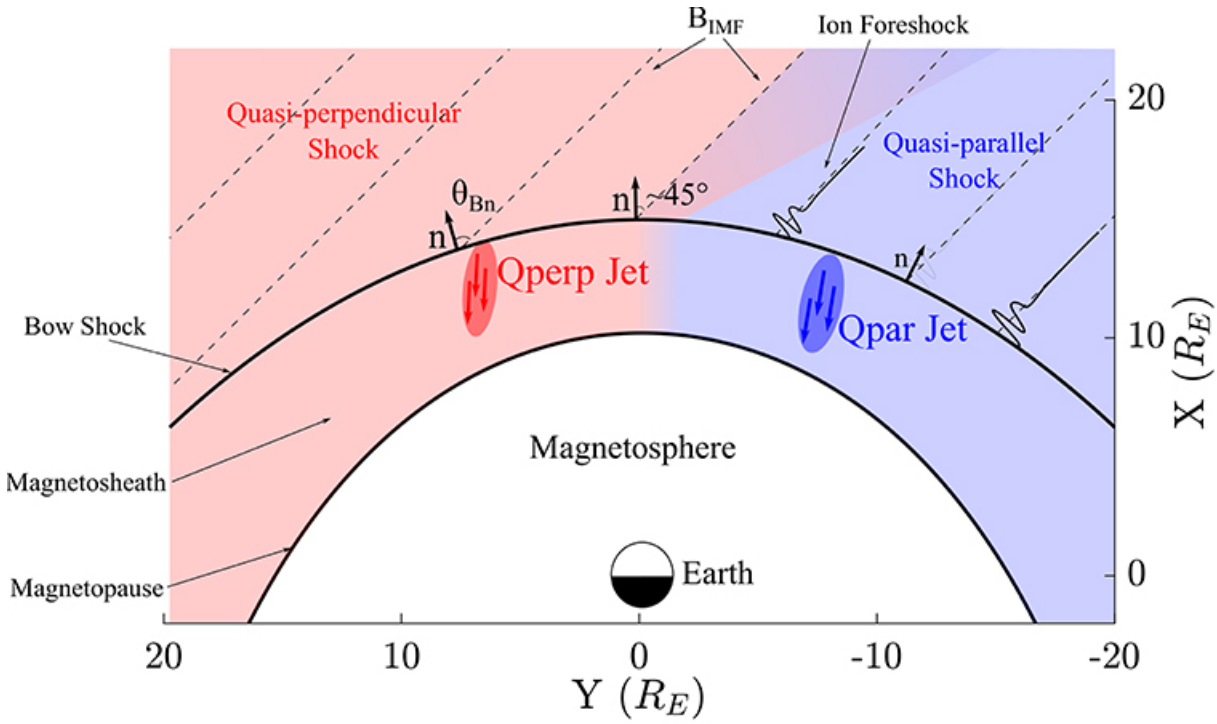
7.2.2 Τοξοειδές κρουστικό κύμα (Bow Shock - BS)

Η πρόσκρουση του ταχέως κινούμενου ηλιακού ανέμου στη μαγνητόσφαιρα δημιουργεί το τοξοειδές κρουστικό κύμα (bow shock) στο μπροστινό μέρος της μαγνητόπαυσης, το οποίο δημιουργείται επειδή η Γη αποτελεί ένα εμπόδιο στην υπερηχητική ροή του ηλιακού ανέμου (βλέπε ενότητα 6.4.1). Ας δούμε δύο παρόμοια παραδείγματα στη Γη: Κρουστικό κύμα δημιουργείται μπροστά από ένα καράβι που ταξιδεύει στη θάλασσα, ή κοντά σε μια πέτρα, όταν τη συναντά η ροή του νερού. Είναι, ουσιαστικά, μια ασυνέχεια στη ροή του ρευστού, που προκαλείται επειδή το ρευστό συναντά ένα εμπόδιο. Είναι ένας σχηματισμός υδροδυναμικής φύσης. Με τον ίδιο τρόπο, ένα αεροπλάνο που κινείται με υπερηχητική ταχύτητα δημιουργεί και αυτό ένα κρουστικό κύμα, όταν «σπάει το φράγμα του ήχου».

Από in situ παρατηρήσεις έχει βρεθεί πως η θέση του κρουστικού κύματος (πάντα στη νοητή ευθεία μεταξύ Ήλιου-Γης) σε σχέση με τη θέση της μαγνητόπαυσης είναι $R_{BS}/R_{MP} = 1.1n$ [1], όπου n ο λόγος της πυκνότητας του πλάσματος πριν και μετά την ασυνέχεια (density jump). Για τυπικές τιμές του ηλιακού ανέμου η απόσταση μεταξύ του bowshock και της μαγνητόπαυσης είναι περίπου 2-3 R_E.

Παρόλο που, όπως έχει ήδη αναφερθεί, τα collisionless κρουστικά κύματα κυρίως μειώνουν τη ροή στο υπερηχητικό πλάσμα, λειτουργούν επίσης ως επιταχυντές των σωματιδίων. Είναι πλέον γνωστό ότι για ορισμένες γεωμετρίες του μαγνητικού πεδίου, ένα μέρος του εισερχόμενου πλάσματος από τον ηλιακό άνεμο επιστρέφει προς τα πίσω μετά την αλληλεπίδρασή του με το κρουστικό κύμα. Αυτή η περιοχή στον ηλιακό άνεμο που είναι γεμάτη από αυτά τα ανακλώμενα σωματίδια ονομάζεται foreshock [7]. Το ενδιαφέρον αυτής της περιοχής έγκειται στο γεγονός ότι ο συνδυασμός του εισερχόμενου και του ανακλασμένου πλάσματος προκαλεί αστάθειες, που οδηγούν στη δημιουργία κυμάτων. Ένα από τα πιο χαρακτηριστικά παραδείγματα κυμάτων που δημιουργούνται λόγω της ανάκλασης των ιόντων του ηλιακού ανέμου είναι τα κύματα Pc3 ($30 - 100mHz$). Η δομή του τοξοειδούς κρουστικού κύματος αλλά και η φύση του πλάσματος που περνάει από αυτό εξαρτάται από τη γωνία θ_{B_n} που σχηματίζει το κάθετο διάνυσμα στην επιφάνεια του κρουστικού σε σχέση με την κατεύθυνση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Όταν $\theta_{B_n} < 45^o$, το shock ονομάζεται οιονεί-παράλληλο (quasi-parallel), ενώ όταν $\theta_{B_n} > 45^0$, οιονεί-κάθετο (quasi-perpendicular), τα οποία αντιστοιχούν στην γαλάζια και κόκκινη περιοχή, αντίστοιχα, στο σχήμα 7.7.

[3] Θα μπορούσαμε να φανταστούμε τη μαγνητόπαυση σαν μια μεμβράνη (ή ένα μπαλόνι) που δέχεται μια διαταραχή και ταλαντώνεται συνολικά σε συγκεκριμένες ιδιοσυχνότητες.



Σχήμα 7.7: Σχηματικό διάγραμμα της περιοχής γύρω από το κρουστικό κύμα, όπου δημιουργείται το foreshock. Εδώ, ο ηλιακός άνεμος ρέει από την πάνω πλευρά. Πηγή: Raptis et al. 2020 [6].

7.2.3 Μαγνητοθήκη (Magnetosheath - MS)

Η περιοχή μεταξύ του κρουστικού κύματος και της μαγνητόπαυσης ονομάζεται μαγνητοθήκη (magnetosheath). Στη μαγνητοθήκη κυριαρχεί συμπιεσμένος ηλιακός άνεμος σε εξαιρετικά τυρβώδη κατάσταση. Οι συνήθεις τιμές της πυκνότητας για ήρεμο ηλιακό άνεμο κυμαίνονται μεταξύ 10 και 20 σωματιδίων/cm^3, ενώ της θερμοκρασίας των ιόντων μεταξύ 1.5 και 2 εκατομμύρια Kelvin. Παράλληλα χαρακτηρίζεται και από αύξηση του μαγνητικού πεδίου του ηλιακού ανέμου, το οποίο στη μαγνητοθήκη κυμαίνεται μεταξύ 10 και 20 nT.

Ένα από τα σημαντικότερα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στη μαγνητοθήκη είναι η δημιουργία των πιδάκων υψηλής ταχύτητας (magnetosheath jets). Τα jets δημιουργούνται κυρίως από την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου στο quasi-parallel shock και εμφανίζονται ως τοπικές αυξήσεις στην πίεση του πλάσματος της μαγνητοθήκης, λόγω αύξησης της ταχύτητας ή της πυκνότητας του πλάσματος (ή και των δύο). Κατά την τελευταία δεκαετία, αρκετές μελέτες έχουν δείξει τη σημασία τους ακόμη και στη δυναμική της μαγνητόσφαιρας. Τα jets έχουν συσχετιστεί με τη δημιουργία τοπικής μαγνητικής επανασύνδεσης στη μαγνητόπαυση, η οποία με τη σειρά της έχει συσχετιστεί με έγχυση σωματιδίων από την μαγνητοουρά στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα. Επιπλέον, τα jets έχουν συσχετιστεί με τη δημιουργία διαφόρων ειδών κυμάτων [8] αλλά και την τοπική διείσδυση πλάσματος στη μαγνητόσφαιρα [9], φαινόμενα που μπορούν να συμβάλλουν στη δυναμική των παγιδευμένων πληθυσμών της εσώτερης μαγνητόσφαιρας, αλλά και στη δυναμική της ιονόσφαιρας της Γης.

Επίσης, στις περιοχές της μαγνητοθήκης που βρίσκονται κοντά στη μαγνητόπαυση (και στα πλευρά της μαγνητόσφαιρας) ικανοποιούνται οι συνθήκες για ανάπτυξη ασταθειών Kelvin-Helmholtz λόγω διαφορετικής ταχύτητας ροής μεταξύ του ηλιακού ανέμου και του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος. Οι αστάθειες αυτές ευνοούν τη γένεση μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων (βλέπε επίσης κεφάλαιο 5), αλλά και την τοπική μαγνητική επανασύνδεση (βλέπε ενότητα 6.6), η οποία δημιουργεί συνθήκες επικοινωνίας ανάμεσα στη μαγνητόσφαιρα και στη μαγνητοθήκη.

7.2.4 Πολικές χοάνες (Polar cusps)

Προχωρώντας προς τους πόλους (προς μεγαλύτερα πλάτη) συναντούμε μια περιοχή που λέγεται πολική χοάνη (polar cusp). Η περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται από ανοιχτές μαγνητικές γραμμές, με την έννοια ότι οι γραμμές αυτές ξεκινούν από τη Γη, αλλά δεν κλείνουν στη Γη, καταλήγουν στον Ήλιο. Αυτό σημαίνει ότι μπορεί να τις ακολουθήσουν σωματίδια από το διαπλανητικό διάστημα και να φτάσουν κατευθείαν στις πολικές περιοχές. Επίσης, σωματίδια μεγάλης ενέργειας από τον Ήλιο έχουν απευθείας πρόσβαση στη Γη μέσω αυτών των γραμμών, σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη. Έτσι, μπορούν ενεργητικά ηλιακά πρωτόνια (SEPs) να φτάσουν στην ατμόσφαιρα της Γης, κινούμενα πάνω σε αυτές τις ανοιχτές μαγνητικές γραμμές. Αυτό αποτελεί δυνάμει πρόβλημα για τα πληρώματα των αεροπλάνων που ταξιδεύουν σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη.

7.2.5 Μαγνητοουρά (Magnetotail)

Η μαγνητοουρά (magnetotail) είναι η περιοχή της μαγνητόσφαιρας που βρίσκεται στη νυχτερινή πλευρά του πλανήτη. Σε αντίθεση με την ημερήσια μαγνητόσφαιρα, η οποία συμπιέζεται από τον ηλιακό άνεμο, η μαγνητοουρά επιμηκύνεται και ακολουθεί τη ροή του ηλιακού ανέμου[4].

Η μαγνητοουρά αποτελείται από τρεις περιοχές:

1. τον βόρειο ουριαίο λοβό (Northern tail lobe),
2. τον νότιο ουριαίο λοβό (Southern tail lobe) και
3. το φύλλο πλάσματος (plasma sheet)

.

Οι ουριαίοι λοβοί είναι περιοχές πάνω και κάτω από το φύλλο πλάσματος με ψυχρό και αραιό πλάσμα και με μαγνητικές γραμμές που είναι παράλληλες προς τη διεύθυνση ροής του ηλιακού ανέμου. Το φύλλο πλάσματος βρίσκεται περίπου στο ισημερινό επίπεδο και σχετικά μακριά από τη Γη. Σε αυτό συγκεντρώνεται θερμό πλάσμα (μερικές δεκάδες έως και εκατοντάδες keV), ενώ το μαγνητικό πεδίο σε αυτή την περιοχή είναι ασθενέστερο σε σχέση με αυτό των λοβών. Μπορούμε να πούμε ότι αποτελεί τη δεξαμενή σωματιδίων για την εσώτερη μαγνητόσφαιρα της Γης. Σωματίδια που εισχωρούν από τον ηλιακό άνεμο, αλλά και σωματίδια που πηγάζουν από την ιονόσφαιρα συγκεντρώνονται στο φύλλο πλάσματος, το οποίο με τη σειρά του τροφοδοτεί την εσώτερη μαγνητόσφαιρα με ύλη. Είναι, δηλαδή, μια από τις βασικές πηγές πλάσματος για την εσώτερη μαγνητόσφαιρα.

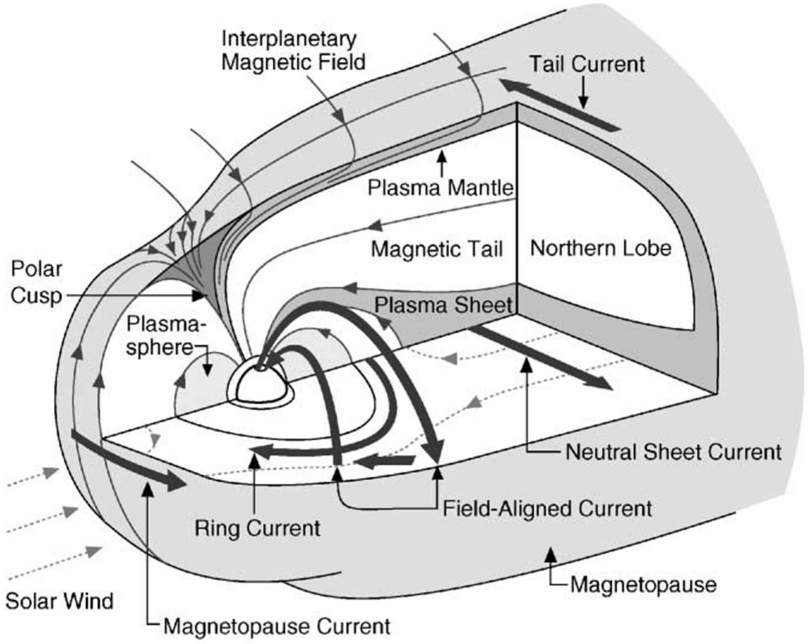
7.3 Συστήματα ρευμάτων μέσα στη μαγνητόσφαιρα

Από τη βασική φυσική γνωρίζουμε ότι ηλεκτρικό ρεύμα είναι η ροή φορτίου (μέσω φορτισμένων σωματιδίων) κατά μήκος ενός αγωγού, ενώ η πυκνότητα του ρεύματος (J) συνδέεται με τις μεταβολές του μαγνητικού πεδίου μέσω του νόμου του Ampère:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \left(\vec{J} + \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \tag{7.8}$$

Σε μια μαγνητόσφαιρα, η βασική πηγή μεταβολών του μαγνητικού πεδίου είναι η αλληλεπίδραση με τον ηλιακό άνεμο. Αντίστοιχα, τα διάφορα συστήματα ρευμάτων, τα οποία επηρεάζονται από τις μεταβολές του ηλιακού ανέμου, συμβάλλουν στη δυναμική του πλάσματος. Μερικά από τα βασικότερα συστήματα ρευμάτων στη γήινη μαγνητόσφαιρα (σχήμα 7.8) είναι: το ρεύμα μαγνητόπαυσης (Chapman Ferraro current), τα εγκάρσια ρεύματα της ουράς (cross tail current), τα ρεύματα Birkeland και το δακτυλιοειδές ρεύμα (Ring current, το οποίο θα συζητηθεί εκτενώς στην ενότητα 7.5.2).

[4] http://www-spof.gsfc.nasa.gov/Education/wtail.html



Σχήμα 7.8: Σχηματικό διάγραμμα των κυριότερων συστημάτων ρευμάτων στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Πηγή: Russell, 2001 [10].

7.3.1 Ρεύμα μαγνητόπαυσης (Chapman-Ferraro)

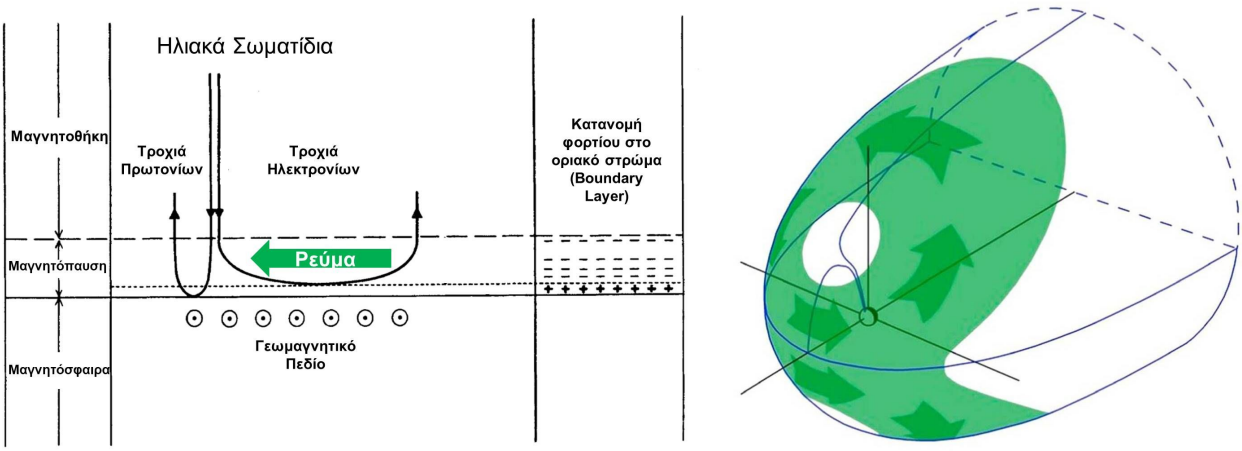
Το ρεύμα Chapman-Ferraro δημιουργείται λόγω της εκτροπής του ηλιακού ανέμου στη μαγνητόπαυση. Η δημιουργία του ρεύματος μαγνητόπαυσης μπορεί να γίνει κατανοητή αν λάβουμε υπόψη τη φύση της ανάκλασης των σωματιδίων του ηλιακού ανέμου πάνω στη μαγνητόπαυση. Καθώς τα σωματίδια βρίσκουν τη μαγνητόπαυση αναγκάζονται να γυρίσουν στη μαγνητοθήκη μετά από μισή περιστροφή. Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι, αν και η μαγνητόπαυση ορίζεται ως το όριο στο οποίο υπάρχει ισορροπία μεταξύ του ηλιακού ανέμου και του γεωμαγνητικού πεδίου, δεν είναι απείρως λεπτή. Αντίθετα, είναι μια εκτεταμένη θήκη με πάχος από μερικές εκατοντάδες έως χιλιάδες χιλιόμετρα και ο ηλιακός άνεμος ανακλάται αφού έχει εισχωρήσει μέσα στο μαγνητικό πεδίο της Γης από τη δύναμη Lorentz. Η περιστροφή, όμως, λόγω του αντίθετου φορτίου ηλεκτρονίων και πρωτονίων, είναι αντίθετη δημιουργώντας ρεύμα πάνω στο όριο της μαγνητόπαυσης. Καθώς ο προσανατολισμός του γεωμαγνητικού πεδίου στο διάστημα είναι βόρειος, η περιστροφή των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων είναι προς τα ανατολικά και τα δυτικά, αντίστοιχα, δημιουργώντας ένα ρεύμα που ρέει από την ανατολή προς τη δύση στον μαγνητικό ισημερινό και από τη δύση προς την ανατολή, αν βρισκόμαστε στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα κοντά στους μαγνητικούς πόλους (βλέπε σχήμα 7.9).

Η μέση πυκνότητα ρεύματος έχει υπολογιστεί περίπου στα 20 nA/m^2. Αν και κανείς θα περίμενε ότι το πάχος του ρεύματος θα είναι αντίστοιχο της γυροακτίνας των ιόντων, στην πραγματικότητα κυμαίνεται στις 5-10 γυροακτίνες πρωτονίου (μερικές εκατοντάδες χιλιόμετρα) λόγω ασταθειών που αναπτύσσονται στην περιοχή της μαγνητόπαυσης.

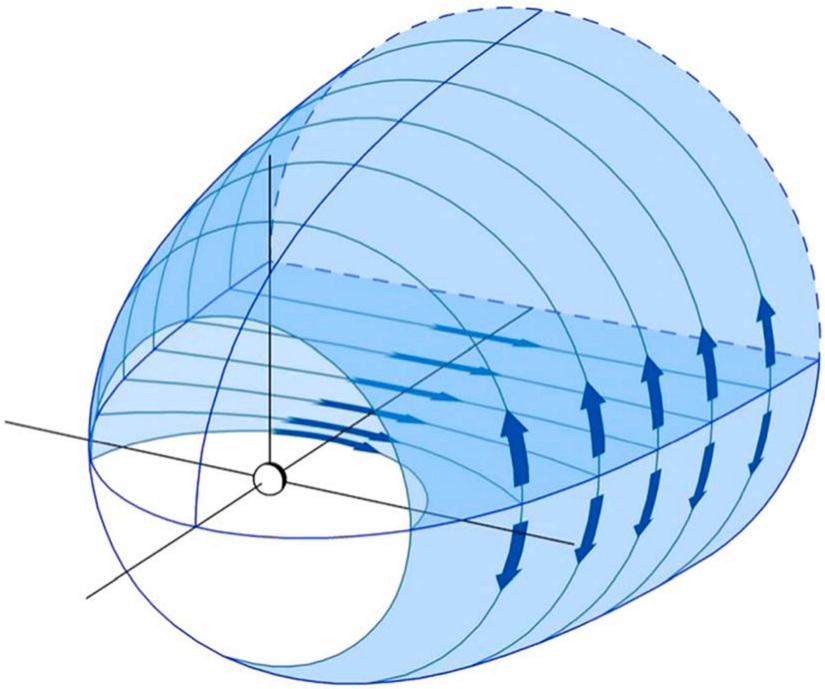
7.3.2 Ρεύματα μαγνητοουράς (Cross-tail)

Τα ρεύματα της ουράς, λόγω της επιμήκυνσης της μαγνητόσφαιρας από τον ηλιακό άνεμο, ρέουν κάθετα στο φύλλο πλάσματος και διαχωρίζουν τον βόρειο από τον νότιο ουριαίο λοβό, όπου το μαγνητικό πεδίο έχει κατεύθυνση προς και από τη Γη, αντίστοιχα. Το ρεύμα της ουράς (η μορφή του οποίου, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.10, μπορεί να παρομοιαστεί με το γράμμα θ) είναι τυπικά ένα ρεύμα που ρέει στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα, έξω από τη γεωσύγχρονη τροχιά και κλείνει στο ρεύμα της μαγνητόπαυσης.

Στο νυχτερινό ισημερινό επίπεδο έχει κατεύθυνση από τα ανατολικά προς τα δυτικά, ενώ μια τυπική τιμή της πυκνότητας ρεύματος είναι στα 30 mA/m^2 (πολύ ισχυρότερο από το ρεύμα της μαγνητόπαυσης). Τέλος,



Σχήμα 7.9: (Αριστερά) Σχηματικό διάγραμμα της αρχής δημιουργίας του ρεύματος μαγνητόπαυσης. (Δεξιά) Σχηματικό διάγραμμα της ροής του ρεύματος μαγνητόπαυσης. Πηγή: Ganushkina et al. 2018 [11].



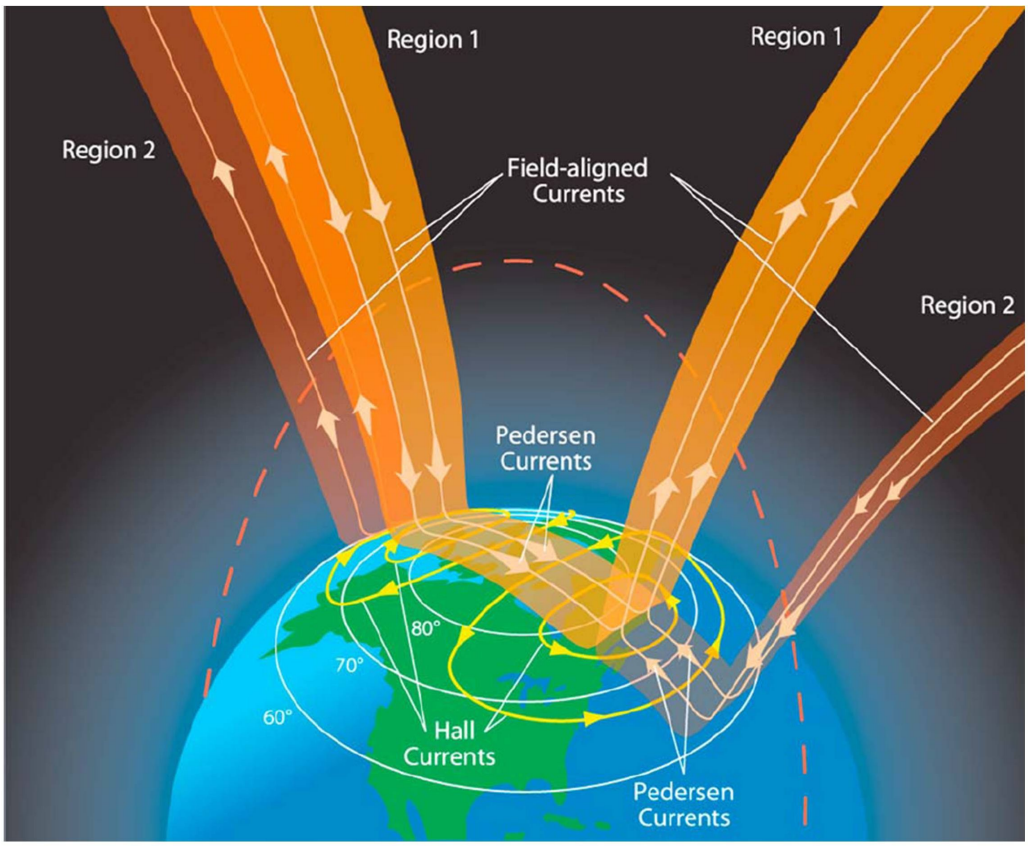
Σχήμα 7.10: Σχηματικό διάγραμμα της ροής του ρεύματος της μαγνητοουράς. Πηγή: Ganushkina et al. 2018 [11].

το ρεύμα της μαγνητοουράς είναι πολύ σημαντικό για τη δυναμική της μαγνητόσφαιρας, αφού οι διάφορες αστάθειες που λαμβάνουν χώρα εκεί σχετίζονται με την εκδήλωση μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων.

7.3.3 Ρεύματα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο (Field Aligned Currents - FACs)

Τα field aligned currents είναι, ίσως, το πρώτο σύστημα ρευμάτων που ανακαλύφθηκε στη μαγνητόσφαιρα από τον Νορβηγό Kristian Birkeland, το 1908, ο οποίος μελετούσε τις μεταβολές του μαγνητικού πεδίου κατά τις περιόδους ενίσχυσης του σέλαος. Γι' αυτό και ονομάζονται και ρεύματα Birkeland.

Η ένταση των FACs εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τον προσανατολισμό του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου, το ηλεκτρικό πεδίο του ηλιακού ανέμου και τη δυναμική του πίεση. Γενικά, τα FACs παρουσιάζουν ένα σταθερό μοτίβο από δύο ζεύγη ρευμάτων στη σελαϊκή περιοχή (βλέπε σχήμα 7.11):



Σχήμα 7.11: Σχηματικό διάγραμμα της ροής των field aligned currents). Πηγή: Le et al. 2010 [12].

1. Η πρώτη περιοχή (region 1) αφορά το ρεύμα που ρέει προς την ιονόσφαιρα στην ανατολική μαγνητόσφαιρα (dawnside) και από την ιονόσφαιρα στη δυτική μαγνητόσφαιρα (duskside). Λόγω του προσανατολισμού του το ρεύμα αυτό αναφέρεται και ως ανατολικός ηλεκτροχείμαρρος (eastward electrojet). Επίσης, το σύστημα αυτό συνδέεται με τα ρεύματα της μαγνητοουράς και το φύλλο πλάσματος.

2. Η δεύτερη περιοχή (region 2) παρουσιάζει αντίθετη τοπολογία και συχνά αναφέρεται ως δυτικός ηλεκτροχείμαρρος (westward electrojet).

Στο επίπεδο της ιονόσφαιρας το σύστημα των FACs κλείνει μέσω ενός ρεύματος Pedersen που ρέει παράλληλα με την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου και των ρευμάτων Hall που ρέουν στην κατεύθυνση του $-E \times B$ [2].

7.3.4 Ο κύκλος Dungey

Ο κύκλος Dungey, που προτάθηκε επίσημα από τον James Dungey το 1961 [13], εξηγεί τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ της μαγνητόσφαιρας ενός πλανήτη και του ηλιακού ανέμου. Ουσιαστικά προτείνει μια κυκλική συμπεριφορά που ξεκινά με τη μαγνητική επανασύνδεση στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας και περιγράφει τις αλλαγές στην τοπολογία του μαγνητικού πεδίου, των διαφόρων συστημάτων ρευμάτων στη μαγνητόσφαιρα αλλά και τις μεταβολές των πληθυσμών πλάσματος.

Ο κύκλος Dungey πραγματοποιείται σε τρία στάδια:

1. Αρχικά, η μαγνητική επανασύνδεση στην προσήλια μαγνητόπαυση δημιουργεί ανοιχτές μαγνητικές γραμμές και έτσι, ηλιακό πλάσμα εισχωρεί στη μαγνητόσφαιρα.

2. Στο δεύτερο στάδιο, η ροή ταξιδεύει προς την κατεύθυνση του ηλιακού ανέμου κατά μήκος της μαγνητόσφαιρας, ενισχύοντας το convection ηλεκτρικό πεδίο.

3. Στο τελευταίο στάδιο, η ροή συσσωρεύεται στη μαγνητοουρά, όπου αυξάνεται η μαγνητική τάση, οδηγώντας σε νέα επανασύνδεση και έγχυση σωματιδίων που ενισχύουν τόσο τα FACs όσο και το δακτυλιοειδές ρεύμα.

Φυσικά, ο ρυθμός επανασύνδεσης στην αρχή του κύκλου εξαρτάται από τον προσανατολισμό του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου, καθώς και τις προκύπτουσες συνθήκες πλάσματος στο σημείο της επανασύνδεσης. Η διάρκεια του κύκλου διαφέρει από πλανήτη σε πλανήτη, αλλά για τη Γη διαρκεί περίπου 1 ώρα.

7.4 Πηγές και καταβόθρες μαγνητοσφαιρικού πλάσματος

Από πού προέρχεται το μαγνητοσφαιρικό πλάσμα και πού χάνεται; Πριν απαντήσουμε στο ερώτημα αυτό, ας δούμε κάποιους ενδεικτικούς αριθμούς στο γεωδιάστημα:

- Στον συνηθισμένο (μέσο) ηλιακό άνεμο, η αριθμητική πυκνότητα σωματιδίων είναι 1 με 10 εκατομμύρια σωματίδια ανά κυβικό μέτρο (ή, αλλιώς, μερικά σωματίδια ανά κυβικό εκατοστό), τα οποία έχουν ενέργειες γύρω στα 10 eV. Το μήκος Debye είναι περίπου 10 m.

- Στη μαγνητόσφαιρα, μια μέση αντιπροσωπευτική τιμή για την αριθμητική πυκνότητα είναι επίσης 10^7 σωματίδια ανά κυβικό μέτρο, αλλά τα σωματίδια αυτά έχουν ενέργειες 1 keV. Αυτό, βέβαια, ποικίλλει, αφού στην πλασμόσφαιρα, για παράδειγμα, η πυκνότητα είναι πιο μεγάλη από 10^7 και οι ενέργειες πολύ μικρότερες, ενώ στις ζώνες Van Allen είναι πολύ μικρότερη η πυκνότητα (100 σωματίδια ανά κυβικό μέτρο), αλλά οι ενέργειες είναι της τάξεως των MeV. Επίσης, λόγω των μεγαλύτερων ενεργειών στη μαγνητόσφαιρα, το μήκος Debye είναι μεγαλύτερο από ό,τι στον ηλιακό άνεμο, δηλαδή είναι 100 m. Αυτό συμβαίνει διότι τα σωματίδια είναι πιο «αποτελεσματικά», δηλαδή κινούνται πιο εύκολα και πιο γρήγορα, οπότε «θωρακίζουν» πιο εύκολα τον χώρο τους.

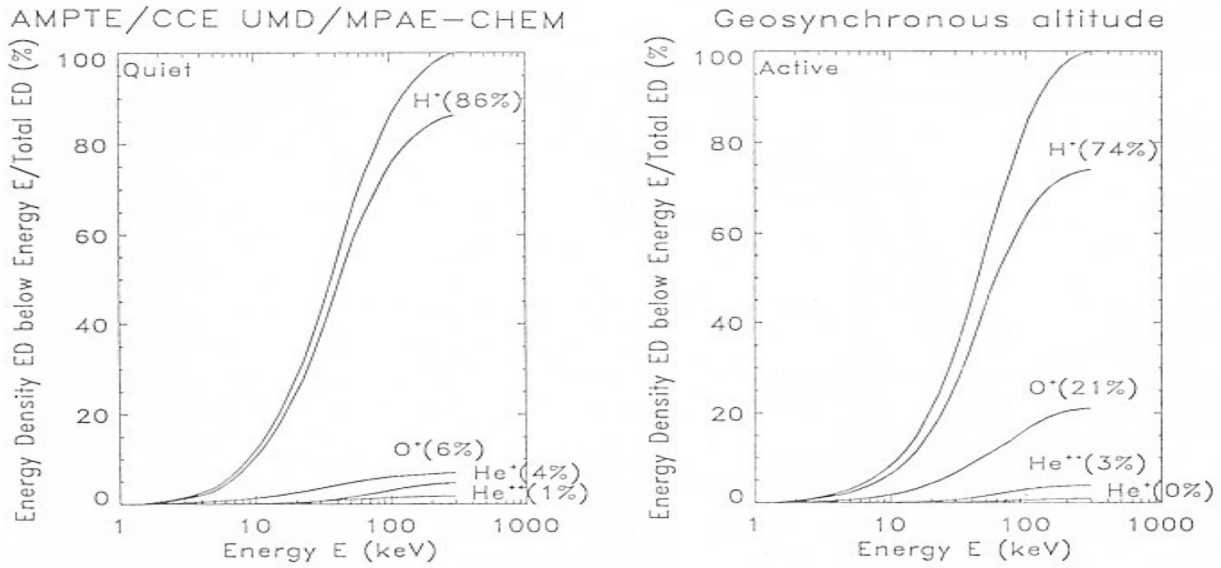
- Η ιονόσφαιρα είναι η πιο πυκνή, αφού έχει τα περισσότερα σωματίδια (10^{12}) ανά κυβικό μέτρο, αλλά έχουν πολύ χαμηλότερες ενέργειες (0,1 eV) τα σωματίδια αυτά. Έτσι, το μήκος Debye είναι πολύ μικρότερο, δηλαδή 1 mm.

Ειδικότερα, αν δούμε τα ηλεκτρόνια, οι αριθμοί είναι παραπλήσιοι. Στον ηλιακό άνεμο, τα ηλεκτρόνια έχουν ενέργεια 10 eV, στη μαγνητοθήκη έχουν ενέργεια 30 eV, στο φύλλο πλάσματος μέσα στη μαγνητόσφαιρα έχουν ενέργειες 500 με 2,000 eV, ενώ στην ιονόσφαιρα έχουν πολύ χαμηλές ενέργειες, μικρότερες του 1 eV. Μπορούμε να συμπεράνουμε αυθόρμητα ότι τα υψηλοενεργειακά ηλεκτρόνια προέρχονται από την περιοχή εντός της μαγνητόσφαιρας, όπου οι ενέργειες είναι μεγαλύτερες.

7.4.1 Πηγές μαγνητοσφαιρικού πλάσματος

Ας επιστρέψουμε τώρα στο αρχικό μας ερώτημα και ας δούμε ποια είναι η πηγή του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος. Από τις αρχές της δεκαετίας του ’60 και για περίπου 12 χρόνια υπήρχε το Πρότυπο της Ηλιακής Προέλευσης. Σύμφωνα με αυτό, θεωρούσαμε ότι όλο το πλάσμα της γήινης μαγνητόσφαιρας προέρχεται από τον Ήλιο, κάτι το οποίο είναι κατά κάποιον τρόπο λογικό, αφού ο Ήλιος είναι μία τεράστια πηγή πλάσματος. Ο ηλιακός άνεμος αποτελείται από πρωτόνια κατά περίπου 96%, σωμάτια α κατά περίπου 4% και ηλεκτρόνια. Ένας επιπλέον λόγος που ο Ήλιος θεωρούνταν η πηγή όλου του πλάσματος στη μαγνητόσφαιρα ήταν και η αξιωματική αντίληψη ότι το πλάσμα στη μαγνητόσφαιρα ήταν απλώς πρωτόνια και ηλεκτρόνια.

Η εικόνα αυτή άλλαξε άρδην το 1972, που για πρώτη φορά πέταξε στο διάστημα ένας φασματογράφος μάζας, δηλαδή ένα όργανο που μπορούσε να μετρήσει τη μάζα των σωματιδίων. Με μεγάλη έκπληξη διαπιστώθηκε τότε ότι στο διάστημα υπάρχει οξυγόνο, κάτι το οποίο ήταν εντελώς ανέλπιστο! Αυτό άλλαξε εντελώς το σκηνικό, διότι το οξυγόνο στον Ήλιο υπάρχει σε πολύ μικρές ποσότητες, ενώ στη μαγνητόσφαιρα βρέθηκαν μεγάλες ποσότητες. Επομένως, η πηγή για το οξυγόνο δεν ήταν ο Ήλιος, αλλά η ιονόσφαιρα της Γης! Η ανακάλυψη αυτή έδωσε το έναυσμα για μία σειρά από διαστημικές αποστολές, οι οποίες στόχευαν να μετρήσουν



Σχήμα 7.12: Τα δύο αυτά διαγράμματα δείχνουν την αθροιστική συνεισφορά διαφόρων ιόντων στη συνολική ενεργειακή πυκνότητα (δηλαδή την πίεση) του πλάσματος στη γεωστατική τροχιά για ήρεμες περιόδους (αριστερά), δηλαδή περιόδους με χαμηλή μαγνητοσφαιρική δραστηριότητα, και για ενεργές περιόδους (δεξιά), δηλαδή για αυξημένη μαγνητοσφαιρική δραστηριότητα. Πηγή: Daglis et al. 1993 [14]

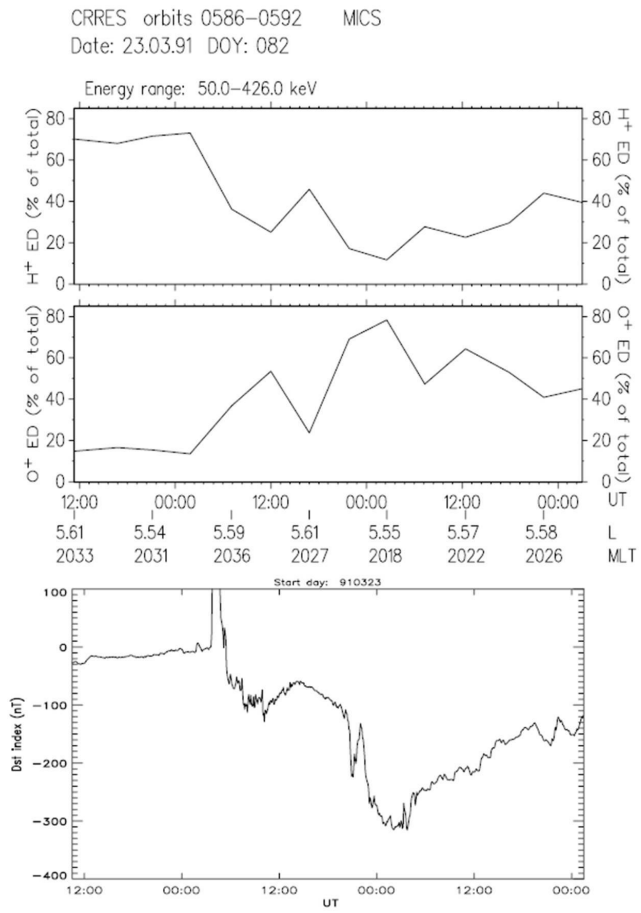
το τι συμβαίνει μεταξύ ιονόσφαιρας και μαγνητόσφαιρας. Έτσι, τη δεκαετία του ’70 είχαμε μια σειρά αποστολών σε πολικές τροχιές χαμηλού ύψους, οι οποίες είχαν στόχο τη μέτρηση του πλάσματος που εισέρχεται και εξέρχεται από την ιονόσφαιρα. Έτσι, ανακάλυψαν ότι από την ιονόσφαιρα υπάρχει εκροή μάζας.

Η εικόνα αυτή επιβεβαιώθηκε από την αποστολή AMPTE τη δεκαετία του ’80 (βλ. σχήμα 7.12), η οποία είχε τον πιο εξελιγμένο (μέχρι τότε) φασματογράφο μάζας. Ο φασματογράφος αυτός έδινε πλήρη πληροφορία για οποιοδήποτε σωματίδιο μετρούσε, στις ενέργειες 1–300 keV. Στον άξονα των x είναι η ενέργεια και στον άξονα των y η συνεισφορά των διαφόρων ιόντων στη συνολική ενεργειακή πυκνότητα, δηλαδή στην πίεση του πλάσματος. Κάθε ιοντικό είδος αντιστοιχεί σε μια καμπύλη. Διαπιστώνουμε κάτι αναμενόμενο, ότι, καθώς ανεβαίνει η ενέργεια, η πίεση μεγαλώνει. Στις ήρεμες περιόδους, μέχρι τα 10 keV, τα πρωτόνια συνεισφέρουν περίπου το 10% της ολικής πίεσης του πλάσματος, ενώ στα 100 keV έχουν ήδη συνεισφέρει το 70%, δηλαδή υπάρχει απότομη αύξηση όσο ανεβαίνει η ενέργεια. Τα άλλα ιοντικά είδη που μετρούσαμε (οξυγόνο, απλά φορτισμένο ήλιο, σωμάτια α) είναι σε πολύ μικρά ποσοστά.

Σε περιόδους υψηλής δραστηριότητας, η εικόνα αλλάζει σημαντικά. Η πιο δραματική αλλαγή αφορά το οξυγόνο, το οποίο από 6% ολική συνεισφορά ανεβαίνει στο 21%. Αλλάζει, λοιπόν, η σύνθεση του πλάσματος κατά τη διάρκεια υψηλής γεωμαγνητικής δραστηριότητας. Αυτό, πέραν του ότι μας λέει γενικά ότι το πλάσμα είναι διαφορετικό, έχει και διάφορες συνέπειες που αφορούν την ανάπτυξη ασταθειών.

Οι μετρήσεις αυτές αφορούσαν μια συγκεκριμένη περιοχή, στη γεωστατική τροχιά (Geo-synchronous Orbit, GEO) όπου $L = 6.6$. Στην περιοχή αυτή οι δορυφόροι κινούνται μαζί με τη Γη, δηλαδή έχουν την ίδια γωνιακή ταχύτητα με τη γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της Γης. Στη γεωστατική τροχιά, λοιπόν, τοποθετούμε τους δορυφόρους που θέλουμε να είναι συνέχεια πάνω από το ίδιο σημείο της Γης. Ως εκ τούτου, η τροχιά αυτή είναι πολύ σημαντική για τη χρήση του διαστήματος. Μερικά χρόνια αργότερα από το AMPTE είχαμε άλλη μία αποστολή που είχε έναν καλό φασματογράφο μάζας, την CRRES. Η αποστολή αυτή πήρε πάλι μετρήσεις της σύνθεσης του πλάσματος (βλ. σχήμα 7.13), και μάλιστα κατά τη διάρκεια ενός ακραίου επεισοδίου: μιας καταιγίδας!

Στο τρίτο διάγραμμα απεικονίζεται ο δείκτης Dst, με τον οποίο ταξινομούμε τις καταιγίδες. Στα υπόλοιπα δύο διαγράμματα απεικονίζεται η συνεισφορά των ιόντων του υδρογόνου και του οξυγόνου αντίστοιχα. Βλέπουμε ότι πριν από την καταιγίδα είναι ήδη προετοιμασμένη, κατά κάποιον τρόπο, η κατάσταση, διότι το οξυγόνο συνεισφέρει ήδη πάνω από το 12% της ολικής πίεσης του πλάσματος, ενώ σε εντελώς ήρεμες περιόδους



Σχήμα 7.13: Η ισχυρή γεωμαγνητική καταιγίδα του Μαρτίου 1991. (Από πάνω προς τα κάτω): χρονικό προφίλ της συνεισφοράς των ιόντων H^+ και O^+ στην ολική ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος για L = 5–6, καθώς και το προφίλ του δείκτη Dst. Πηγή: Daglis, 2006 [15].

είναι στο 6%. Παρ' όλα αυτά, το σημαντικό είναι ότι στο μέγιστο της καταιγίδας βλέπουμε ότι το ενεργητικό πλάσμα (με ενέργειες δεκάδων ως εκατοντάδων keV) πραγματικά κυριαρχείται από οξυγόνο, το οποίο συνεισφέρει σχεδόν το 80% της ολικής πίεσης του πλάσματος. Καταλαβαίνουμε, λοιπόν, ότι αυτό άλλαξε δραματικά την αντίληψή μας και την κατανόησή μας για τη σύνθεση του πλάσματος και τις ιδιότητές του. Έχει και συνέπειες βέβαια, οι οποίες σχετίζονται ακριβώς με τη σύνθεση του πλάσματος. Για κάποιες από αυτές θα μιλήσουμε αργότερα.

Μετά από πολλές και διάφορες αποστολές, λοιπόν, εμπεδώθηκε ότι όχι μόνο το μαγνητοσφαιρικό πλάσμα δεν προέρχεται αποκλειστικά από τον Ήλιο, αλλά, επιπλέον, η μία πηγή που τη θεωρούσαμε αμελητέα, η ιονόσφαιρα της Γης, είναι μια πολύ σημαντική πηγή πλάσματος, ιδιαίτερα όταν υπάρχει αυξημένη μαγνητοσφαιρική δραστηριότητα.

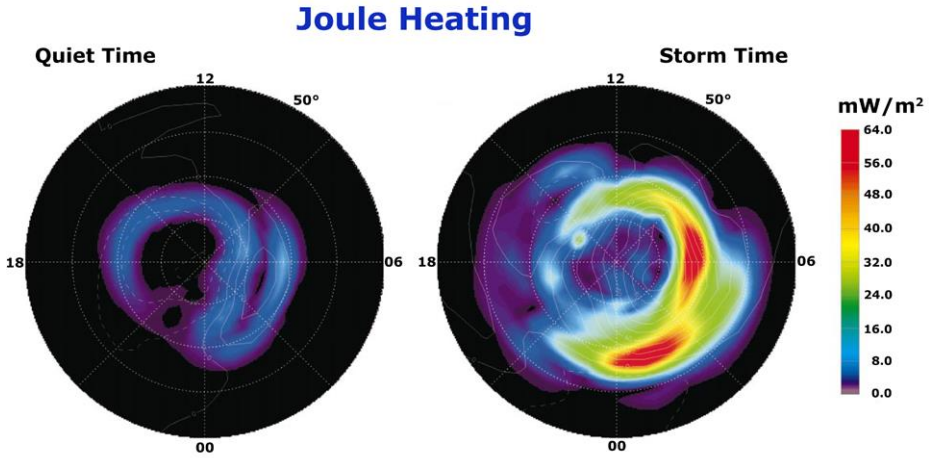
7.4.2 Καταβόθρες/Απώλειες μαγνητοσφαιρικού πλάσματος

Ας δούμε τώρα πού και πώς χάνεται το πλάσμα από τη μαγνητόσφαιρα. Το μαγνητοσφαρικό πλάσμα μπορεί να χαθεί είτε στη γήινη ιονόσφαιρα είτε στο διαπλανητικό διάστημα.

7.4.2.1 Απώλειες στην ιονόσφαιρα

Εξαιτίας των μικρών γωνιών κλίσης ως προς το μαγνητικό πεδίο και του κώνου διαφυγής (βλέπε ενότητα 3.4.2), κάποια φορτισμένα σωματίδια αργά ή γρήγορα θα συναντήσουν την ανώτερη ατμόσφαιρα και θα χαθούν θερμαίνοντάς τη. Δηλαδή η ενέργεια των δεκάδων και εκατοντάδων keV που έχουν τα σωματίδια θα

καταλήξει σε θέρμανση Joule (Joule heating) της ανώτερης ατμόσφαιρας. Ο πληθυσμός αυτός, συνεπώς, θερμαίνει την ανώτερη ατμόσφαιρα (βλ. σχήμα 7.14). Απώλεια πλάσματος παρατηρούμε και χαμηλότερα, στην ιονόσφαιρα, όχι μέσω θέρμανσης Joule αλλά με τη δημιουργία του σέλαος.



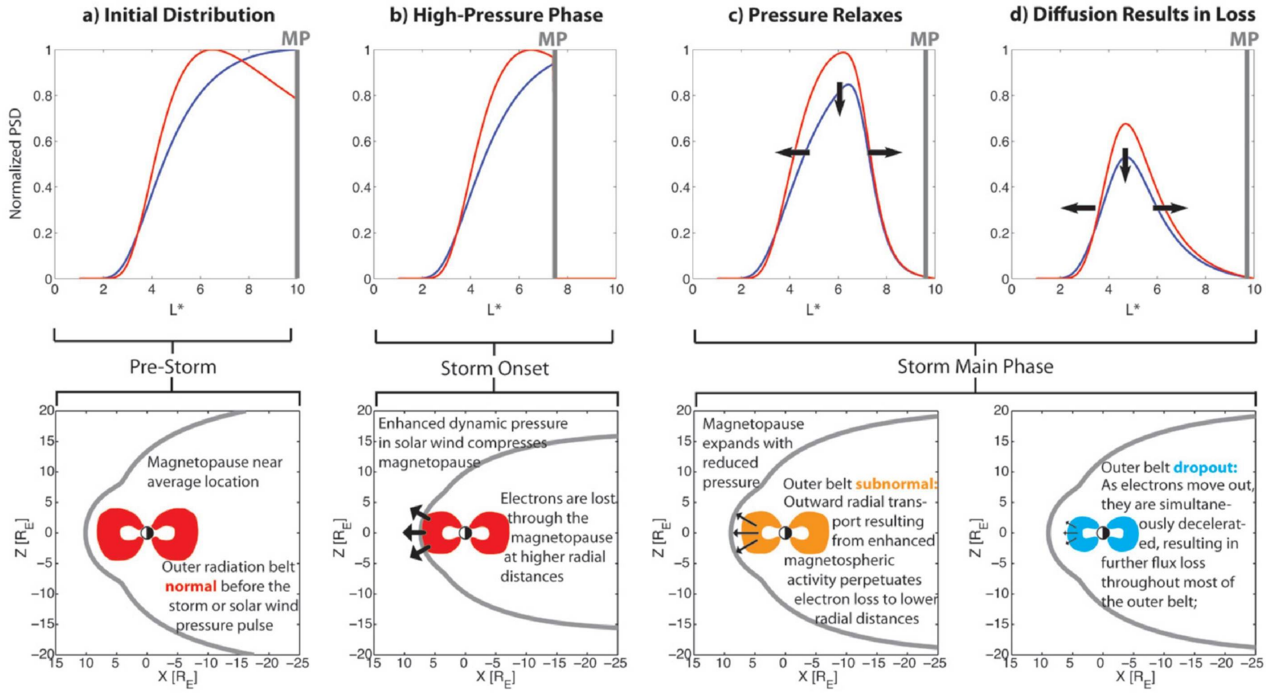
Σχήμα 7.14: Ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας της θέρμανσης Joule (κωδικοποιημένη με χρώμα) στην ανώτερη ατμόσφαιρα πάνω από τον Βόρειο Πόλο σε ήρεμες συνθήκες (αριστερά) και κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικής καταιγίδας (δεξιά). Το κόκκινο και το μπλε χρώμα αντιστοιχούν στη μέγιστη και την ελάχιστη ισχύ, αντίστοιχα.

Απώλειες στην ιονόσφαιρα, όμως, παρατηρούμε ακόμα και για σωματίδια που είναι σταθερά παγιδευμένα από το γεωμαγνητικό πεδίο (stably trapped particles) μέσω του μηχανισμού της σκέδασης των γωνιών κλίσης (pitch angle scattering-βλέπε επίσης ενότητα 5.4). Αυτό επιτυγχάνεται μέσω συντονισμού με κύματα που έχουν την κατάλληλη συχνότητα, ώστε να αλλάζουν σε σημαντικό βαθμό την ισημερινή γωνία κλίσης των σωματιδίων. Αν η γωνία κλίσης γίνει αρκετά μικρή ώστε να εισέλθει στον κώνο απώλειας (bounce loss cone), τα σωματίδια μοιραία θα συγκρουστούν με τα άτομα της ιονόσφαιρας και θα χαθούν.

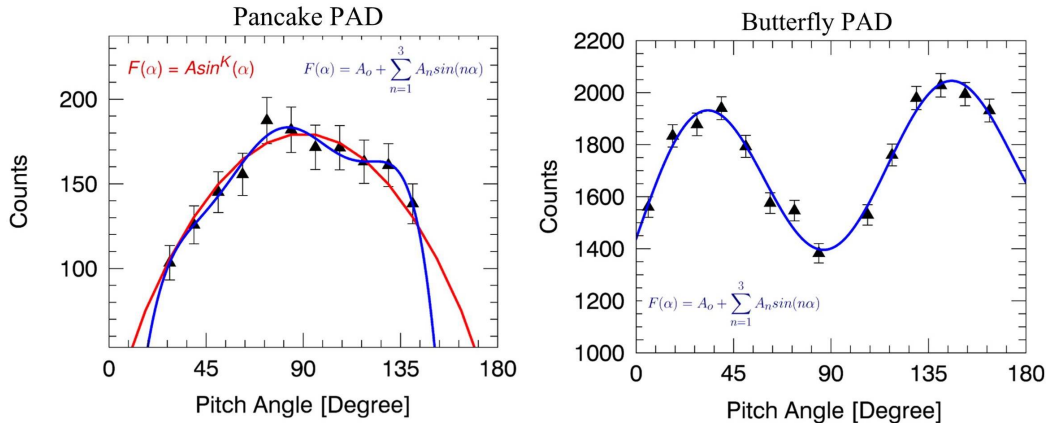
7.4.2.2 Απώλειες στο διαπλανητικό διάστημα

Πλάσμα της μαγνητόσφαιρας χάνεται και στο διαπλανητικό διάστημα. Η απώλεια γίνεται χάρη στον ίδιο μηχανισμό που φέρνει πλάσμα από τον ηλιακό άνεμο. Είχαμε δει σε προηγούμενη ενότητα (6.6) ότι, όταν εκδηλώνεται επανασύνδεση στην προσήλια πλευρά, προστίθεται μαγνητική ροή, αλλά επειδή το μαγνητικό πεδίο διαβρώνεται με την επανασύνδεση, εισχωρεί και πλάσμα του ηλιακού ανέμου μέσα στη μαγνητόσφαιρα. Με τον ίδιο τρόπο, δηλαδή μέσω επανασύνδεσης, μπορεί να χαθεί μέρος αυτού του πλάσματος. Αυτό συμβαίνει διότι, αν αρχίσει η επανασύνδεση στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα λόγω ασταθειών, οι μαγνητικές γραμμές θα ενωθούν και θα σπάσουν κάθετα, οπότε μία μαγνητική νησίδα θα εκτοξευθεί προς το διαπλανητικό διάστημα. Η μαγνητική αυτή νησίδα ονομάζεται πλασμοειδές (plasmoid) και μαζί της μεταφέρει πλάσμα. Η διαδικασία ονομάζεται εκτόξευση πλασμοειδούς (plasmoid ejection).

Ένας άλλος τρόπος απώλειας πλάσματος στον διαπλανητικό χώρο είναι η μαγνητοσφαιρική σκίαση (magnetopause shadowing). Η θέση της μαγνητόπαυσης επηρεάζεται από τη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου. Όσο, λοιπόν, πλησιάζει η μαγνητόπαυση τη Γη, τόσο αυξάνεται η πιθανότητα κάποια σωματίδια που εκτελούν ολίσθηση γύρω από τη Γη να βρεθούν κοντά στη μαγνητόπαυση, και αν έχουν μεγάλη γυροακτίνα, να βρεθούν εκτός μαγνητόσφαιρας. Αυτό είναι διαπιστώσιμο στις μετρήσεις της κατανομής γωνιών κλίσης των σωματιδίων (pitch angle distributions). Επειδή η απώλεια λόγω μαγνητοσφαιρικής σκίασης θα γίνεται κυρίως σε σωματίδια με γωνίες κλίσης κοντά στις 90^o (equatorially mirroring electrons), η κατανομή γωνιών κλίσης θα έχει τη μορφή πεταλούδας, με 2 μέγιστα αριστερά και δεξιά από τις 90^o (butterfly distribution, βλ. επίσης σχήμα 7.16).



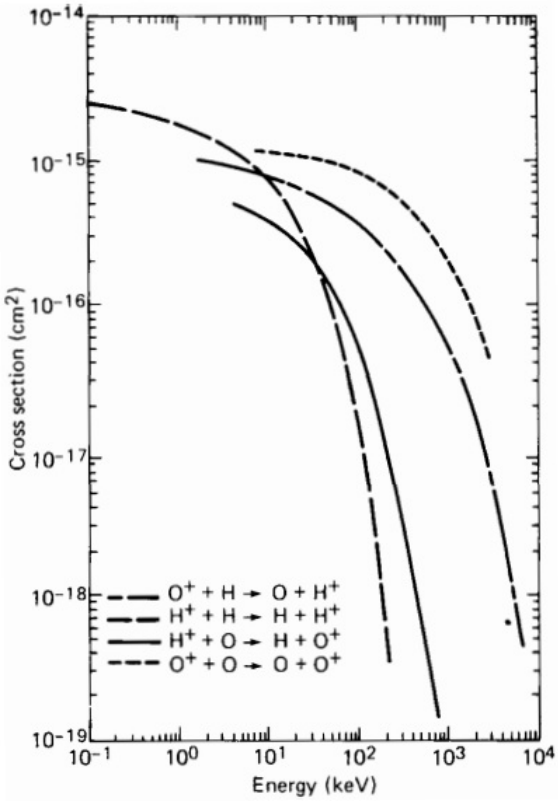
Σχήμα 7.15: Διαγράμματα της πυκνότητας των ηλεκτρονίων στον χώρο των φάσεων ως προς το μαγνητοκέλυφος κατά τη διάρκεια του φαινομένου της μαγνητοσφαιρικής σκίασης. Πηγή Turner et al. 2013 [16].



Σχήμα 7.16: Τυπικές κατανομές γωνίας κλίσης σε γεωμαγνητικά ήρεμη μαγνητόσφαιρα (αριστερά) και κατά την επίδραση της μαγνητοσφαιρικής σκίασης (δεξιά). Τα μαύρα τρίγωνα αντιπροσωπεύουν μετρήσεις και οι κόκκινες και μπλε καμπύλες αντιπροσωπεύουν τις προσαρμογές (fittings). Πηγή: Clark et al. 2014 [17].

Ένας ακόμη τρόπος για να χαθούν σωματίδια στο διαπλανητικό χώρο είναι λόγω ανταλλαγής φορτίου (charge exchange). Αυτός είναι ένας πολύ ενδιαφέρων μηχανισμός. Πρόκειται για τη φυσική αντίδραση $A^+ + B^0 \rightarrow A^0 + B^+$ που συμβαίνει όταν ένα ενεργητικό ιόν βρεθεί πολύ κοντά σε ένα ουδέτερο άτομο. Το ενεργητικό ιόν παίρνει ένα ηλεκτρόνιο από το άτομο και έτσι εξουδετερώνεται, οπότε απελευθερώνεται από το μαγνητικό πεδίο (μηδενίζεται το φορτίο του ιόντος, άρα και η δύναμη Lorentz) ως ενεργητικό, ουδέτερο άτομο (Energetic Neutral Atom-ENA). Το δε ψυχρό (δηλαδή χαμηλοενεργειακό) και αρχικά ουδέτερο άτομο μετατρέπεται σε ψυχρό ιόν. Είναι, βέβαια, πολύ χαμηλής ενέργειας, οπότε ουσιαστικά υπάρχει απώλεια ενεργητικού πλάσματος από τη μαγνητόσφαιρα. Τα ψυχρά ουδέτερα άτομα είναι ψυχρά άτομα υδρογόνου, που αποτελούν την εξώσφαιρα, δηλαδή την προέκταση της ατμόσφαιρας στο διάστημα. Η φυσική αυτή αντίδραση, όπως και κάθε αντίδραση, έχει μια συγκεκριμένη ενεργό διατομή, την οποία έχουμε υπολογίσει με εργαστηριακές μετρήσεις. Είναι, λοιπόν, ένα γνωστό φαινόμενο. Λόγω της πολύ χαμηλής πυκνότητας της εξώσφαιρας,

η ενεργός διατομή της αντίδρασης αυτής είναι πάρα πολύ μικρή, αλλά όχι μηδενική. Τέλος, πάνω σε αυτή την αντίδραση βασίζεται μια μέθοδος απεικόνισης του πλάσματος της Γης, όπου μπορούμε και βλέπουμε το πλάσμα μέσω των ουδέτερων ατόμων που διαφεύγουν.



Σχήμα 7.17: Ενεργές διατομές για ανταλλαγή φορτίου ενεργητικών ιόντων H^+ και O^+ συναρτήσει της ενέργειάς τους. Πηγή: McEntire και Mitchell, 1989 [18].

Συνοψίζοντας, ας δούμε μια πολύ απλοποιημένη σχηματική αναπαράσταση που δείχνει πώς διάφορες περιοχές αλληλοσυνδέονται:

Ξεκινάμε, βέβαια, με τον ηλιακό άνεμο, ο οποίος προσθέτει μαγνητική ενέργεια στη μαγνητοουρά. Η ενέργεια αυτή από τη μαγνητοουρά πάει στο φύλλο πλάσματος, στο δακτυλιοειδές ρεύμα, στο σέλας και την ατμόσφαιρα. Η ενέργεια αυτή, λοιπόν, καταλήγει:

- Σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, δηλαδή φως, που ουσιαστικά είναι το σέλας. Μπορεί, όμως, να καταλήξει και σε θέρμανση Joule της ατμόσφαιρας.
- Το δακτυλιοειδές ρεύμα επίσης καταλήγει να θερμαίνει την ατμόσφαιρα, αλλά δημιουργεί και γρήγορα ουδέτερα σωματίδια μέσω της ανταλλαγής φορτίου. Επίσης, υπάρχουν και διαταραχές στο μαγνητικό πεδίο, λόγω του δακτυλιοειδούς ρεύματος.

7.5 Εσώτερη μαγνητόσφαιρα

Η εσώτερη μαγνητόσφαιρα είναι ο χώρος εκείνος της μαγνητόσφαιρας όπου βρίσκονται παγιδευμένοι διάφοροι πληθυσμοί φορτισμένων σωματιδίων λόγω του διπολικού μαγνητικού πεδίου του πλανήτη με ενεργειακό εύρος από μερικά eV έως και εκατοντάδες MeV. Το γεγονός ότι το δυναμικό εύρος ενεργειών είναι τόσο μεγάλο σημαίνει ότι η μαγνητόσφαιρα, και ιδιαίτερα η εσώτερη μαγνητόσφαιρα, είναι ένας τεράστιος και αποτελεσματικότατος επιταχυντής. Είναι βάσιμο να το πούμε αυτό, αφού τα σωματίδια δεν μπορούν από μόνα τους να επιταχυνθούν ξαφνικά, αλλά είναι η δυναμική συμπεριφορά της μαγνητόσφαιρας που τα επιταχύνει.

Σε επόμενο κεφάλαιο (8) θα μιλήσουμε περισσότερο για τους μηχανισμούς επιτάχυνσης, αλλά και απώλειας, στη μαγνητόσφαιρα.

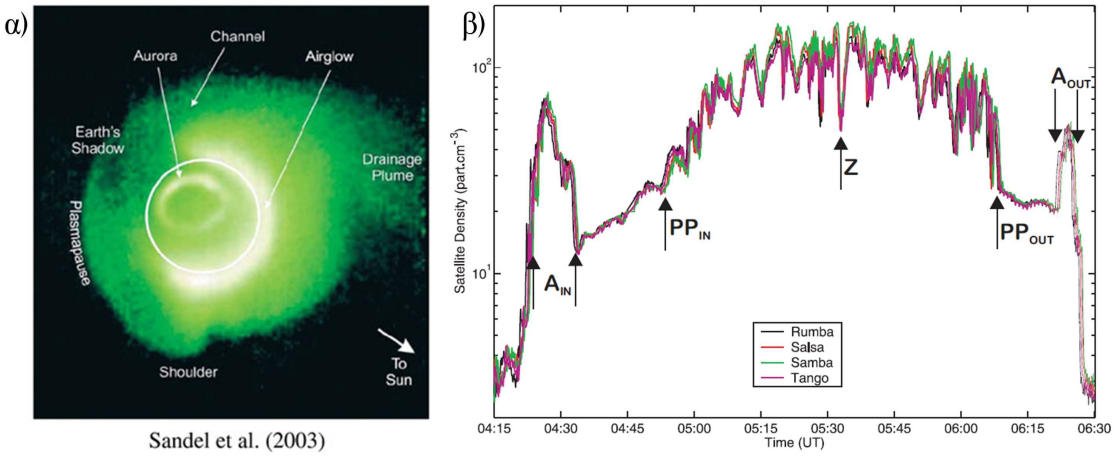
Αυτά τα σωματίδια υφίστανται διαφορετικές φυσικές διεργασίες και οι πληθυσμοί τους είναι σπάνια σταθεροί, ακόμη και σε γεωμαγνητικά ήσυχες περιόδους λόγω των διακυμάνσεων του ηλιακού ανέμου και των εσωτερικών ασταθειών. Οι τρεις αυτοί πληθυσμοί, κατά αύξουσα σειρά ενέργειας, είναι η πλασμόσφαιρα ($\approx eV$), το δακτυλιοειδές ρεύμα ($\approx 1-300keV$) και οι ζώνες ακτινοβολίας Van Allen ($> 300keV$). Ειδικά οι ζώνες Van Allen αποτελούνται από 2 ξεχωριστούς πληθυσμούς, την εσώτερη και την εξώτερη ζώνη, οι οποίοι απαρτίζονται κυρίως από πρωτόνια και ηλεκτρόνια, αντίστοιχα, και χωρικά χωρίζονται μεταξύ τους από μια περιοχή σχισμής (slot region), η οποία χαρακτηρίζεται από πολύ χαμηλή πυκνότητα σωματιδίων.

Αξίζει να αναφερθεί ότι δεν θα πρέπει να αναλογιζόμαστε αυτούς τους πληθυσμούς σωματιδίων με βάση την περιοχή την οποία καλύπτουν, δηλαδή με όρους ακτινικής απόστασης, αφού, όπως αναφέραμε, είναι εξαιρετικά δυναμικοί και σε πολλές περιπτώσεις έχουν παρόμοια χωρική κατανομή. Αντίθετα, θα πρέπει να έχουμε υπόψη ότι αυτό που διαχωρίζει τους παραπάνω πληθυσμούς είναι η ενέργεια και η πυκνότητά τους.

7.5.1 Πλασμόσφαιρα (Plasmasphere)

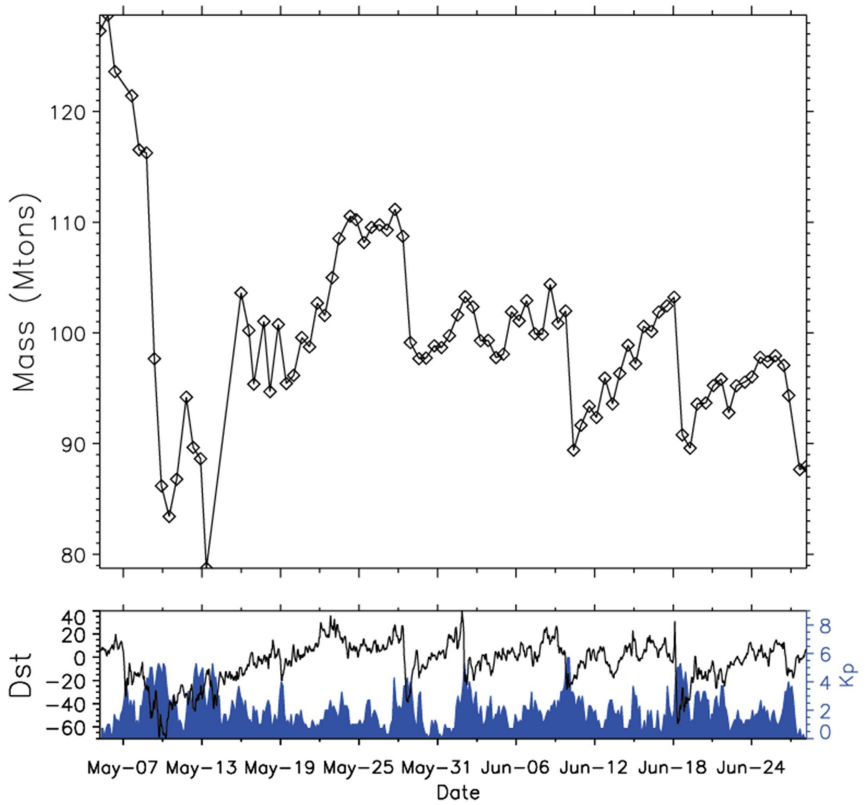
Με τον όρο πλασμόσφαιρα (plasmasphere) αναφερόμαστε σε έναν παγιδευμένο πληθυσμό φορτισμένων σωματιδίων, σε τοροειδή σχηματισμό, που αποτελείται από ιόντα (κυρίως H^+ 80%, He^+ 10-20% και O^+ 5–10%) και ηλεκτρόνια ιονοσφαιρικής προέλευσης. Χαρακτηριστικό του πλάσματος στην πλασμόσφαιρα είναι οι χαμηλές ενέργειες (μερικά eV) των σωματιδίων και η υψηλή πυκνότητα (10-10^4 σωματίδια/cm^3). Είναι, δηλαδή, ο πιο «ψυχρός» πληθυσμός της εσώτερης μαγνητόσφαιρας, και είναι ο πιο πυκνός πληθυσμός πλάσματος στη μαγνητόσφαιρα [19].

Το εξώτερο όριο της πλασμόσφαιρας, η πλασμόπαυση (plasmapause), είναι το όριο όπου η πυκνότητα του πλάσματος ελαττώνεται κατά αρκετές τάξεις μεγέθους ως προς την πυκνότητα πλάσματος της πλασμόσφαιρας. Η θέση της πλασμόπαυσης εξαρτάται τόσο από τη γεωμαγνητική δραστηριότητα όσο και από την αζιμουθιακή γωνία (Magnetic Local Time-MLT) και κυμαίνεται από 2 έως και 8 ακτίνες Γης στον ισημερινό, κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικά ενεργών και ήρεμων περιόδων, αντίστοιχα. Το σχήμα της πλασμόσφαιρας, και άρα και η θέση της πλασμόπαυσης, επηρεάζεται από τον συνδυασμό των corotation και convection ηλεκτρικών πεδίων, δημιουργώντας επιμήκεις σχηματισμούς (plasmaspheric plumes) και εξογκώματα (bulges) ακόμα και κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικά ήρεμων περιόδων (βλέπε σχήμα 7.18).



Σχήμα 7.18: (α) Αναπαράσταση του σχήματος της πλασμόσφαιρας από δεδομένα της αποστολής IMAGE. Πηγή: Sandel et al. 2003 [20]. (β) Μετρήσεις της πυκνότητας των ηλεκτρονίων από το όργανο WHISPER της αποστολής Cluster στις 11 Απριλίου του 2002 στη νυχτερική μαγνητόσφαιρα (MLT=21:30). Οι ενδείξεις A_{IN} και A_{OUT} δείχνουν το πέρασμα του δορυφόρου από το plasmaspheric plume, ενώ οι ενδείξεις PP_{IN} και PP_{OUT} το πέρασμα του δορυφόρου από την πλασμόπαυση. Πηγή: Darrouzet et al. 2004 [19].

Πιο συγκεκριμένα το corotation ηλεκτρικό πεδίο παγιδεύει το πλάσμα (που προέρχεται από την ιονόσφαιρα), ενώ το convection ηλεκτρικό πεδίο το παρασύρει ακτινικά προς τα έξω. Στην ιδανική περίπτωση που αυτά τα ηλεκτρικά πεδία ήταν στατικά, οι παραπάνω μηχανισμοί θα ήταν απόλυτα διακριτοί, όπως και η θέση της πλασμόπαυσης. Στην πραγματικότητα, όμως, τα πεδία δεν είναι ποτέ στατικά και, ειδικά, κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικά ενεργών περιόδων η ενίσχυσή τους (αλλά και η ενίσχυση άλλων ρευμάτων στη μαγνητόσφαιρα) περιπλέκει εξαιρετικά τους παραπάνω μηχανισμούς. Το πιο δραστικό φαινόμενο, το οποίο λαμβάνει χώρα κατά τη διάρκεια της ενίσχυσης του convection ηλεκτρικού πεδίου σε περιόδους γεωμαγνητικής δραστηριότητας, είναι η αποδόμηση (erosion) της πλασμόσφαιρας (βλέπε επίσης σχήμα 7.19). Κατά την αποδόμηση της πλασμόσφαιρας πιστεύεται ότι τα σωματίδια χάνονται κυρίως στο εξώτερο όριο της μαγνητόσφαιρας (μαγνητόπαυση) με τη μορφή του πλασμασφαιρικού ανέμου.



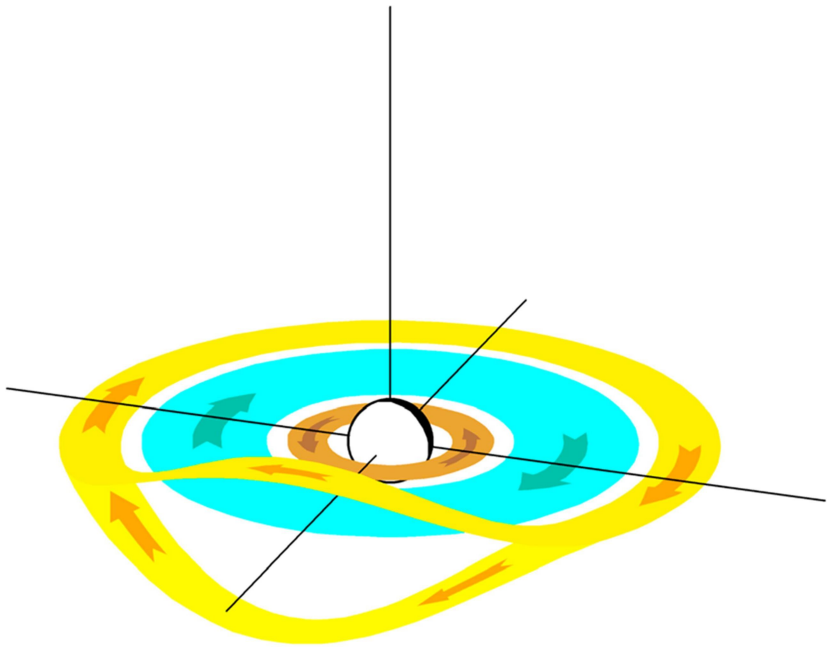
Σχήμα 7.19: Διάγραμμα της συνολικής μάζας της πλασμόσφαιρας στην περιοχή $1.5 < L < 3.5$ σε σχέση με την εξέλιξη της γεωμαγνητικής δραστηριότητας (Dst και Kp) για την περίοδο 5 Μαΐου έως 28 Ιουνίου του 2001. Πηγή: Gallagher, 2021 [21].

Η πλασμόσφαιρα είναι σημαντική για τη διάδοση κυμάτων τα οποία οδηγούν σε σκέδαση της γωνίας κλίσης των ενεργητικών σωματιδίων που είναι παγιδευμένα στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα. Τα κυριότερα ήδη κυμάτων είναι τα ElectroMagnetic Ion Cyclotron (EMIC), σε συχνότητες 0.5-5 Hz, τα οποία δημιουργούνται λόγω ανισοτροπίας της θερμοκρασίας όταν ιόντα τα οποία εγχύονται από τη μαγνητοουρά αντιδρούν με το ψυχρό πλάσμα της πλασμόσφαιρας στα όρια της πλασμόπαυσης, αλλά και τα plasmaspheric hiss, τα οποία είναι ηλεκτρομαγνητικά κύματα VLF (σε συχνότητες συγκρίσιμες με την τοπική γυροσυχνότητα των ηλεκτρονίων) που συναντώνται μέσα από την πλασμόπαυση και συμβάλλουν στην απώλεια ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen. Επιπρόσθετα, η μεγάλη πυκνότητα της πλασμόσφαιρας επηρεάζει και τη διάδοση μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων (ULF), αφού λειτουργεί ως επιφάνεια Alfvén, εμποδίζοντάς τα να διαδοθούν πιο κοντά στη Γη.

Όλα τα παραπάνω καθιστούν τη δυναμική της πλασμόσφαιρας πολύ σημαντική για τις μεταβολές στις οποίες υπόκεινται άλλοι παγιδευμένοι πληθυσμοί στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, όπως το δακτυλιοειδές ρεύμα και η εξώτερη ζώνη Van Allen, οι οποίοι είναι πολύ πιο ενεργειακοί πληθυσμοί.

7.5.2 Δακτυλιοειδές ρεύμα (Ring current)

Η ύπαρξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος είχε προβλεφθεί ήδη από τη δεκαετία του 1930 από τους Chapman και Ferraro [22], οι οποίοι είχαν προτείνει ότι οι γεωμαγνητικές καταιγίδες ήταν αποτέλεσμα παροδικών ροών πλάσματος από τον Ήλιο. Αυτά τα ρεύματα πλάσματος είχαν τη δυνατότητα να εισέλθουν στη γήινη μαγνητόσφαιρα και, μέσω της ολίσθησης λόγω ηλεκτρικού πεδίου, να δημιουργήσουν μια κυκλική ροή φορτισμένων σωματιδίων γύρω από τον πλανήτη (ρεύμα). Αυτό που είναι εξαιρετικά εντυπωσιακό για μια θεωρία που προηγήθηκε της διαστημικής εποχής είναι ότι το μόνο λάθος των Chapman και Ferraro ήταν το γεγονός ότι θεώρησαν παροδικές ροές πλάσματος και όχι συνεχόμενες (ηλιακός άνεμος).



Σχήμα 7.20: Σχηματικό διάγραμμα της ροής του δακτυλιοειδούς ρεύματος ιόντων (γαλάζιο) και ηλεκτρονίων (καφέ). Πηγή: Ganushkina et al. 2018 [11].

Σήμερα γνωρίζουμε ότι το δακτυλιοειδές ρεύμα αποτελείται κυρίως από ιόντα με ενεργειακό εύρος της τάξης του 1 μέχρι 300 keV (τα ηλεκτρόνια έχουν πολύ μικρή μάζα σε σχέση με τα πρωτόνια κι έτσι δεν έχουν σημαντική προσφορά στην πυκνότητα ενέργειας του ρεύματος). Αυτά τα ενεργητικά φορτισμένα σωματίδια, λόγω των τριών βασικών κινήσεων, δημιουργούν έναν δακτύλιο ηλεκτρικού ρεύματος με κατεύθυνση από τα ανατολικά προς τα δυτικά (σχήμα 7.20) με κέντρο στο ισημερινό επίπεδο που εκτείνεται (στον μαγνητικό ισημερινό) από περίπου 2 έως 9 ακτίνες Γης [23]. Η πρώτη προσπάθεια μαθηματικοποίησής του έγινε από τον Parker το 1957, ο οποίος θεώρησε ότι η συνολική πυκνότητα ρεύματος για ένα πλάσμα του οποίου η πίεση εξισορροπεί τη μαγνητική τάση είναι:

$$J_{\perp} = J_M + J_B + J_C = \frac{\vec{B}}{B^2} \times \left[\nabla P_{\perp} + (P_{\parallel} - P_{\perp}) \frac{(\vec{B} \cdot \nabla)}{B^2} \vec{B} \right] \tag{7.9}$$

όπου J_M, J_B και J_C το ρεύμα λόγω γυροκίνησης, κλίσης και καμπυλότητας του μαγνητικού πεδίου, ενώ P είναι η πίεση του πλάσματος και B το μαγνητικό πεδίο.

Όπως φαίνεται, το ρεύμα δεν εξαρτάται από τις κλίσεις του μαγνητικού πεδίου, ενώ στην περίπτωση της ισότροπης κατανομής ($P_{\parallel} = P_{\perp}$) η διαμόρφωση του μαγνητικού πεδίου δεν παίζει κανέναν ρόλο στη δημιουργία του ρεύματος που εξαρτάται μόνο από την πίεση των σωματιδίων που το αποτελούν.

Σήμερα είναι γνωστό ότι τα σωματίδια αυτά είναι και ιονοσφαιρικής και ηλιακής προέλευσης. Παρ' όλα αυτά η σημασία της ιονόσφαιρας ως πηγής ιόντων για το δακτυλιοειδές ρεύμα υποτιμήθηκε ή θεωρήθηκε

αμελητέα μέχρι και την εκτόξευση του δορυφόρου AMPTE το 1985 (παρά την ανακάλυψη ιονοσφαιρικών ιόντων στη μαγνητόσφαιρα στις αρχές της δεκαετίας του '70). Από μετρήσεις του AMPTE έγινε σαφές ότι, ενώ συνήθως (σε ήρεμες περιόδους) το δακτυλιοειδές ρεύμα αποτελείται κυρίως από πρωτόνια, τα προερχόμενα από την ιονόσφαιρα ιόντα οξυγόνου μπορούν να αποτελέσουν μια σημαντική συνιστώσα του ρεύματος σε διαταραγμένες περιόδους [24]. Σήμερα γνωρίζουμε ότι η μεγαλύτερη συνεισφορά στην ολική πίεση πλάσματος παρέχεται από τα πρωτόνια, αν και σε γεωμαγνητικά διαταραγμένες περιόδους η ενεργειακή πυκνότητα των ιόντων O^+ ενδέχεται να κυριαρχεί [24, 25]. Επιπλέον ιόντα που συνεισφέρουν στο δακτυλιοειδές ρεύμα είναι τα He^+, He^{++}, O^{++} και $O^{>3+}$. Τέλος, η συνεισφορά των ηλεκτρονίων στο δακτυλιοειδές ρεύμα αυξάνεται μεν κατά τη διάρκεια μαγνητικών καταιγίδων, αλλά παραμένει σε χαμηλά επίπεδα σε σχέση με τα θετικά ιόντα.

Ο πληθυσμός του δακτυλιοειδούς ρεύματος σε γεωμαγνητικά ήρεμες περιόδους κατανέμεται στο εύρος $2 < L < 9$, με μέσες τιμές πυκνότητας ρεύματος ~1 έως 4 nA/m^2, ενώ κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικών διαταραχών η πυκνότητα του ρεύματος αυξάνεται σε ολόκληρη την ακτινική έκτασή του και μπορεί να υπερβαίνει τα 7 nA/m^2. Οι Dessler και Parker [26] και ο Sckopke [27] έδειξαν ότι μια διαταραχή ΔB στο ισημερινό γεωμαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της Γης κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικών καταιγίδων είναι ανάλογη με την ενέργεια των σωματιδίων του δακτυλιοειδούς ρεύματος:

$$\frac{\Delta B}{B_0} = \frac{2E}{3E_m} \tag{7.10}$$

όπου B_0 είναι η μέση ένταση του γεωμαγνητικού πεδίου στον ισημερινό (~30,000 nT), E η συνολική ενέργεια των σωματιδίων του δακτυλιοειδούς ρεύματος και $E_m = B_0^2 B_E^3/3 = 10^{18}$ J η ενέργεια του διπολικού πεδίου στην επιφάνεια του πλανήτη.

Η γενικευμένη σχέση των Dessler-Parker-Sckopke (DPS) περιλαμβάνει επιπλέον όρους:

$$\frac{B_D}{B_0} = \frac{2E + M - \oint \vec{R} \cdot \vec{n} d\sigma}{3E_m} \tag{7.11}$$

όπου B_D είναι η μείωση του γεωμαγνητικού πεδίου λόγω των επαγόμενων πεδίων από όλες τις εξωτερικές πηγές (ρεύμα μαγνητόπαυσης, δακτυλιοειδές ρεύμα και ρεύμα μαγνητοουράς), M είναι η συνολική μαγνητική ενέργεια στη μαγνητόσφαιρα, δηλαδή το ολοκλήρωμα της ποσότητας $B_D^2/2\mu_0$, ενώ $\vec{n}$, το κάθετο διάνυσμα στην επιφάνεια του πλανήτη. Τέλος, η ποσότητα R δίνεται από τη σχέση:

$$R = \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0}\right) + \rho\left(\vec{V} \cdot \vec{r}\right)\vec{V} - \frac{\left(\vec{B} \cdot r\right)\vec{B}}{\mu_0} \tag{7.12}$$

όπου p είναι η θερμική πίεση, r το διάνυσμα της ακτινικής απόστασης από το κέντρο του διπόλου, ρ η πυκνότητα του ηλιακού ανέμου στη μαγνητοθήκη και V η ταχύτητά του, ενώ B είναι το διάνυσμα του συνολικού μαγνητικού πεδίου (διπόλου και εξωτερικών επαγόμενων πεδίων). Η πίεση θεωρείται ισότροπη, ενώ η παραπάνω σχέση λαμβάνει υπόψη μόνο ρεύματα κάθετα στο μαγνητικό πεδίο (τα field-aligned ρεύματα της ιονόσφαιρας παραλείπονται). Αυτό σημαίνει ότι η σχέση DPS υποθέτει ένα συμμετρικό δακτυλιοειδές ρεύμα, κάτι που, όπως θα δούμε σε επόμενη ενότητα (8.2), απέχει πολύ από την πραγματικότητα σε γεωμαγνητικά ενεργές συνθήκες.

Το δακτυλιοειδές ρεύμα ενισχύεται όταν σωματίδια από τη μαγνητοουρά (φύλλο πλάσματος) εγχύονται στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα λόγω της ολίσθησης $E \times B$ ή λόγω υποκαταιγίδων και υφίστανται επιτάχυνση betatron (μεταφορά από ασθενέστερο σε ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο με διατήρηση της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης).

Οι απώλειες του δακτυλιοειδούς ρεύματος οφείλονται σε 4 βασικούς μηχανισμούς:

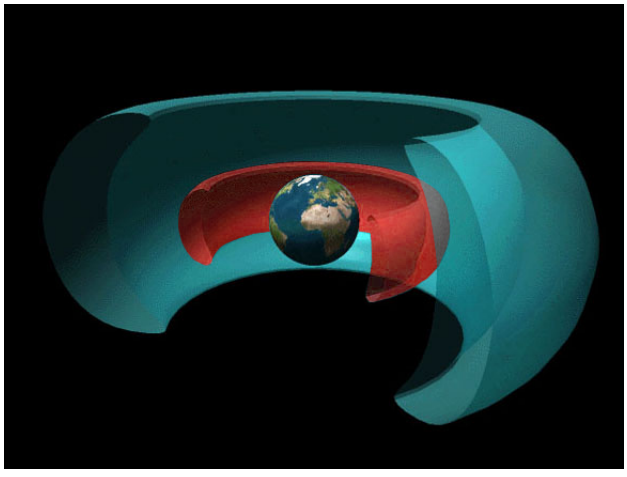
- Μαγνητοσφαιρική σκίαση (magnetopause shadowing), δηλαδή διαφυγή σωματιδίων στο διαπλανητικό διάστημα, όταν οι τροχιές ολίσθησης των σωματιδίων τέμνουν τη μαγνητόπαυση. Αυτό ο μη-

χανισμός απώλειας γίνεται σημαντικότερος όταν η μαγνητόπαυση πλησιάζει τη Γη λόγω αυξημένης δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου.

- Αλληλεπιδράσεις κυμάτων-σωματιδίων (wave-particle interactions) κυρίως με κύματα EMIC, που επιφέρουν σκέδαση γωνίας κλίσης στα σωματίδια, με αποτέλεσμα αυτά να πέφτουν στον κώνο απώλειας και να χάνονται στην ατμόσφαιρα.
- Σκέδαση Coulomb με θερμικό πλάσμα, που προκαλεί σκέδαση της γωνίας κλίσης των σωματιδίων, με αποτέλεσμα αυτά να χάνονται στην ατμόσφαιρα.
- Ανταλλαγή φορτίου (charge exchange), μια διαδικασία κατά την οποία ένα ενεργητικό θετικό ιόν συγκρούεται με ένα ψυχρό ουδέτερο άτομο υδρογόνου της γήινης εξώσφαιρας, με αποτέλεσμα το ενεργητικό ιόν να παίρνει το ηλεκτρόνιο του ατόμου υδρογόνου και να μετατρέπεται σε ουδέτερο άτομο, ικανό να ξεφύγει από την επιρροή του μαγνητικού πεδίου. Το άτομο υδρογόνου που μετατρέπεται σε θετικό ιόν δεν έχει την ενέργεια που χρειάζεται για να συνεισφέρει στην ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος.

7.5.3 Ζώνες ακτινοβολίας (Van Allen belts)

Οι ζώνες ακτινοβολίας Van Allen ανακαλύφθηκαν το 1958 από τον James Van Allen και αποτελούνται από δύο ζώνες ενεργητικών σωματιδίων, σε τοροειδή σχηματισμό, που ολισθαίνουν αζιμουθιακά γύρω από τη Γη (βλέπε σχήμα 7.21): μια σχετικά σταθερή εσώτερη ζώνη στην περιοχή $L < 2$, που αποτελείται κυρίως από ενεργητικά πρωτόνια με ενεργειακό εύρος από 100 keV έως 200 MeV, και μια πολύ δυναμική εξώτερη ζώνη στην περιοχή $L > 3$, που αποτελείται κυρίως από σχετικιστικά ηλεκτρόνια με ενεργειακό εύρος από 100 keV έως 10 MeV. Οι δύο αυτές ζώνες χωρίζονται από την περιοχή σχισμής (slot region), που χαρακτηρίζεται από την απουσία σχετικιστικών ηλεκτρονίων και ενεργητικών πρωτονίων. Ενίοτε, εμφανίζεται και μια τρίτη ζώνη (ηλεκτρονίων) [28].



Σχήμα 7.21: Σχηματική αναπαράσταση των ζωνών ακτινοβολίας από μοντέλο υπολογιστή που δείχνει τις δύο κύριες ζώνες ακτινοβολίας, την εξώτερη και την εσώτερη ζώνη. Πηγή: `http://www.nasa.gov/content/goddard/van-allen-probes-reveal-zebra-stripes-in-space`.

Όπως αναφέρθηκε ήδη, τα πρωτόνια στην εσώτερη ζώνη ακτινοβολίας είναι ένας αρκετά σταθερός πληθυσμός σε σύγκριση με τα ηλεκτρόνια της εξώτερης ζώνης. Σήμερα γνωρίζουμε ότι υπάρχουν δύο κύριες πηγές για τα υψηλοενεργητικά πρωτόνια της εσώτερης ζώνης ακτινοβολίας. Η πρώτη πηγή είναι ο μηχανισμός CRAND (Cosmic Ray Albedo Neutron Decay), δηλαδή η διάσπαση β- νετρονίων της λευκαύγειας κοσμικών ακτίνων, ήτοι των δευτερογενών σωματιδίων που προκύπτουν από την αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων με την ατμόσφαιρα της Γης. Η διάσπαση β- είναι η διάσπαση ενός νετρονίου σε ένα πρωτόνιο, ένα ηλεκτρόνιο (e^-) και ένα αντινετρίνο του ηλεκτρονίου (ν^-):

$$n \rightarrow p^{+} + e^{-} + \nu_{e}^{-} \tag{7.13}$$

Από τον μηχανισμό CRAND δημιουργούνται πρωτόνια με ενέργειες μερικών MeV έως αρκετών GeV που αποτελούν την καρδιά της εσώτερης ζώνης ($L \approx 1.4$). Αυτός είναι και ο λόγος που η καρδιά της εσώτερης ζώνης εμφανίζει αντισυσχέτιση με τον ηλιακό κύκλο [29], αφού η ένταση των κοσμικών ακτίνων μειώνεται στο μέγιστο του ηλιακού κύκλου, όταν το μαγνητικό πεδίο του Ήλιου και συνολικά της ηλιόσφαιρας είναι ιδιαίτερα πολύπλοκο και διαταραγμένο (βλέπε ενότητα 6.4.5). Η δεύτερη πηγή πρωτονίων (ενέργειας μερικών δεκάδων MeV) της εσώτερης ζώνης είναι η ακτινική – προς τη Γη – διάχυση ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων (SEPs). Αυτός ο μηχανισμός επηρεάζει κυρίως το εξώτερο όριο της εσώτερης ζώνης ($L \approx 2$).

Οι διαδικασίες απώλειας των σχετικιστικών πρωτονίων της εσώτερης ζώνης περιλαμβάνουν ιονισμό της ουδέτερης ατμόσφαιρας, μεταφορά ενέργειας σε άλλα σωματίδια μέσω ανελαστικών κρούσεων, σκέδαση λόγω καμπυλότητας των γραμμών του μαγνητικού πεδίου και αλληλεπιδράσεις μεταξύ κυμάτων-σωματιδίων [30].

Ο πληθυσμός ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης, από την άλλη, είναι κυρίως ηλιακής προέλευσης. Είναι εντυπωσιακό το γεγονός ότι, ενώ τα ηλεκτρόνια στον ηλιακό άνεμο έχουν ενέργειες μερικών eV, τα ηλεκτρόνια στην εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας εμφανίζονται με ενέργειες μερικών MeV (6 τάξεις μεγέθους διαφορά). Για να δώσουμε ένα παράδειγμα του πόσο ενεργητικά είναι, ένα ηλεκτρόνιο ενέργειας ενός MeV με ισημερινή γωνία κλίσης 60 μοιρών στο μαγνητοκέλυφος $L = 6$ έχει περίοδο ολίσθησης περίπου 1,000 δευτερόλεπτα (ταχύτητα πολύ κοντά στην ταχύτητα του φωτός), δηλαδή μπορεί να καλύψει μια απόσταση 260,000 χιλιομέτρων (περίμετρος κύκλου με ακτίνα 6.6 ακτίνων Γης) σε λιγότερο από 20 λεπτά. Γι' αυτό και δεν είναι τυχαίο που αυτά τα σωματίδια έχουν το προσωνύμιο ηλεκτρόνια-δολοφόνοι [28], αφού αποτελούν βασικό κίνδυνο για τα ηλεκτρονικά συστήματα των δορυφόρων.

Οι βασικοί μηχανισμοί επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης σε σχετικιστικές ενέργειες είναι δύο: (α) η ακτινική–προς τη Γη–διάχυση και (β) η τοπική (in situ) επιτάχυνση λόγω γυρο-συντονισμού με κύματα VLF.

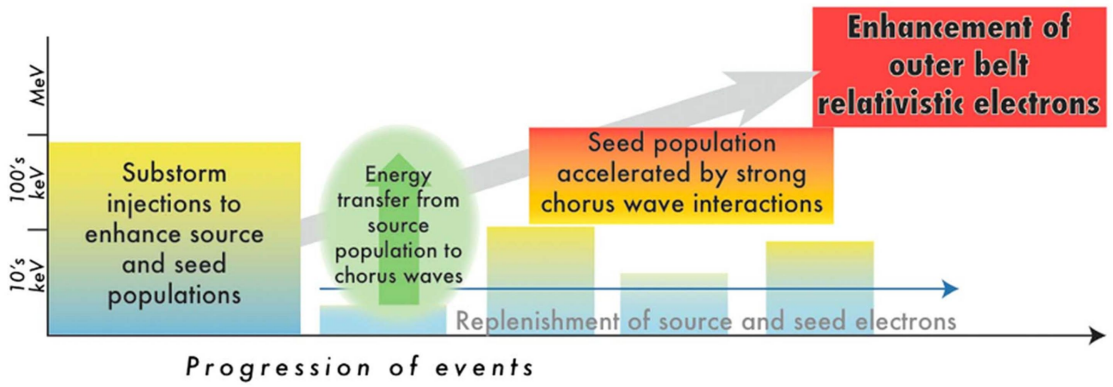
Η ακτινική -προς τη Γη- διάχυση είναι ο μηχανισμός κατά τον οποίο λιγότερο ενεργητικά σωματίδια, από υψηλότερα κελύφη L, μεταφέρονται σε περιοχές με ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο και, λόγω διατήρησης της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης, κερδίζουν ενέργεια (επιτάχυνση betatron). Αυτός ο μηχανισμός μπορεί να χωριστεί σε συγκεκριμένες κατηγορίες, αλλά οι σημαντικότερες εξ αυτών είναι: 1) οι εγχύσεις λόγω υποκαταιγίδων και 2) η μεταφορά από το φύλλο πλάσματος [31].

Η τοπική επιτάχυνση λαμβάνει χώρα λόγω αλληλεπιδράσεων σωματιδίων με κύματα VLF (whistler chorus). Ο μηχανισμός αυτός βασίζεται πάλι σε εγχύσεις σωματιδίων από το φύλλο πλάσματος (substorm injections). Οι εγχύσεις εισάγουν έναν πληθυσμό χαμηλής ενέργειας (source/seed ηλεκτρόνια με ενέργειες μερικές δεκάδες με εκατοντάδες keV) και, ταυτόχρονα, δημιουργούν (λόγω ανισοτροπίας) ηλεκτρομαγνητικά κύματα whistler chorus, τα οποία στη συνέχεια μπορούν να επιταχύνουν τα παραπάνω ηλεκτρόνια σε σχετικιστικές ενέργειες μέσω γυρο-συντονισμού [32]. Το σχήμα 7.22 δείχνει μια σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων στη εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας μέσω του μηχανισμού της επιτόπιας επιτάχυνσης. Το ποιος από αυτούς τους δύο μηχανισμούς (ακτινική διάχυση ή τοπική επιτάχυνση) είναι κυρίαρχος, παραμένει ανοιχτό πεδίο έρευνας.

Τέλος, οι μηχανισμοί απώλειας των σχετικιστικών ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης μπορούν να συνοψιστούν σε δύο μεγάλες κατηγορίες: τη μαγνητοσφαιρική σκίαση (magnetopause shadowing), δηλαδή την απώλεια στη μαγνητόπαυση, και στη σκέδαση των γωνιών κλίσης μέσω αλληλεπιδράσεων με κύματα whistler chorus, EMIC και plasmaspheric hiss, δηλαδή απώλειες στην ιονόσφαιρα [34, 35, 36].

7.6 Ασκήσεις και προβλήματα

7.6.1 Θεωρούμε ότι το δακτυλιοειδές ρεύμα ρέει ως μονοδιάστατο ρεύμα σε σχήμα κυκλικού βρόχου γύρω από τη Γη, σε γεωκεντρική απόσταση 4 R_E (ακτίνων Γης) και ότι επιφέρει μείωση του δείκτη Dst κατά



Σχήμα 7.22: Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων στη εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας μέσω του μηχανισμού της επιτόπιας επιτάχυνσης. Πηγή: Jaynes et al. 2015 [33].

300 nT. Βρείτε την ένταση του ρεύματος (I) σε Ampere χρησιμοποιώντας τον νόμο Biot-Savart και θεωρώντας τη Γη σημείο.

7.6.2 Υπολογίστε τις (ακραίες) τιμές της ισημερινής γωνίας κλίσης των ηλεκτρονίων που δημιουργούν το βόρειο σέλας, θεωρώντας ότι η σελαϊκή ζώνη εκτείνεται μεταξύ 60 και 70 μοιρών γεωμαγνητικού πλάτους.

7.6.3 Κατεβάστε και παρακολουθήστε το «Βίντεο της κίνησης φορτισμένου σωματιδίου» που θα βρείτε στον φάκελο «Συμπληρωματικό υλικό» του μαθήματος στο e-class και εκτιμήστε την κινητική ενέργεια του σωματιδίου. Για τι είδους σωματίδιο πρόκειται;

7.6.4 Μία πειραματική εγκατάσταση στον Καναδά, σε γεωμαγνητικό πλάτος 60^o, χρησιμοποιείται για τη δημιουργία ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων συχνότητας 2.6 kHz με στόχο την τροποποίηση της κίνησης ηλεκτρονίων στο εγγύς γεωδιάστημα και την «κατάρριψή» τους στην ατμόσφαιρα. Πόση κινητική ενέργεια (σε MeV) έχουν τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια των οποίων η γωνία κλίσης στον ισημερινό μπορεί να μεταβληθεί από την επίδραση αυτών των κυμάτων;

7.6.5 Η περίοδος ολίσθησης ενός φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε διπολικό μαγνητικό πεδίου δίνεται από τον προσεγγιστικό τύπο:

$$\tau_d = \frac{367}{E \cdot L \cdot [0.35 + 0.15 \cdot sin(\alpha_{eq})]} \tag{7.14}$$

όπου E η ενέργεια σε keV, L το μαγνητοκέλυφος και α_{eq} η ισημερινή γωνία κλίσης σε μοίρες. Ποια η συχνότητα ενός κύματος το οποίο μπορεί να προκαλέσει συντονισμό και άρα παραβίαση της 3ης αδιαβατικής αναλλοίωτης ενός ηλεκτρονίου με ενέργεια 2 MeV και ισημερινή γωνία κλίσης 45^o στο μαγνητοκέλυφος L=4; Σε ποια «οικογένεια» κυμάτων ανήκει;

7.6.6 Δώστε μια συνοπτική περιγραφή των βασικών αρχών της τεχνολογίας που έχει χρησιμοποιηθεί για την απεικόνιση της πλασμόσφαιρας. Η πλασμόσφαιρα χαρακτηρίζεται από πολύ πυκνό και ψυχρό (για τα δεδομένα της μαγνητόσφαιρας) πλάσμα (ενέργειες της τάξης του 1 eV, δηλαδή 3 τάξεις μεγέθους πιο ψυχρό από το πλάσμα του φύλλου πλάσματος στη μαγνητοουρά).

7.6.7 Να υπολογίσετε τη μάζα των ζωνών Van Allen. Στη συνέχεια να υπολογίσετε τη μάζα της πλασμόσφαιρας, θεωρώντας ότι $n = 10^{10}\ m^{-3}$. Μπορείτε να θεωρήσετε ότι τα όρια της πλασμόσφαιρας συμπίπτουν με τα όρια των ζωνών Van Allen. Σχολιάστε το αποτέλεσμα σε σχέση με τη μάζα των ζωνών Van Allen.

Εξηγήστε γιατί οι ζώνες Van Allen, παρά τη δραματικά μικρότερη μάζα τους συγκριτικά με την πλασμόσφαιρα, έχουν ιδιαίτερα υψηλό επιστημονικό και πρακτικό ενδιαφέρον.

7.6.8 Βρείτε σε ποιο μαγνητικό πλάτος βρίσκεται εγκατάσταση κεραιών, με τις οποίες δημιουργούνται στην ιονόσφαιρα ηλεκτρομαγνητικά κύματα συχνότητας 10 kHz που μπορούν να σκεδάσουν τη γωνία κλίσης ενεργητικών ηλεκτρονίων με γ=1.314 στην εξώτερη ζώνη Van Allen. Είναι συμβατό το αποτέλεσμά σας με τις γνώσεις σας για τις ζώνες Van Allen;

7.6.9 Διαστημόπλοιο που πλησιάζει τη Γη από το διαπλανητικό διάστημα κινούμενο στο επίπεδο της εκλειπτικής, καταγράφει ξαφνικό άλμα στην ένταση του μαγνητικού πεδίου από τιμή B_0=5 nT σε B_1=25 nT.

Υπολογίστε:

1. την απόσταση της περιοχής αυτής σε ακτίνες Γης (R_E) από το κέντρο της Γης,
2. την αριθμητική πυκνότητα πλάσματος του ηλιακού ανέμου στην περιοχή αυτή, θεωρώντας ότι η ταχύτητά του ήταν 200 km/s.

Πώς λέγεται η περιοχή που έχει συναντήσει το διαστημόπλοιο;

7.6.10 Μελετήστε την ιστοσελίδα `http://epod.usra.edu/blog/2002/06/south-atlantic-anomaly.html` και εξηγήστε, σύμφωνα με όσα γνωρίζετε για την κίνηση φορτισμένων σωματιδίων στο γεωδιάστημα, γιατί η ένταση ροής των σωματιδίων των ζωνών Van Allen είναι υψηλότερη πάνω από την περιοχή της South Atlantic Anomaly απ' ό,τι είναι αλλού.

Να κάνετε συγκεκριμένη αναφορά σε παραμέτρους και εξισώσεις.

Βιβλιογραφία

[1] M.-B. Kallenrode. *Space physics : an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres*. 2004. ISBN: 978-3-662-04443-8.

[2] M.G. Kivelson, M.G. Kivelson και C.T. Russell. *Introduction to Space Physics*. Cambridge atmospheric and space science series. Cambridge University Press, 1995. ISBN: 9780521457149. URL: https://books.google.gr/books?id=qWHSqXGfsfQC.

[3] S. Maus, C. Manoj, J. Rauberg, I. Michaelis και H. Lühr. "NOAA/NGDC candidate models for the 11th generation International Geomagnetic Reference Field and the concurrent release of the 6th generation Pomme magnetic model". Στο: *Earth, Planets, and Space* 62 (Οκτ. 2010), σσ. 729–735. DOI: 10.5047/eps.2010.07.006.

[4] N. A. Tsyganenko. "A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. Mathematical structure". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 107, 1179 (Αύγ. 2002), σ. 1179. DOI: 10.1029/2001JA000219.

[5] M. O. Archer, H. Hietala, M. D. Hartinger, F. Plaschke και V. Angelopoulos. "Direct observations of a surface eigenmode of the dayside magnetopause". Στο: *Nature Communications* 10.1 (Φεβ. 2019). DOI: 10.1038/s41467-018-08134-5. URL: https://doi.org/10.1038/s41467-018-08134-5.

[6] S. Raptis, S. Aminalragia-Giamini, T. Karlsson και M. Lindberg. "Classification of Magnetosheath Jets Using Neural Networks and High Resolution OMNI (HRO) Data". Στο: *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* 7 (Ιούν. 2020). DOI: 10.3389/fspas.2020.00024. URL: https://doi.org/10.3389/fspas.2020.00024.

[7] J. P. Eastwood κ.ά. "The Foreshock". Στο: *Space Science Reviews* 118.1-4 (Ιούν. 2005), σσ. 41–94. DOI: 10.1007/s11214-005-3824-3. URL: https://doi.org/10.1007/s11214-005-3824-3.

[8] C. Katsavrias κ.ά. "On the Generation of Pi2 Pulsations due to Plasma Flow Patterns Around Magnetosheath Jets". Στο: *Geophysical Research Letters* 48.15 (Αύγ. 2021). DOI: 10.1029/2021gl093611. URL: https://doi.org/10.1029/2021gl093611.

[9] F. Plaschke κ.ά. "Jets Downstream of Collisionless Shocks". Στο: *Space Science Reviews* 214.5 (Ιούν. 2018). DOI: 10.1007/s11214-018-0516-3. URL: https://doi.org/10.1007/s11214-018-0516-3.

[10] C.T. Russell. "The dynamics of planetary magnetospheres". Στο: *Planetary and Space Science* 49.10-11 (Αύγ. 2001), σσ. 1005–1030. DOI: 10.1016/s0032-0633(01)00017-4. URL: https://doi.org/10.1016/s0032-0633(01)00017-4.

[11] N. Yu. Ganushkina, M. W. Liemohn και S. Dubyagin. "Current Systems in the Earth's Magnetosphere". Στο: *Reviews of Geophysics* 56.2 (Απρ. 2018), σσ. 309–332. DOI: 10.1002/2017rg000590. URL: https://doi.org/10.1002/2017rg000590.

[12] G. Le, J. A. Slavin και R. J. Strangeway. "Space Technology 5 observations of the imbalance of regions 1 and 2 field-aligned currents and its implication to the cross-polar cap Pedersen currents". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 115.A7 (Ιούλ. 2010). DOI: 10.1029/2009ja014979. URL: https://doi.org/10.1029/2009ja014979.

[13] J. W. Dungey. "Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones". Στο: *Physical Review Letters* 6.2 (Ιαν. 1961), σσ. 47–48. DOI: 10.1103/physrevlett.6.47. URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.6.47.

[14] I. A. Daglis, E. T. Sarris και B. Wilken. "AMPTE/CCE CHEM observations of the energetic ion population at geosynchronous altitudes". Στο: *Annales Geophysicae* 11.8 (Αύγ. 1993), σσ. 685–696. ISSN: 0992-7689.

[15] I. A. Daglis. "Ring Current Dynamics". Στο: *Space Science Reviews* 124.1-4 (Δεκ. 2006), σσ. 183–202. DOI: 10.1007/s11214-006-9104-z. URL: https://doi.org/10.1007/s11214-006-9104-z.

[16] D. L. Turner, S. K. Morley, Y. Miyoshi, B. Ni και C.-L. Huang. "Outer Radiation Belt Flux Dropouts: Current Understanding and Unresolved Questions". Στο: *Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere*. American Geophysical Union, Μαρ. 2013, σσ. 195–212. DOI: 10.1029/2012gm001310. URL: https://doi.org/10.1029/2012gm001310.

[17] G. Clark κ.ά. "Evolution of electron pitch angle distributions across Saturn's middle magnetospheric region from MIMI/LEMMS". Στο: *Planetary and Space Science* 104 (Δεκ. 2014), σσ. 18–28. DOI: 10.1016/j.pss.2014.07.004. URL: https://doi.org/10.1016/j.pss.2014.07.004.

[18] R. W. McEntire και D. G. Mitchell. "Instrumentation for global magnetospheric imaging via energetic neutral atoms". Στο: *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* 54 (Ιαν. 1989). DOI: 10.1029/GM054.

[19] F. Darrouzet κ.ά. "Density structures inside the plasmasphere: Cluster observations". Στο: *Annales Geophysicae* 22.7 (Ιούλ. 2004), σσ. 2577–2585. DOI: 10.5194/angeo-22-2577-2004. URL: https://doi.org/10.5194/angeo-22-2577-2004.

[20] B.R. Sandel, J. Goldstein, D.L. Gallagher και M. Spasojevic. "Extreme Ultraviolet Imager Observations of the Structure and Dynamics of the Plasmasphere". Στο: *Space Science Reviews* 109.1-4 (2003), σσ. 25–46. DOI: 10.1023/b:spac.0000007511.47727.5b. URL: https://doi.org/10.1023/b:spac.0000007511.47727.5b.

[21] D. L. Gallagher κ.ά. "The Breathing Plasmasphere: Erosion and Refilling". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 126.4 (Μαρ. 2021). DOI: 10.1029/2020ja028727. URL: https://doi.org/10.1029/2020ja028727.

[22] S. Chapman και V. C. A. Ferraro. "A new theory of magnetic storms". Στο: *Journal of Geophysical Research* 36.3 (1931), σ. 171. DOI: 10.1029/te036i003p00171. URL: https://doi.org/10.1029/te036i003p00171.

[23] D. N. Baker και I. A. Daglis. *Radiation belts and ring current*. 2007. ISBN: 978-3-540-23907-9.

[24] I.A. Daglis, R.M. Thorne, W. Baumjohann και S. Orsini. "The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay". Στο: *Reviews of Geophysics* 37.4 (Νοέ. 1999), σσ. 407–438. DOI: 10.1029/1999rg900009. URL: https://doi.org/10.1029/1999rg900009.

[25] I. A. Daglis και Y. Kamide. "The role of substorms in storm-time particle acceleration". Στο: *Disturbances in Geospace: The Storm-Substorm Relationship*. American Geophysical Union, 2003, σσ. 119–129. DOI: 10.1029/142gm11. URL: https://doi.org/10.1029/142gm11.

[26] A. J. Dessler και E. N. Parker. "Hydromagnetic theory of geomagnetic storms". Στο: *Journal of Geophysical Research* 64.12 (Δεκ. 1959), σσ. 2239–2252. DOI: 10.1029/jz064i012p02239. URL: https://doi.org/10.1029/jz064i012p02239.

[27] N. Sckopke. "A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field near the Earth". Στο: *Journal of Geophysical Research* 71.13 (Ιούλ. 1966), σσ. 3125–3130. DOI: 10.1029/jz071i013p03125. URL: https://doi.org/10.1029/jz071i013p03125.

[28] I.A. Daglis, C. Katsavrias και M. Georgiou. "From solar sneezing to killer electrons: outer radiation belt response to solar eruptions". Στο: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 377.2148 (Μάι. 2019), σ. 20180097. DOI: 10.1098/rsta.2018.0097. URL: https://doi.org/10.1098/rsta.2018.0097.

[29] X. Li, M. Temerin, D. N. Baker, G. D. Reeves και D. Larson. "Quantitative prediction of radiation belt electrons at geostationary orbit based on solar wind measurements". Στο: *Geophysical Research Letters* 28 (2001), σσ. 1887–1890. DOI: 10.1029/2000GL012681.

[30] R. S. Selesnick, M. D. Looper και R. A. Mewaldt. "A theoretical model of the inner proton radiation belt". Στο: *Space Weather* 5.4 (Απρ. 2007), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2006sw000275. URL: https://doi.org/10.1029/2006sw000275.

[31] D. L. Turner και V. Angelopoulos. "Extreme Variability of Relativistic Electrons in Earth's Outer Radiation Belt: An Overview and Recent Revelations". Στο: *Waves, Particles, and Storms in Geospace*. Oxford University Press, Νοέ. 2016, σσ. 296–332. DOI: 10.1093/acprof:oso/9780198705246.003.0013. URL: https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198705246.003.0013.

[32] R. B. Horne κ.ά. "Wave acceleration of electrons in the Van Allen radiation belts". Στο: *Nature* 437 (Σεπτ. 2005), σσ. 227–230. DOI: 10.1038/nature03939.

[33] A. N. Jaynes κ.ά. "Source and seed populations for relativistic electrons: Their roles in radiation belt changes". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 120 (Σεπτ. 2015), σσ. 7240–7254. DOI: 10.1002/2015JA021234.

[34] A. N. Jaynes κ.ά. "Evolution of relativistic outer belt electrons during an extended quiescent period". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 119 (Δεκ. 2014), σσ. 9558–9566. DOI: 10.1002/2014JA020125.

[35] R. M. Thorne, T. P. O'Brien, Y. Y. Shprits, D. Summers και R. B. Horne. "Timescale for MeV electron microburst loss during geomagnetic storms". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 110, A09202 (Σεπτ. 2005), σ. 9202. DOI: 10.1029/2004JA010882.

[36] M. E. Usanova κ.ά. "Effect of EMIC waves on relativistic and ultrarelativistic electron populations: Ground-based and Van Allen Probes observations". Στο: *Geophysical Research Letters* 41 (Μαρ. 2014), σσ. 1375–1381. DOI: 10.1002/2013GL059024.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8

ΔΙΑΤΑΡΑΧΕΣ ΣΤΟ ΓΕΩΔΙΑΣΤΗΜΑ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Η δυναμική της μαγνητόσφαιρας αποτελεί έναν από τους κύριους τομείς της Διαστημικής Φυσικής με πλούσιο ερευνητικό ενδιαφέρον. Σε αυτό το κεφάλαιο θα περιγράψουμε τις μεταβολές (μικρής και μεγάλης κλίμακας) που συμβαίνουν στο γεωμαγνητικό πεδίο, αλλά και στους τρεις βασικούς πληθυσμούς παγιδευμένων σωματιδίων στη γήινη μαγνητόσφαιρα, δηλαδή τα ιόντα του δακτυλιοειδούς ρεύματος, τα πρωτόνια της εσώτερης και τα ηλεκτρόνια της εξώτερης ζώνης Van Allen. Πιο συγκεκριμένα θα περιγραφούν αναλυτικά οι μεταβολές σε αυτούς τους πληθυσμούς οι οποίες οδηγούνται από την ηλιακή δραστηριότητα αλλά και από εσωτερικούς μηχανισμούς, δηλαδή μια μεγάλη ποικιλία κυμάτων πλάσματος, τα οποία αλληλεπιδρούν με τα παγιδευμένα σωματίδια και δύνανται να τα επιταχύνουν σε σχετικιστικές ενέργειες ή να προκαλέσουν σημαντικές απώλειες.
Προαπαιτούμενη γνώση: Όλα τα προηγούμενα κεφάλαια.

Με τον όρο διαταραχές περιγράφεται ένα πλήθος μεταβολών του γήινου μαγνητικού πεδίου με διακριτές επιδράσεις στην ενέργεια και τη μεταφορά φορτισμένων σωματιδίων. Οι μεταβολές αυτές χαρακτηρίζονται από διάφορες χωρικές κλίμακες, καθώς και από χρονικές κλίμακες που μπορεί να κυμαίνονται από κλάσματα του δευτερολέπτου (μερικές χιλιάδες Hz) έως και μέρες, μήνες ή ακόμα και χρόνια. Γενικά μπορούμε να χωρίσουμε αυτές τις διαταραχές σε 3 βασικές κατηγορίες ανάλογα με τις συχνότητές τους αλλά και την αιτία δημιουργίας τους.

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

1. Μεγάλης κλίμακας μεταβολές: Σε αυτή την κατηγορία υπάγονται οι περιοδικές μεταβολές που μπορεί να υποστεί η γήινη μαγνητόσφαιρα λόγω περιοδικών μηχανισμών στον Ήλιο αλλά και στον ηλιακό άνεμο. Χαρακτηριστικά παραδείγματα είναι η 27 ημερών περιοδικότητα λόγω της περιστροφής του Ήλιου και η 11ετής περιοδικότητα λόγω της αλλαγής πολικότητας του ηλιακού μαγνητικού πεδίου (βλ. ενότητα 6.4.6).

2. Μεσαίας κλίμακας μεταβολές: Σε αυτή την κατηγορία υπάγονται διαταραχές της τάξεως των μερικών ωρών έως μερικών ημερών οι οποίες μπορούν να χωριστούν σε 2 υποκατηγορίες: α) τις γεωμαγνητικές καταιγίδες και β) τις μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες. Αυτές οι διαταραχές ορίζουν τη γεωμαγνητική δραστηριότητα και έχουν ως κύριο μηχανισμό δημιουργίας τη διαδικασία της μαγνητικής επανασύνδεσης (βλ. ενότητα 6.6), η οποία συνδέεται άμεσα με μεταβολές των διαφόρων συστημάτων ρευμάτων της μαγνητόσφαιρας.

3. Μικρής κλίμακας μεταβολές: Σε αυτή την κατηγορία υπάγονται οι διαταραχές της τάξεως των μερικών λεπτών έως και κλασμάτων του δευτερολέπτου (μερικά mHz έως και μερικές χιλιάδες Hz) και αντιστοιχούν στη δημιουργία ταλαντώσεων/κυμάτων μέσα στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Αυτή η κατηγορία είναι πάρα πολύ σημαντική, γιατί είναι ένας από τους κύριους λόγους της μεταβλητότητας των διαφόρων ενεργητικών πληθυσμών σωματιδίων στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα.

8.1 Γεωμαγνητική δραστηριότητα

8.1.1 Γεωμαγνητικοί δείκτες

Για την ποσοτική περιγραφή του γεωμαγνητικού πεδίου χρησιμοποιούμε τους γεωμαγνητικούς δείκτες. Γενικά ένας «δείκτης» είναι μια ποσότητα η οποία έχει ως στόχο να δώσει μια σύντομη και περιληπτική πληροφορία ενός φαινομένου - πολύπλοκου ή μη - που μεταβάλλεται στον χρόνο (η έννοια του δείκτη είναι μια κοινή έννοια που χρησιμοποιείται σε διάφορα επιστημονικά πεδία, όπως στα οικονομικά, στην ιατρική κτλ). Σε ό,τι ακολουθεί θα δώσουμε μια σύντομη περιγραφή των βασικών γεωμαγνητικών δεικτών.

1. **Οι πλανητικοί δείκτες K_p και A_p.**

   Ο 3ωρος δείκτης K_p ήταν από τους πρώτους γεωμαγνητικούς δείκτες και εισήχθη από τον Julius Bartels το 1938. Το αρχικό «K» προέρχεται από τη γερμανική λέξη «Kennziffer», που σημαίνει «χαρακτηριστικό ψηφίο», ενώ το αρχικό «p» από τη λέξη «planetary». Ο K_p (`https://www.swpc.noaa.gov/products/planetary-k-index`) είναι ένας καθαρός αριθμός, ο οποίος παίρνει τιμές από 0 έως 9 (σε ημιλογαριθμική κλίμακα) και αντιστοιχεί στη μέγιστη μετρούμενη απόκλιση του μαγνητικού πεδίου από την αναμενόμενη τιμή του αδιατάρακτου πεδίου. Μετριέται από επίγεια μαγνητόμετρα σε 13 γεωμαγνητικά παρατηρητήρια σε γεωγραφικά πλάτη μεταξύ 44 και 60 μοιρών, γεγονός που του δίνει χαρακτηριστικά «παγκόσμιου ή πλανητικού δείκτη». Πιο συγκεκριμένα κάθε σταθμός μετράει την απόκλιση των τριών συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου στην αντίστοιχη περιοχή, λαμβάνοντας πάντα υπόψη τις ιδιαιτερότητες αυτής της περιοχής. Για παράδειγμα, στο Godhavn της Γροιλανδίας, μια μετρούμενη απόκλιση της τάξεως των 1,500 nT αντιστοιχεί σε τιμή 9 του δείκτη K_p ενώ στη Χονολουλού της Χαβάης, η ίδια τιμή του δείκτη αντιστοιχεί σε μια απόκλιση μόλις των 300 nT. Με αυτόν τον τρόπο μπορούν να συνδυαστούν οι διαφορετικές μέγιστες τιμές όλων των σταθμών δίνοντας τον τελικό δείκτη K_p.

   Εκτός του δείκτη K_p, σε κάθε σταθμό υπολογίζεται και ένας μέσος όρος των 8 μετρήσεων του δείκτη ανά ημέρα. Αυτός ο μέσος όρος αποτελεί τον δείκτη A_p.

2. **Ο δείκτης Dst.**

   Ο Dst (Disturbance Storm Time index) είναι ένας ωριαίος δείκτης ο οποίος υπολογίζεται με την ίδια φιλοσοφία που υπολογίζεται και ο δείκτης K_p με τη διαφορά ότι εδώ υπολογίζεται η μεταβολή της

οριζόντιας (x-y) συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου και όχι και των τριών συνιστωσών. Από φυσικής άποψης σχετίζεται άμεσα με τις μεταβολές του δακτυλιοειδούς ρεύματος και αυτός είναι ο λόγος που για τον υπολογισμό του, χρησιμοποιούνται τέσσερα – σχεδόν ισημερινά – γεωμαγνητικά παρατηρητήρια (Hermanus- S. Africa, Kakioka - Japan, Honolulu - Hawaii, San Juan - Puerto Rico). Αυτά τα παρατηρητήρια επιλέχθηκαν με βάση την ποιότητα της παρατήρησης, για τον λόγο δηλαδή ότι οι θέσεις τους είναι αρκετά απομακρυσμένες από τον σελαϊκό και ισημερινό ηλεκτροχείμαρρο (electrojets) και ότι είναι κατανεμημένα όσο το δυνατόν πιο ομοιόμορφα σε γεωγραφικό μήκος. Το επίπεδο αναφοράς του δείκτη Dst ορίζεται έτσι ώστε στις πέντε διεθνώς καθορισμένες πιο ήσυχες ημέρες ο δείκτης να είναι μηδέν κατά μέσο όρο. Σε περίπτωση γεωμαγνητικής δραστηριότητας, ο δείκτης Dst παίρνει κατά κανόνα αρνητικές τιμές (`https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/index.html`). Αυτό συμβαίνει γιατί η κύρια επιρροή στην οριζόντια συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου σε ισημερινά πλάτη είναι το δακτυλιοειδές ρεύμα το οποίο έχει κατεύθυνση προς τα δυτικά κι έτσι το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί είναι προς τα νότια, με αποτέλεσμα τη μείωση της οριζόντιας συνιστώσας. Αυτή η μείωση σε συνδυασμό με το ότι θεωρούμε το μηδέν ως επίπεδο αναφοράς δικαιολογεί τις αρνητικές τιμές του δείκτη. Μια ακόμα διαφορά του Dst, σε σχέση με τον K_p είναι ότι ο πρώτος δεν είναι καθαρός αριθμός, αλλά, λόγω του ότι μετράει πραγματικά μεταβολή μαγνητικού πεδίου, μετριέται σε nT.

3. **Οι σελαϊκοί δείκτες AE, AO, AL και AU**.

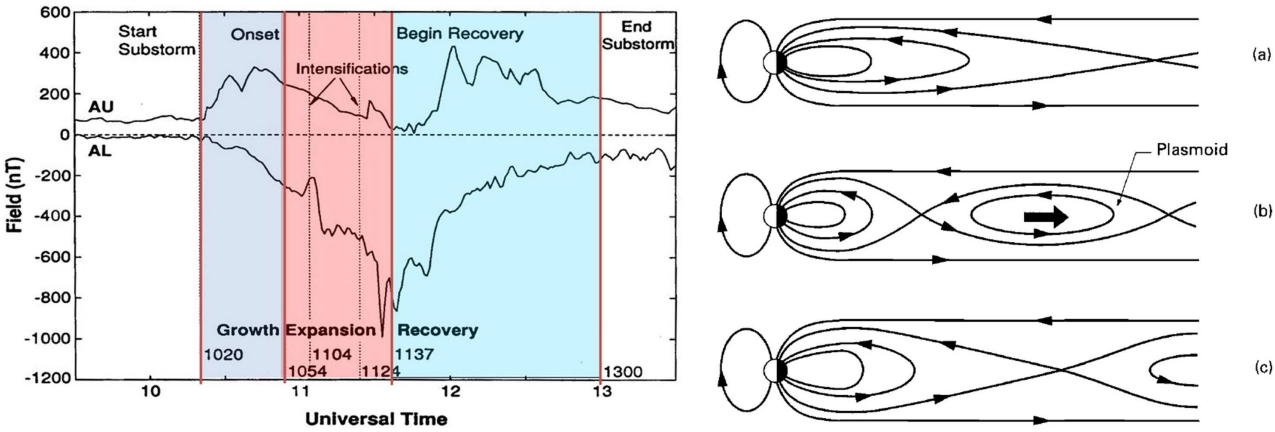
   Ο δείκτης AE (Auroral Electrojet) εισήχθη αρχικά από τους Davis και Sugiura το 1966 ως μέτρο της παγκόσμιας δραστηριότητας των ηλεκτροχειμάρρων στη σελαϊκή ζώνη. Ο δείκτης AE (`https://isds-datadoi.nict.go.jp/wds/10.17593__15031-54800.html?fbclid=IwAR0q3ZousIiKY3jnD0eYciDwB8jY5pNCr18ebQPKap4e5aglcO8oRN0rIAk`) χρησιμοποιείται τώρα ευρέως για έρευνες στον γεωμαγνητισμό, την αεροναυπηγική και τη φυσική του διαστήματος και του διαστημικού καιρού. Ο δείκτης AE προέρχεται από γεωμαγνητικές μεταβολές στην οριζόντια συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου της Γης που παρατηρείται σε επιλεγμένα παρατηρητήρια κατά μήκος της σελαϊκής ζώνης στο βόρειο ημισφαίριο. Για την ομαλοποίηση των δεδομένων υπολογίζεται αρχικά μια τιμή βάσης για κάθε σταθμό για κάθε μήνα, υπολογίζοντας κατά μέσο όρο όλα τα δεδομένα από τον αντίστοιχο σταθμό στις πέντε διεθνώς πιο ήσυχες ημέρες. Αυτή η βασική τιμή αφαιρείται από κάθε τιμή των δεδομένων ενός λεπτού που λαμβάνεται στον σταθμό κατά τη διάρκεια αυτού του μήνα. Στη συνέχεια, μεταξύ των δεδομένων από όλους τους σταθμούς κάθε δεδομένης ώρας, επιλέγονται οι μεγαλύτερες και οι μικρότερες τιμές. Οι δείκτες AU (Auroral Upper) και AL (Auroral Lower) ορίζονται αντιστοίχως ως οι τιμές που αποτελούν τους άνω και κάτω φακέλους των επικαλυπτόμενων διαγραμμάτων όλων των δεδομένων από αυτούς τους σταθμούς. Η διαφορά, $AU - AL$, ορίζει τον δείκτη AE, ενώ η μέση τιμή των AU και AL, δηλαδή $(AU + AL)/2$, ορίζει τον δείκτη AO. Οι δείκτες AU και AL εκφράζουν την ισχυρότερη ένταση ρεύματος των eastward και westward σελαϊκών ηλεκτροχειμάρρων, αντίστοιχα. Ο δείκτης AE αντιπροσωπεύει τη συνολική δραστηριότητα των ηλεκτροχειμάρρων, ενώ, τέλος, ο δείκτης AO παρέχει ένα μέτρο του ισοδύναμου σελαϊκού ρεύματος. Όπως και ο δείκτης Dst, έτσι και οι σελαϊκοί δείκτες, ως μεταβολές μαγνητικού πεδίου, μετρώνται σε nT.

8.1.2 Μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες

Η μαγνητοσφαιρική υποκαταιγίδα είναι ο συνηθέστερος τύπος γεωμαγνητικής δραστηριότητας. Πρόκειται για μια σύντομης διάρκειας και περιορισμένης έκτασης αλληλουχία διαταραχών που λαμβάνουν χώρα στη μαγνητόσφαιρα και την ιονόσφαιρα και ακολουθούν χρονικά περιόδους νοτίως προσανατολισμένου διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Προκαλούν έκλυση ενέργειας που είχε προσωρινά αποθηκευθεί ως αυξημένη μαγνητική ροή στη μαγνητοουρά, και τα αποτελέσματά της εκδηλώνονται κυρίως σε υψηλά γεωμαγνητικά πλάτη. Τυπικά συμβαίνουν καθημερινά μία ως τέσσερις υποκαταιγίδες, ενώ η διάρκειά τους ποικίλλει από μερικά λεπτά έως λίγες ώρες. Ένα από τα πιο χαρακτηριστικά οπτικά αποτελέσματα των υποκαταιγίδων είναι το βόρειο και το νότιο σέλας, που δημιουργείται από τον καταιονισμό ηλεκτρονίων στη γήινη ατμόσφαιρα. Στις περιοχές

της Γης που βρίσκονται κάτω από το σέλας (υψηλά γεωγραφικά πλάτη), καταγράφονται έντονες γεωμαγνητικές διαταραχές, που οφείλονται σε ηλεκτρικά ρεύματα που ρέουν στην ιονόσφαιρα (βλ. επίσης ενότητα 7.3). Οι υποκαταιγίδες μπορούν να προσδιοριστούν τόσο από διαστημικές, όσο και από επίγειες παρατηρήσεις. Διαστημικές παρατηρήσεις υποκαταιγίδων πραγματοποιούνται από δορυφόρους στη γεωστατική τροχιά, σε τροχιές με υψηλό απόγειο που τους φέρνουν στη μαγνητοουρά, ή σε πολικές τροχιές. Στο έδαφος, οι υπογραφές των υποκαταιγίδων δίνονται από τους γεωμαγνητικούς δείκτες AE, AU και AL.

Μια τυπική υποκαταιγίδα χωρίζεται σε 3 φάσεις (βλ. σχήμα 8.1) ανάλογα με τις διεργασίες που συμβαίνουν στη μαγνητόσφαιρα:



Σχήμα 8.1: (Δεξιά) Ποιοτική απεικόνιση των τριών φάσεων εξέλιξης μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας: a) φάση ανάπτυξης, b) φάση εκτόνωσης και c) φάση επαναφοράς. Πηγή: Biskamp, 1996 [1]. Αριστερά φαίνεται η εξέλιξη των δεικτών AU και AL κατά τη διάρκεια κάθε φάσης. Πηγή: Cristine Gabrielse.

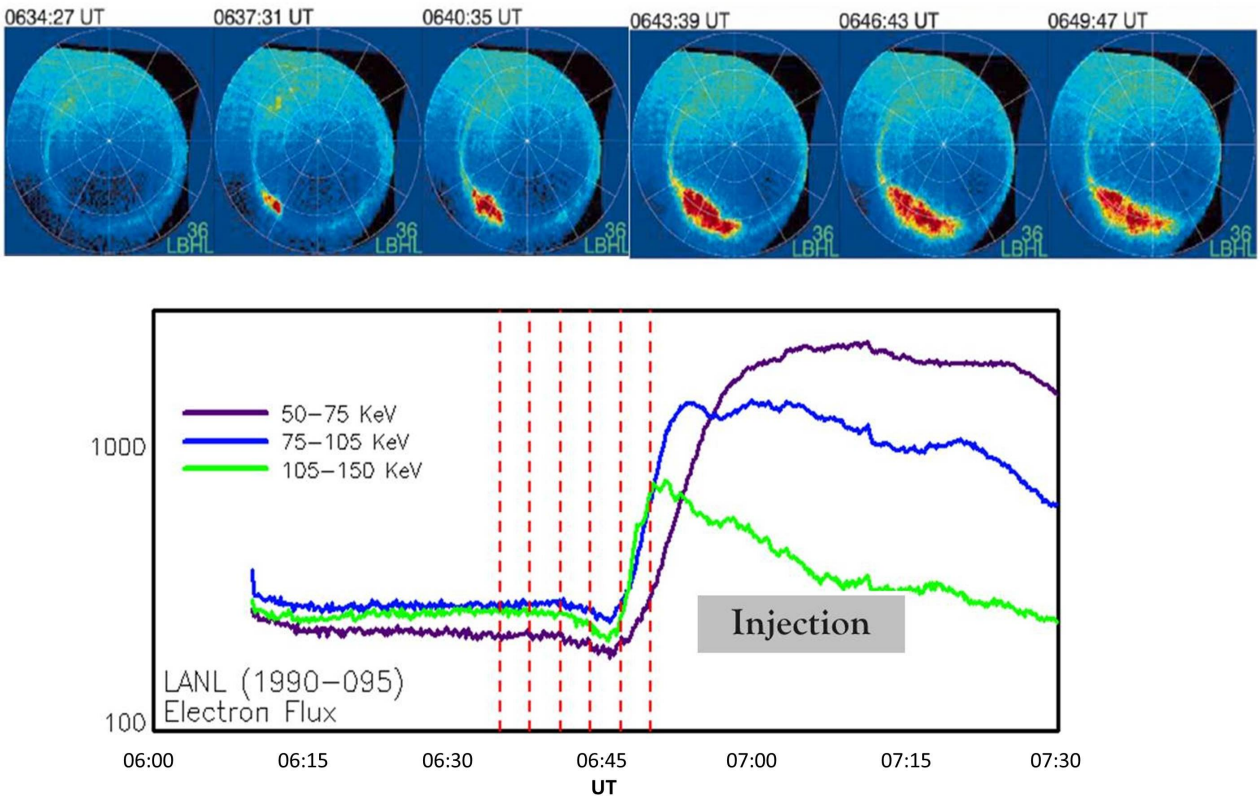
1. **Φάση ανάπτυξης (Growth phase)**

   Η φάση αυτή ξεκινάει με τη μαγνητική επανασύνδεση στην προσήλια μαγνητόπαυση υπό την προϋπόθεση ότι το μαγνητικό πεδίο του ηλιακού ανέμου έχει νότιο προσανατολισμό. Τότε, η μαγνητική και η κινητική πίεση του ηλιακού ανέμου προκαλούν συσσώρευση μαγνητικής τάσης στην ουρά της γήινης μαγνητόσφαιρας (tail lobes). Μια απλή νοητική απεικόνιση αυτής της διεργασίας είναι να φανταστούμε ότι μετά την επανασύνδεση, ο ηλιακός άνεμος «παρασέρνει» τις, ανοιχτές πλέον, μαγνητικές γραμμές του γήινου πεδίου, οι οποίες ξανακλείνουν στην μαγνητοουρά, ενώ ταυτόχρονα «τραβάει» τη μαγνητόσφαιρα προς τα πίσω (magnetic stretching). Όσο η επανασύνδεση στην προσήλια μαγνητόπαυση συνεχίζεται, η μαγνητοουρά θα αποθηκεύει ολοένα και περισσότερη μαγνητική τάση, με αποτέλεσμα τη συμπίεση του φύλλου πλάσματος, το οποίο γεμίζει με υλικό του ηλιακού ανέμου. Αντίστοιχα, η ιονοσφαιρική υπογραφή της φάσης αυτής θα απεικονιζόταν ως αύξηση του δείκτη AU και μείωση του δείκτη AL, αφού η συμπίεση του φύλλου πλάσματος (και άρα του φύλλου ρεύματος) αυξάνει τα σελαϊκά ρεύματα στην ιονόσφαιρα. Η φάση αυτή θα διαρκέσει έως ότου η μαγνητοουρά συμπιεστεί αρκετά ώστε να δημιουργηθούν οι συνθήκες (x-point) για νέα επανασύνδεση. Μια τυπική διάρκεια της φάσης ανάπτυξης είναι 30 με 60 λεπτά (το μεγαλύτερο -χρονικά- κομμάτι μιας υποκαταιγίδας).

2. **Φάση επέκτασης (Expansion phase)** Η φάση αυτή ξεκινάει αφού η μαγνητοουρά φτάσει σε κορεσμό ως προς την αποθηκευμένη μαγνητική τάση. Τότε μια νέα επανασύνδεση θα δημιουργηθεί (αυτή τη φορά λόγω του ότι ο νότιος και ο βόρειος μαγνητικός λοβός έχουν έρθει αρκετά κοντά λόγω της αποθηκευμένης μαγνητικής τάσης) έτσι ώστε να εκτονωθεί το σύστημα και το μαγνητικό πεδίο να επιστρέψει στην διπολική του μορφή (magnetic reconfiguration). Η επανασύνδεση, που σηματοδοτεί το onset της φάσης εκτόνωσης (η διάρκεια του onset είναι μερικά λεπτά), θα δημιουργήσει μια φυσαλίδα πλάσματος (πλασμοειδές) όμοια με αυτή που δημιουργείται στον Ήλιο κατά τις στεμματικές εκτοξεύσεις μάζας (CMEs) και η οποία θα διαφύγει προς τα πίσω στον διαπλανητικό χώρο. Λόγω διατήρησης της

ορμής, θα υπάρχει και εκτόξευση υλικού προς τα μέσα, δηλαδή επιτάχυνση ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων και έγχυσή τους (injection) στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα (inner magnetosphere), παράλληλα με την εκρηκτική αύξηση της λαμπρότητας και της χωρικής έκτασης του σέλαος (βλ. σχήμα 8.2). Οι εγχύσεις σωματιδίων στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα είναι μεγάλης σημασίας για τους παγιδευμένους πληθυσμούς πλάσματος, όπως το δακτυλιοειδές ρεύμα και οι ζώνες ακτινοβολίας, αφού συμβάλλουν στη μεταβλητότητά τους.

3. **Φάση επαναφοράς (Recovery phase)** Μετά τα «εκρηκτικά» επεισόδια που περιγράψαμε κατά την φάση εκτόνωσης, φτάνουμε στη φάση ανάκαμψης, όπου το μαγνητικό πεδίο στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα θα επανέλθει σταδιακά στην αρχική κατάσταση ηρεμίας.



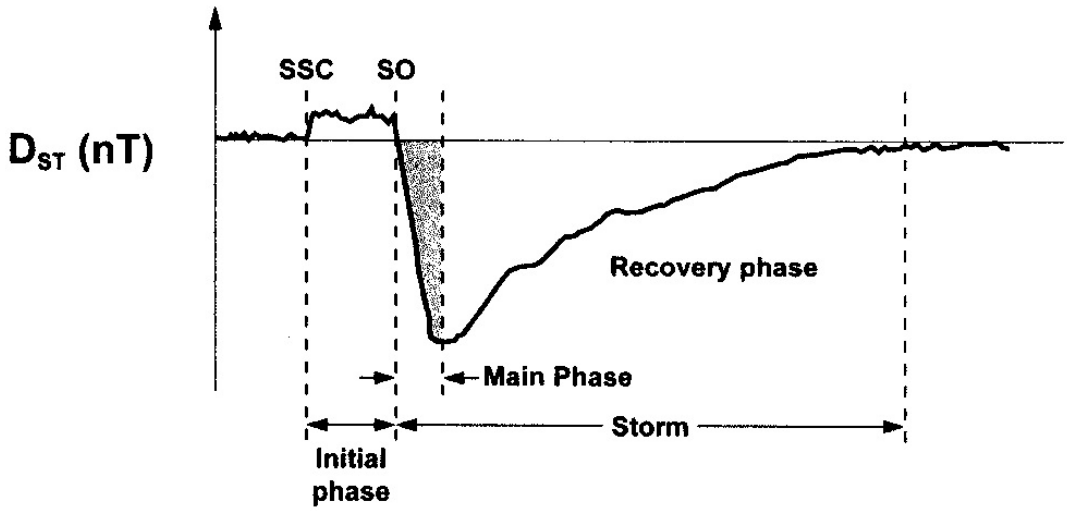
Σχήμα 8.2: Τυπικές μετρήσεις ηλεκτρονίων από τους γεωστατικούς δορυφόρους LANL σε συνδυασμό με παρατηρήσεις του βόρειου σέλαος.

Όλα τα παραπάνω αποτελούν την περιγραφή μιας ιδανικής και απομονωμένης μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας. Στην πραγματικότητα οι υποκαταιγίδες σπάνια είναι απομονωμένες, αλλά λαμβάνουν χώρα ως μια σειρά έντονων ή μη υποκαταιγίδων και αυτό γιατί σπάνια υπάρχει μόνο μία επανασύνδεση στην προσήλια μαγνητόπαυση. Επίσης, είναι δυνατόν να υπάρξει υποκαταιγίδα ακόμα και χωρίς την ύπαρξη μαγνητικής επανασύνδεσης στην ημερήσια μαγνητόσφαιρα και αυτό γιατί ενδέχεται η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου να είναι αρκετά μεγάλη ώστε να προκληθούν αστάθειες (Kelvin-Helmholtz) στην μαγνητοουρά που θα δημιουργήσουν τις ίδιες -ποιοτικά- συνθήκες αύξησης της μαγνητικής τάσης. Η ένταση όμως αυτών των υποκαταιγίδων είναι κατά κανόνα μικρή, τουλάχιστον όσον αφορά την επιτάχυνση σωματιδίων.

8.1.3 Μαγνητικές καταιγίδες

Η μαγνητική καταιγίδα (geomagnetic storm) είναι μια παροδική διαταραχή της μαγνητόσφαιρας της Γης η οποία διαρκεί από μερικές ώρες έως και μερικές μέρες. Αναγκαία συνθήκη εμφάνισης μαγνητικών καταιγίδων

είναι η διαμόρφωση του ηλιακού ανέμου με τέτοιον τρόπο ώστε η κατακόρυφη (z) συνιστώσα του μαγνητικού του πεδίου να έχει νότιο προσανατολισμό για παρατεταμένο χρονικό διάστημα (πολλές ώρες), γεγονός που ευνοεί τη μαγνητική επανασύνδεση στην προσήλια μαγνητόπαυση (βλ. ενότητα 6.6). Η διαδικασία αυτή μεταφέρει μαγνητική ενέργεια στη μαγνητόσφαιρα. Η συχνότητα των γεωμαγνητικών καταιγίδων αυξάνεται και μειώνεται ανάλογα με τη φάση του ηλιακού κύκλου. Η ένταση μιας μαγνητικής καταιγίδας εκτιμάται μέσω γεωμαγνητικών δεικτών (geomagnetic indices), οι οποίοι υπολογίζονται από τις διακυμάνσεις του μαγνητικού πεδίου της Γης, όπως αυτές μετρώνται από επίγειους σταθμούς μαγνητόμετρων. Ένας από τους πιο χαρακτηριστικούς δείκτες για την εκτίμηση μιας μαγνητικής καταιγίδας είναι ο δείκτης Dst (Disturbance Storm Time index). Με βάση τη χρονική εξέλιξη του δείκτη Dst, μια καταιγίδα χωρίζεται σε τρεις φάσεις (σχήμα 8.3):



Σχήμα 8.3: Χαρακτηριστικό παράδειγμα εξέλιξης του δείκτη Dst για μια απομονωμένη γεωμαγνητική καταιγίδα και ο διαχωρισμός των φάσεών της.

1. ***Αιφνίδια έναρξη καταιγίδας ή αρχική φάση (storm sudden commencement)***

   Κατά την πρώτη φάση, και λόγω της μαγνητικής επανασύνδεσης που λαμβάνει χώρα στην προσήλια μαγνητόπαυση, ενισχύεται το ρεύμα της μαγνητόπαυσης που επιφέρει αύξηση της οριζόντιας συνιστώσας του γεωμαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης, η οποία αποτυπώνεται και ως αύξηση της τιμής του δείκτη Dst. Παράλληλα, και λόγω της επανασύνδεσης, καταλήγουμε στη δημιουργία υποκαταιγίδων οι οποίες εγχέουν φορτισμένα σωματίδια στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, αλλά και έγχυση βαρύτερων σωματιδίων (π.χ. οξυγόνου) από την ιονόσφαιρα της Γης (pick-up ions).

2. ***Κύρια φάση (main phase)***

   Με την έναρξη της έγχυσης σωματιδίων ξεκινάει και η κύρια φάση της καταιγίδας. Τα σωματίδια (θετικά ιόντα και ηλεκτρόνια) που εγχέονται στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα θα ενισχύσουν το δακτυλιοειδές ρεύμα. Όσο μεγαλύτερη η ενέργεια των σωματιδίων τόσο μεγαλύτερη θα είναι και η ενίσχυση του ρεύματος του οποίου το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο θα δημιουργήσει μείωση της οριζόντιας συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του πλανήτη. Αυτή η μείωση της οριζόντιας συνιστώσας απεικονίζεται και ως μείωση του δείκτη Dst. Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται όσο διαρκεί και η επανασύνδεση στην προσήλια μαγνητόπαυση και η διαρκής έγχυση σωματιδίων μειώνει ολοένα και περισσότερο τον δείκτη Dst. Το τέλος της κύριας φάσης συμπίπτει με το τέλος της διαδικασίας της έγχυσης σωματιδίων, που συμπίπτει με την ελάχιστη τιμή της οριζόντιας συνιστώσας και άρα και του Dst. Αυτή η ελάχιστη τιμή είναι μια ποιοτική προσέγγιση της ενέργειας που έχει αποθηκευτεί στο σύστημα και χρησιμοποιείται ως κλίμακα για τον χαρακτηρισμό της έντασης μιας γεωμαγνητικής καταιγίδας.

3. ***Φάση ανάκαμψης (recovery phase)***

   Με το τέλος της επανασύνδεσης και της διαδικασίας της έγχυσης σωματιδίων, το δακτυλιοειδές ρεύμα θα αρχίσει να επανέρχεται στην κατάσταση που βρισκόταν πριν την έναρξη της καταιγίδας. Αυτή είναι και η έναρξη της φάσης ανάκαμψης, η οποία -ανάλογα και με την ένταση της καταιγίδας- μπορεί να διαρκέσει έως και αρκετές μέρες. Η διαδικασία αυτή είναι συνήθως αργή, διότι για την επαναφορά του δαχτυλιοειδούς ρεύματος είναι απαραίτητη η αφαίρεση των υψηλής ενέργειας σωματιδίων τα οποία εισήχθησαν λόγω των υποκαταιγίδων. Αυτή η σταδιακή αφαίρεση (αποδόμηση) του δακτυλιοειδούς ρεύματος αποτυπώνεται και ως ανάκαμψη του Dst. Στο παρελθόν, ο μηχανισμός που θεωρούνταν κυρίως υπεύθυνος γι' αυτή την αποδόμηση ήταν η ανταλλαγή φορτίου μεταξύ των ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος και του ψυχρού ουδέτερου υδρογόνου της εξώσφαιρας. Αυτό αμφισβητήθηκε στα τέλη της δεκαετίας του '90 λόγω της προσπάθειας να ερμηνευτεί το φαινόμενο της διπλής ανάκαμψης (αναλυτικά στην ενότητα 8.2).

Όπως και με τις υποκαταιγίδες, έτσι και με τις καταιγίδες, η παραπάνω περιγραφή αντιστοιχεί σε μια ιδανική και απομονωμένη καταιγίδα. Στην πραγματικότητα η εξέλιξη του δείκτη Dst μπορεί να είναι πιο πολύπλοκη, αφού σε γεωμαγνητικά ενεργές περιόδους (π.χ. ηλιακό μέγιστο) η αλληλεπικάλυψη καταιγίδων είναι ένα συχνό φαινόμενο. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η ελάχιστη τιμή που λαμβάνει ο δείκτης Dst κατά τη διάρκεια της κύριας φάσης είναι που καθορίζει και την ισχύ της καταιγίδας. Μια γενική κατηγοριοποίηση της ισχύος των μαγνητικών καταιγίδων έχει δοθεί από τον Gonzalez[2], ο οποίος, βασιζόμενος σε στατιστική μελέτη του Dst χώρισε τις καταιγίδες σε 3 κατηγορίες: α) ασθενούς ισχύος για $-50 < Dst_{min} < -30$ nT, σε μεσαίας ισχύος για $-100 < Dst_{min} < -50$ nT και μεγάλης ισχύος για $Dst_{min} < -100$ nT.

8.1.4 Μακροχρόνιες μεταβολές της γεωμαγνητικής δραστηριότητας

8.1.4.1 Εξάρτηση της γεωμαγνητικής δραστηριότητας από παραμέτρους του ηλιακού ανέμου

Ενώ ο ηλιακός άνεμος διαμορφώνεται από τις διακυμάνσεις της ηλιακής δραστηριότητας, η αλληλεπίδρασή του με τη γήινη μαγνητόσφαιρα εισάγει τον όρο της «Γεωηλιακής σύζευξης» (Solar-Terrestrial coupling). Η γεωμαγνητική δραστηριότητα προκύπτει κυρίως από δύο ηλιακές πηγές. Η πρώτη πηγή σχετίζεται με παροδικά φαινόμενα, όπως οι εκλάμψεις και οι εκτινάξεις στεμματικής μάζας (CMEs) και ακολουθεί τον ηλιακό κύκλο, ενώ η δεύτερη σχετίζεται με επαναλαμβανόμενα φαινόμενα (υψηλής ταχύτητας ροές που συνοδεύουν τις περιοχές αλληλεπίδρασης) και τείνει να κορυφώνεται στην καθοδική φάση του κύκλου. Πρώτη η Feynman, το 1982 [3], έδειξε ότι οι ετήσιες τιμές του γεωμαγνητικού δείκτη aa αποτελούνται από δύο συνιστώσες, μία που ακολουθεί τον ενδεκαετή ηλιακό κύκλο και οφείλεται σε εκρηκτικά φαινόμενα (π.χ. ICMEs), και μία που οφείλεται στα γρήγορα ρεύματα του ηλιακού ανέμου και παρουσιάζει μέγιστο στην καθοδική φάση, ενώ συσχετίζεται και με την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου. Η Feynman, βέβαια, υπέθεσε μια γραμμική σχέση ανάμεσα στον δείκτη aa και τις παραμέτρους του ηλιακού ανέμου, κάτι που φυσικά είναι μακριά από την πραγματικότητα. Πρόσφατα οι Katsavrias et al. [4], μελετώντας τον ηλιακό κύκλο 23, έδειξαν ότι η παραπάνω εξάρτηση ισχύει μόνο για μια συγκεκριμένη περιοδική συνιστώσα που συνδέεται με την ηλιακή περιστροφή (~27 ημέρες). Αυτό το αποτέλεσμα αποδόθηκε στην ασυνήθιστη εξέλιξη του 23ου ηλιακού κύκλου, όπου υπήρχε ισχυρή έκτακτη δραστηριότητα (CMEs) κατά τη διάρκεια της καθοδικής φάσης του κύκλου, αποδεικνύοντας τον μη γραμμικό χαρακτήρα της γεωηλιακής σύζευξης.

Ήδη από τη δεκαετία του 1960 και με τις πρώτες επιτόπιες μετρήσεις των διαφόρων παραμέτρων του ηλιακού ανέμου (ταχύτητα, μαγνητικό πεδίο κτλ), έγινε σαφές ότι η σύζευξη Ήλιου-Γης είναι ηλεκτρομαγνητικού χαρακτήρα. Μετά τη θεωρία του Dungey για τον κύκλο της γεωμαγνητικής δραστηριότητας (βλ. επίσης ενότητα 7.3.4), βρέθηκε ισχυρή συσχέτιση μεταξύ της τιμής της κατακόρυφης συνιστώσας του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου και των ήρεμων/ενεργών γεωμαγνητικών περιόδων. Όπως αποδείχθηκε, η γεωμαγνητική δραστηριότητα (όπως αυτή αποτυπώνεται στους γεωμαγνητικούς δείκτες) είναι κυρίως ήρεμη για Bz<0 και κυρίως διαταραγμένη για Bz>0. Παράλληλα, αρκετές μελέτες έδειξαν σημαντική συσχέτιση γεωμαγνητικής

δραστηριότητας με την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, παρόλο που η τελευταία παρουσιάζει σημαντικά μικρότερη διακύμανση.

Μέσα στην επόμενη δεκαετία του 1970, πρώτοι οι Burton, McPherron και Russell [5] έδειξαν ότι η μαγνητόσφαιρα δρα ως ανορθωτής μισού κύματος (half-wave rectifier), που αποκρίνεται εύκολα στο Bz<0 και πολύ δύσκολα στο Bz>0, ενώ πρότειναν ότι η ποσότητα $V_{SW} \cdot B_S$ είναι ο καταλληλότερος δείκτης για να περιγράψει τη γεωηλιακή σύζευξη. Ως B_S ορίζεται η απόλυτη τιμή του Bz, αφού όλες οι θετικές του τιμές έχουν αντικατασταθεί με μηδέν. Ουσιαστικά, η παράμετρος σύξευξης (coupling parameter ή coupling function) των Burton, McPherron και Russell περιέγραφε το αζιμουθιακό ηλεκτρικό πεδίο του ηλιακού ανέμου[1], το οποίο είναι ανάλογο του ρυθμού της μαγνητικής επανασύνδεσης και άρα αναμένεται να συσχετίζεται με τη γεωμαγνητική δραστηριότητα. Παράλληλα με το half-wave rectifier, βρέθηκε ότι η γεωμαγνητική δραστηριότητα (όπως μετράται από τους δείκτες Kp, Ap και AE) σχετίζεται και με την ποσότητα $V_{SW}^2 \cdot B_S$.

Μια διαφορετική παράμετρος σύζευξης παρουσιάστηκε λίγο αργότερα από τους Perreault και Akasofu [6], οι οποίοι μελέτησαν τη γεωηλιακή σύζευξη με βάση τον ρυθμό εισροής ενέργειας στη μαγνητόσφαιρα. Η σχέση των Perreault και Akasofu όριζε την παράμετρο έψιλον, η οποία δίνεται από τη σχέση $\epsilon = V_{SW} \cdot B^2 \cdot sin^4(\theta_c/2)$, όπου $\theta_c = arctan(|By|/Bz)$ η clock angle του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Αυτή η παράμετρος σύζευξης αποδείχθηκε ότι εμφανίζει καλύτερη συσχέτιση με τον δείκτη AE (υποκαταιγίδες) σε σχέση με το half-wave rectifier.

Πίνακας 8.1: Περιγραφή των κυριότερων παραμέτρων σύζευξης. Πηγή: Katsavrias et al. 2021 [7].

Όνομα	Μαθηματικός τύπος	Περιγραφή	Πηγή
Half–Wave Rectifier	$HWR = V_{SW} \cdot B_S$	Αντιστοιχεί στον ρυθμό της ημερήσιας επανασύνδεσης	Burton et al. 1975 [5]
Epsilon parameter	$\epsilon = V_{SW} \cdot B^2 \cdot sin^4 \frac{\theta_c}{2}$	Περιγράφει τη ροή Poynting στην ημερήσια μαγνητόπαυση	Akasofu 1981 [6]
Wygant's function	$E_{WAV} = V_{SW} \cdot B_{TAN} \cdot sin^4 \frac{\theta_c}{2}$	Παρόμοιο με το Epsilon	Wygant et al. 1983 [8]
Kan and Lee's function	$E_{KL} = V_{SW} \cdot B_{TAN} \cdot sin^2 \frac{\theta_c}{2}$	Παρόμοιο με το Epsilon	Kan and Lee 1979[9]
Newell's function	$\frac{d\phi}{dt} = V_{SW}^{4/3} \cdot B_{TAN}^{2/3} \cdot sin^{8/3} \frac{\theta_c}{2}$	Ανάλογο του ρυθμού της μαγνητικής ροής που περνά από την ημερήσια μαγνητόπαυση	Newell et al. 2007 [10]

Το 2007, οι Newell et al. [10] εισήγαγαν μια νέα παράμετρο σύζευξης, που βασιζόταν στον ρυθμό της μαγνητικής ροής που περνά από την ημερήσια μαγνητόπαυση (βλ. επίσης πίνακα 8.1), για την οποία έδειξαν ότι παρουσιάζει την καλύτερη συσχέτιση με όλους τους γεωμαγνητικούς δείκτες, σε σχέση με τις υπόλοιπες παραμέτρους σύζευξης.

Παρ' όλα αυτά, η συσχέτιση των παραπάνω παραμέτρων με τους γεωμαγνητικούς δείκτες βασιζόταν σε γραμμικούς συντελεστές συσχέτισης, οι οποίοι δεν μπορούν να περιγράψουν τις διαφορετικές χρονικές κλίμακες της γεωηλιακής σύζευξης. Πρόσφατα, οι Andriyas et al. [11], σε μια προσπάθεια να συνδέσουν τις οιονεί-περιοδικές διακυμάνσεις που παρουσιάζονται από τη γεωμαγνητική δραστηριότητα με τις παραμέτρους του ηλιακού ανέμου, χρησιμοποίησαν φασματική ανάλυση κυματιδίων (wavelet) για να μελετήσουν τη σχέση μεταξύ δέκα παραμέτρων σύζευξης με τους γεωμαγνητικούς δείκτες Dst και AL. Οι συγγραφείς ανέφεραν ότι καμία μεμονωμένη συνάρτηση σύζευξης δεν μπορούσε να εξηγήσει τις διακυμάνσεις στους γεωμαγνητικούς δείκτες σε όλες τις χρονικές κλίμακες. Για παράδειγμα, κλίμακες γύρω από την περιοδικότητα των 27 ημε-

[1]Για την ακρίβεια το αζιμουθιακό ηλεκτρικό πεδίο του ηλιακού ανέμου δίνεται από τη σχέση $Ey = -Vx \cdot Bz$ αλλά δεδομένου του ότι η ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας είναι και η κυριάρχη συνιστώσα, η παράμετρος σύζευξης των Burton, McPherron και Russell περιγράφει απλώς το μισό αζιμουθιακό ηλεκτρικό πεδίο, δηλαδή για Bz<0.

ρών στον δείκτη Dst συσχετιζόταν καλύτερα με την παράμετρο Newell, ενώ οι αντίστοιχες κλίμακες κοντά στις 182, 385 και 648 ημέρες συσχετιζόταν καλύτερα με την παράμετρο του Newell και του Wygant, οδηγώντας στο συμπέρασμα ότι η συσχέτιση μεταξύ παραμέτρων σύζευξης και γεωμαγνητικών δεικτών ποικίλλει ανάλογα με τις υπό εξέταση χρονικές κλίμακες αλλά και τον εν λόγω ηλιακό κύκλο.

8.1.4.2 Μακροχρόνια περιοδική συμπεριφορά των γεωμαγνητικών δεικτών

Η μελέτη της μακροχρόνιας περιοδικής συμπεριφοράς της γεωμαγνητικής δραστηριότητας αποτελεί ένα σημαντικό θέμα έρευνας αρκετών ετών. Μετά την αρχική εργασία του Bartels[12], που συζητούσε τη χρονική διακύμανση των γεωμαγνητικών δεικτών Kp και Ap κατά την περίοδο 1932-1961, ποικίλες περιοδικότητες έχουν ανακαλυφθεί.

Η περιοδικότητα ~27 ημερών, που συνδέεται με την ηλιακή περιστροφή, έχει εντοπιστεί σε όλους τους γεωμαγνητικούς δείκτες [13], ενώ η δεύτερη και η πρώτη αρμονική (~9 και ~13,5 ημέρες) της έχουν επίσης ανιχνευθεί και συσχετίστηκαν με την παρουσία δύο ροών υψηλής ταχύτητας ανά ηλιακή περιστροφή στην απόσταση της 1 AU.

Εποχικές διακυμάνσεις ~273 ημερών στον δείκτη Ap [14] έχουν ερμηνευτεί ως παγιδευμένα κύματα τύπου Rossby στον ηλιακό ισημερινό που διαδίδονται μέσω του ηλιακού ανέμου και συνδέονται με την περιοδικότητα τύπου Rieger (βλ. επίσης ενότητα 6.4.6).

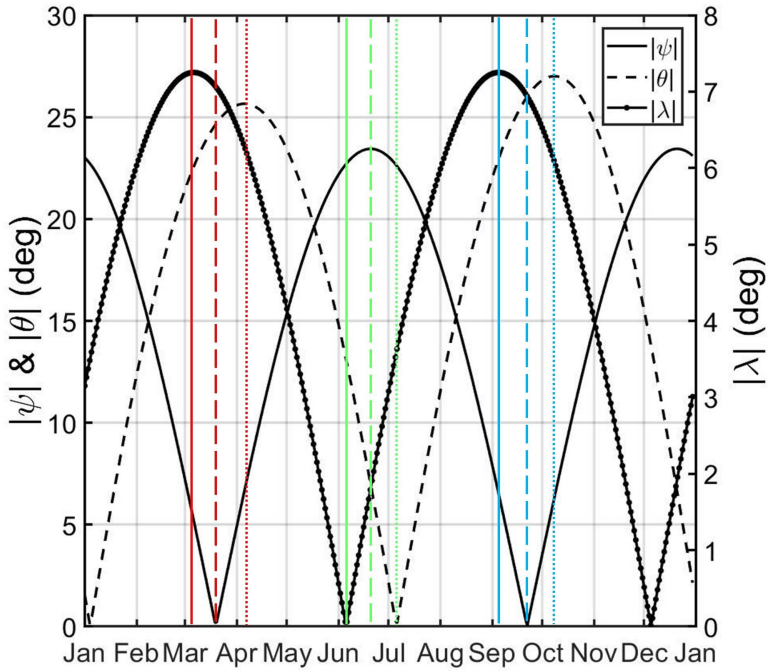
Οι οιονεί διετείς ταλαντώσεις (QBO) έχουν επίσης ανιχνευτεί στους πλανητικούς δείκτες Ap και Kp. Αυτές οι περιοδικότητες, αντίθετα από την εμφάνισή τους στις παραμέτρους του ηλιακού ανέμου, παρουσιάζονται ως κορυφές στα 1.3-1.4 έτη κατά τη διάρκεια άρτιων ηλιακών κύκλων και ως κορυφές στα 1.5-1.7 έτη κατά τη διάρκεια των περιττών. Αυτή η συμπεριφορά αποδόθηκε στην υπέρθεση των δύο μηχανισμών δυναμό [15], που λειτουργούν στον Ήλιο (βλ. επίσης ενότητα 6.4.6). Πρόσφατα, οι Ou et al. [16] εξέτασαν τις χρονικές παραγώγους δεύτερης τάξης που προέρχονται από τους μηνιαίους μέσους όρους των συνιστωσών πεδίου X, Y και Z, που καταγράφηκαν από το παγκόσμιο δίκτυο επίγειων παρατηρητηρίων μεταξύ 1985-2010. Έχοντας φιλτράρει συνιστώσες πολύ υψηλής και πολύ χαμηλής συχνότητας (λόγω της χρήσης του μηνιαίου μέσου όρου και της παραγώγου της χρονοσειράς, αντίστοιχα), προσδιόρισαν πέντε κύριες περιόδους στα 1.3, 1.7, 2.2, 2.9 και 5 έτη. Οι συγγραφείς πρότειναν ότι, παρόλο που οι QBO στο γεωμαγνητικό πεδίο παράγονται από μια κοινή πηγή (πολύ υψηλή συσχέτιση μεταξύ των γεωμαγνητικών QBO και των QBO στην ταχύτητα και τη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου), τα χαρακτηριστικά τους έδειχναν ότι προέρχονται κυρίως από τα διάφορα συστήματα ρευμάτων που σχετίζονται με τη διαδικασία σύζευξης ηλιακού ανέμου-μαγνητόσφαιρας-ιονόσφαιρας.

Μια από τις σημαντικότερες περιοδικότητες που εμφανίζονται στη γεωμαγνητική δραστηριότητα είναι η εξάμηνη περιοδικότητα (semi-annual variation ή SAV). Η SAV έχει ανιχνευτεί στις χρονοσειρές του γεωμαγνητικού δείκτη Dst και, με μικρότερη ισχύ, στους πλανητικούς δείκτες Kp και Ap, αλλά όχι στους σελαϊκούς δείκτες (AE και AL). Εξαρχής ήταν γνωστό ότι η συγκεκριμένη περιοδικότητα δεν οφείλεται στον ηλιακό άνεμο κι έτσι είχαν προταθεί τρεις μηχανισμοί για την εμφάνισή της:

1. Το αξονικό φαινόμενο ή axial effect [19], που αντιστοιχεί στη μεταβολή της θέσης της Γης σε ηλιογραφικό πλάτος (λ), το οποίο προκαλεί μια μεταβαλλόμενη έκθεση της μαγνητόσφαιρας σε γρήγορα ρεύματα ηλιακού ανέμου, τα οποία προέρχονται από τις στεμματικές οπές.

2. Το φαινόμενο των ισημεριών ή equinoctial effect [20], δηλαδή η μεταβαλλόμενη γωνία του διπόλου της Γης (ψ) ως προς τη νοητή γραμμή Γης-Ήλιου (και κατά συνέπεια ως προς τον ηλιακό άνεμο), η οποία είναι 90^o κατά τη διάρκεια των ισημεριών και ευνοεί τη μαγνητική επανασύνδεση.

3. Το φαινόμενο Russell–McPherron ή RM effect [21], μια επίδραση που οφείλεται στο ότι η μαγνητόσφαιρα «αντιλαμβάνεται» μεγαλύτερη συνιστώσα z του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου κοντά στις ισημερίες, κάτι το οποίο προκύπτει από την κλίση του άξονα του διπόλου ως προς το ηλιογραφικό ισημερινό επίπεδο (θ).



Σχήμα 8.4: Ετήσια προφίλ της απόλυτης τιμής της γωνίας που διέπει το axial (μαύρα σημεία), το equinoctial (μαύρη γραμμή) και το Russell–McPherron effect (μαύρη διακεκομμένη γραμμή). Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στα προβλεπόμενα μέγιστα [17] των ισημεριών (κόκκινο και μπλε) και το ελάχιστο του θερινού ηλιοστασίου (πράσινο). Πηγή: Katsavrias et al. 2021 [18].

Η ετήσια εξέλιξη των τριών γωνιών που ορίζουν τους παραπάνω μηχανισμούς φαίνεται στο σχήμα 8.4. Πρόσφατες μελέτες έχουν υποδείξει ότι η εμφάνιση της SAV στους πλανητικούς δείκτες aa, Kp και Ap προκαλείται από το equinoctial effect [17]. Στην περίπτωση του δείκτη Dst, αν και το Russell–McPherron effect παρουσιάζει τη μεγαλύτερη συσχέτιση, έχει υποδειχθεί ότι μπορεί να δικαιολογήσει μόνο περίπου το 50% της εξάμηνης μεταβλητότητας του δείκτη [22].

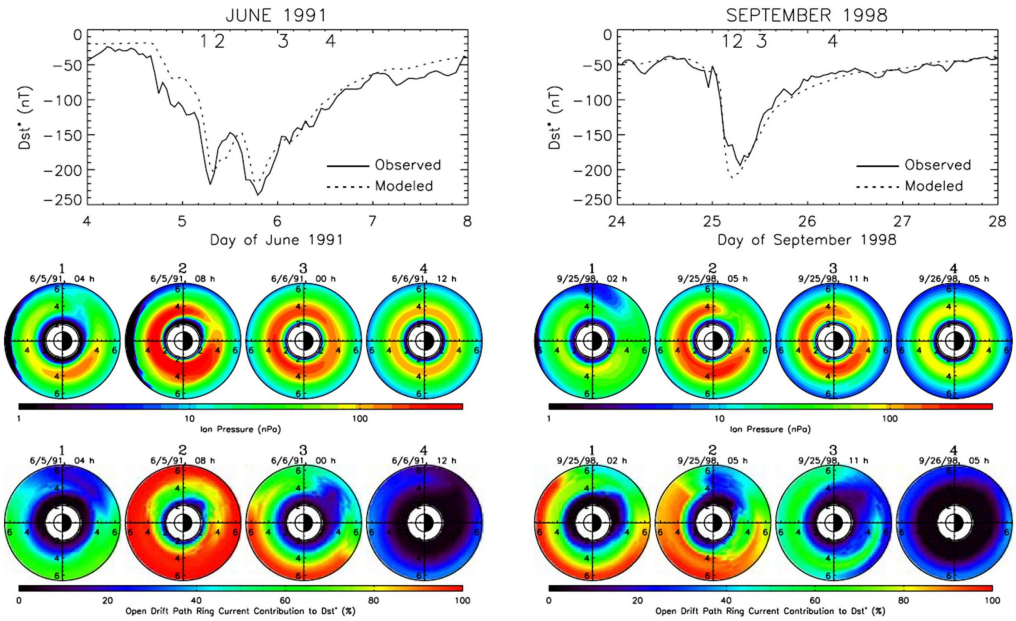
8.2 Δυναμική εξέλιξη των ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 7.5.2, το δακτυλιοειδές ρεύμα χαρακτηρίζεται από υψηλή πίεση πλάσματος (ενεργειακή πυκνότητα), η οποία διαμορφώνεται κυρίως χάρη στα ιόντα μεσαίου ενεργειακού εύρους (μέγιστο της ενεργειακής κατανομής στα 50-100 keV), παρότι υπάρχει συνεισφορά και από ηλεκτρόνια ή ιόντα σε υψηλότερες ενέργειες.

Κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικά ήρεμων περιόδων, η πίεση του πλάσματος είναι κατά μέσο όρο συμμετρική. Ωστόσο, κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικά ενεργών περιόδων η πίεση του πλάσματος παρουσιάζει ασυμμετρία, με την πίεση των πρωτονίων να είναι μεγαλύτερη για τοπικούς χρόνους $18 < MLT < 24$, δηλαδή περιοχές έγχυσης σωματιδίων λόγω υποκαταιγίδων. Η ασυμμετρία σχετίζεται και με τη φάση της καταιγίδας, αφού κατά την κύρια φάση η πίεση των πρωτονίων είναι αυξημένη στη νυχτερινή πλευρά και μειωμένη στην ημερήσια, ενώ κατά τη φάση ανάκαμψης συμβαίνει το αντίθετο. Αυτή η ασυμμετρία οφείλεται στα ανοιχτά κελύφη ολίσθησης (open drift paths), όπου τα σωματίδια χάνονται στην ημερήσια μαγνητόπαυση. Το σχήμα 8.5 απεικονίζει αυτή ακριβώς τη διαδικασία κατά τη διάρκεια δύο έντονων καταιγίδων. Κατά τη διάρκεια της κύριας φάσης και της αρχής της φάσης ανάκαμψης, το ηλεκτρικό πεδίο μεταφοράς είναι ισχυρό και η διαμόρφωση του μαγνητοσφαιρικού πεδίου επιτρέπει στην πλειονότητα των ιόντων να κινούνται κατά μήκος ανοιχτών drift paths προς την ημερήσια μαγνητόπαυση. Καθώς εξασθενεί το ηλεκτρικό πεδίο μεταφοράς όσο προχωράμε προς το κύριο μέρος της φάσης ανάκαμψης, η πλειονότητα των ιόντων παγιδεύεται σε κλειστά μαγνητοκελύφη. Πιο συγκεκριμένα, κατά τη διάρκεια της κύριας φάσης της καταιγίδας έως και το 90%

της προσομοίωσης του Dst μπορεί να οφείλεται σε ιόντα σε ανοιχτά drift paths, ενώ κατά τη φάση ανάκαμψης το ποσοστό αυτό πέφτει σε λιγότερο από 10%.

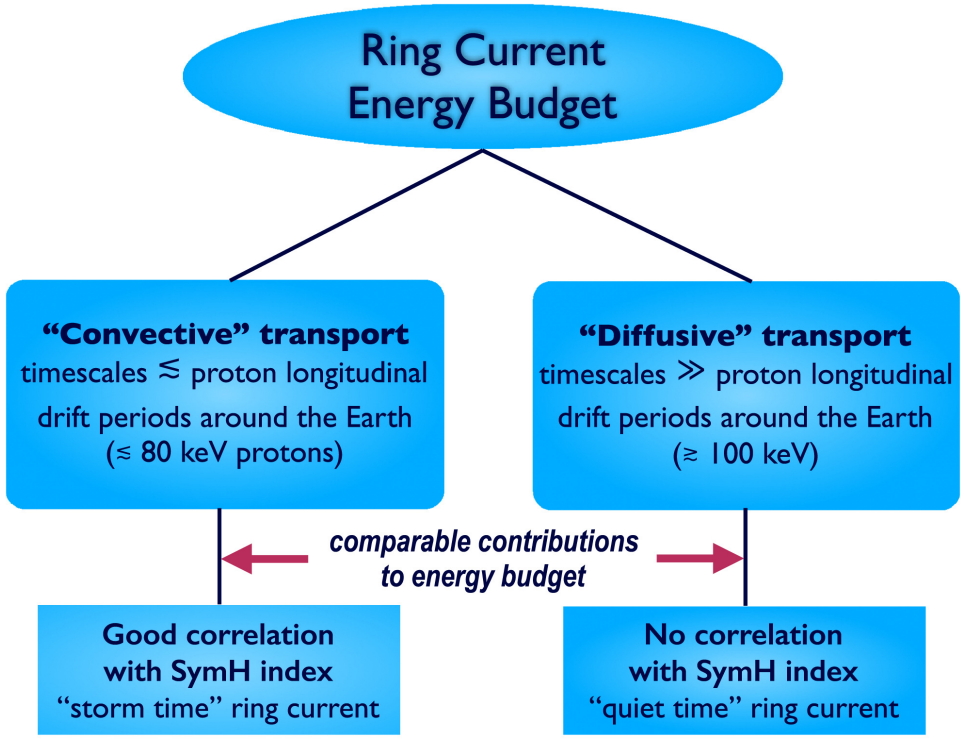
Επιπλέον, η παρατηρούμενη ασυμμετρία μπορεί να οφείλεται και στους μηχανισμούς απώλειας λόγω ανταλλαγής φορτίου [23, 24]. Επειδή οι απώλειες ανταλλαγής φορτίου εξαρτώνται από το είδος και την ενέργεια των σωματιδίων, η ασυμμετρία μπορεί να είναι διαφορετική για διαφορετικά είδη ιόντων.



Σχήμα 8.5: Συγκριτικά γραφήματα για τα επεισόδια του Ιουνίου 1991 (αριστερά διαγράμματα) και Σεπτεμβρίου 1998 (δεξιά διαγράμματα). Από πάνω προς τα κάτω φαίνονται ο δείκτης Dst (μαζί τον προσομοιωμένο Dst χρησιμοποιώντας της σχέση Dessler-Parker-Sckopke), η ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος και το ποσοστό της ενέργειάς του που οφείλεται σε ανοιχτά κελύφη ολίσθησης ως συνάρτηση της ακτινικής απόστασης και του MLT. Πηγή: Daglis and Kamide, 2003 [25].

Η πυκνότητα ενέργειας του δακτυλιοειδούς ρεύματος (τουλάχιστον εσωτερικά της γεωσύγχρονης τροχιάς) έχει συνεισφορά από δύο μηχανισμούς [26]. Οι συνεισφορές αυτές είναι συγκρίσιμες, αλλά λειτουργούν σε διαφορετικές χρονικές κλίμακες (σχήμα 8.6). Κατά την έναρξη μιας γεωμαγνητικής διαταραχής (κύρια φάση της καταιγίδας), υπάρχει μεταφορά πρωτονίων χαμηλής ενέργειας ($< 80keV$), που οδηγούνται από το convection ηλεκτρικό πεδίο. Αντίθετα, κατά τη διάρκεια εξέλιξης της καταιγίδας (φάση ανάκαμψης), το ενεργειακό περιεχόμενο αποδίδεται σε πρωτόνια υψηλότερης ενέργειας ($> 100keV$) που επιταχύνθηκαν αρχικά λόγω των αδιαβατικών μεταβολών στο μαγνητικό πεδίο και αργότερα μεταφέρθηκαν στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα λόγω ακτινικής διάχυσης.

Τα διαφορετικά διαπλανητικά φαινόμενα επιφέρουν, επίσης, σημαντικές διαφορές στη δυναμική του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Τα διαφορετικά χαρακτηριστικά ανάμεσα σε ICMEs και SIRs προκαλούν διαφορετική απόκριση των ιόντων, αφού επηρεάζουν διαφορετικά το ηλεκτρικό πεδίο μεταφοράς (convection electric field), την πυκνότητα και τα χαρακτηριστικά του φύλλου πλάσματος, καθώς και τη δυναμική των υποκαταιγίδων [27]. Οι Borovsky και Denton [28], πραγματοποιώντας μια εκτενή στατιστική μεταξύ επεισοδίων που προκλήθηκαν από ICMEs και SIRs, έδειξαν ότι τα τελευταία προκαλούν συστηματικά μεγαλύτερες θερμοκρασίες στο φύλλο πλάσματος, ενώ οι ICMEs προκαλούν μεγαλύτερες τιμές της πυκνότητας και του λόγου πυκνοτήτων O^+/H^+. Αργότερα, οι Mouikis et al. [29] έδειξαν ότι η πιο σημαντική διαφορά, ανάμεσα σε διαταραχές που προκαλούνται από τα δύο διαπλανητικά φαινόμενα, στην κύρια φάση (και την έναρξη της φάσης επαναφοράς) είναι η συμβολή της πίεσης των O^+ με E <55 keV. Οι ICMEs έχουν, κατά μέσο όρο, μεγαλύτερη ενίσχυση του O^+ στο φύλλο πλάσματος, ενώ και το ηλεκτρικό πεδίο μεταφοράς είναι επίσης ισχυρότερο οδηγώντας τα ιόντα σε χαμηλότερα μαγνητοκελύφη.



Σχήμα 8.6: Σχηματικό διάγραμμα που δείχνει τη συνεισφορά από τους δύο πληθυσμούς στην ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Πηγή: Gkioulidou et al. 2016 [26].

8.2.1 Πηγές και επιτάχυνση

Τα σωματίδια (ιόντα) του δακτυλιοειδούς ρεύματος προέρχονται από τον ηλιακό άνεμο και τη γήινη ιονόσφαιρα. Η άμεση πηγή των σωματιδίων του δακτυλιοειδούς ρεύματος είναι το φύλλο πλάσματος, το οποίο τροφοδοτείται τόσο από τον ηλιακό άνεμο όσο και από την ιονόσφαιρα [30]. Μία ακόμη πηγή σωματιδίων του δακτυλιοειδούς ρεύματος πιστεύεται ότι είναι η πλασμόσφαιρα, καθώς οι καταγεγραμμένοι υψηλοί λόγοι O^{++}/O^{+} και He^{+}/He^{++} δεν παρατηρούνται ούτε στον ηλιακό άνεμο ούτε στην ιονόσφαιρα, για το ενεργειακό εύρος των μερικών keV. Εντούτοις, η χαμηλή πυκνότητα των ιόντων O^{++} και He^{+} καθιστά την πλασμόσφαιρα δευτερεύουσα πηγή.

Ένας πολύ σημαντικός παράγοντας για την ενίσχυση του δακτυλιοειδούς ρεύματος και την εξέλιξη μιας γεωμαγνητικής καταιγίδας είναι η πυκνότητα του φύλλου πλάσματος. Στις ισχυρότερες καταιγίδες, η πυκνότητα του φύλλου πλάσματος αυξάνεται σε αποστάσεις της τάξεως της γεωσύγχρονης τροχιάς. Στις εξαιρετικά ισχυρές καταιγίδες, η πυκνότητα του φύλλου πλάσματος εμφανίζει μέγιστο κατά μέσο όρον 9 ώρες πριν το ελάχιστο του δείκτη Dst, καθώς και γύρω από αυτό. Επίσης, κατά μέσο όρο η πυκνότητα του φύλλου πλάσματος παρουσιάζει αρκετά καλή συσχέτιση με την πυκνότητα του ηλιακού ανέμου, καθώς και από τον προσανατολισμό του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου (πιο πυκνό όταν το Bz είναι θετικό).

Η παρουσία ιόντων O^{+}, που προέρχονται από τη γήινη ιονόσφαιρα, παρουσιάζει τρεις διακριτές χρονικές κλίμακες: της τάξεως των δεκάδων λεπτών, της τάξεως των μερικών ημερών και της τάξεως των μερικών ετών [31]. Στη μικρότερη χρονική κλίμακα, η μεταβολή της πυκνότητας των ιόντων O^{+} σχετίζεται με τη φάση εκτόνωσης των υποκαταιγίδων και αποδίδεται σε μια ραγδαία παροχή ιόντων O^{+} από την ιονόσφαιρα ή σε μια επιτάχυνση τοπικού χαρακτήρα που οδηγεί σε αύξηση της ενέργειας των προϋπάρχοντων ιόντων. Σύμφωνα με παρατηρησιακά δεδομένα, κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικών καταιγίδων, η εκροή των ιόντων O^{+} ξεκινά στην κορυφή της ιονόσφαιρας εντός μερικών λεπτών μετά την εκδήλωση μιας υποκαταιγίδας και κατ' επέκταση τα ιόντα O^{+} αυξάνονται στο κοντινό φύλλο πλάσματος σε μία χρονική κλίμακα της τάξεως της ~1 ώρας. Οι μεταβολές στη μεσαία χρονική κλίμακα σχετίζονται με την εκδήλωση γεωμαγνητικών καταιγίδων, κατά τη διάρκεια των οποίων η παρουσία των ιόντων O^{+} στο δακτυλιοειδές ρεύμα ενισχύεται. Ενίσχυση

της συγκέντρωσης των ιόντων O^+ παρατηρείται επίσης και στο φύλλο πλάσματος, γεγονός το οποίο αποδίδεται στην ενίσχυση των διαφορών δυναμικού που εξάγουν το οξυγόνο από τη γήινη ιονόσφαιρα. Τέλος, οι μεταβολές της χρονικής κλίμακας μερικών ετών σχετίζονται με τον ηλιακό κύκλο, εφόσον γύρω από το ηλιακό μέγιστο, η ύλη της ιονόσφαιρας είναι ιονισμένη κατά μεγαλύτερο βαθμό και επιπλέον, γύρω από το ηλιακό μέγιστο, εκδηλώνονται κατά κανόνα ισχυρότερες καταιγίδες και υποκαταιγίδες.

Για την αποτελεσματική μεταφορά των ιόντων O^+ από το φύλλο πλάσματος στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, χρειάζεται ισχυρό convection και ένα λεπτό φύλλο πλάσματος, συνθήκες που ευνοούνται κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικών καταιγίδων, όταν οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές «τεντώνονται» περισσότερο με αποτέλεσμα να λεπταίνει το φύλλο πλάσματος.

8.2.2 Απώλειες

Δύο από τους κυρίαρχους μηχανισμούς απώλειας των ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος είναι η ανταλλαγή φορτίου (βλ. επίσης ενότητα 7.5.2) και η αλληλεπίδραση με κύματα EMIC. Τα κύματα EMIC, λόγω συντονισμού με τη γυροκίνηση των ιόντων, προκαλούν διάχυση στις γωνίες κλίσης των τελευταίων, με αποτέλεσμα τη σκέδασή τους στον ατμοσφαιρικό κώνο απώλειας (σε μεγάλα μαγνητικά πλάτη, τα κύματα EMIC έχουν συχνότητα συγκρίσιμη με την κυκλοτρονική κίνηση των ιόντων O^+).

Ωστόσο, οι δύο αυτοί μηχανισμοί ενεργούν πολλές φορές ταυτόχρονα. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 8.7, υπάρχουν αρκετές περιπτώσεις -ειδικά κατά τη διάρκεια έντονων καταιγίδων- που ο δείκτης Dst παρουσιάζει δύο στάδια ανάκαμψης: ένα σχετικά γρήγορο και ένα πιο αργό. Αυτά τα δύο στάδια οφείλονται κατά βάση στους μηχανισμούς της ανταλλαγής φορτίου (charge exchange) και της σκέδασης γωνίας κλίσης λόγω αντιδράσεων με κύματα EMIC.



Σχήμα 8.7: Χαρακτηριστικό παράδειγμα εξέλιξης του δείκτη Dst σε δύο στάδια (κάθετες διακεκομμένες γραμμές): μια γρήγορη και απότομη επαναφορά που διαρκεί λίγο περισσότερο από 12 ώρες, και μια αργή επαναφορά που διαρκεί λίγες μέρες.

Ειδικότερα, η two-step ανάκαμψη του δείκτη Dst [32, 33, 34], και κατ' επέκταση η αποδόμηση του δακτυλιοειδούς ρεύματος, κατά τη διάρκεια έντονων καταιγίδων έχει αποδοθεί: 1) σε έναν συνδυασμό σκέδασης γωνίας κλίσης λόγω κυμάτων EMIC και απώλειας λόγω ανοιχτών drift paths κατά την πρώτη φάση (γρήγορη ανάκαμψη του Dst) και 2) σε απώλειες λόγω ανταλλαγής φορτίου κατά την δεύτερη φάση (γρήγορη ανάκαμψη του Dst).

Επιπλέον μηχανισμοί απώλειας των ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος αποτελούν οι αλληλεπιδράσεις Coulomb και η μαγνητοσφαιρική σκίαση. Συγκεκριμένα για τις αλληλεπιδράσεις Coulomb, υπάρχουν δύο μηχανισμοί: ο μηχανισμός Coulomb drag και ο μηχανισμός Coulomb scattering. Ο πρώτος μηχανισμός αφορά τη διαδικασία κατά την οποία τα ιόντα επιβραδύνονται από τις αλληλεπιδράσεις Coulomb με θερμικό πλάσμα, έτσι ώστε η κινητική ενέργεια των ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος να μεταφέρεται στα

θερμά ηλεκτρόνια της πλασμόσφαιρας και την ιονόσφαιρα. Ωστόσο η αλληλεπίδραση Coulomb drag προκαλεί ρυθμούς απώλειας πολύ μικρότερους από τον ρυθμό απώλειας λόγω ανταλλαγής φορτίου για ιόντα με >10 keV. Ο δεύτερος μηχανισμός αφορά στη διαδικασία σκέδασης της γωνίας κλίσης των ιόντων έπειτα από αλληλεπίδρασή τους με θερμικό πλάσμα. Ωστόσο, έχει βρεθεί ότι ο ρυθμός απώλειας των ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος λόγω Coulomb scattering είναι δύο τάξεις μεγέθους μικρότερος από τον ρυθμό απώλειας λόγω Coulomb drag.

8.3 Δυναμική εξέλιξη της εσώτερης ζώνης Van Allen

Αν και τα πρωτόνια στην εσώτερη ζώνη ακτινοβολίας είναι αρκετά σταθερά σε σύγκριση με τον πληθυσμό ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης, μπορούμε να ξεχωρίσουμε δύο χαρακτηριστικά ήδη μεταβολών: τις μακροχρόνιες μεταβολές στην καρδιά της εσώτερης ζώνης και τις βραχυχρόνιες μεταβολές στο εξώτερο όριο της εσώτερης ζώνης.

8.3.1 Μακροχρόνιες μεταβολές στην καρδιά της εσώτερης ζώνης

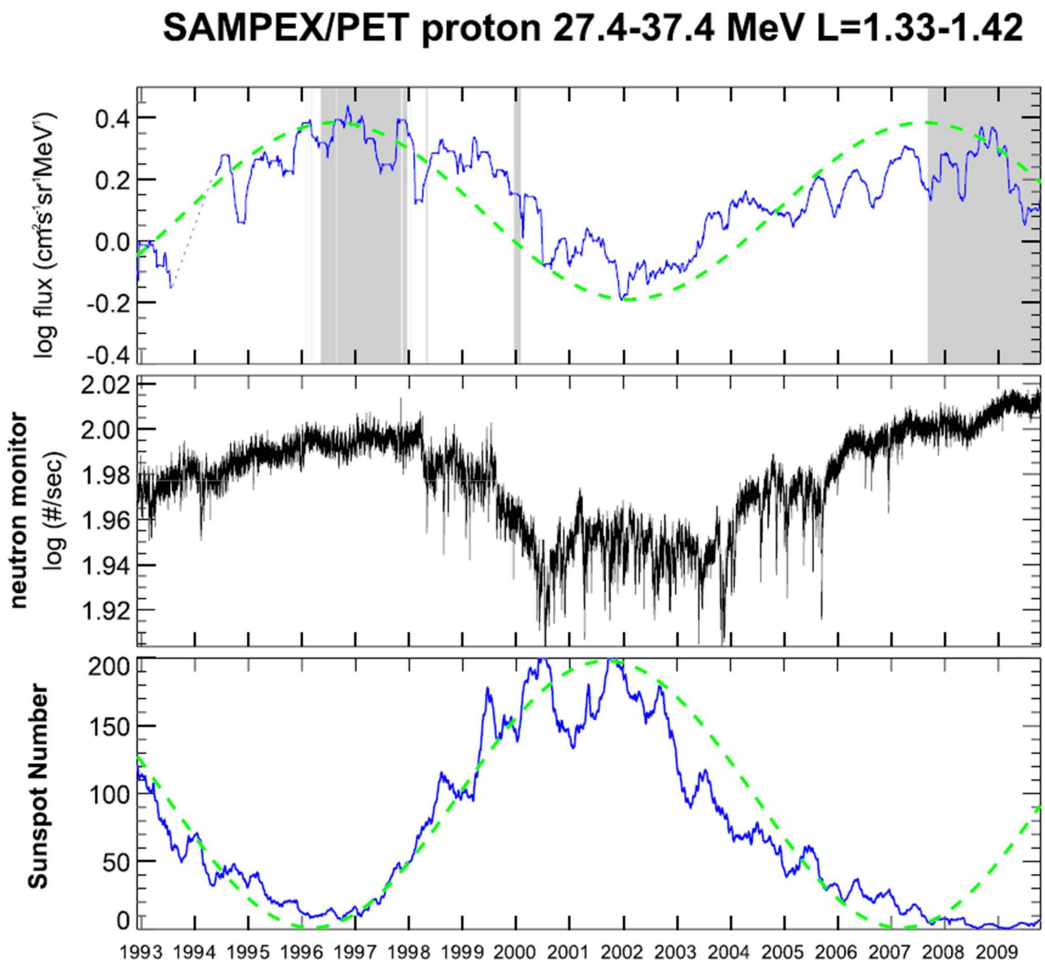
Ήδη από το 2001, είναι γνωστή η αντισυσχέτιση της έντασης ροής των πρωτονίων της εσώτερης ζώνης με την εξέλιξη του ενδεκαετούς ηλιακού κύκλου [35]. Αυτή η αντισυσχέτιση συνδέθηκε εξαρχής με τον μηχανισμό δημιουργίας αυτών των υψηλοενεργειακών πρωτονίων, που, όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 7.5.3, είναι η λευκαύγεια κοσμικών ακτίνων λόγω διάσπασης νετρονίων (CRAND). Εφόσον η ένταση των κοσμικών ακτίνων παρουσιάζει αντισυσχέτιση με τον ενδεκαετή κύκλο (βλ. ενότητα 6.4.5), ήταν απόλυτα λογικό να θεωρηθεί ως πηγή και της αντισυσχέτισης των πρωτονίων. Το σχήμα 8.8 παρουσιάζει τριμηνιαίους μέσους όρους της ροής των πρωτονίων (27.4< E <37.4 MeV στα μαγνητοκελύφη 1.33< L <1.42), του ρυθμού καταμέτρησης κοσμικών ακτίνων από επίγειο σταθμό (L~2.4) και του αριθμού των ηλιακών κηλίδων. Όπως είναι φανερό, η ροή των πρωτονίων παρουσιάζει μια ξεκάθαρη 11ετή περιοδική συμπεριφορά, όμοια με αυτή των κοσμικών ακτίνων και αντίθετη από αυτή των ηλιακών κηλίδων.

Παρ' όλα αυτά, το μέγεθος της διακύμανσης της ροής των πρωτονίων βρέθηκε να είναι πολύ μεγαλύτερο από τη διακύμανση των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων (E>GeV). Πρόσφατες έρευνες [37, 36] έχουν προτείνει ότι εκτός από τις κοσμικές ακτίνες, για τη διαμόρφωση της ενδεκαετούς περιοδικότητας στη ροή πρωτονίων, ευθύνονται επιπρόσθετοι μηχανισμοί απώλειας σχετιζόμενοι με την πυκνότητα της γήινης ιονόσφαιρας. Συγκεκριμένα, η ατμοσφαιρική και η ιονοσφαιρική πυκνότητα αυξάνονται κατά τη διάρκεια του ηλιακού μεγίστου, οδηγώντας σε αυξημένες απώλειες πρωτονίων μέσω κρούσεων. Σε αυτό συνηγορεί και η παρατηρούμενη διαφορά φάσης μεταξύ του αριθμού των ηλιακών κηλίδων και της ροής πρωτονίων (πράσινες διακεκομμένες γραμμές στο σχήμα 8.8), η οποία αντιστοιχεί σε μερικούς μήνες ανάλογα με το ύψος και την ενέργεια των πρωτονίων. Αυτή η διαφορά φάσης μπορεί να γίνει κατανοητή ως χρόνος ζωής των παγιδευμένων πρωτονίων.

8.3.2 Βραχυχρόνιες μεταβολές στο εξώτερο όριο της εσώτερης ζώνης

Επιπλέον, σημαντικές διακυμάνσεις μπορούν να συμβούν στο εξώτερο όριο της εσώτερης ζώνης πέρα από το L~2 σε συνδυασμό με επεισόδια ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων (SEP) και γεωμαγνητικές καταιγίδες. Η ροή των πρωτονίων μερικών δεκάδων MeV σε αυτό το εξώτερο όριο υπόκειται σε ισχυρή διαμόρφωση από μηχανισμούς απώλειας και επιτάχυνσης κυρίως λόγω σκέδασης της γωνίας κλίσης και ακτινικής διάχυσης (βλ. επίσης ενότητα 7.5.3).

Μια ξαφνική έγχυση πρωτονίων εντός του L=3 με ενέργειες έως και δεκάδες MeV αναφέρθηκε κατά την περίοδο της ισχυρής γεωμαγνητικής δραστηριότητας στα τέλη Μαρτίου 1991 [38]. Με τις μετρήσεις του SAMPEX, οι Looper et al. [39] διαπίστωσαν ότι τα πρωτόνια σε δύο ενεργειακές περιοχές (19–29 MeV και 86-120 MeV) γύρω από το L=2 εξαφανίστηκαν σχεδόν εντελώς κατά τη διάρκεια των διάσημων επεισοδίων του Halloween από τα τέλη Οκτωβρίου έως τις αρχές Νοεμβρίου 2003. Παρόμοια επεισόδια δεν μπορούσαν



Σχήμα 8.8: (Πάνω διάγραμμα) Μακροχρόνιες μετρήσεις ροών πρωτονίων (27.4< E <37.4 MeV) στα μαγνητοκελύφη 1.33< L <1.42 από το τηλεσκόπιο PET του δορυφόρου SAMPEX για την περίοδο 1993-2010. (Μεσαίο διάγραμμα) Ημερήσιοι μέσοι ρυθμοί καταμέτρησης νετρονίων από τον σταθμό του Delaware (L~2.4). (Κάτω διάγραμμα) Αριθμός ηλιακών κηλίδων. Οι διακεκομμένες πράσινες καμπύλες στο επάνω και στο κάτω πάνελ είναι προσαρμοσμένες σε ημιτονοειδείς καμπύλες με περίοδο 11 ετών. Πηγή: Li et al. 2020 [36].

να βρεθούν σε ολόκληρη την αποστολή SAMPEX πριν από τον Οκτώβριο του 2003, δηλαδή σε διάστημα περίπου 11 ετών.

8.3.2.1 Μηχανισμοί ενίσχυσης της ροής πρωτονίων

Αν και υπάρχουν πολλές διεργασίες που μπορεί να είναι υπεύθυνες για την εμφάνιση νέων παγιδευμένων πληθυσμών ιόντων σε χαμηλά μαγνητοκελύφη (L<3), αρκετές στατιστικές δείχνουν πως στις περισσότερες περιπτώσεις η αύξηση της ροής πρωτονίων μερικών MeV ακολουθεί επεισόδια ισχυρής συμπίεσης της μαγνητόσφαιρας κατά τη διάρκεια παροδικών διαπλανητικών κρουστικών κυμάτων (interplanetary shocks) [40]. Επιπρόσθετα, οι αυξήσεις της ροής των πρωτονίων παρατηρούνται κυρίως κατά τη διάρκεια ηλιακού μεγίστου, όπου τα επεισόδια ηλιακών πρωτονίων είναι επίσης πιο συχνά.

Η ηλιακή προέλευση των εγχύσεων έχει εξακριβωθεί και με μετρήσεις παγίδευσης βαρέων ιόντων. Οι Mazur et al. [41] ανέφεραν 51 περιπτώσεις γεωμαγνητικών καταιγίδων κατά την περίοδο της αποστολής SAMPEX, όπου το κατώφλι ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων (μερικών MeV/νουκλεόνιο) έπεφτε κάτω από L=4, με συνέπεια, τα ηλιακά αυτά σωματίδια να παγιδεύονται σε χαμηλά μαγνητοκελύφη. Όλες αυτές οι κα-

ταιγίδες συνοδεύονταν από παροδικά διαπλανητικά κρουστικά κύματα. Αξίζει να αναφερθεί ότι η διείσδυση των ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων, και άρα το κατώφλι τους (magnetospheric shielding), συσχετίζεται με τον δείκτη Dst και το μέγεθος της εκάστοτε γεωμαγνητικής καταιγίδας [42]. Οι Selesnick et al. [43] διεξήγαγαν μια έρευνα χρησιμοποιώντας μετρήσεις πρωτονίων 27 έως 45 MeV από τον δορυφόρο HEO-3 κατά τα έτη 1998 έως 2005 και υποστήριξαν ότι οι εγχύσεις συνοδεύοταν από ηλιακά πρωτονικά επεισόδια με ροές μεγαλύτερες από 3,000 pfu. Επιπλέον, το κατώφλι αυτών των σωματιδίων παρουσίαζε εξάρτηση -εκτός από τον δείκτη Dst- από τη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου και από την τιμή της κατακόρυφης συνιστώσας του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου (Bz).

Παρ' όλα αυτά, πρόσφατες έρευνες, συγκρίνοντας επιτόπιες παρατηρήσεις με μοντέλα, έχουν καταδείξει ότι οι εγχύσεις σωματιδίων από πρωτονικά επεισόδια σε συνδυασμό με τη μαγνητοσφαιρική θωράκιση δεν αρκούν για να αποτυπώσουν τις μεταβολές του εξώτερου ορίου της εσώτερης ζώνης, αφού η ακτινική διάχυση παίζει επίσης πολύ σημαντικό ρόλο [44].

8.3.2.2 Μηχανισμοί απώλειας της ροής πρωτονίων

Ένας από τους σημαντικότερους μηχανισμούς απώλειας πρωτονίων από το εξώτερο όριο της εσώτερης ζώνης είναι η σκέδαση λόγω καμπυλότητας του μαγνητικού πεδίου (field line curvature scattering). Συγκεκριμένα υπάρχουν δύο τύποι σκέδασης. Ο πρώτος τύπος (και ο πιο συνήθης) συμβαίνει όταν το σωματίδιο πλησιάζει μια περιοχή της οποίας η καμπυλότητα του πεδίου είναι συγκρίσιμη με τη γυροακτίνα του σωματιδίου. Ο δεύτερος τύπος σκέδασης συμβαίνει όταν η απόσταση που έχει διανύσει το σωματίδιο πάνω στη μαγνητική γραμμή κατά τη διάρκεια μιας γυροκίνησης είναι συγκρίσιμη με την ακτίνα καμπυλότητας του πεδίου. Η σημαντική διαφορά ανάμεσα σε αυτούς του δύο τύπους σκέδασης είναι ότι ο πρώτος συμβαίνει μόνο για σωματίδια με γωνία κλίσης 90^o, ενώ ο δεύτερος για σωματίδια ανεξάρτητα της γωνίας κλίσης τους και εξαρτάται από τον δείκτη Dst. Επίσης, η σκέδαση εξαρτάται από την παράμετρο αδιαβατικότητας (adiabaticity parameter) ϵ ($\epsilon = r_g/r_c$, όπου r_g και r_c η γυροακτίνα του σωματιδίου και η ακτίνα καμπυλότητας, αντίστοιχα). Εφόσον, σε υψηλότερα μαγνητοκελύφη υπάρχει μείωση τόσο της ισχύος όσο και της καμπυλότητας του πεδίου, τα πρωτόνια στο εξώτερο όριο της εσώτερης ζώνης θα επηρεάζονται σημαντικά περισσότερο από αυτόν τον μηχανισμό.

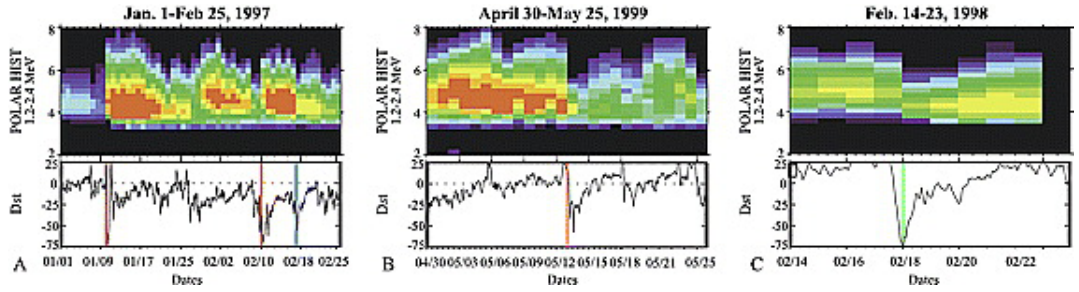
Σε αυτό συνηγορούν παρατηρήσεις και μοντέλα, αφού ακόμα και ισχυρές γεωμαγνητικές καταιγίδες φαίνεται να έχουν αμελητέα επίδραση στα πρωτόνια που βρίσκονται σε L<2 [43]. Επιπρόσθετα, σε πρόσφατη έρευνα, οι Xu et al. [45] χρησιμοποίησαν μετρήσεις 4 ετών από την αποστολή Van Allen Probes για να δείξουν σημαντικές διακυμάνσεις των ροών πρωτονίων στο L=2. Συγκεκριμένα, έδειξαν ότι για κάθε γεωμαγνητική καταιγίδα, υπήρχε απότομη μείωση της ροής, που συνοδευόταν από την αντίστοιχη μείωση του δείκτη SYM-H, με αντιστοιχία ένα προς ένα, ανεξάρτητα από την ένταση της καταιγίδας. Αυτές οι μειώσεις στη ροή των πρωτονίων αποδόθηκαν σε έναν συνδυασμό σκέδασης λόγω καμπυλότητας του μαγνητικού πεδίου (field line curvature scattering) και λόγω του επαγόμενου ηλεκτρικού πεδίου.

8.4 Δυναμική εξέλιξη των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen

8.4.1 Μεταβολές στο ενεργειακό φάσμα των ηλεκτρονίων

Η εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας της Γης αποτελείται από έναν δυναμικό πληθυσμό παγιδευμένων ηλεκτρονίων με ενέργειες μερικών δεκάδων keV έως και 20 MeV, ο οποίος υπόκειται σε μεταβολές διαφόρων χρονικών κλιμάκων από δευτερόλεπτα σε δεκαετίες. Βασισμένοι σε μια εκτενή στατιστική έρευνα 276 γεωμαγνητικών καταιγίδων της περιόδου 1989-2000, οι Reeves et al.[46] διαπίστωσαν ότι περίπου οι μισές από αυτές συνέβαλαν στην αύξηση της ροής των ενεργητικών ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης, περίπου το 1/5 είχαν ως αποτέλεσμα μείωση, ενώ οι υπόλοιπες δεν προκάλεσαν καμία μεταβολή, καταδεικνύοντας ουσιαστικά την πολύπλοκη φύση των ποικίλων διαδικασιών που κρύβονται πίσω από την επιτάχυνση ή την απώλεια ηλεκτρονίων από τη ζώνη (σχήμα 8.9). Παρόμοια έρευνα από τους Turner et al.[47], οι οποίοι εξέτασαν την πυκνότητα στο

χώρο των φάσεων (phase space density) κατά τη διάρκεια 53 καταιγίδων για τη χρονική περίοδο 2007-2012 έδειξε παρόμοια αποτελέσματα. Πιο πρόσφατες μελέτες [48, 49] έδειξαν ότι η παραπάνω είκονα είναι ακόμη πιο πολύπλοκη, αφού το αποτέλεσμα μιας γεωμαγνητικής διαταραχής στον πληθυσμό της εξώτερης ζώνης εξαρτάται τόσο από την ακτινική απόσταση (μαγνητοκέλυφος) όσο και από την ενέργεια των ηλεκτρονίων.



Σχήμα 8.9: Τρία αντιπροσωπευτικά παραδείγματα καταιγίδων με διαφορετικό αποτέλεσμα στην ένταση ροής των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen. (A) Ενίσχυση της ροής σχετικιστικών ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια της γεωμαγνητικής καταιγίδας του Ιανουαρίου 1997. (B) Σημαντικές απώλειες ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια της γεωμαγνητικής καταιγίδας του Μαΐου 1999. (C) Η καταιγίδα του Φεβρουαρίου 1998 με ελάχιστο Dst στα −100 nT, που κατέληξε σε αμελητέα μεταβολή της ροής των ηλεκτρονίων. Πηγή: Reeves et al. 2003 [46].

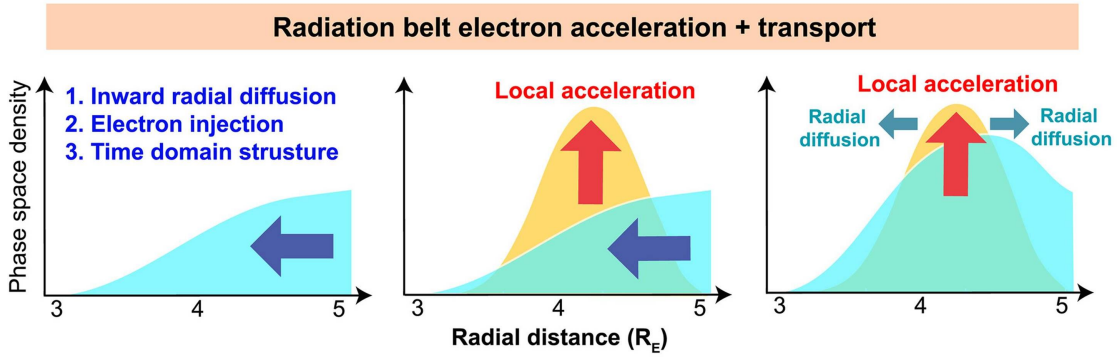
Υπό κανονικές συνθήκες, οι παράμετροι του ηλιακού ανέμου ποικίλλουν στην τροχιά της Γης. Παρ' όλα αυτά, η δημιουργία γεωμαγνητικών καταιγίδων οφείλεται κυρίως σε δύο διαπλανητικά φαινόμενα που διαρκούν από δεκάδες ώρες έως μέρες (βλ. επίσης ενότητες 6.4.3 και 6.4.2): τις διαπλανητικές εκτοξεύσεις στεμματικής μάζας (ICMEs) και τις ροές ηλιακού ανέμου υψηλής ταχύτητας (HSSs) που ακολουθούν μια περιοχή αλληλεπίδρασης. Αρκετές μελέτες έχουν αποκαλύψει ότι η απόκριση των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης θα είναι διαφορετική κατά τη διάρκεια καταιγίδων που οδηγούνται από τα δύο αυτά φαινόμενα, αφού χαρακτηρίζονται από διαφορετική εξέλιξη των παραμέτρων του ηλιακού ανέμου (βλ. επίσης σχήματα 6.22 και 6.21). Για παράδειγμα, τα SIR παρουσιάζουν περισσότερες διακυμάνσεις του Bz από τα ICME, ενώ, από την άλλη πλευρά, τα ICME παρουσιάζουν πολύ πιο απότομη κλίση τόσο της ταχύτητας όσο και της πυκνότητας του ηλιακού ανέμου από τα SIR.

Τα διαπλανητικά κρουστικά κύματα είναι επίσης εξαιρετικά αποτελεσματικά στο να προκαλέσουν μεταβολές του πληθυσμού ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης (στην τροχιά της Γης τα περισσότερα ισχυρά διαπλανητικά κρουστικά κύματα δημιουργούνται από ICMEs). Μπορούν να προκαλέσουν ισχυρή και απότομη συμπίεση της μαγνητόσφαιρας και σημαντική ενίσχυση της ροής των σχετικιστικών ηλεκτρονίων. Ένα εξαιρετικό παράδειγμα ήταν το κρουστικό κύμα που πυροδότησε την ξαφνική έναρξη της καταιγίδας την 24η Μαρτίου του 1991 και τη συμπίεση της μαγνητόπαυσης μέσα από τη γεωσύγχρονη τροχιά. Μια στατιστική μελέτη των παρατηρήσεων από τα Van Allen Probes έδειξε ότι περίπου το 25% των διαπλανητικών κρουστικών κυμάτων που προσκρούουν στη μαγνητόσφαιρα σχετίζονται με άμεση ενίσχυση των σχετικιστικών ηλεκτρονίων [50].

8.4.1.1 Μηχανισμοί επιτάχυνσης

Ένα μεγάλο (και ακόμη ανοιχτό) ερώτημα σχετικά με την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων σε σχετικιστικές ενέργειες είναι ποιος από τους δύο κύριους μηχανισμούς (δηλαδή η ακτινική διάχυση ή η επιτόπια επιτάχυνση) παίζει κυρίαρχο ρόλο στη διαμόρφωση της δυναμικής της εξώτερης ζώνης. Στις περισσότερες περιπτώσεις γεωμαγνητικών διαταραχών, οι δύο αυτοί μηχανισμοί λειτουργούν ταυτόχρονα, κάτι το οποίο καθιστά ιδιαίτερα δύσκολη τη μελέτη της συνεισφοράς τους. Για παράδειγμα, στις περισσότερες γεωμαγνητικές καταιγίδες λαμβάνει χώρα σημαντική ενίσχυση τόσο των ULF όσο και των κυμάτων chorus, που ευθύνονται για την ακτινική διάχυση και την επιτόπια επιτάχυνση, αντίστοιχα.

Η πιο διαδεδομένη μέθοδος που χρησιμοποιείται για τη μελέτη αυτών των μηχανισμών είναι ο υπολογισμός της πυκνότητας των ηλεκτρονίων στον χώρο των φάσεων (PSD, βλ. επίσης ενότητα B.2). Τα διαγράμματα του σχήματος 8.10 αναπαριστούν την κατανομή της κανονικοποιημένης πυκνότητας στον χώρο των φάσεων ως προς την ακτινική απόσταση για σταθερές τιμές των δύο πρώτων αδιαβατικών αναλλοίωτων. Όπως φαίνεται, η επιτόπια επιτάχυνση λόγω των κυμάτων chorus απεικονίζεται ως αυξανόμενες κορυφές της PSD, ενώ η ακτινική -προς τη Γη- διάχυση, ως αυξανόμενες καμπύλες της PSD με συνεχώς θετική κλίση.



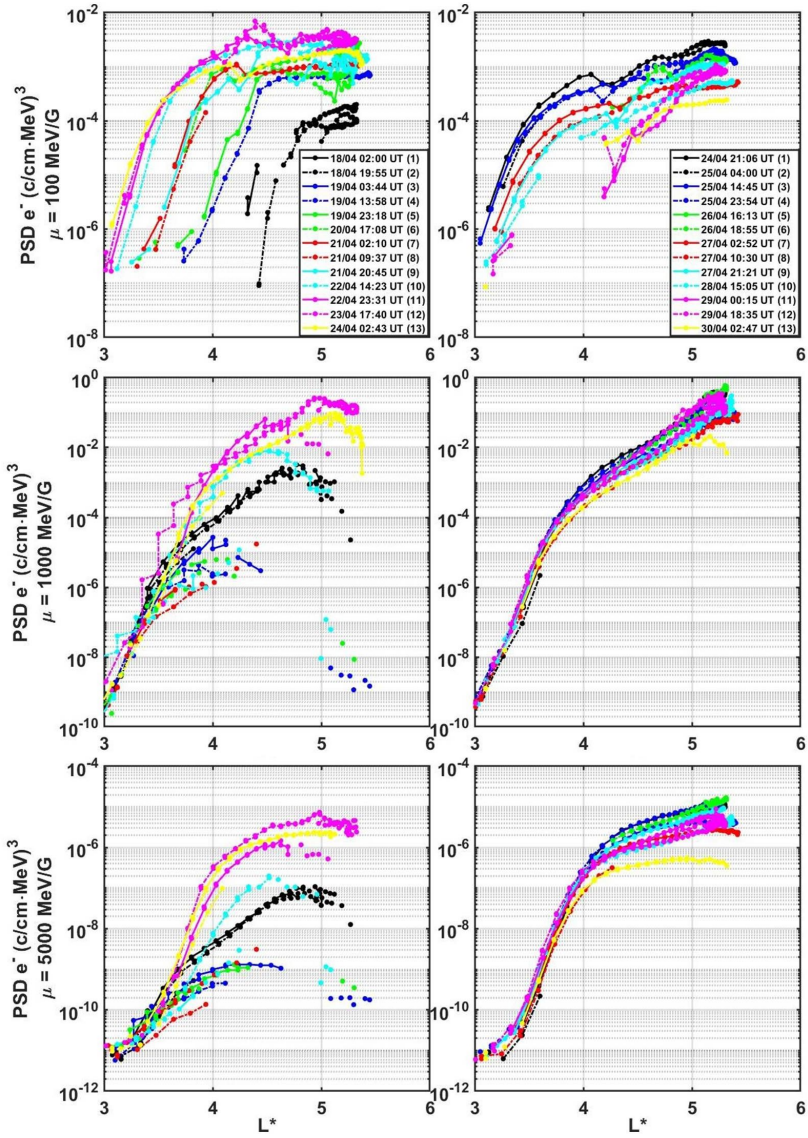
Σχήμα 8.10: Σχηματική αναπαράσταση ακτινικών προφίλ της πυκνότητας στον χώρο των φάσεων για τους δύο κύριους μηχανισμούς επιτάχυνσης. Πηγή: Li and Hudson, 2019 [51].

Με τη σημαντική αύξηση των επιστημονικών διαστημικών αποστολών τις δεκαετίες του 2000 και 2010, η συζήτηση γύρω από το ποιος μηχανισμός επιτάχυνσης είναι κυρίαρχος έφτασε στο αποκορύφωμά της.

Μελετώντας γεωμαγνητικές καταιγίδες τη χρονική περίοδο μεταξύ Ιανουαρίου 1998 και Απριλίου 2004, οι Georgiou et al. [52, 53] κατέδειξαν μια αξιοσημείωτη σχέση μεταξύ της ενίσχυσης των κυμάτων Pc5 και της αύξησης της ροής ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης. Επιπλέον, η ακτινική διείσδυση των κυμάτων αυτών στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα βρέθηκε να συσχετίζεται με την ένταση της καταιγίδας. Όλα τα παραπάνω υποδείκνυαν τον μηχανισμό της ακτινικής διάχυσης ως κύριο λόγο επιτάχυνσης των σχετικιστικών ηλεκτρονίων. Αντίθετα, οι Boyd et al. [54] εξέτασαν ακτινικά προφίλ της PSD των ηλεκτρονίων (σχετικιστικά ηλεκτρόνια με μ=700 MeV/G) κατά τη διάρκεια 80 γεωμαγνητικών καταιγίδων δείχνοντας ότι η τοπική επιτάχυνση είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός επιτάχυνσης για το 87% αυτών. Ωστόσο, επεσήμαναν ότι το υπόλοιπο 13% των επεισοδίων είχε συνεπή χαρακτηριστικά με τον μηχανισμό της ακτινικής διάχυσης. Φυσικά, οι στατιστικές αυτές αντιστοιχούσαν σε ένα στενό ενεργειακό εύρος ηλεκτρονίων και, άρα, σε ένα πολύ μικρό κομμάτι των διαφόρων πληθυσμών ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης.

Είναι σημαντικό να τονίσουμε ξανά εδώ ότι με τον όρο ηλεκτρόνια της εξώτερης ζώνης Van Allen αναφερόμαστε σε ένα μεγάλο ενεργειακό εύρος ηλεκτρονίων, των οποίων η απόκριση αλλά και οι χρονικές τους κλίμακες, κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικών διαταραχών, εξαρτάται από την ενέργεια και την ακτινική τους απόσταση. Σε αυτό το πλαίσιο, το 2015, προτάθηκε από τους Jaynes et al. [56] το *two-step acceleration scenario*. Το σενάριο αυτό πρότεινε ότι σε πρώτο στάδιο τα υποσχετικιστικά ηλεκτρόνια (seed population) επιταχύνονται σε σχετικιστικές ενέργειες (1-2 MeV) μέσω επιτόπιας επιτάχυνσης, οδηγούμενης από τα chorus waves, ενώ τα κύματα ULF συμβάλλουν στην αναδιανομή αυτών των επιταχυμένων σωματιδίων μέσα στην εξώτερη ζώνη. Στο δεύτερο στάδιο, τα ανακατανεμημένα σχετικιστικά ηλεκτρόνια επιταχύνονται σε ακόμα μεγαλύτερες ενέργειες (ultra-relativistic electrons) μέσω ακτινικής διάχυσης, οδηγούμενης από τα κύματα ULF.

Παράλληλα, η εκτενής ανάπτυξη αριθμητικών υπολογιστικών μοντέλων των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης ήρθε να καλύψει τις ενυπάρχουσες αδυναμίες των παρατηρησιακών δεδομένων. Πρόσφατες μελέτες [57, 58], συγκρίνοντας ποσοτικά την παρατηρούμενη και την προσομοιωμένη εξέλιξη της ροής των ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια γνωστών γεωμαγνητικών καταιγίδων, έδειξαν ότι τα κύματα chorus είχαν κρίσιμο ρόλο στην επιτάχυνση των ηλεκτρονίων έως και αρκετά MeV, ενώ συμπεριλαμβάνοντας μόνο την ακτινική διάχυση, οι προσομοιώσεις υποτιμούσαν την παρατηρούμενη επιτάχυνση. Παρ' όλα αυτά, η ακτινική διάχυση



Σχήμα 8.11: Χρονική εξέλιξη των ακτινικών προφίλ της πυκνότητας στον χώρο των φάσεων για K< $0.03G^{1/2}R_E$ και για τρεις τιμές της πρώτης αδιαβατικής αναλλοίωτης (100, 1,000 και 5,000 MeV/G) κατά της διάρκεια της περιόδου 18-29 Απριλίου 2017. Τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια με μ =1,000 MeV/G παρουσιάζουν αυξανόμενες κορυφές, συμβατές με επιτόπια επιτάχυνση από κύματα chorus, ενώ τα υπερσχετικιστικά ηλεκτρόνια με μ =5,000 MeV/G παρουσιάζουν μονίμως θετικές κλίσεις, συμβατές με ακτινική διάχυση από κύματα ULF. Πηγή: Katsavrias et al. 2019 [55].

είχε σημαντικό ρόλο στην ανακατανομή των ηλεκτρονίων σε διάφορα μαγνητοκελύφη και τη δυνητική επιτάχυνσή τους σε ακόμη υψηλότερες ενέργειες.

Η πρώτη παρατηρησιακή επιβεβαίωση του *two-step acceleration scenario* ήρθε μέσα από τη μελέτη μιας εξαιρετικά ασθενούς γεωμαγνητικής διαταραχής με ελάχιστη τιμή του δείκτη SYM-H στα -50 nT, που παρ' όλα αυτά δημιούργησε επιτάχυνση ηλεκτρονίων μέχρι και 10 MeV και παρόμοια απόκριση των ηλεκτρονίων με αυτή της διάσημης St. Patricks storm του 2015 (μια ισχυρή καταιγίδα με ελάχιστη τιμή του δείκτη SYM-H στα -235 nT). Χρησιμοποιώντας συνδυασμένα παρατηρησιακά δεδομένα, υπολογισμούς της PSD των ηλεκτρονίων (σχήμα 8.11) και προσομοιώσεις, οι Katsavrias et al. [55] έδειξαν ότι τα ενισχυμένα κύματα chorus ήταν υπεύθυνα για την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων σε ενέργειες 1-2 MeV, ενώ τα κύματα ULF ήταν υπεύθυνα για περαιτέρω επιτάχυνση αυτών των ηλεκτρονίων σε υπερσχετικιστικές ενέργειες (4-5 MeV).

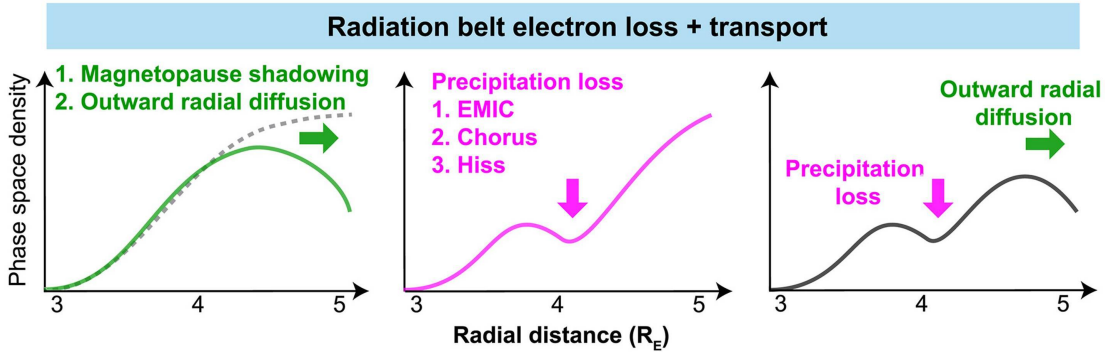
Το *two-step acceleration scenario* όμως δεν μπορούσε να εξηγήσει την εμφάνιση των ακόμα πιο ενεργητι-

κών ηλεκτρονίων (>5 MeV). Αυτά τα υπερσχετικιστικά ηλεκτρόνια, τόσο στο παραπάνω γεγονός όσο και σε άλλα, φαίνεται να εμφανίζονται χρονικά νωρίτερα σε σχέση με τα αντίστοιχα των 4-5 MeV, υποδεικνύοντας ότι η ακτινική διάχυση δεν μπορεί να είναι υπεύθυνη για αυτή την επιτάχυνση. Το 2021 προτάθηκε μια νέα θεωρία για την επιτάχυνση αυτού του υπερσχετικιστικού πληθυσμού. Οι Allison & Shprits [59] συνδυάζοντας παρατηρήσεις της πυκνότητας του πλάσματος και προσομοιώσεις, πρότειναν ότι κατά τις περιόδους που η πυκνότητα του πλάσματος μειώνεται σημαντικά κάτω από τα μέσα επίπεδα, ο συντελεστής διάχυσης ενέργειας (βλ. επίσης ενότητα 5.4) παρουσιάζει σημαντική αύξηση και τα κύματα chorus, εάν υπάρχουν, είναι ικανά να επιταχύνουν τα υποσχετικιστικά ηλεκτρόνια (seed electrons) απευθείας σε ενέργειες >7 MeV.

8.4.1.2 Μηχανισμοί απώλειας

Όπως οι αυξήσεις, έτσι και οι μειώσεις στην PSD των ηλεκτρονίων μπορούν να προκληθούν από αδιαβατικά φαινόμενα (π.χ. Dst effect[2]), αλλά κάτι τέτοιο είναι απλώς φαινομενικές απώλειες. Οι πραγματικές απώλειες ηλεκτρονίων στην εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας συμβαίνουν λόγω: 1) απωλειών στην ιονόσφαιρα μέσω σκέδασης της γωνίας κλίσης των σωματιδίων λόγω αντιδράσεων με κύματα ή 2) magnetopause shadowing [60, 61] και προς τα έξω διάχυση (βλ. επίσης ενότητα 7.4.2 και σχήμα 7.15).

Όπως και στην περίπτωση της επιτάχυνσης, έτσι και τώρα, η μέθοδος που χρησιμοποιείται για τη μελέτη αυτών των μηχανισμών είναι ο υπολογισμός της πυκνότητας των ηλεκτρονίων στον χώρο των φάσεων (PSD, βλ. επίσης ενότητα B.2). Τα διαγράμματα του σχήματος 8.12 αναπαριστούν την κατανομή της πυκνότητας στον χώρο των φάσεων ως προς την ακτινική απόσταση για τους δύο κύριους μηχανισμούς απώλειας. Όπως φαίνεται, η μαγνητοσφαιρική σκίαση σε συνδυασμό με την ακτινική -προς τα έξω- διάχυση δημιουργεί καμπύλες με αρνητική κλίση, ενώ η απώλειες λόγω σκέδασης τοπικά ελάχιστα στην καμπύλη της PSD.



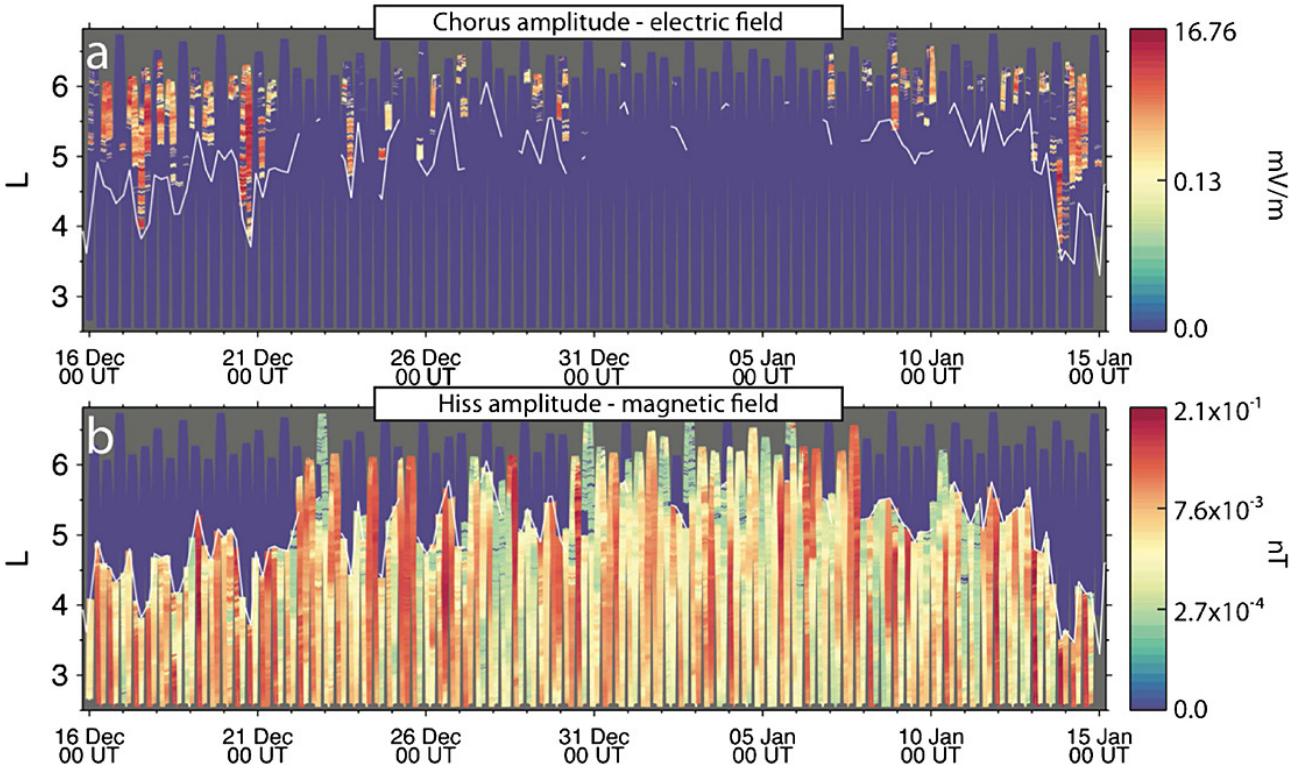
Σχήμα 8.12: Σχηματική αναπαράσταση ακτινικών προφίλ της πυκνότητας στον χώρο των φάσεων για τους δύο κύριους μηχανισμούς απώλειας. Πηγή: Li and Hudson, 2019 [51].

Η σκέδαση των ηλεκτρονίων λόγω διάχυσης στις γωνίες κλίσης μπορεί να επιτευχθεί μέσω αλληλεπίδρασης με, κυρίως, τριών ειδών κύματα: 1) whistler mode chorus, 2) EMIC και 3) plasmaspheric hiss, ενώ η καθεμία από αυτές τις αλληλεπιδράσεις έχει σημαντικούς περιορισμούς τόσο στην ενέργεια όσο και στη γωνία κλίσης των σωματιδίων.

Τα κύματα whistler mode chorus είναι κύματα που παρατηρούνται έξω από την πλασμόπαυση και, εκτός από το να προκαλέσουν επιτάχυνση, μπορούν να σκεδάσουν τα χαμηλοενεργειακά ηλεκτρόνια στον ατμοσφαιρικό κώνο απώλειας. Εφόσον περιορίζονται εκτός της πλασμόσφαιρας, δεν μπορούν να προκαλέσουν απώλειες σε χαμηλά μαγνητοκελύφη, ενώ το ενεργειακό εύρος των ηλεκτρονίων που σκεδάζουν κυμαίνεται από ~ 10

[2]To Dst effect αναφέρεται σε αργές και αδιαβατικές μεταβολές του μαγνητικού πεδίου. Όταν η μαγνητόσφαιρα συμπιέζεται με πιο αργό ρυθμό από τους χαρακτηριστικούς χρόνους των τριών βασικών κινήσεων (βλ. ενότητα 3), τα σωματίδια παραμένουν παγιδευμένα στις ίδιες μαγνητικές γραμμές. Επειδή όμως οι μαγνητικές γραμμές κινούνται ακτινικά προς τα μέσα (έξω) κατά τη συμπίεση (εκτόνωση) του μαγνητικού πεδίου, το ίδιο κινούνται και τα σωματίδια. Ένας δορυφόρος ο οποίος παίρνει μετρήσεις σε μια σταθερή θέση θα καταγράψει μείωση της ροής κατά τη διάρκεια αυτού του φαινομένου (κατά τη συμπίεση δηλαδή της μαγνητόσφαιρας) και επαναφορά της ροής όταν το σύστημα επανέλθει στην αρχική του κατάσταση.

έως ~ 100 keV [62].

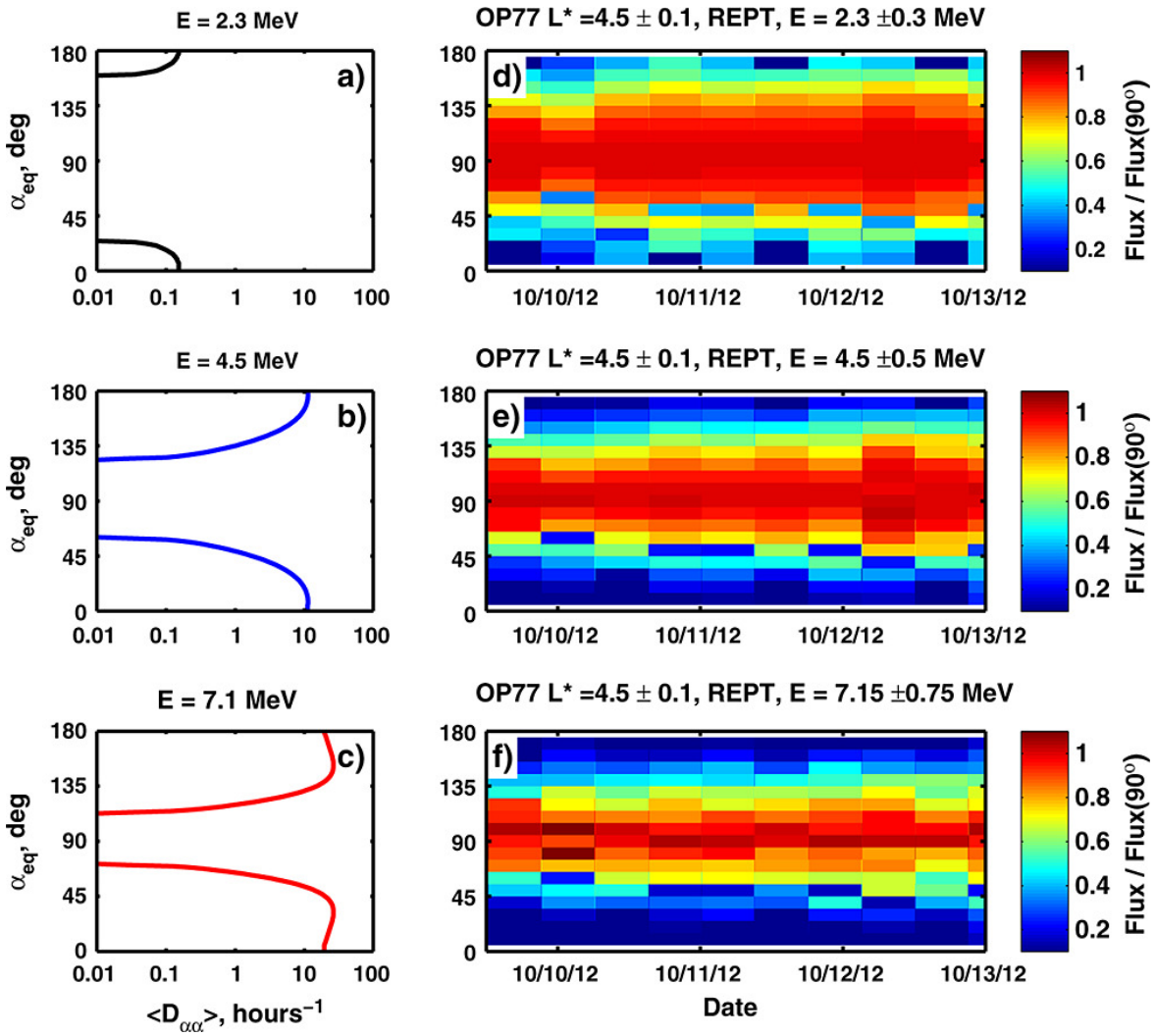


Σχήμα 8.13: (a) Η ηλεκτρική συνιστώσα των κυμάτων chorus και (b) η μαγνητική συνιστώσα των κυμάτων hiss για την περίοδο 16 Δεκεμβρίου 2012 με 13 Ιανουαρίου 2013. Η λευκή γραμμή υποδεικνύει τη θέση της πλασμόσπαυσης. Πηγή: Jaynes et al. 2014 [63].

Τα κύματα plasmaspheric hiss, που είναι ηλεκτρομαγνητικά κύματα με συχνότητες 0.1-2 kHz, εμφανίζονται κυρίως μέσα στην πλασμόσφαιρα (από πολύ χαμηλά μαγνητοκελύφη μέχρι και την πλασμόπαυση, αν και μπορούν εμφανιστούν και σε υψηλότερα μαγνητοκελύφη σε περιοχές υψηλής πυκνότητας πλάσματος, όπως οι προεξοχές, βλ. επίσης σχήμα 8.13). Πρόσφατα, οι Bortnik et al. [64, 65] έδειξαν ότι τα κύματα hiss είναι εξέλιξη των κυμάτων chorus που έχουν διαδοθεί στην πλασμόσφαιρα σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη, αποφεύγοντας έτσι την απόσβεση Landau (Landau damping) και εκτελώντας μια ακολουθία ανακλάσεων μέσα στην πλασμόσφαιρα για μερικές δεκάδες δευτερόλεπτα. Τα κύματα hiss μπορούν να προκαλέσουν απώλειες σε αργές χρονικές κλίμακες μερικών ημερών. Οι Jaynes et al. [63] παρουσίασαν μια μελέτη μεμονωμένης και σύντομης ενίσχυσης σχετικιστικών ηλεκτρονίων στην εξώτερη ζώνη ακολουθούμενης από αργές απώλειες λόγω κυμάτων hiss. Έτσι, υπολόγισαν ότι για μια περίοδο περίπου 22 ημερών (22 Δεκεμβρίου 2012 με 13 Ιανουαρίου 2013), τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια της ζώνης μειώθηκαν πάνω από 90%, με την απώλεια να έχει χρόνο ημιζωής έως και 2.7 ημέρες στην καρδιά της ζώνης (L=4.5).

Τα κύματα EMIC είναι κύματα πλάσματος με συχνότητες 0.1-5 Hz, τα οποία δημιουργούνται λόγω ανισοτροπίας των χαμηλοενεργειακών πρωτονίων του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Επομένως, τα κύματα αυτά εμφανίζονται σε γεωμαγνητικά διαταραγμένες περιόδους και σε χαμηλά μαγνητοκελύφη γύρω από την πλασμόπαυση. Τα κύματα EMIC είναι εξαιρετικά αποτελεσματικά στη σκέδαση σχετικιστικών ηλεκτρονίων [67], αλλά έχουν σημαντικούς περιορισμούς στην ενέργεια και τη γωνία κλίσης των σωματιδίων. Οι Usanova et al. [66], συνδυάζοντας παρατηρήσεις με προσομοιώσεις του συντελεστή διάχυσης γωνίας κλίσης, έδειξαν ότι τα κύματα EMIC μπορούν να επηρεάσουν τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια με ακραίες γωνίες κλίσης σε μεγάλα πλάτη, αλλά όχι την πλειοψηφία της κατανομής με γωνία κλίσης κοντά στις 90 μοίρες (equatorially mirroring electrons). Μάλιστα όσο μειωνόταν η ενέργεια των σωματιδίων τόσο μειωνόταν και το εύρος των γωνιών κλίσης που μπορούσαν να σκεδάσουν τα EMIC (σχήμα 8.14).

Αν και οι απώλειες στην ατμόσφαιρα είναι αρκετά συνήθεις σε χαμηλά μαγνητοκελύφη, η μαγνητοσφαιρική



Σχήμα 8.14: (a–c) Συντελεστές διάχυσης γωνίας κλίσης και (d–f) παρατηρούμενη κανονικοποιημένη ροή ηλεκτρονίων ως προς τη γωνία κλίσης από το όργανο REPT της αποστολής Van Allen Probes. Πηγή: Usanova et al. 2014 [66].

σκίαση σε συνδυασμό με την ακτινική διάχυση λόγω κυμάτων ULF είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός απώλειας σε υψηλά μαγνητοκελύφη [67, 68, 69]. Οι Shprits et al. [70] μελετώντας την PSD των ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια 200 ημερών (1990-1991) κατέληξαν στο ότι το 88% των παρατηρούμενων μειώσεων της PSD οφειλόταν σε μαγνητοσφαιρική σκίαση σε συνδυασμό με ακτινική -προς τα έξω- διάχυση. Παράλληλα, το μέγιστο στην PSD εμφανιζόταν σχεδόν πάντα στα όρια της πλασμόπαυσης. Από την άλλη, οι [71], πρότειναν ότι οι μειώσεις ηλεκτρονίων μεγάλης μ και K που παρατηρείται σε $L^* \leq\approx 4$ δεν μπορούν να εξηγηθούν από τον μηχανισμό της μαγνητοσφαιρικής σκίασης, κάτι που υποδηλώνει ότι υπάρχουν δύο διαφορετικοί μηχανισμοί απώλειας που λειτουργούν ταυτόχρονα σε διαφορετικά μαγνητοκελύφη και διαφορετικές γωνίες κλίσης. Τα ευρήματα αυτά ήταν σε συμφωνία με τα αποτελέσματα των Usanova et al. [66] για τα κύματα EMIC.

Εδώ αξίζει να τονίσουμε ότι η κλασική εικόνα για τον μηχανισμό της μαγνητοσφαιρικής σκίασης ήταν αυτή που περιγράφηκε στο σχήμα 7.15 της ενότητας 7.4.2. Δηλαδή, α) ένα πρώτο στάδιο κατά το οποίο η συμπίεση της μαγνητόπαυσης φτάνει σε χαμηλά μαγνητοκελύφη (μέσα στην εξώτερη ζώνη) αναγκάζοντας τα σωματίδια που βρίσκονται εκεί να χαθούν στον ηλιακό άνεμο και β) ένα δεύτερο στάδιο κατά το οποίο τα υπάρχοντα κύματα ULF αναγκάζουν τα εναπομείναντα ηλεκτρόνια σε ακτινική -προς τα έξω- διάχυση. Πλέον, αυτός ο μηχανισμός αναφέρεται ως άμεση μαγνητοσφαιρική σκίαση (direct magnetopause shadowing). Το 2015, οι Katsavrias et al. [72] μελέτησαν ένα μη γεωαποτελεσματικό γεγονός (μια ICME που έφτασε στη Γη στις 13 Απριλίου του 2013) κατά το οποίο η κατακόρυφη συνιστώσα του διαπλανητικού πεδίου ήταν θετική (απουσία

επανασύνδεσης), όπως και ο δείκτης Dst. Παρ' όλα αυτά, τα ακτινικά προφίλ της PSD έδειξαν απότομη απώλεια των ηλεκτρονίων συμβατή με τον μηχανισμό της μαγνητοσφαιρικής σκίασης και ενώ η μαγνητόπαυση βρίσκοταν στο L=8 (δηλαδή μακριά από την εξώτερη ζώνη). Αυτή ήταν μια από τις πρώτες παρατηρήσεις της έμμεσης μαγνητοσφαιρικής σκίασης (indirect magnetopause shadowing) όπου η σημαντική ενίσχυση των κυμάτων ULF προκαλεί γρήγορη ακτινική διάχυση των σχετικιστικών ηλεκτρονίων, τα οποία, καθώς φτάνουν στη μαγνητόπαυση, χάνονται στον ηλιακό άνεμο. Επιπλέον, το γεγονός αυτό έδειξε πως οι απώλειες στη μαγνητόπαυση μπορούν να συμβούν ακόμα και με την απουσία νότιου προσανατολισμού του διαπλανητικού πεδίου, όπου η μαγνητόσφαιρα ήταν «κλειστή».

8.4.1.3 Μακροχρόνιες μεταβολές της εξώτερης ζώνης Van Allen

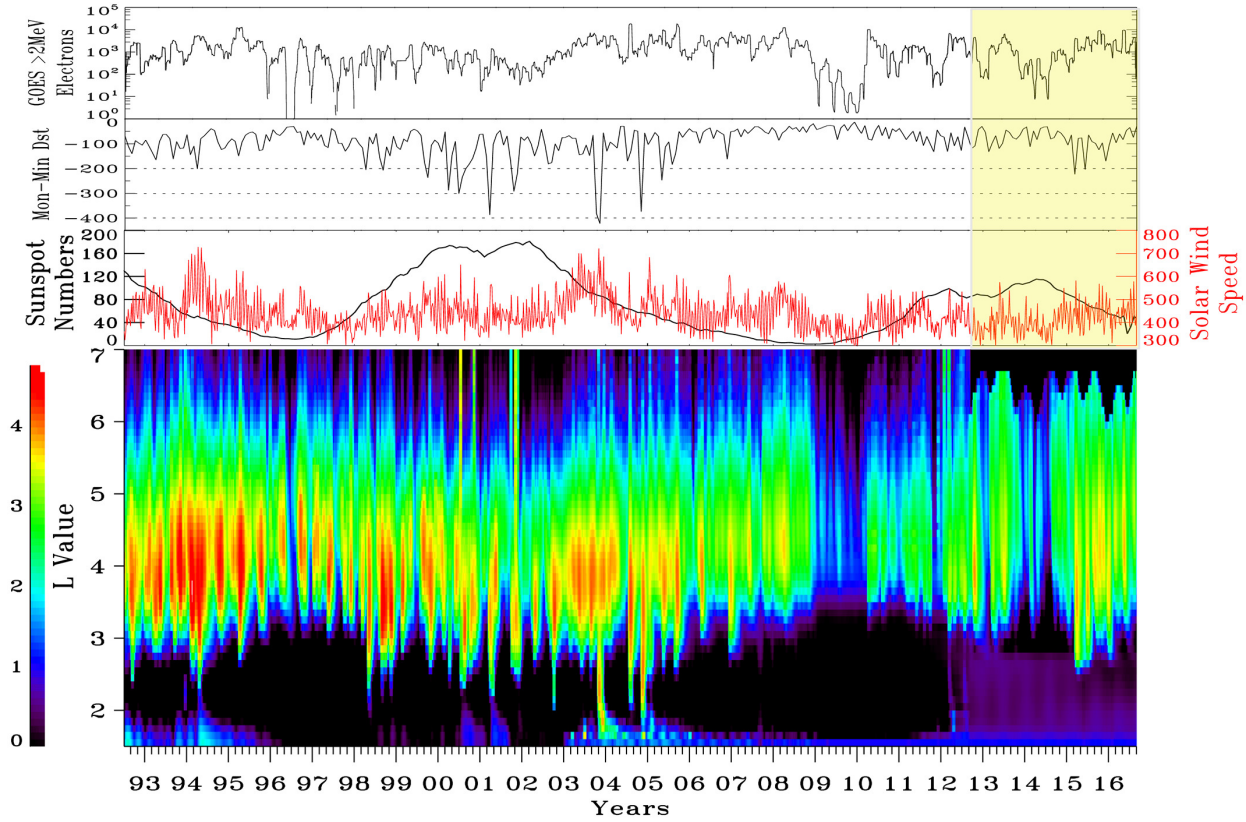
Στην προηγούμενη ενότητα αναφερθήκαμε σε μεταβολές του πληθυσμού ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen που συμβαίνουν σε χρονικές κλίμακες μερικών ωρών έως και μερικών ημερών. Παρ' όλα αυτά η εξώτερη ζώνη παρουσιάζει και μακροχρόνιες μεταβολές της τάξεως των μερικών μηνών έως και της κλίμακας του ηλιακού κύκλου. Αυτές οι μεταβολές μελετήθηκαν αρκετά τα τελευταία χρόνια με τη διαθεσιμότητα μεγάλου όγκου παρατηρησιακών δεδομένων, από τις πρώτες επιστημονικές αποστολές της δεκαετίας του 1990 έως και τα υψηλής ακρίβειας όργανα των αποστολών της δεκαετίας του 2010.

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 8.15, τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια της εξώτερης ζώνης παρουσιάζουν σημαντικές μεταβολές ως προς το μαγνητοκέλυφος αλλά και την ένταση ροής τους. Είναι φανερό με την πρώτη ματιά ότι οποιαδήποτε προσπάθεια να οριοθετήσουμε την εξώτερη ζώνη με όρους ακτινικής απόστασης είναι τουλάχιστον άτοπη. Πρέπει να τονιστεί ότι, όταν αναφερόμαστε στην εξώτερη ζώνη, αναφερόμαστε σε εξαιρετικά δυναμικούς πληθυσμούς ηλεκτρονίων και όχι σε χωρικές αποστάσεις. Αξίζει, επίσης, να αναφερθεί ότι το σχήμα 8.15 απεικονίζει τις μεταβολές σε ένα στενό ενεργειακό εύρος και ότι πληθυσμοί διαφορετικής ενέργειας (π.χ. υποσχετικιστικά ή υπερσχετικιστικά ηλεκτρόνια) θα παρουσίαζαν διαφορετικές μεταβολές.

Στο σχήμα 8.15 φαίνεται ξεκάθαρα η επίδραση της έντασης του εκάστοτε ηλιακού κύκλου, τόσο στη γεωμαγνητική δραστηριότητα (όπως υποδεικνύεται από τον δείκτη Dst) όσο και στην ένταση ροής των ηλεκτρονίων. Η ένταση των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης συσχετίζεται καλά με την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, αφού οι σημαντικότερες αυξήσεις σημειώθηκαν κατά τις φθίνουσες φάσεις των δύο προηγούμενων ηλιακών κύκλων: 1994–1995 και 2003–2005. Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι κατά τις καθοδικές φάσεις του ηλιακού κύκλου, η ροή στο εξώτερο άκρο της εξώτερης ζώνης τείνει να αυξάνεται, ενώ η ροή στο εσώτερο άκρο και στην περιοχή της σχισμής τείνει να μειώνεται. Αυτό σημαίνει ότι η εξώτερη ζώνη κινείται προς τα έξω κατά την καθοδική φάση του κύκλου και προς τα μέσα κατά τη διάρκεια του ηλιακού μέγιστου [74]. Επιπλέον, το εσώτερο άκρο των ~2 MeV ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης φαίνεται συσχετισμένο με την ελάχιστη τιμή του δείκτη Dst. Διεισδύσεις σε εξαιρετικά χαμηλά μαγνητοκελύφη (L<2.6) ήταν αρκετά συχνές πριν από το 2006, όταν εκδηλώθηκαν 17 γεωμαγνητικές καταιγίδες με Dst κάτω από -200 nT. Επίσης, υπάρχει μια αξιοσημείωτη συσχέτιση μεταξύ του εσώτερου άκρου της εξώτερης ζώνης με τη θέση της πλασμόπαυσης. Αυτή η συσχέτιση υποδηλώνει ότι το βάθος διείσδυσης των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης ακτινοβολίας εξαρτάται από την πυκνότητα του πλάσματος και ότι η εκτόνωση της πλασμόπαυσης κατά τη φάση ανάκαμψης των διαταραχών σπρώχνει την εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας προς τα έξω.

Αξίζει, τέλος, να αναφέρουμε δύο ακραίες περιόδους που εμφανίζονται στο σχήμα 8.15. Η μία αντιστοιχεί στο παρατεταμένο ελάχιστο της ηλιακής δραστηριότητας κατά τα έτη 2009-2010, όπου η σχεδόν ανύπαρκτη ηλιακή δραστηριότητα είχε ως συνέπεια την εξαφάνιση των σχετικιστικών ηλεκτρονίων από την εξώτερη ζώνη. Η δεύτερη περίοδος αντιστοιχεί στα διάσημα επεισόδια του Halloween του 2003, όπου μια σειρά από ισχυρές CMEs προκάλεσε αύξηση της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου έως και 2,000 km/s, ενώ η επίπτωσή τους στο γεωμαγνητικό πεδίο προκάλεσε ισχυρότατες καταιγίδες και υποκαταιγίδες (το ελάχιστο των δεικτών Dst και AL έφτασε τα -400 και -4000 nT, αντίστοιχα). Το αποτέλεσμα στα παγιδευμένα ηλεκτρόνια ήταν σημαντική διείσδυση αυτών μέχρι και τα όρια της εσώτερης ζώνης, ενώ το slot region παρουσίαζε αυξημένες ροές για αρκετές μέρες.

Η εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας εμφανίζει επίσης και εποχικές μεταβολές με περίοδο ~6 μήνες (semi-annual



Σχήμα 8.15: Από πάνω προς τα κάτω: Οι μηνιαίες τιμές της ροής των ηλεκτρονίων με E >2 MeV από τους γεωστατικούς δορυφόρους GOES, το μηνιαίο ελάχιστο του δείκτη Dst index (nT), οι ετήσιες τιμές των ηλιακών κηλίδων (μαύρη καμπύλη) και οι εβδομαδιαίες τιμές της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου (κόκκινη καμπύλη). Το κάτω διάγραμμα δείχνει τη ροή των ηλεκτρονίων με E ~2 MeV ως συνάρτηση του μαγνητοκελύφους (L) από μετρήσεις των δορυφόρων SAMPEX (3 Ιουλίου 1992 έως 13 Νοεμβρίου 2012) και Van Allen Probes (13 Νοεμβρίου 2012 έως 31 Αυγούστου 2016). Πηγή: Li et al. 2017 [73].

variation). Αν και η εξάμηνη περιοδικότητα της γεωμαγνητικής δραστηριότητας ήταν γνωστή για πολλά χρόνια, στα ηλεκτρόνια της εξώτερης ζώνης ανακαλύφθηκε πρώτη φορά το 1999 από τις μετρήσεις του δορυφόρου SAMPEX [75]. Πρόσφατα, οι Katsavrias et al. 2021 [18] μελέτησαν την εξάμηνη περιοδικότητα χρησιμοποιώντας δεδομένα από τους δορυφόρους GOES για σχεδόν τρεις ηλιακούς κύκλους, καθώς και δεδομένα από την αποστολή Van Allen Probes, και έδειξαν ότι ο μηχανισμός δημιουργίας της είναι το φαινόμενο Russell-McPherron [21] (βλ. επίσης ενότητα 8.1.4.2). Επιπλέον, έδειξαν ότι η εξαμηνιαία περιοδικότητα είναι πιο έντονη κατά την καθοδική φάση των ηλιακών κύκλων 22, 23 και 24, ενώ συνυπάρχει με περιόδους αυξημένου αριθμού HSSs και μειωμένου αριθμού ICMEs. Το αποτέλεσμα αυτό υποδεικνύει τη διαμόρφωση της επανασύνδεσης λόγω της μεταβλητότητας του φαινομένου Russell-McPherron κατά τη διάρκεια περιόδων ενισχυμένης ταχύτητας ηλιακού ανέμου.

8.4.2 Απόκριση των πληθυσμών της εξώτερης ζώνης σε γεωμαγνητικές διαταραχές

Στην ενότητα 8.4.1 περιγράψαμε του μηχανισμούς επιτάχυνσης και απώλειας των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen, ενώ αναφερθήκαμε και στη διαφορετική απόκριση των πληθυσμών αυτών σε γεωμαγνητικές διαταραχές και φαινόμενα στον ηλιακό άνεμο. Στις επόμενες ενότητες θα προσπαθήσουμε να δώσουμε μια πιο αναλυτική περιγραφή των διαφορών ανάμεσα σε επεισόδια ενίσχυσης και απωλειών της ροής των ηλεκτρονίων, αλλά και την εξάρτησή τους από τα δύο κυριότερα διαπλανητικά φαινόμενα, δηλαδή τις διαπλανητικές εκτοξεύσεις στεμματικής μάζας (ICMEs) και τις ροές ηλιακού ανέμου υψηλής ταχύτητας (HSSs) που

ακολουθούν μια περιοχή αλληλεπίδρασης.

8.4.2.1 Επεισόδια ενίσχυσης και επεισόδια απώλειας σχετικιστικών ηλεκτρονίων

Όλοι οι μηχανισμοί επιτάχυνσης και απώλειας που συζητήσαμε εξαρτώνται από τον ηλιακό άνεμο και τη γεωμαγνητική δραστηριότητα που προκύπτει από αυτόν. Οι επιδράσεις αυτών των μηχανισμών στον πληθυσμό ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης πιστεύεται ότι είναι πιο έντονες κατά τη διάρκεια συγκεκριμένων ενεργών συνθηκών που μπορεί να συμβούν κατά τη διάρκεια γεωμαγνητικών καταιγίδων. Ωστόσο, τα τελευταία χρόνια έχει γίνει σαφές ότι η ύπαρξη γεωμαγνητικά ενεργών περιόδων δεν είναι απαραίτητη, αφού και μη γεωαποτελεσματικά φαινόμενα (αυτά που δεν προκαλούν σημαντική μεταβολή στον δείκτη Dst) μπορούν να προκαλέσουν σημαντικές μεταβολές στους πληθυσμούς ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης [76, 72, 55].

Μελέτες μεμονωμένων επεισοδίων που κατέληξαν σε ενίσχυση ή απώλεια του πληθυσμού ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης έδειξαν ότι οι καταιγίδες που κατέληξαν σε αύξηση της PSD -σε σχέση με αυτές που κατέληξαν σε μείωσή της- χαρακτηρίζονταν από (α) ενισχυμένη δραστηριότητα κυμάτων chorus, (β) μεγαλύτερο εύρος εμφάνισης αυτών των κυμάτων σε L^*, (γ) μικρότερο εύρος εμφάνισης plasmaspheric hiss σε L^* κατά τη διάρκεια της φάσης ανάκαμψης, (δ) μικρότερη δραστηριότητα κυμάτων EMIC και (ε) μεγαλύτερες περιόδους δραστηριότητας και αυξημένου πλάτους κυμάτων Pc5 ULF [47], ενώ στις περιπτώσεις ταυτόχρονης (και ισχυρής) δραστηριότητας chorus και ULF, η συνεισφορά των πρώτων ήταν μεγαλύτερη για ηλεκτρόνια με ενέργειες ~1 MeV [77].

Πολυάριθμες μελέτες έχουν καταλήξει σε στατιστικές σχετικά με την απόκριση της εξώτερης ζώνης Van Allen προκειμένου να προσδιοριστεί η επίδραση των γεωμαγνητικών διαταραχών. Όλες είχαν παρόμοια αποτελέσματα με τις παλαιότερες μελέτες των Reeves et al.[46] και Turner et al.[47]. Ένα βήμα παραπέρα, οι Reeves et al.[48] και Katsavrias et al.[49] έδειξαν ότι το αποτέλεσμα κάθε γεωμαγνητικής διαταραχής εξαρτάται από την ενέργεια των ηλεκτρονίων και το μαγνητοκέλυφος (L), με το ποσοστό των ενισχύσεων να αυξάνεται με την αύξηση του L, αλλά να μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας. Οι απώλειες, από την άλλη πλευρά, φαίνεται να εξαρτώνται από το L, αλλά όχι απαραίτητα από την ενέργεια των ηλεκτρονίων.

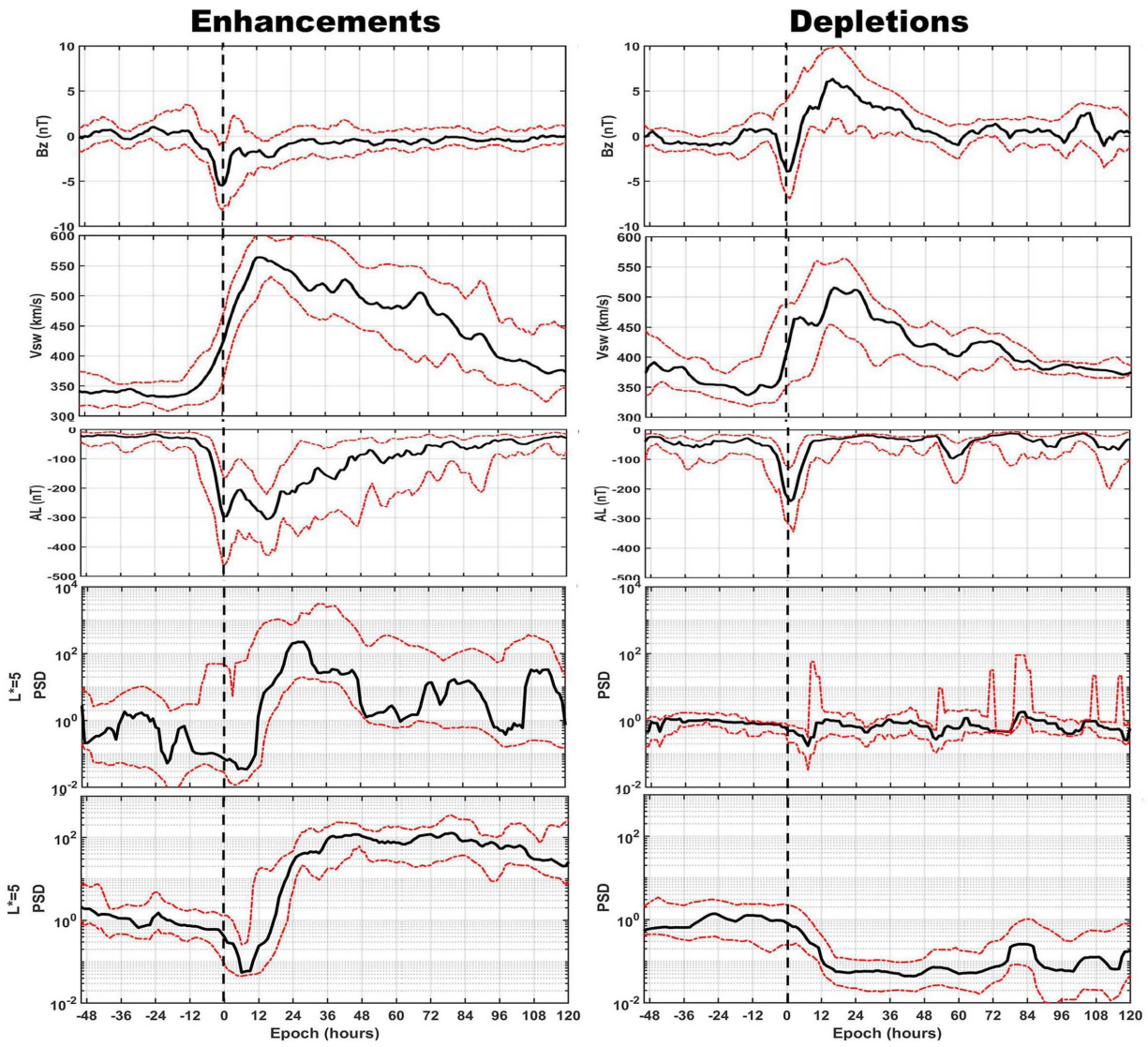
Επιπλέον, οι περισσότερες μελέτες προσπάθησαν να δώσουν απάντηση σε δύο βασικά ερωτήματα:

1. Ποιες είναι οι συνθήκες στον ηλιακό άνεμο που οδηγούν σε ενίσχυση ή απώλεια του πληθυσμού ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης;

2. Ποιο είναι το ποσοστό επαναληψιμότητας της απόκρισης της εξώτερης ζώνης για δεδομένες συνθήκες ηλιακού ανέμου;

Οι Murphy et al. [78], μελέτησαν το συνολικό περιεχόμενο ηλεκτρονίων (Total Electron Content, TEC) της εξώτερης ζώνης σε μια ευρεία χρονική περίοδο (73 καταιγίδες με Dst<-50 nT) και κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι υπάρχει μια αρχική φάση σε κάθε καταιγίδα όπου επικρατούν απώλειες ηλεκτρονίων. Αυτή η αρχική φάση συνοδευόταν από υψηλές τιμές της ταχύτητας και της πίεσης του ηλιακού ανέμου, καθώς και από αρνητικές τιμές του Bz, υποδεικύοντας απώλειες λόγω μαγνητοσφαιρικής σκίασης. Παρ' όλα αυτά, υποστήριξαν ότι το συνολικό περιεχόμενο της εξώτερης ζώνης αυξάνεται συστηματικά μετα από αυτήν την πρώτη φάση απωλειών.

Αργότερα, οι Katsavrias et al. [49], μελετώντας ένα δείγμα PSD από 20 επεισόδια ενίσχυσης και 8 επεισόδια απώλειας σχετικιστικών ηλεκτρονίων, επαλήθευσαν ότι η απώλεια ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης μέσω μαγνητοσφαιρικής σκίασης είναι ένα κοινό χαρακτηριστικό κατά την αρχική φάση κάθε διαταραχής που λαμβάνει χώρα ακόμα και σε ασθενείς καταιγίδες. Πρόσθεσαν, επίσης, ότι η βασική διαφορά μεταξύ επεισοδίων ενίσχυσης και απώλειας (για L>4.5) έγκειται στον συνδυασμό της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου και του IMF Bz. Τα επεισόδια ενίσχυσης προκλήθηκαν από διαταραχές του γεωδιαστήματος με επίμονα νότια συνιστώσα του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου σε συνδυασμό με μεγάλες τιμές της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου, που αντιστοιχεί στο αζιμουθιακό ηλεκτρικό πεδίο κοντά στη μαγνητόπαυση. Αυτός ο συνδυασμός οδηγούσε σε ισχυρή επανασύνδεση και σε έντονη δραστηριότητα υποκαταιγίδων που πρόσφεραν σημαντική



Σχήμα 8.16: Superposed epoch analysis για δύο ομάδες επεισοδίων γεωμαγνητικών διαταραχών που κατέληξαν σε ενίσχυση (αριστερά διαγράμματα) και απώλεια (δεξιά). Οι μαύρες καμπύλες αντιστοιχούν στη διάμεσο, ενώ οι κόκκινες στο πάνω και κάτω τεταρτημόριο της κατανομής. Από πάνω προς τα κάτω: Η κατακόρυφη συνιστώσα του διαπλανητικού πεδίου, η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, ο γεωμαγνητικός δείκτης AL και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στον χώρο των φάσεων για υποσχετικιστικά (μ=100 MeV/G) και σχετικιστικά (μ=4,200 MeV/G) σωματίδια. Πηγή: Katsavrias et al. 2019 [49].

αφθονία seed ηλεκτρονίων. Τέλος, ανέφεραν ότι υπήρχε μια αξιοσημείωτη επαναληψιμότητα μεταξύ επεισοδίων που κατέληξαν σε ενίσχυση και απώλειες της εξώτερης ζώνης, ορίζοντας δύο διακριτές φάσεις:

- Φάση 1η (Μέγιστη συμπίεση μαγνητόπαυσης έως 12 ώρες μετά): Απώλειες σχετικιστικών ηλεκτρονίων λόγω μαγνητοσφαιρικής σκίασης.
- Φάση 2η (12 ώρες μετά τη μέγιστη συμπίεση έως 120 ώρες): Η αφθονία seed ηλεκτρονίων στα επεισόδια ενίσχυσης σε συνδυασμό με την ισχυρή κυματική δραστηριότητα αναπληρώνει τις απώλειες των σχετικιστικών ηλεκτρονίων, ενώ η απουσία seed ηλεκτρονίων στα επεισόδια απώλειας οδηγεί σε παραμένουσα πτώση της PSD.

8.4.2.2 Απόκριση των πληθυσμών της εξώτερης ζώνης σε διαταραχές οδηγούμενες από ICMEs και SIRs

Πρόσφατα, έχει δοθεί μεγάλη προσοχή στην κατανόηση του πώς διαφορετικά φαινόμενα στον ηλιακό άνεμο μπορούν να οδηγήσουν σε διαφορετική απόκριση των πληθυσμών ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης. Φυσικά,

αυτά τα φαινόμενα είναι κυρίως οι διαπλανητικές εκτοξεύσεις στεμματικής μάζας (ICME) και οι περιοχές αλληλεπίδρασης (SIR/CIR).

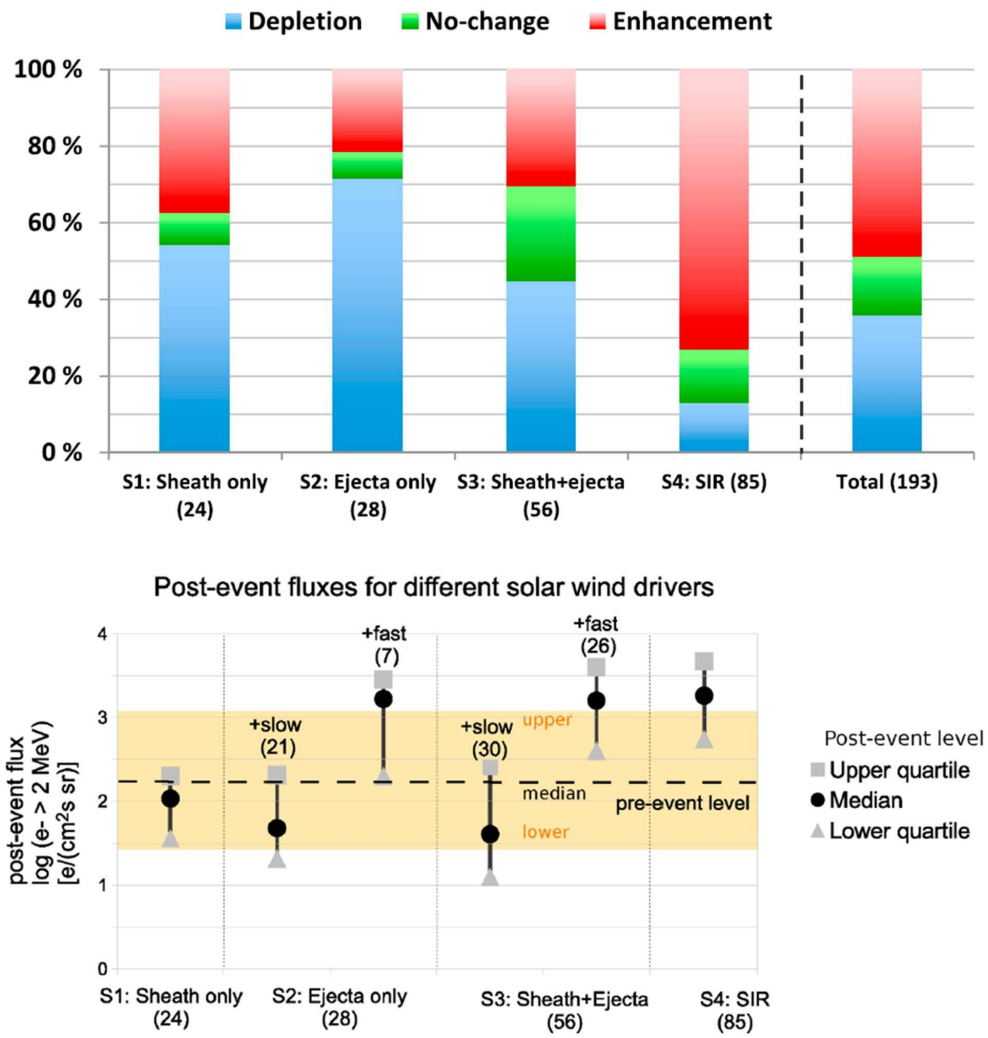
Φαινόμενο	**Διαταραχές λόγω ICME**	**Διαταραχές λόγω SIR**
Φάση ηλιακού κύκλου	Μέγιστο	Καθοδική
Ύπαρξη SEP	Μερικές φορές	Κανένα
Παράμετρος β στη μαγνητοθήκη	Χαμηλή	Υψηλή
Πυκνότητα φύλλου πλάσματος	Υπέρπυκνο	Πυκνό
Surface charging	Λιγότερο έντονο	Περισσότερο έντονο
Dst	Ισχυρότερος	Ασθενέστερος
Κύματα ULF	Βραχύβια	Μεγάλης διάρκειας
Ροές σχετικιστικών ηλεκτρονίων	Λιγότερο ισχυρές	Περισσότερο ισχυρές
Γεωμαγνητικά επαγόμενα ρεύματα	Μερικές φορές	Ποτέ

Πίνακας 8.2: Σύνοψη των αποτελεσμάτων Borovsky και Denton [28] σχετικά με τις διαφορές μεταξύ των γεωμαγνητικών διαταραχών που προκαλούνται από ICMEs και CIRs. Πηγή: Borovsky και Denton, 2006 [28].

Μια αναλυτική ανασκόπηση των Borovsky και Denton [28], σχετικά με τις διαφορές μεταξύ των γεωμαγνητικών διαταραχών που προκαλούνται από ICMEs και CIRs, έδειξε ότι (μεταξύ άλλων) οι καταιγίδες που προκαλούνται από τα CIRs είναι μεγαλύτερης διάρκειας, έχουν θερμότερα φύλλα πλάσματος και παράγουν υψηλότερες ροές σχετικιστικών ηλεκτρονίων στη γεωσύγχρονη τροχιά. Μια σύνοψη των αποτελεσμάτων τους φαίνεται στον πίνακα 8.2. Η αποτελεσματικότητα των περιοχών αλληλεπίδρασης να παράγουν υψηλές ροές σχετικιστικών σωματιδίων έχει αποδοθεί, κυρίως, στην ενισχυμένη δραστηριότητα των κυμάτων chorus, η οποία επιτυγχάνεται μέσω της ισχυρής επανασύνδεσης στην ημερήσια μαγνητόσφαιρα [79].

Σε μια εκτενή μελέτη που συμπεριελάμβανε 193 γεωμαγνητικές καταιγίδες, οι Kilpua et al. [80] ερεύνησαν την απόκριση της ροής των σχετικιστικών ηλεκτρονίων (E>2 MeV) στη γεωσύγχρονη τροχιά χωρίζοντας το δείγμα τους σε 4 βασικές κατηγορίες: καταιγίδες που προκλήθηκαν από SIRs, από τη θήκη (sheath) μιας ICME, από το μαγνητικό σύννεφο (ejecta) μιας ICME και από μια πλήρη ICME (sheath+ejecta). Τα αποτελέσματά τους (σχήμα 8.17) έδειξαν ότι οι διαταραχές που προκαλούνται από ICMEs είναι πιο πιθανό να οδηγήσουν σε απώλειες σχετικιστικών ηλεκτρονίων στη γεωσύγχρονη τροχιά (71%) ενώ οι διαταραχές που προκαλούνται από SIRs είναι πιο πιθανό να οδηγήσουν σε ενίσχυση (73%). Τα ποσοστά των διαταραχές που προκαλούνται από ICMEs και καταλήγουν σε απώλειες αυξάνονται ακόμη περισσότερο όταν ο ηλιακός άνεμος που συνοδεύει την ICME είναι αργός (<500 km/s). Τα αποτελέσματα αυτά ερμηνεύτηκαν με βάση τις παραμέτρους του ηλιακού ανέμου που χαρακτηρίζουν κάθε διαπλανητικό φαινόμενο. Η μείωση της ροής των ηλεκτρονίων κατά τη διάρκεια διαταραχών λόγω ICMEs αποδόθηκε στις υψηλές τιμές της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου σε συνδυασμό με την ενισχυμένη δραστηριότητα κυμάτων ULF, που μπορούν να οδηγήσουν σε άμεση ή έμμεση μαγνητοσφαιρική σκίαση. Αντίθετα, οι ροές γρήγορου ηλιακού ανέμου που ακολουθούν τις περιοχές αλληλεπίδρασης, στερούνται ιδιότητες που σχετίζονται με την απώλεια ηλεκτρονίων (ισχυρή συμπίεση της μαγνητόπαυσης), αλλά η παρατεταμένη νότια συνιστώσα του Bz σε συνδυασμό με τις υψηλές ταχύτητες προκαλεί εγχύσεις υποσχετικιστικών ηλεκτρονίων και γεννά κύματα chorus, που ευθύνονται για την επιτάχυνση σε σχετικιστικές ενέργειες.

Φυσικά τα αποτελέσματα των Kilpua et al. περιορίζονταν λόγω του ότι τα δεδομένα τους κάλυπταν μία πολύ μικρή ενεργειακή περιοχή αλλά και μία μόνο ακτινική απόσταση. Πρόσφατες έρευνες [81, 82] επικεντρώθηκαν στο να μελετήσουν την εξάρτηση της εξώτερης ζώνης από τα διαπλανητικά φαινόμενα σε ένα ευρύ φάσμα ενεργειών και με πλήρη κάλυψη των μαγνητοκελύφων της εξώτερης ζώνης. Τα αποτελέσματα αυτών των μελετών έδειξαν ότι η απόκριση των ηλεκτρονίων σε διαταραχές που προκαλούνται από ICMEs είναι σημαντικά πιο πολύπλοκη, αφού εξαρτάται τόσο από την ενέργεια όσο και από την ακτινική απόσταση. Συγκεκριμένα, οι διαταραχές αυτές είναι ιδιαίτερα αποτελεσματικές στο να προκαλέσουν επιτάχυνση ηλεκτρονίων



Σχήμα 8.17: Πάνω διάγραμμα: Ποσοστά απόκρισης των ροών σχετικιστικών ηλεκτρονίων (E>2 MeV) στη γεωσύγχρονη τροχιά ανά κατηγορία διαπλανητικού φαινομένου. Κάτω διάγραμμα: Ροές ηλεκτρονίων για διαφορετικές ακολουθίες διαπλανητικών φαινομένων. Η οριζόντια γραμμή δείχνει τη διάμεσο και η πορτοκαλί σκιασμένη περιοχή δείχνει το εύρος από το κατώτερο έως το ανώτερο τεταρτημόριο της ροής πριν την έναρξη των επεισοδίων του δείγματος. Πηγή: Kilpua et al. 2015 [80].

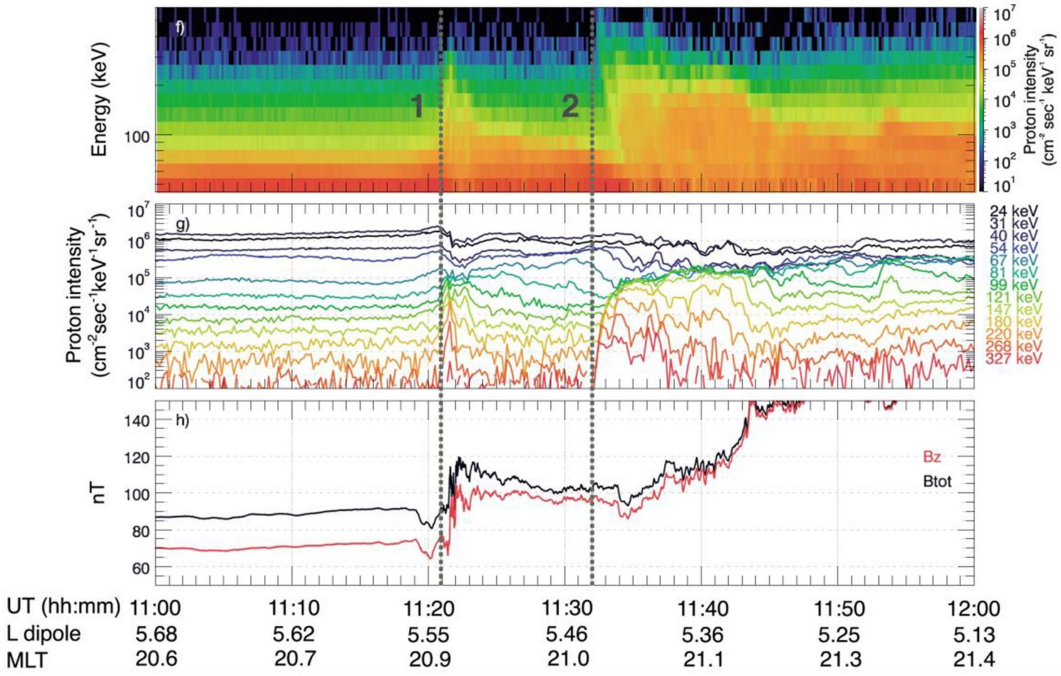
πολλαπλών MeV σε χαμηλά μαγνητοκελύφη (L<4.5) και ταυτόχρονα σημαντικές απώλειες σε υψηλότερες ακτινικές αποστάσεις. Έναν χρόνο αργότερα, οι Bingham et al. [83] έδειξαν ότι, παρ' όλο που η ισχύς των κυμάτων chorus είναι συγκρίσιμη χρονικά και σε ένταση κατά τη διάρκεια καταιγίδων λόγω ICMEs και CIRs, η μεγαλύτερη ενίσχυση seed ηλεκτρονίων σε χαμηλά μαγνητοκελύφη κατά τη διάρκεια καταιγίδων λόγω ICMEs είναι που παρέχει το απαραίτητο υπόβαθρο για την παρατηρούμενη επιτάχυνση.

8.5 Ασκήσεις και προβλήματα

8.5.1 Στο παρακάτω σχήμα μετρήσεων από τον δορυφόρο Van Allen Probe B (`https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1002/2014JA020872`) έχουν καταγραφεί δύο εγχύσεις πρωτονίων. Τα δύο πρώτα διαγράμματα απεικονίζουν την ένταση ροής πρωτονίων με δύο διαφορετικούς τρόπους, ενώ το τρίτο διάγραμμα απεικονίζει την ολική τιμή και την κατακόρυφη συνιστώσα z του μαγνητικού πεδίου της μαγνητόσφαιρας στη θέση του δορυφόρου. Κατά την πρώτη έγχυση, τα πρω-

τόνια όλων των ενεργειών μεταξύ 81 και 268 keV καταφθάνουν ταυτόχρονα στον δορυφόρο, ενώ κατά τη δεύτερη έγχυση καταφθάνουν πρώτα τα πρωτόνια υψηλότερων ενεργειών και με χρονική υστέρηση τα πρωτόνια χαμηλότερων ενεργειών.

Μπορείτε να ερμηνεύσετε τις μετρήσεις λαμβάνοντας υπόψη τη θέση του δορυφόρου και τις μεταβολές του μαγνητικού πεδίου;



8.5.2 Στον φάκελο «Πολυμέσα» θα βρείτε το βίντεο «RB Simulation ONERA.mp4» προσομοίωσης της δυναμικής εξέλιξης σχετικιστικών ηλεκτρονίων (ενέργειας 1 MeV) στην εξώτερη ζώνη Van Allen τη χρονική περίοδο 8-20 Σεπτεμβρίου 2011. Το video υλοποιήθηκε στο πλαίσιο του ευρωπαϊκού ερευνητικού προγράμματος MAARBLE (`http://www.maarble.eu`) με χρήση του κώδικα Salammbo (`https://www.ann-geophys.net/30/929/2012/angeo-30-929-2012.pdf`).

Βλέπουμε σε εγκάρσια τομή (στο επίπεδο των μεσημβρινών μεσονυκτίου-μεσημεριού) τη χρονική μεταβολή της έντασης ροής (ηλεκτρόνια / $MeV \cdot cm^2 \cdot s \cdot sr$) που αποδίδεται με τη χρωματική κλίμακα πάνω από τις ζώνες. Τα διαγράμματα δεξιά δίνουν κατά σειρά:

- μετρήσεις της έντασης ροής σχετικιστικών ηλεκτρονίων από τον γαλλικό δορυφόρο Icare,
- κατακόρυφη συνιστώσα του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου (Bz)
- ταχύτητα ηλιακού ανέμου
- πυκνότητα πρωτονίων ηλιακού ανέμου και
- δείκτη Kp.

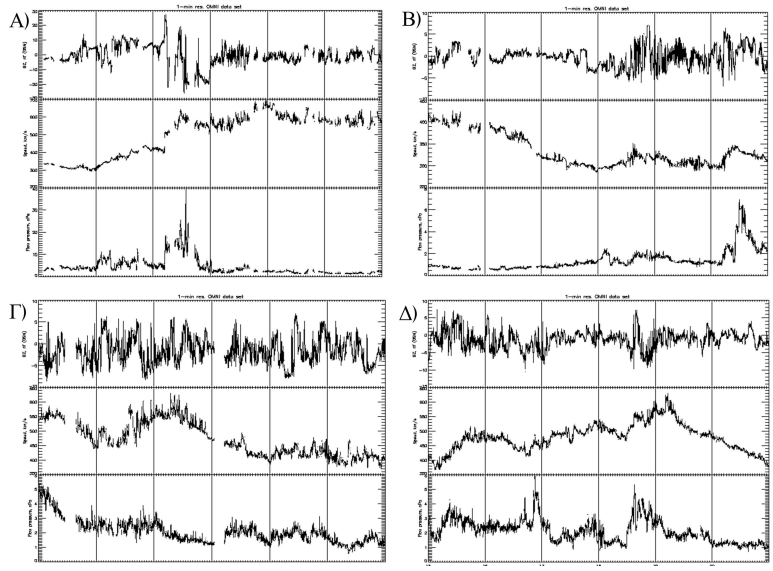
Η μαύρη γραμμή στις ζώνες Van Allen είναι η προβολή της γεωστατικής τροχιάς. Η κατακόρυφη μαύρη ευθεία που κινείται πάνω στα διαγράμματα μας δίνει τη ροή του χρόνου.

Μελετήστε το βίντεο σε συνδυασμό με i) τη συμπεριφορά του δείκτη Dst κατά το ίδιο χρονικό διάστημα (θα τον βρείτε στη δικτυακή πύλη του Παγκόσμιου Κέντρου Δεδομένων Γεωμαγνητισμού στο Κιότο, `http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/`, και θα τον εκτυπώσετε) και ii) τις μεταβολές που απεικονίζονται στα κατακόρυφα διαγράμματα. Απαντήστε στα παρακάτω:

1. Σε τι νομίζετε ότι οφείλεται η φαινόμενη αργή αλλά συνεχής ταλάντωση ολόκληρου του συστήματος των ζωνών Van Allen; Περιστροφή της Γης.
2. Τί παρατηρείτε ότι συμβαίνει (στην προσομοίωση) κατά τη διάρκεια σύντομης αλλά ισχυρής νότιας στροφής του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου στις ≈17:00 UT, 09/09/2011; Συμφωνεί η προσομοίωση με τις μετρήσεις του Icare;
3. Στις 09:00 UT, 17/09/2011, παρατηρούμε μια απότομη αύξηση της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου (λόγω αύξησης της ταχύτητας και της πυκνότητας). Ποια είναι η απόκριση των ζωνών Van Allen (στην προσομοίωση) σε αυτή την αύξηση πίεσης; Συμφωνεί η προσομοίωση με τις μετρήσεις του Icare;

8.5.3

1. Αναζητήστε τον δείκτη Dst για τον μήνα Μάρτιο του 2015 και τον δείκτη AL για τις 4 Μαρτίου 2015 στη δικτυακή πύλη του Παγκόσμιου Κέντρου Δεδομένων Γεωμαγνητισμού στο Κιότο (`http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/`). Συμπεριλάβετε τα δύο διαγράμματα στην εργασία σας και περιγράψτε συνοπτικά τι είδους φαινόμενο αναγνωρίζετε στο καθένα από τα δύο διαγράμματα και ποια είναι η σχέση του με πληθυσμούς ενεργητικού πλάσματος στο γεωδιάστημα. Στη συνέχεια συγκρίνετε τα παραπάνω διαγράμματα με αυτά που αντιστοιχούν στην ημέρα γέννησής σας.
2. Με ποιο από τα παρακάτω διαγράμματα Α, Β, Γ, Δ μετρήσεων στο διαπλανητικό διάστημα είναι συμβατό το διάγραμμα του δείκτη Dst που βρήκατε στο υποερώτημα 1; Δικαιολογήστε την επιλογή σας.



8.5.4 Οι κρίκοι της αλυσίδας της γεωηλιακής σύζευξης περιλαμβάνουν κατά σειρά: ηλιακή έκλαμψη, στεμματική εκτίναξη μάζας, διαμόρφωση του διαπλανητικού μαγνητικού πεδίου και εκδήλωση (ή όχι) γεωδιαστημικής μαγνητικής καταιγίδας. Να συγκρίνετε το «γεωαποτέλεσμα» των δύο ηλιακών εκρήξεων που εκδηλώθηκαν στις 7 Μαρτίου 2012 και στις 7 Ιανουαρίου 2014. Για τον σκοπό αυτό ακολουθείτε τα παρακάτω βήματα:

1. Διαπιστώνετε την ισχύ της ηλιακής έκλαμψης από τις μετρήσεις του δορυφόρου GOES15 στον ιστοχώρο: `http://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/new_plots/` επιλέγοντας κατά σειρά το έτος (2012 και 2014), τον δορυφόρο GOES15, τον φάκελο «summary», και τη χρονική περίοδο που αντιστοιχεί στο εκρηκτικό επεισόδιο. Το διάγραμμα στην κορυφή δίνει την ένταση ροής των ακτίνων Χ, από την οποία ταξινομείται κάθε έκλαμψη ως προς το μέγεθός της. Και στις δύο περιπτώσεις η έκλαμψη ήταν από τις ισχυρότερες που έχουν καταγραφεί.

Τυπώνετε τα διαγράμματα και τα επισυνάπτετε στην εργασία, αναφέροντας το μέγεθος της έκλαμψης.

2. Παρακολουθείτε τα βίντεο των στεμματικών εκτινάξεων μάζας (CME) που έχουν αναρτηθεί στον φάκελο «Πολυμέσα» του e-class (2 για κάθε επεισόδιο).
3. Σχεδιάζετε (plot) τις παραμέτρους του διαπλανητικού χώρου στον ιστοχώρο `http://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html`. Επιλέγετε Plot data και Hourly averaged και εισάγετε το χρονικό διάστημα για το οποίο θα σχεδιάσετε τις παραμέτρους που επιλέγετε:
   - Bz, GSM, nT
   - Flow Speed, km/sec
   - Dst Index, nT

   και κλικάρετε το εικονίδιο Submit. Τυπώνετε τα διαγράμματα και τα επισυνάπτετε στην εργασία.

Σχολιάστε το διαφορετικό «γεωαποτέλεσμα» (ως ένταση μαγνητικής καταιγίδας, που αντιπροσωπεύεται από τον δείκτη Dst) των δύο ηλιακών εκρήξεων.

8.5.5 Γιατί το σέλας σε χαμηλά γεωγραφικά πλάτη φαίνεται κόκκινο;

Βιβλιογραφία

[1] D. Biskamp. "Magnetic reconnection in plasmas". Στο: *Astrophysics and Space Science* 242.1-2 (1996), σσ. 165–207. DOI: 10.1007/bf00645113. URL: https://doi.org/10.1007/bf00645113.

[2] W. D. Gonzalez κ.ά. "What is a geomagnetic storm?" Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 99 (Απρ. 1994), σσ. 5771–5792. DOI: 10.1029/93JA02867.

[3] J. Feynman. "Geomagnetic and solar wind cycles, 1900-1975". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 87 (Αύγ. 1982), σσ. 6153–6162. DOI: 10.1029/JA087iA08p06153.

[4] Ch. Katsavrias, A. Hillaris και P. Preka-Papadema. "A wavelet based approach to Solar–Terrestrial Coupling". Στο: *Advances in Space Research* 57.10 (Μάι. 2016), σσ. 2234–2244. DOI: 10.1016/j.asr.2016.03.001. URL: https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.03.001.

[5] R. K. Burton, R. L. McPherron και C. T. Russell. "An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst". Στο: *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 80.31 (1975), σσ. 4204–4214. DOI: 10.1029/JA080i031p04204.

[6] S. -I. Akasofu. "Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere." Στο: *Space Science Reviews* 28.2 (Ιούν. 1981), σσ. 121–190. DOI: 10.1007/BF00218810.

[7] Ch. Katsavrias κ.ά. "On the Interplanetary Parameter Schemes Which Drive the Variability of the Source/Seed Electron Population at GEO". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 126.6 (Μάι. 2021). DOI: 10.1029/2020ja028939. URL: https://doi.org/10.1029/2020ja028939.

[8] J. R. Wygant, R. B. Torbert και F. S. Mozer. "Comparison of S3-3 polar cap potential drops with the interplanetary magnetic field and models of magnetopause reconnection". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 88.A7 (Ιούλ. 1983), σσ. 5727–5735. DOI: 10.1029/JA088iA07p05727.

[9] J. R. Kan και L. C. Lee. "Energy coupling function and solar wind-magnetosphere dynamo". Στο: *Geophysical Research Letters* 6.7 (1979), σσ. 577–580. DOI: 10.1029/GL006i007p00577.

[10] P. T. Newell, T. Sotirelis, K. Liou, C. -I. Meng και F. J. Rich. "A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 112.A1, A01206 (Ιαν. 2007), A01206. DOI: 10.1029/2006JA012015.

[11] T. Andriyas και S. Andriyas. "Periodicities in solar wind-magnetosphere coupling functions and geomagnetic activity during the past solar cycles". Στο: *Astrophysics and Space Science,* 362.9 (2017). DOI: 10.1007/s10509-017-3141-9. URL: https://doi.org/10.1007/s10509-017-3141-9.

[12] J. Bartels. "Discussion of time-variations of geomagnetic activity, indices Kp and Ap, 1932-1961". Στο: *Annales de Geophysique,* 19 (1963), σ. 1.

[13] C. Katsavrias, P. Preka-Papadema και X. Moussas. "Wavelet Analysis on Solar Wind Parameters and Geomagnetic Indices". Στο: *Solar Physics* 280 (Οκτ. 2012), σσ. 623–640. DOI: 10.1007/s11207-012-0078-6. arXiv: 1205.2229 [astro-ph.SR].

[14] Y.-Q. Lou, Y.-M. Wang, Z. Fan, S. Wang και J. X. Wang. "Periodicities in solar coronal mass ejections". Στο: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society,* 345.3 (2003), σ. 809818. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06993.x. URL: https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06993.x.

[15] J. Polygiannakis, P. Preka-Papadema και X. Moussas. "On signal-noise decomposition of time-series using the continuous wavelet transform: application to sunspot index". Στο: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society,* 343.3 (2003), σ. 725734. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06705.x. URL: https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06705.x.

[16] Jiaming Ou, Aimin Du και Christopher C. Finlay. "Quasi-biennial oscillations in the geomagnetic field: Their global characteristics and origin". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122.5 (2017), σ. 50435058. DOI: 10.1002/2016ja023292. URL: https://doi.org/10.1002/2016ja023292.

[17] E.W Cliver, Y Kamide και A.G Ling. "The semiannual variation of geomagnetic activity: phases and profiles for 130 years of aa data". Στο: *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64.1 (Ιαν. 2002), σσ. 47–53. DOI: 10.1016/s1364-6826(01)00093-1. URL: https://doi.org/10.1016/s1364-6826(01)00093-1.

[18] C. Katsavrias κ.ά. "On the semi-annual variation of relativistic electrons in the outer radiation belt". Στο: *Annales Geophysicae* 39.3 (2021), σ. 413425. DOI: 10.5194/angeo-39-413-2021. URL: https://doi.org/10.5194/angeo-39-413-2021.

[19] L. Svalgaard. "Geomagnetic activity: dependence on solar wind parameters." Στο: *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*. Επιμέλεια υπό J. B. Zirker. Μάι. 1977, σσ. 371–441.

[20] E. W. Cliver, Y. Kamide και A. G. Ling. "Mountains versus valleys: Semiannual variation of geomagnetic activity". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 105.A2 (Φεβ. 2000), σσ. 2413–2424. DOI: 10.1029/1999ja900439. URL: https://doi.org/10.1029/1999ja900439.

[21] C. T. Russell και R. L. McPherron. "Semi-annual variation of geomagnetic activity". Στο: *Journal of Geophysical Research,* 78.1 (1973), σ. 92108. DOI: 10.1029/ja078i001p00092. URL: https://doi.org/10.1029/ja078i001p00092.

[22] L. V. T. Häkkinen κ.ά. "Seasonal and diurnal variation of geomagnetic activity: RevisedDstversus external drivers". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 108.A2 (Φεβ. 2003). DOI: 10.1029/2002ja009428. URL: https://doi.org/10.1029/2002ja009428.

[23] Y. Ebihara κ.ά. "Statistical distribution of the storm-time proton ring current: POLAR measurements". Στο: *Geophysical Research Letters* 29.20 (Οκτ. 2002), σσ. 30–1–30–4. DOI: 10.1029/2002gl015430. URL: https://doi.org/10.1029/2002gl015430.

[24] J. U. Kozyra και M. W. Liemohn. "Ring Current Energy Input and Decay". Στο: *Space Science Reviews* 109.1-4 (2003), σσ. 105–131. DOI: 10.1023/b:spac.0000007516.10433.ad. URL: https://doi.org/10.1023/b:spac.0000007516.10433.ad.

[25] I. A. Daglis και Y. Kamide. "The role of substorms in storm-time particle acceleration". Στο: *Disturbances in Geospace: The Storm-Substorm Relationship*. American Geophysical Union, 2003, σσ. 119–129. DOI: 10.1029/142gm11. URL: https://doi.org/10.1029/142gm11.

[26] M. Gkioulidou, A. Y. Ukhorskiy, D. G. Mitchell και L. J. Lanzerotti. "Storm time dynamics of ring current protons: Implications for the long-term energy budget in the inner magnetosphere". Στο: *Geophysical Research Letters* 43.10 (Μάι. 2016), σσ. 4736–4744. DOI: 10.1002/2016gl068013. URL: https://doi.org/10.1002/2016gl068013.

[27] W.D. Cramer, N.E. Turner, M.-C. Fok και N.Y. Buzulukova. "Effects of different geomagnetic storm drivers on the ring current: CRCM results". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 118.3 (Μαρ. 2013), σσ. 1062–1073. DOI: 10.1002/jgra.50138. URL: https://doi.org/10.1002/jgra.50138.

[28] J. E. Borovsky και M. H. Denton. "Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111, A07S08 (Ιούλ. 2006), σ. 7. DOI: 10.1029/2005JA011447.

[29] C. G. Mouikis κ.ά. "The Storm-Time Ring Current Response to ICMEs and CIRs Using Van Allen Probe Observations". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 124.11 (Νοέ. 2019), σσ. 9017–9039. DOI: 10.1029/2019ja026695. URL: https://doi.org/10.1029/2019ja026695.

[30] I. A. Daglis. "Ring Current Dynamics". Στο: *Space Science Reviews* 124.1-4 (Δεκ. 2006), σσ. 183–202. DOI: 10.1007/s11214-006-9104-z. URL: https://doi.org/10.1007/s11214-006-9104-z.

[31] M. Nosé, A. Ieda και S. P. Christon. "Geotail observations of plasma sheet ion composition over 16 years: On variations of average plasma ion mass and O+triggering substorm model". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 114.A7 (Ιούλ. 2009), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2009ja014203. URL: https://doi.org/10.1029/2009ja014203.

[32] M.-C. Fok, T. E. Moore, J. U. Kozyra, G. C. Ho και D. C. Hamilton. "Three-Dimensional Ring Current Decay Model". Στο: *Journal of Geophysical Research* 100.A6 (1995), σ. 9619. DOI: 10.1029/94ja03029. URL: https://doi.org/10.1029/94ja03029.

[33] M. W. Liemohn κ.ά. "Dominant role of the asymmetric ring current in producing the stormtimeDst". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 106.A6 (Ιούν. 2001), σσ. 10883–10904. DOI: 10.1029/2000ja000326. URL: https://doi.org/10.1029/2000ja000326.

[34] V. K. Jordanova κ.ά. "Modeling ring current proton precipitation by electromagnetic ion cyclotron waves during the May 14-16, 1997, storm". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 106.A1 (Ιαν. 2001), σσ. 7–22. DOI: 10.1029/2000ja002008. URL: https://doi.org/10.1029/2000ja002008.

[35] G. H. Nakano και H. H. Heckman. "Evidence for Solar-Cycle Changes in the Inner-Belt Protons". Στο: *Physical Review Letters* 20.15 (Απρ. 1968), σσ. 806–809. DOI: 10.1103/physrevlett.20.806. URL: https://doi.org/10.1103/physrevlett.20.806.

[36] X. Li κ.ά. "New Insights From Long-Term Measurements of Inner Belt Protons (10s of MeV) by SAMPEX, POES, Van Allen Probes, and Simulation Results". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 125.8 (Αύγ. 2020). DOI: 10.1029/2020ja028198. URL: https://doi.org/10.1029/2020ja028198.

[37] M. Qin κ.ά. "Solar cycle variations of trapped proton flux in the inner radiation belt". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 119.12 (Δεκ. 2014), σσ. 9658–9669. DOI: 10.1002/2014ja020300. URL: https://doi.org/10.1002/2014ja020300.

[38] J. B. Blake, W. A. Kolasinski, R. W. Fillius και E. G. Mullen. "Injection of electrons and protons with energies of tens of MeV into L < 3 on 24 March 1991". Στο: *Geophysical Research Letters* 19.8 (Απρ. 1992), σσ. 821–824. DOI: 10.1029/92gl00624. URL: https://doi.org/10.1029/92gl00624.

[39] M. D. Looper. "Response of the inner radiation belt to the violent Sun-Earth connection events of October–November 2003". Στο: *Geophysical Research Letters* 32.3 (2005). DOI: 10.1029/2004gl021502. URL: https://doi.org/10.1029/2004gl021502.

[40] K. R. Lorentzen. "Multisatellite observations of MeV ion injections during storms". Στο: *Journal of Geophysical Research* 107.A9 (2002). DOI: 10.1029/2001ja000276. URL: https://doi.org/10.1029/2001ja000276.

[41] "The Creation of New Ion Radiation Belts Associated with Solar Energetic Particle Events and Interplanetary Shocks". Στο: *Solar Eruptions and Energetic Particles*. John Wiley & Sons, Inc., Ιαν. 2006. DOI: 10.1029/165gm32. URL: https://doi.org/10.1029/165gm32.

[42] R. A. Leske, R. A. Mewaldt, E. C. Stone και T. T. von Rosenvinge. "Observations of geomagnetic cutoff variations during solar energetic particle events and implications for the radiation environment at the Space Station". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 106.A12 (Δεκ. 2001), σσ. 30011–30022. DOI: 10.1029/2000ja000212. URL: https://doi.org/10.1029/2000ja000212.

[43] R. S. Selesnick, M. K. Hudson και B. T. Kress. "Injection and loss of inner radiation belt protons during solar proton events and magnetic storms". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 115.A8 (Αύγ. 2010), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2010ja015247. URL: https://doi.org/10.1029/2010ja015247.

[44] Rachael J. Filwett κ.ά. "Solar Energetic Proton Access to the Near-Equatorial Inner Magnetosphere". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 125.6 (Μάι. 2020). DOI: 10.1029/2019ja027584. URL: https://doi.org/10.1029/2019ja027584.

[45] J. Xu κ.ά. "Characteristics of High-Energy Proton Responses to Geomagnetic Activities in the Inner Radiation Belt Observed by the RBSP Satellite". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 124.9 (Σεπτ. 2019), σσ. 7581–7591. DOI: 10.1029/2018ja026205. URL: https://doi.org/10.1029/2018ja026205.

[46] G. D. Reeves, K. L. McAdams, R. H. W. Friedel και T. P. O'Brien. "Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms". Στο: *Geophysical Research Letters* 30, 1529 (Μάι. 2003), σ. 1529. DOI: 10.1029/2002GL016513.

[47] D. L. Turner κ.ά. "On the storm-time evolution of relativistic electron phase space density in Earth's outer radiation belt". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 118 (Μάι. 2013), σσ. 2196–2212. DOI: 10.1002/jgra.50151.

[48] G. D. Reeves κ.ά. "Energy-dependent dynamics of keV to MeV electrons in the inner zone, outer zone, and slot regions". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 121.1 (Ιαν. 2016), σσ. 397–412. DOI: 10.1002/2015ja021569. URL: https://doi.org/10.1002/2015ja021569.

[49] C. Katsavrias, I. A. Daglis και W. Li. "On the Statistics of Acceleration and Loss of Relativistic Electrons in the Outer Radiation Belt: A Superposed Epoch Analysis". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (Απρ. 2019). DOI: 10.1029/2019ja026569. URL: https://doi.org/10.1029/2019ja026569.

[50] Q. Schiller κ.ά. "Prompt injections of highly relativistic electrons induced by interplanetary shocks: A statistical study of Van Allen Probes observations". Στο: *Geophysical Research Letters* 43.24 (Δεκ. 2016). DOI: 10.1002/2016gl071628. URL: https://doi.org/10.1002/2016gl071628.

[51] J. Li κ.ά. "Origin of two-band chorus in the radiation belt of Earth". Στο: *Nature Communications* 10.1 (2019). DOI: 10.1038/s41467-019-12561-3. URL: https://doi.org/10.1038/s41467-019-12561-3.

[52] M. Georgiou κ.ά. "Association of radiation belt electron enhancements with earthward penetration of Pc5 ULF waves: a case study of intense 2001 magnetic storms". Στο: *Annales Geophysicae* 33.11 (Νοέ. 2015), σσ. 1431–1442. DOI: 10.5194/angeo-33-1431-2015. URL: https://doi.org/10.5194/angeo-33-1431-2015.

[53] M. Georgiou κ.ά. "Ultralow Frequency Waves as an Intermediary for Solar Wind Energy Input Into the Radiation Belts". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 123.12 (Δεκ. 2018). DOI: 10.1029/2018ja025355. URL: https://doi.org/10.1029/2018ja025355.

[54] A. J. Boyd κ.ά. "What Causes Radiation Belt Enhancements: A Survey of the Van Allen Probes Era". Στο: *Geophysical Research Letters* 45.11 (Ιούν. 2018), σσ. 5253–5259. DOI: 10.1029/2018gl077699. URL: https://doi.org/10.1029/2018gl077699.

[55] Ch. Katsavrias κ.ά. "Highly Relativistic Electron Flux Enhancement During the Weak Geomagnetic Storm of April–May 2017". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 124.6 (Ιούν. 2019), σσ. 4402–4413. DOI: 10.1029/2019ja026743. URL: https://doi.org/10.1029/2019ja026743.

[56] A. N. Jaynes κ.ά. "Source and seed populations for relativistic electrons: Their roles in radiation belt changes". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 120 (Σεπτ. 2015), σσ. 7240–7254. DOI: 10.1002/2015JA021234.

[57] W. Li κ.ά. "Radiation belt electron acceleration during the 17 March 2015 geomagnetic storm: Observations and simulations". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 121 (Ιούν. 2016), σσ. 5520–5536. DOI: 10.1002/2016JA022400.

[58] Q. Ma κ.ά. "Simulation of energy-dependent electron diffusion processes in the Earth's outer radiation belt". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 121.5 (Μάι. 2016), σσ. 4217–4231. DOI: 10.1002/2016ja022507. URL: https://doi.org/10.1002/2016ja022507.

[59] H. J. Allison και Y. Y. Shprits. "Local heating of radiation belt electrons to ultra-relativistic energies". Στο: *Nature Communications* 11.1 (Σεπτ. 2020). DOI: 10.1038/s41467-020-18053-z. URL: https://doi.org/10.1038/s41467-020-18053-z.

[60] K. C. Kim κ.ά. "Numerical calculations of relativistic electron drift loss effect". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 113, A09212 (Σεπτ. 2008), σ. 9212. DOI: 10.1029/2007JA013011.

[61] K.-C. Kim και D.-Y. Lee. "Magnetopause structure favorable for radiation belt electron loss". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 119 (Ιούλ. 2014), σσ. 5495–5508. DOI: 10.1002/2014JA019880.

[62] W. Li κ.ά. "Constructing the global distribution of chorus wave intensity using measurements of electrons by the POES satellites and waves by the Van Allen Probes". Στο: *Geophysical Research Letters* 40 (Σεπτ. 2013), σσ. 4526–4532. DOI: 10.1002/grl.50920.

[63] A. N. Jaynes κ.ά. "Evolution of relativistic outer belt electrons during an extended quiescent period". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 119 (Δεκ. 2014), σσ. 9558–9566. DOI: 10.1002/2014JA020125.

[64] J. Bortnik, R. M. Thorne και N. P. Meredith. "The unexpected origin of plasmaspheric hiss from discrete chorus emissions". Στο: *Nature* 452.7183 (Μαρ. 2008), σσ. 62–66. DOI: 10.1038/nature06741. URL: https://doi.org/10.1038/nature06741.

[65] J. Bortnik, L. Chen, W. Li, R. M. Thorne και R. B. Horne. "Modeling the evolution of chorus waves into plasmaspheric hiss". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 116.A8 (Αύγ. 2011), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2011ja016499. URL: https://doi.org/10.1029/2011ja016499.

[66] M. E. Usanova κ.ά. "Effect of EMIC waves on relativistic and ultrarelativistic electron populations: Ground-based and Van Allen Probes observations". Στο: *Geophysical Research Letters* 41 (Μαρ. 2014), σσ. 1375–1381. DOI: 10.1002/2013GL059024.

[67] J. Bortnik κ.ά. "Observation of two distinct, rapid loss mechanisms during the 20 November 2003 radiation belt dropout event". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 111, A12216 (Δεκ. 2006), σ. 12216. DOI: 10.1029/2006JA011802.

[68] T. M. Loto'Aniu κ.ά. "Relativistic electron loss due to ultralow frequency waves and enhanced outward radial diffusion". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 115, A12245 (Δεκ. 2010), σ. 12245. DOI: 10.1029/2010JA015755.

[69] S. K. Morley κ.ά. "Dropouts of the outer electron radiation belt in response to solar wind stream interfaces: global positioning system observations". Στο: *Royal Society of London Proceedings Series A* 466 (Νοέ. 2010), σσ. 3329–3350. DOI: 10.1098/rspa.2010.0078.

[70] Y. Shprits, M. Daae και B. Ni. "Statistical analysis of phase space density buildups and dropouts". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 117.A1 (Ιαν. 2012). DOI: 10.1029/2011ja016939. URL: https://doi.org/10.1029/2011ja016939.

[71] D. L. Turner κ.ά. "Competing source and loss mechanisms due to wave-particle interactions in Earth's outer radiation belt during the 30 September to 3 October 2012 geomagnetic storm". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 119 (Μαρ. 2014), σσ. 1960–1979. DOI: 10.1002/2014JA019770.

[72] C. Katsavrias κ.ά. "Nonstorm loss of relativistic electrons in the outer radiation belt". Στο: *Geophysical Research Letters* 42 (Δεκ. 2015), σ. 10. DOI: 10.1002/2015GL066773.

[73] X. Li κ.ά. "Radiation belt electron dynamics at low L (<4): Van Allen Probes era versus previous two solar cycles". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122.5 (Μάι. 2017), σσ. 5224–5234. DOI: 10.1002/2017ja023924. URL: https://doi.org/10.1002/2017ja023924.

[74] Y. Miyoshi και R. Kataoka. "Ring current ions and radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions". Στο: *Geophysical Research Letters* 32.21 (2005). DOI: 10.1029/2005gl024590. URL: https://doi.org/10.1029/2005gl024590.

[75] D. N. Baker, S. G. Kanekal, T. I. Pulkkinen και J. B. Blake. "Equinoctial and solstitial averages of magnetospheric relativistic electrons: A strong semiannual modulation". Στο: *Geophysical Research Letters,* 26.20 (1999), σ. 31933196. DOI: 10.1029/1999gl003638. URL: https://doi.org/10.1029/1999gl003638.

[76] Q. Schiller κ.ά. "A nonstorm time enhancement of relativistic electrons in the outer radiation belt". Στο: *Geophysical Research Letters* 41 (Ιαν. 2014), σσ. 7–12. DOI: 10.1002/2013GL058485.

[77] C. Katsavrias κ.ά. "Combined effects of concurrent Pc5 and chorus waves on relativistic electron dynamics". Στο: *Annales Geophysicae* 33 (Σεπτ. 2015), σσ. 1173–1181. DOI: 10.5194/angeo-33-1173-2015.

[78] K. R. Murphy κ.ά. "The Global Statistical Response of the Outer Radiation Belt During Geomagnetic Storms". Στο: *Geophysical Research Letters* 45.9 (Μάι. 2018), σσ. 3783–3792. DOI: 10.1002/2017gl076674. URL: https://doi.org/10.1002/2017gl076674.

[79] Y. Miyoshi κ.ά. "High-speed solar wind with southward interplanetary magnetic field causes relativistic electron flux enhancement of the outer radiation belt via enhanced condition of whistler waves". Στο: *Geophysical Research Letters* 40.17 (Σεπτ. 2013), σσ. 4520–4525. DOI: 10.1002/grl.50916. URL: https://doi.org/10.1002/grl.50916.

[80] E. K. J. Kilpua κ.ά. "Unraveling the drivers of the storm time radiation belt response". Στο: *Geophysical Research Letters* 42.9 (Μάι. 2015), σσ. 3076–3084. DOI: 10.1002/2015gl063542. URL: https://doi.org/10.1002/2015gl063542.

[81] D. L. Turner κ.ά. "The effects of geomagnetic storms on electrons in Earth's radiation belts". Στο: *Geophysical Research Letters* 42.21 (Νοέ. 2015), σσ. 9176–9184. DOI: 10.1002/2015gl064747. URL: https://doi.org/10.1002/2015gl064747.

[82] X.-C. Shen κ.ά. "Statistical study of the storm time radiation belt evolution during Van Allen Probes era: CME- versus CIR-driven storms". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122.8 (Αύγ. 2017), σσ. 8327–8339. DOI: 10.1002/2017ja024100. URL: https://doi.org/10.1002/2017ja024100.

[83] S. T. Bingham κ.ά. "The outer radiation belt response to the storm time development of seed electrons and chorus wave activity during CME and CIR storms". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (Δεκ. 2018). DOI: 10.1029/2018ja025963. URL: https://doi.org/10.1029/2018ja025963.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 9

ΟΙ ΑΕΡΙΟΙ ΓΙΓΑΝΤΕΣ ΠΛΑΝΗΤΕΣ ΚΑΙ ΟΙ ΜΑΓΝΗΤΟΣΦΑΙΡΕΣ ΤΟΥΣ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Ν. Σεργης
Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Περίληψη
Στο κεφάλαιο αυτό δίνουμε μια γενική περιγραφή των μαγνητοσφαιρών των αέριων γιγάντων πλανητών του ηλιακού μας συστήματος. Ξεκινώντας με μια σύντομη παρουσίαση των φυσικών χαρακτηριστικών αυτών των πολύπλοκων συστημάτων, θα εστιάσουμε σε κάποια σημαντικά φαινόμενα και φυσικούς μηχανισμούς, μερικά από τα οποία μας είναι ήδη γνωστά από τη μελέτη της μαγνητόσφαιρας της Γης. Λόγω των αρκετών κοινών χαρακτηριστικών (ως προς τα φαινόμενα και τους φυσικούς μηχανισμούς) που εμφανίζουν οι μαγνητόσφαιρες του Δία και του Κρόνου, επιλέγουμε, προς αποφυγή επανάληψης, να συγκεντρώσουμε και να παρουσιάσουμε τα σημαντικότερα από αυτά στην ενότητα 9.3.
Προαπαιτούμενη γνώση: Όλα τα προηγούμενα κεφάλαια.

9.1 Δίας

9.1.1 Γενικά χαρακτηριστικά, μαγνητικό πεδίο, δορυφόροι

Ο Δίας είναι ο μεγαλύτερος πλανήτης του ηλιακού μας συστήματος τόσο σε διαστάσεις όσο και σε μάζα, η οποία μάλιστα είναι περίπου 2.5 φορές μεγαλύτερη του αθροίσματος των μαζών των υπόλοιπων πλανητών

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

του ηλιακού συστήματος. Με φαινόμενο μέγεθος -2.95, αποτελεί το τρίτο φωτεινότερο αντικείμενο στον νυχτερινό ουρανό, μετά τη Σελήνη και την Αφροδίτη. Η μαγνητόσφαιρά του, δε, είναι η μεγαλύτερη φυσική δομή μέσα στο ηλιακό σύστημα. Προκειμένου να γίνουν ευκολότερα κατανοητά η τοπολογία και η δυναμική συμπεριφορά της μαγνητόσφαιρας του Δία, θα εστιάσουμε σε εκείνα τα φυσικά χαρακτηριστικά του πλανήτη που τον διαφοροποιούν δραστικά από την περίπτωση της Γης και των εσώτερων πλανητών γενικότερα.

Ως αέριος γίγαντας, ο Δίας αποτελείται κυρίως από υδρογόνο (75%) και ήλιο (25%). Χαρακτηρίζεται από ταχεία περιστοφή (περίοδος ίση με 9h, 55m, 30s), η οποία οδηγεί σε πλάτυνση, με την ισημερινή του ακτίνα να είναι μεγαλύτερη κατά 7% σε σχέση με την πολική ακτίνα (71,492 km έναντι 66,854 km). Ως πλανητική ακτίνα (R_J) υιοθετούμε την τιμή 69,911 km. Αν και η πυκνότητά του είναι σχετικά μικρή (1.326 g/cm^3), η ένταση του βαρυτικού του πεδίου (24.79 m/s^2 στην επιφάνεια) είναι σημαντικά μεγαλύτερη από εκείνη της Γης. Περιφέρεται γύρω από τον Ήλιο σε 11.86 (γήινα) έτη και σε μέση απόσταση 5.2 AU, συνεπώς δέχεται περίπου 27 φορές χαμηλότερη ροή ηλιακής ακτινοβολίας απ' ό,τι η Γη. Ο Δίας διαθέτει ισχυρό ενδογενές μαγνητικό πεδίο με διπολική μαγνητική ροπή M=2.83x10^{20} Tm^3, δηλαδή περίπου 20,000 φορές μεγαλύτερη από εκείνη της Γης. Η ένταση του επιφανειακού μαγνητικού πεδίου στον ισημερινό είναι 777 μT, δηλαδή περίπου 14 φορές ισχυρότερο από το αντίστοιχο γήινο. Ο άξονας του μαγνητικού πεδίου του Δία σχηματίζει γωνία 9.6 μοιρών με τον άξονα περιστροφής του πλανήτη.

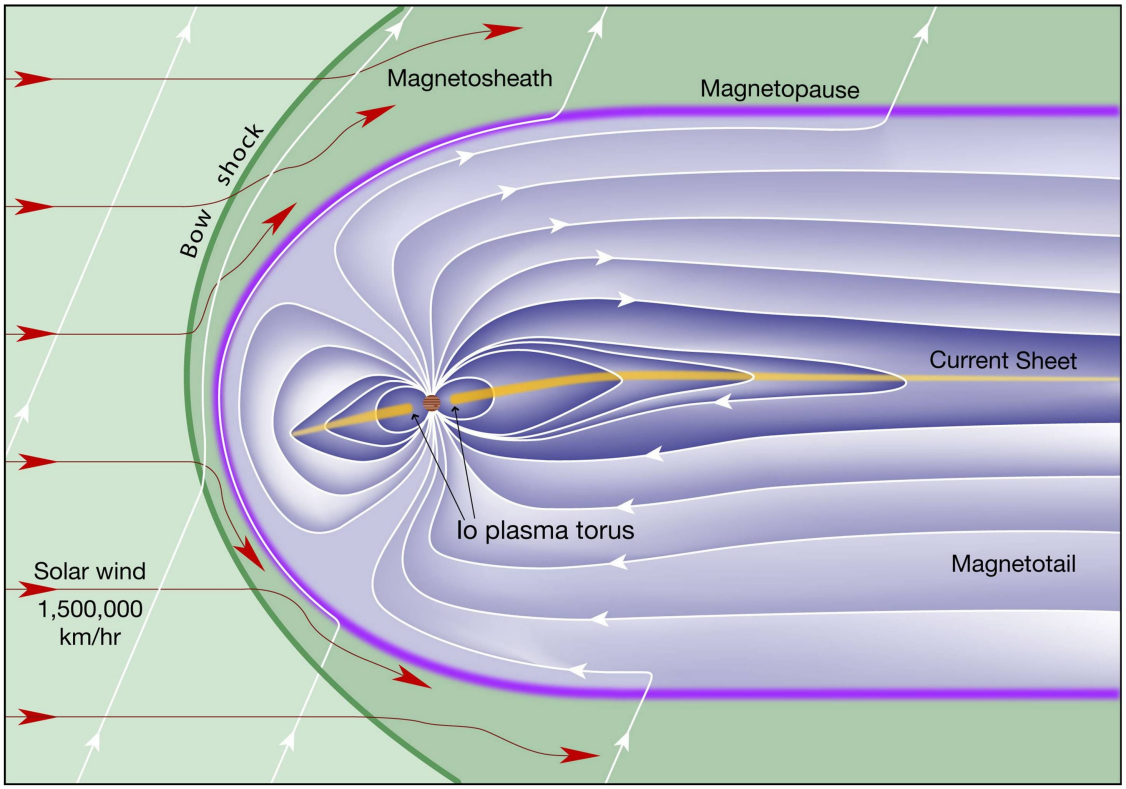
Ένα επιπλέον χαρακτηριστικό που, όπως θα δούμε στη συνέχεια, επηρεάζει δραστικά τη μαγνητόσφαιρα του Δία είναι η παρουσία της Ιούς, ενός εκ των 79 καταγεγραμμένων δορυφόρων του πλανήτη. Αυτό που κάνει ξεχωριστό τον ρόλο της Ιούς είναι η ηφαιστειακή δραστηριότητα που τη χαρακτηρίζει, φαινόμενο μοναδικό στην περιοχή των εξώτερων πλανητών. Η τεκτονική δράση στην Ιώ προκαλείται από ισχυρές παλιρροϊκές δυνάμεις εξαιτίας της τροχιάς της σε σχέση με τον Δία (περιφέρεται σε ακτινική απόσταση 6 R_J) και τους γειτονικούς δορυφόρους, και οδηγεί στην ύπαρξη περίπου 400 ενεργών ηφαιστείων, τα οποία τροφοδοτούν τη μαγνητόσφαιρα του Δία με ουδέτερα άτομα/μόρια (πρωτίστως θείου και οξυγόνου) με ρυθμό περίπου 1,000 kg/sec.

9.1.2 Η μαγνητόσφαιρα του Δία

Το σύστημα του Δία διαθέτει όλα τα χαρακτηριστικά που ευνοούν τη δημιουργία μιας τεράστιας και πολύπλοκης μαγνητόφαιρας (σχήμα 9.1). Το ισχυρό πλανητικό μαγνητικό πεδίο, οι πηγές πλάσματος εντός της μαγνητόσφαιρας και η γρήγορη περιστροφή καθορίζουν την αλληλεπίδραση του πλανήτη με τον ηλιακό άνεμο.

Όπως αναφέρθηκε, η Ιώ τροφοδοτεί τη μαγνητόσφαιρα του Δία με ουδέτερα άτομα/μόρια θείου και οξυγόνου με ρυθμό περίπου 1,000 kg/sec. Καθώς τα ουδέτερα ιονίζονται, σχηματίζουν κατά μήκος της τροχιάς της Ιούς έναν χαρακτηριστικό δακτύλιο πλάσματος (Io plasma torus) που συμπεριστρέφεται με τη μαγνητόσφαιρα του Δία στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού. Η Ιώ βρίσκεται περιοδικά εντός και εκτός του plasma torus και το νέφος ουδέτερων ατόμων/μορίων που την περιβάλει, και αλληλεπιδρά με το πλάσμα, κυρίως μέσω της διαδικασίας ανταλλαγής φορτίου (charge exchange) και του ιονισμού με συγκρούσεις. Η Ιώ αποτελεί μια ισχυρή εσωτερική πηγή πλάσματος μέσα στη μαγνητόσφαιρα του Δία (πέραν της ίδιας της ατμόσφαιρας του πλανήτη) και οδηγεί στη συνεχή τροφοδοσία με ιόντα τα οποία είναι χαρακτηριστικά για τη συγκεκριμένη μαγνητόσφαιρα (S^+, S^{++}, O^+, O^{++}).

Το μαγνητικό πεδίο του Δία είναι αρκετά ισχυρό για να κρατήσει το πλάσμα του ηλιακού ανέμου μακριά από τον πλανήτη. Αν παραβλέψουμε την ύπαρξη του πλάσματος στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας και εξισώσουμε τη μαγνητική πίεση εξαιτίας του ενδογενούς μαγνητικού πεδίου με την πίεση του ηλιακού ανέμου κάτω από συνήθεις συνθήκες της ροής του, προκύπτει ότι η πλανητοκεντρική απόσταση του προσήλιου σημείου της μαγνητόπαυσης (subsolar point, nose ή stand-off distance) κυμαίνεται μεταξύ 40 και 50 R_J. Ωστόσο, ο επιτόπιος εντοπισμός της μαγνητόπαυσης του Δία από διαστημόπλοια που είτε πέρασαν σε μικρή απόσταση από τον πλανήτη (Pioneer 10 και 11, Voyager 1 και 2, Ulysses, Cassini, New Horizons) είτε έγιναν δορυφόροι του για κάποια περίοδο (Galileo, Juno), οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η μαγνητόσφαιρα του Δία είναι πολύ μεγαλύτερη από εκείνη που θα δημιουργούσε μόνη η παρουσία του μαγνητικού του πεδίου, καθώς η απόσταση του προσήλιου σημείου εντοπίζεται στην πράξη μεταξύ 50 R_J και 100 R_J. Το γεγονός αυτό υποδεικνύει πόσο

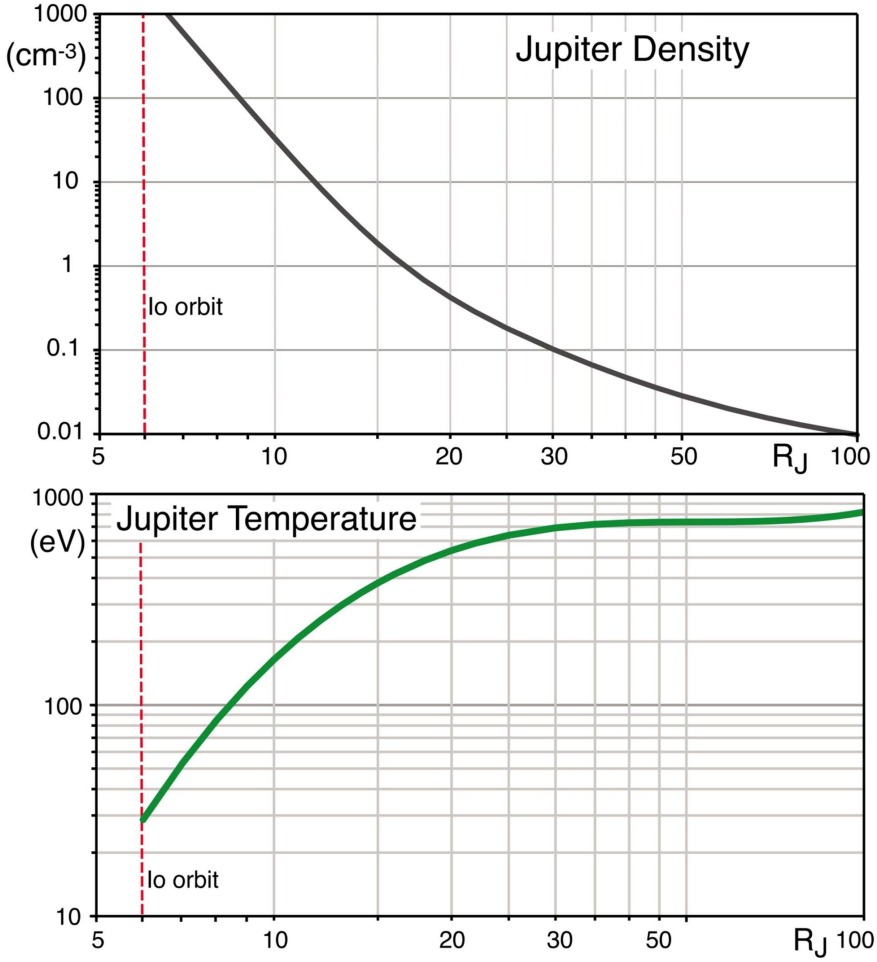


Σχήμα 9.1: Εγκάρσια τομή της μαγνητόσφαιρας του Δία. Πηγή: F. Bagenal and S. Bartell, University of Colorado Boulder.

σημαντικό ρόλο παίζουν η παρουσία ισχυρής πηγής πλάσματος στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας, αλλά και η περιστροφή του πλανήτη, όπως θα δούμε στη συνέχεια. Από το τεράστιο εύρος τιμών γίνεται επίσης φανερή και η μεταβλητότητα/συμπιεστότητα του συστήματος.

Στο σχήμα 9.2 παρουσιάζονται τα ακτινικά προφίλ της αριθμητικής πυκνότητας και της θερμοκρασίας του πλάσματος κοντά στο ισημερινό επίπεδο της μαγνητόσφαιρας του Δία, για αποστάσεις πέρα από την τροχιά της Ιούς (6 R_J), όπως προκύπτουν από μετρήσεις των διαστημοπλοίων Voyager 1 και Galileo. Αξίζει να παρατηρήσουμε ότι από τις 6 R_J έως τις 30 R_J η αριθμητική πυκνότητα των ιόντων μειώνεται κατά 4 τάξεις μεγέθους. Σε αντίθεση ωστόσο με την πυκνότητα, η θερμοκρασία των ιόντων αυξάνεται με την ακτινική απόσταση τουλάχιστον ως τις 20 R_J, πριν σχεδόν σταθεροποιηθεί σε τιμές κοντά στο 1 keV. Η αύξηση της θερμοκρασίας υποδεικνύει ότι η εκτόνωση του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος προς τις περιοχές της μέσης και εξώτερης μαγνητόσφαιρας δεν είναι αδιαβατική. Από ποια ενεργειακή πηγή όμως και με ποιον φυσικό μηχανισμό θερμαίνεται το μαγνητοσφαιρικό πλάσμα καθώς απομακρυνόμαστε από τον πλανήτη, καθιστώντας τη μαγνητόσφαιρα του Δία θερμή σχεδόν σε όλη της την έκταση;

Το πλάσμα στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας (όχι μόνο του Δία, αλλά όλων των πλανητών που διαθέτουν μαγνητόσφαιρα) χαρακτηρίζεται από υψηλή αγωγιμότητα και συνεπώς υψηλό μαγνητικό αριθμό Raynolds ($Rm \gg 1$). Αυτό σημαίνει ότι στην εξίσωση 6.9 επικρατεί ισχυρά ο όρος της μεταφοράς του μαγνητικού πεδίου, το οποίο μπορεί να θεωρηθεί ως «παγωμένο» στο μαγνητοσφαιρικό πλάσμα. Αν σε πρώτη προσέγγιση θεωρήσουμε ότι δεν ασκούνται εξωτερικές δυνάμεις στη μαγνητόσφαιρα, τότε η διατήρηση της στροφορμής επιβάλλει την επιβράδυνση της περιστροφής του πλάσματος καθώς αυξάνεται η πλανητοκεντρική απόσταση. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την παραμόρφωση του μαγνητικού πεδίου, το οποίο είναι, όπως αναφέραμε, «παγωμένο» στη ροή του πλάσματος. Οι δυναμικές γραμμές, οι οποίες σε μια μαγνητόσφαιρα κενή πλάσματος θα είχαν ακτινική προβολή στο ισημερινό επίπεδο (B_ϕ=0), αποκτούν τη σπειροειδή προβολή που φαίνεται στο σχήμα 9.3d. Η παραμόρφωση (καμπύλωση) του μαγνητικού πεδίου οδηγεί στη δημιουργία ακτινικού ρεύματος J_r με κατεύθυνση προς τα έξω, το οποίο επιταχύνει το πλάσμα στην εξώτερη μαγνητόσφαιρα και



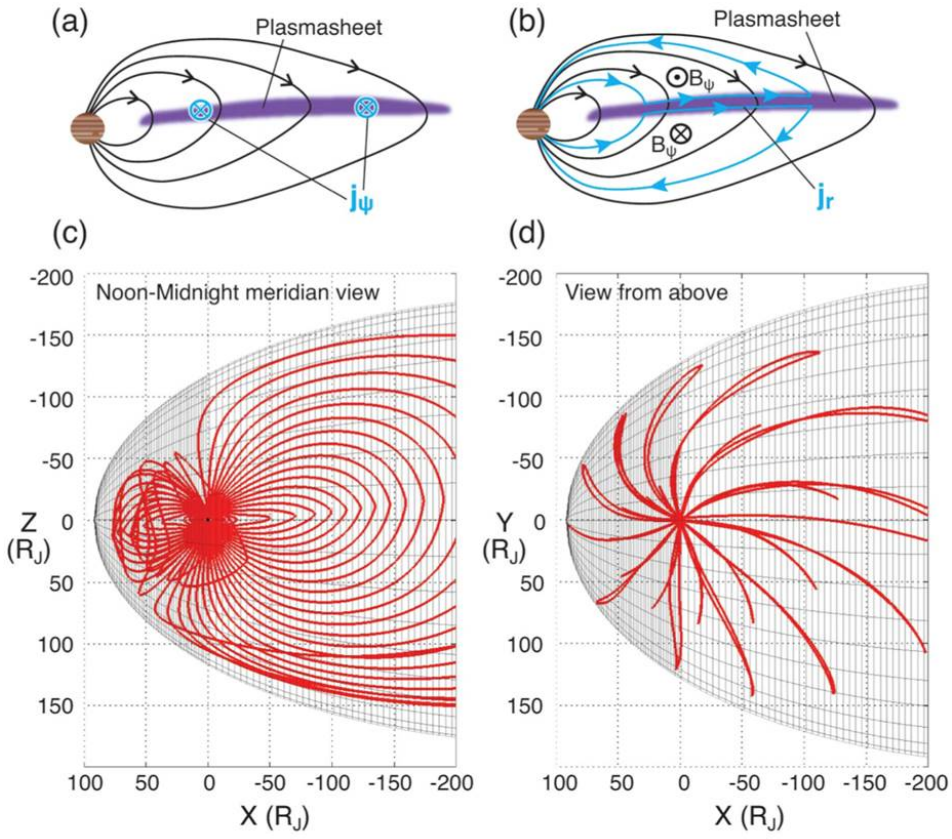
Σχήμα 9.2: Ακτινικό προφίλ της αριθμητικής πυκνότητας (a) και της θερμοκρασίας (b) του πλάσματος στον μαγνητοδίσκο του Δία, όπως προκύπτουν από την ανάλυση μετρήσεων των διαστημοπλοίων Voyager και Galileo. Πηγή: Bagenal & Delamere, 2010 [1].

τείνει να αναιρέσει την καμπύλωση του πεδίου, ώστε να αποκαταστήσει τη συμπεριστροφή του πλάσματος με τον πλανήτη. Το ρεύμα αυτό δίνεται από τη σχέση:

$$J_r = \frac{1}{\mu_o r sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(B_\varphi sin\theta \right) \tag{9.1}$$

όπου r είναι η ακτινική απόσταση, θ η πολική γωνία και B_ϕ η αζιμουθιακή συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου. Το μαγνητοσφαιρικό ηλεκτρικό κύκλωμα κλείνει με τη βοήθεια ηλεκτρικών ρευμάτων κατά μήκος των δυναμικών γραμμών (Field Aligned Currents), τα οποία συνδέουν το ισημερινό επίπεδο με την ιονόσφαιρα σε μεγάλα πλάτη, όπως εικονίζεται στο σχήμα 9.3 (a και b).

Σε μεγάλα ιονοσφαιρικά πλάτη, όπου βρίσκονται τα άκρα (foot points) των σωλήνων ροής (flux tubes), το ακτινικό ρεύμα J_r δρα ώστε να επιβραδύνει την περιστροφή της ιονόσφαιρας. Η πυκνή ατμόσφαιρα του πλανήτη συνήθως παρέχει την απαιτούμενη ορμή και ενέργεια (μέσω συγκρούσεων και τριβών) ώστε η ιονόσφαιρα να συμπεριστρέφεται με τον πλανήτη, ωστόσο, καθώς μετακινούμαστε σε μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις, επικρατεί ένας «συμβιβασμός» ανάμεσα στην επιβράδυνση της ιονόσφαιρας και την επιτάχυνση του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος. Τελικό αποτέλεσμα είναι να μην υπάρχει συμπαγής συμπεριστροφή (rigid corotation) της εξώτερης μαγνητόσφαιρας με τον πλανήτη, αλλά αζιμουθιακές ταχύτητες, που κυμαίνονται μεταξύ 60% και 80% της καθαρής συμπεριστροφής, ανάλογα με την απόσταση, με την επακόλουθη παραμόρφωση των σωλήνων ροής που αναφέραμε. Ο παραπάνω μηχανισμός αποτελεί βασικό τμήμα της σύζευξης μαγνητόσφαιρας, ιονόσφαιρας, ατμόσφαιρας (Magnetosphere-Ionosphere-Atmosphere coupling) και

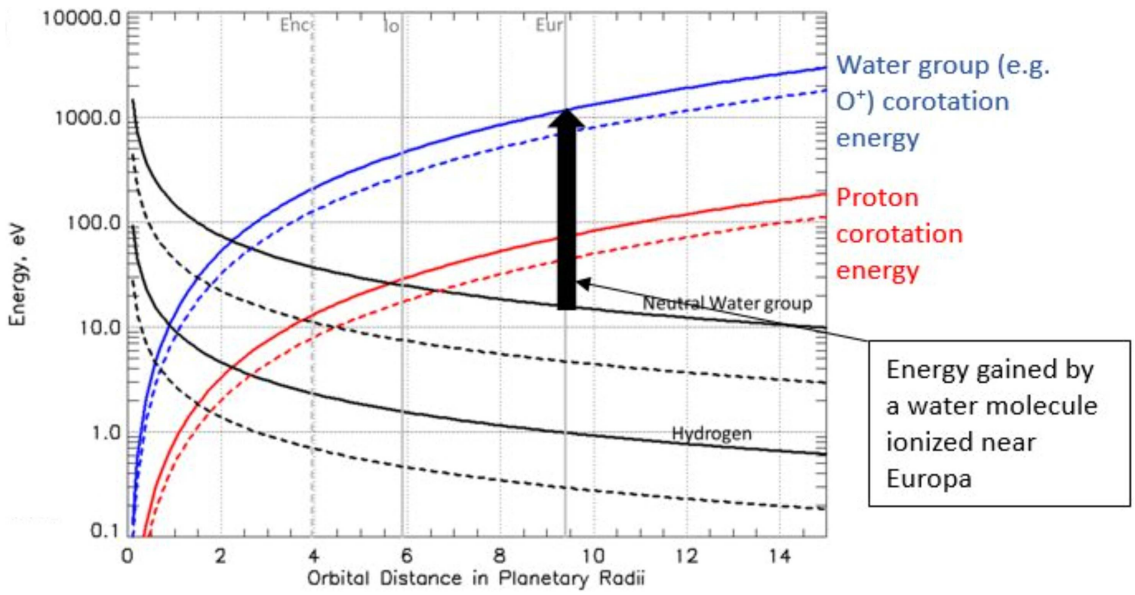


Σχήμα 9.3: Εγκάρσια τομή της τοπολογίας των βασικών ηλεκτρικών ρευμάτων στη μαγνητόσφαιρα του Δία (a και b). Πλάγια όψη (c) και κάτοψη (d) των δυναμικών μαγνητικών γραμμών στη μαγνητόσφαιρα του Δία. Πηγή: F. Bagenal & D. Ranquist, University of Colorado Boulder.

βρίσκεται σε λειτουργία και στη μαγνητόσφαιρα του Κρόνου, όπως θα δούμε σε επόμενη ενότητα, με μόνες διαφορές την πηγή που παρέχει το μαγνητοσφαιρικό πλάσμα (Εγκέλαδος αντί Ιούς) και την κλίμακα των αποστάσεων (μικρότερη μαγνητόσφαιρα).

Ακόμη όμως και μια συμπεριστροφή της μαγνητόσφαιρας της τάξης του 70% οδηγεί στη συντήρηση υψηλών ενεργειών στο μαγνητοσφαιρικό πλάσμα, ακόμη και σε μεγάλες ακτινικές αποστάσεις. Στο σχήμα 9.4 που ακολουθεί παρουσιάζεται ο μηχανισμός θέρμανσης του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος, μέσα από το ακτινικό προφίλ της ενέργειας των βασικών ιόντων. Οι κόκκινες και μπλε καμπύλες αντιστοιχούν στην ενέργεια που έχουν τα πρωτόνια και τα ιόντα οξυγόνου (O^+) εξαιτίας της συμπεριστροφής τους με τον πλανήτη (υποθέτοντας συμπαγή συμπεριστροφή της μαγνητόσφαιρας), με τη συνεχή γραμμή να αντιστοιχεί στον Δία και τη διακεκομμένη στον Κρόνο. Οι μαύρες γραμμές αντιστοίχως περιγράφουν την ενέργεια που έχουν τα άτομα Η και Ο στο ουδέτερο νέφος που χαρακτηρίζει και τα δύο συστήματα, με βασικές πηγές τις αντίστοιχες ατμόσφαιρες και τις Ιώ-Ευρώπη για τον Δία και τον Εγκέλαδο και τους δακτυλίους για τον Κρόνο. Στο διάγραμμα εικονίζεται ενδεικτικά και η ενέργεια που κερδίζουν τα ιόντα O^+ που σχηματίζονται στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας του Δία, συγκεκριμένα στις 9 R_J, όπου περιφέρεται η Ευρώπη. Ένα νέο ιόν με αρχική ενέργεια περίπου 20 eV πολύ γρήγορα θα πολλαπλασιάσει την ενέργειά του και θα πλησιάσει το 1 keV. Αν υποθέσουμε μαγνητοσφαιρική περιστροφή με το 70% της γωνιακής ταχύτητας του πλανήτη, η αντίστοιχη ενέργεια φτάνει στα 500 eV, υπάρχει δηλαδή πάλι αύξηση κατά έναν παράγοντα 25. Ένα ιόν θείου (S^+, S^{++}) ή οξυγόνου (O^+, O^{++}), το οποίο βρίσκεται στις 30 R_J και εξαναγκάζεται σε περιστροφή με ρυθμό ίσο με το 70% εκείνης του πλανήτη, αποκτά εξαιτίας της αζιμουθιακής του ταχύτητας ενέργεια περίπου ίση με 11 keV αν πρόκειται για S^+ ή S^{++}, και 5.5 keV αν πρόκειται για O^+ ή O^{++}.

Εκτός από την επίδρασή της στη θερμοκρασία των σωματιδίων, η γρήγορη περιστροφή της μαγνητόσφαι-

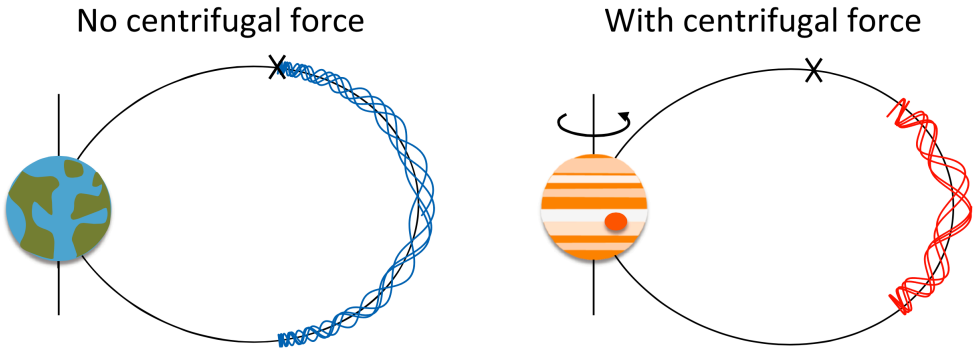


Σχήμα 9.4: Ακτινικά προφίλ της ενέργειας που έχουν τα ουδέτερα άτομα H και H_2O στη μαγνητόσφαιρα του Δία και του Κρόνου εξαιτίας της κατά Κέπλερ κίνησης των πηγών τους (μαύρες συνεχείς και διακεκομμένες καμπύλες) και της ενέργειας που αποκτούν εξαιτίας της συμπεριστροφής της μαγνητόσφαιρας όταν ιονιστούν (κόκκινες και μπλε καμπύλες). Το μαύρο κατακόρυφο βέλος δείχνει την αύξηση της ενέργειας ενός μορίου H_2O που παράγεται, διασπάται και ιονίζεται (O^+) κοντά στην τροχιά του δορυφόρου του Δία Ευρώπη. Πηγή: Rymer, 2021 [2].

ρας (τόσο του Δία όσο και του Κρόνου) ελέγχει σε σημαντικό βαθμό τη χωρική κατανομή του πλάσματος και τις δυναμικές μεταβολές του συστήματος, ειδικά σε χρονικές κλίμακες κοντινές στην περίοδο περιστροφής τους. Ταυτόχρονα, αυξάνει σημαντικά την πολυπλοκότητα των συγκεκριμένων μαγνητοσφαιρών. Ας δούμε μερικές άμεσες συνέπειες:

1. Ένα ιδιαίτερο χαρακτηριστικό της τοπολογίας της μαγνητόσφαιρας του Δία είναι η παρουσία του μαγνητοδίσκου, μιας δισκοειδούς δομής πλάσματος που εντοπίζεται κοντά στον μαγνητικό ισημερινό και εκτείνεται από τις 10 R_J έως τουλάχιστον τις 40 R_J (υπό συνθήκες μπορεί να φτάσει και έως στις 80 R_J). Καθώς το μαγνητικό δίπολο του Δία έχει κλίση περίπου $10R^o$ ως προς τον άξονα περιστροφής του πλανήτη, ο μαγνητοδίσκος εμφανίζεται κεκλιμένος ως προς τον γεωμετρικό ισημερινό (το επίπεδο περιστροφής). Ο μαγνητοδίσκος αποτελεί αποτέλεσμα του φυγοκεντρικού δυναμικού που δημιουργεί η περιστροφή του Δία, με συνέπεια τον ισημερινό περιορισμό (equatorial confinement) των ιόντων, τα οποία δεν καταφέρνουν να κινηθούν κατά μήκος της μαγνητικής δυναμικής τους γραμμής ως το μέγιστο μαγνητικό πλάτος που το δίπολο θα επέτρεπε (σχήμα 9.5). Ο περιορισμός αυτός είναι φυσικά εντονότερος για τα βαρύτερα ιόντα (οξυγόνου και θείου), λιγότερο έντονος για τα πρωτόνια, ενώ επηρεάζει λίγο μόνο τα ηλεκτρόνια. Το πάχος λοιπόν του μαγνητοδίσκου διαφέρει ανάλογα με το είδος των φορτισμένων σωματιδίων στο οποίο αναφερόμαστε, ενώ παρουσιάζει επίσης και ισχυρή εξάρτηση από τον τοπικό χρόνο (την αζιμουθιακή γωνία δηλαδή σε σχέση με την κατεύθυνση Δίας-Ήλιος). Οι τιμές του κυμαίνονται από ≈4 R_J στην περιοχή του τοπικού πρωινού, όπου η μαγνητόσφαιρα έχει μόλις αποβάλει μεγάλες ποσότητες πλάσματος στη νυχτερινή πλευρά, μέχρι ≈12 R_J στο τοπικό απόγευμα, όπου η μαγνητόσφαιρα έχει εμπλουτιστεί από ιόντα που παρήχθησαν από φωτοϊονισμό στη διάρκεια της ημέρας.

   Το πλάσμα στον μαγνητοδίσκο τείνει να συμπεριστραφεί με τον πλανήτη, όπως είδαμε όμως το ποσοστό συμπεριστροφής δεν είναι σταθερό, ούτε φτάνει στο 100% (rigid corotation). Το μαγνητικό πεδίο, ως «παγωμένο» στη ροή του πλάσματος, αποκλίνει από τη διπολική διαμόρφωση, ειδικά καθώς απομακρυνόματε ακτινικά, με τις δυναμικές γραμμές να επιμηκύνονται και να γίνονται σχεδόν παράλληλες

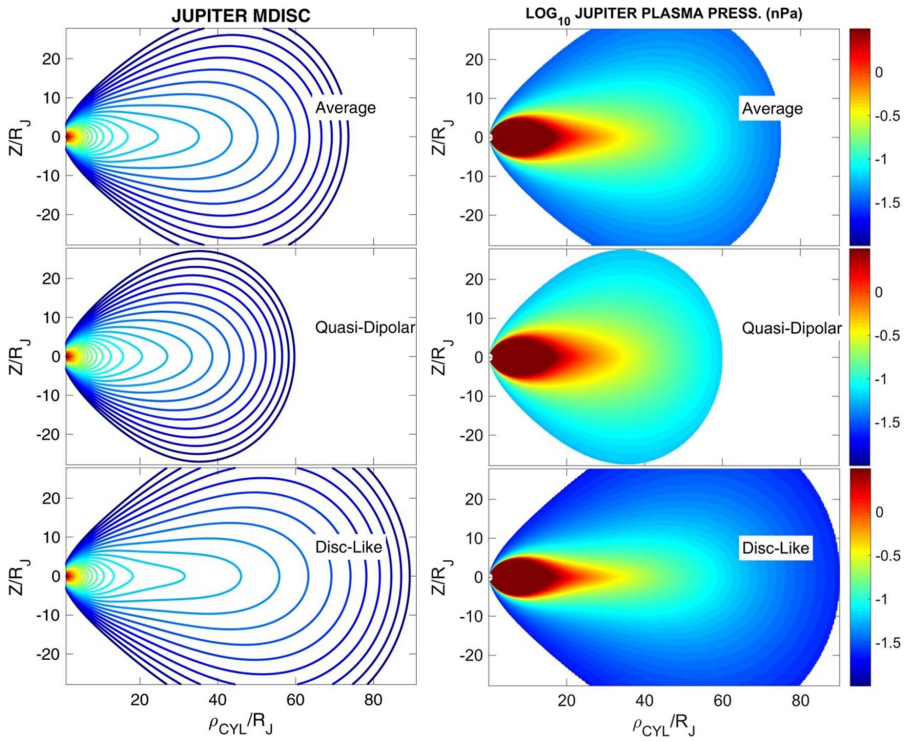


Σχήμα 9.5: Επίδραση της πλανητικής περιστοφής στην κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων μεταξύ των κατοπτρικών σημείων (bounce motion). Εικονίζονται οι τροχιές 2 ιόντων με ίδια ενέργεια και ίδια γωνία κλίσης (pitch angle) για την περίπτωση αμελητέας περιστροφής (π.χ. Γη) και γρήγορης περιστοφής (π.χ. Δίας). Το σημείο X υποδεικνύει την αναμενόμενη θέση του κατοπτρικού σημείου (mirror point) αν δεν υπήρχε η περιστροφή της μαγνητόσφαιρας. Η μετατόπιση του σημείου σε χαμηλότερα πλάτη οδηγεί στον ισημερινό περιορισμό του πλάσματος και τον σχηματισμό του μόνιμου μαγνητοδίσκου. Πηγή: Vogt, 2014 [3].

στον μαγνητικό ισημερινό, ενώ το μέτρο του μαγνητικού πεδίου είναι γενικά λίγο μεγαλύτερο από το θεωρητικά αναμενόμενο για δίπολο. Στο σχήμα 9.6 εικονίζονται σε πλάγια όψη η γεωμετρία των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου (9.6a) και η κατανομή της πίεσης πλάσματος (9.6b), όπως προκύπτει από το μοντέλο των [4] για τρεις διαφορετικές καταστάσεις της μαγνητόσφαιρας (μέση, συμπιεσμένη, διεσταλμένη).

2. Η χρονική κλίμακα με την οποία οι μεταβολές στις εξωτερικές συνθήκες επηρεάζουν μια πλανητική μαγνητόσφαιρα είναι της τάξης του χρόνου που χρειάζεται ο ηλιακός άνεμος για να τη διασχίσει, να μεταφερθεί δηλαδή από το άκρο της προσήλιας μαγνητόσφαιρας (subsolar point), μέχρι μια απόσταση κατ' εκτίμηση ίση με 5-10 φορές εκείνης του subsolar point, όπου θεωρούμε ότι άφησε πλέον πίσω του το σύστημα. Ο χρόνος αυτός για την περίπτωση της Γης δεν ξεπερνά τα 30 λεπτά, είναι δηλαδή πολύ μικρός σε σχέση με την περίοδο περιστροφής της Γης. Για τον Δία όμως και την τεράστια μαγνητόσφαιρά του, κυμαίνεται ανάμεσα σε 20 έως 40 ώρες, χρόνος αρκετός για να εκτελέσει ο Δίας 2 έως 4 πλήρεις περιστροφές. Αυτό σημαίνει ότι μια δεδομένη μεταβολή στις συνθήκες του ηλιακού ανέμου (για παράδειγμα μια απότομη αύξηση στη δυναμική του πίεση) θα αλληλεπιδράσει ισχυρά με όλες τις μαγνητοσφαιρικές δομές και ασυμμετρίες που σχεδόν συμπεριστρέφονται με τον πλανήτη (π.χ. με τον σωλήνα ροής που διέρχεται από την Ιώ).

3. Στη μαγνητόσφαιρα του Δία, ένα τυπικό βαρύ ιόν (≈20 amu) με ενέργεια 10 keV κινείται καλύπτοντας περίπου 20 πλανητικές ακτίνες ανά ώρα. Στην εξώτερη μαγνητόσφαιρα οι σωλήνες ροής του πλάσματος έχουν μήκος της τάξης των 100 R_J, γεγονός που σημαίνει ότι η κίνησή του μεταξύ των κατοπτρικών σημείων (mirror points) διαρκεί χρόνο συγκρίσιμο με την περιστροφή του πλανήτη. Στην πράξη αυτό σημαίνει ότι η 2η αδιαβατική αναλλοίωτη δεν διατηρείται, καθώς η μορφολογία του μαγνητικού πεδίου και συνεπώς και του αντίστοιχου σωλήνα ροής μεταβάλλεται δραστικά με τον τοπικό χρόνο, δηλαδή ολόκληρη η μαγνητόσφαιρα περιστρέφεται από την πιο συμπιεσμένη προσήλια πλευρά στην πιο εκτεταμένη νυχτερινή και το αντίθετο. Επιπροσθέτως, καθώς ένα ιόν κινείται από το ισημερινό επίπεδο προς τις πολικές περιοχές, μεταβαίνει από μια περιοχή όπου πάνω του κυριαρχεί η κεντρομόλος επιτάχυνση λόγω της γρήγορης περιστροφής της μαγνητόσφαιρας, σε μια περιοχή όπου επικρατεί η βαρυτική επιτάχυνση, περιπλέκοντας έτσι την ενιαία αντιμετώπιση της περιστροφής ενός σωλήνα ροής.



Σχήμα 9.6: Πλάγια όψη της διαμόρφωσης του μαγνητικού πεδίου (a) και της πίεσης του πλάσματος (b) στον μαγνητοδίσκο του Δία, για τρεις διαφορετικές καταστάσεις της μαγνητόσφαιρας (μέση, συμπιεσμένη και διεσταλμένη), όπως προκύπτει από μετρήσεις των διαστημοπλοίων Galileo (Δίας) και Cassini (Κρόνος) σε συνδυασμό με το μοντέλο μαγνητοδίσκου των Achilleos-Guio-Arridge. Η χρωματική κλίμακα στο (a) αντιστοιχεί στο μαγνητικό πλάτος του άκρου (foot-point) κάθε δυναμικής γραμμής, και στο (b) στον λογάριθμο της πίεσης πλάσματος σε nPa. Πηγή: Achilleos et al. 2010 [4].

9.2 Κρόνος

9.2.1 Γενικά χαρακτηριστικά, μαγνητικό πεδίο, δορυφόροι

Ο Κρόνος, έκτος σε απόσταση από τον Ήλιο και δεύτερος σε μέγεθος πλανήτης του ηλιακού μας συστήματος, είναι γνωστός από την αρχαιότητα και μάλιστα για πολλά χρόνια θεωρούνταν και ο εξώτατος πλανήτης. Το εσωτερικό του αποτελείται (όπως εικάζεται σήμερα) από στερεό πυρήνα σιδήρου, νικελίου, πυριτίου, που περιβάλλεται από διαδοχικά στρώματα μεταλλικού υδρογόνου, υγρού υδρογόνου και υγρού ηλίου, πριν φτάσουμε στο εξώτερο ορατό στρώμα αερίων.

Ο Κρόνος, ως αέριος γίγαντας, διαθέτει πυκνή ατμόσφαιρα και συνεπώς ιονόσφαιρα. Στην ατμόσφαιρα κυριαρχεί το μοριακό υδρογόνο (96%), το ήλιο (3%) και ενώσεις όπως μεθάνιο, αιθάνιο και αμμωνία. Στην ιονόσφαιρα του πλανήτη συνεπώς κυριαρχούν τα πρωτόνια και σε μικρό ποσοστό τα ιόντα ηλίου. Περιστρέφεται γύρω από τον άξονά του με περίοδο περίπου ίση με 10h και 34m, χαρακτηρίζεται δηλαδή και αυτός από εξαιρετικά γρήγορη περιστροφή, με όλες τις φυσικές συνέπειες που είδαμε και στην περίπτωση του Δία. Εξαιτίας της περιστροφής του ο Κρόνος, όπως και ο Δίας, παρουσιάζει μια μικρή πλάτυνση, με την πολική ακτίνα να είναι λίγο μικρότερη της ισημερινής. Ως μέση πλανητική ακτίνα θεωρούμε την τιμή R_S=60,268 km. Η ταχεία περιστροφή του πλανήτη, σε συνδυασμό με την παρουσία μεταλλικού υδρογόνου στο εσωτερικό του, οδηγεί επίσης στη δημιουργία ενδογενούς μαγνητικού πεδίου.

Η μαγνητική διπολική ροπή του Κρόνου είναι M=4.6x10^{18} Tm^3, δηλαδή περίπου 580 φορές μεγαλύτερη από εκείνη της Γης και 60 φορές μικρότερη από του Δία, ωστόσο η ένταση του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του πλανήτη είναι λίγο μικρότερη από εκείνη που συναντάμε στη Γη, εξαιτίας της πολύ μικρότερης ακτίνας του πλανήτη μας. Το εντυπωσιακότερο ίσως χαρακτηριστικό του μαγνητικού πεδίου του Κρόνου εί-

ναι η σχεδόν απόλυτη ευθυγράμμιση της έντασής του με τον άξονα περιστροφής του πλανήτη, καθώς η μεταξύ τους γωνία δεν ξεπερνά τις 0.3^o [5]. Το μαγνητικό πεδίο του Κρόνου είναι συνεπώς αρκετά ισχυρό ώστε να συντηρεί (με τη βοήθεια και του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος) μια αρκετά μεγάλη και «θερμή» μαγνητόσφαιρα, καθώς συμβάλλει σημαντικά στην αύξηση της ενέργειας των μαγνητοσφαιρικών ιόντων.

Οι εντυπωσιακοί του δακτύλιοι αποτελούν το χαρακτηριστικό εκείνο το οποίο κάνει τον Κρόνο ξεχωριστό στα μάτια τουλάχιστον του μη ειδικού παρατηρητή. Εδώ ωστόσο θα περιοριστούμε μόνο στον ρόλο τους στη διαμόρφωση της μαγνητόσφαιρας του πλανήτη. Καθώς αποτελούνται σε σημαντικό ποσοστό από κομμάτια υδάτινου πάγου, οι δακτύλιοι του Κρόνου αποτελούν, μέσω εξάχνωσης, πηγή μορίων και ατόμων νερού, υδρογόνου και οξυγόνου, και συνεπώς ηλεκτρονίων, πρωτονίων και βαρύτερων ιόντων (water group ions). Ωστόσο, ο ρυθμός παραγωγής πλάσματος από τους δακτυλίους είναι πολύ χαμηλότερος από τον ρυθμό με τον οποίο τροφοδοτεί τη μαγνητόσφαιρα με ουδέτερα (και κατ' επέκταση με πλάσμα) ο Εγκέλαδος. Δεν αποτελούν συνεπώς σημαντική πηγή πλάσματος. Όπως θα δούμε όμως και όταν αναφερθούμε στις ζώνες ακτινοβολίας του Κρόνου, οι δακτύλιοι αποτελούν μια εξαιρετικά αποτελεσματική ζώνη απορρόφησης των φορτισμένων σωματιδίων της μαγνητόσφαιρας, καθώς ιόντα και ηλεκτρόνια σχεδόν όλων των ενεργειών απορροφώνται από τους παγοκρυστάλλους των δακτυλίων, με αποτέλεσμα οι μαγνητικοί σωλήνες ροής που διέρχονται από τις ακτινικές αποστάσεις που καταλαμβάνουν οι δακτύλιοι να είναι κενοί πλάσματος, καθώς «αδειάζουν» στο ισημερινό επίπεδο όταν ιόντα και ηλεκτρόνια προσπαθούν να κινηθούν μεταξύ των κατοπτρικών τους σημείων (bounce motion).

Ο Κρόνος περιφέρεται γύρω από τον Ήλιο εκτελώντας μια πλήρη περιστροφή κάθε 29.5 χρόνια περίπου. Η σχετικά μεγάλη κλίση του άξονα περιστροφής του ως προς το επίπεδο της τροχιάς του ($\approx 27^o$) προκαλεί εποχικά φαινόμενα που επηρεάζουν έντονα τόσο την ατμόσφαιρα όσο και τη μαγνητόσφαιρα, εξαιτίας της ισχυρής σύξευξής τους.

Ο Κρόνος διαθέτει 82 (τουλάχιστον) αναγνωρισμένους φυσικούς δορυφόρους. Αν και ο Τιτάνας είναι ο μεγαλύτερος από αυτούς, εκείνος που μετά την αποστολή Cassini-Huygens αναδείχτηκε σε σημαντικότερο ρυθμιστή της μαγνητοσφαιρικής δομής του πλανήτη ήταν ο Εγκέλαδος.

Ο Εγκέλαδος είναι ένας μικρός (διάμετρος 500 km) δορυφόρος που περιφέρεται σε απόσταση 4 R_S από τον Κρόνο με περίοδο περίπου 33 ώρες (τριπλάσια από του πλανήτη). Η επιφάνειά του καλύπτεται από ένα παχύ, μόνιμο στρώμα υδάτινου πάγου, με αποτέλεσμα ο Εγκέλαδος να είναι το σώμα με την υψηλότερη λευκαύγεια (albedo) στο ηλιακό μας σύστημα (περίπου ίση με 0.81). Αν και γνωστός από το 1789, οπότε και ανακαλύφθηκε από τον William Herschel, ο Εγκέλαδος ήταν μάλλον αδιάφορος για την επιστημονική κοινότητα, ειδικά ως προς τον ρόλο του σε μαγνητοσφαιρικά φαινόμενα. Η κατάσταση αυτή άλλαξε το 2005 στο πρώτο στάδιο της αποστολής του Cassini. Μετρήσεις από το μαγνητόμετρο του Cassini έδειξαν ότι η παραμόρφωση του μαγνητικού πεδίου κοντά στον Εγκέλαδο δεν αντιστοιχούσε σε αυτή που θα περιμέναμε για ένα σώμα με σφαιρική συμμετρία και με τα φυσικά χαρακτηριστικά του σώματος (σφαιρική συμμετρία, επιφανειακός πάγος). Αντιθέτως, η μαγνητική παραμόρφωση παρέπεμπε σε ένα ασύμμετρο «εμπόδιο», επίμηκες κατά τη διεύθυνση βορρά-νότος με το κέντρο του μετατοπισμένο προς το νότο [6]. Πλησιέστερες διαβάσεις και φωτογράφιση στο υπέρυθρο και το οπτικό μέρος του φάσματος απέδειξαν ότι η περιοχή κοντά στον νότιο πόλο του Εγκέλαδου κυριαρχείται από ρήγματα από τα οποία εκτοξεύονται υδρατμοί εμπλουτισμένοι με άλατα νατρίου, καλίου και χλωρίου, με ρυθμό περίπου 200 lt/sec.

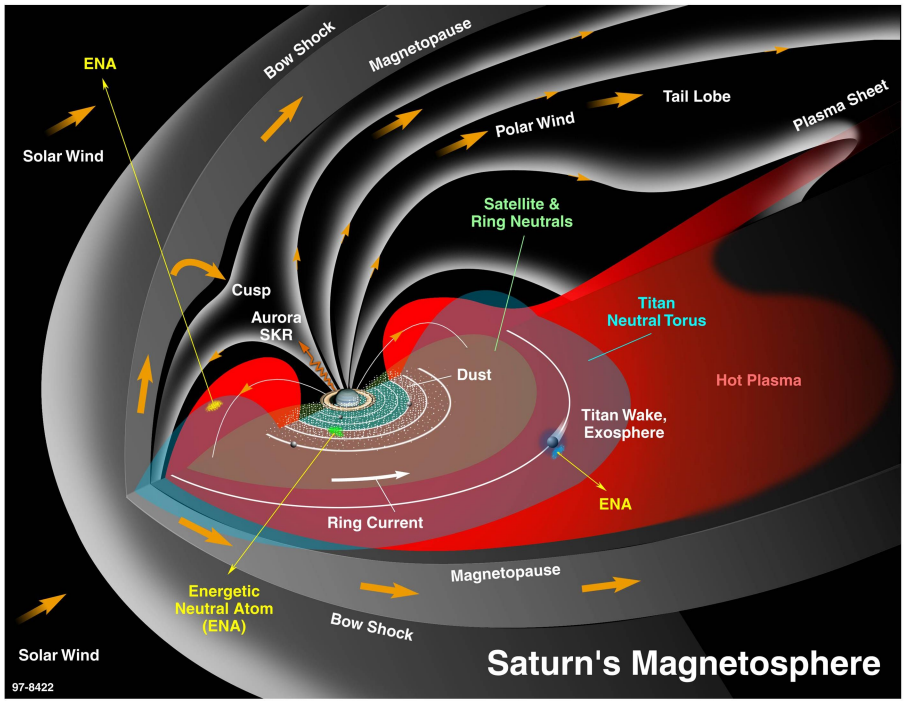
Ο Τιτάνας, με μέγεθος μεγαλύτερο ακόμη και από του Ερμή, θεωρούνταν ως το 2004 ο δορυφόρος-ρυθμιστής για τη μαγνητόσφαιρα του Κρόνου, καθώς δεν ήταν γνωστή η παρουσία κάποιου άλλου δορυφόρου που να μπορεί να τροφοδοτεί τη μαγνητόσφαιρα με ουδέτερα άτομα ή μόρια. Διαθέτει πυκνή ατμόσφαιρα, στην οποία κυριαρχούν το άζωτο (μοριακό και ατομικό) και το μεθάνιο. Η μη αμελητέα βαρύτητα του Τιτάνα ($1.36\,m/s^2$) σε συνδυασμό με τη μεγάλη απόστασή του από τον Κρόνο ($20.2\,R_S$) κάνει δύσκολη τη διαφυγή των βαρέων ουδετέρων της ατμόσφαιράς του ώστε αυτά ακολούθως να ιονιστούν μέσα στη μαγνητόσφαιρα. Έτσι, η συνεισφορά του στο ιοντικό πλάσμα της μαγνητόσφαιρας είναι σχετικά περιορισμένη. Ιόντα αζώτου ανιχνεύονται σε διάφορες αποστάσεις μέσα στη μαγνητόσφαιρα, κυρίως κοντά στην τροχιά του Τιτάνα, ωστόσο δεν συνεισφέρουν σημαντικά στη διαμόρφωση ή τη δυναμική της μαγνητόσφαιρας, όπως έδειξαν οι μετρήσεις από την αποστολή Cassini, σε αντίθεση με τις εκτιμήσεις πριν το 2004, σύμφωνα με τις οποίες περιμέναμε ο Τιτάνας

να είναι μία από τις πιο βασικές πηγές μαγνητοσφαιρικού πλάσματος, μαζί φυσικά με την ατμόσφαιρα του Κρόνου.

Από τους υπόλοιπους δορυφόρους του Κρόνου, ανιχνεύσιμη (αλλά αμελητέα) συνεισφορά στο μαγνητοσφαιρικό πλάσμα έχουν η Ρέα και η Διώνη. Οι επιφάνειες των δύο αυτών δορυφόρων καλύπτονται από υδάτινο πάγο, ενώ η Ρέα διαθέτει και αμυδρή ατμόσφαιρα οξυγόνου και διοξειδίου του άνθρακα. Και στις δύο περιπτώσεις, ο μηχανισμός σχηματισμού ιόντων είναι ο συνδυασμός ion sputtering και φωτοϊονισμού.

9.2.2 Η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου

Πριν από τον Ιούλιο του 2004, που η αποστολή Cassini-Huygens έφτασε στον Κρόνο και το Cassini μπήκε σε τροχιά, η μαγνητόσφαιρα του πλανήτη (σχήμα 9.7) μας ήταν γνωστή μόνο από τα περάσματα των Pioneer 11 (1979), Voyager 1 (1980) και Voyager 2 (1981). Το Cassini, παραμένοντας σε τροχιά για 13.5 χρόνια και διαθέτοντας μεγάλη ποικιλία οργάνων παρατήρησης και καταγραφής, άνοιξε νέους ορίζοντες όχι μόνο στη μελέτη των μαγνητοσφαιρών Δία και Κρόνου, αλλά γενικότερα στη διαστημική φυσική.



Σχήμα 9.7: Τρισδιάστατη απεικόνιση της μαγνητόσφαιρας του Κρόνου και των σημαντικότερων δομών και φαινομένων που συναντάμε στο εσωτερικό της.

Σε αντίθεση με τη Γη, ο Κρόνος διαθέτει ισχυρές πηγές πλάσματος στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιράς του, όπως είδαμε και για τον Δία. Οι βασικές πηγές πλάσματος εντός της μαγνητόσφαιρας του Κρόνου είναι η ατμόσφαιρά του, ο Εγκέλαδος, κάποιοι από τους υπόλοιπους δορυφόρους του (Τιτάνας, Ρέα, Διώνη) και οι δακτύλιοί του. Οι πηγές αυτές παρέχουν ουδέτερα άτομα και μόρια, τα οποία ακολούθως ιονίζονται. Οι κυρίαρχοι μηχανισμοί ιονισμού είναι ο φωτοϊονισμός και ο ιονισμός εξαιτίας συγκρούσεων με ελεύθερα ηλεκτρόνια (electron impact ionization), ενώ βοηθητικό ρόλο επιτελεί και η απελευθέρωση (εξάχνωση) μορίων και ατόμων από τον πάγο των δορυφόρων και των δακτυλίων λόγω του «βομβαρδισμού» τους με ενεργητικά σωμάτια, ενέργειας μεγαλύτερης των 10 keV (ion sputtering).

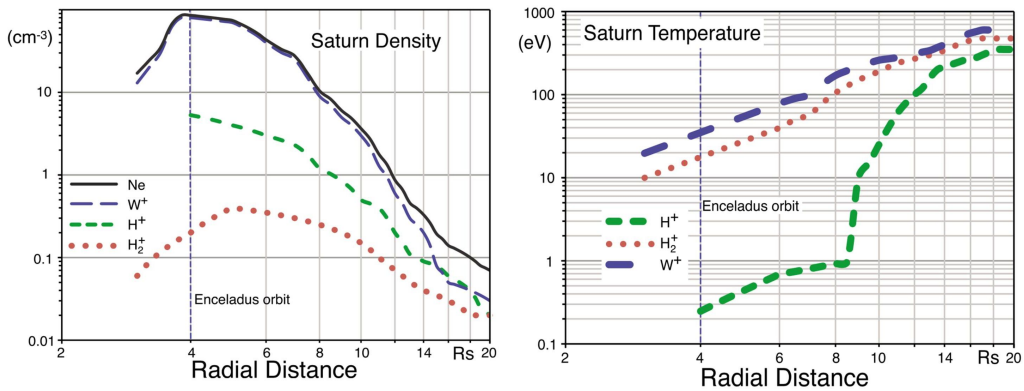
Η υπεριώδης ακτινοβολία που δέχεται ο Κρόνος επαρκεί για να μετατραπούν τα μόρια των υδρατμών που εκπέμπει ο Εγκέλαδος σε άτομα και ακολούθως να ιονιστούν σε σημαντικό ποσοστό (περίπου 20%). Κατ' αυτόν τον τρόπο προκύπτουν, εκτός των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων (H^+), και μια ποικιλία βαρύτερων ιόντων (water group ions) με κυρίαρχο το O^+. Τα ουδέτερα άτομα που διαφεύγουν από τον Εγκέλαδο και δεν ιονίζονται σχηματίζουν κοντά στο ισημερινό επίπεδο της μαγνητόσφαιρας ένα νέφος το οποίο εκτείνεται

ακτινικά από τις 4 R_S, όπου εμφανίζει και το μέγιστό του, έως τις 7-9 R_S. Κατά μήκος μάλιστα της τροχιάς του Εγκέλαδου, τα ουδέτερα σχηματίζουν τον δυσδιάκριτο δακτύλιο Ε. Τα άτομα με μεγαλύτερες ενέργειες έχουν αρκετά υψηλές ταχύτητες ώστε να προλάβουν να διαφύγουν από τη μαγνητόσφαιρα πριν ιονιστούν.

Η συνεισφορά της ατμόσφαιρας του Κρόνου στο μαγνητοσφαιρικό πλάσμα είναι αντίστοιχη της σύνθεσής της (ουσιαστικά πρωτόνια). Ο ρυθμός με τον οποίο η ιονόσφαιρα τροφοδοτεί με ιόντα τη μαγνητόσφαιρα εξαρτάται πρωτίστως από τον τοπικό χρόνο, καθώς στην προσήλια πλευρά ο φωτοϊονισμός αυξάνει την παραγωγή ιόντων, με αποτέλεσμα η απογευματινή πλευρά της μαγνητόσφαιρας να είναι συστηματικά πιο «φορτωμένη» με πλάσμα. Η ατμόσφαιρα του πλανήτη συνολικά αποτελεί, μέσω της ιονόσφαιρας, την ισχυρότερη πηγή πλάσματος για το σύστημα του Κρόνου (περίπου μία τάξη μεγέθους ισχυρότερη από τον Εγκέλαδο).

Η σύνθεση του μαγνητοσφαιρικής προέλευσης πλάσματος είναι συνεπώς πρωτόνια (H^+) και βαρύτερα ιόντα, παράγωγα του νερού (O^+, O^{++}, OH^+), που κυριαρχούνται ωστόσο από το O^+ και συχνά αναφέρονται στη βιβλιογραφία συγκεντρωτικά ως water group ions (W^+). Φυσικά το εσωτερικής προέλευσης πλάσμα συνυπάρχει με πλάσμα του ηλιακού ανέμου (πρωτόνια και σωμάτια α) που εισέρχεται στη μαγνητόσφαιρα, όπως συμβαίνει και στη μαγνητόσφαιρα της Γης, διακρίνεται όμως εύκολα από αυτό χάρη στην παρουσία των ιόντων O^+, τα οποία δεν αποτελούν συστατικό του ηλιακού ανέμου. Συνεπώς η ανίχνευσή τους είναι ένα εξαιρετικό διαγνωστικό εργαλείο για να καταλάβουμε την προέλευση του πλάσματος που παρατηρούμε.

Τόσο τα πρωτόνια, όσο και τα ιόντα W^+, όπως είναι φυσικό, εγκλωβίζονται στο πλανητικό μαγνητικό πεδίο, είτε στις ζώνες ακτινοβολίας στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, ή γίνονται κομμάτι του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος και ενσωματώνονται στη συμπεριστροφή του στη μέση και εξώτερη μαγνητόσφαιρα, μέχρι τελικά να διαφύγουν από το σύστημα, πρωτίστως από τη μαγνητοουρά, ώστε να διατηρείται η ισορροπία του συστήματος.



Σχήμα 9.8: Ακτινικά προφίλ της αριθμητικής πυκνότητας (a) και της θερμοκρασίας (b) του πλάσματος στην ισημερινή μαγνητόσφαιρα του Κρόνου, όπως προκύπτουν από την ανάλυση μετρήσεων του διαστημοπλοίου Cassini. Πηγή: Bagenal & Delamere. 2010 [1].

Στο σχήμα 9.8 παρουσιάζονται τα ακτινικά προφίλ της αριθμητικής πυκνότητας και της θερμοκρασίας του πλάσματος κοντά στο ισημερινό επίπεδο της μαγνητόσφαιρας του Κρόνου, όπως μετρήθηκαν από το διαστημόπλοιο Cassini. Είναι εμφανές ότι η μαγνητόσφαιρα κυριαρχείται από ιόντα παράγωγα του νερού (water group ions), με βασικότερο το O^+. Όπως είναι αναμενόμενο, το μέγιστο της ακτινικής κατανομής εντοπίζεται κοντά στην τροχιά του Εγκέλαδου. Η πυκνότητα μειώνεται συνεχώς με την απόσταση από τον πλανήτη και φτάνει τελικά να είναι 3 τάξεις μεγέθους χαμηλότερη στα όρια της προσήλιας μαγνητόσφαιρας (≈20 R_S). Αντιθέτως, η θερμοκρασία του πλάσματος αυξάνεται σημαντικά καθώς μεταβαίνουμε προς την εξώτερη μαγνητόσφαιρα, όπου πλησιάζει το 1 keV, θυμίζοντας έντονα την αντίστοιχη κατανομή που είδαμε για τον Δία. Κατ' ουσίαν, ο μηχανισμός θέρμανσης του πλάσματος είναι ο ίδιος. Αυτά που διαφέρουν είναι η πηγή του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος (Ιώ, ατμόσφαιρα και Ευρώπη για τον Δία, Εγκέλαδος και ατμόσφαιρα για τον Κρόνο), το είδος των ιόντων (πρωτόνια, θείο και οξυγόνο για τον Δία, πρωτόνια και οξυγόνο για τον Κρόνο) και η χωρική κλίμακα (η μαγνητόσφαιρα του Δία είναι πολύ μεγαλύτερη).

Το πλανητικό μαγνητικό πεδίο και το μαγνητοσφαιρικό πλάσμα παρέχουν την απαραίτητη πίεση ώστε η προσήλια μαγνητόπαυση του Κρόνου να εντοπίζεται μεταξύ 22 και 27 R_S. Αν η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου ήταν κενή πλάσματος, η προσήλια μαγνητόπαυση (subsolar point) θα εκτεινόταν μόνο μέχρι τις 18 R_S περίπου. Τόσο ως προς το μέγεθός της (εκφρασμένο σε πλανητικές ακτίνες) όσο και ως προς τη συμπιεστότητά της, η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου αποτελεί ενδιάμεση περίπτωση σε σχέση με εκείνες της Γης και του Δία. Συγκεκριμένα, στη Γη η πίεση του ηλιακού ανέμου εξισορροπείται σχεδόν εξ ολοκλήρου από το μαγνητικό πεδίο, καθώς στην απόσταση της γήινης μαγνητόπαυσης (περίπου 10 R_E) η πίεση του πλάσματος είναι πολύ μικρή σε σχέση με την πίεση του γήινου μαγνητικού πεδίου. Στον Δία, ο μαγνητοδίσκος θερμού πλάσματος είναι, όπως είδαμε, μόνιμος και εκτείνεται ως τη μαγνητόπαυση, όπου η πίεση του πλάσματος είναι αρκετά μεγαλύτερη από εκείνη του μαγνητικού πεδίου. Η πίεση του ηλιακού ανέμου εξισορροπείται συνεπώς σχεδόν αποκλειστικά από την πίεση του θερμού μαγνητοσφαιρικού πλάσματος. Η περίπτωση του Κρόνου μπορεί να χαρακτηριστεί ως ενδιάμεση, καθώς ο μαγνητοδίσκος υπάρχει, αλλά δεν είναι μόνιμος. Ανάλογα με τις συνθήκες ροής του ηλιακού ανέμου, η κατάσταση στον Κρόνο μπορεί να πλησιάσει εκείνη της Γης ή του Δία. Όταν η πίεση του ηλιακού ανέμου είναι αυξημένη (λόγω κάποιας διαταραχής στον Ήλιο), η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου συμπιέζεται και η μαγνητόπαυση φτάνει σε αποστάσεις όπου η μαγνητική πίεση ξεπερνά εκείνη του πλάσματος και εκτρέπει σχεδόν μόνη τον ηλιακό άνεμο. Αντιθέτως, σε περιόδους ασθενέστερης ροής του ηλιακού ανέμου η μαγνητόσφαιρα διαστέλλεται σημαντικά και ο ηλιακός άνεμος εκτρέπεται ουσιαστικά από τον μαγνητοδίσκο του θερμού πλάσματος, που εκτείνεται σε αποστάσεις όπου η μαγνητική πίεση είναι πλέον πολύ χαμηλή. Να σημειώσουμε ότι υποθέτοντας διπολικό μαγνητικό πεδίο (προσέγγιση αρκετά ρεαλιστική για τον Κρόνο) η μαγνητική πίεση μειώνεται με την έκτη δύναμη της απόστασης από το κέντρο του πλανήτη. Η μεταβολή της θέσης της μαγνητόπαυσης από τις 21 R_S στις 27 R_S αντιστοιχεί σε μείωση της μαγνητικής πίεσης κατά παράγοντα 5.

Η συμπιεστότητα μιας μαγνητόσφαιρας περιγράφεται συνήθως μέσω του συντελεστή συμπιεστότητας α και της σχέσης που συνδέει μια μεταβολή στην πίεση του ηλιακού ανέμου στην περιοχή του πλανήτη με τη σχετική μεταβολή που αυτή προκαλεί στο μέγεθος της μαγνητόσφαιρας, όπως αυτή περιγράφεται από την απόσταση του subsolar point:

$$\frac{dR_{MP}}{R_{MP}} = -\frac{1}{\alpha}\frac{dP_{SW}}{P_{SW}} \tag{9.2}$$

από την οποία άμεσα προκύπτει ότι:

$$R_{MP} \propto P_{SW}^{-\frac{1}{\alpha}} \tag{9.3}$$

όπου R_MP είναι η απόσταση του subsolar point και P_SW είναι η πίεση του ηλιακού ανέμου εξωτερικά της μαγνητόσφαιρας. Στην περίπτωση διπολικού μαγνητικού πεδίου χωρίς παρουσία πλάσματος, αναμένουμε α=6. Για τη μαγνητόσφαιρα της Γης, από παρατηρήσεις προκύπτει α≈6. Για τη μαγνητόσφαιρα του Δία οι μετρήσεις (αποστολή Galileo) δείχνουν ότι α≈4, ενώ για την περίπτωση του Κρόνου (Cassini) α≈4.5 [7]. Υψηλές τιμές του α αντιστοιχούν σε πιο σταθερή σε μέγεθος μαγνητόσφαιρα, ενώ χαμηλές τιμές υποδεικνύουν σύστημα με ευμετάβλητο μέγεθος. Πράγματι, οι τυπικές τιμές του R_MP για τη Γη κυμαίνονται μεταξύ 8 R_E και 12 R_E, ενώ για το Δία μεταξύ 50 R_J και 100 R_J. Θα πρέπει ωστόσο να αναφέρουμε ότι η μαγνητοσφαιρική συμπιεστότητα εξαρτάται και από το μέγεθος του ίδιου του συστήματος. Όταν η μαγνητόσφαιρα είναι συμπιεσμένη, γίνεται και πιο συμπαγής, δυσμετάβλητη δηλαδή στις αλλαγές της πίεσης του ηλιακού ανέμου.

9.3 Κοινά χαρακτηριστικά και φαινόμενα στις μαγνητόσφαιρες Δία-Κρόνου

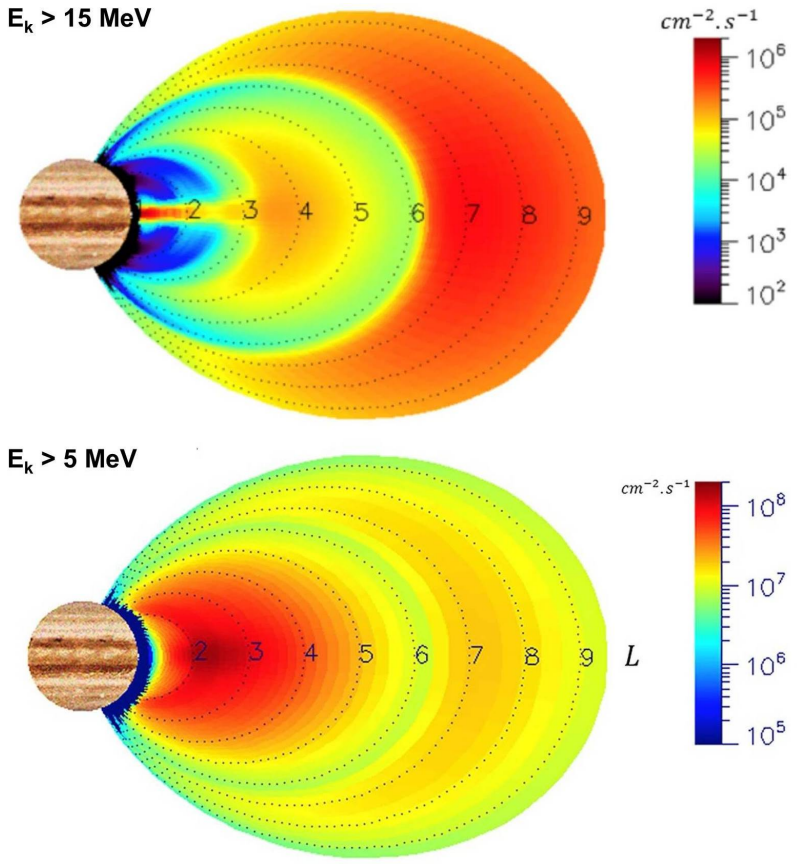
Όπως αναφέραμε, ο Δίας και ο Κρόνος είναι οι δύο καλύτερα μελετημένοι αέριοι γίγαντες πλανήτες στο ηλιακό μας σύστημα. Οι μαγνητόσφαιρές τους αποτελούν τεράστια και πολύπλοκα εργαστήρια φυσικής πλάσματος, με πλήθος φυσικών δομών και φαινομένων, αρκετά από τα οποία είτε δεν εμφανίζονται στη γήινη μαγνητόσφαιρα είτε καταλαμβάνουν διαφορετική περιοχή στον χώρο των παραμέτρων τους, με αποτέλεσμα να

αποτελούν επέκταση όσων παρατηρούμε στη δική μας μαγνητόσφαιρα. Παρουσιάσαμε ως τώρα μια σύντομη περιγραφή της κάθε μαγνητόσφαιρας, με έμφαση στα γενικά χαρακτηριστικά, όπως η ακτινική κατανομή της πυκνότητας και της θερμοκρασίας του πλάσματος. Οι σημαντικές ωστόσο ομοιότητες που χαρακτηρίζουν τις μαγνητόσφαιρες Δία και Κρόνου (ισχυρό μαγνητικό πεδίο, μεγάλο μέγεθος, εσωτερικές πηγές πλάσματος, γρήγορη περιστροφή) μας επιτρέπουν να αναφερθούμε (συνοπτικά) από κοινού και με τρόπο συγκριτικό, όπου αυτό είναι χρήσιμο, στα σημαντικότερα φαινόμενα και τις πιο ενδιαφέρουσες μαγνητοσφαιρικές δομές που συναντάμε, καθώς μια χωριστή περιγραφή-ανάλυση για καθέναν από τους δύο πλανήτες θα περιείχε αναγκαστικά επαναλήψεις.

9.3.1 Ζώνες ακτινοβολίας σε Δία-Κρόνο

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο 7, η παρουσία ισχυρού πλανητικού μαγνητικού πεδίου μπορεί να οδηγήσει στην παγίδευση φορτισμένων σωματιδίων υψηλής ενέργειας στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, δημιουργώντας τοπολογία ομόκεντρων τόρων. Στον Δία και τον Κρόνο οι συνθήκες για τη δημιουργία ζωνών ακτινοβολίας είναι ιδανικές, καθώς οι διαστάσεις και των δύο συστημάτων είναι αρκετά μεγάλες και το μαγνητικό τους πεδίο αρκετά ισχυρό ώστε να παγιδεύσει και να θερμάνει το πλάσμα.

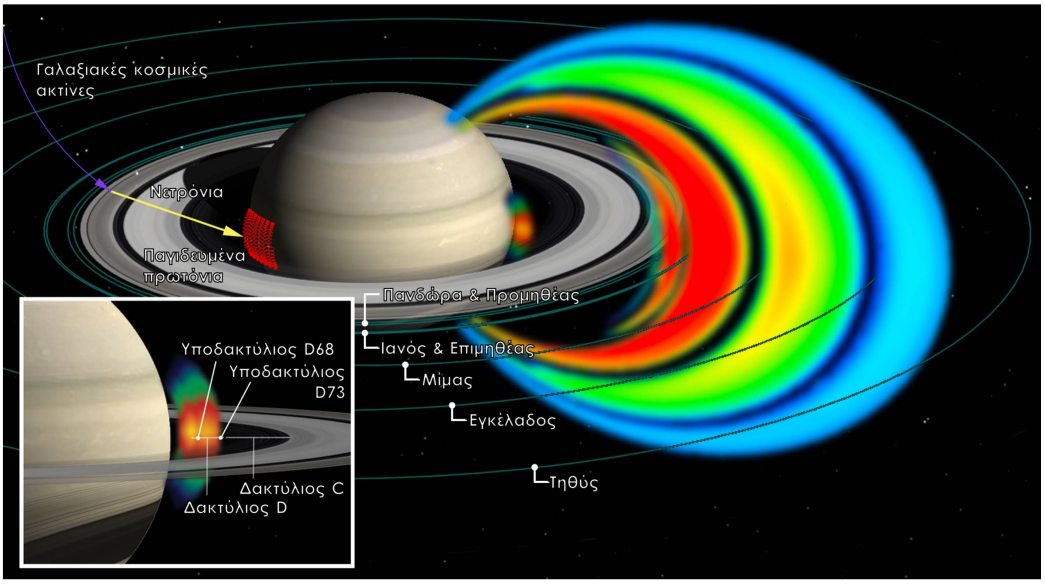
Τόσο στον Δία, όσο και στον Κρόνο, οι ζώνες ακτινοβολίας αποτελούν φυσικά εργαστήρια μελέτης πλάσματος υψηλής ενέργειας, καθώς εκεί συναντούμε ενέργειες φορτισμένων σωματιδίων που δεν υπάρχουν στη γήινη μαγνητόσφαιρα, ενώ παράλληλα και η χωρική κλίμακα είναι πολλαπλάσια (ενδεικτικά, η Γη χωράει δεκάδες φορές μέσα στις ζώνες ακτινοβολίας του Δία και του Κρόνου).



Σχήμα 9.9: Εγκάρσια τομή της τοπολογίας των ζωνών ακτινοβολίας του Δία, όπου φαίνεται η ένταση ροής συναρτήσει του μαγνητοκελύφους L για (a) πρωτόνια με ενέργεια E>15 MeV και για (b) ηλεκτρόνια με ενέργεια E>5 MeV. Πηγή: Nenon et al. 2017 [8] και Nenon et al. 2018 [9].

Οι αρχικές υποψίες για την ύπαρξη παγιδευμένου πληθυσμού ηλεκτρονίων υψηλής (σχετικιστικής) ενέργειας σε μαγνητόσφαιρες εκτός της γήινης υπήρχε από το 1959, που έγινε δυνατή η ανίχνευση ακτινοβολίας σύγχροτρον από τον Δία. Η επιβεβαίωση ήλθε το 1973, όταν το Pioneer 10 διέσχισε την εσώτερη ζώνη ακτινοβολίας του πλανήτη και κατέγραψε σωματιδιακή ακτινοβολία (ηλεκτρόνια και πρωτόνια) με ένταση τουλάχιστον 3 τάξεις μεγέθους υψηλότερη από αυτή που τυπικά συναντάμε στις ζώνες ακτινοβολίας της Γης. Ουσιαστικότερη μελέτη ωστόσο των ζωνών ακτινοβολίας αλλά και γενικότερα της μαγνητοσφαιρας του Δία έγινε με το διαστημόπλοιο Galileo, το οποίο παρέμεινε σε τροχιά γύρω από τον Δία για σχεδόν 8 χρόνια (Δεκέμβριος 1995-Σεπτέμβριος 2003) και επιβεβαίωσε ότι το πλάσμα που τελικά παγιδεύεται στις ζώνες ακτινοβολίας προέρχεται από τη μέση ή την εξώτερη μαγνητόσφαιρα και θερμαίνεται αδιαβατικά καθώς μεταφέρεται προς μικρότερες ακτινικές αποστάσεις. Με βάση τις επιτόπιες μετρήσεις του Galileo και με τη βοήθεια υπολογιστικών μοντέλων, χαρτογραφήθηκαν οι ζώνες ακτινοβολίας του πλανήτη και έχουμε πλέον μια αρκετά ακριβή εικόνα της τοπολογίας τους και της ενεργειακής κατανομής των σωματιδίων που τις αποτελούν. Στο σχήμα 9.9 εικονίζεται η εγκάρσια τομή των ζωνών ακτινοβολίας του Δία για πληθυσμούς πρωτονίων και ηλεκτρονίων με ενέργεια μεγαλύτερη από 15 MeV και 5 MeV αντιστοίχως.

Στον Κρόνο, οι ζώνες ακτινοβολίας παρατηρήθηκαν αρχικά κατά τα περάσματα των διαστημοπλοίων Pioneer 11 και Voyager 1 και 2 (1979, 1980 και 1981 αντίστοιχα), τα οποία εντόπισαν ιόντα με ενέργειες μεγαλύτερες από 1 MeV σε αποστάσεις μικρότερες από 5 R_S από τον πλανήτη. Ο μηχανισμός δημιουργίας τους είναι ίδιος με αυτόν του Δία. Η συστηματικότερη μελέτη και η χαρτογράφηση των ζωνών έγινε δυνατή την περίοδο 2004-2017, κατά την οποία το Cassini παρέμεινε σε τροχιά γύρω από τον πλανήτη. Στο σχήμα 9.10 εικονίζεται η τρισδιάστατη δομή των ζωνών ακτινοβολίας του Κρόνου, όπως προέκυψε μετά την ανάλυση των μακροχρόνιων μετρήσεων του Cassini. Το χαρακτηριστικό που κάνει ιδιαίτερες τις ζώνες ακτινοβολίας του Κρόνου είναι η παρουσία κάποιων δορυφόρων του Κρόνου μέσα σε αυτές, συγκεκριμένα των Ιανού, Επιμηθέα, Μίμα και Εγκέλαδου. Κατά την κίνησή τους γύρω από τον πλανήτη, οι δορυφόροι απορροφούν τα φορτισμένα σωματίδια που προσπίπτουν πάνω τους, αδειάζοντας τοπικά τους σωλήνες ροής που αντιστοιχούν στις συγκεκριμένες αποστάσεις και δημιουργώντας ευδιάκριτες μειώσεις (κενά) στο ακτινικό προφίλ της ροής των σωματιδίων. Ανάλογη απορρόφηση προκαλούν και οι δακτύλιοι. Στην περιοχή όπου εντοπίζεται το κυρίως σώμα των δακτυλίων (εσωτερικά του δακτυλίου Α δηλαδή) οι ζώνες ακτινοβολίας εξαφανίζονται καθώς τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα απορροφώνται από το υλικό τους.



Σχήμα 9.10: Απεικόνιση των ζωνών ακτινοβολίας του Κρόνου βασισμένη στα αποτελέσματα του διαστημοπλοίου Cassini. Η χρωματική κλίμακα αντιστοιχεί στην ένταση ροής.

Το ίδιο συμβαίνει και στον δακτύλιο G, που βρίσκεται κοντά στις 3 R_S. Οι μόνιμες ζώνες ακτινοβολία του Κρόνου περιορίζονται από την τροχιά της Τηθύος (4.9 R_S), έξω από την οποία η ροή ιόντων και ηλεκτρονίων

σε ενέργειες μερικών MeV σχεδόν μηδενίζεται. Εξαίρεση αποτελούν περίοδοι κατά τις οποίες κάποια ισχυρή διαπλανητική διαταραχή στον ηλιακό άνεμο, συνήθως προερχόμενη από έκτακτη ηλιακή δράση, φτάνει ως τη μαγνητόσφαιρα του Κρόνου. Παρατηρείται τότε γενική ενίσχυση των ζωνών ακτινοβολίας αλλά και παροδική (για μερικές εβδομάδες) εμφάνιση σωματιδίων υψηλής ενέργειας στην περιοχή μεταξύ των τροχιών της Τηθύος και της Διώνης (6.3 R_S). Δημιουργείται δηλαδή μια παροδική ζώνη ακτινοβολίας, ή μια επέκταση της μόνιμης ζώνης, η οποία μετά το πέρασμα του έκτακτου γεγονότος προοδευτικά εξασθενεί και τελικά εξαφανίζεται [10].

Πιο πρόσφατα αποτελέσματα [11] υποδεικνύουν ότι ο ρόλος της μεταφορικής κίνησης (convection) ιόντων και ηλεκτρονίων είναι σημαντικότερος για τη δημιουργία των ζωνών ακτινοβολίας στον Δία και τον Κρόνο σε σύγκριση με τη μαγνητική διάχυση ή την αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων με κύματα. Επίσης, τα δεδομένα από τις τελευταίες, πολύ κοντινές στον πλανήτη, τροχιές του Cassini δείχνουν ότι τα πρωτόνια πολύ υψηλής ενέργειας (>25 MeV) μπορεί να προέρχονται από την αλληλεπίδραση ανάμεσα στις κοσμικές ακτίνες και το υλικό των δακτυλίων. Για να γίνει ωστόσο ουσιαστική μελέτη των δυναμικών μεταβολών των ζωνών ακτινοβολίας απαιτείται συνδυασμός μετρήσεων από 2 ή περισσότερα διαστημόπλοια, κάτι το οποίο δεν έχει καταστεί δυνατό ως σήμερα στους εξώτερους πλανήτες.

9.3.2 Το δακτυλιοειδές ρεύμα σε Δία-Κρόνο

Όπως είναι φυσικό και όπως γνωρίζουμε και από την περίπτωση της Γης, η ύπαρξη πλάσματος και ισχυρού μαγνητικού πεδίου οδηγεί στη δημιουργία ενός δικτύου ηλεκτρικών ρευμάτων μέσα στη μαγνητόσφαιρα. Η τοπολογία και η μέση ένταση των ρευμάτων αυτών παρουσιάζουν σε γενικές γραμμές σταθερότητα, στο πλαίσιο φυσικά δυναμικών διακυμάνσεων, αφού ολόκληρο το σύστημα αλληλεπιδρά με τον μεταβλητό ηλιακό άνεμο.

Το ισχυρότερο ηλεκτρικό ρεύμα στη μαγνητόσφαιρα του Δία είναι το δακτυλιοειδές (ring current). Αν υποθέσουμε ότι τα ιόντα περιστέφονται γύρω από τον πλανήτη με σταθερή γωνιακή ταχύτητα, τότε η χρονικά σταθερή ισορροπία πιέσεων στο ισημερινό επίπεδο κατά την ακτινική διεύθυνση μπορεί να γραφεί ως:

$$\rho \frac{V_\varphi^2}{r} - \frac{\partial P}{\partial r} \approx J_\varphi B_\theta \tag{9.4}$$

όπου J_ϕ είναι η πυκνότητα του αζιμουθιακού (δακτυλιοειδούς) ρεύματος (A/m^2), Bθ είναι η κατακόρυφη (κάθετη στο ισημερινό επίπεδο) συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου, ρ είναι η πυκνότητα του πλάσματος, V_ϕ η ταχύτητα της περιστροφής του, ενώ P είναι η συνολική πίεση του πλάσματος.

Η εξίσωση 9.4 περιγράφει μια μέση, σταθερή χρονικά κατάσταση του ισημερινού επιπέδου της μαγνητόσφαιρας. Συνεπώς, η πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος μπορεί να εκφραστεί και να υπολογιστεί προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$J_\varphi \approx \frac{1}{B_\theta} \rho \frac{V_\varphi^2}{r} - \frac{1}{B_\theta} \frac{\partial P}{\partial r} \tag{9.5}$$

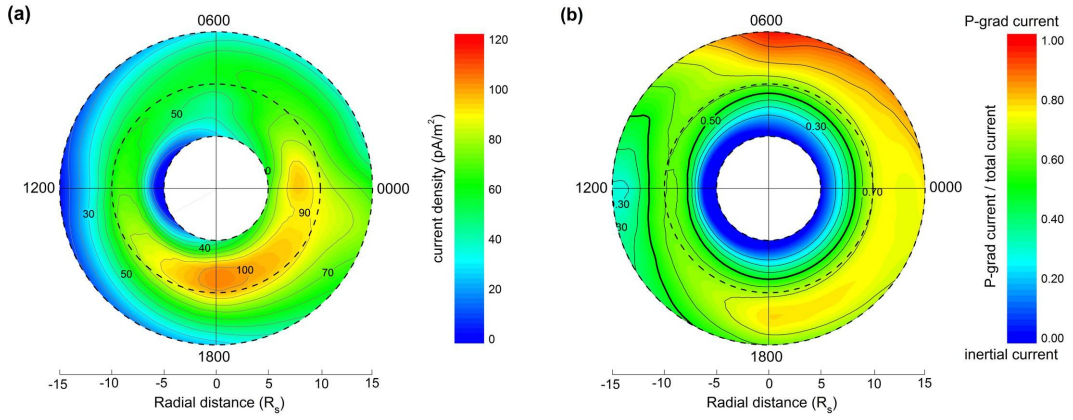
Όπως παρατηρούμε, το δακτυλιοειδές ρεύμα μπορεί να διακριθεί ποιοτικά σε δύο συνιστώσες: το ρεύμα αδράνειας (inertial current), το οποίο μεταφέρεται πρωτίστως από το χαμηλότερης ενέργειας (< 10 keV) πυκνό πλάσμα και περιγράφεται από τον πρώτο κατά σειρά όρο στο δεξί μέλος της εξίσωσης 9.5, και το ρεύμα εξαιτίας της βαθμίδας της πίεσης (pressure gradient current), το οποίο περιγράφεται από τον δεύτερο όρο της εξίσωσης 9.5 και ρυθμίζεται κυρίως από τα υψηλής (>10 keV) ενέργειας ιόντα (energetic particles ή hot plasma), τα οποία, αν και έχουν σχετικά χαμηλή πυκνότητα, συνεισφέρουν το μεγαλύτερο μέρος της πίεσης του πλάσματος λόγω της μεγάλης τους ταχύτητας. Οι δύο όροι του δακτυλιοειδούς ρεύματος μεγιστοποιούνται και κυριαρχούν σε διαφορετικές ακτινικές αποστάσεις συνδιαμορφώνοντας τη συνολική κατανομή του ρεύματος. Το inertial current είναι γενικά ισχυρότερο πλησιέστερα στον πλανήτη, όπου η πυκνότητα του πλάσματος είναι υψηλότερη και η περιστροφή της μαγνητόσφαιρας ταχύτερη, καθώς παρατηρείται σχεδόν συμπεριστροφή με τον πλανήτη.

Αντιθέτως, η συνεισφορά του pressure gradient current αυξάνεται με την ακτινική απόσταση, καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία του πλάσματος.

Για την περίπτωση του Κρόνου ειδικότερα, η αποστολή Cassini είχε όλα τα απαιτούμενα όργανα ώστε να μετρηθούν επιτόπου όλες οι παράμετροι της εξίσωσης 9.5. Οι ανιχνευτές πλάσματος κάλυπταν ενεργειακό εύρος από μερικά eV ως αρκετά MeV καταγράφοντας ουσιαστικά ολόκληρο τον πληθυσμό φορτισμένων σωματιδίων, ενώ υπήρχε και η δυνατότητα μέτρησης της ταχύτητας ροής του πλάσματος. Η μακρόχρονη παραμονή του Cassini σε τροχιά γύρω από τον Κρόνο παρείχε επιπλέον τη δυνατότητα να χαρτογραφηθεί η μέση κατανομή της έντασης του δακτυλιοειδούς ρεύματος, αλλά και να διερευνηθούν άγνωστες ως τότε πτυχές του μηχανισμού δημιουργίας του σε Δία και Κρόνο. Στο συγκεκριμένο πεδίο δηλαδή, το Cassini συμπλήρωσε και επέκτεινε τα αποτελέσματα του Galileo, ενώ παράλληλα έθεσε νέα ερωτήματα που καλείται να απαντήσει η ανάλυση των μετρήσεων από την αποστολή Juno, που από το 2016 βρίσκεται σε τροχιά γύρω από τον Δία. Στο σχήμα 9.11 παρουσιάζονται η κατανομή της έντασης του δακτυλιοειδούς ρεύματος του Κρόνου, καθώς και η σχετική συνεισφορά του κάθε όρου της εξίσωσης 9.5. Τα σημαντικότερα συμπεράσματα σχετικά με το δακτυλιοειδές ρεύμα (του Κρόνου) μπορούν να συνοψισθούν ως εξής:

1. Το ring current είναι ασύμμετρο ως προς τον τοπικό χρόνο, εμφανίζοντας μέγιστες τιμές της τάξης των 100 pA/m^2 στην αφήλια πλευρά (τοπικό απόγευμα προς τοπικά μεσάνυχτα) και σε ακτινική απόσταση 7-10 R_S, ενώ στην προσήλια περιοχή (τοπικό ξημέρωμα προς μεσημέρι) έχει περίπου τη μισή ένταση.

2. Στις εσώτερες περιοχές της ισημερινής μαγνητόσφαιρας r<7 R_S το δακτυλιοειδές ρεύμα δημιουργείται και συντηρείται από το πυκνότερο και ψυχρότερο πλάσμα, που σχεδόν συμπεριστρέφεται με τον πλανήτη, μεταξύ 7-11 R_S παρουσιάζει ανάμεικτη φύση (inertial και pressure gradient), ενώ έξω από τις 11 R_S, όπου το πλάσμα είναι θερμότερο και αραιότερο, επικρατεί το pressure gradient ring current [12].

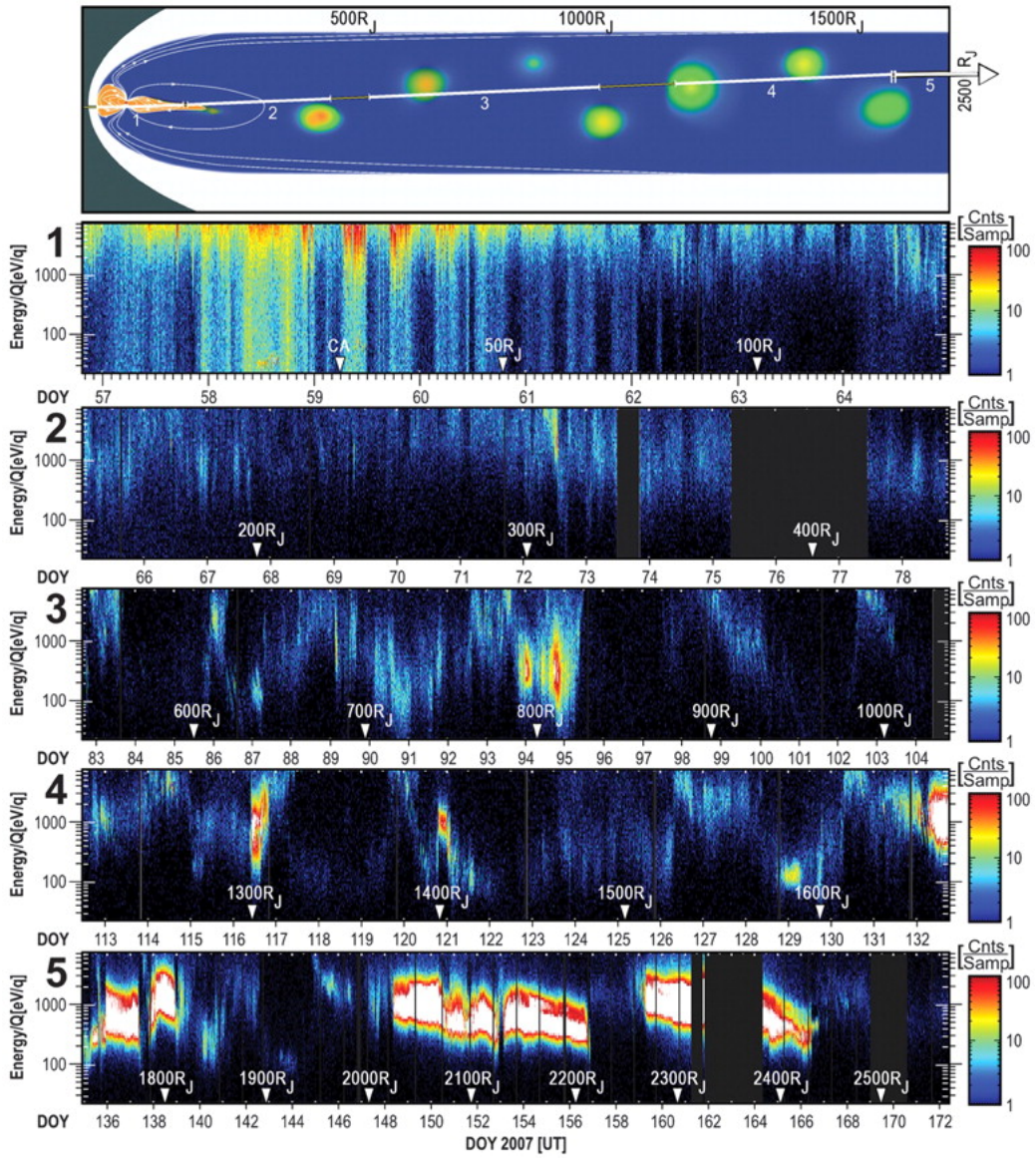


Σχήμα 9.11: (a) Κατανομή της πυκνότητας ρεύματος (A/m^2) στο ισημερινό επίπεδο της μαγνητόσφαιρας του Κρόνου, όπως μετρήθηκε από το διαστημόπλοιο Cassini καθ' όλη τη διάρκεια της παραμονής του σε τροχιά. (b) Αντίστοιχη κατανομή της σχετικής ισχύος των δύο μηχανισμών δημιουργίας του δακτυλιοειδούς ρεύματος που περιγράφονται στην εξίσωση 9.5. Πηγή: Sergis et al. 2017 [12].

Αξίζει επίσης να αναφερθεί και η κυριαρχία του ρεύματος εξαιτίας της βαθμίδας πίεσης σε τοπικούς χρόνους μεταξύ 03:00 και 07:00 (κόκκινη περιοχή στον χάρτη του σχήματος 9.11b). Στην περιοχή αυτή παρατηρούμε συστηματικά την παρουσία σωλήνων ροής που επανέρχονται σε διπολική διαμόρφωση μετά από επανασύνδεση στη μαγνητοουρά, μεταφέροντας θερμό και αραιό πλάσμα. Το θερμό πλάσμα κινείται ταχύτατα προς τις εσώτερες περιοχές της μαγνητόσφαιρας, διατηρεί όμως και την περιστροφική του κίνηση, έτσι ώστε τελικά να δημιουργείται η σχεδόν μόνιμη κατανομή που καταγράφουμε. Οι σχεδόν άδειοι σωλήνες ροής τροφοδοτούνται με χαμηλής ενέργειας πλάσμα από τον Εγκέλαδο και τον φωτοϊονισμό, καθώς περιστρέφονται προς την προσήλια πλευρά κι έτσι το ρεύμα προοδευτικά ενισχύεται. Ωστόσο, η συμπίεση της ημερήσιας

μαγνητόσφαιρας από τον ηλιακό άνεμο διευρύνει κατά πλάτος το φύλλο πλάσματος, με αποτέλεσμα το ring current να κατανέμεται σε μεγαλύτερη κατακόρυφη έκταση (να έχει δηλαδή αυξημένη διατομή) και συνεπώς χαμηλότερη πυκνότητα ρεύματος J_ϕ.

9.3.3 Μαγνητική επανασύνδεση σε Δία-Κρόνο



Σχήμα 9.12: Ανίχνευση πλασμοειδών (σχηματική αναπαράσταση και μετρήσεις ιόντων) στη μαγνητοουρά του Δία κατά τη διάβαση του διαστημοπλοίου New Horizons. Πηγή: McComas et al. 2007 [13].

Η μαγνητική επανασύνδεση, τη φυσική της οποίας είδαμε με λεπτομέρεια στην ενότητα 6.6, είναι παρούσα και στη μαγνητόσφαιρα των αέριων γιγάντων. Η εμφάνισή της είναι ωστόσο συχνότερη στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα του Δία και του Κρόνου, όπου η λέπτυνση του φύλλου πλάσματος δημιουργεί ευνοϊκές συνθήκες για σχεδόν διαρκή επανασύνδεση. Όπως είδαμε, η γρήγορη περιστροφή της μαγνητόσφαιρας οδηγεί στη δημιουργία μαγνητοδίσκου. Καθώς μεταβαίνουμε από την προσήλια προς την αφήλια περιοχή, ο μαγνητοδίσκος, με ήδη αυξημένη μάζα λόγω του φωτοϊονισμού που προηγήθηκε κατά τη διάρκεια της ημέρας, παύει πλέον να πιέζεται και να περιορίζεται δραστικά από τον ηλιακό άνεμο και αποκτά χώρο για να επεκταθεί ακτινικά. Αυτό οδηγεί σε λέπτυνση του φύλλου πλάσματος και προσέγγιση περιοχών με σχεδόν αντίθετης κατεύθυνσης μαγνητικά πεδία. Όταν η ενεργειακή πυκνότητα του πλάσματος ξεπεράσει τη δυνατότητα του

μαγνητικού πεδίου να το συγκρατήσει σε περιστροφή, καταλήγουμε στην αποκοπή μιας «νησίδας» πλάσματος (πλασμοειδές ή plasmoid), η οποία εκτοξεύεται βίαια από τη μαγνητοουρά προς τον διαπλανητικό χώρο (plasmoid ejection). Τα πλασμοειδή μεταφέρουν πλάσμα μαγνητοσφαιρικής προέλευσης, θερμότερο και αραιότερο του ηλιακού ανέμου, γι' αυτό και κατά την κίνησή τους διαστέλλονται και τελικά ενσωματώνονται στον ηλιακό άνεμο. Η παρουσία τους ωστόσο είναι ανιχνεύσιμη ακόμη και σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από το σημείο της δημιουργίας τους. Στην περίπτωση του Δία, συγκεκριμένα, πλασμοειδή ανιχνεύθηκαν ακόμη και σε αποστάσεις μεγαλύτερες των 1,500 R_J (0.7 AU) από το διαστημόπλοιο New Horizons, αμέσως μετά το πέρασμά του από τη μαγνητόσφαιρα του πλανήτη (σχήμα 9.12). Αν και εντυπωσιακή, η μαγνητική επανασύνδεση δεν φαίνεται να είναι αποτελεσματικός μηχανισμός αποβολής του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος, καθώς εκτιμάται ότι μόνο 10%-20% της μάζας που εγκαταλείπει τη μαγνητόσφαιρα αποβάλλεται με τον τρόπο αυτό [1]. Το μεγαλύτερο μέρος του πλάσματος ρέει από τη μαγνητοουρά προς τον διαπλανητικό χώρο με σχεδόν συνεχή τρόπο (πλανητικός άνεμος).

Στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας του Δία αλλά και του Κρόνου η μαγνητική επανασύνδεση δεν εμφανίζεται συχνά. Αυτό συμβαίνει διότι η δημιουργία κατάλληλων συνθηκών για μαγνητική επανασύνδεση εξαρτάται ισχυρά από τη διαφορά των τιμών της παραμέτρου β του πλάσματος (λόγος της πίεσης πλάσματος προς τη μαγνητική πίεση) στις δύο περιοχές που βρίσκονται σε επαφή, που στην προκειμένη περίπτωση είναι η μαγνητόσφαιρα και η μαγνητοθήκη. Όπως έδειξαν οι [14], υψηλές τιμές της διαφοράς $|\Delta\beta|$ οδηγούν σε περιορισμό της μαγνητικής επανασύνδεσης. Η συνθήκη, προκειμένου να μπορεί να λάβει χώρα η μαγνητική επανασύνδεση, είναι:

$$|\Delta\beta| < \frac{2L}{d} tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{9.6}$$

όπου L είναι η τοπική κλίμακα μεταβολής της πυκνότητας του πλάσματος, d είναι το αδρανειακό μήκος των ιόντων (inertial ion length) και θ η γωνία ανάμεσα στις εντάσεις του μαγνητικού πεδίου εκατέρωθεν της μαγνητόπαυσης.

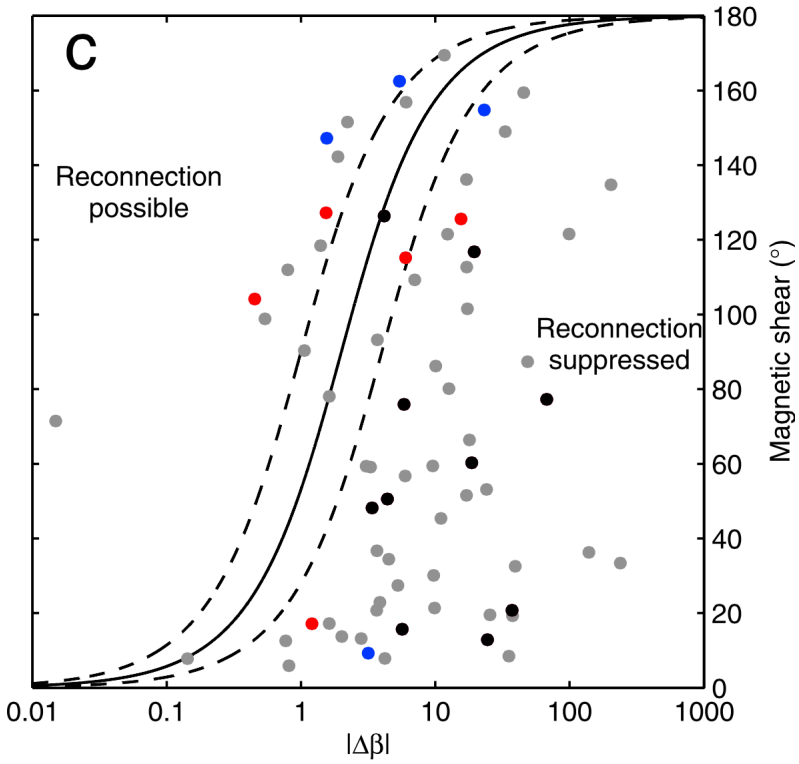
Το σχήμα 9.13 περιγράφει τις περιοχές στον φασικό χώρο Δβ-θ, όπου η μαγνητική επανασύνδεση ευνοείται ή καθίσταται δύσκολη [15]. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε, για μεγάλες τιμές του $|\Delta\beta|$ η επανασύνδεση μπορεί να συμβεί μόνο αν τα διανύσματα του μαγνητικού πεδίου είναι σχεδόν αντιπαράλληλα.

Στην περίπτωση της Γης, οι τυπικές τιμές του β για τη μαγνητόσφαιρα και τη μαγνητοθήκη είναι $\approx$0 και $\approx$1 αντιστοίχως. Για τον Δία και τον Κρόνο ωστόσο, οι αντίστοιχες τιμές είναι $\approx$2 και $\approx$10. Η διαφορά $|\Delta\beta|$ λαμβάνει αρκετά μεγαλύτερες τιμές στην προσήλια μαγνητόσφαιρα στους γίγαντες πλανήτες, καθιστώντας τη μαγνητική επανασύνδεση εκεί δυσκολότερη και συνεπώς σπανιότερη.

9.3.4 Συνήθεις αστάθειες στις μαγνητόσφαιρες Δία-Κρόνου

9.3.4.1 Αστάθεια Kelvin-Helmholtz

Όπως ήδη αναφέρθηκε (ενότητα 7.2), η διαφορά στα χαρακτηριστικά της ροής του πλάσματος στη μαγνητόσφαιρα και τη μαγνητοθήκη δημιουργεί τις κατάλληλες προϋποθέσεις για την ανάπτυξη αστάθειας Kelvin-Helmholtz κατά μήκος της μαγνητόπαυσης. Πιο συγκεκριμένα, κοντά στο ισημερινό επίπεδο η πυκνότητα του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος μεγιστοποιείται λόγω της γρήγορης περιστροφής (μαγνητοδίσκος), ενώ η ταχύτητα της ροής του είναι σχεδόν αζιμουθιακή, κατά τη φορά περιστροφής του πλανήτη από το τοπικό ξημέρωμα (local dawn) προς το τοπικό απόγευμα (local dusk). Η ροή του πλάσματος στη μαγνητοθήκη έχει φορά από την προσήλια προς την αφήλια περιοχή, καθώς ο επιβραδυμένος ηλιακός άνεμος εκτρέπεται γύρω από τη μαγνητόσφαιρα προς τις πλευρικές περιοχές της (flanks). Κατά συνέπεια, στην περιοχή του τοπικού ξημερώματος το πλάσμα εκατέρωθεν της μαγνητόπαυσης ρέει προς αντίθετες κατευθύνσεις, με αποτέλεσμα να αναπτύσσεται η αστάθεια Kelvin-Helmholtz, η οποία συμβάλλει στην ανάμειξη του πλάσματος των δύο περιοχών. Να σημειώσουμε ότι η αστάθεια παρατηρείται, σπανιότερα ωστόσο, και στη συμμετρική πλευρά της μαγνητόπαυσης, στο τοπικό απόγευμα, καθώς και εκεί η διαφορά στις ταχύτητες ροής του πλάσματος



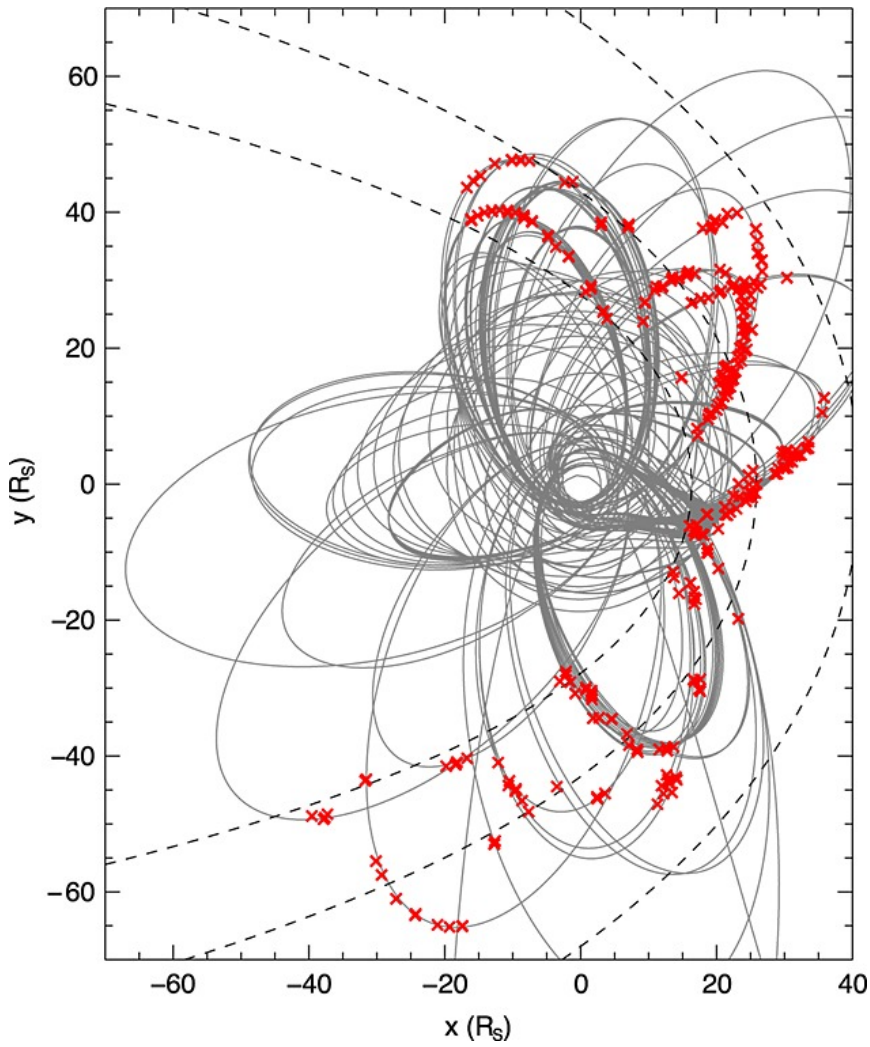
Σχήμα 9.13: Κατανομή της δυνατότητας μαγνητικής επανασύνδεσης στον φασικό χώρο Δβ-θ, που περιγράφει η εξίσωση 9.6. Η μαύρη συνεχής γραμμή αντιστοιχεί σε πάχος του φύλλου ρεύματος L=d, ενώ οι διακεκομμένες σε L=0.5d και L=2d αντιστοίχως. Τα σημεία αντιστοιχούν σε διαβάσεις από την προσήλια μαγνητόπαυση του Κρόνου. Γίνεται εύκολα αντιληπτό γιατί η μαγνητική επανασύνδεση στην ημερήσια μαγνητόπαυση εμφανίζεται σπάνια. Πηγή: Masters et al. 2012 [15].

στη μαγνητόσφαιρα και τη μαγνητοθήκη μπορεί επίσης να γίνει επαρκώς μεγάλη, παρότι η κατεύθυνση του πλάσματος είναι ίδια στις δύο περιοχές. Εξελισσόμενη η αστάθεια παίρνει τη μορφή επιφανειακών κυμάτων στη μαγνητόπαυση που διαδίδονται προς τη νυχτερινή πλευρά και τα οποία αποτελούν έναν μηχανισμό μεταφοράς ενέργειας από τον ηλιακό άνεμο προς τη μαγνητόσφαιρα του πλανήτη.

Το σχήμα 9.14 περιγράφει τη γενική τοπολογία της αστάθειας Kelvin-Helmholtz στη μαγνητόσφαιρα του Κρόνου, όπως προέκυψε από μεγάλο αριθμό επιτόπιων καταγραφών του διαστημοπλοίου Cassini [16].

9.3.4.2 Αστάθεια εναλλαγής (interchange instability)

Όπως ήδη αναφέρθηκε, εξαιτίας της γρήγορης περιστροφής τους και των πηγών πλάσματος στο εσωτερικό τους, οι μαγνητόσφαιρες τόσο του Δία όσο και του Κρόνου χαρακτηρίζονται από την παρουσία μαγνητοδίσκου ακόμη και στην προσήλια πλευρά. Στον Δία ο μαγνητοδίσκος είναι μόνιμος, ενώ στον Κρόνο μπορεί να χαρακτηριστεί ημιμόνιμος, καθώς, όταν η πίεση του ηλιακού ανέμου αυξάνεται, η διαμόρφωση του μαγνητικού πεδίου στην προσήλια μαγνητόσφαιρα προσεγγίζει τη διπολική. Όπως είναι αναμενόμενο, το διαρκώς παραγόμενο πλάσμα στο εσωτερικό πρέπει να απομακρύνεται από τη μαγνητόσφαιρα, με ταυτόχρονη διατήρηση και της μαγνητικής ροής του συστήματος. Οι παραπάνω φυσικές απαιτήσεις ρυθμίζουν τη μεταφορά του πλάσματος κατά την ακτινική διεύθυνση, παράλληλα όμως δημιουργούν και στους δύο γίγαντες πλανήτες τις συνθήκες για την ανάπτυξη μιας αστάθειας τύπου Rayleigh-Taylor, κατά την οποία σωλήνες ροής που περιέχουν ψυχρό (<1 keV) και πυκνό πλάσμα μετακινούνται αργά προς τα έξω, ενώ σωλήνες ροής που περιέχουν θερμό (>1 keV) και αραιό πλάσμα τούς αντικαθιστούν κινούμενοι γρήγορα προς τα μέσα (προς τον πλανήτη) με τη μορφή εγχύσεων θερμού πλάσματος (hot plasma injections). Η αστάθεια αυτή αναφέρεται ως «αστάθεια εναλλαγής» (interchange instability). Δημιουργείται κατ' αυτόν τον τρόπο ένα δίκτυο

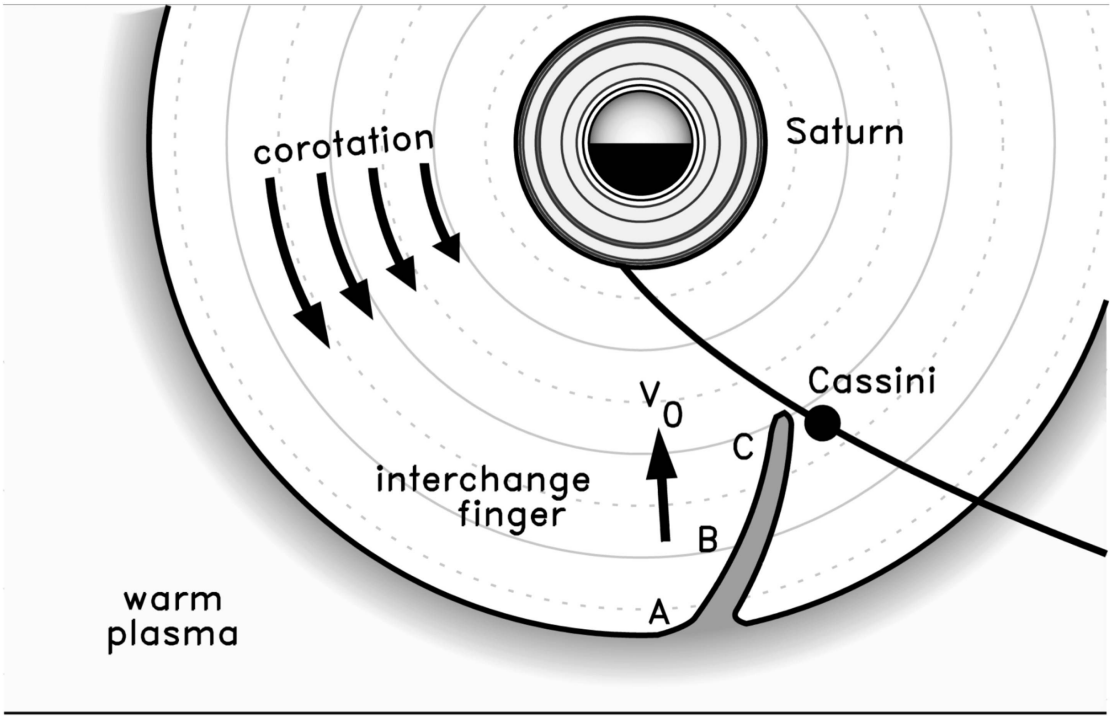


Σχήμα 9.14: Τοπολογία της εμφάνισης αστάθειας Kelvin-Helmholtz στη μαγνητόπαυση του Κρόνου, όπως προκύπτει από μετρήσεις του διαστημοπλοίου Cassini. Πηγή: Delamere et al. 2012 [16].

συνεχούς αργής μεταφοράς πλάσματος προς την εξώτερη μαγνητόσφαιρα και τη μαγνητοουρά (συχνά αναφέρεται ως πλανητικός ή μαγνητοσφαιρικός άνεμος), μέσα στο οποίο εμφανίζονται τα hot plasma injections ως λεπτά, ευδιάκριτα, σχεδόν ακτινικά «κανάλια» που περιέχουν πλάσμα αραιότερο και θερμότερο από το περιβάλλον τους, το οποίο μεταφέρουν προς την εσώτερη μαγνητόσφαιρα, όπως εικονίζεται στο σχήμα 9.15. Να σημειώσουμε ότι, καθώς το θερμό πλάσμα διατηρεί την περιστροφική συνιστώσα της ροής του, τα κανάλια των plasma injections δεν είναι ακριβώς ακτινικά, αλλά καμπυλώνονται καθώς εκτείνονται προς την εσώτερη μαγνητόσφαιρα.

9.3.5 Ενεργητικά ουδέτερα άτομα (ENA) σε Δία-Κρόνο

Στο κεφάλαιο 7 μάθαμε για τον μηχανισμό ανταλλαγής φορτίου, με τον οποίο ιόντα υψηλής ενέργειας (δεκάδων έως εκατοντάδων keV) μετατρέπονται σε ουδέτερα άτομα της ίδιας περίπου ενέργειας (Energetic Neutral Atoms ή ENA), ενώ ταυτόχρονα ουδέτερα άτομα χαμηλής ενέργειας ιονίζονται. Τόσο ο Δίας όσο και ο Κρόνος, διαθέτουν, όπως είδαμε, εκτενές νέφος ουδέτερων ατόμων κοντά στο ισημερινό τους επίπεδο, κυρίως λόγω της Ιούς και του Εγκέλαδου αντιστοίχως. Καθώς το νέφος των ουδέτερων συνυπάρχει με τον πληθυσμό των ενεργητικών ιόντων, δημιουργούνται οι κατάλληλες συνθήκες για ανταλλαγή φορτίου σε μεγάλη κλίμακα.



Σχήμα 9.15: Σχηματική περιγραφή hot plasma injection στη νυχτερινή μαγνητόσφαιρα του Κρόνου. Εικονίζεται το ισημερινό επίπεδο της εσώτερης μαγνητόσφαιρας, με τον Ήλιο (ημερήσια πλευρά) να βρίσκεται προς τα πάνω, ενώ τα σημεία A, B και C υποδεικνύουν την κατεύθυνση κατά την οποία αναπτύσσεται το κανάλι θερμού πλάσματος. Παράλληλα εικονίζονται η τροχιά του Cassini και η φορά περιστροφής της μαγνητόσφαιρας. Πηγή: Burch et al. 2005 [17].

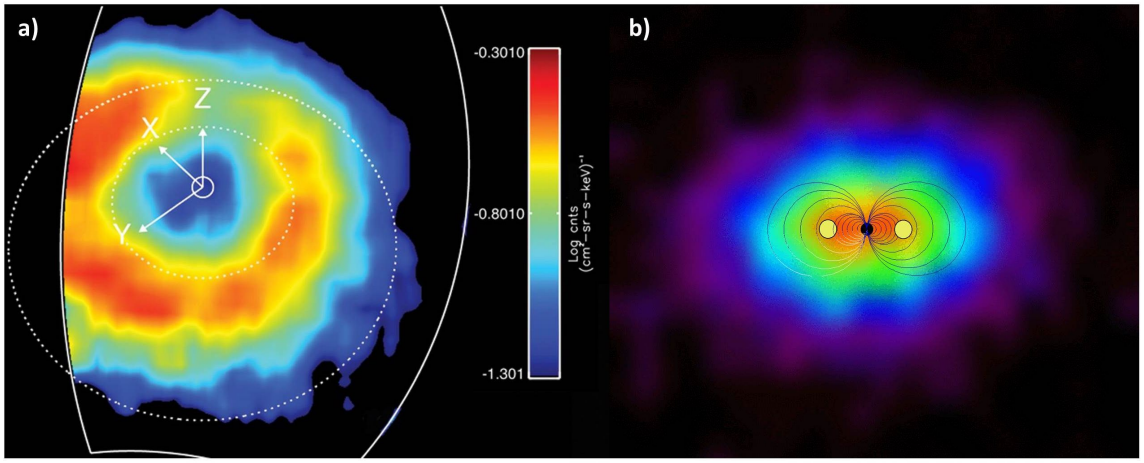
Αυτό οδηγεί σε δύο άμεσα αποτελέσματα:

1. Υψηλής ενέργειας ιόντα δίνουν τη θέση τους σε ισάριθμα ιόντα χαμηλής ενέργειας, μεταβάλλοντας την ενεργειακή κατανομή των φορτισμένων σωματιδίων (το πλάσμα ψύχεται).

2. Τα ουδέτερα άτομα που διαφεύγουν ακολουθώντας βαλλιστικές τροχιές λειτουργούν ως απεικονιστικό μέσο του πληθυσμού του θερμού πλάσματος που τα δημιουργούν.

Από τα τέλη της δεκαετίας του 1980 έχει αναπτυχθεί η τεχνική καταγραφής των ENA, ώστε να υπάρχει απεικόνιση της χωρικής κατανομής του μαγνητοσφαιρικού πλάσματος. Το διαστημόπλοιο Cassini ειδικότερα διέθετε την Ion and Neutral Camera (INCA), η οποία ήταν ένας ανιχνευτής τόσο ιόντων όσο και ENA, αναλόγως με τη ρύθμιση του οργάνου, με μεγάλο οπτικό πεδίο [19]. Το Cassini παρέμεινε σε τροχιά γύρω από τον Κρόνο από τον Ιούλιο του 2004 έως τον Σεπτέμβριο του 2017, παρέχοντας τεράστιο αριθμό εικόνων της μαγνητόσφαιρας μέσω της απεικόνισης ENA (ENA imaging). Όταν το διαστημόπλοιο εκτελούσε τροχιές μεγάλου πλάτους, η κάμερα μπορούσε να έχει μέσα στο οπτικό της πεδίο σχεδόν ολόκληρη τη μαγνητόσφαιρα. Μια τέτοια εποπτική εικόνα της κρόνιας μαγνητόσφαιρας φαίνεται στο σχήμα 9.16a. Φυσικά, όταν η παρατήρηση έχει επαρκή διάρκεια (π.χ. μερικές ώρες), τότε είναι δυνατόν να καταγράψουμε διαδοχικές εικόνες και ουσιαστικά να βιντεοσκοπήσουμε τις μεταβολές στο πλάσμα της μαγνητόσφαιρας (σε keV ενέργειες) λαμβάνοντας μια άμεση εικόνα της δυναμικής της. Μας δίνεται κατ᾽ αυτόν τον τρόπο η δυνατότητα να ξεπεράσουμε το εγγενές πρόβλημα της παρατήρησης με ένα διαστημόπλοιο, την καταγραφή δηλαδή των συνθηκών μόνο για συγκεκριμένη χρονική στιγμή και για συγκεκριμένο σημείο στον χώρο, και να έχουμε την πολυτέλεια να διαχωρίσουμε τις χωρικές από τις χρονικές μεταβολές του συστήματος.

Κατά τη διάρκεια του ταξιδιού του προς τον Κρόνο, το Cassini πέρασε σε μικρή απόσταση και από τον Δία τον Ιανουάριο του 2001, προκειμένου να λάβει την απαιτούμενη βαρυτική ώθηση για να συνεχίσει το ταξίδι



Σχήμα 9.16: Απεικόνιση των μαγνητοσφαιρών του Κρόνου (a) και του Δία (b) με τη μέθοδο Energetic Neutral Atom (ENA) imaging από το όργανο MIMI/INCA της αποστολής Cassini. Η χρωματική κλίμακα περιγράφει τη ροή ιόντων σε ενέργειες μερικών δεκάδων keV. Στην περίπτωση του Κρόνου, η κατανομή έχει ληφθεί με τρίωρη έκθεση όταν το διαστημόπλοιο βρισκόταν σε πλάτος περίπου 55^o και απόσταση 25 R_S από τον πλανήτη. Διακρίνεται καθαρά το δακτυλιοειδές ρεύμα, ενώ οι δύο κύκλοι με διακεκομμένη γραμμή υποδεικνύουν τις τροχιές της Ρέας (8.7 R_S) και του Τιτάνα (20.2 R_S). Ο άξονας x έχει κατεύθυνση προς τον Ήλιο. Στην περίπτωση του Δία, η καταγραφή έγινε τον Ιανουάριο του 2001, κατά την πλησιέστερη διάβαση του Cassini από τον πλανήτη, καθώς κατευθυνόταν προς τον Κρόνο. Εικονίζεται η πλάγια όψη της μαγνητόσφαιρας. Οι δύο κίτρινοι κύκλοι αντιστοιχούν στη διατομή του τόρου της Ιούς. Πηγή: Krimigis et al. 2007 [18] και NASA/JPL/JHUAPL.

του. Στο σχήμα 9.16b φαίνεται μια ENA εικόνα της μαγνητόσφαιρας του Δία που έλαβε το Cassini κατά τη διάρκεια της διάβασης αυτής. Δυστυχώς, η πιο πρόσφατη αποστολή στο σύστημα του Δία, το διαστημόπλοιο Juno, δεν διαθέτει κάμερα ENA.

9.4 Ασκήσεις και προβλήματα

9.4.1 Κάποια χρονική στιγμή η μαγνητόπαυση του Κρόνου ισορροπεί, με το προσήλιο σημείο (subsolar point) να βρίσκεται σε απόσταση 30 πλανητικών ακτίνων (R_S) από το κέντρο του Κρόνου. Μια απότομη αλλαγή στις συνθήκες του ηλιακού ανέμου έχει ως αποτέλεσμα τον τριπλασιασμό της αριθμητικής του πυκνότητας, με ταυτόχρονο διπλασιασμό της ταχύτητάς του, χωρίς αλλαγή στη σύνθεσή του.

Α. Είναι ικανή αυτή η αλλαγή να προκαλέσει την έξοδο του Τιτάνα από τη μαγνητόσφαιρα, αν υποθέσουμε ότι ο δορυφόρος διέρχεται από την προσήλια πλευρά της όσο διαρκεί το έκτακτο γεγονός; Θεωρήστε ότι: i) Ο Τιτάνας περιφέρεται σε απόσταση 20 R_S από το κέντρο του Κρόνου, ii) η συνολική πίεση του ηλιακού ανέμου ταυτίζεται με τη δυναμική του πίεση ($\rho \cdot u^2$), iii) η πίεση στο εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας ταυτίζεται με την πίεση του ενδογενούς μαγνητικού πεδίου του πλανήτη ($B^2/2\mu_0$), το οποίο θεωρούμε διπολικό.

Β. Όταν πράγματι συνέβη και μετρήθηκε μια τέτοια αλλαγή στον ηλιακό άνεμο στην περιοχή του Κρόνου, παρατηρήθηκε ότι η μαγνητόσφαιρα του πλανήτη δεν συμπιέστηκε όσο υπολογίζαμε υιοθετώντας τις παραπάνω υποθέσεις, αλλά λιγότερο, δηλαδή το subsolar point εντοπίστηκε σε μεγαλύτερη απόσταση από την αναμενόμενη. Για ποιον λόγο πιστεύετε ότι συνέβη αυτό; Ποια από τις υποθέσεις (ii) και (iii) αποκλίνει περισσότερο από την πραγματικότητα;

9.4.2 Η παράμετρος β του πλάσματος ορίζεται ως ο λόγος της θερμικής πίεσης του πλάσματος (nkT) προς τη μαγνητική πίεση ($B^2/2\mu_0$). Από τα δεδομένα των γραφημάτων 9.8a και 9.8b υπολογίστε προσεγγιστικά την τιμή του β πλάσματος που περιμένουμε σε απόσταση 10 πλανητικών ακτίνων (10 R_S) από το κέντρο του Κρόνου. Υποθέστε ότι βρισκόμαστε στο ισημερινό επίπεδο, ότι η αριθμητική πυκνότητα του πλάσματος περιγράφεται από την καμπύλη N_e του σχήματος 9.8a, ότι η θερμοκρασία του πλάσματος περιγράφεται από την καμπύλη W^+ του σχήματος 9.8b (250 eV στις 10 R_S) και ότι το μαγνητικό πεδίο του πλανήτη είναι διπολικό με τον άξονά του παράλληλο με τον άξονα περιστροφής του Κρόνου.

Με τις ίδιες παραδοχές, να επαναλάβετε τον υπολογισμό για την απόσταση της τροχιάς του Εγκέλαδου (4 R_S) όπου μεγιστοποιείται η αριθμητική πυκνότητα του πλάσματος, και για την απόσταση της προσήλιας μαγνητόπαυσης (20 R_S), όπου μεγιστοποιείται η θερμοκρασία του πλάσματος.

Υπόδειξη: Η ένταση του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του πλανήτη στον ισημερινό B=21 μT, η σταθερά του Boltzmann 1.38×10^{-23} (SI), η μαγνητική διαπερατότητα του κενού $\mu_0=1.26\times10^{-6}$ (SI) και ότι 1 eV=11,600 K.

9.4.3 Υποθέτοντας ότι ο αδιατάρακτος ηλιακός άνεμος περιγράφεται από τη θεωρία του Parker, να υπολογίσετε (προσεγγιστικά) τον χρόνο που απαιτείται ώστε ο ηλιακός άνεμος να διασχίσει τη μαγνητόσφαιρα της Γης, του Δία και του Κρόνου. Θεωρήστε ότι ο ηλιακός άνεμος έχει διασχίσει την κάθε μαγνητόσφαιρα, όταν έχει καλύψει την απόσταση από το subsolar point (nose), το οποίο βρίσκεται σε απόσταση Rmp από το κέντρο του πλανήτη στην προσήλια πλευρά, ως απόσταση ίση με 5 Rmp από το κέντρο του πλανήτη προς τη μαγνητοουρά. Να εκφράσετε αυτόν τον χρόνο σε αριθμό περιστροφών (ημέρες) του αντίστοιχου πλανήτη. Πώς επηρεάζουν οι διαφορετικοί αυτοί χρόνοι την αλληλεπίδραση των συγκεκριμένων πλανητών με τον ηλιακό άνεμο;

Βιβλιογραφία

[1] F. Bagenal και P.A. Delamere. "Flow of mass and energy in the magnetospheres of Jupiter and Saturn". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 116.A5 (2010). DOI: 10.1029/2010JA016294. URL: https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2010JA016294.

[2] Abigail M. Rymer. "Fast Rotating Magnetospheres". Στο: *Magnetospheres in the Solar System*. American Geophysical Union (AGU), 2021. Κεφ. 30, σσ. 471–483. ISBN: 9781119815624. DOI: 10.1002/9781119815624.ch30. URL: https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/9781119815624.ch30.

[3] M.F. Vogt κ.ά. "Simulating the effect of centrifugal forces in Jupiter's magnetosphere". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 119.3 (Μαρ. 2014), σσ. 1925–1950. DOI: 10.1002/2013JA019381.

[4] N. Achilleos κ.ά. "Influence of hot plasma pressure on the global structure of Saturn's magnetodisk". Στο: *Geophysical Research Letters* 37.20 (2010). DOI: 10.1029/2010GL045159. URL: https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2010GL045159.

[5] M.K. Dougherty κ.ά. "Saturn's magnetic field revealed by the Cassini Grand Finale". Στο: *Science* 362.6410 (2018). ISSN: 0036-8075. DOI: 10.1126/science.aat5434. eprint: https://science.sciencemag.org/content/362/6410/eaat5434.full.pdf. URL: https://science.sciencemag.org/content/362/6410/eaat5434.

[6] M. K. Dougherty κ.ά. "Identification of a Dynamic Atmosphere at Enceladus with the Cassini Magnetometer". Στο: *Science* 311.5766 (2006), σσ. 1406–1409. ISSN: 0036-8075. DOI: 10.1126/science.1120985. eprint: https://science.sciencemag.org/content/311/5766/1406.full.pdf. URL: https://science.sciencemag.org/content/311/5766/1406.

[7] A. M. Sorba κ.ά. "The Periodic Flapping and Breathing of Saturn's Magnetodisk During Equinox". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 123.10 (Οκτ. 2018), σσ. 8292–8316. DOI: 10.1029/2018JA025764.

[8] Q. Nénon, A. Sicard και S. Bourdarie. "A new physical model of the electron radiation belts of Jupiter inside Europa's orbit". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 122.5 (Μάι. 2017), σσ. 5148–5167. DOI: 10.1002/2017JA023893.

[9] Q. Nénon κ.ά. "A Physical Model of the Proton Radiation Belts of Jupiter inside Europa's Orbit". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 123.5 (Μάι. 2018), σσ. 3512–3532. DOI: 10.1029/2018JA025216.

[10] E. Roussos κ.ά. "Discovery of a transient radiation belt at Saturn". Στο: *Geophysical Research Letter* 35.22, L22106 (Νοέ. 2008), σ. L22106. DOI: 10.1029/2008GL035767.

[11] E. Roussos κ.ά. "A radiation belt of energetic protons located between Saturn and its rings". Στο: *Science* 362.6410, aat1962 (Οκτ. 2018), aat1962. DOI: 10.1126/science.aat1962.

[12] N. Sergis κ.ά. "Radial and local time structure of the Saturnian ring current, revealed by Cassini". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 122.2 (Φεβ. 2017), σσ. 1803–1815. DOI: 10.1002/2016JA023742.

[13] D. J. McComas κ.ά. "Diverse Plasma Populations and Structures in Jupiter's Magnetotail". Στο: *Science* 318.5848 (Οκτ. 2007), σ. 217. DOI: 10.1126/science.1147393.

[14] M. Swisdak, M. Opher, J. F. Drake και F. Alouani Bibi. "The Vector Direction of the Interstellar Magnetic Field Outside the Heliosphere". Στο: *Astrophysical Journal* 710.2 (Φεβ. 2010), σσ. 1769–1775. DOI: 10.1088/0004-637X/710/2/1769. arXiv: 1001.0589 [astro-ph.EP].

[15] A. Masters κ.ά. "The importance of plasma β conditions for magnetic reconnection at Saturn's magnetopause". Στο: *Geophysical Research Letters* 39.8, L08103 (Απρ. 2012), σ. L08103. DOI: 10.1029/2012GL051372.

[16] P. A. Delamere, R. J. Wilson, S. Eriksson και F. Bagenal. "Magnetic signatures of Kelvin-Helmholtz vortices on Saturn's magnetopause: Global survey". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 118.1 (2013), σσ. 393–404. DOI: 10.1029/2012JA018197. URL: https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012JA018197.

[17] J. L. Burch κ.ά. "Properties of local plasma injections in Saturn's magnetosphere". Στο: *Geophysical Research Letters* 32.14 (2005). DOI: 10.1029/2005GL022611. URL: https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2005GL022611.

[18] S. M. Krimigis, N. Sergis, D. G. Mitchell, D. C. Hamilton και N. Krupp. "A dynamic, rotating ring current around Saturn". Στο: *Nature* 450.7172 (Δεκ. 2007), σσ. 1050–1053. DOI: 10.1038/nature06425. URL: https://doi.org/10.1038/nature06425.

[19] S. M. Krimigis κ.ά. "Magnetosphere Imaging Instrument (MIMI) on the Cassini Mission to Saturn/Titan". Στο: *Space Science Reviews* 114.1-4 (Σεπτ. 2004), σσ. 233–329. DOI: 10.1007/s11214-004-1410-8.

Μέρος IV

ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΚΑΙ ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΟΣ ΚΑΙΡΟΣ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 10

ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΚΑΙ ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Το κεφάλαιο αυτό αποτελεί εισαγωγή στις τεχνικές μέτρησης που χρησιμοποιούνται στο διάστημα τόσο για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών των φορτισμένων σωματιδίων (μάζα, ροή, ενέργεια κτλ) όσο και για τον προσδιορισμό του μαγνητικού πεδίου. Επιπλέον θα περιγραφούν βασικά χαρακτηριστικά διαστημικών συστημάτων, όπως οι τύποι διαστημοπλοίων, οι κύριες τροχιές στις οποίες τοποθετούνται, καθώς και οι βασικές αρχές εκτόξευσης πυραύλων.
Προαπαιτούμενη γνώση: Όλα τα προηγούμενα κεφάλαια. Ο αναγνώστης θα πρέπει επίσης να έχει καλή γνώση μηχανικής και ηλεκτρομαγνητισμού και βασικές γνώσεις ηλεκτρονικής.

10.1 Τεχνικές μέτρησης σωματιδίων

Τα όργανα μέτρησης των χαρακτηριστικών μεγεθών (ενέργεια, μάζα, φορτίο) των φορτισμένων σωματιδίων στο διάστημα βασίζονται στους φυσικούς μηχανισμούς της αλληλεπίδρασης της σωματιδιακής ακτινοβολίας με την ύλη. Κατά τη διέλευσή του μέσα από ένα υλικό, οποιοδήποτε φορτισμένο σωματιδίο θα αποθέσει μέρος της κινητικής ενέργειάς του (ή ακόμη και όλη την ενέργειά του) λόγω ηλεκτρομαγνητικών ή/και πυρηνικών αλληλεπιδράσεων. Τα πρωτόνια ή άλλα βαρύτερα θετικά ιόντα αλληλεπιδρούν με το υλικό από το οποίο διέρ-

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

χονται μέσα από μια σειρά συγκρούσεων με τα ηλεκτρόνια του τελευταίου. Κάθε αλληλεπίδραση οδηγεί σε μια μικρή απώλεια ενέργειας και σχεδόν καμία σκέδαση. Το αποτέλεσμα είναι ότι τα πρωτόνια ταξιδεύουν σε σχεδόν ευθείες γραμμές, καθώς έχουν μικρή απώλεια ενέργειας. Τα ηλεκτρόνια, από την άλλη πλευρά, μπορεί να χάσουν ένα μεγάλο μέρος της ενέργειάς τους και υφίστανται σημαντική γωνιακή σκέδαση σε μία και μόνο σύγκρουση με ένα υλικό-στόχο ηλεκτρονίων, αφού τα δύο σωματίδια έχουν την ίδια μάζα. Επιπλέον, η κατεύθυνση της κίνησης των ηλεκτρονίων μπορεί επίσης να αλλάξει, έως και να αντιστραφεί, σε μια σύγκρουση με έναν ατομικό πυρήνα.

10.1.1 Ανιχνευτές στερεάς κατάστασης πυριτίου (silicon solid state detectors)

Οι ανιχνευτές στερεάς κατάστασης πυριτίου (SSD) κατασκευάζονται με χρήση καθαρών κρυστάλλων πυριτίου (Si) ή γερμανίου (Ge), δηλαδή με χρήση ημιαγωγών. Υπάρχουν διάφοροι τύποι, ανάλογα με τις προσμείξεις και τη μέθοδο με την οποία εισάγονται στο κρυσταλλικό πλέγμα του ημιαγωγού. Ωστόσο, η βασική λειτουργία όλων των τύπων ανιχνευτών είναι ίδια. Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίζει τον κρύσταλλο, αλληλεπιδρά με τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους και τα μεταφέρει στη ζώνη αγωγιμότητας. Αφού βρεθούν στη ζώνη αγωγιμότητας, τα ηλεκτρόνια είναι ελεύθερα να κινούνται σε απόκριση προς ένα εξωτερικά εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο [1].

Για κάθε ηλεκτρόνιο που προωθείται στη ζώνη αγωγιμότητας, δημιουργείται μία οπή στη ζώνη σθένους. Η οπή συμπεριφέρεται ως θετικά φορτισμένο σωματίδιο και κινείται επίσης σε απόκριση προς το ηλεκτρικό πεδίο. Αμφότερα τα ηλεκτρόνια και οι οπές αναφέρονται και ως φορείς. Περίπου 3.6 eV απαιτούνται για να παραχθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-οπής σε πυρίτιο. Οι κρύσταλλοι, οι οποίοι έχουν ηλεκτρόδια και στις δύο πλευρές τους, λειτουργούν ως ανάστροφες πολωμένες δίοδοι. Το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο προσελκύει τους φορείς στα αντίστοιχα ηλεκτρόδιά τους και τους αποτρέπει από επανασύνδεση. Το συνολικό φορτίο που συλλέγεται σε ένα ηλεκτρόδιο είναι ανάλογο με την ενέργεια που χάνει το εισερχόμενο σωματίδιο μέσα στον κρύσταλλο. Στην περίπτωση που το σωματίδιο σταματά μέσα στον κρύσταλλο το συλλεγόμενο φορτίο είναι ανάλογο με τη συνολική κινητική ενέργεια του σωματιδίου.

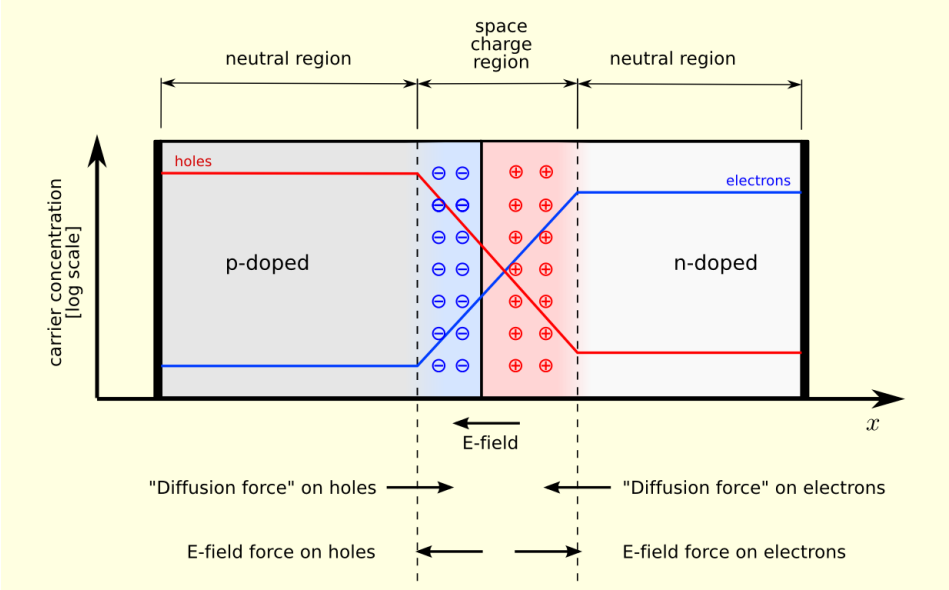
Το ρεύμα που προκύπτει από τη συλλογή φορτίων, που συνήθως λαμβάνονται από την άνοδο (συλλέκτης ηλεκτρονίων) τροφοδοτείται σε έναν προενισχυτή, που το μετατρέπει σε έναν παλμό ουράς τάσης (ταχεία αύξηση ακολουθούμενη από μια μακρά μείωση). Ο παλμός τροφοδοτείται, στη συνέχεια, σε έναν γραμμικό ενισχυτή, που διαμορφώνει και ενισχύει το σήμα για να παράξει έναν σύντομο παλμό με πλάτος ανάλογο με το συλλεγόμενο φορτίο. Περαιτέρω επεξεργασία μπορεί να διεξαχθεί με χρήση τεχνικών επεξεργασίας παλμών.

10.1.1.1 Φυσική της λειτουργίας των ανιχνευτών στερεάς κατάστασης

Ημιαγωγός είναι κάθε υλικό του οποίου η ειδική αντίσταση έχει τιμές ανάμεσα σε αυτές των μονωτών και των αγωγών, ενώ εξαρτάται και από τη θερμοκρασία του. Ένας ημιαγωγός, όπως το πυρίτιο ή το γερμάνιο, στην καθαρή κρυσταλλική του μορφή, είναι καλός μονωτής. Ωστόσο, όταν έστω και ένα άτομο μέσα σε εκατομμύρια αντικατασταθεί από μία πρόσμειξη (φωσφόρος ή αρσενικό) που προσθέτει ένα ηλεκτρόνιο από την κρυσταλλική δομή, τότε η αγωγιμότητά τους αυξάνεται θεαματικά. Το ίδιο συμβαίνει αν η πρόσμειξη γίνει με άτομο που αφαιρεί ηλεκτρόνιο (βόριο, αργίλιο ή γάλλιο). Στην πρώτη περίπτωση προκύπτει ημιαγωγός τύπου n (n από negative, καθώς υπάρχουν παραπάνω ηλεκτρόνια, άρα και φορείς αρνητικού φορτίου) και στη δεύτερη τύπου p (p από positive, καθώς υπάρχουν επιπλέον οπές που δηλώνουν απουσία ηλεκτρονίων, άρα ύπαρξη θετικού φορτίου). Οι πιο σημαντικοί ημιαγωγοί για τη διαστημική τεχνολογία (και όχι μόνο) είναι το πυρίτιο και το γερμάνιο, λόγω του ότι είναι τετρασθενή στοιχεία, κάτι το οποίο τους δίνει την ίδια δυνατότητα να κερδίζουν και να χάνουν ηλεκτρόνια.

Το υλικό των ανιχνευτών στερεάς κατάστασης περιέχει έναν κρύσταλλο. ο οποίος αποτελείται από μια επαφή p-n, δηλαδή μια σύνδεση ενός ημιαγωγού τύπου p κι ενός ημιαγωγού τύπου n. Στην επαφή υπάρχει μετακίνηση ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό τύπου n προς τον ημιαγωγό τύπου p. Η πλευρά p περιέχει περίσσεια οπών και ονομάζεται «αποδέκτης», ενώ η n περιέχει περίσσεια ηλεκτρονίων και ονομάζεται «δότης»

δημιουργώντας έτσι μια περιοχή που ονομάζεται περιοχή φορτίου (space charge region). Όμως η συγκέντρωση φορτίου κοντά στην επαφή δημιουργεί ηλεκτρικό πεδίο, το οποίο απωθεί τα φορτία των ημιαγωγών μακριά από την επαφή (σχήμα 10.1), επιφέροντας έτσι ισορροπία. Το ελάχιστο δυναμικό V_0 που απαιτείται για να υπερπηδήσει ένα ηλεκτρόνιο αυτή την περιοχή ονομάζεται *δυναμικό φραγμού*, το οποίο εξαρτάται από το πλάτος της περιοχής φορτίου. Στην περίπτωση που δεν έχει εφαρμοστεί εξωτερική τάση, το δυναμικό φραγμού είναι της τάξεως των μερικών microVolt, δηλαδή αρκετά μικρό για να περιορίζει το εύρος της ανίχνευσης σωματιδίων.



Σχήμα 10.1: Σχηματική αναπαράσταση μιας επαφής p-n.

Εφαρμόζοντας εξωτερική τάση V_ext, το νέο δυναμικό φραγμού είναι $V_ext + V_0$ και ανάλογα με τη συνδεσμολογία της πηγής ξεχωρίζουμε τις εξής δύο περιπτώσεις:

- Ορθή πόλωση (forward bias): Ο θετικός πόλος της εξωτερικής πηγής συνδέεται με τον ημιαγωγό τύπου p. Έτσι, όσο αυξάνουμε την τάση, το πλάτος της περιοχής φορτίου μειώνεται έως ότου μηδενιστεί και αρχίσει η ροή ρεύματος.

- Ανάστροφη πόλωση (reverse bias): Ο θετικός πόλος της εξωτερικής πηγής συνδέεται με τον ημιαγωγό τύπου n. Έτσι, όσο αυξάνουμε την τάση, το πλάτος της περιοχής φορτίου αυξάνεται έως ότου καλύψει όλο τον ανιχνευτή. Στην οριακή περίπτωση η τάση ονομάζεται τάση πλήρους εκκένωσης (full depletion voltage) και ο ανιχνευτής διαρρέεται από σταθερό ρεύμα πολύ μικρής έντασης (μA). Αυτή είναι και η πόλωση που χρησιμοποιείται στους ανιχνευτές σωματιδίων, αφού παίζει σημαντικό ρόλο στη συλλογή φορτίου, καθώς έλκει ηλεκτρόνια και οπές σε άνοδο και κάθοδο, αντίστοιχα, αποτρέποντας ταυτόχρονα την επανασύνδεσή τους [1]. Το συνολικό φορτίο που συλλέγεται στο κάθε ηλεκτρόδιο είναι αντίστοιχο της ενέργειας που χάθηκε από τον κρύσταλλο μετά από κάθε πρόσπτωση σωματιδίου.

Το ρεύμα που προκύπτει από το φορτίο που συλλέγεται μετατρέπεται μέσω ενός προενισχυτή σε παλμό τάσης. Στη συνέχεια, ο παλμός περνά από έναν γραμμικό ενισχυτή, ο οποίος ενισχύει και αναδιαμορφώνει το σήμα σε συμμετρικό παλμό (pseudo-Gaussian) εύρος ανάλογο του αρχικού φορτίου, επιτυγχάνοντας ταυτόχρονα και το φιλτράρισμα του θορύβου.

Επιπλέον, πρέπει να σημειώσουμε ότι η κατανομή φορτίου στην περιοχή φορτίου εμφανίζει τη δομή ενός πυκνωτή και ονομάζεται χωρητικότητα επαφής (C_0). Έτσι, ένας ανιχνευτής στερεάς κατάστασης μπορεί να

[1] Η επανασύνδεση των φορέων είναι αναπόφευκτη, αφού υπάρχουν προσμείξεις στους ημιαγωγούς, με αποτέλεσμα να μειώνεται ο χρόνος ζωής τους.

θεωρηθεί, κατά προσέγγιση, επίπεδος πυκνωτής με $C_0 = \epsilon \cdot A/w$, όπου Α η επιφάνεια του ανιχνευτή, ϵ η ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού και w το πλάτος της περιοχής φορτίου. Όπως είναι φανερό, η χωρητικότητα μειώνεται με την αύξηση του πλάτους της περιοχής φορτίου, έχοντας ελάχιστη τιμή για ανάστροφη πόλωση και τάση πλήρους εκκένωσης.

Τα πλεονεκτήματα των ανιχνευτών στερεάς κατάστασης (Solid State Detector - SSD) είναι το μικρό τους μέγεθος, η καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα, η γρήγορη ανάλυση χρονισμού (σύμπτωση χρονισμού είναι δυνατή σε τάξεις νανοδευτερόλεπτου), καθώς και η δυνατότητα να προσαρμόζεται το πάχος του κρυστάλλου για να ταιριάζει με τις απαιτήσεις των μετρήσεων. Τα μειονεκτήματα περιλαμβάνουν τον περιορισμό σε μικρά πάχη ($< 1mm$), την ευαισθησία σε βλάβη από προσπίπτουσα ακτινοβολία και το σχετικά υψηλό κατώφλι ενέργειας (περίπου 20 keV) για την ανίχνευση των σωματιδίων. Ο περιορισμός σχετικά με το πάχος του ανιχνευτή σημαίνει ότι τα πρωτόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από περίπου 14 MeV δεν θα σταματήσουν στον ανιχνευτή. Ένας τρόπος μέτρησης υψηλότερης ενέργειας σωματιδίων είναι η χρήση δύο ή περισσότερων ανιχνευτών πυριτίου, τον έναν μετά τον άλλο, σε μια αξονική διαμόρφωση (ανιχνευτής τηλεσκόπιο).

10.1.1.2 Παραδείγματα εφαρμογών από τη διαστημική αποστολή Van Allen Probes

Η αποστολή Van Allen Probes αποτελούνταν από δύο ρομποτικά διαστημόπλοια που είχαν ως κύριο επιστημονικό στόχο την κατανόηση των μηχανισμών επιτάχυνσης, μεταφοράς και απώλειας των υψηλοενεργητικών σωματιδίων που αποτελούν τις ζώνες ακτινοβολίας Van Allen. Οι δορυφόροι εκτοξεύτηκαν στις 30 Αυγούστου 2012 και λειτούργησαν για σχεδόν επτά χρόνια, όταν και απενεργοποιήθηκαν το 2019. Οι δύο δορυφόροι είχαν πανομοιότυπα όργανα για τη μέτρηση της σωματιδιακής ακτινοβολίας, μεταξύ των οποίων ήταν το MagEIS (Magnetic Electron-Ion Spectrometer) και το REPT (Relativistic Electron-Proton Telescope), που, σε συνδυασμό, πρόσφεραν μετρήσεις για ηλεκτρόνια και πρωτόνια σε εξαιρετικά μεγάλο εύρος ενεργειών, μεγαλύτερο από κάθε άλλη διαστημική αποστολή.

Magnetic Electron-Ion Spectrometer (MagEIS)

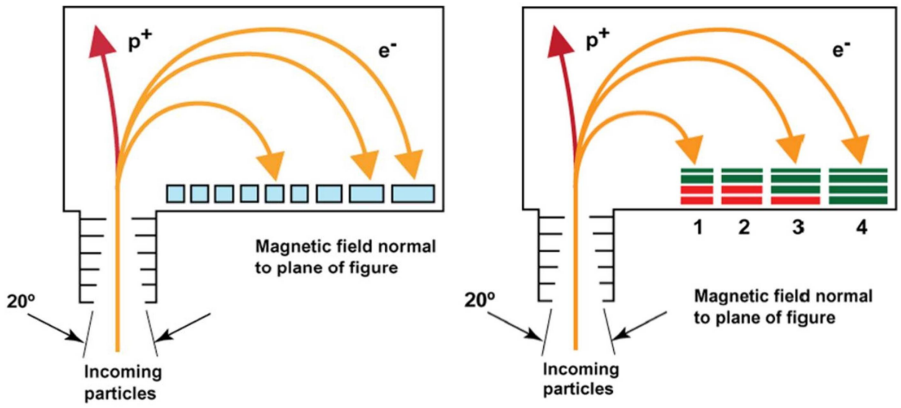
Το όργανο MagEIS αποτελούνταν από ένα σύνολο τεσσάρων μαγνητικών φασματογράφων που κάλυπταν τρεις διαφορετικές ενεργειακές περιοχές: χαμηλή (20-240 keV), ενδιάμεση (δύο φασματογράφοι στο ενεργειακό εύρος 80-1200 keV) και υψηλή (800-4800 keV). Επιπλέον, το MagEIS περιείχε κι ένα τηλεσκόπιο στερεάς κατάστασης πυριτίου, το οποίο μετρούσε πρωτόνια από ~60 keV έως ~20 MeV και ιόντα με σύνθεση από ~3 έως 50 MeV/νουκλεόνιο.

Τα ηλεκτρόνια εισέρχονταν στους ανιχνευτές χαμηλής και μέσης ενέργειας μέσω ενός ανοίγματος $10x20^o$ και, μέσω του ομογενούς μαγνητικού πεδίου του ανιχνευτή, εστιάζονταν σε μια σειρά από 9 γραμμικά διατεταγμένους ανιχνευτές πυριτίου (αριστερό πάνελ στο σχήμα 10.2), ανάλογα με την ενέργειά τους. Σημαντικό είναι το γεγονός ότι με την εφαρμογή ενός ομογενούς μαγνητικού πεδίου αποτρεπόνταν η επιμόλυνση των ανιχνευτών με πρωτόνια ή θετικά ιόντα. Κάθε ηλεκτρόνιο απορροφούνταν αποκλειστικά από έναν εκ των εννέα ανιχνευτών κι έτσι η ενέργεια πρόσπτωσής του υπολογιζόταν από την ενέργεια που είχε αποτεθεί στον ανιχνευτή.

Αντίθετα, ο ανιχνευτής υψηλής ενέργειας (δεξί πάνελ στο σχήμα 10.2) αποτελούνταν από μια συστοιχία τεσσάρων ανιχνευτών (pixels), που αποτελούνταν ο καθένας από 4 ανιχνευτές πυριτίου. Κάθε pixel χρησιμοποιούσε διαφορετικό αριθμό ζευγών ανιχνευτών πυριτίου με σκοπό να ανιχνεύει ηλεκτρόνια διαβαθμισμένης ενέργειας.

Relativistic Electron-Proton Telescope (REPT)

Το όργανο REPT αποτελούνταν από μια στοίβα ανιχνευτών στερεάς κατάστασης πυριτίου υψηλής απόδοσης σε διάταξη τηλεσκοπίου (αριστερό πάνελ στο σχήμα 10.3), ένα διάφραγμα ευθυγράμμισης (collimator) με άνοιγμα 32^o και ένα προστατευτικό περίβλημα αλουμινίου που περιέβαλλε τους ανιχνευτές για την προ-



Σχήμα 10.2: Σχηματική αναπαράσταση της λειτουργίας των φασματογράφων χαμηλής και μέσης ενέργειας (αριστερά) και υψηλής ενέργειας (δεξιά) του οργάνου MagEIS. Πηγή: Blake et al. 2013 [2].

στασία των αισθητήρων από διεισδυτική σωματιδιακή ακτινοβολία και από ακτινοβολία bremsstrahlung. Το όργανο μετρούσε ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας (1-20 MeV) με εξαιρετική ευαισθησία και, επίσης, μαγνητοσφαιρικά και ηλιακά πρωτόνια σε ενέργειες 17-200 MeV. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, οι φασματογράφοι, όπως το MagEIS, απαιτούν την εφαρμογή μαγνητικού πεδίου για την ανακατεύθυνση των σωματιδίων. Η ένταση του μαγνητικού πεδίου που είναι απαραίτητη σε κάθε όργανο αυξάνεται με την αύξηση της ενέργειας των ανιχνεύσιμων σωματιδίων. Στην περίπτωση των εξαιρετικά υψηλών ενεργειών που έπρεπε να ανιχνεύσει το REPT, η χρήση μαγνητικού πεδίου ήταν απαγορευτική λόγω μεγάλου μεγέθους και μεγάλης μάζας του απαιτούμενου μαγνήτη, που αποκλείουν τη χρήση τους σε διαστημικές αποστολές εξαιτίας των αυστηρών ορίων μάζας και όγκου. Επομένως, η ιδανική διάταξη ήταν αυτή του τηλεσκοπίου με στοίβα επάλληλων ανιχνευτών.



Σχήμα 10.3: Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή REPT. Πηγή: Baker et al. 2013 [3].

Οι ανιχνευτές πυριτίου ήταν τοποθετημένοι ομοαξονικά σε απόσταση 7 cm από την είσοδο του διαφράγματος. Οι δύο εμπρόσθιοι ανιχνευτές αποτελούνταν από πυρίτιο πάχους 1.5 mm και διαμέτρου 20 mm (δεξί πάνελ στο σχήμα 10.3). Οι υπόλοιποι επτά ανιχνευτές είχαν διπλάσιο πάχος και διπλάσια διάμετρο. Αυτοί αποτελούνταν, έκαστος, από ένα ζεύγος πλακών πυριτίου πάχους 1.5 mm, των οποίων το σήμα αθροιζόταν, ώστε να μειωθούν οι απώλειες και να υπάρχει μεγαλύτερη ακρίβεια στη μέτρηση ροών ηλεκτρονίων 5-20 MeV. Για επιπλέον μείωση απωλειών από τα άκρα τους, οι ανιχνευτές περιβάλλονταν από έναν προστατευτικό δακτύλιο.

10.1.2 Φασματογράφοι μάζας (mass spectrometers)

Παρά τα σημαντικά πλεονεκτήματα των μαγνητικών και των τηλεσκοπικών φασματογράφων με ανιχνευτές στερεάς κατάστασης, αυτοί έχουν και ένα σημαντικό μειονέκτημα: δεν μετρούν τη μάζα των σωματιδίων και

άρα δεν μπορούν να αναγνωρίσουν το είδος των προσπίπτοντων ιόντων. Το πρόβλημα αυτό ξεπεράστηκε με την εφαρμογή της μεθόδου μέτρησης του χρόνου πτήσης (Time of Flight, ToF) των σωματιδίων, που βασίστηκε σε πατέντα του 1952 από τον William Stephens. Η μέθοδος αυτή άρχισε να χρησιμοποιείται από τη δεκαετία του 1970, όταν η ανάπτυξη της τεχνολογίας οδήγησε σε ηλεκτρονικά εξαρτήματα με αρκούντως χαμηλή κατανάλωση ενέργειας, κι έτσι κατέστη δυνατή η χρήση της στο διάστημα.

10.1.2.1 Αρχή λειτουργίας των φασματογράφων μάζας

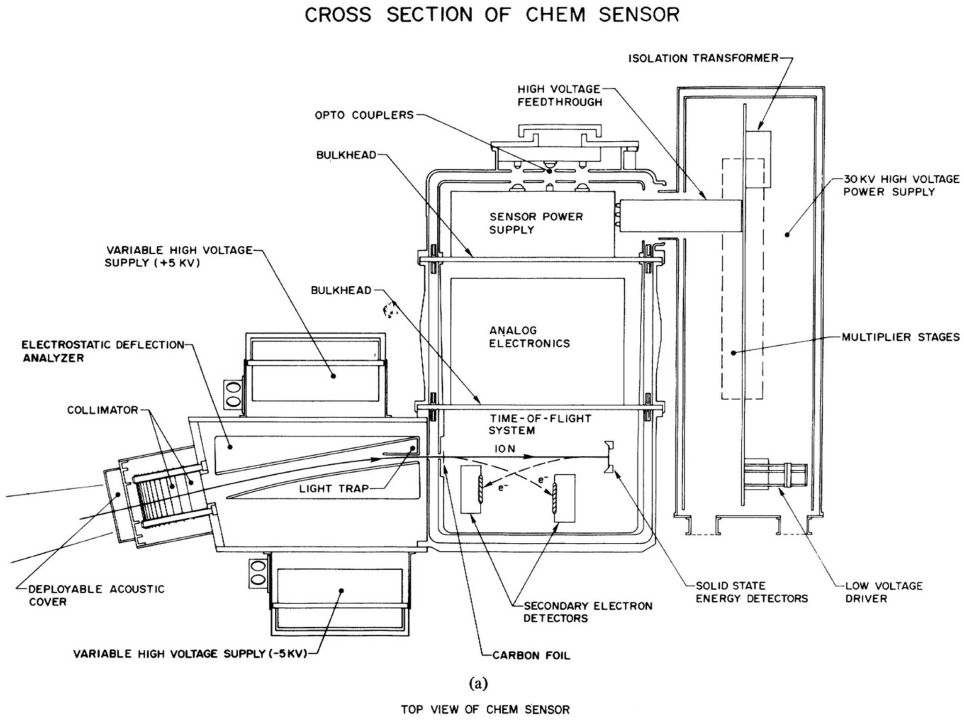
Ένα ιόν που εισέρχεται σε φασματογράφο μάζας διαπερνά αρχικά έναν ανιχνευτή που δίνει το σήμα εκκίνησης (start signal). Στις περισσότερες περιπτώσεις, αυτό επιτυγχάνεται όταν το ιόν διαπερνά ένα λεπτό φύλλο άνθρακα, όπου το σωματίδιο απελευθερώνει δευτερεύοντα ηλεκτρόνια. Αυτά τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται και κατευθύνονται σε έναν πολλαπλασιαστή ηλεκτρονίων μέσω κατάλληλων διαμορφώσεων ηλεκτροστατικού πεδίου, όπου και μετράται το σήμα εκκίνησης (σχήμα 10.4). Το σήμα τερματισμού (stop signal) δίνεται πάλι από δευτερογενή ηλεκτρόνια, που απελευθερώνονται όταν τα ιόντα προσκρούουν σε ανιχνευτή στερεάς κατάστασης, τα οποία κατευθύνονται πάλι σε έναν πολλαπλασιαστή ηλεκτρονίων. Η σχέση που συνδέει την τελική και την αρχική ενέργεια του ιόντος ($E_{incident}$) είναι:

$$E_{incident} = \alpha E_{final} + E_{foilloss} + E_{deadlayerloss} \tag{10.1}$$

όπου $E_{foilloss}$ και $E_{deadlayerloss}$ η απώλεια ενέργειας του σωματιδίου κατά την πρόσπτωσή του στο λεπτό φύλλο άνθρακα και στον ανιχνευτή στερεάς κατάστασης, αντίστοιχα, ενώ α είναι ένας συντελεστής που σχετίζεται με σφάλματα στη μέτρηση του ανιχνευτή στερεάς κατάστασης.

Γνωρίζοντας την αρχική ενέργεια του ιόντος, καθώς και τον χρόνο πτήσης (tof) αλλά και το μήκος s του σωλήνα time-of-flight, μπορούμε να υπολογίσουμε τη μάζα του από τη σχέση:

$$m = 2\frac{E_{incident}}{(s/tof)^2} \tag{10.2}$$



Σχήμα 10.4: Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή χρόνου πτήσης CHEM της αποστολής AMPTE. Πηγή: Gloeckler et al. 1985 [4].

Μετά την πρόσπτωση του ιόντος στο φύλλο άνθρακα και την παραγωγή των δευτερευόντων ηλεκτρονίων, το ιόν εισέρχεται σε έναν σωλήνα με γνωστό μήκος, στον οποίο επιταχύνεται σε ομογενές ηλεκτρικό πεδίο με διαφορά δυναμικού V. Είναι γνωστό ότι ένα σωματίδιο σε ομογενές ηλεκτρικό πεδίο θα έχει δυναμική ενέργεια $E_p = q \cdot V$, όπου q το φορτίο του σωματιδίου. Στο τέλος του σωλήνα το σωματίδιο θα έχει αποκτήσει κινητική ενέργεια ίση με την παραπάνω δυναμική και άρα $q \cdot V = 1/2mu^2$.

10.1.2.2 Παραδείγματα εφαρμογών των φασματογράφων μάζας

Σε αυτή την ενότητα θα δώσουμε δύο παραδείγματα ανιχνευτών χρόνου πτήσης από τις αποστολές Van Allen probes και Cluster. Η αποστολή Cluster είναι μια διαστημική αποστολή του Ευρωπαϊκού Οργανισμού Διαστήματος (ESA), με τη συμμετοχή της NASA, για τη μελέτη της μαγνητόσφαιρας της Γης κατά τη διάρκεια σχεδόν δύο ηλιακών κύκλων. Τα τέσσερα διαστημόπλοια Cluster II εκτοξεύτηκαν επιτυχώς σε ζευγάρια τον Ιούλιο και τον Αύγουστο του 2000. Το επιστημονικό τους φορτίο (payload) περιλαμβάνει και το όργανο RAPID (Research with Adaptive Particle Imaging Detectors).

Research with Adaptive Particle Imaging Detectors (RAPID)

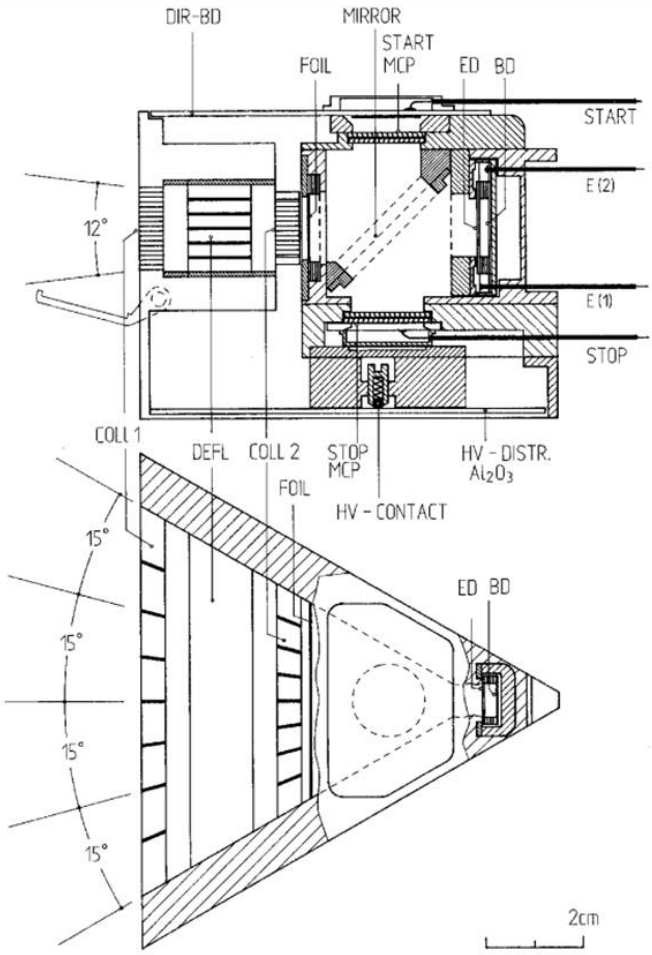
Το όργανο RAPID μετρά κατανομές σωματιδίων σε ενεργειακό εύρος 20–400 keV για τα ηλεκτρόνια, 30–1,500 keV για το υδρογόνο, και 10–1,500 keV/νουκλεόνιο για βαρύτερα ιόντα [5]. Το RAPID αποτελείται από δύο επιμέρους συστήματα: το Imaging Electron Spectrometer (IES), που ανιχνεύει τα ηλεκτρόνια, και το Imaging Ion Mass Spectrometer (IIMS), που ανιχνεύει θετικά ιόντα. Συγκεκριμένα το σύστημα ανίχνευσης ιόντων IIMS αποτελείται από τρεις πανομοιότυπους αισθητήρες SCENIC (Spectroscopic Camera for Electrons, Neutral and Ion Composition), των οποίων η λειτουργία βασίζεται σε τεχνικές χρόνου πτήσης.

Το σχήμα 10.5 παρουσιάζει σχηματική αναπαράσταση των αισθητήρων SCENIC. Ένα ιδιαίτερο χαρακτηριστικό είναι η τριγωνική δομή με 60^o γωνία ανοίγματος, που προσφέρει ένα ευρύ οπτικό πεδίο στη συσκευή. Οι ανιχνευτές στερεάς κατάστασης που μετρούν την ενέργεια των σωματιδίων είναι τοποθετημένοι στην κορυφή στο πίσω μέρος του συστήματος. Το σύστημα χρόνου πτήσης αποτελείται από ένα λεπτό πολυανθρακικό φύλλο (Lexan foil με επικάλυψη αλουμινίου) και την μπροστινή επιφάνεια του ανιχνευτή ED. Η απόστασή τους, κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας του θαλάμου, είναι η ονομαστική διαδρομή πτήσης για τη μέτρηση του ToF. Τα σωματίδια που διέρχονται από το τηλεσκόπιο απελευθερώνουν δευτερεύοντα ηλεκτρόνια από το φύλλο εισόδου, τα οποία επιταχύνονται και κατευθύνονται σε μια μικροκαναλική πλάκα (MCP) για ανίχνευση. Το σήμα εξόδου MCP αποτελεί το σήμα εκκίνησης για τη μέτρηση. Κατά την πρόσκρουση του σωματιδίου στον ανιχνευτή ED, δευτερογενή ηλεκτρόνια εκτοξεύονται και από την επιφάνειά του και μεταφέρονται στο STOP-MCP με μια τεχνική παρόμοια με τα ηλεκτρόνια έναρξης, όπου καταγράφεται το σήμα τερματισμού.

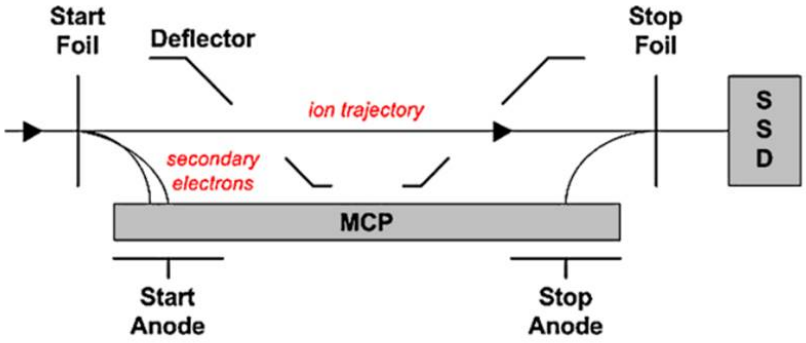
Radiation Belt Storm Probes Ion Composition Experiment (RBSPICE)

Το όργανο RBSPICE της αποστολής Van Allen probes ήταν ένας φασματογράφος μάζας που χρησιμοποιούσε την τεχνική time-of-flight versus total energy (ToF x E) και παρείχε μετρήσεις ιόντων με ενέργειες από ~20 keV έως ~1 MeV, καθώς και μετρήσεις ηλεκτρονίων με ενέργειες από ~25 keV έως ~1 MeV.

Η συνολική ενέργεια ενός ιόντος που διερχόταν από τον φασματογράφο μετρούνταν με έναν ανιχνευτή στερεάς κατάστασης (SSD). Η ταχύτητα του ιόντος προσδιοριζόταν με τη μέτρηση του χρόνου πτήσης του ιόντος μέσα στο όργανο. Το σχήμα 10.6 δείχνει μια σχηματική αναπαράσταση του οργάνου. Η είσοδος ενός σωματιδίου καταγραφόταν από μια μικροκαναλική πλάκα, μέσω της εκπομπής δευτερεύοντων ηλεκτρονίων, τα οποία εκπέμπονταν λόγω της διέλευσης του εισερχόμενου σωματιδίου από το λεπτό φύλλο που υπήρχε στο ανοίγμα της εισόδου. Στη συνέχεια τα εισερχόμενα ιόντα επιταχύνονταν από μια διαφορά δυναμικού 2.6 kV, μέχρι που έφταναν σε έξι διαφορετικούς ανιχνευτές στερεάς κατάστασης, οι οποίοι μετρούσαν την ενέργεια των σωματιδίων και σηματοδοτούσαν τον χρόνο τερματισμού.



Σχήμα 10.5: Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή SCENIC (Spectroscopic Camera for Electrons, Neutral and Ion Composition). Πηγή: Wilken et al. 1997 [6].



Σχήμα 10.6: Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή RBSPICE. Πηγή: Mitchell et al. 2013 [7].

10.2 Τεχνικές μέτρησης μαγνητικού πεδίου

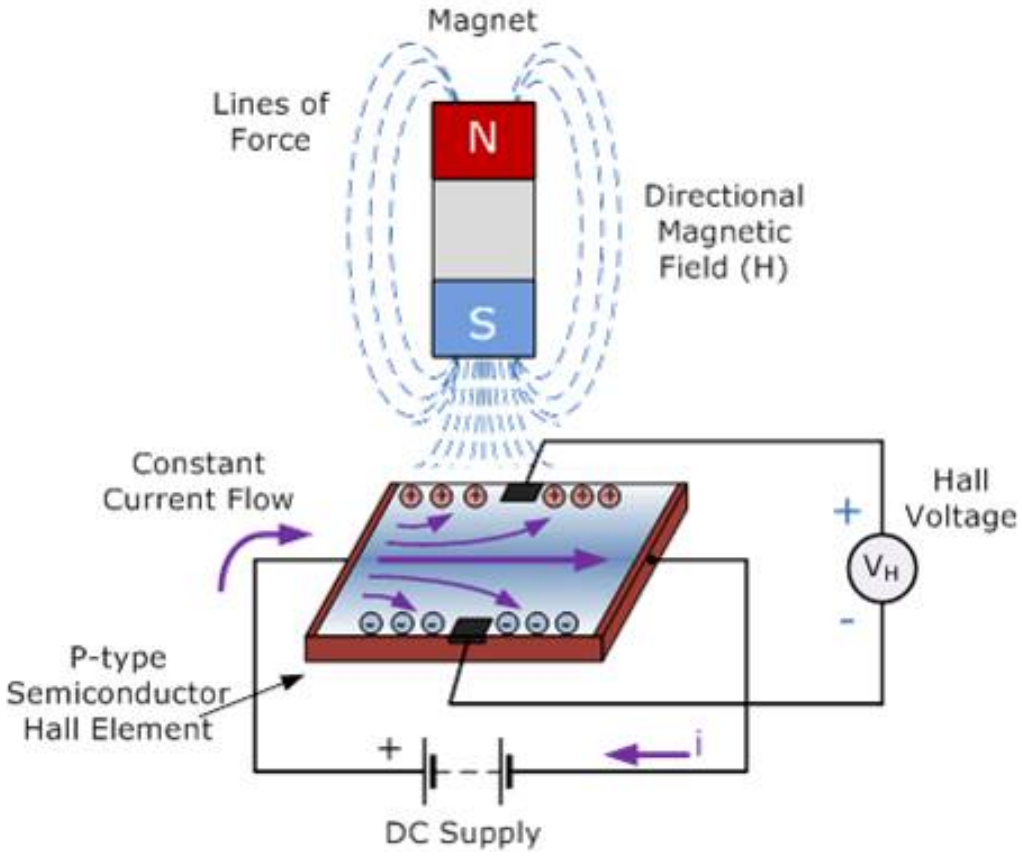
Η λεπτομερής γνώση της έντασης αλλά και της κατεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου είναι ύψιστης σημασίας για τον χαρακτηρισμό του διαστημικού περιβάλλοντος. Υπάρχουν δύο βασικοί τύποι μαγνητόμετρων: τα μαγνητόμετρα που μετρούν τις συνιστώσες του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου, και τα βαθμωτά μαγνητόμετρα που μετρούν μόνο την ένταση του μαγνητικού πεδίου.

Από τον 19ο αιώνα, και την καθιέρωση της μελέτης του γεωμαγνητικού πεδίου, η πλειοψηφία των μαγνη-

τόμετρων είχε ως αρχή λειτουργίας το φαινόμενο Hall. Με την έλευση της διαστημικής εποχής η πλειοψηφία των διαστημικών αποστολών χρησιμοποιεί, για τη μέτρηση της ισχύος αλλά και της κατεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου, μαγνητόμετρα ρυθμιζόμενης μαγνητικής ροής (Fluxgate magnetometers), η λειτουργία των οποίων βασίζεται στην αρχή κορεσμού των μαγνητικών υλικών.

10.2.1 Μαγνητόμετρα Hall

Το φαινόμενο Hall είναι η παραγωγή μιας διαφοράς δυναμικού (τάση Hall) κατά μήκος ενός αγωγού που διαρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα και σε ένα εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο κάθετο στο ρεύμα. Το φαινόμενο αυτό ανακαλύφθηκε από τον Edwin Hall το 1879, ο οποίος μελετούσε την αλληλεπίδραση του ηλεκτρικού ρεύματος με μαγνήτες.



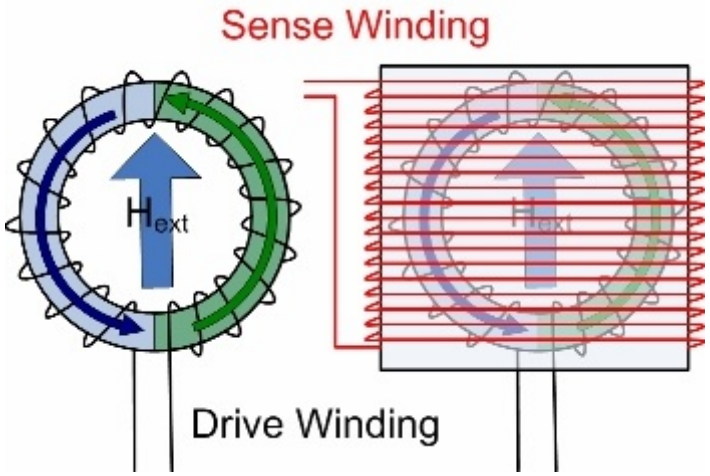
Σχήμα 10.7: Σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου Hall.

Το φαινόμενο Hall οφείλεται στη φύση του ρεύματος σε έναν αγωγό. Ας υποθέσουμε έναν ημιαγωγό τύπου p ο οποίος συνδέεται με μια εξωτερική πηγή, επομένως αρχίζει να διαρρέεται από συνεχές ηλεκτρικό ρεύμα και τα φορτία ακολουθούν περίπου ευθείες τροχιές. Όταν όμως υπάρχει μαγνητικό πεδίο κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης του ρεύματος, στα φορτία του ημιαγωγού εφαρμόζεται δύναμη Lorentz, με αποτέλεσμα την καμπύλωση των τροχιών τους, όπως φαίνεται στο σχήμα 10.7. Έτσι, τα θετικά φορτία συσσωρεύονται στη μία πλευρά του υλικού και τα αρνητικά στην άλλη. Το αποτέλεσμα είναι μια ασύμμετρη κατανομή της πυκνότητας φορτίου σε όλο τον ημιαγωγό. Ο διαχωρισμός του φορτίου δημιουργεί ένα ηλεκτρικό πεδίο που αντιτίθεται στην κίνηση περαιτέρω φορτίου, επομένως δημιουργείται μια διαφορά δυναμικού, που ονομάζεται τάση Hall και η οποία παραμένει σταθερή για όσο διάστημα το ρεύμα διαρρέει τον ημιαγωγό.

Αξίζει να αναφερθεί ότι τα σύγχρονα smartphones χρησιμοποιούν το φαινόμενο Hall εκμεταλλευόμενα τρεις ημιαγωγούς, τοποθετημένους κάθετα μεταξύ τους, για την εκτίμηση των τριών συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου.

10.2.2 Μαγνητόμετρα ρυθμιζόμενης μαγνητικής ροής (Fluxgate Magnetometers)

Το μαγνητόμετρο ρυθμιζόμενης μαγνητικής ροής (fluxgate magnetometer ή FGM) σχεδιάστηκε και αναπτύχθηκε κατά τη διάρκεια του Β' Παγκοσμίου Πολέμου για την ανίχνευση υποβρυχίων από αεροσκάφη. Το μαγνητόμετρο τύπου fluxgate (στο εξής FGM) βασίζεται στη χαρακτηριστική ιδιότητα των υλικών μεγάλης μαγνητικής επιδεκτικότητας να λαμβάνει η μαγνήτισή τους τη μέγιστη τιμή της υπό την επίδραση και ενός σχετικά ασθενούς μαγνητικού πεδίου (όπως αυτό της Γης). Η τιμή αυτή ονομάζεται μαγνήτιση κόρου. Το FGM αποτελείται από δύο ράβδους κατασκευασμένες από υλικό μεγάλης μαγνητικής επιδεκτικότητας (συνήθως σε σχηματισμό δακτυλίου), καθεμία από τις οποίες περιβάλλεται από ένα πρωτεύον πηνίο (αριστερό πάνελ στο σχήμα 10.8). Συγκεκριμένα, η μαγνητική επιδεκτικότητα των δύο ράβδων είναι τέτοια ώστε το σχετικά ασθενές μαγνητικό πεδίο της Γης να μπορεί να παράγει μαγνητικό κορεσμό. Η διεύθυνση με την οποία έχει τυλιχθεί το πηνίο γύρω από τις δύο ράβδους είναι αντίστροφη. Το ίδιο το πηνίο διαρρέεται από εναλλασσόμενο ρεύμα, το οποίο δημιουργεί επαγόμενα μαγνητικά πεδία στους δύο πυρήνες με την ίδια ένταση αλλά με αντίθετη κατεύθυνση μεταξύ τους. Απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, η μαγνήτιση της κάθε ράβδου μειώνεται και λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της δύο φορές στη διάρκεια μίας περιόδου.



Σχήμα 10.8: Σχηματική αναπαράσταση ενός μαγνητόμετρου τύπου Fluxgate.

Ένα δευτερεύον πηνίο περιβάλλει τους δύο σιδηρομαγνητικούς πυρήνες και το πρωτεύον πηνίο (δεξί πάνελ στο σχήμα 10.8). Τα μαγνητικά πεδία που επάγονται στους πυρήνες από το πρωτεύον πηνίο παράγουν μια διαφορά δυναμικού στο δευτερεύον πηνίο, η οποία γίνεται μέγιστη όταν η μεταβολή των μαγνητικών πεδίων στους πυρήνες είναι ταχύτερη. Εάν απουσίαζε το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, η διαφορά τάσης του δευτερεύοντος πηνίου και για τους δύο πυρήνες μαζί είναι μηδέν, επειδή η φορά των πηνίων είναι αντίστροφη. Συγκεκριμένα, τα μαγνητικά πεδία που παράγονται στους δύο πυρήνες έχουν την ίδια ένταση αλλά αντίθετες διευθύνσεις και τα αποτελέσματά τους στο δευτερεύον πηνίο αλληλοακυρώνονται. Ωστόσο, όταν ο πυρήνας εκτίθεται σε ένα πεδίο υποβάθρου (π.χ. μαγνητικό πεδίο Γης), μαγνητίζεται ευκολότερα σε ευθυγράμμιση με το εν λόγω πεδίο και λιγότερο εύκολα σε κατεύθυνση αντίθετη προς αυτήν. Αυτή η διαφορά είναι που μας δίνει και το μέτρο του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

Σε διαστημικές αποστολές, όπου η σταθερότητα και η ακρίβεια είναι σημαντικοί παράγοντες, τα μαγνητόμετρα ρυθμιζόμενης ροής είναι τα πιο συνηθισμένα. Άλλα πλεονεκτήματα των μαγνητόμετρων αυτών είναι το εύρος εντάσεων που μπορούν να μετρήσουν (έως και περίπου 60,000 nT), το χαμηλό επίπεδο θορύβου (τυπικά ~1 Hz για κάτω από 1 nT) και το χαμηλό κόστος.

Παρότι τα μαγνητόμετρα ρυθμιζόμενης ροής παρέχουν καλύτερη ακρίβεια μετρήσεων, λόγω της αυξημένης ευαισθησίας τους, σε σχέση με τα μαγνητόμετρα Hall έχουν ένα βασικό μειονέκτημα: δεν μπορούν να ανιχνεύσουν διακυμάνσεις του μαγνητικού πεδίου με συχνότητα μεγαλύτερης των ~10 Hz.

10.2.3 Μαγνητόμετρα πηνίου αναζήτησης (Search Coil)

Το μαγνητόμετρο πηνίου αναζήτησης ή επαγωγικό μαγνητόμετρο (search coil ή SCM) είναι ένα μαγνητόμετρο που μετρά τη μεταβαλλόμενη μαγνητική ροή και βασίζεται σε έναν επαγωγικό αισθητήρα (επίσης γνωστό ως επαγωγικός βρόχος ή επαγωγικό πηνίο). Συνήθως, χρησιμοποιούνται τρεις επαγωγικοί αισθητήρες, σε ορθογώνιο σύστημα, και μπορούν να μετρήσουν μαγνητικό πεδίο της τάξεως των mHz έως και εκατοντάδες MHz.

Τα μαγνητόμετρα πηνίου αναζήτησης βασίζονται στον νόμο της επαγωγής του Faraday, που λέει ότι η χρονική μεταβολή της μαγνητικής ροής σε ένα πηνίο N σπειρών θα δημιουργήσει επαγόμενη τάση που θα δίνεται από τη σχέση:

$$V_{ind} = -N\frac{d\Phi_B}{dt} \tag{10.3}$$

ή στην πιο απλή μορφή:

$$V_{ind} = -c\frac{d}{dt}(\vec{B}\cdot\hat{n}) \tag{10.4}$$

όπου $\hat{n}$ το παράλληλο στον άξονα του πηνίου διάνυσμα και $c = \mathrm{N}\cdot S\cdot\mu$, όπου S η διατομή του πηνίου και μ η μαγνητική διαπερατότητα του πυρήνα. Συνήθως, το πηνίο τυλίγεται γύρω από έναν σιδηρομαγνητικό πυρήνα, που αυξάνει την ευαισθησία του αισθητήρα χάρη στη μαγνητική διαπερατότητα του τελευταίου.

Το χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο στο πηνίο μπορεί να οφείλεται σε χρονικές διακυμάνσεις του πεδίου ή, εάν το πηνίο βρίσκεται σε κίνηση, σε χωρικές μεταβολές του πεδίου. Η επαγόμενη τάση τότε μπορεί να γραφτεί ως

$$V_{ind} = -c\left[\vec{B}\frac{d\vec{n}}{dt} + \vec{n}\frac{d\vec{B}}{dt} + \vec{u}\nabla(\vec{B}\cdot\hat{n})\right] \tag{10.5}$$

Ο πρώτος όρος αντιπροσωπεύει την τάση που προκαλείται από την κίνηση του πηνίου και είναι ο κύριος όρος που χρησιμοποιείται από τα μαγνητόμετρα σε διαστημικές αποστολές για τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου υποβάθρου. Ο τρίτος όρος αντιπροσωπεύει τη μεταφορική κίνηση ενός πηνίου με σχετική ταχύτητα $\vec{u}$ ως προς το μαγνητικό πεδίο $\vec{\mathrm{B}}$. Στα περισσότερα διαστημικά περιβάλλοντα, ο πρώτος και ο τρίτος όρος είναι αμελητέοι ή μπορούν να φιλτραριστούν λόγω της χαμηλής συχνότητάς τους. Ο δεύτερος όρος είναι αυτός που είναι πιο σημαντικός στη μελέτη της μαγνητικής συνιστώσας των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων [8]. Στην περίπτωση μάλιστα που οι χρονικές μεταβολές του πεδίου είναι ημιτονοειδείς, η επαγωγική τάση δίνεται από τον τύπο:

$$V_{ind} = -2\pi f\mathrm{N}S\mu B_0\times 10^{-7}\mu V \tag{10.6}$$

όπου B_0 είναι το πλάτος του σήματος του μαγνητικού πεδίου (σε nT), το S μετριέται σε cm^2 και f η συχνότητα της μεταβολής.

Μετρώντας, λοιπόν την επαγόμενη τάση στα άκρα του πηνίου, μπορούμε να υπολογίσουμε εύκολα τόσο την ένταση του πεδίου όσο και τις χρονικές του διακυμάνσεις.

Στις διαστημικές αποστολές συχνά χρησιμοποιούνται μαγνητόμετρα τύπου search coil σε συνδυασμό με μαγνητόμετρα τύπου fluxgate. Αυτά τα δύο όργανα θα αλληλοεπηρεάζονται εάν βρίσκονται πολύ κοντά μεταξύ τους, εφόσον το πηνίο αναζήτησης μπορεί να ανιχνεύσει το σήμα στο μαγνητόμετρο ροής και ο σιδηρομαγνητικός πυρήνας στο πηνίο αναζήτησης παραμορφώνει το πεδίο που μετράται από το μαγνητόμετρο ροής. Ως εκ τούτου, τα δύο όργανα τοποθετούνται συχνά σε ξεχωριστούς αναπτυσσόμενους βραχίονες, γεγονός που επηρεάζει τον έλεγχο του διαστημικού σκάφους και μπορεί να παρεισφρήσει στο οπτικό πεδίο άλλων οργάνων.

10.3 Διαστημικές αποστολές, τύποι τροχιών και δορυφόρων

10.3.1 Τύποι τροχιών

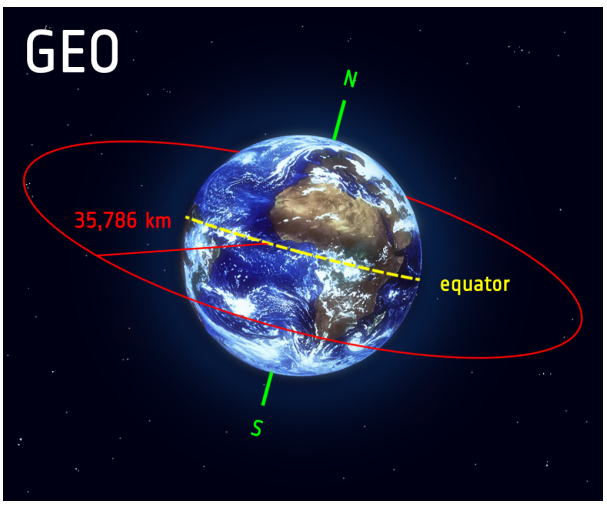
Με την εκτόξευσή τους, οι δορυφόροι τοποθετούνται σε μία συγκεκριμένη τροχιά γύρω από τη Γη, ή ξεκινούν ένα διαπλανητικό ταξίδι, που σημαίνει ότι δεν περιφέρονται γύρω από τη Γη, αλλά αντ' αυτού περιφέρονται γύρω από τον Ήλιο μέχρι την άφιξή τους στον τελικό τους προορισμό, π.χ. τον πλανήτη Δία.

Υπάρχουν πολλοί παράγοντες που κρίνουν ποια τροχιά είναι καταλληλότερη για κάθε δορυφόρο, ανάλογα με τον σχεδιασμό της διαστημικής αποστολής. Οι τρεις κυριότερες τροχιές για δορυφόρους που περιφέρονται γύρω από τη Γη είναι, κατά σειρά μειούμενου ύψους: η γεωσύγχρονη τροχιά (Geosynchronous Orbit-GEO), η ενδιάμεση τροχιά (Medium Earth Orbit-MEO) και η χαμηλή τροχιά (Low Earth Orbit-LEO).

10.3.1.1 Γεωσύγχρονη τροχιά (Geosynchronous Orbit-GSO)

Η γεωσύγχρονη τροχιά (GSO) βρίσκεται σε υψόμετρο ~36,000 km από την επιφάνεια του πλανήτη και έχει το μοναδικό χαρακτηριστικό ότι ένα αντικείμενο εκεί έχει την ίδια ταχύτητα με την ταχύτητα περιστροφής της Γης. Επομένως οι δορυφόροι σε αυτή την τροχιά είναι ακίνητοι ως προς την επιφάνεια της Γης, με την έννοια ότι βρίσκονται συνεχώς πάνω από ένα συγκεκριμένο γεωγραφικό μήκος. Η κατεύθυνση της τροχιάς είναι από τα δυτικά προς τα ανατολικά ακολουθώντας την περιστροφή της Γης – που διαρκεί 23 ώρες, 56 λεπτά και 4 δευτερόλεπτα. Στην ειδική περίπτωση που η τροχιά είναι πάνω στον ισημερινό (σχήμα 10.9) ονομάζεται γεωστατική (Geostationary Orbit-GEO).

Όπως είναι λογικό, η GEO χρησιμοποιείται από δορυφόρους που πρέπει να παραμένουν συνεχώς πάνω από συγκεκριμένη περιοχή, όπως οι μετεωρολογικοί και οι τηλεπικοινωνιακοί δορυφόροι. Επίσης, η GEO έχει και μεγάλο επιστημονικό ενδιαφέρον, αφού θεωρείται το εξώτερο όριο της προσήλιας εσώτερης μαγνητόσφαιρας. Επομένως, παίζει σημαντικό ρόλο στην αξιολόγηση αλλά και την πρόβλεψη του διαστημικού καιρού, παρέχοντας τις οριακές συνθήκες (boundary conditions), όπως π.χ. εγχύσεις σωματιδίων από τη μαγνητοουρά ή αφίξεις ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων που είναι κρίσιμες για τη δυναμική των παγιδευμένων πληθυσμών της εσώτερης μαγνητόσφαιρας. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιων δορυφόρων είναι οι Geostationary Operational Environmental Satellites (GOES) της αμερικανικής υπηρεσίας National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). Εκτός από όργανα για τη μελέτη της δυναμικής της ατμόσφαιρας, του κλίματος και των ωκεανών, οι δορυφόροι GOES παρέχουν μετρήσεις ηλιακών ακτίνων X, καθώς και μετρήσεις του γεωδιαστημικού περιβάλλοντος (μαγνητικού πεδίου και σωματιδίων).



Σχήμα 10.9: Σχηματική αναπαράσταση της γεωστατικής τροχιάς. Πηγή: ESA (`https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Transportation/Types_of_orbits`).

Για να τοποθετηθούν οι δορυφόροι στην GEO χρησιμοποιούνται συνήθως ενδιάμεσες τροχιές μεταφοράς, που είναι ένα ειδικό είδος τροχιάς για τη μετάβαση από τη μία τροχιά στην άλλη. Για παράδειγμα, ένας δορυφόρος μπορεί να φτάσει σε μια τροχιά μεγάλου υψόμετρου, όπως η GEO, χωρίς να χρειάζεται πραγματικά το όχημα εκτόξευσης να φτάσει μέχρι αυτό το ύψος, κάτι που θα απαιτούσε περισσότερα καύσιμα και, φυσικά, κόστος. Συγκεκριμένα για την GEO, η τροχιά μεταφοράς ονομάζεται γεωστατική τροχιά μεταφοράς (Geostationary Transfer Orbit ή GTO). Όταν το ωφέλιμο φορτίο φτάσει στο απόγειο (35,786 km), πυροδοτεί τις μηχανές του με τέτοιον τρόπο ώστε να εισέρχεται στην κυκλική τροχιά GEO και να παραμένει εκεί.

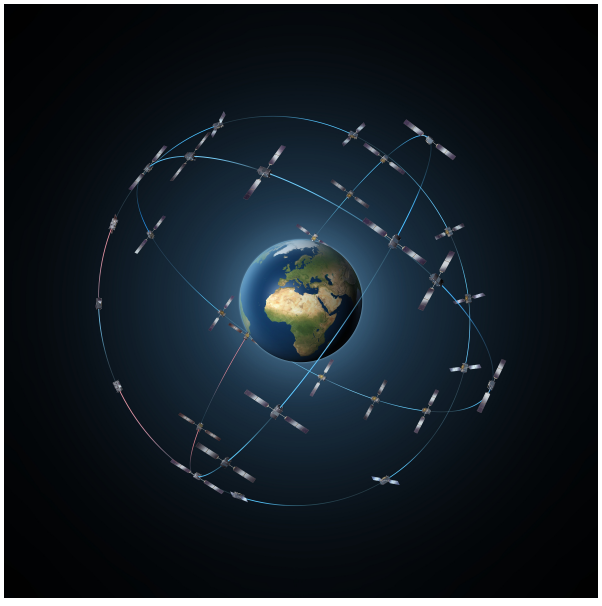
Εκτός όμως από πρακτικό ενδιαφέρον, η GTO παρουσιάζει και επιστημονικό ενδιαφέρον, αφού ένας δορυφόρος εκεί έχει τη δυνατότητα να μπαινοβγαίνει στις ζώνες ακτινοβολίας. Το πιο χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η αποστολή Van Allen Probes, της οποίας οι δύο δορυφόροι βρίσκονταν σε ελλειπτική τροχιά με κλίση 10.2^o (περίγειο στα 618 km και απόγειο στα 30,414 km) και περίοδο περίπου 9 ωρών.

10.3.1.2 Μέση τροχιά (Medium Earth Orbit-MEO)

Πιο κοντά στη Γη, οι δορυφόροι σε μια μέση τροχιά (MEO) κινούνται πιο γρήγορα. Σε αντίθεση με τους δορυφόρους στην GEO, που πρέπει πάντα να βρίσκονται σε τροχιά κατά μήκος του ισημερινού της Γης, οι δορυφόροι στη MEO δεν χρειάζεται πάντα να ακολουθούν μια συγκεκριμένη διαδρομή γύρω από τη Γη με τον ίδιο τρόπο, αλλά το επίπεδό τους μπορεί να έχει κλίση. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχουν περισσότερες διαθέσιμες διαδρομές.

Μια ειδική περίπτωση MEO είναι η ημισύγχρονη τροχιά (Semi-synchronous Orbit), μια σχεδόν κυκλική τροχιά. Ένας δορυφόρος σε αυτό το ύψος χρειάζεται 12 ώρες για να ολοκληρώσει μια τροχιά. Καθώς ο δορυφόρος κινείται, η Γη περιστρέφεται από κάτω του. Σε 24 ώρες, ο δορυφόρος διασχίζει τα ίδια δύο σημεία στον ισημερινό κάθε μέρα. Η τροχιά αυτή χρησιμοποιείται από δορυφόρους πλοήγησης, όπως το ευρωπαϊκό σύστημα Galileo (σχήμα 10.10) ή το αμερικάνικο GPS (Global Positioning System).

Η τροχιά αυτή είναι εξαιρετικά σημαντική, αφού προσφέρει από παρακολούθηση του στίγματος εμπορικών αεροπορικών πτήσεων έως τη λήψη οδηγιών προς το smartphone μας. Παρόλα αυτά είναι και εξαιρετικά επικίνδυνη για τους δορυφόρους, οι οποίοι περνούν ένα μεγάλο μέρος της τροχιάς τους μέσα στις ζώνες Van Allen, δηλαδή σε περιβάλλον εξαιρετικά υψηλής ακτινοβολίας. Γι' αυτό και οι δορυφόροι σε αυτές τις τροχιές έχουν σημαντική θωράκιση (shielding) των ηλεκτρονικών τους συστημάτων, κάτι το οποίο φυσικά αυξάνει το κόστος τους.



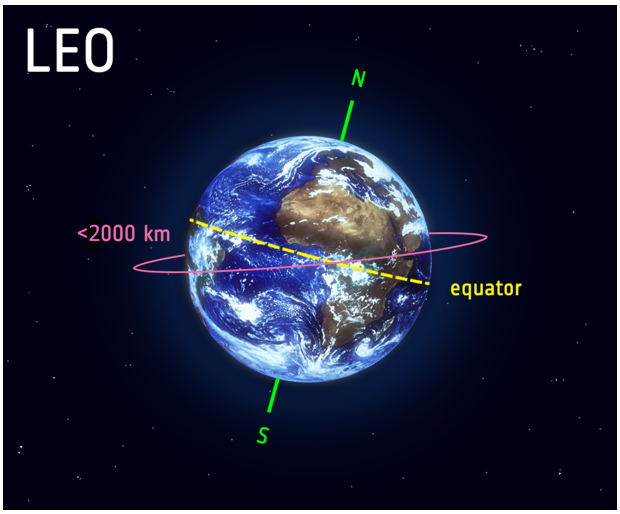
Σχήμα 10.10: Σχηματική αναπαράσταση των δορυφόρων Galileo σε MEO. Πηγή: ESA (`https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Transportation/Types_of_orbits`).

10.3.1.3 Χαμηλή τροχιά (Low Earth Orbit-LEO)

Η χαμηλή τροχιά (LEO) είναι, όπως υποδηλώνει το όνομα, μια τροχιά που βρίσκεται σχετικά κοντά στην επιφάνεια της Γης, σε υψόμετρο μικρότερο από 1,000 km. Όπως και στη MEO, οι δορυφόροι σε χαμηλή τροχιά δεν χρειάζεται να βρίσκονται στο ισημερινό επίπεδο (σχήμα 10.11).

Η εγγύτητα της LEO στη Γη την καθιστά χρήσιμη για διάφορους λόγους. Είναι η τροχιά που χρησιμοποιείται πιο συχνά για δορυφορική παρατήρηση της Γης, επιτρέποντας εικόνες υψηλότερης ανάλυσης, καθώς βρίσκεται κοντά στην επιφάνεια του πλανήτη. Είναι επίσης η τροχιά που χρησιμοποιείται για τον Διεθνή Διαστημικό Σταθμό (ISS). Οι δορυφόροι σε αυτή την τροχιά ταξιδεύουν με ταχύτητα περίπου 7.8 km ανά δευτερόλεπτο, έχοντας μια περίοδο περιφοράς γύρω από τον πλανήτη της τάξεως των 90 περίπου λεπτών (ο ISS ταξιδεύει γύρω από τη Γη περίπου 16 φορές την ημέρα).

Η εγγύτητα της τροχιάς, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι βρίσκεται χαμηλότερα κι από την εσώτερη ζώνη ακτινοβολίας, την καθιστά δημοφιλή για στόλους τηλεπικοινωνιακών δορυφόρων (όπως π.χ. το σύστημα Starlink). Ωστόσο, οι δορυφόροι επικοινωνιών στη LEO συχνά λειτουργούν ως μέρος ενός μεγάλου αστερισμού πολλαπλών δορυφόρων για να παρέχουν σταθερή κάλυψη.



Σχήμα 10.11: Σχηματική αναπαράσταση της χαμηλής τροχιάς. Πηγή: ESA (`https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Transportation/Types_of_orbits`).

Μια ειδική κατηγορία τροχιών LEO, και συγκεκριμένα πολικών τροχιών (δηλαδή με μεγάλο inclination), είναι οι Ηλιοσύγχρονες τροχιές (Sun synchronous Orbit-SSO). Ακριβώς όπως η γεωσύγχρονη τροχιά αποτελεί μοναδική τροχιά στην οποία οι δορυφόροι παραμένουν πάνω από ένα σημείο της Γη, οι δορυφόροι σε Ηλιοσύγχρονη τροχιά παραμένουν σε έναν συγκεκριμένο χρόνο.

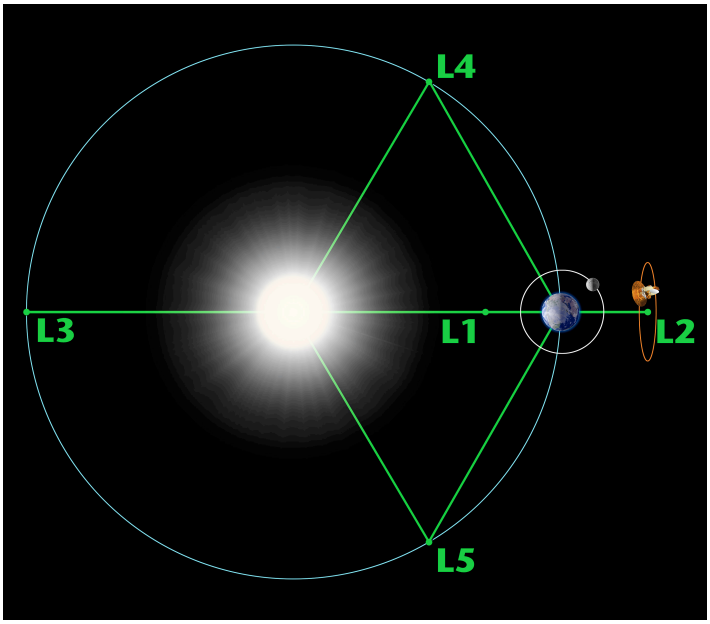
Οι δορυφόροι στην SSO, που ταξιδεύουν πάνω από τις πολικές περιοχές, είναι σύγχρονοι με τον Ήλιο, δηλαδή βρίσκονται πάντα στην ίδια «σταθερή» θέση σε σχέση με τον Ήλιο. Αυτό σημαίνει ότι ο δορυφόρος επισκέπτεται πάντα το ίδιο σημείο την ίδια τοπική ώρα (για παράδειγμα, περνάει από την Αθήνα κάθε μέρα ακριβώς στις 12:00 μεσημέρι. Έτσι, ο δορυφόρος παρατηρεί πάντα ένα σημείο στη Γη σαν να είναι συνεχώς την ίδια ώρα της ημέρας, το οποίο εξυπηρετεί μια σειρά από εφαρμογές. Για παράδειγμα, η παρακολούθηση μιας περιοχής τραβώντας μια σειρά εικόνων από ένα συγκεκριμένο μέρος για μεγάλο χρονικό διάστημα ή για τη διερεύνηση καιρικών μοτίβων.

10.3.1.4 Σημεία Lagrange

Για πολλά διαστημόπλοια που βρίσκονται σε τροχιά, το να είναι πολύ κοντά στη Γη μπορεί να διαταράξει την αποστολή τους. Ένα παράδειγμα τέτοιων διαστημοπλοίων είναι τα διαστημικά τηλεσκόπια, των οποίων η αποστολή είναι να φωτογραφίζουν το βαθύ, σκοτεινό διάστημα. Τα σημεία Lagrange, ή σημεία L, που ανακα-

λύφθηκαν από τον Ιταλό μαθηματικό και φυσικό Joseph-Louis Lagrange, επιτρέπουν τροχιές που είναι πολύ μακριά από τη Γη (πάνω από ένα εκατομμύριο χιλιόμετρα). Στα σημεία Lagrange, η συνισταμένη της βαρυτικής έλξης της Γης και του Ήλιου είναι ίση με την κεντρομόλο δύναμη, επιτρέποντας έτσι στους δορυφόρους να περιφέρονται γύρω τους.

Από τα πέντε σημεία Lagrange στο σύστημα Ήλιου-Γης, μόνο τα δύο τελευταία, που ονομάζονται L4 και L5, είναι σημεία ευστάθειας, ενώ τα υπόλοιπα είναι σημεία ασταθούς ισορροπίας και οι δορυφόροι σε αυτά χρειάζονται συνεχείς ελαφρές προσαρμογές για να παραμείνουν στη θέση τους (σχήμα 10.12).



Σχήμα 10.12: Σχηματική αναπαράσταση των σημείων Lagrange. Πηγή: NASA (`https://solarsystem.nasa.gov/resources/754/what-is-a-lagrange-point/`).

Το πρώτο σημείο Lagrange (L1) βρίσκεται μεταξύ της Γης και του Ήλιου σε απόσταση 1.5 εκατομμυρίουν km (περίπου 4 φορές την απόσταση Γης-Σελήνης), δίνοντας στους δορυφόρους σε αυτό το σημείο μια συνεχή θέα του Ήλιου. Σε αυτό το σημείο βρίσκονται δορυφόροι όπως οι Wind και ACE, οι οποίοι παρέχουν μετρήσεις των παραμέτρων του ηλιακού ανέμου.

Το δεύτερο σημείο Lagrange (L2) απέχει περίπου την ίδια απόσταση από τη Γη, αλλά βρίσκεται πίσω της (η Γη βρίσκεται πάντα μεταξύ του δεύτερου σημείου Lagrange και του Ήλιου). Αυτό το σημείο χρησιμοποιείται από διαστημικά τηλεσκόπια, όπως π.χ. το τηλεσκόπιο James Webb, που το ερευνητικό του αντικείμενο επιβάλλει να μη βρίσκεται ο Ήλιος στο οπτικό τους πεδίο.

Το τρίτο σημείο Lagrange (L3) είναι απέναντι από τη Γη στην άλλη πλευρά του Ήλιου, έτσι ώστε ο Ήλιος να βρίσκεται πάντα μεταξύ αυτού και της Γης. Ένας δορυφόρος σε αυτή τη θέση δεν θα μπορούσε να επικοινωνήσει με τη Γη και γι' αυτό δεν υπάρχουν δορυφόροι σε αυτό το σημείο.

Τα σταθερά σημεία L4 και L5 βρίσκονται στην τροχιακή διαδρομή της Γης γύρω από τον Ήλιο, 60 μοίρες μπροστά και πίσω από τη Γη.

10.3.2 Βασικές αρχές εκτόξευσης πυραύλων

Στην ενότητα 10.3.1 περιγράψαμε τους διάφορους τύπους τροχιών, χωρίς να αναφερθούμε στον τρόπο με τον οποίο ο δορυφόρος θα ξεφύγει από την έλξη του γήινου βαρυτικού πεδίου. Αυτό συμβαίνει χάρη στην εκτόξευση του δορυφόρου πάνω σε πυραύλους, κυρίως υγρών καυσίμων. Ο πατέρας αυτής της τεχνολογίας ήταν ο Αμερικανός φυσικός και μηχανικός Robert Hutchings Goddard, του οποίου τα πειράματα αποτέλεσαν τη βάση για τη γέννηση της διαστημικής εποχής. Φυσικά η ιδέα της χρήσης πυραύλων υγρών καυσίμων στο διάστημα αντιμετωπίστηκε με αρκετό σκεπτικισμό τη δεκαετία του 1920, κυρίως λόγω της καθημερινής αντί-

ληψης ότι, για να κινηθείς προς μια κατεύθυνση, θα πρέπει να εφαρμόσεις μια δύναμη αντίθετης κατεύθυνσης σε ένα αντικείμενο ή ένα μέσο (τρίτος νόμος του Νεύτωνα), το οποίο είναι αδύνατο στο «κενό» διάστημα. Ένα χαρακτηριστικό άρθρο στους New York Times το 1920 ανέφερε: «*Ο καθηγητής Goddard δεν γνωρίζει τη σχέση της δράσης με την αντίδραση και την ανάγκη να έχουμε κάτι καλύτερο από ένα κενό ενάντια στο οποίο να αντιδράσουμε – θα ήταν παράλογο να το πούμε. Φυσικά φαίνεται να του λείπουν μόνο οι γνώσεις που κυκλοφορούν καθημερινά στα λύκεια*». Ο σκεπτικισμός αυτός βασιζόταν στην παρανόηση της βασικής αρχής της πυραυλικής προώθησης που έγκειται στην αρχή διατήρησης της ορμής. Ως ένα καθημερινό και (εκ πρώτης όψεως) απλό παράδειγμα μπορούμε να φανταστούμε ένα παιδί που κάθεται πάνω σε μια κούνια. Αν το παιδί κουνήσει τα πόδια του προς μια κατεύθυνση, η κούνια θα κινηθεί προς την αντίθετη κατεύθυνση. Με την ίδια βασική λογική, τα άτομα/μόρια που εκτοξεύονται προς τα πίσω από την καύση σε έναν πύραυλο τον ωθούν προς την αντίθετη κατεύθυνση (πυραυλική αρχή ή repulsion principle).

Πιο συγκεκριμένα, ας θεωρήσουμε το συσσωμάτωμα πύραυλος-καύσιμα με αρχική μάζα M που βρίσκεται σε ηρεμία. Εκτοξεύοντας την προωθητική μάζα dm (propelant mass) με ταχύτητα V_{ex}, θα κερδίσει ταχύτητα dv. Επομένως, η διατήρηση της ορμής θα είναι:

$$0 = dm \cdot V_{ex} + (M - dm) \cdot dv = dm \cdot V_{ex} + M \cdot dv - dm \cdot dv \tag{10.7}$$

η οποία αγνοώντας το διπλό διαφορικό και διαιρώντας ως προς dt

$$M\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{dm}{dt}\vec{V}_{ex} \tag{10.8}$$

Όπως φαίνεται από τον παραπάνω τύπο, το αριστερό μέλος της εξίσωσης αντιστοιχεί σε μονάδες δύναμης. Έτσι ορίζουμε τη momentum thrust force ή ώση ($\vec{F}_{ex} = \frac{dm}{dt}\vec{V}_{ex}$). Φυσικά, σε αυτή την προσέγγιση θεωρήσαμε ότι η ώση εξαρτάται μόνο από την ώθηση που προσφέρει η καύση του υλικού, ενώ στην πραγματικότητα υπάρχουν κι άλλοι μηχανισμοί που συμβάλλουν, όπως τα σχετικιστικά φαινόμενα αλλά και η πίεση του αερίου (αν μιλάμε για αερωθούμενους κινητήρες). Έτσι μπορούμε να ορίσουμε την ολική ώση (total thrust) ως $\vec{F}_* = \vec{F}_{ex} + \vec{F}_+$ και άρα την ενεργό ταχύτητα προώθησης (effective exhaust velocity) $V_* = \vec{V}_{ex} + \frac{\vec{F}_+}{dm/dt}$.

Γνωρίζοντας, λοιπόν, την ολική ώση, η εξίσωση κίνησης του πυραύλου είναι:

$$M\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_* + \vec{F}_{ext} = \frac{dm}{dt}\vec{V}_* + \vec{F}_{ext} \tag{10.9}$$

όπου $\vec{F}_{ext}$ η συνισταμένη των εξωτερικών δυνάμεων που δρουν στον πύραυλο, εκ των οποίων οι πιο βασικές είναι: η δύναμη της βαρύτητας (F_G), η αντίσταση της ατμόσφαιρας (aerodynamic drag F_D) και η αεροδυναμική άνωση (aerodynamic lift F_L). Λύνοντας την εξίσωση 10.9 ως προς dv, καταλήγουμε:

$$d\vec{v} = \frac{\vec{F}_* + \vec{F}_{ext}}{M}dt \Rightarrow \int_{v_1}^{v_2} d\vec{v} = \int_{m_1}^{m_2} \frac{\vec{V}_*}{M}dm + \int_{t_1}^{t_2} \frac{\vec{F}_{ext}}{M}dt' \tag{10.10}$$

όπου η ποσότητα $\int_{v_1}^{v_2} d\vec{v} = v_2 - v_1 = \Delta v$ ορίζεται ως delta-v και περιγράφει τη συνολική αλλαγή του διανύσματος της ταχύτητας του πυραύλου λόγω όλων των δυνάμεων που ασκούνται πάνω του κατά τη διάρκεια του χρόνου t. Στην ειδική περίπτωση που ο πύραυλος ή ο δορυφόρος βρίσκεται στο διάστημα (όπου $\vec{F}_{ext} = 0$) καταλήγουμε στη σχέση:

$$\Delta v = \vec{V}_* \cdot ln\frac{m_1}{m_2} \tag{10.11}$$

Η παραπάνω εξίσωση είναι γνωστή και ως εξίσωση Tsiolkovsky, η οποία εναλλακτικά γράφεται ως:

$$\frac{m_1}{m_2} = e^{\frac{\Delta v}{\vec{V}_*}} \tag{10.12}$$

και το αριστερό μέλος της εξίσωσης ονομάζεται λόγος μάζας, που αντιστοιχεί στον λόγο της «υγρής» μάζας του πυραύλου ως προς την «ξηρή» μάζα του. Άρα όσο μεγαλύτερη Δv θέλουμε, τόσο μεγαλύτερος πρέπει να είναι ο λόγος μάζας, δηλαδή τόσο μεγαλύτερη πρέπει να είναι η αρχική (υγρή) μάζα του πυραύλου. Είναι φανερό ότι για έναν αποτελεσματικότερο σχεδιασμό μιας αποστολής θα πρέπει να υπάρχει μικρότερος λόγος μάζας, δηλαδή λιγότερα καύσιμα, αλλά για τον ίδιο σχεδιασμό, μεγαλύτερος λόγος μάζας έχει ως αποτέλεσμα μεγαλύτερη Δv.

Τέλος, ένα χαρακτηριστικό μέγεθος που χρησιμοποιείται για την εκτόξευση πυραύλων είναι η ώση στη μονάδα της μάζας (mass-specific impulse ή I_{sp})[9]:

$$I_{sp} = \frac{1}{M}\int_{t_1}^{t_2} F_* dt = \frac{V_*}{M}\int_{t_1}^{t_2} \frac{dm}{dt} dt = V_* \tag{10.13}$$

η οποία μπορεί να γίνει κατανοητή ως «η επιτεύξιμη ολική ώθηση ενός κινητήρα σε σχέση με μια δεδομένη εκτοξευμένη μάζα M», και η οποία είναι ίση με την ενεργό ταχύτητα προώθησης. Η συγκεκριμένη ώθηση μπορεί να θεωρηθεί ως ο αριθμός των δευτερολέπτων που ένα κιλό προωθητικού υλικού θα παράγει ένα κιλό ώσης (ουσιαστικά εκφράζει την απόδοση ενός πυραυλοκινητήρα). Οι τυπικές τιμές είναι 300–400 sec για χημική ώση, 300–1,500 sec για ηλεκτροθερμική πρόωση (Resistojet, Arcjet) και περίπου 2,000–6,000 sec για ηλεκτροστατικούς (ion thrusters) και ηλεκτρομαγνητικούς κινητήρες. Ο πίνακας 10.1 μας δίνει τον λόγο μάζας ως προς την επιθυμητή delta-v για δύο διαφορετικές τιμές της I_{sp}.

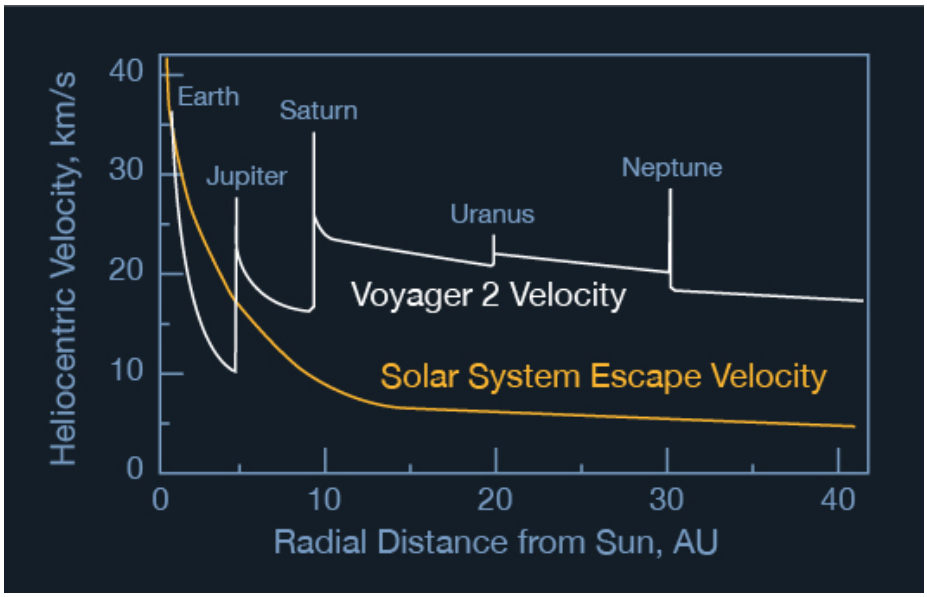
Πίνακας 10.1: Ο λόγος μάζας ως προς την επιθυμητή delta-v για δύο διαφορετικές τιμές της I_{sp}.

delta-v (km/s)	**Λόγος μάζας** (I_{sp} = 240 **s**)	**Λόγος μάζας** (I_{sp} = 400 **s**)
7	19.6	6.0
8	29.9	7.7
9	45.7	9.9
10	69.9	12.8
11	106.9	16.5
12	163.5	21.3

10.3.2.1 Διαπλανητικά ταξίδια

Η εξερεύνηση των πλανητών του ηλιακού μας συστήματος, αν και είναι από τις πιο ελκυστικές επιχειρήσεις, σε σχέση με τις γήινες τροχιές, απαιτούσε πάντα πολύ πιο σημαντική ώση. Για παράδειγμα, η τελική ταχύτητα που πρέπει να έχει ένας δορυφόρος για να τοποθετηθεί σε LEO είναι 7.8 km/s, η οποία αντιστοιχεί σε delta-v περίπου 9-10 km/s (λόγω και της ατμοσφαιρικής αντίστασης αλλά και της βαρυτικής έλξης). Αντίστοιχα, για ένα απευθείας ταξίδι στον Άρη, η τελική επιθυμητή ταχύτητα είναι λίγο μεγαλύτερη της ταχύτητας διαφυγής της Γης (11.32 km/s). Αν θέλαμε να πετάξουμε στον Δία, θα χρειαζόμασταν 14.04 km/s, ενώ, για να φύγουμε από το ηλιακό σύστημα, θα χρειαζόμασταν τουλάχιστον 16.48 km/s [9]. Οι απαιτήσεις για τέτοιου είδους προώθηση είναι τεράστιες, ακόμα και με μικρό ωφέλιμο φορτίο (δηλαδή με μικρό λόγο μάζας). Όμως, παρά το γεγονός αυτό, γνωρίζουμε ότι ο Voyager 1, ο οποίος εκτοξεύθηκε στα τέλη της δεκαετίας του 1970, διέσχισε την ηλιόπαυση στις 25 Αυγούστου 2012 (βλ. ενότητα 6.3). Ο τρόπος με τον οποίο καταλήξαμε στο επίτευγμα των Voyagers ονομάζεται «ελιγμός υποβοήθησης βαρύτητας» (gravity-assist maneuver ή απλώς flyby maneuver) και αναφέρεται στην ανταλλαγή ορμής ανάμεσα σε έναν δορυφόρο και σε έναν πλανήτη όταν ο πρώτος περνάει σε κοντινή απόσταση από τον δεύτερο.

Το σχήμα 10.13 δείχνει την ταχύτητα που κέρδιζε ο Voyager 2 σε κάθε flyby maneuver κοντά στον Δία, τον Κρόνο, τον Ουρανό και τον Ποσειδώνα.



Σχήμα 10.13: Μια απεικόνιση της ταχύτητας διαφυγής του Voyager 2 στο ηλιακό σύστημα. Πηγή: Steve Matousek, JPL (`https://solarsystem.nasa.gov/basics/chapter4-1/`).

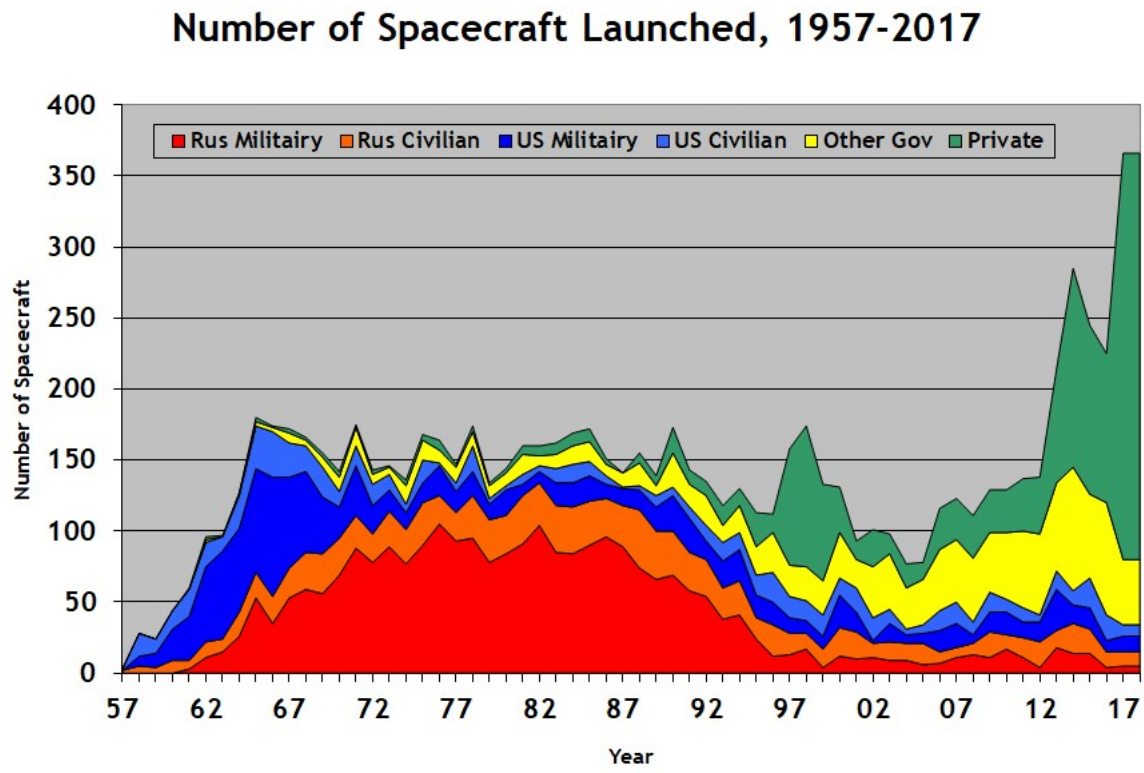
10.3.2.2 Ηλεκτρική προώθηση

Τα τελευταία χρόνια γίνονται σημαντικές προσπάθειες για αντικατάσταση των συμβατικών θερμικών κινητήρων με κινητήρες ηλεκτρικής προώθησης. Η βασική διαφορά έγκειται στο γεγονός ότι, ενώ στους θερμικούς κινητήρες η επιτάχυνση επιτυγχάνεται με καύση του υλικού, στους ηλεκτρικούς κινητήρες η επιτάχυνση επιτυγχάνεται με επιταχυνόμενα ιόντα σε ηλεκτρικό πεδίο, η ενέργεια του οποίου πρέπει να παρέχεται εξωτερικά από μια πηγή ηλεκτρικού ρεύματος. Το πλεονέκτημα είναι ότι οποιαδήποτε ποσότητα ενέργειας μπορεί να εφαρμοστεί στη μάζα του προωθητικού υλικού, κάτι το οποίο θεωρητικά επιτρέπει απεριόριστη mass-specific impulse, και επομένως απεριόριστη απόδοση του κινητήρα. Το μειονέκτημα είναι ότι το συνολικό φορτίο του πυραύλου αυξάνεται λόγω της πρόσθετης μάζας της ηλεκτρικής γεννήτριας. Ειδικά κατά τη φάση της εκτόξευσης και για κινητήρες υψηλής I_{sp}, απαιτούνται τεράστιες γεννήτριες, που η πρόσθετη μάζα τους μπορεί τελικά να καταργεί την εξοικονόμηση προωθητικού υλικού. Φυσικά κατά τη φάση που ο δορυφόρος έχει φτάσει στο διάστημα, και ειδικά σε μεγάλους χρόνους πτήσης (διαπλανητικές πτήσεις), οι ηλεκτροκινητήρες προσφέρουν σαφή πλεονεκτήματα.

Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι το γεγονός ότι η πλειοψηφία των δορυφόρων που τοποθετούνται σε GEO ακολουθώντας GTO τροχιές (βλ. επίσης ενότητα 10.3.1) χρησιμοποιούν πλέον ηλεκτροκινητήρες στο τελευταίο στάδιο για εξοικονόμηση ενέργειας.

10.3.3 Τύποι διαστημοπλοίων

Από την πρώτη εκτόξευση του Sputnik το 1957, εκτοξεύουμε κατά μέσο όρο 143 διαστημόπλοια ετησίως, συνολικά 8.593 διαστημόπλοια μεταξύ 1957 και 4 Οκτωβρίου 2017 (`http://claudelafleur.qc.ca/Spacecrafts-index.html`). Ενώ τις πρώτες τρεις δεκαετίες της Διαστημικής Εποχής τα δύο τρίτα όλων των διαστημικών σκαφών εκτοξεύτηκαν για στρατιωτικούς σκοπούς, συμβαίνει το αντίθετο από το 1995 και με τη λήξη του ψυχρού πολέμου. Αυτό είναι εμφανές στο σχήμα 10.14, που επιπλέον δείχνει τον αριθμό των διαστημικών σκαφών που εκτοξεύονται κάθε χρόνο. Το κόκκινο χρώμα αντιπροσωπεύει διαστημόπλοια που εκτοξεύτηκαν για τη Ρωσία (44%), το μπλε αντιπροσωπεύει διαστημόπλοια που εκτοξεύτηκαν για τις Ηνωμένες Πολιτείες (24%), το κίτρινο αντιπροσωπεύει άλλες κυβερνήσεις (Ευρώπη, Ιαπωνία, Κίνα, Ινδία, Καναδάς, Ισραήλ κ.ά., 13%) και το πράσινο αντιπροσωπεύει μη κυβερνητικά διαστημόπλοια (εμπορικά και ερασιτεχνικά/φοιτητικά, 18%).



Σχήμα 10.14: Ετήσιος αριθμός εκτόξευσης διαστημοπλοίων ανά χώρα και χρήση. Πηγή: `http://claudelafleur.qc.ca/Spacecrafts-index.html`.

Όλα αυτά τα διαστημόπλοια αποτελούν ειδικά σχεδιασμένα συστήματα που μπορούν να λειτουργήσουν σε συγκεκριμένα περιβάλλοντα, ενώ η πολυπλοκότητα και οι δυνατότητές τους ποικίλλουν ανάλογα με τον σκοπό για τον οποίο σχεδιάστηκαν. Αν και η πλειοψηφία των διαστημοπλοίων που προορίζονται για παρακολούθηση του πλανήτη μας είναι σκάφη σε τροχιά γύρω από τη Γη, υπάρχουν επτά βασικές και ευρείες κατηγορίες ρομποτικών διαστημικών σκαφών σύμφωνα με τις αποστολές που προορίζεται να εκτελέσει κάθε διαστημόπλοιο (`https://solarsystem.nasa.gov/basics/chapter9-1/`):

1. Flyby (διαστημόπλοια που «περνούν» κοντά από ένα ουράνιο σώμα)
2. Orbiter (τροχιακά διαστημόπλοια / δορυφόροι)
3. Atmospheric (ατμοσφαιρικά σκάφη)
4. Lander (σκάφη προσεδάφισης)
5. Penetrator (σκάφη διείσδυσης)
6. Rover (σκάφη ρόβερ)
7. Observatory (διαστημικά τηλεσκόπια)

10.3.3.1 Διαστημόπλοια Flyby

Τα διαστημόπλοια Flyby ακολουθούν μια συνεχή ηλιακή τροχιά ή τροχιά διαφυγής και δεν συλλαμβάνονται ποτέ σε μια πλανητική τροχιά, ενώ κουβαλούν όργανα για την παρατήρηση του στόχου (πλανήτης ή δορυφόρος). Ιδανικά, τα οπτικά όργανά τους μπορούν να γυρίζουν για να αντισταθμίσουν τη φαινομενική κίνηση

του στόχου στο οπτικό πεδίο των οργάνων. Εκτός από τη δυνατότητα να στέλνουν δεδομένα στη Γη, πρέπει επίσης να έχουν τη δυνατότητα να αποθηκεύουν δεδομένα επί του σκάφους κατά τις περιόδους που οι κεραίες τους είναι εκτός Earthpoint. Πρέπει τέλος να περιλαμβάνουν σημαντική θωράκιση ώστε να μπορούν να επιβιώσουν σε μεγάλες περιόδους διαπλανητικών ταξιδιών.

Το πιο χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτής της κατηγορίας είναι το ζεύγος των διαστημοπλοίων Voyager, το οποίο πραγματοποίησε περάσματα από τα συστήματα του Δία, του Κρόνου, του Ουρανού και του Ποσειδώνα. Άλλα παραδείγματα διαστημοσυσκευών Flyby είναι τα Mariner 2 (Αφροδίτη), Mariner 4 (Άρης), Mariner 10 (Ερμής), Pioneer 10 και Pioneer 11 (Δίας και Κρόνος) και το New Horizons (Πλούτωνας και Kuiper Belt).

10.3.3.2 Τροχιακά διαστημόπλοια

Ένα διαστημόπλοιο που έχει σχεδιαστεί για να ταξιδεύει σε έναν μακρινό πλανήτη και να μπαίνει σε τροχιά γύρω από αυτόν πρέπει να φέρει μια σημαντική προωθητική ικανότητα για να το επιβραδύνει την κατάλληλη στιγμή, ώστε να επιτύχει εισαγωγή σε τροχιά. Πρέπει να σχεδιαστεί με τη γνώση ότι θα συμβούν ηλιακές αποκρύψεις, όπου ο πλανήτης σκιάζει το διαστημόπλοιο, διακόπτοντας την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας από τα ηλιακά πάνελ και υποβάλλοντας το όχημα σε ακραίες θερμικές διακυμάνσεις. Όπως και οι διαστημοσυσκευές Flyby, πρέπει επίσης να έχει τη δυνατότητα να αποθηκεύει δεδομένα επί του σκάφους κατά τις περιόδους που οι κεραίες του είναι εκτός Earthpoint. Τα διαστημόπλοια Orbiter συνήθως ακολουθούν τις διαστημοσυσκευές Flyby σε μια δεύτερη φάση της εξερεύνησης του ηλιακού συστήματος με εις βάθος μελέτη καθενός από τους πλανήτες. Επίσης, όπως αναφέραμε παραπάνω, αποτελούν το βασικό είδος διαστημοσυσκευών για την παρακολούθηση της Γης.

Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτής της κατηγορίας είναι το Galileo, που μπήκε σε τροχιά γύρω από τον Δία το 1995 για να πραγματοποιήσει μια εξαιρετικά επιτυχημένη μελέτη του συστήματός του. Άλλα παραδείγματα διαστημικών σκαφών σε τροχιά περιλαμβάνουν τα Messenger (Ερμής), Cassini (Κρόνος), Ulysses (Ήλιος σε πολική τροχιά), Magellan (Αφροδίτη) και όλοι οι δορυφόροι σε τροχιές που αναφέραμε στην ενότητα 10.3.1.

10.3.3.3 Ατμοσφαιρικά σκάφη

Τα ατμοσφαιρικά σκάφη έχουν σχεδιαστεί για μια σχετικά σύντομη αποστολή συλλογής δεδομένων σχετικά με την ατμόσφαιρα ενός πλανήτη ή δορυφόρου. Ένα ατμοσφαιρικό σκάφος μπορεί να μη χρειάζεται καθόλου υποσυστήματα πρόωσης. Απαιτεί ένα ηλεκτρικό τροφοδοτικό, που μπορεί να είναι απλώς μπαταρίες, και τηλεπικοινωνιακό εξοπλισμό για παρακολούθηση και αναμετάδοση δεδομένων. Τα επιστημονικά του όργανα μπορούν να λαμβάνουν απευθείας μετρήσεις της σύστασης, της θερμοκρασίας, της πίεσης, της πυκνότητας, της περιεκτικότητας σε σύννεφα και των κεραυνών μιας ατμόσφαιρας. Συνήθως, τα ατμοσφαιρικά σκάφη μεταφέρονται στον προορισμό τους από άλλο διαστημόπλοιο. Για παράδειγμα, το Galileo μετέφερε τον ατμοσφαιρικό του ανιχνευτή σε τροχιά πρόσκρουσης με τον Δία το 1995 και αύξησε τον ρυθμό περιστροφής του για να σταθεροποιήσει τη στάση του ανιχνευτή για είσοδο στην ατμόσφαιρα. Μετά την απελευθέρωση του ανιχνευτή, το Galileo έκανε ελιγμούς για να ξαναμπεί σε τροχιά γύρω από τον Δία.

Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτής της κατηγορίας είναι το Huygens, το οποίο μεταφέρθηκε στο φεγγάρι του Κρόνου, Τιτάνα, από το διαστημόπλοιο Cassini. Άλλα παραδείγματα ατμοσφαιρικών σκαφών περιλαμβάνουν τα Galileo Atmospheric Probe (που αναφέραμε παραπάνω), Mars Balloon (Άρης) και Vega Venus Balloon (Αφροδίτη).

10.3.3.4 Διαστημοσυσκευές προσεδάφισης

Οι διαστημοσυσκευές προσεδάφισης έχουν σχεδιαστεί για να φτάνουν στην επιφάνεια ενός πλανήτη και να επιβιώνουν αρκετά ώστε να τηλεμετρούν τα δεδομένα πίσω στη Γη. Παραδείγματα ήταν τα εξαιρετικά επιτυχημένα σοβιετικά σκάφη Venera, που επέζησαν από τις σκληρές συνθήκες στην Αφροδίτη, ενώ διεξήγα-

γαν αναλύσεις χημικής σύνθεσης των πετρωμάτων και αναμετέδωσαν έγχρωμες εικόνες, η προσεδάφιση του Viking της JPL στον Άρη και η σειρά προσεδαφίσεων Surveyor στο φεγγάρι της Γης, που πραγματοποίησαν παρόμοια πειράματα. Η συσκευή Mars Pathfinder, η οποία προσγειώθηκε στον Άρη στις 4 Ιουλίου 1997, προοριζόταν να είναι η πρώτη από μια σειρά προσεδαφίσεων στην επιφάνεια του Άρη σε ευρέως κατανεμημένες τοποθεσίες για τη μελέτη της ατμόσφαιρας, του εσωτερικού και του εδάφους του πλανήτη. Το σκάφος προσεδάφισης, που έφερε τα δικά του όργανα, ονομάστηκε αργότερα Σταθμός Άρη Carl Sagan Memorial.

10.3.3.5 Σκάφη διείσδυσης

Οι επιφανειακές συσκευές διείσδυσης έχουν σχεδιαστεί για να εισέρχονται στην επιφάνεια ενός σώματος, όπως ένας κομήτης, να επιβιώνουν από ισχυρές κρούσεις, καθώς και να μετρούν και να τηλεμετρούν (συνήθως μέσω ενός τροχιακού διαστημόπλοιου) τις ιδιότητες της διεισδυμένης επιφάνειας. Αυτά τα σκάφη δεν είναι ευρέως χρησιμοποιούμενα, αφού από το 2013 έχει επιχειρηθεί μόνο μικρός αριθμός αποστολών. Το κύριο παράδειγμα διαστημικού σκάφους διείσδυσης είναι το διαστημόπλοιο Deep Impact, το οποίο εκτοξεύτηκε στις 12 Ιανουαρίου 2005 με στόχο τον κομήτη 9P/Tempel.

10.3.3.6 Rovers

Τα ηλεκτροκίνητα rover έχουν σχεδιαστεί για την αυτόνομη εξερεύνηση πλανητών, ιδιαίτερα του Άρη. Ενώ μπορούν να κατευθύνονται από τη Γη, η καθυστέρηση που είναι εγγενής στις ραδιοεπικοινωνίες μεταξύ Γης και Άρη σημαίνει ότι πρέπει να είναι σε θέση να λαμβάνουν τουλάχιστον κάποιες αποφάσεις μόνα τους καθώς κινούνται.

Το πρώτο Mars Rover μεταφέρθηκε από το Mars Pathfinder το 1997. Το μικρό, εξαιρετικά επιτυχημένο κινητό σύστημα ηλιακής ενέργειας ονομάστηκε Sojourner. Το σύστημα κινητικότητας rocker-bogie του αποδείχθηκε τόσο επιτυχημένο, που το ίδιο σύστημα έχει κλιμακωθεί και χρησιμοποιηθεί σε όλα τα ρόβερ του Άρη μέχρι σήμερα. Το 2004 προσγειώθηκαν άλλα δύο Mars Exploration Rover, το Spirit και το Opportunity. Αυτά τα ρόβερ, που κινούνται με ηλιακή ενέργεια, ξεπέρασαν κατά πολύ την αποστολή τους για τις 90 μέρες του Άρη. Το Opportunity εξακολουθεί να λειτουργεί από τον Ιανουάριο του 2013. Το Mars Science Laboratory rover Curiosity, ένα πλήρως ικανό εργαστήριο γεωλογίας που τροφοδοτούνταν από θερμοηλεκτρικές γεννήτριες ραδιοϊσότοπων, έπεσε το 2012.

10.3.3.7 Διαστημικά τηλεσκόπια

Τα διαστημικά τηλεσκόπια κινούνται σε γήινες ή ηλιακές τροχιές (βλ. επίσης ενότητα 10.3.1), από όπου μπορούν να παρατηρήσουν μακρινούς στόχους χωρίς τις επιδράσεις της ατμόσφαιρας της Γης.

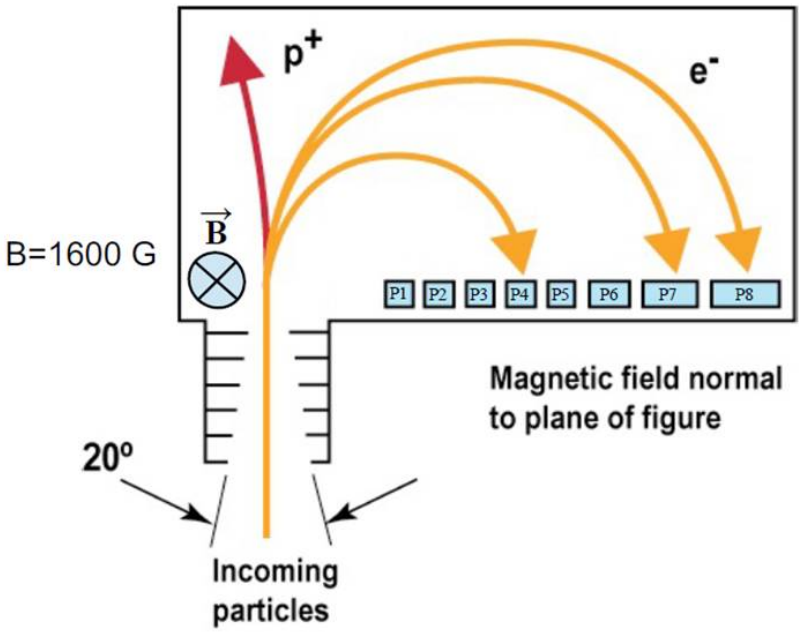
Τα πιο γνωστά παραδείγματα είναι: το Διαστημικό Τηλεσκόπιο Hubble, το Παρατηρητήριο ακτίνων X Chandra, η Έρευνα πεδίου κοσμικής ακτινοβολίας υποβάθρου Planck και το Διαστημικό Τηλεσκόπιο James Webb.

10.4 Ασκήσεις και προβλήματα

10.4.1 1. Για το όργανο του παρακάτω σχήματος υπολογίστε τη μέση ενέργεια κάθε καναλιού (ανιχνευτή στερεάς κατάστασης). Η απόσταση του μέσου κάθε ανιχνευτή σε mm δίνεται από τον πίνακα:

P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8
8.1	10.2	12.2	14.1	16.1	17.9	19.7	21.5

2. Στη συνέχεια, γνωρίζοντας τον ρυθμό καταμέτρησης (countrate) του κάθε ανιχνευτή, καθώς



και τον γεωμετρικό του παράγοντα και το ενεργειακό του εύρος, υπολογίστε τη διαφορική ροή. Δίνεται ο πίνακας:

Pixel	P1	P2	P3	P4	P5	P6	P7	P8
CR (sec^{-1})	5,607	2,461	1,932	1,347	906	721	523	398
ΔE (keV)	72	90	106	120	132	144	150	162
G (cm2 sr keV)	0.281	0.328	0.342	0.343	0.332	0.316	0.303	0.287

10.4.2 Ποια τα πλεονεκτήματα τοποθέτησης ενός διαστημοπλοίου στο L2 και ποια στο L5;

10.4.3 Προς ποια κατεύθυνση εκτοξεύουμε έναν δορυφόρο που προορίζεται για τροχιά χαμηλής κλίσης και γιατί;

10.4.4 Με τι ταχύτητα κινούνται ένας γεωστατικός δορυφόρος και ένας πολικός δορυφόρος χαμηλής τροχιάς;

Βιβλιογραφία

[1] M. Wuest κ.ά. "Review of Instruments". Στο: *ISSI Scientific Reports Series* 7 (2007), σσ. 11–116.

[2] J. B. Blake κ.ά. "The Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) Instruments Aboard the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Spacecraft". Στο: *Space Science Reviews* 179.1-4 (Νοέ. 2013), σσ. 383–421. DOI: 10.1007/s11214-013-9991-8.

[3] D. N. Baker κ.ά. "The Relativistic Electron-Proton Telescope (REPT) Instrument on Board the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Spacecraft: Characterization of Earth's Radiation Belt High-Energy Particle Populations". Στο: *Space Science Reviews* 179.1-4 (Νοέ. 2013), σσ. 337–381. DOI: 10.1007/s11214-012-9950-9.

[4] G. Gloeckler κ.ά. "The Charge-Energy-Mass Spectrometer for 0.3-300 keV/e Ions on the AMPTE CCE". Στο: *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* GE-23.3 (1985), σσ. 234–240. DOI: 10.1109/TGRS.1985.289519.

[5] B. Wilken κ.ά. "First results from the RAPID imaging energetic particle spectrometer on board Cluster". Στο: *Annales Geophysicae* 19.10/12 (Σεπτ. 2001), σσ. 1355–1366. DOI: 10.5194/angeo-19-1355-2001. URL: https://doi.org/10.5194/angeo-19-1355-2001.

[6] B. Wilken κ.ά. Στο: *Space Science Reviews* 79.1/2 (1997), σσ. 399–473. DOI: 10.1023/a:1004994202296. URL: https://doi.org/10.1023/a:1004994202296.

[7] D. G. Mitchell κ.ά. "Radiation Belt Storm Probes Ion Composition Experiment (RBSPICE)". Στο: *Space Science Reviews* 179.1-4 (Απρ. 2013), σσ. 263–308. DOI: 10.1007/s11214-013-9965-x. URL: https://doi.org/10.1007/s11214-013-9965-x.

[8] George B. Hospodarsky. "Spaced-based search coil magnetometers". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 121.12 (Δεκ. 2016), σσ. 12, 068–12, 079. DOI: 10.1002/2016JA022565.

[9] U. Walter. *Astronautics*. en. 3η έκδοση. Cham, Switzerland: Springer International Publishing, Μαρ. 2019. DOI: 10.1007/978-3-319-74373-8.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 11

ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΟΣ ΚΑΙΡΟΣ – ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΚΑΙ ΒΙΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΠΙΠΤΩΣΕΙΣ

Ι.Α. Δαγκλης
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων και Ελληνικο Κεντρο Διαστηματος

Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Το κεφάλαιο αυτό αποτελεί μια πρώτη γνωριμία του αναγνώστη με το εφαρμοσμένο μέρος της διαστημικής φυσικής, δηλαδή τον διαστημικό καιρό. Αφού περιγράψουμε την έννοια του διαστημικού καιρού, θα αναλύσουμε λεπτομερώς τις επιπτώσεις του τόσο σε επίγειες και διαστημικές τεχνολογικές υποδομές όσο και στον ίδιο τον ανθρώπινο οργανισμό, αναδεικνύοντας την ανάγκη για έγκαιρες και ακριβείς προβλέψεις της δυναμικής του γεωδιαστήματος. Τέλος, θα περιγράψουμε τις σύγχρονες μεθόδους και μοντέλα για την πρόβλεψη του διαστημικού καιρού.
Προαπαιτούμενη γνώση: Όλα τα προηγούμενα κεφάλαια.

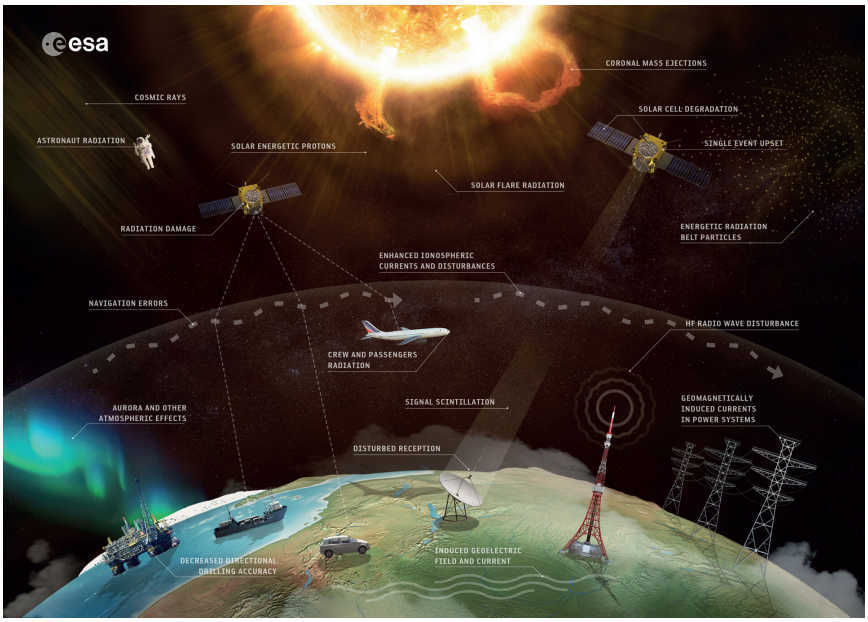
11.1 Διαστημικός καιρός

Στο δεύτερο μέρος αυτού του βιβλίου συζητήσαμε λεπτομερώς τα φαινόμενα στον Ήλιο και στον ηλιακό άνεμο που μπορούν να επηρεάσουν το κοντινό διαστημικό περιβάλλον της Γης (Γεωδιάστημα) αλλά και άλλων πλανητών εισάγοντας παράλληλα και τον όρο Γεωηλιακή σύζευξη. Αυτό το περιβάλλον όμως, που μελετάται για τη βασική του επιστημονική αξία, είναι επίσης ένα σύστημα που έχει σημαντική πρακτική σημασία. Οι επιπτώσεις του διαστημικού περιβάλλοντος στους ανθρώπους στο διάστημα, στις δορυφορικές λειτουρ-

Ι.Α. Δαγκλής, Χ. Κατσαβριάς, Ν. Σέργης και Μ. Γεωργίου (2023). «Διαστημική Φυσική».
Αθήνα: Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0

γίες, στο επίγειο ηλεκτρικό δίκτυο, στις συνδέσεις επικοινωνίας και πιθανώς ακόμη και στο κλίμα καθιστούν την κατανόηση της Γεωηλιακής σύζευξης εξαιρετικά σημαντική. Έτσι, ο διαστημικός καιρός είναι ζωτικής σημασίας από πραγματιστική άποψη, όπως η φυσική του διαστημικού πλάσματος είναι σημαντική από βασική επιστημονική άποψη.

Ως Διαστημικό Καιρό ορίζουμε όλες τις μεταβολές αλλά και τις συνθήκες στον Ήλιο, στον ηλιακό άνεμο και το γεωδιάστημα (πλάσμα, μαγνητικό πεδίο, ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία), που μπορούν να επηρεάσουν τη λειτουργία και αξιοπιστία διαστημικών και επίγειων τεχνολογικών συστημάτων, αλλά και την ανθρώπινη υγεία (βλ. επίσης σχήμα 11.1). Ουσιαστικά, ο διαστημικός καιρός είναι η φυσική και φαινομενολογική κατάσταση των φυσικών διαστημικών περιβαλλόντων. Ο σχετικός κλάδος στοχεύει, μέσω παρατήρησης, παρακολούθησης, ανάλυσης και μοντελοποίησης, στην κατανόηση και πρόβλεψη της κατάστασης του Ήλιου, των διαπλανητικών και πλανητικών περιβαλλόντων και των ηλιακών και μη ηλιακών διαταραχών που τα επηρεάζουν, καθώς και στην κατανόηση και πρόβλεψη πιθανών επιπτώσεων σε βιολογικά και τεχνολογικά συστήματα [1].



Σχήμα 11.1: Σχηματική αναπαράσταση της επιρροής του Διαστημικού Καιρού σε επίγειες και διαστημικές τεχνολογικές υποδομές. Πηγή: ESA (`https://swe.ssa.esa.int/what-is-space-weather`).

Στις ενότητες που ακολουθούν θα περιγράψουμε αναλυτικά τις επιπτώσεις του διαστημικού καιρού, χωρίζοντάς τες σε τρεις ευρείες κατηγορίες: α) επιπτώσεις σε διαστημικές τεχνολογικές υποδομές, β) επιπτώσεις σε επίγειες τεχνολογικές υποδομές και γ) βιολογικές επιπτώσεις.

11.1.1 Επιπτώσεις του διαστημικού καιρού σε διαστημικές τεχνολογικές υποδομές

Η βασική συνιστώσα των επιπτώσεων του διαστημικού καιρού σε διαστημικές τεχνολογικές υποδομές είναι η σωματιδιακή ακτινοβολία και, συγκεκριμένα, τα υψηλής ενέργειας φορτισμένα σωματίδια στο γεωδιαστημικό περιβάλλον. Με τον όρο «υψηλής ενέργειας» εννοούμε σωματίδια με ενέργειες πάνω από ~0.1 MeV, ενώ το περιβάλλον ονομάζεται συχνά περιβάλλον διεισδυτικής ακτινοβολίας (penetrating radiation environment) [2].

Τα παραπάνω σωματίδια μπορούν περαιτέρω να χωριστούν σε τέσσερις βασικές κατηγορίες, ανάλογα με την πηγή τους:

1. Υψηλής ενέργειας σωματίδια (κυρίως ηλεκτρόνια και πρωτόνια) παγιδευμένα στις μαγνητόσφαιρες πλανητών (π.χ. ζώνες ακτινοβολίας και δακτυλιοειδές ρεύμα, βλ. επίσης ενότητα 7.5).

2. Υψηλής ενέργειας πρωτόνια και βαρύτερα ιόντα που προέρχονται από εκρηκτικά φαινόμενα στον Ήλιο ή/και στον ηλιακό άνεμο (βλ. επίσης ενότητα 6.4.4).

3. Γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες (βλ. επίσης ενότητα 6.4.5).

4. Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία.

Κύριες επιδράσεις των παραπάνω κατηγοριών σε διαστημικά τεχνολογικά συστήματα συνοψίζονται στον πίνακα 11.1. Αξίζει επίσης να αναφέρουμε ότι, από την αρχή της διαστημικής εποχής, το 1/3 των ανωμαλιών/βλαβών σε δορυφόρους έχει συσχετιστεί με επιπτώσεις του γεωδιαστημικού περιβάλλοντος, ενώ στην περίπτωση της πλήρους απώλειας δορυφόρων το ποσοστό αυτό ανέρχεται στο 1/4. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν οι δορυφόροι SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) και Telstar 401. Στην πρώτη περίπτωση τα ηλιακά πάνελ του δορυφόρου υπέστησαν σοβαρό υποβιβασμό (degradation) λόγω του ισχυρού πρωτονικού γεγονότος που έλαβε χώρα δύο ημέρες πριν την ισχυρή καταιγίδα της 6ης Απριλίου του 2000 (Dst_{min} ~ -300 nT). Το αποτέλεσμα ήταν τα πάνελς να «γεράσουν» μέσα σε δύο μέρες όσο, υπό φυσιολογικές συνθήκες, σε έναν χρόνο! Στη δεύτερη περίπτωση ο τηλεπικοινωνιακός δορυφόρος Telstar, που βρισκόταν σε γεωσύγχρονη τροχιά, έχασε τη δυνατότητα επικοινωνίας με το κέντρο ελέγχου στις 11 Ιανουαρίου του 1997, κάτι που προφανώς χαρακτηρίζεται ως ολική απώλεια. Αργότερα, η αιτία αποδόθηκε σε φαινόμενα εσωτερικής φόρτισης λόγω της καταιγίδας που προηγήθηκε στις 6 Ιανουαρίου.

Πίνακας 11.1: Κύριες επιδράσεις της σωματιδιακής και ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε διαστημικά τεχνολογικά συστήματα. Πηγή: Daly et al. 2007 [2].

Είδος ακτινοβολίας	**Κύριες επιδράσεις σε διαστημικά τεχνολογικά συστήματα**
Κοσμικές ακτίνες (~100 MeV - ~1 GeV) και SEPs (~100 keV - ~300 MeV)	Υποβιβασμός (degradation) υλικών και εξαρτημάτων και Single-event effects (SEE)
Σωματίδια ζωνών ακτινοβολίας e^- (~100 keV - ~10 MeV) και p^+ (~1 MeV - ~1 GeV)	Υποβιβασμός (degradation) υλικών και εξαρτημάτων, Single-event effects (SEE) και διηλεκτρική φόρτιση (επιφανειακή ή/και εσωτερική)
Ιονοσφαιρικό πλάσμα (~0.1 eV), Πλασμόσφαιρα (~1 eV) και Ηλιακός άνεμος (e^-: ~1 eV - p^+: ~1 keV)	Ηλεκτρικός θόρυβος, ηλεκτροστατικό δυναμικό και διάβρωση
Φωτόνια (ορατό και υπέρυθρο)	Θερμικά φαινόμενα
Φωτόνια (υπεριώδες, ακτίνες X και γ)	Φαινόμενα ιονισμού

Οι επιπτώσεις του διαστημικού καιρού στις διαστημικές τεχνολογικές υποδομές μπορούν να χωριστούν σε επτά κατηγορίες, ανάλογα με το είδος τους [3]:

1. Επιφανειακή φόρτιση (surface charging) από ηλεκτρόνια ~10-100 keV, τα οποία προέρχονται από μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες και γεμίζουν την εσώτερη μαγνητόσφαιρα.

2. Εσωτερική φόρτιση (internal charging) από ηλεκτρόνια >100 keV (εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας).

3. Single event effects (SEE) από πρωτόνια και βαρύτερα ιόντα με ενέργειες > 10 MeV, τα οποία προέρχονται από ηλιακές εκλάμψεις ή επιταχύνονται σε διαπλανητικά κρουστικά κύματα (π.χ. στην εμπρόσθια πλευρά μιας CME).

4. Φαινόμενα ολικής δόσης (total dosage effects) που προκαλούνται από συσσώρευση φορτισμένων σωματιδίων στα ηλεκτρονικά ενός δορυφόρου.

5. Spacecraft drag λόγω της διαστολής της γήινης ατμόσφαιρας/ιονόσφαιρας κατά τη διάρκεια μαγνητικών καταιγίδων (ιδιαίτερα στη LEO).

6. Ανωμαλίες στην επικοινωνία (communication disruptions) μεταξύ επίγειων σταθμών και δορυφόρων λόγω ανωμαλιών στην ιονόσφαιρα.

7. Ανωμαλίες στον έλεγχο (attitude control disruptions) του δορυφόρου λόγω ισχυρών διαταραχών του γεωμαγνητικού πεδίου (ιδιαίτερα στη γεωσύγχρονη τροχιά).

Στις ακόλουθες υποενότητες θα συζητήσουμε πιο λεπτομερώς τις τέσσερις πρώτες κατηγορίες.

11.1.1.1 Single-Event Effects

Τα Single-Event Effects (SEE) εμφανίζονται ως αποτέλεσμα του φορτίου που δημιουργείται κατά μήκος της διαδρομής ενός πρωτεύοντος ή δευτερογενούς ιοντίζοντος σωματιδίου, που συλλέγεται στους κόμβους του κυκλώματος και διακόπτει την κανονική του λειτουργία. Εκτός από τον ρυθμό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, επίσης σημαντικό είναι και το συνολικό συλλεγόμενο φορτίο. Τα SEE επηρεάζουν τις μνήμες (ημιαγωγούς), τις συσκευές τροφοδοσίας (τρανζίστορ) και άλλα συστήματα ενός δορυφόρου [4]. Ένα, επίσης μη καταστροφικό, πρόβλημα που προκαλούν τα SEE είναι η πτώση τάσης σε λογικές συσκευές (μικροεπεξεργαστές), που μπορεί να οδηγήσουν σε επαναφορές του συστήματος. Για παράδειγμα, η αύξηση του πληθυσμού βαρέων ιόντων κατά τη διάρκεια ενός SEP τον Νοέμβριο του 2001 προκάλεσε SEE σε μια γραμμική διπολική συσκευή στον ανιχνευτή ανισοτροπίας μικροκυμάτων (MAP) της NASA, με αποτέλεσμα, ο επεξεργαστής του MAP να μηδενιστεί και το διαστημόπλοιο να μπει σε κατάσταση ασφαλείας. Τα SEE μπορεί επίσης να είναι και καταστροφικά (π.χ. Single-event burnout κυρίως σε MOSFET ισχύος ή Single-event latchup κυρίως σε τρανζίστορ) δημιουργώντας βραχυκυκλώματα σε μικροσυσκευές, με αποτέλεσμα τη μόνιμη απώλεια της λειτουργικότητα ενός συστήματος ή και ολόκληρου του δορυφόρου.

Χαρακτηριστικό είναι επίσης το πρόβλημα που τα SEE μπορούν να δημιουργήσουν ακόμη και σε επιβατικές πτήσεις. Το 2008, ένα Quantas Airbus A330-303 έπεσε προς τα κάτω δύο φορές διαδοχικά, τραυματίζοντας σοβαρά μια αεροσυνοδό και 11 επιβάτες. Η αιτία αποδόθηκε σε σφάλματα σε έναν ενσωματωμένο υπολογιστή για τα οποία υπήρχαν υποψίες ότι προκλήθηκαν από κοσμικές ακτίνες (`https://www.atsb.gov.au/publications/investigation_reports/2008/aair/ao-2008-070.aspx`).

Κύρια πηγή αυτών των φαινομένων είναι τα πρωτόνια (> 10 MeV) και βαρύτερα ιόντα που προέρχονται από SEPs. Παρ' όλα αυτά, αφού τα SEE μπορούν να προέρχονται από συσσώρευση φορτίου, η καθημερινή έκθεση σε επίπεδα πρωτονίων και ιόντων υποβάθρου (background) στον διαπλανητικό χώρο και στις πλανητικές ζώνες ακτινοβολίας (π.χ. εσώτερη ζώνη Van Allen) είναι μια επίσης σημαντική πηγή. Τέλος, σοβαρά SEE μπορεί να προκαλέσει και η γαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία [5] (κυρίως η συνιστώσα του σιδήρου με ενέργειες ~ 10 MeV - 1 GeV).

Οι SEE αντιμετωπίζονται μέσω της επιλογής εξαρτημάτων ή του σχεδιασμού του συστήματος για να αποφευχθεί η προσωρινή ή η μόνιμη απώλεια του συστήματος ή του διαστημικού σκάφους. Φυσικά, η επιλογή κατάλληλων υλικών παρ' όλα τα πλεονεκτήματά της μπορεί να επιφέρει σημαντική αύξηση στο κόστος μιας συσκευής, κάτι που σε πολλές περιπτώσεις είναι απαγορευτικό για πολλές διαστημοσυσκευές. Ανεξάρτητα από την τεχνική που χρησιμοποιείται για τον μετριασμό των SEE στον σχεδιασμό ενός συστήματος, τα έξοδα που απαιτούνται αυξάνονται λόγω ανακρίβειας στα μοντέλα διαστημικού καιρού (π.χ. μαγνητοσφαιρική θωράκιση) και στις προβλέψεις.

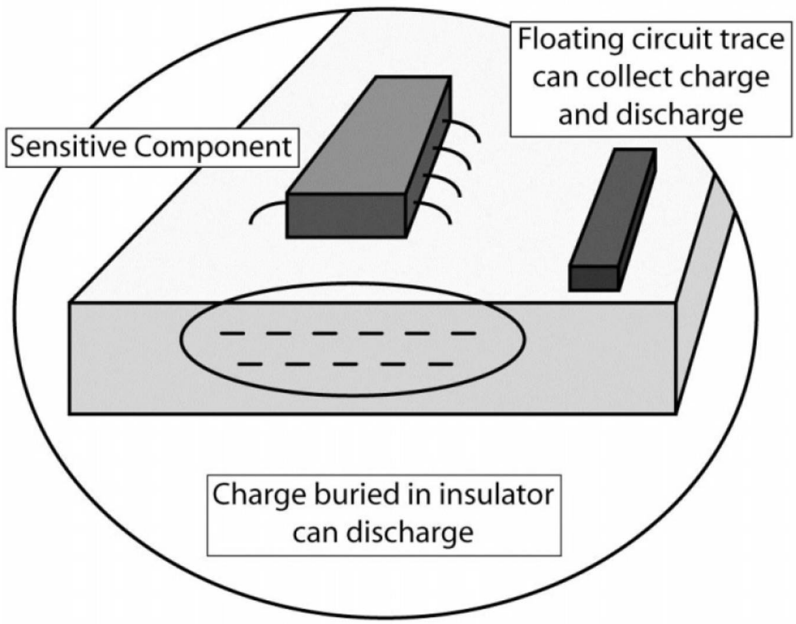
11.1.1.2 Επιφανειακή και εσωτερική φόρτιση

Η επιφανειακή και εσωτερική φόρτιση (surface and internal charging) του διαστημικού σκάφους έχουν ως αποτέλεσμα εκκενώσεις που μπορούν να καταστήσουν τις μετρήσεις οργάνων αναξιόπιστες και κυρίως να προκαλέσουν παρεμβολές σε όργανα και ανιχνευτές, φυσική ζημιά στα υλικά και αυξημένη συλλογή ρεύματος, που οδηγούν στην επιτάχυνση της διάβρωσης των υλικών.

Τα χαμηλοενεργειακά ηλεκτρόνια (~10-100 keV), είναι υπεύθυνα για την επιφανειακή φόρτιση, ενώ η εσωτερική φόρτιση προκύπτει από τα ηλεκτρόνια υψηλότερης ενέργειας (>100 keV) που διεισδύουν και συλ-

λέγονται σε μη αγώγιμα υλικά μέχρι να επιτευχθεί η διηλεκτρική διάσπαση του υλικού και να συμβεί εκφόρτιση.

Στην εσωτερική φόρτιση (βλ. επίσης σχήμα 11.2), ηλεκτρόνια πολύ υψηλής ενέργειας (άρα και πολύ διεισδυτικά) εισέρχονται σε διηλεκτρικά υλικά (π.χ. ομοαξονικά καλώδια) και στη συνέχεια δημιουργούν υψηλά ηλεκτρικά πεδία (διαφορές δυναμικού αρκετών kV) κοντά τους μέχρι να συμβεί τελικά μια έντονη διάσπαση. Σε πολλές περιπτώσεις υπάρχει ένας αδιαμφισβήτητος συσχετισμός των ανωμαλιών του διαστημικού σκάφους με το περιβάλλον ηλεκτρονίων υψηλής ενέργειας.

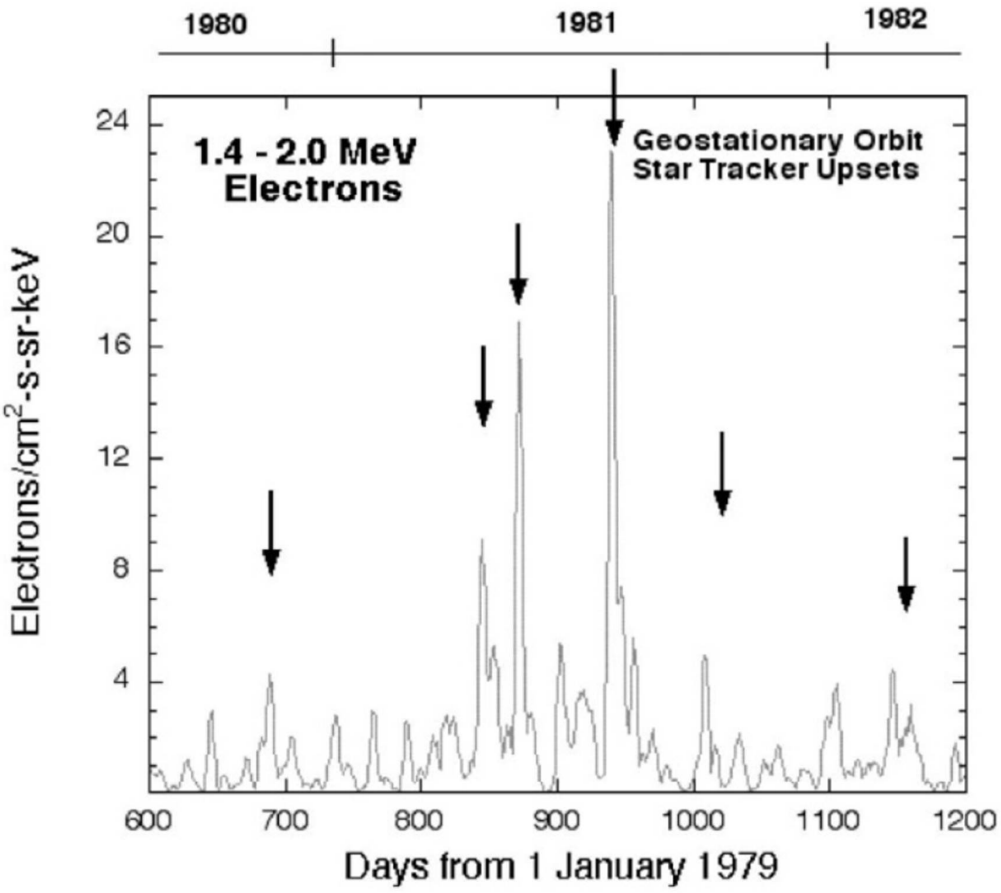


Σχήμα 11.2: Σχηματική αναπαράσταση της εσωτερικής φόρτισης σε διαστημικά συστήματα. Πηγή: Baker, 2006 [5].

Ένα παράδειγμα εσωτερικής φόρτισης φαίνεται στο σχήμα 11.3. Οι εξομαλυμένοι ημερήσιοι μέσοι όροι των ροών ηλεκτρονίων (E=1.4-2.0 MeV) σε γεωστατική τροχιά απεικονίζονται σε συνάρτηση με τον χρόνο για την περίοδο 1979-1982. Επίσης, με έντονα κατακόρυφα βέλη φαίνονται τα κύρια περιστατικά ανωμαλιών σε αυτό το γεωστατικό επιχειρησιακό διαστημόπλοιο. Οι ανωμαλίες (upsets) του οργάνου συνδέονταν σαφώς με υψηλές εντάσεις σχετικιστικών ηλεκτρονίων. Ωστόσο, ορισμένες αυξήσεις της ροής των ηλεκτρονίων δεν προκάλεσαν ανωμαλίες στο όργανο, επομένως υπήρχαν και πιο λεπτοί παράγοντες ελέγχου. Προφανώς, τα ηλεκτρόνια πρέπει να συσσωρευτούν σε διηλεκτρικά υλικά για αρκετό καιρό πριν συμβεί μια επιβλαβής εκκένωση, που σημαίνει ότι (όπως και στα SEE) η εσωτερική φόρτιση εξαρτάται τόσο από τον ρυθμό εναπόθεσης φορτίου όσο και από τη συσσώρευσή του. Κατά τη διάρκεια ορισμένων έντονων επεισοδίων στα τέλη του 1981, το όργανο απενεργοποιήθηκε και έτσι δεν μπορούσαν να καταγραφούν λειτουργικές «ανωμαλίες».

Σε αντίθεση με τα όχι και τόσο συχνά φαινόμενα ενίσχυσης σχετικιστικών ηλεκτρονίων (που προκαλούν την εσωτερική φόρτιση) οι μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες, που είναι υπεύθυνες για την εμφάνιση χαμηλοενεργειακών ηλεκτρονίων (~10-100 keV), σε ένα μεγάλο χωρικό εύρος της εσώτερης μαγνητόσφαιρας (βλ. επίσης ενότητα 8.1.2), εμφανίζονται πολύ πιο συχνά. Αυτά τα χαμηλοενεργειακά ηλεκτρόνια είναι υπεύθυνα για την επιφανειακή φόρτιση των δορυφόρων [6].

Κατά τη διάρκεια εκδήλωσης επιφανειακής φόρτισης, οι μονωμένες επιφάνειες μπορεί να φορτιστούν σε αρκετά kilovolt (συνήθως αρνητικά σε σχέση με το περιβάλλον). Αυτό το φαινόμενο φόρτισης προκύπτει λόγω έλλειψης ισορροπίας ρεύματος μεταξύ του πλάσματος στο περιβάλλον του δορυφόρου και της επιφάνειας του διαστημικού σκάφους. Όταν ένα διαστημόπλοιο βρίσκεται μέσα σε ένα περιβάλλον με ψυχρό και πυκνό πλάσμα, τα προσπίπτοντα σωματίδια (ηλεκτρόνια και ιόντα), καθώς και δευτερογενή εκπεμπόμενα φωτοηλεκτρόνια και οπισθοσκεδασμένα ηλεκτρόνια, όλα ισορροπούν. Αυτό δίνει ένα χαμηλό δυναμικό του



Σχήμα 11.3: Ροές ηλεκτρονίων 1.4-2.0 MeV στη γεωστατική τροχιά για την περίοδο 1979-1982. Πηγή: Baker, 2006 [5].

δορυφόρου. Ωστόσο, σε ένα θερμό και αραιό πλάσμα (όπως στην εξώτερη ζώνη Van Allen και στη γεωσύγχρονη τροχιά) η ισορροπία ρευμάτων μπορεί να είναι δύσκολο να επιτευχθεί, με αποτέλεσμα τη δημιουργία μεγάλων διαφορών δυναμικού.

Από πρακτική άποψη, η διαφορική φόρτιση των επιφανειών ενός δορυφόρου διαστημικού σκάφους που μπορεί να οδηγήσει σε εκφόρτιση αποτελεί σημαντική ανησυχία. Οι εκφορτίσεις εισάγουν θόρυβο στο σύστημα και αυτό μπορεί να διακόψει την κανονική λειτουργία του δορυφόρου ή να αντιπροσωπεύει μια ψευδή εντολή. Κατά τη διαδικασία της εκφόρτισης είναι δυνατόν να προκληθεί φυσική ζημιά, που, με τη σειρά της, μπορεί να αλλάξει τα φυσικά χαρακτηριστικά (θερμικές ιδιότητες, αγωγιμότητα, οπτικές παράμετροι, χημικές ιδιότητες κ.λπ.) του δορυφόρου.

11.1.1.3 Φαινόμενα ολικής δόσης

Η αθροιστική βλάβη από ακτινοβολία προκαλείται από δύο μηχανισμούς, τη συνολική δόση ιονισμού (Total Ionizing Dose-TID) και τη συνολική μη ιονίζουσα δόση, αλλιώς γνωστή ως δόση μετατόπισης (Dispacement Damage Dose-DDD) [4]. Η TID υποβαθμίζει την απόδοση των επιφανειακών υλικών, όπως οι επικαλύψεις φακών και τα υλικά θερμικού ελέγχου, καθώς και των ηλεκτρονικών. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η TID προκαλείται από ηλεκτρόνια και πρωτόνια τόσο στον διαπλανητικό χώρο όσο κι από παγιδευμένα σωματίδια (ζώνες ακτινοβολίας). Η επίδραση της TID μπορεί να είναι είτε επιφανειακή είτε εσωτερική και γι' αυτό οι ενέργειες στο εύρος keV - MeV προκαλούν τα μεγαλύτερα προβλήματα.

Τα φαινόμενα TID είναι δυνατόν να αποφευχθούν μέσω της επιλογής εξαρτημάτων ανθεκτικών ως προς την ακτινοβολία, τα οποία όμως είναι ολοένα και λιγότερο διαθέσιμα και πολλά από αυτά (όντας παλαιάς τεχνολογίας) δεν πληρούν τις απαιτήσεις των διαστημικών αποστολών.

Η DDD υποβαθμίζει την απόδοση των ηλιακών πάνελ (βλ. και το παράδειγμα των ηλιακών πάνελ του δορυφόρου SOHO στην εισαγωγή της ενότητας 11.1.1), των ανιχνευτών, καθώς και των οπτικών φακών. Ουσιαστικά, η DDD αναφέρεται στη δομική βλάβη που προκαλείται στο κρυσταλλικό πλέγμα της συσκευής (ημιαγωγός) από σωματίδια υψηλής ενέργειας (MeV). Αυτό είναι επιζήμιο για τη συσκευή, επειδή οι ηλεκτρικές ιδιότητες του συστήματος αλλοιώνονται με την εισαγωγή νέων ενεργειακών καταστάσεων μέσα στην περιοχή ενεργειακής ζώνης του ημιαγωγού. Επομένως, σε αντίθεση με την TID, η DDD περιλαμβάνει όλες τις επιδράσεις της μη ιονίζουσας δόσης σε μια συσκευή και γι' αυτό και είναι επίσης γνωστή ως ολική μη ιονίζουσα δόση (Total Non-Ionizing Dose-TNID).

Η χρήση ανθεκτικών υλικών ως προς την DDD είναι πολύ πιο δύσκολη, επομένως η χρήση θωράκισης και ο σχεδιασμός για μια πιο ομαλή (σε βάθος χρόνου) υποβάθμιση χρησιμοποιείται για να μετριάσει τις επιπτώσεις της.

11.1.2 Επιπτώσεις του διαστημικού καιρού σε επίγειες τεχνολογικές υποδομές

Στην ενότητα 11.1.1 περιγράψαμε τις επιπτώσεις των διαφόρων εκφάνσεων του διαστημικού καιρού σε διαστημικές τεχνολογικές υποδομές. Αυτές οι επιπτώσεις προέρχονται από την άμεση επιρροή της ακτινοβολίας στο γεωδιάστημα, εφόσον οι διαστημικές υποδομές βρίσκονται μέσα στο εν λόγω περιβάλλον ακτινοβολίας. Υπάρχουν όμως και επιπτώσεις του διαστημικού καιρού πάνω στον πλανήτη μας που βασίζονται σε δευτερογενή φαινόμενα. Το πιο χαρακτηριστικό από αυτά είναι τα γεωμαγνητικώς επαγόμενα ρεύματα (Geomagnetically Induced Currents-GICs). Τα GICs ρέουν σε μεγάλους αγωγούς, όπως δίκτυα μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας, αγωγοί πετρελαίου και φυσικού αερίου, καλώδια τηλεπικοινωνιών και σιδηροδρομικά συστήματα [7]. Τα GICs οδηγούνται κυρίως από γεωμαγνητικές διαταραχές, που δημιουργούνται από την αλληλεπίδραση μεταξύ της μαγνητόσφαιρας της Γης και την απότομη αύξηση της ταχύτητας, της πυκνότητας και του μαγνητικού πεδίου στον ηλιακό άνεμο. Αυτές οι διαταραχές οδηγούν σε ενίσχυση των μαγνητοσφαιρικών και ιονοσφαιρικών ρευμάτων (βλ. επίσης ενότητα 7.3) και σε χρονικά μεταβαλλόμενα μαγνητικά πεδία στο επίπεδο του εδάφους, τα οποία, όταν φτάσουν σε υψηλά επίπεδα, παράγουν GIC. Για μεγάλο χρονικό διάστημα, μόνο περιοχές μεγάλου γεωγραφικού πλάτους θεωρούνταν ότι κινδύνευαν από αυτά τα ρεύματα, αλλά πρόσφατες μελέτες δείχνουν ότι σημαντική δραστηριότητα GIC εμφανίζεται και σε χώρες μεσαίου γεωγραφικού πλάτους, όπως η Ισπανία [8].

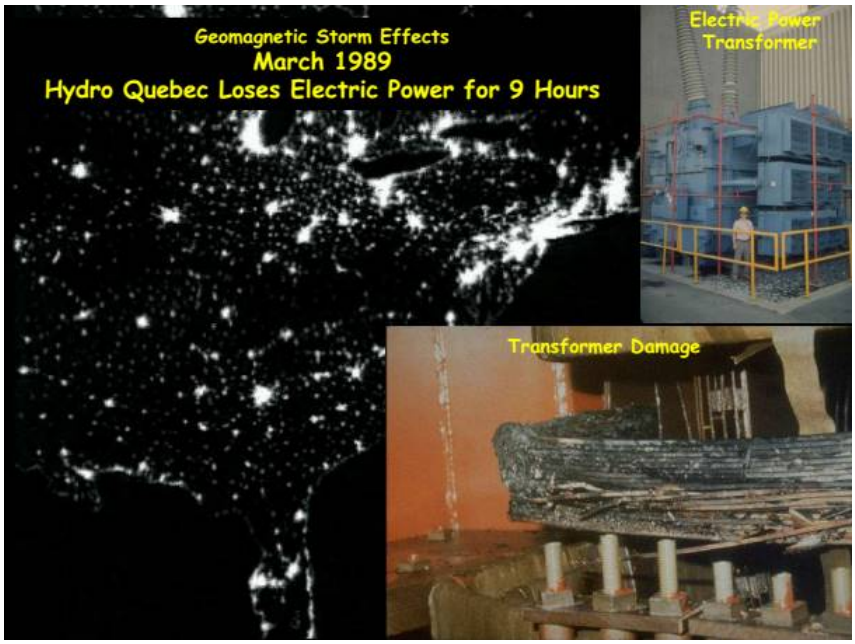
Σε θαμμένους αγωγούς (π.χ. φυσικού αερίου), τα GICs προκαλούν ισχυρές διαφορές δυναμικού ανάμεσα στον αγωγό και το έδαφος (pipe-to-soil voltage ή PSV), συμβάλλοντας έτσι τόσο στη διάβρωση όσο και στις έρευνες ελέγχου της διάβρωσης και των συστημάτων προστασίας. Τα GICs μπορούν επίσης να προκαλέσουν πρόβλημα σε τηλεπικοινωνιακές συσκευές, ενώ προβλήματα έχουν αναφερθεί επίσης και στη λειτουργία του σιδηροδρομικού δικτύου [9]. Στα δίκτυα ηλεκτρικής ενέργειας, τα GICs προκαλούν κορεσμό των μετασχηματιστών, ο οποίος τείνει να παραμορφώνει και να αυξάνει το ρεύμα διέγερσης. Αυτό με τη σειρά του συνεπάγεται αρμονικές στον ηλεκτρισμό, ανεπιθύμητες διακοπές ρελέ, μεγάλη κατανάλωση άεργου ισχύος, διακυμάνσεις τάσης κ.λπ., οδηγώντας τελικά σε πιθανή διακοπή λειτουργίας ολόκληρου του συστήματος και σε μόνιμη βλάβη των μετασχηματιστών. Το πιο διάσημο, και καταστροφικό, παράδειγμα της επίδρασης των GICs αποτελεί το επεισόδιο του 1989 στο Κεμπέκ του Καναδά. Αυτό το επεισόδιο αποτελεί ένα από τα πιο χαρακτηριστικά παραδείγματα της επίδρασης του διαστημικού καιρού, όχι μόνο σε σχέση με τα GICs, αλλά και γενικότερα στη γήινη καθημερινότητα.

Στις 13 Μαρτίου 1989 ολόκληρη η επαρχία του Κεμπέκ του Καναδά υπέστη διακοπή ρεύματος. Αυτό ήταν και το τελικό (και πιο ισχυρό) αποτέλεσμα σε μια αλυσίδα επεισοδίων που ξεκίνησαν με την έκλαμψη (X4.5) που έλαβε χώρα την Παρασκευή 10 Μαρτίου 1989. Οι δύο CMEs που εκτοξεύθηκαν, ακολουθώντας την έκλαμψη, προκάλεσαν αύξηση της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου μέχρι περίπου 1,000 km/s [10]! Αμέσως παρατηρήθηκαν ραδιοπαρεμβολές βραχέων κυμάτων, συμπεριλαμβανομένης της εμπλοκής ραδιοφωνικών σημάτων από το Radio Free Europe στη Ρωσία. Μάλιστα, θεωρήθηκε ότι τα σήματα είχαν μπλοκαριστεί από το Κρεμλίνο (ο ψυχρός πόλεμος ήταν ακόμη ενεργός το 1989). Τα ξημερώματα της Τρίτης 13 Μαρτίου, η CME έφτασε στη Γη, προκαλώντας φαντασμαγορικό σέλας, που ήταν ορατό ακόμα και στην Κούβα. Η μα-

γνητική διαταραχή ήταν απίστευτα ισχυρή, με τον δείκτη Dst να φτάνει ακόμη και τα -700 nT, ενώ ο δείκτης AL έδειξε επαναλαμβανόμενες και ισχυρές υποκαταιγίδες φτάνοντας τα -2,500 nT αρκετές φορές μέσα σε ένα 24ωρο. Αναμενόμενα, οι ισχυρές διαταραχές του μαγνητικού πεδίου δημιούργησαν GICs στο μεγαλύτερο μέρος της Βόρειας Αμερικής. Λίγο μετά τις 2:44 τα ξημερώματα της 13ης Μαρτίου, τα ρεύματα βρήκαν αδυναμία στο ηλεκτρικό δίκτυο του Κεμπέκ. Σε λιγότερο από 2 λεπτά, ολόκληρο το ηλεκτρικό δίκτυο του Κεμπέκ έχασε την ισχύ του. Κατά τη διάρκεια του μπλακ άουτ 12 ωρών που ακολούθησε, εκατομμύρια άνθρωποι βρέθηκαν ξαφνικά σε σκοτεινά κτίρια γραφείων, υπόγειες σήραγγες πεζών και σε ακινητοποιημένα ασανσέρ. Οι περισσότεροι ξυπνούσαν σε κρύα σπίτια για πρωινό. Το μπλακ άουτ έκλεισε επίσης σχολεία και επιχειρήσεις, κράτησε κλειστό το μετρό του Μόντρεαλ κατά την πρωινή ώρα αιχμής και έκλεισε το αεροδρόμιο Dorval (`https://www.nasa.gov/topics/earth/features/sun_darkness.html`). Φυσικά τα φαινόμενα δεν περιορίστηκαν στο Κεμπέκ. Η New York Power έχασε 150 μεγαβάτ, τη στιγμή που το ηλεκτρικό δίκτυο του Κεμπέκ έκλεισε (σχήμα 11.4). Το New England Power Pool έχασε 1,410 μεγαβάτ την ίδια περίπου στιγμή. Η εξυπηρέτηση σε 96 επιχειρήσεις κοινής ωφελείας ηλεκτρισμού στη Νέα Αγγλία διακόπηκε. Σε όλες τις Ηνωμένες Πολιτείες περισσότερα από 200 προβλήματα στο δίκτυο ηλεκτρικής ενέργειας ξέσπασαν μέσα σε λίγα λεπτά από την έναρξη της καταιγίδας της 13ης Μαρτίου, χωρίς όμως να προκαλέσουν μπλακάουτ. Σε όλα αυτά θα πρέπει να συνυπολογίσουμε και τις άμεσες επιπτώσεις στο γεωδιάστημα, όπως αυτή του τηλεπικοινωνιακού δορυφόρου TDRS-1 της NASA, που κατέγραψε περισσότερες από 250 ανωμαλίες καθώς σωματίδια υψηλής ενέργειας εισέβαλαν στα ευαίσθητα ηλεκτρονικά του δορυφόρου. Ακόμη και το διαστημικό λεωφορείο Discovery είχε τα δικά του «μυστηριώδη προβλήματα» αφού ένας αισθητήρας σε μια από τις δεξαμενές που παρείχε υδρογόνο σε μια κυψέλη καυσίμου έδειχνε ασυνήθιστα υψηλή πίεση στις 13 Μαρτίου. Το πρόβλημα φυσικά εξαφανίστηκε μετά την υποχώρηση της ηλιακής καταιγίδας. Ο αντίκτυπος του διαστημικού καιρού στην παγκόσμια οικονομία μελετήθηκε πρόσφατα [11]. Περιοριζόμενος στις συστημικές επιπτώσεις της αποτυχίας και της διακοπής του συστήματος μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας, «για ένα συμβάν παρόμοιο με του Κεμπέκ του 1989, οι παγκόσμιες οικονομικές επιπτώσεις θα κυμαίνονταν από 2.4 έως 3.4 τρισεκατομμύρια δολάρια σε ένα χρόνο». Αυτή η ανάλυση εξετάζει τις επιπτώσεις από ένα παγκόσμιο επεισόδιο (παρόμοιας ισχύος με την καταιγίδα της 13ης Μαρτίου του 1989) και προϋποθέτει διακοπή διάρκειας ενός έτους με βάση τους υποτιθέμενους μεγάλους χρόνους που απαιτούνται για την αντικατάσταση κατεστραμμένων μετασχηματιστών.

Παρ' όλα αυτά, το επεισόδιο της 13ης Μαρτίου του 1989 δεν αποτελεί το χειρότερο δυνατό σενάριο. Η ισχυρότερη καταγεγραμμένη καταιγίδα είναι το Carrington event (1 με 2 Σεπτεμβρίου του 1859), η οποία προκάλεσε τεράστια προβλήματα στο δίκτυο τηλεγράφων της εποχής σε όλη την Ευρώπη και τη Βόρεια Αμερική, τα οποία είτε βγήκαν εκτός λειτουργίας, προκαλώντας σε ορισμένες περιπτώσεις ηλεκτροσόκ στους τηλεγραφητές, είτε μπορούσαν να συνεχίσουν να στέλνουν και να λαμβάνουν μηνύματα, παρά το γεγονός ότι είχαν αποσυνδέσει τα τροφοδοτικά τους. Πρόσφατες μελέτες έδειξαν ότι ο δείκτης Dst για το συγκεκριμένο επεισόδιο έφτασε μέχρι και τα -850 nT [12]! Είναι σαφές επίσης ότι μια τέτοια γεωμαγνητική καταιγίδα θα μπορούσε να προκαλέσει πολύ σημαντικά προβλήματα στις σύγχρονες τεχνολογικές υποδομές τόσο στο διάστημα όσο και στην επιφάνεια του πλανήτη μας, ενώ το παγκόσμιο κόστος θα ξεπερνούσε κατά πολύ αυτό του επεισοδίου του Κεμπέκ.

Ο υπολογισμός των GICs σε μια τεχνολογική υποδομή χωρίζεται σε μέρη: α) το γεωφυσικό μέρος, στο οποίο γίνεται ο προσδιορισμός της οριζόντιας συνιστώσας του γεωηλεκτρικού πεδίου, και β) το μηχανικό μέρος, στο οποίο γίνεται ο υπολογισμός των GIC που ρέουν λόγω του γεωηλεκτρικού πεδίου. Το πρώτο μέρος είναι ίδιο για όλα τα συστήματα, ενώ το δεύτερο εξαρτάται κατά πολύ από το είδος του δικτύου. Παρ' όλα αυτά το πρώτο μέρος είναι και το πιο δύσκολο, αφού τα ιονόσφαιρα-μαγνητοσφαιρικά ρεύματα αλλά και η αγωγιμότητα της Γης δεν είναι γνωστά με ακρίβεια, και ακόμη κι αν ήταν γνωστά, οι ακριβείς τύποι δεν θα επέτρεπαν αρκετά γρήγορους υπολογισμούς που απαιτούνται για σκοπούς πρόβλεψης.



Σχήμα 11.4: Η καταστροφή του μετασχηματιστή στο Salem New Jersey Nuclear Plant λόγω της γεωμαγνητικής καταιγίδας στις 13 Μαρτίου 1989. Μόνο το κόστος του μετασχηματιστή ανερχόταν στα 10 εκατομμύρια δολάρια. Πηγή: `https://spectrum.ieee.org/nasa-to-test-upgraded-earth-models-for-solar-storm-threat`.

11.1.2.1 Προσδιορισμός της οριζόντιας συνιστώσας του γεωηλεκτρικού πεδίου

Τα GIC υπολογίζονται συνήθως σε συστήματα με περιορισμένο χωρικό εύρος, επομένως το τυπικό σύστημα συντεταγμένων είναι το καρτεσιανό, με x, y, z να δείχνουν προς βορρά, ανατολή και κατακόρυφα προς τα κάτω, αντίστοιχα. Ας υποθέσουμε, τώρα, ότι το πρωτεύον ηλεκτρομαγνητικό πεδίο (που προέρχεται από ιονοσφαιρικές και μαγνητοσφαιρικές πηγές) είναι ένα επίπεδο κύμα, που διαδίδεται κατακόρυφα προς τα κάτω και ότι η Γη είναι ομοιόμορφη με ηλεκτρική διαπερατότητα ϵ, μαγνητική διαπερατότητα μ και αγωγιμότητα σ. Από τις εξισώσεις του Maxwell και λαμβάνοντας υπόψη μοναδική συχνότητα ω το ηλεκτρικό πεδίο δίνεται από:

$$E_y = -\frac{\mu\omega}{\mu_0 k} \cdot B_x \tag{11.1}$$

όπου $k = \sqrt{\omega^2\mu\epsilon - i\omega\mu\sigma}$ και μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Επειδή, στα γεωηλεκτρικά συστήματα $\sigma \gg \omega\epsilon$ και $\mu \sim \mu_0$, η εξίσωση 11.1 γίνεται:

$$E_y = -\sqrt{\frac{\omega}{\mu_0\sigma}} \cdot B_x \cdot e^{i\frac{\pi}{4}} \tag{11.2}$$

Η εξίσωση 11.2 υποθέτει ότι το ρεύμα μετατόπισης είναι αμελητέο, το οποίο είναι αποδεκτό λόγω της πολύ μικρής συχνότητας ($f < 1$ Hz) σε αυτά τα συστήματα. Επίσης, μας δείχνει ότι ο λόγος του ηλεκτρικού προς το μαγνητικό πεδίο αυξάνεται με αυξανόμενη συχνότητα και μειώνεται με αυξανόμενη αγωγιμότητα. Αν τώρα, εφαρμόσουμε τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier, καταλήγουμε:

$$E(t) = -\frac{1}{\sqrt{\pi\mu_0\sigma}} \int_0^\infty \frac{g(t-u)}{\sqrt{u}} du \tag{11.3}$$

όπου $g(t)$ η πρώτη χρονική παράγωγος του μαγνητικού πεδίου. Η παραπάνω προσέγγιση φυσικά λαμβάνει συγκεκριμένες υποθέσεις κι έχει αντίστοιχα μειονεκτήματα. Για παράδειγμα, η υπόθεση ενός επίπεδου κύματος είναι μια υπεραπλούστευση στην περίπτωση περιοχών σε υψηλά γεωμαγνητικά πλάτη, όπου τα ιονοσφαιρικά ρεύματα είναι εξαιρετικά ισχυρά. Επίσης, η αγωγιμότητα της Γης δεν μεταβάλλεται μόνο στον

κατακόρυφο άξονα αλλά και στο επίπεδο x-y, ενώ η τιμή της δεν είναι σταθερή, αλλά μεταβάλλεται ανάλογα με το στρώμα του εδάφους.

11.1.2.2 Υπολογισμός των GICs

Για τον υπολογισμό των GICs πρέπει να λάβουμε υπόψη μας τόσο τη φύση του γεωηλεκτρικού πεδίου όσο και την κατασκευή των δικτύων ισχύος. Το γεωηλεκτρικό πεδίο γενικά δεν είναι ένα πεδίο δυναμικού, το οποίο σημαίνει ότι δεν υπάρχει μία τιμή για το δυναμικό επιφανείας και η τάση μεταξύ δύο σημείων στην επιφάνεια της Γης εξαρτάται από τη διαδρομή κατά την οποία ολοκληρώνεται το γεωηλεκτρικό πεδίο [7]. Επίσης, τα δίκτυα ισχύος είναι τριφασικά συστήματα, έτσι ώστε οι γραμμές μεταξύ των κόμβων να αποτελούνται στην πραγματικότητα από τρεις παράλληλους αγωγούς και ο κόμβος είναι η περιοχή όπου οι αγωγοί έρχονται σε επαφή με τις περιελίξεις του μετασχηματιστή. Η αντίσταση γείωσης ενός κόμβου είναι το άθροισμα της (ολικής) αντίστασης των περιελίξεων, της αντίστασης ενός πιθανού αντιδραστήρα ουδέτερου σημείου και της πραγματικής αντίστασης γείωσης του σταθμού.

Με τα παραπάνω υπόψη μπορούμε να υπολογίσουμε την τάση σε έναν αγωγό ολοκληρώνοντας το ηλεκτρικό πεδίο στο μήκος S του αγωγού ως:

$$V_S^0 = \int_S E \cdot dS \tag{11.4}$$

11.1.3 Βιολογικές επιπτώσεις του διαστημικού καιρού

11.1.3.1 Επιπτώσεις της σωματιδιακής ακτινοβολίας σε πληρώματα διαστημοπλοίων

Στην ενότητα 11.1.1, περιγράψαμε λεπτομερώς τις επιπτώσεις της σωματιδιακής ακτινοβολίας σε διαστημικές τεχνολογικές υποδομές. Εκτός όμως των επιπτώσεων της σωματιδιακής ακτινοβολίας στα συστήματα ενός δορυφόρου, η ανθρώπινη έκθεση στην ακτινοβολία είναι μία από τις κύριες ανησυχίες για την εξερεύνηση του διαστήματος. Αν και οι βασικοί παράγοντες αυτής της ακτινοβολίας είναι γνωστοί (γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες και ηλιακά πρωτονικά επεισόδια), μία έκθεση του Εθνικού Συμβουλίου για την προστασία από την ακτινοβολία και τις μετρήσεις (NCRP) της Αμερικής ανέφερε: «Τα αποδεκτά επίπεδα κινδύνου για την εξερεύνηση του διαστήματος πέρα από την LEO δεν έχουν καθοριστεί αυτή τη στιγμή και πρέπει να αντιμετωπιστούν πριν από την αποστολή επανδρωμένων αποστολών για τον αποικισμό του φεγγαριού ή στο βαθύ διάστημα, όπως μια αποστολή στον Άρη» [13].

Σε αποστολές εκτός της LEO, η δόση από ηλιακά πρωτόνια μέσα σε ένα διαστημόπλοιο μπορεί να φτάσει τα 100 mGy/h[1], αλλά μπορεί να φτάσει τα μέγιστα των 500 mGy/h κατά τη διάρκεια δραστηριοτήτων εκτός διαστημοπλοίου (Extra-Vehicular Activity ή EVA). Αυτού του είδους η ακτινοβολία απορροφάται από τους πιο επιφανειακούς ιστούς προκαλώντας κυρίως δερματικές βλάβες, αιματολογικές και ανοσολογικές δυσλειτουργίες. Η θωράκιση των στολών των αστροναυτών, αν και προσφέρει προστασία από άμεσες αλλοιώσεις του κεντρικού νευρικού συστήματος, δεν προστατεύει απόλυτα από τον κίνδυνο καρκίνου και τον εκφυλισμό των ιστών σε μακροχρόνια έκθεση. Οι δόσεις λόγω γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων, από την άλλη, είναι πολύ πιο σοβαρές. Για να δώσουμε ένα μέτρο του πόσο μεγάλες είναι οι παραπάνω δόσεις ακτινοβολίας, αναφέρουμε ότι μια ακτινογραφία θώρακα αντιστοιχεί σε δόση 0.05 mGy, ενώ η σάρωση από τους ανιχνευτές ενός αεροδρομίου σε 0.0001 mGy. Χαρακτηριστικά, η μέγιστη ετήσια δόση ασφαλείας για πολίτες είναι 5 mGy τον χρόνο, δηλαδή όσο 100 ακτινογραφίες!

Στον πίνακα 11.2 αναφέρονται οι επιπλοκές στην ανθρώπινη υγεία για διάφορα επίπεδα δόσεων σωματιδιακής ακτινοβολίας.

Τα σωματίδια υψηλού ατομικού αριθμού (Z) και ενέργειας, όπως ο σίδηρος (Z = 26), είναι ιδιαίτερα επι-

[1]Το Gray (Gy) είναι μονάδα μέτρησης της δόσης ακτινοβολίας και αντιπροσωπεύει την ποσότητα που ακτινοβολία, οποιουδήποτε είδους, εναποθέτει ενέργεια 1 Joule ανά kg υλικού. Αντί του Gy, χρησιμοποιείται επίσης και η μονάδα Sievert (Sv), όπου 1 Gy=1 Sv.

Πίνακας 11.2: Πιθανές επιπλοκές στην ανθρώπινη υγεία για διάφορα επίπεδα δόσεων σωματιδιακής ακτινοβολίας.

Δόση (Gy)	**Πιθανές επιπλοκές**
0.5	Μη εμφανείς βραχυπρόθεσμες επιπλοκές
0.8-1.2	10% πιθανότητα εμετού και ναυτίας για λίγες μέρες
1.3-1.7	25% πιθανότητα εμετού και άλλων συμπτωμάτων
1.8-2.2	50% πιθανότητα και άλλων σοβαρών συμπτωμάτων
2.7-3.3	20% πιθανότητα θανάτου σε 6 εβδομάδες
4-5	50% πιθανότητα θανάτου
5.5-7.5	100% πιθανότητα θανάτου
>10	Άμεση ανικανότητα και θάνατος μέσα σε μια εβδομάδα ή λιγότερο

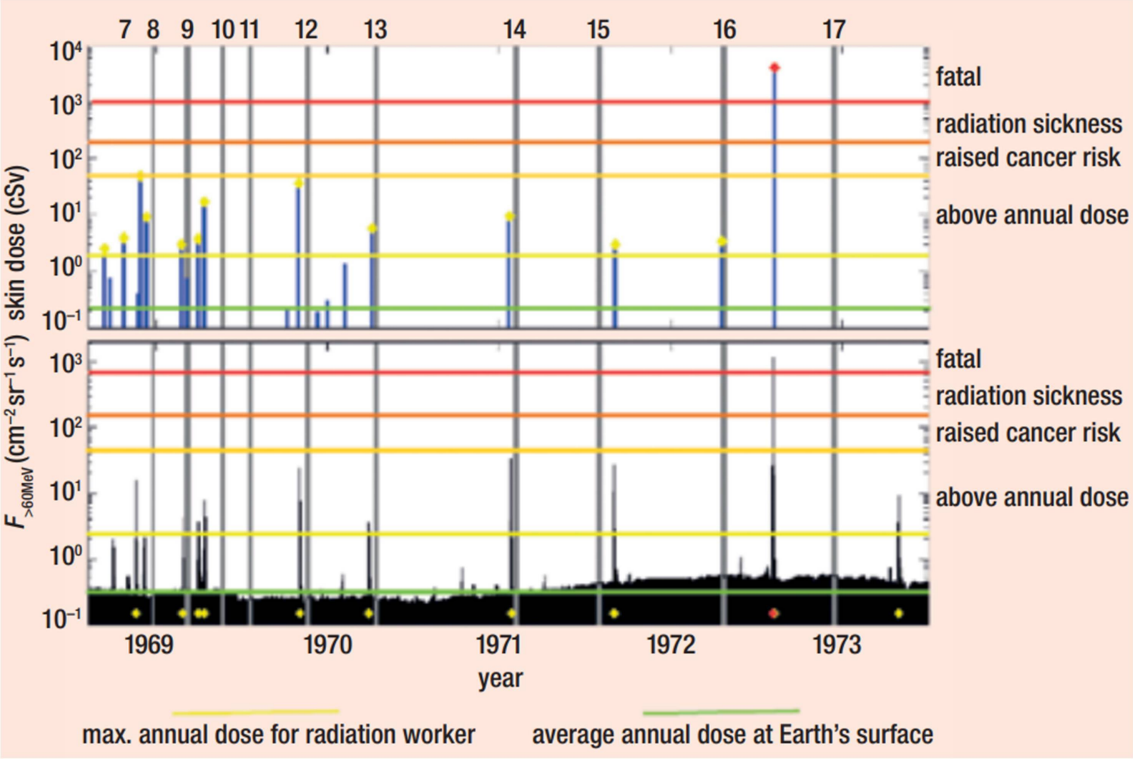
κίνδυνα, επειδή κάθε σωματίδιο μπορεί να προκαλέσει βλάβη στο κυτταρικό DNA, που είναι δύσκολο να ιαθεί και κανένα λογικό πάχος υλικού θωράκισης δεν μπορεί να τα σταματήσει με ασφάλεια. Η ενέργεια των σωματιδίων αυτών τους επιτρέπει να διεισδύσουν πολύ βαθιά σε βιολογικούς ιστούς, καθώς και σε άλλα οργανικά και ανόργανα υλικά. Επιπρόσθετα, η θωράκιση του διαστημοπλοίου είναι μόνο εν μέρει αποτελεσματική, αφού η αύξηση του πάχους των ασπίδων οδηγεί στην παραγωγή υψηλών επιπέδων δευτερογενούς ακτινοβολίας, η οποία μπορεί να απορροφηθεί ακόμη πιο εύκολα από τους βιολογικούς ιστούς.

Κατά τη διάρκεια μιας αποστολής στον Άρη που θα διαρκέσει 600 ημέρες στο ηλιακό ελάχιστο, εκτιμάται ότι θα υπήρχαν 220 διελεύσεις πρωτονίων και 22 He^{++} κοσμικών ακτίνων στον πυρήνα κάθε κυττάρου του ανθρώπινου σώματος, καταλήγοντας σε μια αποτελεσματική συνολική δόση 300 mGy [14]. Αυτή η δόση ξεπερνάει την εκτιμώμενη δόση ασφαλείας ενός ενήλικα καθ' όλη τη διάρκεια της ζωής του. Η αντίστοιχη εκτίμηση για ένα ταξίδι στον Πλούτωνα δίνει 700 mGy, περίπου ίση με μια δόση θεραπείας καρκίνου σε ολόκληρο το σώμα. Υπάρχουν όμως και επιπρόσθετα προβλήματα ακόμη και για κοντινότερα ταξίδια. Στην επιφάνεια της Σελήνης, τα δευτερεύοντα νετρόνια (δηλαδή η λευκαύγεια νετρονίων της σεληνιακής επιφάνειας) αυξάνουν την αποτελεσματική δόση κατά 1.5% για τα πρωτονικά επεισόδια και μεταξύ 14 και 24% για τις γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες στο ηλιακό μέγιστο και ελάχιστο, αντίστοιχα.

Αξίζει επίσης να αναφέρουμε ένα από τα πιο χαρακτηριστικά παραδείγματα στην ιστορία της διαστημικής εποχής, το οποίο θα μπορούσε να καταλήξει σε τραγωδία για τις επανδρωμένες διαστημικές αποστολές. Το πλήρωμα του Apollo 16 επέστρεψε στη Γη από τη Σελήνη στις 27 Απριλίου 1972 μετά από μια αποστολή 11 ημερών. Μόλις τρεις μήνες αργότερα, στις 4 Αυγούστου 1972, έλαβε χώρα ένα gradual SEP. Τέσσερις μήνες αργότερα, στις 7 Δεκεμβρίου 1972, εκτοξεύτηκε η τελευταία επανδρωμένη σεληνιακή αποστολή, το Apollo 17. Από τότε, δεν έχουν υπάρξει άλλες επανδρωμένες αποστολές εκτός της προστασίας του μαγνητικού πεδίου της Γης. Μεταγενέστερη ανάλυση των πιθανών βιολογικών επιπτώσεων στα ανθρώπινα πληρώματα του γεγονότος του Αυγούστου 1972 [15] αποκάλυψε δόσεις δέρματος που έφταναν τα 15 έως 20 Gy, ενώ ακόμη και μέσα στο διαστημόπλοιο, οι δόσεις του δέρματος θα μπορούσαν να φτάσουν τα 2 Gy. Είναι σαφές ότι αυτό το συμβάν θα είχε πολύ σοβαρές συνέπειες (βλ. επίσης σχήμα 11.5) είτε για το Apollo 16 είτε για το 17, αν συνέβαινε όταν οι αστροναύτες ήταν καθ' οδόν προς τη Σελήνη ή, ακόμη χειρότερα, κατά τη διάρκεια της EVA στη σεληνιακή επιφάνεια.

11.1.3.2 Επιπτώσεις της σωματιδιακής ακτινοβολίας σε πληρώματα αεροπλάνων

Εκτός από τις αναμενόμενες επιπτώσεις της σωματιδιακής ακτινοβολίας σε πληρώματα διαστημοπλοίων, λιγότερο επικίνδυνες αλλά εξίσου σημαντικές επιπτώσεις υπάρχουν και σε πληρώματα αεροσκαφών, κυρίως σε μεγάλες πτήσεις που περνούν κοντά από τους πόλους της Γης. Όπως περιγράψαμε στην ενότητα 7.2, το γήινο μαγνητικό πεδίο κοντά στους πόλους είναι ασθενέστερο (πολικές χοάνες) και τα φορτισμένα σωματίδια που



Σχήμα 11.5: Πάνω διάγραμμα: Η διακύμανση της αθροιστικής δόσης δέρματος πίσω από μια ασπίδα αλουμινίου πάχους 1 gm/cm^2. Κάτω διάγραμμα: Η ροή >60 MeV πρωτονίων. Οι υπολογισμοί έχουν γίνει εκτός της προστασίας του γεωμαγνητικού πεδίου. Οι κάθετες γκρίζες γραμμές δίνουν τις χρονικές περιόδους που οι αστροναύτες του Apollo ήταν εκτός της μαγνητόσφαιρας στον διαπλανητικό χώρο. Πηγή: Lockwood και Hapgood, 2007 [14].

προέρχονται από το διαπλανητικό διάστημα μπορούν να εισέλθουν ευκολότερα.

Σε μια πρόσφατη μελέτη του πρωτονικού γεγονότος στις 10 Σεπτεμβρίου του 2017, υπολογίστηκε ότι σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη και μεγάλα υψόμετρα (40.000 πόδια) οι ρυθμοί αποτελεσματικής δόσης αντιστοιχούσαν σε 3 μSv/h, ενώ για παρουσία 10 ωρών σε αυτή τη θέση ξεκινώντας από την έναρξη του συμβάντος, η συσσωρευμένη αποτελεσματική δόση από ηλιακά σωματίδια εκτιμήθηκε ότι είναι 25 μSv σε σύγκριση με μια αποτελεσματική δόση 72 μSv από τις γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες [16]. Τα αποτελέσματα αυτά δείχνουν ότι αυτές οι δόσεις, αν και είναι σχεδόν αμελητέες για πολίτες που ταξιδεύουν σπάνια με τέτοιες πτήσεις, μπορεί να είναι επιβλαβείς για πληρώματα αεροπλάνων που πετούν συχνά κοντά στους πόλους.

Τα κράτη μέλη της Ευρωπαϊκής Ένωσης απαιτούν αξιολόγηση της έκθεσης του πληρώματος αεροσκαφών όταν είναι πιθανόν να είναι μεγαλύτερη από 1 mSv/έτος, και προσαρμογή των ωρών εργασίας έτσι ώστε κανένα άτομο να μην υπερβαίνει τα 6 mSv/έτος (`https://www.cdc.gov/niosh/topics/aircrew/cosmicionizingradiation.html`).

11.1.3.3 Άλλες επιπτώσεις του διαστημικού καιρού στην ανθρώπινη υγεία

Από τα τέλη της δεκαετίας του 1980 και τις αρχές του 1990, υπήρξαν πολλές μελέτες που υποστήριξαν ότι η ηλιακή δραστηριότητα, και συνεπαγωγικά οι μεταβολές του γεωμαγνητικού πεδίου, μπορεί να επηρεάσει τους ζωντανούς οργανισμούς. Αυτός ο τομέας (βιογεωμαγνητική ή ηλιοβιολογία) γνώρισε ιδιαίτερη άνθηση τα επόμενα χρόνια, με αναρίθμητες μελέτες που έδειχναν στατιστικές συσχετίσεις ανάμεσα σε ηλιακές ή/και γεωμαγνητικές παραμέτρους με φυσιολογικές ή παθολογικές παραμέτρους, όπως ο καρδιακός ρυθμός, η αρτηριακή πίεση και ο μεταβολισμός του σώματος σε υγιή άτομα ή η ροή αίματος, οι καρδιαγγειακές και επιλη-

πτικές κρίσεις σε ασθενείς, καθώς και άλλου είδους διαταραχές στον ανθρώπινο οργανισμό (για μια εκτενή ανασκόπηση ο αναγνώστης παραπέμπεται στη μελέτη των Zenchenko & Breus[17]). Ο τομέας αυτός, αν και υποστηρίζεται από μια πλειάδα επιστημόνων, αντιμετωπίζεται με μεγάλο σκεπτικισμό από την παγκόσμια επιστημονική κοινότητα, με κύριο επιχείρημα το ότι οι μεταβολές του γεωμαγνητικού πεδίου είναι εξαιρετικά μικρές σε σύγκριση με τα ενδοκυτταρικά ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία και τόσο μικρές αναλογίες σήματος προς θόρυβο δεν θα μπορούσαν να οδηγήσουν σε μετρήσιμες αποκρίσεις στα βιολογικά συστήματα[2].

Σε αντιπαράθεση έχουν προταθεί διάφοροι μηχανισμοί στους οποίους η ένταση του πεδίου ή το πλάτος της ταλάντωσης δεν είναι απαραίτητα οι καθοριστικοί παράγοντες. Κάποια παραδείγματα περιλαμβάνουν: α) τα ρεύματα που προκαλούνται από χαμηλής συχνότητας ταλαντώσεις στο μέσο που περιβάλλει τα ζωντανά κύτταρα και προκαλούν ηλεκτροχημικές αλλοιώσεις στην κυτταρική μεμβράνη, β) τα επίπεδα ενέργειας των πρωτεϊνών που δεσμεύουν Ca επηρεάζονται από ένα μαγνητικό πεδίο που ταλαντώνεται σε συχνότητες 10-20 Hz (κυκλοτρονική συχνότητα ιόντων Ca^{++} που στη συνέχεια μεταβάλλει τους ρυθμούς χημικών αντιδράσεων και γ) το ίδιο το μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο δρα σε συστατικά στοιχεία ενός κυττάρου, όπως τα μαγνητοσώματα, επιτρέποντας τη διακυτταρική κίνηση ιόντων [18].

Τέλος, το γεγονός ότι οι περισσότερες μελέτες βασίζονται σε μεμονωμένα περιστατικά είτε στατιστικές με εξαιρετικά μικρό ή και αμφίβολο δείγμα περιπλέκει ακόμη περισσότερο τα αποτελέσματα. Αυτό σημαίνει ότι χρειάζονται πολύ πιο συντονισμένες προσπάθειες τόσο σε γεωγραφική κάλυψη όσο και σε στατιστικά σημαντικά δείγματα, αλλά και συνεργασία από επιστήμονες διαφόρων ειδικοτήτων, ώστε να μπορέσουμε να αποφανθούμε κατά πόσο ο διαστημικός καιρός και, φυσικά, οι μεταβολές του γεωμαγνητικού πεδίου μπορούν να επηρεάσουν άμεσα τον ανθρώπινο οργανισμό.

11.2 Πρόγνωση διαστημικού καιρού

Στο κεφάλαιο 8 περιγράψαμε αναλυτικά τη δυναμική των παγιδευμένων πληθυσμών της εσώτερης μαγνητόσφαιρας, η οποία οδηγεί σε ένα ευρύ φάσμα ενέργειας ενεργητικών ηλεκτρονίων, πρωτονίων αλλά και βαρύτερων ιόντων. Στη συνέχεια, στην ενότητα 11.1.1 περιγράψαμε λεπτομερώς τις διάφορες επιπτώσεις στις διαστημικές τεχνολογικές υποδομές που προκαλούνται από αυτούς τους ενεργειακούς πληθυσμούς. Με την ολοένα και αυξανόμενη εξάρτησή μας από τα δορυφορικά συστήματα (πλοήγηση, κλιματική παρακολούθηση, τηλεπικοινωνίες κτλ), η ανάγκη πρόβλεψης των διάφορων εκφάνσεων του διαστημικού καιρού είναι σήμερα (και θα συνεχίσει να είναι στο μέλλον) ζωτικής σημασίας.

Η πρόβλεψη του διαστημικού καιρού, κατ' αντιστοιχία με την πρόβλεψη του ατμοσφαιρικού καιρού, βασίζεται σε μια πληθώρα μοντέλων τα οποία είτε λειτουργούν αυτόνομα (για μια συγκεκριμένη περιοχή του γεωδιαστήματος ή για έναν συγκεκριμένο ενεργειακό πληθυσμό) είτε συνεργιστικά και χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες: τα data-driven μοντέλα και τα φυσικά (physics-based) μοντέλα. Από τη δεκαετία του 1990, με την αύξηση των διαθέσιμων δεδομένων (τόσο από δορυφόρους όσο και από επίγειους σταθμούς) τα διαθέσιμα μοντέλα έγιναν όλο και πιο εκλεπτυσμένα, ενώ η διαδεδομένη χρήση των εργαλείων μηχανικής μάθησης (Machine Learning) αλλά και της αφομοίωσης δεδομένων (data assimilation) πρόσφεραν νέες τεχνικές τόσο για τη βελτίωση των υπάρχοντων μοντέλων όσο και για τη δημιουργία νέων.

Φυσικά, οποιαδήποτε σύγκριση της πρόβλεψης του διαστημικού καιρού με την πρόβλεψη του ατμοσφαιρικού καιρού σταματά στις βασικές ιδέες που διέπουν τα μοντέλα αυτά, αφενός γιατί η φυσική του διαστήματος είναι μια νέα και, ακόμα, δυναμική επιστήμη σε σχέση με τη φυσική της ατμόσφαιρας. Αφετέρου, γιατί η πρόβλεψη του διαστημικού καιρού έγκειται στην πρόβλεψη της δυναμικής ενός πολύπλοκου συστήματος ηλεκτρομαγνητικών πεδίων και φορτισμένων σωματιδίων (Ήλιος-ηλιακός άνεμος-μαγνητόσφαιρα) που καλύπτει ένα τεράστιο χωροχρονικό πλαίσιο και, πιο σημαντικό, για το οποίο έχουμε πολύ λιγότερα δεδομένα στη διάθεσή μας. Αυτή η πολυπλοκότητα αυξάνεται επιπλέον, εφόσον η πρόβλεψη θα πρέπει να περιλαμβάνει

[2]Ως ένα απλό παράδειγμα, η ένταση του γεωμαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης στον ισημερινό είναι περίπου 0.3 G και οι συνήθεις μεταβολές του σε μια ισχυρή καταιγίδα είναι της τάξης των 10^{-3} G, ενώ ένα μαγνητάκι ψυγείου έχει μαγνητικό πεδίο της τάξεως των 5 G.

και το αποτέλεσμα του γεωδιαστημικού περιβάλλοντος στις διάφορες υποδομές (τόσο στις επίγειες όσο και στο διάστημα). Έτσι, μπορούμε να χωρίσουμε τα μοντέλα πρόβλεψης σε τρεις μεγάλες κατηγορίες [19]:

1. Αυτά που σκοπεύουν στην πρόβλεψη του ίδιου του διαστημικού περιβάλλοντος (διαπλανητικό διάστημα, μαγνητόσφαιρες πλανητών, ηλιακό στέμμα κτλ).

2. Αυτά που σκοπεύουν στην πρόβλεψη των φυσικών αποτελεσμάτων της αντίστοιχης περιοχής.

3. Αυτά που σκοπεύουν στην πρόβλεψη των επιπτώσεων στις υποδομές.

Ένα σύγχρονο λειτουργικό μοντέλο περιλαμβάνει συνδυασμούς όλων των παραπάνω με μια συνεργιστική λογική, δηλαδή η έξοδος (output) ενός μοντέλου αποτελεί την είσοδο (input) για το επόμενο, έως ότου φτάσουμε στο τελικό αποτέλεσμα, το οποίο είναι και το ζητούμενο από έναν χρήστη (χειριστές δορυφόρων, δίκτυα ισχύος, αεροπορία κτλ). Στις επόμενες υποενότητες θα δώσουμε ορισμένα παραδείγματα τόσο για data-driven όσο και για physics-based μοντέλα που στοχεύουν στην πρόβλεψη της δυναμικής των ζωνών ακτινοβολίας της Γης.

11.2.1 Physics-based μοντέλα

Η παραδοσιακή μέθοδος που χρησιμοποιείται από την επιστημονική κοινότητα για τους σκοπούς του προσδιορισμού αλλά και της πρόβλεψης της δυναμικής των πληθυσμών ενεργητικών σωματιδίων είναι να εμβαθύνει στην υποκείμενη φυσική του συστήματος, να κατανοήσει τις φυσικές διαδικασίες που εμπλέκονται και (ιδανικά) να παράγει ένα σύνολο εξισώσεων που θα μπορούσαν να επιτρέψουν τη μοντελοποίηση της χωροχρονικής εξέλιξης του συστήματος.

Τα μοντέλα που βασίζονται στη φυσική προσπαθούν να αντιμετωπίσουν το κινητικό πρόβλημα της ροής των φορτισμένων σωματιδίων εντός των ορίων της μαγνητόσφαιρας της Γης. Ως εκ τούτου, τα μοντέλα αυτά λύνουν την εξίσωση διάχυσης Fokker-Planck (βλ. επίσης ενότητα 5.4) στον χώρο των φάσεων (μ, K, L*), συλλαμβάνοντας ένα ευρύ φάσμα φυσικών διεργασιών, όπως π.χ. οι αλληλεπιδράσεις Coulomb με τα ηλεκτρόνια της πλασμόσφαιρας, η διάχυση γωνίας κλίσης λόγω αλληλεπιδράσεων κυμάτων-σωματιδίων και άλλες. Παραδείγματα τέτοιου μοντέλου είναι το μοντέλο Salammbô της ONERA [20, 21], το μοντέλο VERB [22] και το βρετανικό μοντέλο BAS-RB [23].

Το κύριο πλεονέκτημα των physics-based μοντέλων είναι ότι χρησιμοποιούν θεμελιώδεις φυσικές αρχές και, επομένως, θα πρέπει να μπορούν είτε να αναπαράγουν τη δυναμική των παγιδευμένων πληθυσμών σε παρελθοντικούς χρόνους είτε να την προβλέπουν, φυσικά δεχόμενα τα κατάλληλα δεδομένα εισόδου (δείκτης Kp, συντελεστές διάχυσης, οριακές συνθήκες ροής). Ένα σημαντικό μειονέκτημα, όσον αφορά στην πρόβλεψη, είναι ότι αυτά τα μοντέλα είναι συνήθως πολύπλοκα και αναπόφευκτα δεν μπορούν να συμπεριλάβουν όλες τις φυσικές διαδικασίες στην προσομοίωση, είτε γιατί το μοντέλο γίνεται υπολογιστικά πολύ «βαρύ» είτε γιατί, όπως συμβαίνει συχνά, οι φυσικές διαδικασίες που ελέγχουν ένα συγκεκριμένο σύστημα δεν έχουν γίνει πλήρως κατανοητές, γεγονός που μπορεί να παράγει λανθασμένα αποτελέσματα [24]. Ο υπολογιστικός χρόνος ενός μοντέλου είναι ιδιαίτερα κρίσιμος ειδικά σε περιπτώσεις που τα δεδομένα εισόδου είναι σε πραγματικό χρόνο (real-time data). Γι' αυτόν τον λόγο, μια έγκαιρη πρόβλεψη απαιτεί τη συνέργια διαφορετικών μοντέλων που καλύπτουν ένα μεγάλο χωροχρονικό εύρος του γεωδιαστήματος. Ένα τέτοιο φιλόδοξο εγχείρημα ξεκίνησε τον Ιανουάριο του 2020 με το ευρωπαϊκό πρόγραμμα SafeSpace. Το πρόγραμμα αυτό συνδυάζει μια πλειάδα μοντέλων που καλύπτουν ολόκληρη την περιοχή Ήλιος-Γη, ξεκινώντας με τη χαρτογράφηση και την διάδοση των ηλιακών διαταραχών στο διαπλανητικό διάστημα χρησιμοποιώντας τα μοντέλα Helio1D του Γαλλικού National Centre for Scientific Research (CNRS) και EUHFORIA CME evolution model του Πανεπιστημίου της Λουβένης. Τα μοντέλα αυτά παρέχουν ως έξοδο τις τιμές των παραμέτρων του ηλιακού ανέμου (ταχύτητα, πυκνότητα και μαγνητικό πεδίο) στο L1. Τα δεδομένα αυτά χρησιμοποιούνται στη συνέχεια από τρία μοντέλα της εσώτερης μαγνητόσφαιρας: το μοντέλο πλασμόσφαιρας του Royal Belgian Institute for Space Aeronomy, το μοντέλο κυμάτων VLF του Πανεπιστημίου της Πράγας και το

μοντέλο EMERALD για τους συντελεστές ακτινικής διάχυσης του Πανεπιστημίου της Αθήνας. Τα δεδομένα εξόδου από όλα τα παραπάνω μοντέλα λειτουργούν ως είσοδος για το μοντέλο Salammbô της ONERA, το οποίο τελικά προβλέπει τις ροές των ηλεκτρονίων της εξώτερης ζώνης Van Allen. Επειδή ακριβώς η όλη αλυσίδα της μοντελοποίησης ξεκινά από τις διαταραχές στον Ήλιο, ο εκτιμώμενος χρόνος πρόβλεψης υπολογίζεται στις 2-4 μέρες, δηλαδή αποτελεί μια εξαιρετικά σημαντική βελτίωση σε σχέση με τους συνήθεις χρόνους των μερικών ωρών από μεμονωμένα μοντέλα.

Ένα βασικό μειονέκτημα που προκύπτει από συνδυασμούς physics-based μοντέλων είναι τα σφάλματα στις προβλέψεις, τα οποία, καθώς διαδίδονται από το ένα μοντέλο στο άλλο, μπορούν να γίνουν εξαιρετικά σημαντικά. Ο τρόπος που χρησιμοποιείται για τη διόρθωση τέτοιων σφαλμάτων είναι η αφομοίωση δεδομένων (data assimilation). Αυτή η μέθοδος χρησιμοποιεί στατιστικές μεθόδους (π.χ. φίλτρα Kalman) ώστε να υπολογίσει κατανομές πιθανότητας για τα διαθέσιμα αποτελέσματα/προβλέψεις.

11.2.2 Data-driven μοντέλα

Τα data-driven μοντέλα μπορούν να χωριστούν σε δύο μεγάλες κατηγορίες: τα probabilistic μοντέλα, που χρησιμοποιούν ως είσοδο ένα μεγάλο όγκο δεδομένων ροής από μια πλειάδα δορυφόρων, και τα μοντέλα μηχανικής μάθησης (Machine Learning), που χρησιμοποιούν (κυρίως) δεδομένα παραμέτρων του ηλιακού ανέμου ή/και μαγνητοσφαιρικών δεικτών.

Η εμπειρική μοντελοποίηση ξεκίνησε στην αυγή της διαστημικής εποχής στις αρχές της δεκαετίας του ’60, χρησιμοποιώντας τα πρώτα δορυφορικά δεδομένα σωματιδιακής ακτινοβολίας από το αρχείο της NASA (Space Science Data Coordinated Archive) και στα πλαίσια του προγράμματος Trapped Radiation Environment Model Program (TREMP), που παρήγαγε μια μεγάλη σειρά επιτυχημένων μοντέλων από το AE1 έως AE8 και από το AP1 έως το AP8 για ηλεκτρόνια και πρωτόνια, αντίστοιχα, ενώ οι τελευταίες εκδόσεις [25] εξακολουθούν να θεωρούνται τα βιομηχανικά πρότυπα. Η τελευταία ενσάρκωση σε αυτή τη μεγάλη σειρά μοντέλων των ΗΠΑ είναι το μοντέλο AE9 [26], το οποίο κατασκευάστηκε για πρώτη φορά το 2012 από το US Air Force Research Laboratory (AFRL) των ΗΠΑ, με την τελευταία δημόσια έκδοση να κυκλοφορεί το 2017. Η φιλοσοφία των μοντέλων αυτών έγκειται στη συγκέντρωση των διαθέσιμων δεδομένων, τα οποία και χρησιμοποιούν για την παραγωγή εκτιμήσεων για τις ροές ηλεκτρονίων (μοντέλα AE) και πρωτονίων (μοντέλα AP), είτε με τη μορφή πινάκων αναζήτησης είτε με την προσαρμογή (fitting) απλών αναλυτικών τύπων. Αντί για γεωγραφικές συντεταγμένες, τα μοντέλα χρησιμοποιούν ένα πλέγμα γενικευμένων μαγνητικών συντεταγμένων, συνήθως ενέργεια, B/B_{eq} και L, το οποίο είναι πιο κατάλληλο για να περιγράψει τις αδιαβατικές κινήσεις των διαφόρων πληθυσμών (βλ. επίσης κεφάλαιο 3).

Το γαλλικό εθνικό ερευνητικό κέντρο αεροδιαστημικής έρευνας (Office National d’Etudes et de Recherches Aérospatiales-ONERA) έχει συμμετάσχει ενεργά στη μοντελοποίηση των πληθυσμών των παγιδευμένων ενεργητικών σωματιδίων εδώ και πολλά χρόνια και έχει δημιουργήσει μια μεγάλη σειρά data-driven μοντέλων, μερικά από τα οποία είναι εστιασμένα σε μια συγκεκριμένη τροχιά ή μια συγκεκριμένη περιοχή ενδιαφέροντος μέσα στη μαγνητόσφαιρα, όπως το IGE-2006 για τη γεωσύγχρονη τροχιά, τα MEO-V1 και MEO-V2 για τη MEO και το SLOT για την περιοχή της σχισμής (slot region). Τελευταία έχουν ενσωματωθεί πολλά τέτοια τοπικά μοντέλα σε ένα ενιαίο, παγκόσμιο πλαίσιο, που οδηγεί στο μοντέλο Global Radiation Earth Environment (GREEN) [27]. Η Ελλάδα σε συνεργασία με την ESA έχει επίσης συμμετάσχει ενεργά στη μοντελοποίηση των πληθυσμών των παγιδευμένων ενεργητικών σωματιδίων με μοντέλα όπως το Slot Region Radiation Environment Model [28] για ηλεκτρόνια (135 keV - 5.17 MeV) στην περιοχή σχισμής ($2< L* <3.5$).

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 11.1.1, ένας από τους πολλούς κινδύνους που αντιμετωπίζουν οι δορυφόροι όταν εκτίθενται σε ακτινοβολία είναι η εσωτερική φόρτιση. Τα ηλεκτρόνια πρέπει να έχουν αρκετή ενέργεια για να μπορούν να παρακάμψουν οποιαδήποτε θωράκιση και να διεισδύσουν στα διηλεκτρικά και επίσης πρέπει να παρουσιάζουν αυξημένες ροές για αρκετές ώρες. Για αυτούς τους λόγους, τα παραδοσιακά μοντέλα ακτινοβολίας που εστιάζουν στις μέσες τιμές της ροής ηλεκτρονίων δεν είναι κατάλληλα και χρειάζονται πιο συγκεκριμένα, που έχουν σχεδιαστεί ειδικά για να συλλαμβάνουν αυτά τα χαρακτηριστικά. Τέτοια είναι η

σειρά μοντέλων της ESA FLUMIC, καθώς και το πιο πρόσφατο μοντέλο MOBE-DIC [29].

Όλα τα παραπάνω μοντέλα βασίζονται σε ένα μεγάλο πλήθος δεδομένων ροής ηλεκτρονίων (ή πρωτονίων) από το οποίο μπορούν να υπολογίσουν μακροπρόθεσμες στατιστικές κατανομές. Επομένως, το προφανές πλεονέκτημά τους σε σχέση με τα physics-based μοντέλα είναι η πρόβλεψη των μακροπρόθεσμων επιπτώσεων της σωματιδιακής ακτινοβολίας. Ένα μειονέκτημα αυτών των μοντέλων είναι, ακριβώς το ότι χρειάζονται τεράστιο όγκο δεδομένων που να καλύπτουν όσο το δυνατόν μεγαλύτερο χωρικό εύρος (όλες τις δυνατές τροχιές) και όσο το δυνατόν μεγαλύτερο χρονικό εύρος. Για παράδειγμα, ένα μοντέλο το οποίο βασίζεται σε δεδομένα ροής μόνο από τον 24ο κύκλο (έναν σχετικά ασθενή ηλιακό κύκλο) θα έχει σημαντικές αποκλίσεις σε ιδιαίτερα ενεργές περιόδους. Ένα επιπλέον πρόβλημα σχετικό με τη χρησιμοποίηση μεγάλου όγκου δεδομένων είναι το γεγονός ότι όλες οι διαστημικές αποστολές έχουν περιορισμένο χρόνο ζωής. Επομένως, είναι αναγκαίο να χρησιμοποιηθούν δεδομένα από διαφορετικές αποστολές και, συνεπώς, διαφορετικά όργανα, τα οποία δεν αναμένεται να συμφωνούν απαραίτητα μεταξύ τους. Γι' αυτό τον λόγο, χρησιμοποιείται η διαδικασία της μεταξύ τους βαθμονόμησης (cross-calibration), η οποία όμως δεν είναι πάντα επιτυχής.

Όπως αναφέραμε παραπάνω, μια ιδιαίτερη κατηγορία μοντέλων είναι αυτά που χρησιμοποιούν (κυρίως) δεδομένα παραμέτρων του ηλιακού ανέμου ή/και μαγνητοσφαιρικών δεικτών. Η πιο απλή εκδοχή αυτών των μοντέλων χρησιμοποιεί (σχετικά) απλούς αναλυτικούς τύπους, τους οποίους προσαρμόζει (fit) σε μια βάση δεδομένων. Ένα παράδειγμα τέτοιου μοντέλου είναι το GEO model του πανεπιστημίου της Αθήνας [30], το οποίο χρησιμοποιεί τη σχέση:

$$J = e^{c_1 \cdot sMLT + c_2 \cdot cMLT + c_0} \cdot P_{SW}^{\alpha_1 + \beta_1 \cdot ln(P_{SW})} \cdot eBs^{\alpha_2 + \beta_2 \cdot ln(eBs)} \cdot V_{SW}^{\alpha_3 + \beta_3 \cdot ln(V_{SW})} \cdot IMF^{\alpha_4 + \beta_4 \cdot ln(IMF)} \qquad (11.5)$$

για να προβλέψει τις ροές των 30-600 keV ηλεκτρονίων στη γεωστατική τροχιά. Το βασικό πλεονέκτημα αυτών των μοντέλων είναι ότι χρησιμοποιώντας απευθείας παραμέτρους του ηλιακού ανέμου δεν υπόκεινται σε μεγιστοποίηση των σφαλμάτων, όπως στην περίπτωση της συνέργιας μοντέλων. Φυσικά, στις περισσότερες περιπτώσεις είναι εξαιρετικά δύσκολο μία και μόνο αναλυτική συνάρτηση να μπορεί να περιγράψει ένα τόσο πολύπλοκο σύστημα, όπως αυτό της εσώτερης μαγνητόσφαιρας, και γι' αυτό τα περισσότερα τέτοια μοντέλα μπορούν να περιγράψουν ένα μικρό χωρικό και ενεργειακό εύρος.

Η λύση στο παραπάνω πρόβλημα έχει δοθεί τα τελευταία χρόνια με τη χρησιμοποίηση τεχνικών μηχανικής μάθησης, όπως τα νευρωνικά δίκτυα (Neural Networks). Η εφαρμογή των τεχνικών μηχανικής μάθησης, γενικότερα στη Διαστημική Φυσική, έχει ανθήσει σημαντικά λόγω πολλών παραγόντων, που περιλαμβάνουν εξαιρετικά αυξημένους όγκους δεδομένων, σημαντικά βελτιωμένους αλγορίθμους που εφαρμόζονται σε ελεύθερες και ισχυρές βιβλιοθήκες, και σημαντικά πιο ισχυρό υπολογιστικό υλικό. Παραδείγματα τέτοιων μοντέλων για την πρόβλεψη της ροής ηλεκτρονίων στην εξώτερη μαγνητόσφαιρα αποτελούν το μοντέλο MERLIN [31], το οποίο προβλέπει ροές ηλεκτρονίων 120–600 keV στην τροχιά MEO, το μοντέλο ORIENT-R [32], το οποίο προβλέπει ροές ηλεκτρονίων > 1.8 MeV στην εξώτερη ζώνη ακτινοβολίας ($3< L <6$) και το μοντέλο του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών Sentinel [33], το οποίο προβλέπει ροές ηλεκτρονίων 0.033–4.062 MeV για $2.5< L <6$.

11.3 Ασκήσεις και προβλήματα

11.3.1 Σε ποιες τροχιές τα διαστημόπλοια είναι πιο ευάλωτα στην επιφανειακή φόρτιση και γιατί;

11.3.2 Ποιες είναι οι τροχιές ενδιαφέροντος για Single-Event Effects και ποιες για συνολική δόση ιονισμού (total ionizing dose) από ηλιακά πρωτονικά επεισόδια;

11.3.3 Σχεδιάζετε μια επανδρωμένη αποστολή στον Άρη. Ποια περιβάλλοντα θα πρέπει να λάβετε υπόψη σας και ποιοι είναι οι κίνδυνοι που διατρέχει τόσο το διαστημόπλοιο όσο και το πλήρωμα;

Βιβλιογραφία

[1] I. A. Daglis. *Effects of space weather on technology infrastructure*. Επιμέλεια υπό I. A. Daglis. 2004η έκδοση. NATO Science Series II. Dordrecht: Kluwer Academic, Δεκ. 2004. DOI: 10.1007/1-4020-2754-0.

[2] E. Daly, A. Glover και A. Hilgers. "Effects on spacecraft hardware and operations". Στο: *Springer Praxis Books*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007, σσ. 353–381. DOI: 10.1007/978-3-540-34578-7_12.

[3] E. J. Daly. "Outlook on space weather effects on spacecraft". Στο: *Effects of Space Weather on Technology Infrastructure*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2006, σσ. 91–108. DOI: 10.1007/1-4020-2754-0_5.

[4] J. L. Barth. "Prevention of spacecraft anomalies — the role of space climate and space weather models". Στο: *Effects of Space Weather on Technology Infrastructure*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2006, σσ. 123–145. DOI: 10.1007/1-4020-2754-0_7.

[5] D. N. Baker. "Specifying and forecasting space weather threats to human technology". Στο: *Effects of Space Weather on Technology Infrastructure*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2006, σσ. 1–25. DOI: 10.1007/1-4020-2754-0_1.

[6] D. N. Baker. "The occurrence of operational anomalies in spacecraft and their relationship to space weather". Στο: *IEEE Trans. Plasma Sci. IEEE Nucl. Plasma Sci. Soc.* 28.6 (2000), σσ. 2007–2016. DOI: 10.1109/27.902228.

[7] R. Pirjola. "Space weather effects on power grids". Στο: *Space Weather- Physics and Effects*. Springer Berlin Heidelberg, 2007, σσ. 269–288. DOI: 10.1007/978-3-540-34578-7_10. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-540-34578-7_10.

[8] J. M. Torta κ.ά. "Improving the modeling of geomagnetically induced currents in Spain". Στο: *Space Weather* 15.5 (2017), σσ. 691–703. DOI: https://doi.org/10.1002/2017SW001628. URL: https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017SW001628.

[9] R. Pirjola, A. Viljanen, A. Pulkkinen, S. Kilpua και O. Amm. "Ground Effects of Space Weather". Στο: *Effects of Space Weather on Technology Infrastructure*. Kluwer Academic Publishers, σσ. 235–256. DOI: 10.1007/1-4020-2754-0_13. URL: https://doi.org/10.1007/1-4020-2754-0_13.

[10] D. H. Boteler. "A 21st Century View of the March 1989 Magnetic Storm". Στο: *Space Weather* 17.10 (2019), σσ. 1427–1441. DOI: https://doi.org/10.1029/2019SW002278. URL: https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019SW002278.

[11] J. P. Eastwood κ.ά. "The Economic Impact of Space Weather: Where Do We Stand?" Στο: *Risk Analysis* 37.2 (2017), σσ. 206–218. DOI: https://doi.org/10.1111/risa.12765. URL: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/risa.12765.

[12] G. Siscoe, N.U. Crooker και C.R. Clauer. "Dst of the Carrington storm of 1859". Στο: *Advances in Space Research* 38.2 (Ιαν. 2006), σσ. 173–179. DOI: 10.1016/j.asr.2005.02.102. URL: https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.02.102.

[13] G. Onorato, E. Di Schiavi και F. Di Cunto. "Understanding the Effects of Deep Space Radiation on Nervous System: The Role of Genetically Tractable Experimental Models". Στο: *Frontiers in Physics* 8 (2020). ISSN: 2296-424X. DOI: 10.3389/fphy.2020.00362. URL: https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2020.00362.

[14] M. Lockwood και M. Hapgood. "The Rough Guide to the Moon and Mars". Στο: *Astronomy and Geophysics* 48.6 (Δεκ. 2007), σσ. 6.11–6.17. ISSN: 1366-8781. DOI: 10.1111/j.1468-4004.2007.48611.x. eprint: https://academic.oup.com/astrogeo/article-pdf/48/6/6.11/633644/48-6-6.11.pdf. URL: https://doi.org/10.1111/j.1468-4004.2007.48611.x.

[15] J. L. Parsons και L. W. Townsend. "Interplanetary Crew Dose Rates for the August 1972 Solar Particle Event". Στο: *Radiation Research* 153.6 (Ιούν. 2000), σσ. 729–733. ISSN: 0033-7587. DOI: 10.1667/0033-7587(2000)153[0729:ICDRFT]2.0.CO;2. URL: https://doi.org/10.1667/0033-7587(2000)153[0729:ICDRFT]2.0.CO;2.

[16] D. Matthiä, M. M. Meier και T. Berger. "The Solar Particle Event on 10-13 September 2017: Spectral Reconstruction and Calculation of the Radiation Exposure in Aviation and Space". Στο: *Space Weather* 16.8 (Αύγ. 2018), σσ. 977–986. DOI: 10.1029/2018sw001921. URL: https://doi.org/10.1029/2018sw001921.

[17] T. A. Zenchenko και T. K. Breus. "The Possible Effect of Space Weather Factors on Various Physiological Systems of the Human Organism". Στο: *Atmosphere* 12.3 (Μαρ. 2021), σ. 346. DOI: 10.3390/atmos12030346. URL: https://doi.org/10.3390/atmos12030346.

[18] J. G. Roederer. "Are magnetic storms hazardous to your health?" Στο: *Eos, Transactions American Geophysical Union* 76.44 (1995), σσ. 441–441. DOI: 10.1029/95eo00273. URL: https://doi.org/10.1029/95eo00273.

[19] D. Vassiliadis. "Forecasting space weather". Στο: *Springer Praxis Books*. Springer Berlin Heidelberg, σσ. 403–425. DOI: 10.1007/978-3-540-34578-7_14. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-540-34578-7_14.

[20] A. Varotsou κ.ά. "Simulation of the outer radiation belt electrons near geosynchronous orbit including both radial diffusion and resonant interaction with Whistler-mode chorus waves". Στο: *Geophysical Research Letters* 32.19 (Οκτ. 2005), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2005gl023282. URL: https://doi.org/10.1029/2005gl023282.

[21] A. Varotsou κ.ά. "Three-dimensional test simulations of the outer radiation belt electron dynamics including electron-chorus resonant interactions". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 113.A12 (Δεκ. 2008), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2007ja012862. URL: https://doi.org/10.1029/2007ja012862.

[22] D. A. Subbotin και Y. Y. Shprits. "Three-dimensional modeling of the radiation belts using the Versatile Electron Radiation Belt (VERB) code". Στο: *Space Weather* 7.10 (Οκτ. 2009), n/a–n/a. DOI: 10.1029/2008sw000452. URL: https://doi.org/10.1029/2008sw000452.

[23] S. A. Glauert, R. B. Horne και N. P. Meredith. "Three-dimensional electron radiation belt simulations using the BAS Radiation Belt Model with new diffusion models for chorus, plasmaspheric hiss, and lightning-generated whistlers". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 119.1 (Ιαν. 2014), σσ. 268–289. DOI: 10.1002/2013ja019281. URL: https://doi.org/10.1002/2013ja019281.

[24] J. Bortnik κ.ά. "Artificial Neural Networks for Determining Magnetospheric Conditions". Στο: *Machine Learning Techniques for Space Weather*. Elsevier, 2018, σσ. 279–300. DOI: 10.1016/b978-0-12-811788-0.00011-1. URL: https://doi.org/10.1016/b978-0-12-811788-0.00011-1.

[25] Vette J. I. *The AE-8 Trapped Electron Model Environment*. 1991. URL: https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19920014985/downloads/19920014985.pdf.

[26] G. P. Ginet κ.ά. "AE9, AP9 and SPM: New Models for Specifying the Trapped Energetic Particle and Space Plasma Environment". Στο: *Space Science Reviews* 179.1-4 (Μαρ. 2013), σσ. 579–615. DOI: 10.1007/s11214-013-9964-y. URL: https://doi.org/10.1007/s11214-013-9964-y.

[27] A. Sicard κ.ά. "GREEN: the new Global Radiation Earth ENvironment model (beta version)". Στο: *Annales Geophysicae* 36.4 (Ιούλ. 2018), σσ. 953–967. DOI: 10.5194/angeo-36-953-2018. URL: https://doi.org/10.5194/angeo-36-953-2018.

[28] I. Sandberg κ.ά. "Development and Validation of the Electron Slot Region Radiation Environment Model". Στο: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61.4 (Αύγ. 2014), σσ. 1656–1662. DOI: 10.1109/tns.2014.2304982. URL: https://doi.org/10.1109/tns.2014.2304982.

[29] A. Hands, K. Ryden, C. Underwood, D. Rodgers και H. Evans. "A New Model of Outer Belt Electrons for Dielectric Internal Charging (MOBE-DIC)". Στο: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62.6 (Δεκ. 2015), σσ. 2767–2775. DOI: 10.1109/tns.2015.2475134. URL: https://doi.org/10.1109/tns.2015.2475134.

[30] Ch. Katsavrias κ.ά. "On the Interplanetary Parameter Schemes Which Drive the Variability of the Source/Seed Electron Population at GEO". Στο: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 126.6 (Μάι. 2021). DOI: 10.1029/2020ja028939. URL: https://doi.org/10.1029/2020ja028939.

[31] A. G. Smirnov κ.ά. "Medium Energy Electron Flux in Earth's Outer Radiation Belt (MERLIN): A Machine Learning Model". Στο: *Space Weather* 18.11 (Οκτ. 2020). DOI: 10.1029/2020sw002532. URL: https://doi.org/10.1029/2020sw002532.

[32] X. Chu κ.ά. "Relativistic Electron Model in the Outer Radiation Belt Using a Neural Network Approach". Στο: *Space Weather* 19.12 (Δεκ. 2021). DOI: 10.1029/2021sw002808. URL: https://doi.org/10.1029/2021sw002808.

[33] C. Katsavrias κ.ά. "Radiation Belt Model Including Semi-Annual Variation and Solar Driving (Sentinel)". Στο: *Space Weather* 20.1 (Ιαν. 2022). DOI: 10.1029/2021sw002936. URL: https://doi.org/10.1029/2021sw002936.

Μέρος V

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Χ. Κατσαβριας
Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη
Ο μετασχηματισμός από το πεδίο του χρόνου στο πεδίο των συχνοτήτων είναι μια διαχρονική και ευρέως χρησιμοποιούμενη μεθοδολογία, που εφαρμόζεται, μεταξύ άλλων, στην ανάλυση σημάτων (χρονοσειρών), είτε συνεχών είτε διακριτών. Το κύριο πλεονέκτημα αυτού του τύπου μετασχηματισμών είναι η δυνατότητά τους να δίνουν έμφαση σε χαρακτηριστικά ενός σήματος που μπορεί να μην είναι παρατηρήσιμα στο πεδίο του χρόνου. Η φασματική ανάλυση είναι από τις πιο σημαντικές μεθόδους στη Διαστημική Φυσική, εφόσον είναι απαραίτητη για τον εντοπισμό και τον χαρακτηρισμό των ταλαντώσεων στο πλάσμα, δηλαδή των κυμάτων τα οποία ευθύνονται για τις μεταβολές στη δυναμική των φορτισμένων σωματιδίων. Σε αυτό το παράρτημα θα αναλύσουμε δύο ευρέως χρησιμοποιούμενες μεθόδους φασματικής ανάλυσης: την ανάλυση Fourier και την ανάλυση κυματιδίων (Wavelet).

A.1 Ανάλυση Fourier

Ο παλαιότερος, και πλέον γνωστός, μετασχηματισμός Fourier, εισήχθη από τον Joseph Fourier το 1822 [1]. Αυτός ο μετασχηματισμός παρέχει μια αποσύνθεση ενός σήματος σε μια βάση ορθογώνιων τριγωνομετρικών συναρτήσεων, οι οποίες δίνονται από τους τύπους του Euler:

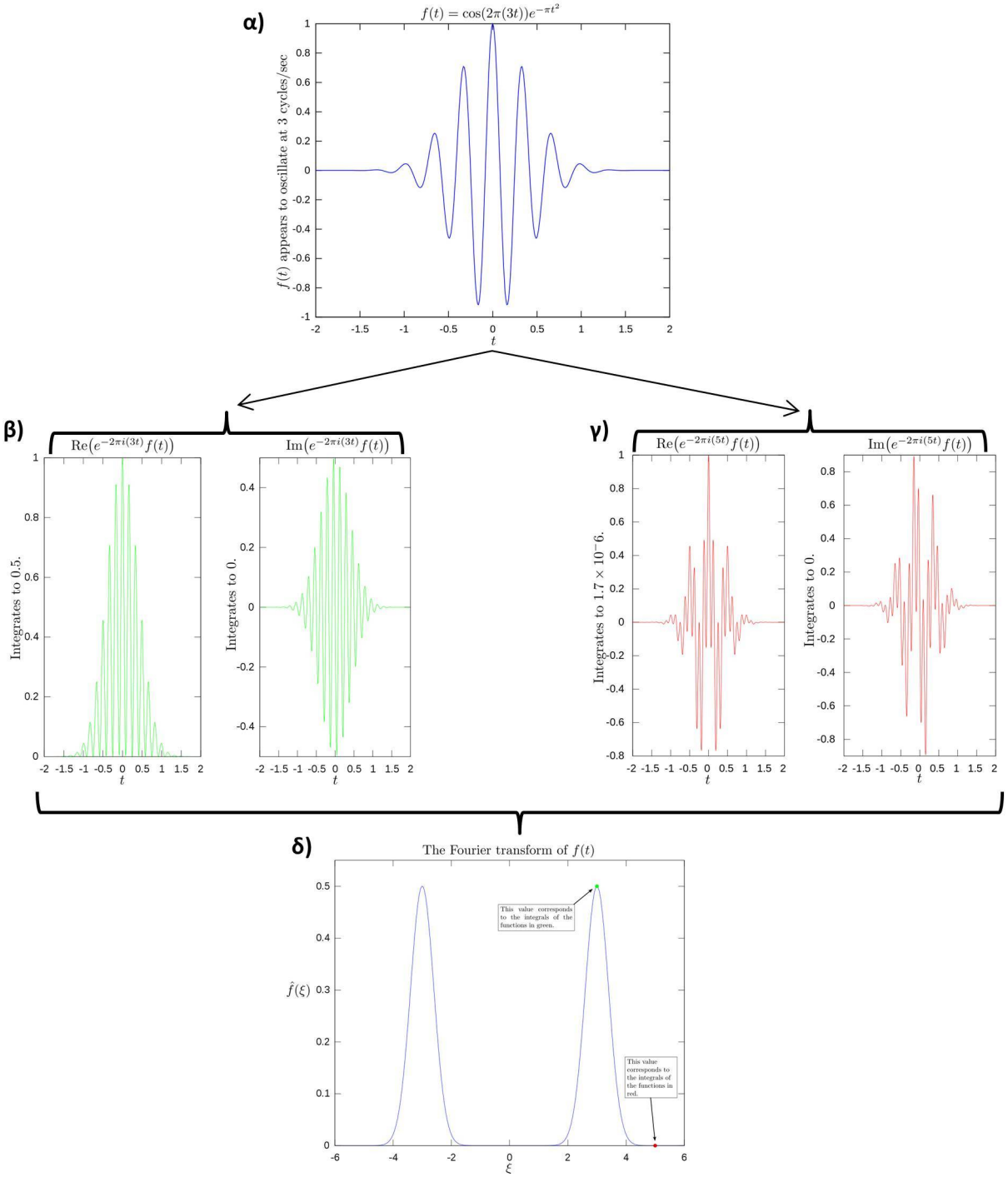
$$cos\theta = \frac{e^{i\theta} + e^{-i\theta}}{2}, \quad sin\theta = \frac{e^{i\theta} - e^{-i\theta}}{2} \tag{A.1}$$

Έτσι, αν υποθέσουμε ένα ημιτονοειδές σήμα με πλάτος A και συχνότητα f, ο μετασχηματισμός μέσω των τύπων του Euler θα είναι:

$$A = cos(2\pi ft) = \frac{A}{2}e^{i2\pi ft} + \frac{A}{2}e^{-i2\pi ft} \tag{A.2}$$

Ο μετασχηματισμός Fourier, από το πεδίο του χρόνου στο πεδίο των συχνοτήτων, δίνεται από τη σχέση:

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t}dt \tag{A.3}$$



Σχήμα Α.1: Σχηματική αναπαράσταση του μετασχηματισμού Fourier.

Για να δώσουμε ένα απλό παράδειγμα της λειτουργίας του μετασχηματισμού, ας υποθέσουμε ένα συνημίτονο με συχνότητα 3 Hz και πλάτος 1 (βλ. γράφημα α στο σχήμα Α.1), δηλαδή:

$$f(t) = cos(2\pi 3t) \cdot e^{-\pi t^2} \tag{A.4}$$

όπου το εκθετικό λειτουργεί σαν παράγοντας απόσβεσης του σήματος. Ο μετασχηματισμός Fourier του παραπάνω σήματος θα είναι:

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} cos(2\pi 3t) \cdot e^{-\pi t^2} \cdot e^{-i2\pi f t} dt \tag{A.5}$$

που με εφαρμογή των τύπων του Euler αναλύεται σε ένα πραγματικό κι ένα φανταστικό μέρος ως:

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} cos(2\pi 3t) \cdot cos(2\pi f t) \cdot e^{-\pi t^2} dt - i \int_{-\infty}^{\infty} cos(2\pi 3t) \cdot sin(2\pi f t) \cdot e^{-\pi t^2} dt \tag{A.6}$$

Αν αντικαταστήσουμε το f με την τιμή 3 (που γνωρίζουμε εξαρχής ότι είναι η συχνότητα του σήματος), οι ολοκληρώσιμες ποσότητες θα είναι αυτές του διαγράμματος β) του σχήματος A.1, όπου το ολοκλήρωμα του πραγματικού μέρους θα μας δώσει έναν αριθμό που θα αντιστοιχεί στο πλάτος της συχνότητας (διαγράμματος δ) του σχήματος A.1), ενώ το φανταστικό μέρος (συμμετρικό ως προς τον άξονα x) θα μηδενιστεί. Αντίθετα, αν αντικαταστήσουμε το f με την τιμή 5 (που δεν αντιπροσωπεύει τη συχνότητα του σήματος), τόσο το πραγματικό όσο και το φανταστικό μέρος της εξίσωσης μηδενίζονται (διαγράμμα γ του σχήματος A.1).

Πρέπει, επίσης, να σχολιάσουμε ότι στο διάγραμμα δ) του σχήματος A.1 εμφανίζονται τόσο η συχνότητα f όσο και η αρνητική f, ενώ το πλάτος μοιράζεται ανάμεσα στις δύο. Αυτό ισχύει λόγω του μετασχηματισμού του Euler, δηλαδή το πρόσημο της συχνότητας υποδηλώνει την κατεύθυνση ανάμεσα στο ημίτονο και το συνημίτονο, που αποτελούν τον εκθετικό παράγοντα.

Το παραπάνω παράδειγμα αφορούσε μια χρονοσειρά η οποία χαρακτηριζόταν από μία και μοναδική συχνότητα. Στην πράξη, τα περισσότερα αστροφυσικά σήματα έχουν πολύ πιο πολύπλοκο συχνοτικό περιεχόμενο. Για την ανάλυση αυτών των σημάτων χρησιμοποιούμε τον διακριτό μετασχηματισμό Fourier (Discrete Fourier Transform ή DFT). Ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier αποτελεί, ουσιαστικά, μια ανάλυση του σήματος σε σειρές Fourier ως:

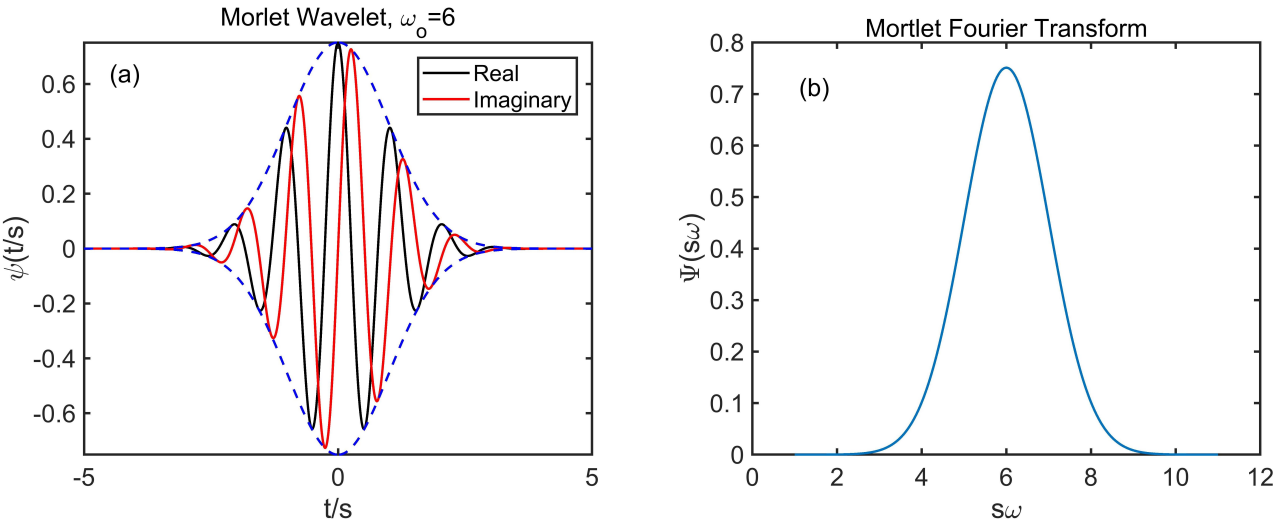
$$X_k = \sum_{j=0}^{N-1} x_j e^{i2\pi f_k t_j} = \sum_{j=0}^{N-1} x_j \left[cos(2\pi f_k t_j) - i \cdot sin(2\pi f_k t_j) \right] \tag{A.7}$$

όπου X_k οι μιγαδικοί συντελεστές Fourier και $f_k = k \cdot f_0$ τα ακέραια πολλαπλάσια της συχνότητας f_0. Στον διακριτό μετασχηματισμό Fourier η μέγιστη επιτρεπτή συχνότητα είναι η συχνότητα Nyquist ($f_{max} = \frac{1}{2\Delta t}$), με Δt την περίοδο δειγματοληψίας του σήματος, ενώ η ελάχιστη εξαρτάται από το χρονικό εύρος της χρονοσειράς $\left(f_{min} = \frac{1}{N \cdot \Delta t} \right)$. Τέλος, το τετράγωνο των συντελεστών Fourier μάς δίνει την ισχύ της εκάστοτε συχνότητας.

A.2 Ανάλυση κυματιδίων (Wavelet)

Αν και η ανάλυση Fourier μπορεί να μας δώσει πληροφορία για το συχνοτικό περιεχόμενο ενός σήματος με μεγάλη ακρίβεια, λόγω της μορφής των συναρτήσεων βάσης του μετασχηματισμού Fourier (συναρτήσεις Euler), το συχνοτικό φάσμα δεν είναι εντοπισμένο στον χρόνο, αλλά αντιπροσωπεύει μόνο το συνολικό συχνοτικό περιεχόμενο ενός σήματος. Αυτό είναι αποδεκτό, όσον αφορά τα στάσιμα και ψευδο-στάσιμα σήματα, αλλά όχι αρκετά χρήσιμο στην περίπτωση σημάτων που είναι εξαιρετικά δυναμικά στον χρόνο, όπως τα περισσότερα αστροφυσικά σήματα. Αν και, ιστορικά, έχουν υπάρξει πολλές προσπάθειες δημιουργίας ενός μετασχηματισμού που εντοπίζεται στον χρόνο (για περισσότερες πληροφορίες μπορείτε να ανατρέξετε στην ανασκόπηση των Katsavrias et al. [2]), στο παρόν παράρτημα θα αναφερθούμε στον μετασχηματισμό wavelet, που αποτελεί έναν από τους πιο γνωστούς και ευρέως χρησιμοποιούμενους μετασχηματισμούς στη διαστημική φυσική.

Η wavelet, $\phi(t)$, είναι μια συνάρτηση με μηδενική μέση τιμή που είναι εντοπισμένη τόσο στο πεδίο των συχνοτήτων όσο και στο πεδίου του χρόνου και αποτελεί τη βάση του μετασχηματισμού (basis function ή mother wavelet), με τον ίδιο τρόπο που οι μετασχηματισμοί του Euler αποτελούσαν τη βάση της ανάλυσης Fourier. Αν και μια πραγματική χρονοσειρά θα πρέπει να είναι ανεξάρτητη από την επιλογή των συναρτήσεων αυτών, η ανάλυση wavelet κάνει χρήση μιας συνάρτησης βάσης που μοιάζει σε μορφή με το σήμα. Έτσι, καθώς οι περισσότερες αστροφυσικές και γεωφυσικές χρονοσειρές περιγράφονται συνήθως από ημιτονοειδείς ταλαντώσεις, η πιο κοινή συνάρτηση βάσης είναι η Morlet wavelet [3], που αποτελείται από ένα μιγαδικό επίπεδο κύμα που διαμορφώνεται από μια Gaussian κατανομή (βλ. σχήμα A.2).



Σχήμα A.2: (a) Η συνάρτηση Morlet στο πεδίου του χρόνου και (b) η συνάρτηση Morlet στο πεδίο των συχνοτήτων. Πηγή: Katsavrias et al. 2022 [2].

Η συνάρτηση βάσης και ο αντίστοιχος μετασχηματισμός wavelet (για περισσότερες λεπτομέρειες ανατρέξτε στους [4, 5]) δίνονται από τις σχέσεις:

$$\psi_0(n) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} \exp\left(i\omega_o n - \frac{n^2}{2}\right) \tag{A.8}$$

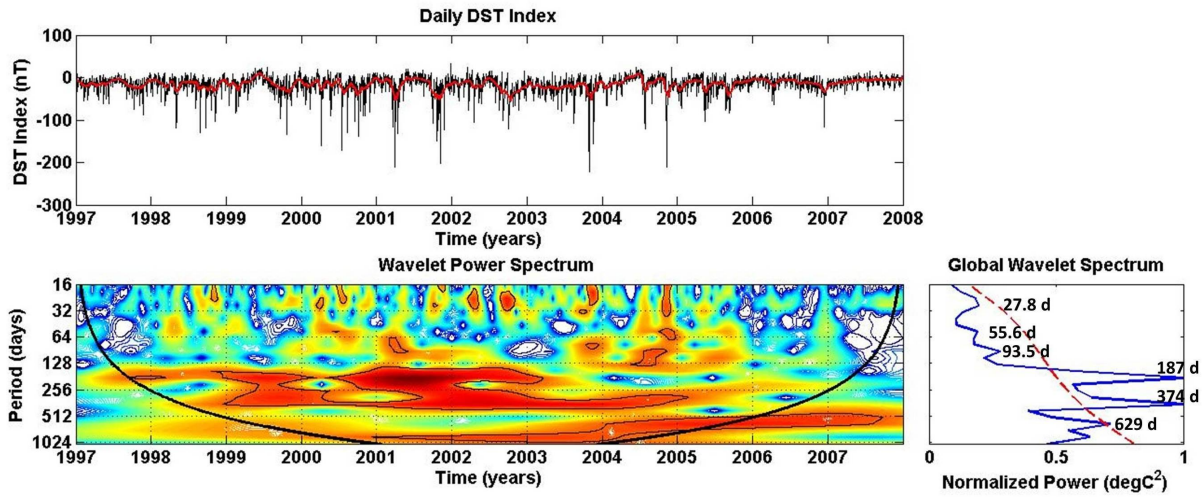
$$W_n^F(s) = \sqrt{\frac{\delta t}{s}} \cdot \sum_{n'=0}^{N-1} F_{n'} \psi_o^* \left(\frac{n'-n}{s}\delta t\right) \tag{A.9}$$

όπου ω_0 η αδιάστατη συχνότητα, n ο αδιάστατος χρόνος, s η κλίμακα χρόνου έτσι ώστε $n = s \cdot t$, και δt ο χρόνος δειγματοληψίας του σήματος. Τέλος, η ισχύς του συχνοτικού περιεχομένου του σήματος δίνεται από το $(W_n^F(s))^2$.

Έτσι, αναλύοντας ένα σήμα με μετασχηματισμό wavelet, μπορούμε να πάρουμε μια τρισδιάστατη απεικόνιση της ισχύος ως συνάρτηση της συχνότητας (ή της περιόδου) και του χρόνου. Ένα παράδειγμα φάσματος wavelet που χρησιμοποιεί τη συνάρτηση Morlet φαίνεται στο σχήμα A.3. Επιπλέον, η μέση τιμή του φάσματος της wavelet ως προς τον χρόνο (για κάθε συχνότητα) ονομάζεται ολικό φάσμα της wavelet (Global Wavelet Spectrum, $\left\|W_n^F(s)\right\|^2$) και προσομοιάζει ένα φάσμα Fourier. Το ολικό φάσμα της wavelet δίνεται από τη σχέση:

$$\overline{W^F(s)} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \left|W_n^F(s)\right|^2 \tag{A.10}$$

Αξίζει, τέλος, να αναφερθεί ότι ο μετασχηματισμός Morlet υπακούει στην κλασσική αρχή της αβεβαιότητας μεταξύ χρόνου και συχνότητας ($\Delta f \cdot \Delta t = 1/2$), που σημαίνει ότι όσο πιο ακριβής είναι ο προσδιορισμός της συχνότητας θα υπάρχει αβεβαιότητα στο πού εντοπίζεται η συχνότητα αυτή στον χρόνο.



Σχήμα Α.3: Παράδειγμα φάσματος wavelet στη χρονοσειρά του γεωμαγνητικού δείκτη Dst. Το πάνω διάγραμμα αντιστοιχεί στη χρονοσειρά του δείκτη Dst. Το κάτω και αριστερά διάγραμμα είναι το φάσμα της wavelet, το οποίο είναι χρωματικά κωδικοποιημένο, με το κόκκινο χρώμα να αντιστοιχεί στη μέγιστη ισχύ. Το κάτω και δεξιά διάγραμμα αντιστοιχεί στο ολικό φάσμα της wavelet (Global Wavelet Spectrum), ενώ η διακεκομμένη γραμμή προσδιορίζει το επίπεδο εμπιστοσύνης (confidence level) πάνω από 95%. Πηγή: Katsavrias et al. 2016 [6].

Βιβλιογραφία

[1] J. B. J. Fourier. *Théorie analytique de la chaleur*. Chez Firmin Didot, père et fils, 1822.

[2] C. Katsavrias, C. Papadimitriou, A. Hillaris και G. Balasis. "Application of Wavelet Methods in the Investigation of Geospace Disturbances: A Review and an Evaluation of the Approach for Quantifying Wavelet Power". Στο: *Atmosphere* 13.3 (Μαρ. 2022), σ. 499. DOI: 10.3390/atmos13030499. URL: https://doi.org/10.3390/atmos13030499.

[3] J. Morlet. "Sampling Theory and Wave Propagation". Στο: *Issues in Acoustic Signal Image Processing and Recognition*. Springer Berlin Heidelberg, 1983, σ. 233261. DOI: 10.1007/978-3-642-82002-1_12. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-642-82002-1_12.

[4] C. Torrence και G. P. Compo. "A Practical Guide to Wavelet Analysis." Στο: *Bulletin of the American Meteorological Society,* 79.1 (1998), σσ. 61–78. DOI: 10.1175/1520-0477(1998)079<0061:apgtwa>2.0.co;2.

[5] A. Grinsted, J. C. Moore και S. Jevrejeva. "Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series". Στο: *Nonlinear Processes in Geophysics,* 11 (2004), σσ. 561–566. DOI: 10.5194/npg-11-561-2004.

[6] Ch. Katsavrias, A. Hillaris και P. Preka-Papadema. "A wavelet based approach to Solar–Terrestrial Coupling". Στο: *Advances in Space Research* 57.10 (Μάι. 2016), σσ. 2234–2244. DOI: 10.1016/j.asr.2016.03.001. URL: https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.03.001.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

ΑΠΟ ΤΗ ΔΙΑΦΟΡΙΚΗ ΡΟΗ ΣΤΗΝ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΧΩΡΟΥ ΦΑΣΕΩΝ

Χ. Κατσαβριας

Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων

Περίληψη

Κατά την περιγραφή της εξίσωσης Vlasov αναφερθήκαμε στην έννοια της πυκνότητας στον χώρο των φάσεων (Phase Space Density - PSD). Το όφελος που προσφέρει η μελέτη της PSD σε φασικές συντεταγμένες (μ, K και L^*) σε σχέση με την κλασική μελέτη της ροής σε χωρικές συντεταγμένες ως προς τη γωνία κλίσης, έγκειται στο θεώρημα του Liouville που απαιτεί σταθερή PSD στον χώρο των φάσεων, δεδομένης της απουσίας εξωτερικών πηγών ή απώλειας πλάσματος. Μια υποτιθέμενη, λοιπόν, κλίση της PSD θα μας καταδείκνυε την παρουσία ενός εκ των δύο. Επιπρόσθετα, η μελέτη της PSD σε φασικές συντεταγμένες έχει το πλεονέκτημα να μπορεί να ξεχωρίζει τις αδιαβατικές από τις μη αδιαβατικές διεργασίες που συμβαίνουν σε μια μαγνητόσφαιρα επιτρέποντας τη σύγκριση μεταξύ διαφορετικών περιοχών της.

Β.1 Η έννοια της σωματιδιακής ροής

Η συνάρτηση κατανομής $f(\vec{r}, \vec{u}, t)$, που περιγράφηκε στο κεφάλαιο 4, αποτελεί μια θεωρητική περιγραφή του σωματιδιακού πληθυσμού, η οποία φυσικά δεν μπορεί να μετρηθεί παρατηρησιακά. Αντί της συνάρτησης κατανομής, μπορούμε να εκτιμήσουμε τη ροή (flux) των σωματιδίων, η οποία αποτελεί την πρώτη παράγωγο της συνάρτησης κατανομής ως προς την ταχύτητα.

Για την ακρίβεια, ένας ανιχνευτής σωματιδίων μετράει counts, δηλαδή παλμούς για κάθε σωματίδιο που προσπίπτει στην επιφάνεια του ανιχνευτή. Η σχέση που συνδέει αυτούς τους παλμούς με το φυσικό μέγεθος της ροής είναι:

$$j = \frac{dN}{dAdtd\Omega dE}\left[\frac{1}{cm^2 \cdot sec \cdot ster \cdot keV}\right] \tag{B.1}$$

Το μέγεθος j ονομάζεται διαφορική ροή μονής κατεύθυνσης (differential unidirectional flux) και ορίζεται ως ο αριθμός των σωματιδίων που περνάει κάθετα σε μια επιφάνεια εμβαδού dA, με στερεά γωνία $d\Omega$, στη μονάδα του χρόνου και ανά μονάδα κινητικής ενέργειας dE.

Φυσικά, όπως περιγράφηκε αναλυτικά στην ενότητα 10.1, ένας ανιχνευτής συνήθως αποτελείται από πολύπλοκες διατάξεις, που καθιστούν αδύνατον να μετρήσει απειροελάχιστο γωνιακό και ενεργειακό εύρος. Επομένως, είναι πιο βολικό να χρησιμοποιείται το μέγεθος της διαφορικής ροής σε όλες τις κατευθύνσεις (omnidirectional differential flux), που ορίζεται ως:

$$J = \int_{4\pi} jd\Omega\left[\frac{1}{cm^2 \cdot sec \cdot keV}\right] \tag{B.2}$$

Στις περιπτώσεις που ένας ανιχνευτής έχει καλά καθορισμένο ενεργειακό κατώφλι, άλλη μια βολική ποσότητα είναι η ολοκληρωμένη ροή σε όλες τις κατευθύνσεις (omnidirectional integral flux), που ορίζεται ως:

$$J = \int_{E_{min}}^{\infty} JdE\left[\frac{1}{cm^2 \cdot sec}\right] \tag{B.3}$$

B.2 Η πυκνότητα στον χώρο των φάσεων (Phase Space Density - PSD)

Σύμφωνα με το θεώρημα του Liouville, δεδομένης της απουσίας εξωτερικών πηγών ή απώλειας πλάσματος, η πυκνοτητα στον χώρο των φάσεων πρέπει να παραμένει σταθερή:

$$f(\vec{r},\vec{p},t) = \frac{dN}{dxdydzdp_xdp_ydp_z} = const \tag{B.4}$$

Ας υποθέσουμε τώρα ένα σωματίδιο που κινείται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου στον άξονα z. Τότε $dz = udt$ και $dxdy = dA$. Επίσης, $dp_xdp_ydp_z = p^2dpd\Omega$ και $udp = dE$. Αν αντικαταστήσουμε στην εξίσωση B.4, καταλήγουμε στη σχέση:

$$f(\vec{r},\vec{p},t) = \frac{dN}{p^2dAdtd\Omega dE} = \frac{j}{p^2} \tag{B.5}$$

Επομένως, γνωρίζοντας τη ροή των σωματιδίων και την ενέργειά τους, μπορούμε να υπολογίσουμε την πυκνότητα στον χώρο των φάσεων.

Στην περίπτωση σχετικιστικών ηλεκτρονίων (όπως αυτά της εξώτερης ζώνης Van Allen), η διαδικασία που ακολουθείται για τη μετατροπή των διαφορικών ροών σε PSD βασίζεται στους Chen et al. 2005 [1].

Αρχικά, παίρνουμε το ενεργειακό φάσμα των ηλεκτρονίων (διάγραμμα διαφορικής ροής ως προς την ενέργεια των καναλιών) και υπολογίζουμε την κατανομή του για κάθε χρονική στιγμή. Συνήθως, η κατανομή των υψηλοενεργειακών (MeV) ηλεκτρονίων είναι ένας απλός νόμος δύναμης[1], οπότε μπορούμε με μια απλή προσαρμογή (fitting) να υπολογίζουμε τις παραμέτρους A και γ.

$$j(E) = A \cdot E^{-\gamma}\left[\frac{1}{cm^2 \cdot ster \cdot \sec \cdot keV}\right] \tag{B.6}$$

όπου E η ονομαστική ενέργεια του κάθε καναλιού του οργάνου σε keV.

Η PSD συναρτήσει της ενέργειας δίνεται από τη σχέση:

[1]Η κατανομή νόμου δύναμης (power law distribution) αποτελεί την πιο χαρακτηριστική κατανομή για την περιγραφή των ενεργητικών ηλεκτρονίων. Προφανώς, ανάλογα με τον τύπο και την ενέργεια των προς μελέτη σωματιδίων (ηλεκτρόνια, πρωτόνια ή βαρύτερα σωματίδια), μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε διαφορετική κατανομή.

$$PSD(E) = 3.325 \times 10^{-8} \frac{j(E)}{E(E + 2m_0c^2)} \left[\left(\frac{c}{MeV \cdot cm} \right)^3 \right] \tag{B.7}$$

όπου m_0c^2= 0.511 MeV για τα ηλεκτρόνια, η ενέργεια είναι σε MeV, η διαφορική ροή όπως και στην εξίσωση B.6 και ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας χρησιμοποιείται για να μετατρέψει τις μονάδες σε αυτές που φαίνονται στην αγκύλη. Αντίστοιχα η πρώτη αδιαβατική αναλλοίωτη συναρτήσει της ενέργειας και της έντασης του μαγνητικού πεδίου δίνεται από τον τύπο:

$$\mu(E, B) = \frac{E(E + 2m_0c^2) \cdot \sin^2\alpha}{2 \cdot B \cdot m_0c^2} \left[\frac{MeV}{G} \right] \tag{B.8}$$

όπου η ενέργεια είναι σε MeV, α η pitch angle σε μοίρες και B το μαγνητικό πεδίο σε Gauss.

Για να μετατρέψουμε την PSD από συνάρτηση της ενέργειας σε συνάρτηση του μ θα πρέπει να υπολογίσουμε για ποιες τιμές της ενέργειας διατηρείται η μ. Με αυτό το σκεπτικό, η λύση της εξίσωσης B.8 ως προς την ενέργεια, για δεδομένη τιμή της μ, δίνει εκείνες τις τιμές της ενέργειας για να διατηρήται η πρώτη αδιαβατική αναλλοίωτη.

Βιβλιογραφία

[1] Y. Chen, R. H. W. Friedel, G. D. Reeves, T. G. Onsager και M. F. Thomsen. "Multisatellite determination of the relativistic electron phase space density at geosynchronous orbit: Methodology and results during geomagnetically quiet times". Στο: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 110, A10210 (Οκτ. 2005), σ. 10210. DOI: 10.1029/2004JA010895.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ

ΧΡΗΣΙΜΟΙ ΠΙΝΑΚΕΣ

Γ.1 Φυσικές σταθερές

Φυσική σταθερά	**Σύμβολο**	**Τιμή**	**Μονάδες (S.I.)**
Σταθερά Boltzmann	k_b	$1.3807 \cdot 10^{-23}$	J/K
Φορτίο ηλεκτρονίου	q	$1.6022 \cdot 10^{-19}$	C
Μάζα ηλεκτρονίου	m_e	$9.1094 \cdot 10^{-31}$	kg
Μάζα πρωτονίου	m_p	$1.6726 \cdot 10^{-27}$	kg
Ταχύτητα φωτός	c	$2.9979 \cdot 10^{8}$	m/s
Ηλεκτρική διαπερατότητα του κενού	ϵ_0	$8.8542 \cdot 10^{-12}$	F/m
Μαγνητική διαπερατότητα	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	H/m
Επιτάχυνση βαρύτητας	g	9.8067	m/s^2
Ακτίνα Ήλιου	R_S	$6.963 \cdot 10^{8}$	m
Μάζα Ήλιου	M_S	$1.99 \cdot 10^{30}$	kg
Επιφανειακή ενεργός θερμοκρασία	T	5770	K
Ηλιακή σταθερά	f	$1.36 \cdot 10^{3}$	$J \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
Μάζα Γης	M_E	$5.9722 \cdot 10^{24}$	Kg
Ακτίνα Γης	R_E	$6.371 \cdot 10^{6}$	m
Ένταση μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης (ισημερινός)	B_E	$3.11 \cdot 10^{-5}$	T
Αστρονομική μονάδα	AU	$1.50 \cdot 10^{11}$	m

Γ.2 Χρήσιμοι τύποι

Φυσική ποσότητα	Μαθηματικός τύπος (S.I.)
Μήκος Debye	$\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 \frac{k_b T}{nq^2}} = 69 \cdot \sqrt{\frac{T}{n}}$ (m)
Παράμετρος πλάσματος	$N_D = \frac{4\pi}{3} n \lambda_D^3 = 1.375 \cdot 10^6 n^{-1/2} T^{3/2}$
Συχνότητα πλάσματος (ηλεκτρόνια)	$\omega_e = \sqrt{\frac{n_0 q^2}{\epsilon_0 \cdot m_e}} = 56.38 \cdot \sqrt{n}$ (rad/s)
Συχνότητα πλάσματος (ιόντα)	$\omega_i = \sqrt{\frac{n_0 Z^2 q^2}{\epsilon_0 \cdot m_i}} = 5.378 \cdot 10^{-14} \cdot Z \sqrt{\frac{n}{m_i}}$ (rad/s)
Συχνότητα γυροκίνησης (ηλεκτρόνια)	$\omega_{ge} = \frac{qB}{m_e} = 1.76 \cdot 10^{11} \cdot B$ (rad/s)
Συχνότητα γυροκίνησης (ιόντα)	$\omega_{gi} = \frac{ZqB}{m_i}$ (rad/s)
Γυροακτίνα (ηλεκτρόνια)	$r_{ge} = \frac{m_e u}{qB} = 5.6875 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{u}{B}$ (m)
Γυροακτίνα (ιόντα)	$r_{gi} = \frac{m_i u}{ZqB}$ (m)
Θερμική ταχύτητα (ηλεκτρόνια)	$u_{th,e} = \sqrt{\frac{2k_b T_e}{m_e}} = 5507 \cdot \sqrt{T_e}$ (m/s)
Θερμική ταχύτητα (ιόντα)	$u_{th,i} = \sqrt{\frac{2k_b T_i}{m_i}}$ (m/s)
Ταχύτητα Alfvèn	$u_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}}$ (m/s)
Ταχύτητα ήχου ιόντων	$u_S = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma k_b T_i}{m_i}}$ (m/s)
Δυναμική πίεση πλάσματος	$P_{dyn} = \frac{1}{2} \rho u^2$ (N/m^2)
Μαγνητική πίεση πλάσματος	$P_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}$ (N/m^2)
Θερμική πίεση πλάσματος	$P_{th} = \sum_j n_j k_b T_j$ (N/m^2) με j=e,i
Παράμετρος β του πλάσματος	$\beta = \frac{P_{plasma}}{P_{mag}} = \frac{P_{dyn}+P_{th}}{P_{mag}}$
Μαγνητικός αριθμός Reynolds	$R_m = \frac{P_{plasma}}{P_{mag}}$
Περίοδος κίνησης αναπήδησης (ηλεκτρόνια)	$T_b = 0.15 \cdot \frac{L}{\sqrt{E}} \cdot [3.7\text{–}1.6 \cdot sin(\alpha_{eq})]$ (s) με E σε MeV
Περίοδος κίνησης αναπήδησης (πρωτόνια)	$T_b = 0.65 \cdot \frac{L}{\sqrt{E}} \cdot [3.7\text{–}1.6 \cdot sin(\alpha_{eq})]$ (s) με E σε MeV
Περίοδος κίνησης ολίσθησης	$T_d = \frac{367 \cdot 3{,}600}{E \cdot L \cdot [0.35 + 0.15 \cdot sin(\alpha_{eq})]}$ (s) με E σε keV

Γ.3 Μετατροπές μονάδων

Πρόθεμα	Σύμβολο	Μετατροπή
exa	E	$\times 10^{18}$
peta	P	$\times 10^{15}$
tera	T	$\times 10^{12}$
giga	G	$\times 10^{9}$
mega	M	$\times 10^{6}$
kilo	k	$\times 10^{3}$
hecto	h	$\times 10^{2}$
deca	da	$\times 10^{1}$
deci	d	$\times 10^{-1}$
centi	c	$\times 10^{-2}$
milli	m	$\times 10^{-3}$
micro	μ	$\times 10^{-6}$
nano	n	$\times 10^{-9}$
pico	p	$\times 10^{-12}$
femto	f	$\times 10^{-15}$
atto	a	$\times 10^{-18}$

Φυσική ποσότητα	Μονάδες (S.I.)	Μετατροπή
Ενέργεια	J	$1J = 10^{7}$ erg ή $1J = 1/q = 6.25 \cdot 10^{18}$ eV
Θερμοκρασία	K	$1K = 8.617 \cdot 10^{-5}$ eV
Μαγνητικό πεδίο	T	$1T = 10^{5}$ Gauss
Συχνότητα	Hz	$1Hz = 2\pi$ rad/s