ΑΡΙΣΤΟΤΕΛΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ



ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ, ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

Φιόρη-Αναστασία Μεταλληνού



Ανάπτυξη και Εξασθένηση Μαγνητικών Καταιγίδων στο Γεωδιάστημα

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Τριμελής	Ιωάννης-Χιού Σειραδάκης (Καθηγητής – Επιβλέπων)
Συμβουλευτική	Ιωάννης Δαγκλής (Διευθυντής Ερευνών)
Επιτροπή	Χαράλαμπος Βάρβογλης (Καθηγητής)

Θεσσαλονίκη, Δεκέμβριος 2008

Ευχαριστίες

Επιθυμώ να εκφράσω τις βαθύτερες ευχαριστίες μου στον επιβλέποντα της διατριβής Δρ. Ιωάννη Χ.- Σειραδάκη (Καθηγητή Τμήματος Φυσικής, Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης) για την καθοδήγηση, υπομονή και στήριξη που μου παρείχε. Η γνώση και η αφοσίωση με την οποία υπηρετεί την επιστήμη υπήρξαν για μένα οδηγός καθ' όλη την διάρκεια των σπουδών μου.

Ευχαριστώ θερμά το Δρ. Ιωάννη Δαγκλή (Διευθυντή Ερευνών και Διευθυντή του Ινστιτούτου Διαστημικών Εφαρμογών & Τηλεπισκόπησης στο Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών) για την ουσιαστική επίβλεψη, τη συνεχή καθοδήγηση και την αμέριστη συμπαράστασή του καθ' όλη τη διάρκεια της παρούσας διδακτορικής διατριβής. Η ανεκτίμητη εμπειρία, η γνώση και η διεθνής αναγνώριση του σε θέματα Διαστημικής Φυσικής συνέβαλλαν καταλυτικά στην ολοκλήρωση τις εργασίας αυτής. Με τις επίμονες προσπάθειές του και υποστήριξη, μου δόθηκε η ευκαιρία να συνεργαστώ και να ανταλλάξω ιδέες και γνώσεις με σημαντικούς επιστήμονες τόσο στην Ελλάδα, όσο και στο εξωτερικό. Οι συνεργασίες αυτές συνέβαλλαν αποτελεσματικά τόσο στο να φέρω εις πέρας την παρούσα Διατριβή, όσο και στη γενικότερη επιστημονική μου κατάρτιση.

Ευχαριστώ το Δρ. Χαράλαμπο Βάρβογλη (Καθηγητή Τμήματος Φυσικής, Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης) για τη στήριξη και συμβουλευτική του συμβολή, που μου παρείχε απλόχερα ό,ποτε τη χρειάστηκα.

Ευχαριστώ επίσης τους συνεργάτες μου στο εξωτερικό και στο εσωτερικό, η βοήθεια των οποίων συνέβαλλε σημαντικά στην πραγματοποίηση της έρευνας που περιγράφεται σε αυτήν τη διατριβή: **Dr. Dominique Delcourt** (CNRS Research scientist at the Centre d' Etude des Environnements Terrestre et Planétaires (CNRS-IPSL)), **Dr. Thomas Moore** (Deputy Director, Heliophysics Science Divsion, NASA/Goddard Space Flight Center), **Dr. Mei-Ching Fok** (Astrophysicist, Geospace Physics Laboratory, Heliophysics Science Division, NASA/Goddard Space Flight Center), τον Δρ. Νεκτάριο Κοζύρη (αναπληρωτή καθηγητή) και την **Ομάδα Υπολογιστικών Συστημάτων**, της Σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών (HMMY) του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. 2

Ευχαριστώ τον Δρ. Αναστάσιο Αναστασιάδη (Διευθυντή Ερευνών, Ινστιτούτο Διαστημικών Εφαρμογών και Τηλεπισκόπησης, Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών) για τα χρήσιμα σχόλιά του στην διάρκεια της συγγραφής της διδακτορικής μου διατριβής.

Ευχαριστώ το World Data Center for Geomagnetism, Kyoto καθώς και το STELab, Nagoya University, Toyokawa, στην Ιαπωνία, για την παροχή δεδομένων γεωμαγνητικών δεικτών. Ευχαριστώ επίσης το Edinburgh Parallel Computing Centre που με εισήγαγε στον παράλληλο προγραμματισμό, μέσω του προγράμματος HPC-Europa Transnational Access.

Θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στο Υπουργείο Παιδείας και Θρησκευμάτων, Ειδική Υπηρεσία Διαχείρισης Υπηρεσιακού Προγράμματος Εκπαίδευση & Αρχική Επαγγελματική Κατάρτιση, Ε.Π.Ε.Α.Ε.Κ. ΙΙ, για την πολύτιμη οικονομική στήριξη που παρείχε στην εκπόνηση της παρούσας διατριβής, μέσω του έργου «ΗΡΑΚΛΕΙΤΟΣ: ΥΠΟΤΡΟΦΙΕΣ ΕΡΕΥΝΑΣ ΜΕ ΠΡΟΤΕΡΑΙΟΤΗΤΑ ΣΤΗ ΒΑΣΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ».

Τέλος ευχαριστώ το Υπουργείο Ανάπτυξης, Γενική Γραμματεία Έρευνας και Τεχνολογίας, όπου επίσης συνέβαλε στην στήριξη της διατριβής μέσω του προγράμματος Ελληνο-Γαλλικής Ε&Τ Συνεργασίας: «Ρόλος του Ηλιακού Ανέμου και της Γήινης Ιονόσφαιρας στην Ανάπτυξη Μαγνητικών Καταιγίδων στο Γεωδιάστημα», καθώς επίσης για την υποδομή που παρείχε με το έργο: «Ανάπτυξη Πιλοτικών Εφαρμογών GRID για την Αξιοποίηση των Εθνικών Υποδομών Πλέγματος (GRID-APP)» η οποία υποστήριξε σημαντικά τις εργασίες της παρούσας διατριβής.

Περίληψη

Οι μαγνητικές καταιγίδες και μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες αποτελούν μερικές από τις σημαντικότερες εκφάνσεις γεωμαγνητικής δραστηριότητας. Το θέμα της σχέσης μεταξύ των δύο φαινομένων εξακολουθεί να διχάζει την επιστημονική κοινότητα, η οποία δεν έχει καταλήξει ακόμα σε γενικώς αποδεκτά συμπεράσματα. Στην παρούσα διδακτορική διατριβή πραγματευόμαστε το εν λόγω θέμα ακολουθώντας τις ακόλουθες προσεγγίσεις:

Αρχικά προσεγγίζουμε το πρόβλημα μέσω της μελέτης των γεωμαγνητικών δεικτών, μέθοδος ευρέως χρησιμοποιούμενη για την ερμηνεία και περιγραφή των μαγνητοσφαιρικών διαταραχών. Οι γεωμαγνητικοί δείκτες SYM-H και AL αποτελούν μέτρο της έντασης των μαγνητικών καταιγίδων και μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων αντίστοιχα. Κατά την μελέτη αυτή επέλεξα περιόδους έντονης γεωμαγνητικής δραστηριότητας και χρησιμοποίησα τις χρονοσειρές των γεωμαγνητικών δεικτών που περιγράφουν τα δύο φαινόμενα, όπως παρέχονται από το Παγκόσμιο Κέντρο Γεωμαγνητικών Δεδομένων του Κιότο (World Data Center for Geomagnetism, Kyoto). Καταλήξαμε στο συμπέρασμα ότι η ενεργειακή πυκνότητα που αντιστοιχεί στις μαγνητικές καταιγίδες συσχετίζεται ισχυρά με την ενεργειακή πυκνότητα που αντιστοιχεί στις μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες που λαμβάνουν χώρα την ίδια χρονική περίοδο. Οι μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες επομένως διαθέτουν δυναμικό ικανό να επηρεάσει την εξέλιξη μιας μαγνητικής καταιγίδας.

Έναν επιπλέον τρόπο προσέγγισης του εν λόγω προβλήματος αποτελεί η μελέτη της επιτάχυνσης και ενεργοποίησης φορτισμένων σωματιδίων εντός του γεωμαγνητικού πεδίου με τη χρήση κατάλληλων προτύπων. Βασικό χαρακτηριστικό των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων αποτελεί η ενεργοποίηση και μεταφορά ιόντων από το φύλλο πλάσματος προς την εσωτερική μαγνητόσφαιρα. Δορυφόροι έχουν παρατηρήσει εγχύσεις φορτισμένων σωματιδίων στη διάρκεια υποκαταιγίδων.

Έχει παρατηρηθεί ότι ένα από τα βασικά χαρακτηριστικά των μαγνητικών καταιγίδων, αποτελεί η ισχυροποίηση του δακτυλιοειδούς ρεύματος, καθώς φορτισμένα ιόντα συμβάλλουν στην ανάπτυξή του. Μελετάμε λοιπόν την ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος ακολουθώντας τα εξής σενάρια διαταραχής στη

4

μαγνητόσφαιρα: Στην πρώτη περίπτωση θέτουμε συνθήκες που ευνοούν την μεγάλης κλίμακας μεταφορά στη μαγνητόσφαιρα, κατάσταση που έχει παρατηρηθεί στη διάρκεια των μαγνητικών καταιγίδων. Ένας μεγάλος αριθμός ιόντων ξεκινά την πορεία του από το φύλλο πλάσματος διαγράφοντας διαφορετικές τροχιές, αναλόγως των αρχικών συνθηκών κάθε σωματιδίου. Κατά τη δεύτερη περίπτωση προσθέτουμε στην παραπάνω συνθήκη μια διαταραχή στην μαγνητόσφαιρα με τρόπο που να προσομοιάζει μια μαγνητοσφαιρική υποκαταιγίδα. Ακολουθούμε ξανά την ενεργοποίηση και μεταφορά του πληθυσμού των φορτισμένων σωματιδίων που και προηγουμένως ακολουθήσαμε. Σκοπός μας είναι η συγκριτική συμβολή του ανωτέρω πληθυσμού στην ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος στις δύο περιπτώσεις. Συμπεραίνουμε ότι η δημιουργία υποκαταιγίδας στη μαγνητόσφαιρα δημιουργεί επαγόμενα ρεύματα που παίζουν βασικό ρόλο στην επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων, αυξάνοντας την ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος, σε τιμές που η μεγάλης κλίμακας μεταφορά από μόνη της δεν μπορεί να επιτύχει. Η εργασία έρχεται σε συμφωνία και με προηγούμενες εργασίες (Ganushkina et al. 2005, Fok et al., 2006) οι οποίες χρησιμοποίησαν διαφορετικά μοντέλα προσέγγισης του ιδίου προβλήματος.

Ο κώδικας με τον οποίο ξεκίνησα να εργάζομαι στην διατριβή μου σε συνεργασία με τον D. Delcourt (Centre d' Etude des Environnements Terrestre et Planétaires, Paris), ο οποίος και τον ανέπτυξε, υπολογίζει την τροχιά ενός φορτισμένου σωματιδίου υπό μεταβολή του γεωμαγνητικού πεδίου μεταξύ δύο καταστάσεων μαγνητοσφαιρικής διαταραχής. Αρχικά βελτιώσαμε τον κώδικα έτσι ώστε να προσομοιώνει μια μαγνητική υποκαταιγίδα. Στην συνέχεια τον εφαρμόσαμε σε σειριακή μορφή σε ένα πληθυσμό σωματιδίων της μαγνητόσφαιρας και όχι σε μεμονωμένα σωματίδια. Το πλήθος των σωματιδίων που κάθε φορά εξετάζαμε καθορίζονταν από το πλήθος των βημάτων που θέταμε στις αρχικές συνθήκες (όπως ενέργεια, συντεταγμένες). Στην διάρκεια επίσκεψης μου στο Edinburgh Parallel Computing Centre (στα πλαίσια του HPC-Europa Transnational Access programme) παραλληλοποίησα τον κώδικα, ώστε να εφαρμόζεται σε δίκτυο υπολογιστών. Κατόπιν, σε συνεργασία με την Ομάδα Υπολογιστικών Συστημάτων, Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του ΕΜΠ, εφαρμόσαμε μεθόδους δρομολόγησης του κώδικα με σκοπό την επιλογή εκείνης που οδηγεί σε γρηγορότερα αποτελέσματα. Οι δε αρχικές τιμές των παραμέτρων που χαρακτηρίζουν κάθε ιόν, φρόντισα να παίρνουν τυχαίες τιμές, εντός ορισμένων διαστημάτων, τα οποία και καθορίζουν την περιοχή της μαγνητόσφαιρας από όπου τα ιόντα προέργονται. Η τροποποίηση αυτή προσδίδει το πλεονέκτημα της πιο ρεαλιστικής περιγραφής του φυσικού φαινομένου.

Σημαντική επίσης βελτίωση που αφορά στην πιο ρεαλιστική περιγραφή των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων αποτελεί η εισαγωγή περιοδικών υποκαταιγίδων στον κώδικα, καθώς οι περισσότερες από τις υποκαταιγίδες που έχουν παρατηρηθεί εμφανίζονται περιοδικά (και όχι μεμονωμένες). Το μέρος αυτό της εργασίας πραγματοποιήθηκε σε συνεργασία με το Geospace Physics Laboratory, Heliophysics Science Division, NASA/Goddard Space Flight Center, στη διάρκεια εργασίας μου στο ινστιτούτο. Καταλήξαμε ότι η εισαγωγή διαδοχικών διαταραχών που προσομοιάζουν μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες με συγκεκριμένη περίοδο, ότι δρα στην πιο αποτελεσματική ενεργοποίηση των ιόντων στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα.

Η συνέργια επομένως και των δύο μηχανισμών (μεγάλης κλίμακας μεταφορά και επιτάχυνση λόγω των επαγόμενων πεδίων που αναπτύσσονται στη διάρκεια των υποκαταιγίδων) συμβάλλουν στην ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος στην διάρκεια των μαγνητικών καταιγίδων, καθιστώντας το ρόλο των επαγόμενων πεδίων κρίσιμο στην διαδικασία αυτή.

Πίνακας Περιεχομένων

Ευγ	(αρισ	τίες	1
Пε	ͻίληϥ	/η	3
Πίν	ακας	; Περιεχομένων	6
Κα	τάλο	γος Σχημάτων	8
1	Eid	σαγωγή	13
	1.1	Κίνηση φορτισμένων σωματιδίων στο γεωμαγνητικό πεδίο	13
		1.1.1 Κίνηση φορτίου εντός ομογενούς μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου	14
		1.1.2 Κίνηση φορτίου σε ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο	18
		1.1.3 Αδιαβατικές αναλλοίωτες	23
	1.2	Η μαγνητόσφαιρα της Γης	28
		1.2.1 Δομή της γήινης μαγνητόσφαιρας	28
		1.2.2 Ρεύματα στη μαγνητόσφαιρα	39
2	Ma	ταφορά πλάσματος στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα	41
	2.1	Μεγάλης κλίμακας μεταφορά	41
	2.2	Ο ρόλος των επαγόμενων ηλεκτρικών πεδίων	51
3	Δυ	ναμικές διεργασίες στη μαγνητόσφαιρα	53
	3.1	Μαγνητικές καταιγίδες	53
	3.2	Μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες	62
		Περιοδικές υποκαταιγίδες	71
	3.3	Σχέση καταιγίδων - υποκαταιγίδων	72
4	Ma	λέτη των γεωμαγνητικών δεικτών	75
	4.1	Ανάλυση των δεδομένων	75

5	Mo	ντελοποίηση μαγνητικών καταιγίδων	83
	5.1	Μοντελοποίηση μαγνητικής καταιγίδας Περιγραφή του κώδικα	83
		5.1.1 Τροχιές μεμονωμένων σωματιδίων	87
		5.1.2 Περιοδικές υποκαταιγίδες	90
	5.2	Εφαρμογή του κώδικα σε παράλληλα υπολογιστικά συστήματα	100
		5.2.1 Αλγόριθμοι δρομολόγησης βρόγχων	101
6	Eφ	αρμογή σε πληθυσμούς σωματιδίων από το φύλλο πλάσματο	ος 105
	6.1	Μεμονωμένες υποκαταιγίδες	106
	6.2	Περιοδικές υποκαταιγίδες	111
Συμπεράσματα - Συζήτηση 115			115
Βιβλ	ιογρ	οαφία	119
Δημ	οσιε	ύσεις και Παρουσιάσεις	127

Κατάλογος Σχημάτων

Σχήμα 1-1:	Κυκλική κίνηση γύρω από σταθερό οδηγό κέντρο.	14
Σχήμα 1-2:	Κίνηση του οδηγού κέντρου ιόντων και ηλεκτρονίων.	
Σχήμα 1-3:	Κίνηση φορτίου υπό την επίδραση σταθερού μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου.	17
Σχήμα 1-4:	Μεταβολή της γυροακτίνας φορτίου με το μαγνητικό πεδίο.	18
Σχήμα 1-5:	Κίνηση φορτίου από ασθενές σε ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο.	19
Σχήμα 1-6:	Το μαγνητικό πεδίο της μαγνητικής φιάλης και παγίδευση φορτίων στο μαγνητικό πεδίο της Γης.	22
Σχήμα 1-7:	Οι επί μέρους κινήσεις φορτισμένων σωματιδίων στο μαγνητικό πεδίο της Γης.	24
Σχήμα 1-8:	Ολίσθηση φορτίου κάθετα στις δυναμικές γραμμές του γεωμαγνητικού πεδίου.	26
Σχήμα 1-9:	Διπολικό μαγνητικό πεδίο.	29
Σχήμα 1-10:	Μαγνητοϋδροδυναμική προσομοίωση της ροής του ηλιακού ανέμου στη μαγνητόσφαιρα της Γης.	31
Σχήμα 1-11:	Χαρακτηρισμός κρουστικού κύματος ανάλογα με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου ως προς την επιφάνειά του.	32
Σχήμα 1-12:	Η εφαπτόμενη δυναμική γραμμή, και οι περιοχές των φορτισμένων σωματιδίων στο κρουστικό κύμα της Γης.	35
Σχήμα 1-13:	Δομή της γήινης μαγνητόσφαιρας.	37
Σχήμα 1-14:	Ρεύματα στη μαγνητόσφαιρα της Γης.	39
Σχήμα 2-1:	Η εφαπτόμενη δυναμική γραμμή, και οι περιοχές των φορτισμένων σωματιδίων στο κρουστικό κύμα της Γης.	42
Σχήμα 2-2:	Περιοχές του οριακού στρώματος της μαγνητόπαυσης.	46
Σχήμα 2-3:	Μαγνητική επανασύνδεση στις περιοχές του οριακού στρώματος της μαγνητόπαυσης.	47
Σχήμα 2-4:	Απεικόνιση της μεγάλης κλίμακας κυκλοφορίας στην γήινη μαγνητόσφαιρα.	48
Σχήμα 2-5:	Ο ηλιακός άνεμος στην αλληλεπίδρασή του με το μαγνητικό πεδίο της Γης δημιουργεί μια φυσική γεννήτρια.	49

Σχήμα 2-6:	Η διαδικασία της μεγάλης κλίμακας μεταφοράς, απεικονίζεται στην ιονόσφαιρα με την μορφή των δύο κυψελίδων.	49
Σχήμα 2-7:	Είσοδος φορτίων προς εσωτερικές δυναμικές γραμμές της μαγνητόσφαιρας.	50
Σχήμα 2-8:	Τροχιές ιονοσφαιρικών ιόντων O ⁺ (a) χωρίς την κατάρρευση του γεωμαγνητικού πεδίου, (d) υπό συνθήκες κατάρρευσης του γεωμαγνητικού πεδίου όπως υπολογίζονται από τον D. Delcourt [2002]. Τα επαγόμενα ηλεκτρικά πεδία επηρεάζουν την κίνηση των ιόντων.	51
Σχήμα 2-9:	Τροχιές ιόντων Ο ⁺ στην διάρκεια επανασχηματισμού των μαγνητικών γραμμών. Η εξωτερική μαγνητική γραμμή αντιστοιχεί σε διαταραχή ισχυρότερη απ' ότι η εσωτερική μαγνητική γραμμή. [D. Delcourt, 2002].	52
Σχήμα 3-1:	Φάσεις ανάπτυξης μιας μαγνητοσφαιρικής καταιγίδας.	55
Σχήμα 3-2:	Διαδικασία ανταλλαγής φορτίου.	57
Σχήμα 3-3:	Η κατανομή των μαγνητομέτρων στη Γη.	58
Σχήμα 3-4:	Η είναι η οριζόντια συνιστώσα (στο επίπεδο Χ-Υ) του μαγνητικού πεδίου.	59
Σχήμα 3-5:	Η μεταβολή του γεωμαγνητικού δείκτη SYM-Η (τιμές ενός λεπτού) κατά την διάρκεια μιας ισχυρής μαγνητικής καταιγίδας.	61
Σχήμα 3-6: Οι	σελαϊκοί ηλεκτροχείμαρροι (auroral electrojets) είναι ένα ρευματικό σύστημα που αναπτύσσεται στις πολικές περιοχές κατά την διάρκεια μιας υποκαταιγίδας.	62
Σχήμα 3-7:	Περιοχές ανάπτυξης του σελαϊκού οβάλ και της ζώνης σέλαος.	63
Σχήμα 3-8:	Στάδια ανάπτυξης μιας πολικής υποκαταιγίδας.	65
Σχήμα 3-9:	Στάδια εξέλιξης μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας βάση του μοντέλου κοντινής ουδέτερης γραμμής (NENL).	66
Σχήμα 3-10:	Σχηματική αναπαράσταση των φυσικών διεργασιών που παρατηρούνται στην μαγνητόσφαιρας τη διάρκεια μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας.	67
Σχήμα 3-11:	Η ακολουθία των βασικών φυσικών διεργασιών που πραγματοποιούνται στην διάρκεια των υποκαταιγίδων με βάση, τις πρόσφατες παρατηρήσεις της αποστολής HEMIS. Σημειώνονται και οι θέσεις των 5 δορυφόρων της αποστολής [V. Angelopoulos, Joint Cluster-THEMIS SWT, Sep 23-26, 2008]	68
Στήμα 2.12:		00
2χημα 5-12.	φάσεις μιας υποκαταιγίδας.	69
Σχήμα 3-13:	Περιοδικότητες των περιοδικών υποκαταιγίδων. [J.E. Borovsky et.al, 2006].	71
Σχήμα 3-14: Σ	Εύγκριση των παρατηρούμενων τιμών του δείκτη <i>Dst</i> και των τιμών που προκύπτουν από την παραδοχή ότι ο ρυθμός έκχυσης σωματιδίων στο δακτυλιοειδές ρεύμα σχετίζεται με το δείκτη <i>AL</i> .	73
Σχήμα 4-1:	Η εξέλιξη των δεικτών <i>SYM-Η</i> και <i>AL</i> κατά το χρονικό διάστημα μαγνητοσφαιρικής διαταραχής 1-8 April 1992.	76
Σχήμα 4-2:	Η εξέλιξη των δεικτών <i>SYM-Η</i> και <i>AL</i> κατά το χρονικό διάστημα μαγνητοσφαιρικής διαταραχής 8-15 May 1992.	77

١
ļ

10		
Σχήμα 4-3:	Η εξέλιξη των δεικτών <i>SYM-Η</i> και <i>AL</i> κατά το χρονικό διάστημα μαγνητοσφαιρικής διαταραχής 1-3 April 1994.	78
Σχήμα 4-4:	Διάγραμμα των ολοκληρωμάτων των τετραγώνων των τιμών των γεωμαγνητικών δεικτών (SYM-H ² and AL ²) στο χρονικό διάστημα της διάρκειας κάθε καταιγίδας, για 53 γεγονότα. Παρατηρούμε ισχυρή γραμμική συσχέτιση με δείκτη συσχέτισης r=0.928.	79
Σχήμα 4-5:	Η συσχέτιση των ολοκληρωμάτων των τετραγώνων των τιμών των SYM-H και AL στο χρονικό διάστημα της διάρκειας κάθε καταιγίδας, για 25 γεγονότα. Ο δείκτης συσχέτισης για τις δύο μεταβλητές λαμβάνει τη τιμή r=0.789.	81
Σχήμα 5-1:	Λογικό διάγραμμα λειτουργίας του κώδικα για τον υπολογισμό της τροχιάς μεμονωμένων σωματιδίων.	85
Σχήμα 5-2:	Απεικόνιση του μαγνητικού πεδίου για δύο διαφορετικά επίπεδα διαταραχής, σύμφωνα με το μοντέλο του Tsyganenko [Tsyganenko 1989].	86
Σχήμα 5-3:	Το ολικό ηλεκτρικό πεδίο καθώς υπολογίζεται κατά την προσομοίωση μιας υποκαταιγίδας, σε συνθήκες μαγνητικής καταιγίδας.	87
Σχήμα 5-4: M	Ιεταβολή του μαγνητικού πεδίου κατά την προσομοίωση μιας υποκαταιγίδας υπό συνθήκες μαγνητικής καταιγίδας (storm-time substorm).	88
Σχήμα 5-5:	Απεικόνιση των δεδομένων που παράγει ο κώδικας για ένα τυπικό ιόν Η ⁺ που προέρχεται από το φύλλο πλάσματος. Στο σχήμα παρουσιάζονται η τροχιά καθώς και χαρακτηριστικές παράμετροι του σωματιδίου, όπως ενέργεια, γωνία κλίσης προς το μαγνητικό πεδίο και μαγνητική ροπή.	89
Σχήμα 5-6:	Παράδειγμα τροχιών 3 ιόντων οξυγόνου ιονοσφαιρικής προέλευσης, τα οποία έχουν ξεκινήσει σε διααφορετικές χρονικές στιγμές εντός της διάρκειας μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας. Η διαφορά του χρόνου έναρξης της κίνησης κάθε σωματιδίου επηρεάζει την τροχιά του στο	00
Σχήμα 5-7:	γεωμαγνητικό πεοιο. Δοκιμαστικό σωματίδιο (ιόν Ο ⁺ από το φύλλο πλάσματος) κινείται υπό την επίδραση μιας υποκαταιγίδας.	90 92
Σχήμα 5-8:	Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Ο ⁺ υπό την επίδραση δύο περιοδικών υποκαταιγίδων.	93
Σχήμα 5-9:	Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Ο ⁺ υπό την επίδραση τριών περιοδικών υποκαταιγίδων.	94
Σχήμα 5-10:	Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Ο ⁺ υπό την επίδραση τεσσάρων περιοδικών υποκαταιγίδων.	95
Σχήμα 5-11:	Δοκιμαστικό σωματίδιο (ιόν Η ⁺ από το φύλλο πλάσματος) κινείται υπό την επίδραση μιας υποκαταιγίδας.	96
Σχήμα 5-12:	Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Η ⁺ υπό την επίδραση δύο περιοδικών υποκαταιγίδων.	97
Σχήμα 5-13:	Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Η ⁺ υπό την επίδραση τριών περιοδικών υποκαταιγίδων.	98

Σχήμα 5-14:	Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Η ⁺ υπό την επίδραση τεσσάρων περιοδικών υποκαταιγίδων.	99
Σχήμα 5-15:	Χρόνος υπολογισμού του κώδικα για περιπτώσεις 6,400 σωματιδίων.	101
Σχήμα 5-16:	Σύγκριση της απόδοσης των διαφορετικών μεθόδων δρομολόγησης για διαφορετικό πλήθος σωματιδίων.	102
Σχήμα 6-1:	Μεταβολή της χρονικής και χωρικής εξέλιξης της ενεργειακής πυκνότητας ιόντων Ο ⁺ του φύλλου πλάσματος στο ισημερινό επίπεδο, υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου μεγάλης κλίμακας (αριστερά: 3000s από την έναρξη της προσομοίωσης δεξιά: 6000s από την έναρξη).	107
Σχήμα 6-2:	Μεταβολή της χρονικής και χωρικής εξέλιξης της ενεργειακής πυκνότητας ιόντων Ο ⁺ του φύλλου πλάσματος στο ισημερινό επίπεδο, υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου μεγάλης κλίμακας συν την επίδραση του επαγόμενου ηλεκτρικού πεδίου λόγω της μεταβολής του μαγνητικού πεδίου (αριστερά: 3000s από την έναρξη της προσομοίωσης δεξιά: 6000s από την έναρξη).	108
Σχήμα 6-3:	Μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας των ιόντων Ο ⁺ του δακτυλιοειδούς ρεύματος στη διάρκεια της υποκαταιγίδας υπό συνθήκες καταιγίδας (storm- time substorm).	109
Σχήμα 6-4:	Μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας των ιόντων Η ⁺ του δακτυλιοειδούς ρεύματος στη διάρκεια της υποκαταιγίδας υπό συνθήκες καταιγίδας (storm- time substorm).	110
Σχήμα 6-5:	Συγκριτική μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας των ιόντων O ⁺ , των ιόντων H ⁺ , καθώς και του αθροίσματός τους, στο δακτυλιοειδές ρεύματο στη διάρκεια της υποκαταιγίδας υπό συνθήκες καταιγίδας (storm-time substorm.	110
Σχήμα 6-7:	Ολική ενέργεια στη μαγνητόσφαιρα μετά το πέρας της δεύτερης υποκαταιγίδας, στο χρόνο t=1:58.	111
Σχήμα 6-8:	Ολική ενέργεια στη μαγνητόσφαιρα μετά το πέρας της δεύτερης υποκαταιγίδας, στο χρόνο <i>t=2:37</i> . (Προσομοίωση για 10 ⁵ ιόντα O ⁺ . Η προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας βρίσκεται στη δεξιά πλευρά του σχήματος.)	112
Σχήμα 6-9:	Ενεργειακή κατανομή της μαγνητόσφαιρας στην έναρξη της φάσης ανάπτυξης της 3 ^{ης} υποκαταιγίδας (<i>t=4:00</i>).	113
Σχήμα 6-10:	Ενεργειακή κατανομή της μαγνητόσφαιρας μετά το πέρας ανάπτυξης της $3^{\eta\varsigma}$ υποκαταιγίδας ($t=4:40$).	113
Σχήμα 6-11:	Energy map of the magnetosphere at the end of expansion phase of first substorm event, at time $t=0.35$. (Simulation of 10^5 hydrogen ions. The sun is located on the right-side of the panels and the magnetotail on the left).	114
Σχήμα 6-12:	Ενεργειακή κατανομή στη μαγνητόσφαιρα μετά τη πρώτη υποκατιγίδα στο χρόνο $t{=}0{:}35$ για ιόντα $\mathrm{O}^{+}.$	114

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

1.1 Κίνηση φορτισμένων σωματιδίων στο γεωμαγνητικό πεδίο

Καλούμε μαγνητόσφαιρα ενός πλανήτη (ή οποιουδήποτε αστρονομικού αντικειμένου) την περιοχή γύρω από αυτόν, στην οποία εκτείνεται το μαγνητικό του πεδίο. Οι ιδιότητες και η δομή της γήινης μαγνητόσφαιρας εξαρτάται από το εσωτερικό μαγνητικό πεδίο του πλανήτη μας, τον ηλιακό άνεμο και το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο. Αναλυτική περιγραφή της μαγνητόσφαιρας της Γης δίνεται στην παράγραφο 1.2. Οποιαδήποτε μεταβολή του γεωμαγνητικού πεδίου χαρακτηρίζεται ως μαγνητοσφαιρική διαταραχή (πχ. μαγνητικές καταιγίδες, μαγνητοφαιρικές υποκαταιγίδες). Μέρος της Διατριβής μελετά την κίνηση φορτισμένων σωματιδίων εντός του πεδίου, κάτω συνθήκες γεωμαγνητικού υπό διαφορετικές γεωμαγνητικές δραστηριότητας. Αναφέρουμε στη συνέχεια τις εξισώσεις του Maxwell που περιγράφουν τις ιδιότητες των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων.

Εξίσωση Poisson	$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$
Νόμος του Gauss	$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0$
Νόμος του Faraday	$\mathbf{\nabla} \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$
Νόμος του Ampère	$\mathbf{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$

14

1.1.1 Κίνηση φορτίου εντός ομογενούς μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου

Ας εξετάσουμε αρχικά τη κίνηση φορτισμένου σωματιδίου φορτίου η και ταχύτητας \mathbf{v} , εντός ομογενούς μαγνητικού πεδίου \mathbf{B} . Η κίνησή του καθορίζεται από την επίδραση της δύναμης Lorentz:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \tag{1.1}$$

Αν θεωρήσουμε το μαγνητικό πεδίο κατά τη διεύθυνση \hat{z} , η κίνηση του σωματιδίου στους τρεις άξονες, περιγράφεται από τις ακόλουθες εξισώσεις:

$$m\dot{v}_x = qBv_y$$
 $m\dot{v}_y = -qBv_x$ $m\dot{v}_z = 0$

ή

$$\ddot{\mathbf{v}}_{x} = \frac{\mathbf{qB}}{\mathbf{m}} \mathbf{v}_{y} = -\left(\frac{\mathbf{qB}}{\mathbf{m}}\right)^{2} \mathbf{v}_{x}$$

$$\ddot{\mathbf{v}}_{y} = \frac{\mathbf{qB}}{\mathbf{m}} \dot{\mathbf{v}}_{x} = -\left(\frac{\mathbf{qB}}{\mathbf{m}}\right)^{2} \mathbf{v}_{y}$$
(1.2)

Οι δύο παραπάνω εξισώσεις περιγράφουν κυκλική κίνηση γύρω από σταθερό οδηγό κέντρο (σχήμα 1).



Σχήμα 1-1: Κυκλική κίνηση γύρω από σταθερό οδηγό κέντρο.

Η συχνότητα περιστροφής του σωματιδίου δίνεται από τη σχέση:

$$ω_{c} = \frac{|\mathbf{q}|\mathbf{B}}{\mathbf{m}}$$
 (κυκλοτρονική συχνότητα) (1.3)

και ακτίνα

$$\mathbf{r}_{\rm L} = \frac{\mathbf{v}_{\perp}}{\omega_{\rm c}} = \frac{\mathbf{m}\mathbf{v}_{\perp}}{\mathbf{q}\mathbf{B}} \left(\alpha\kappa\tau i\nu\alpha \text{ Larmor}\right) \tag{1.4}$$

Η φορά της περιστροφής είναι τέτοια, ώστε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από τη κίνηση του φορτισμένου σωματιδίου, να είναι αντίθετο στο εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο **B**. Η εφαρμογή της δύναμης Lorentz αλλάζει μόνο τη διεύθυνση της ταχύτητας και όχι το μέτρο της ή την ενέργεια του σωματιδίου.

Παράλληλα με την κυκλική αυτή κίνηση, υπάρχει και μια αυθαίρετη ταχύτητα v_z κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου **B**, η οποία δεν επηρεάζεται από το **B**. Η τροχιά του φορτισμένου σωματιδίου είναι τελικά έλικα. Αν στη συνέχεια θεωρήσουμε και παρουσία ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου **E**, στην εξίσωση κίνησης προστίθεται ένας επιπλέον όρος, ο οποίος είναι υπεύθυνος για τη κίνηση του οδηγού κέντρου:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{1.5}$$

Στην περίπτωση αυτή η συνολική κίνηση αναλύεται στη περιστροφική κίνηση Larmor και την ολίσθηση του οδηγού κέντρου. Αν θέσουμε το ηλεκτρικό πεδίο \mathbf{E} στο επίπεδο $\mathbf{x} - \mathbf{z}$ (σχήμα 2), τότε $\mathbf{E}_{\mathbf{v}} = 0$ και η εξίσωση (1.5) αναλύεται ως ακολούθως:

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{q}{m} E_x \pm \omega_c u_y$$

$$\frac{du_y}{dt} = 0 \mp \omega_c u_x$$

$$(1.6)$$

$$\frac{du_z}{dt} = \frac{q}{m} E_z \Longrightarrow u_z = \frac{qE_z}{m} t + u_{z0}$$



Σχήμα 1-2: Κίνηση του οδηγού κέντρου ιόντων και ηλεκτρονίων.

Για να εξάγουμε την ταχύτητα ολίσθησης του οδηγού κέντρου v_{gc} , λύνουμε την εξίσωση (1.5) στη διανυσματική της μορφή. Ο όρος m du/dt μπορεί να παραλειφθεί, εφόσον περιγράφει τη κυκλική κίνηση με συχνότητα ω_c που έχουμε ήδη μελετήσει.

Έτσι η εξίσωση (1.5) γράφεται:

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \tag{1.7}$$

και πολλαπλασιάζοντας εξωτερικώς με το μαγνητικό πεδίο **B**, προκύπτει:

$$\mathbf{E} \times \mathbf{B} = \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \mathbf{v}\mathbf{B}^2 - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})$$
(1.8)

Η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας που προκύπτει από την εξίσωση αυτή ισούται με:

$$\mathbf{v}_{\perp ge} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mathbf{B}^2} \equiv \mathbf{v}_{\mathrm{E}} \tag{1.9}$$

και ορίζεται ως η ταχύτητα $\mathbf{v}_{\rm E}$, που προκύπτει λόγω της ολίσθησης του οδηγού κέντρου εξ' αιτίας της ύπαρξης του ηλεκτρικού πεδίου. Παρατηρούμε ότι η ταχύτητα $\mathbf{v}_{\perp ge}$ παραμένει ανεξάρτητη των ποσοτήτων q, m, και u_⊥.

Κατά το πρώτο ημικύκλιο της κίνησής του (σχήμα 2), το σωματίδιο λαμβάνει ενέργεια από το ηλεκτρικό πεδίο και αυξάνεται η κάθετη στο μαγνητικό πεδίο ταχύτητα u_{\perp} , οπότε και η ακτίνα Larmor r_L . Κατά το δεύτερο ημικύκλιο, χάνει ενέργεια και η ακτίνα r_L μειώνεται. Ακριβώς η μεταβολή αυτή κατά τη κίνηση του σωματιδίου προκαλεί την ολίσθηση του οδηγού κέντρου με ταχύτητα v_E .

Από το σχήμα (2) παρατηρούμε ότι ένα ιόν και ένα ηλεκτρόνιο περιστρέφονται κατά αντίθετες διευθύνσεις, η ολίσθηση όμως του οδηγού κέντρου γίνεται κατά την ίδια διεύθυνση και στις δύο περιπτώσεις.



Σχήμα 1-3: Κίνηση φορτίου υπό την επίδραση σταθερού μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου.

Η τροχιά θετικά φορτισμένου σωματιδίου στο τρισδιάστατο χώρο είναι έλικα όπως δείχνει το σχήμα (3).

Γενικεύοντας τα προηγούμενα αποτελέσματα, μπορούμε να περιγράψουμε την ολίσθηση του οδηγού κέντρου που προκαλείται από οποιαδήποτε δύναμη **F**, χρησιμοποιώντας τη ταχύτητα ολίσθησης:

$$\mathbf{v}_{\rm f} = \frac{1}{\mathsf{q}} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{\mathsf{B}^2} \tag{1.10}$$

Στη περίπτωση που μας ενδιαφέρει η δύναμη της βαρύτητας:

$$\mathbf{v}_{g} = \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{q}} \frac{\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{\mathbf{B}^{2}}$$
(1.11)

Η εν λόγω ολίσθηση είναι κάθετη στη δύναμη της βαρύτητας και το μαγνητικό πεδίο, αλλάζει όμως πρόσημο όταν το φορτίο του σωματιδίου αλλάζει. Ιόντα και ηλεκτρόνια κινούμενα σε βαρυτικό πεδίο, ολισθαίνουν επομένως σε αντίθετες διευθύνσεις.

<u>Κυκλοτρονική κίνηση (gyration)</u>

Μια πρώτη λοιπόν κίνηση που εκτελεί ένα φορτίο που βρίσκεται εντός της μαγνητόσφαιρας της Γης, είναι η ταλάντωση γύρω από τις δυναμικές γραμμές με συχνότητα ω_c και ακτίνα r_L, που δίνονται από τις σχέσεις (1.3) και (1.4) αντίστοιχα. Η κίνηση αυτή προκύπτει όταν το μαγνητικό και το ηλεκτρικό πεδίο παραμένουν

σταθερά, όπως στη προηγούμενη παράγραφο περιγράψαμε, και ονομάζεται κυκλοτρονική.

1.1.2 Κίνηση φορτίου σε ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο

Στην έως τώρα μελέτη της κίνησης φορτισμένων σωματιδίων, θεωρήσαμε ομογενές τόσο το ηλεκτρικό όσο και το μαγνητικό πεδίο οπότε και μπορούσαμε να εξάγουμε ακριβείς εκφράσεις για την κίνηση ολίσθησης του οδηγού κέντρου.

Εξετάζουμε στη συνέχεια περιπτώσεις ανομοιογένειας του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου.

Ανομοιογενές στατικό μαγνητικό πεδίο

Ας θεωρήσουμε στη συνέχεια ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο, με τη πυκνότητα των δυναμικών του γραμμών να αυξάνει κατά τη διεύθυνση y, όπως φαίνεται στο σχήμα (4).



Σχήμα 1-4: Μεταβολή της γυροακτίνας φορτίου με το μαγνητικό πεδίο.

Η ανομοιογένεια του μαγνητικού πεδίου που εκφράζεται από τη κλίση του $\nabla |\mathbf{B}|$, έχει σαν αποτέλεσμα να γίνεται η ακτίνα Larmor των φορτισμένων σωματιδίων μεγαλύτερη στο κάτω μέρος της τροχιάς τους και μικρότερη στο επάνω. Οι δε ολισθήσεις των ιόντων και ηλεκτρονίων γίνονται σε αντίθετες κατευθύνσεις, πάντα όμως κάθετα στα διανύσματα **B** και $\nabla \mathbf{B}$. Η ταχύτητα με την οποία ολισθαίνουν τα φορτία εντός του παραπάνω πεδίου δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} \mathbf{u}_{\perp} \mathbf{r}_{L} \frac{\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B}}{\mathbf{B}^{2}}$$
(1.12)

Ανομοιογένεια κατά μήκος των δυναμικών γραμμών

Θεωρούμε αρχικά μαγνητικό πεδίο, οι δυναμικές γραμμές του οποίου εμφανίζονται καμπυλωμένες με ακτίνα καμπυλότητας R_c , ενώ το μέτρο του μαγνητικού πεδίου |B| παραμένει σταθερό. Τα φορτισμένα σωματίδια που βρίσκονται εντός τέτοιου πεδίου, κινούνται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών, υπό την επίδραση φυγοκέντρου δύναμης και η ταχύτητα ολίσθησης που προκαλείται στο οδηγό κέντρο της κίνησης δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{v}_{\mathrm{R}} = \frac{\mathrm{mu}^2}{\mathrm{qB}^2} \frac{\mathbf{R}_{\mathrm{c}} \times \mathbf{B}}{\mathrm{R}_{\mathrm{c}}^2}$$
(1.13)

Θεωρούμε στη συνέχεια το παραπάνω μαγνητικό πεδίο να μειώνεται με την ακτίνα καμπυλότητας, οπότε προστίθεται μια επιπλέον ταχύτητα ολίσθησης, όπως δίνεται παρακάτω:

$$\mathbf{v}_{\mathrm{R}} + \mathbf{v}_{\mathrm{\nabla B}} = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{R}_{\mathrm{c}} \times \mathbf{B}}{\mathbf{R}_{\mathrm{c}}^{2} \mathbf{B}^{2}} \left(\mathbf{u}^{2} + \frac{1}{2} \mathbf{u}_{\perp}^{2} \right)$$
(1.14)

όπου u_{\perp} και u_{\perp} είναι οι κάθετη και παράλληλη προς το μαγνητικό πεδίο συνιστώσες της ταχύτητας ολίσθησης του οδηγού κέντρου.

Πιο συγκεκριμένα ας θεωρήσουμε μαγνητικό πεδίο, οι δυναμικές γραμμές του οποίου παρουσιάζουν αξονική συμμετρία ως προς τον άξονα z, η δε έντασή τους μεταβάλλεται κατά τον ίδιο άξονα όπως φαίνεται στο σχήμα (5).



Σχήμα 1-5: Κίνηση φορτίου από ασθενές σε ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο.

Λόγω της παραπάνω συμμετρίας η συνιστώσα B_θ του μαγνητικού πεδίου θα είναι μηδέν, όπως και κάθε μερική παράγωγος ποσότητας ως προς θ.

Σκοπός, είναι να υπολογίσουμε την ακτινική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου, ώστε να ξέρουμε πως μεταβάλλεται με την απόσταση. Η εξίσωση Maxwell σε κυλινδρικές συντεταγμένες γράφεται:

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0 \Longrightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mathbf{B}_r) + \frac{\partial \mathbf{B}_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{B}_{\theta}}{\partial \theta} = 0$$
(1.15)

Αν ολοκληρώσουμε την παραπάνω εξίσωση κατά μήκος ενός κύκλου με ακτίνα r, ο τελευταίος όρος της μηδενίζεται γιατί το πεδίο έχει μόνο μία τιμή κατά μήκος της κυκλικής τροχιάς. Η ποσότητα $\partial B_z/\partial_z$ υπολογίζεται στο σημείο r = 0 να έχει μια τιμή που δεν μεταβάλλεται αισθητά με την απόσταση, οπότε προκύπτει:

$$\mathbf{B}_{\mathrm{r}} = -\frac{1}{2} r \left[\frac{\partial \mathbf{B}_{\theta}}{\partial \theta} \right]_{\mathrm{r}=0} = 0 \tag{1.16}$$

ενώ οι συνιστώσες της δύναμης Lorentz είναι:

$$F_{r} = q(u_{\theta}B_{z} - u_{z}B_{\theta})$$

$$F_{\theta} = q(-u_{r}B_{z} - u_{z}B_{r})$$

$$F_{z} = q(u_{r}B_{\theta} - u_{\theta}B_{r})$$
(1.17)

Αν χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση (1.16) προκύπτει:

$$F_{z} = \frac{1}{2} q u_{\theta} r \frac{\partial B_{z}}{\partial_{z}}$$
(1.18)

Αν για ευκολία θεωρήσουμε σωματίδιο, το οδηγό κέντρο του οποίου βρίσκεται επάνω στον άξονα z, τότε η ταχύτητα u_θ θα παραμένει σταθερή σε μια περιστροφή και η τιμή της θα μεταβάλλεται κατά $\pm u_{\theta}$, αναλόγως του φορτίου του σωματιδίου. Στη περίπτωση αυτή όπου r = r_L, η μέση δύναμη στον άξονα z θα δίνεται από τη σχέση:

$$\overline{F_{z}} = \mp \frac{1}{2} q u_{\perp} r_{L} \frac{\partial B_{z}}{\partial_{z}} = \mp \frac{1}{2} q \frac{u_{\perp}^{2}}{\omega_{c}} \frac{\partial B_{z}}{\partial_{z}} = -\frac{1}{2} \frac{m u_{\perp}^{2}}{B} \frac{\partial B_{z}}{\partial_{z}}$$
(1.19)

Από τη σχέση (1.19) ορίζουμε ως μαγνητική ροπή τη ποσότητα:

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{\mathrm{mu}_{\perp}^2}{\mathrm{B}} \tag{1.20}$$

οπότε η παράλληλη προς τον άξονα z δύναμη, της σχέσης (1.19) θα γράφεται:

$$\mathbf{F} = -\mu \,\partial \mathbf{B} / \partial \mathbf{s} = -\mu \boldsymbol{\nabla} \,\mathbf{B} \tag{1.21}$$

όπου ds είναι το στοιχειώδες μήκος στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου B.

<u>Κίνηση αναπήδησης (bounce motion)</u>

Για να μελετήσουμε αναλυτικότερα τη κίνηση ενός φορτίου κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου, θεωρούμε την εξίσωση κίνησής του στη διεύθυνση αυτή:

$$m\frac{du}{dt} = -\mu\frac{\partial B}{\partial s} \Longrightarrow \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2}mu^2\right) = -\mu\frac{\partial B}{\partial s}\frac{ds}{dt}$$
(1.22)

Επειδή η ενέργεια του σωματιδίου πρέπει να διατηρείται,

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\left(\frac{1}{2}\mathrm{mu}^{2}+\frac{1}{2}\mathrm{mu}_{\perp}^{2}\right)=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\left(\frac{1}{2}\mathrm{mu}^{2}+\mu\mathrm{B}\right)=0$$
(1.23)

οπότε η σχέση (1.22) γράφεται:

$$-\mu \frac{dB}{dt} + \frac{d}{dt} (\mu B) = 0$$

$$d\mu/dt = 0 \qquad (1.24)$$

οπότε,

Αποδείξαμε επομένως ότι η μαγνητική ροπή μ, είναι μια ποσότητα που διατηρείται.

Όταν λοιπόν ένα φορτισμένο σωμάτιο κινείται εντός της μαγνητόσφαιρας, από περιοχή ασθενούς μαγνητικού πεδίου, σε περιοχή με ισχυρότερο πεδίο, η κάθετη ταχύτητα u_{\perp} , πρέπει να αυξάνεται, ώστε να παραμένει η μαγνητική ροή σταθερή, βάση της σχέσης (1.19). Επειδή η συνολική ενέργεια διατηρείται, είναι προφανές ότι η παράλληλη στο μαγνητικό πεδίο ταχύτητα του φορτίου u, θα μειώνεται. Αν το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά ισχυρό, η παράλληλη ταχύτητα u μηδενίζεται και προκαλείται ανάκλαση του σωματιδίου. Το σημείο του μαγνητικού πεδίου στο οποίο ανακλάται το σωματίδιο καλείται σημείο ανάκλασης (mirror point).



Σχήμα 1-6: Το μαγνητικό πεδίο της μαγνητικής φιάλης και παγίδευση φορτίων στο μαγνητικό πεδίο της Γης.

Στη περίπτωση που το πεδίο μεταβάλλεται αργά κατά μήκος των δυναμικών γραμμών, όπως στο σχήμα (1.6), φορτίο που παγιδεύεται εντός του, είναι αναγκασμένο να εκτελεί ταλαντώσεις μεταξύ των σημείων ανάκλασης, όπου το μαγνητικό πεδίο παίρνει τις μέγιστες τιμές του. Αυτός ο χώρος παγίδευσης πλάσματος ονομάζεται μαγνητική φιάλη. Ειδικότερα, τα φορτία που παγιδεύονται στο μαγνητικό δίπολο της Γης, εκτελούν περιοδική κίνηση μεταξύ των πόλων του μαγνητικού της πεδίου (σχήμα (1.6)). Η κίνηση αυτή καλείται κίνηση αναπήδησης.

Έστω ότι φορτίο με ταχύτητα **u**, βρίσκεται σε σημείο Ο, που το μαγνητικό πεδίο έχει ελάχιστη τιμή B_{min}. Εφαρμόζοντας την αρχή διατήρησης της μαγνητικής ροπής μεταξύ του σημείου Ο και οποιουδήποτε άλλου σημείου με μαγνητικό πεδίο B, προκύπτει, με χρήση της σχέσης (1.9) :

$$\frac{\mathrm{mu}_{\perp 0}^{2}/2}{\mathrm{B}_{\mathrm{min}}} = \frac{\mathrm{mu}_{\perp}^{2}/2}{\mathrm{B}}$$
(1.25)

Αν η γωνία που σχηματίζει το διάνυσμα της ταχύτητας με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου είναι α, τότε η σχέση (1.25) γίνεται:

$$\frac{\mathrm{mu}_{\perp 0}^2 \sin^2 \alpha_0 / 2}{\mathrm{B}_{\mathrm{min}}} = \frac{\mathrm{mu}_{\perp}^2 \sin^2 \alpha / 2}{\mathrm{B}}$$
(1.26)

Η γωνία α καλείται γωνία κλίσης (pitch angle) και από τη σχέση (1.25) παρατηρούμε ότι μεταβάλλεται καθώς το μαγνητικό πεδίο αυξάνει, έτσι ώστε να διατηρείται η μαγνητική ροπή σταθερή:

$$\sin^2 \alpha = \left[\frac{B}{B_{\min}}\right] \sin^2 \alpha_0 \tag{1.27}$$

Το φορτίο θα ανακλαστεί στο σημείο P, όπου $\alpha = 90^{\circ}$ και θα επιστρέψει ξανά στο O όπου ξεκίνησε. Ομοίως ανάκλαση θα συμβεί και στο σημείο P', συμμετρικό προς το σημείο P, (σχήμα (1.6)). Έτσι το φορτίο θα παραμένει παγιδευμένο στο μαγνητικό πεδίο της Γης.

Περιοχές παγίδευσης φορτισμένων σωματιδίων στο μαγνητικό πεδίο της Γης αποτελούν οι ζώνες Van-Allen.

1.1.3 Αδιαβατικές αναλλοίωτες

Από τη μηχανική, γνωρίζουμε ότι στις περιοδικές κινήσεις υπάρχουν ποσότητες, τα ολοκληρώματα δράσης, ή αδιαβατικές αναλλοίωτες, που παραμένουν σταθερά (αναλλοίωτα) σε μικρές αλλαγές του συστήματος. Ένα ολοκλήρωμα δράσης J (action integral) ορίζεται ως:

$$\mathbf{J} \equiv \int \mathbf{p} d\mathbf{q} \tag{1.28}$$

όπου η ολοκλήρωση έχει γίνει κατά τη διάρκεια μιας περιόδου της κίνησης, ενώ τα p και q είναι οι συζυγείς μεταβλητές. Το J αποτελεί αδιαβατική αναλλοίωτη όταν dJ/dt = 0, υπό ορισμένες βέβαια συνθήκες. Θα περιγράψουμε στη συνέχεια, τις αδιαβατικές αναλλοίωτες που συναντάμε κατά τη μελέτη της κίνησης φορτίων εντός μαγνητικού διπόλου.

Χρήσιμη εφαρμογή αποτελεί η κίνηση στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Οι τρεις χαρακτηριστικές κινήσεις που φορτισμένο σωματίδιο εκτελεί εντός του μαγνητικού πεδίου της Γης, συνοψίζονται ως εξής:

- ταλαντώνεται γύρω από τις μαγνητικές γραμμές με συχνότητα Larmor.
- το οδηγό του κέντρο του σωματιδίου ολισθαίνει κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών, και στη περίπτωση κλειστών δυναμικών γραμμών εκτελεί ταλάντωση μεταξύ των πόλων.
- το οδηγό κέντρο του φορτίου κινείται κάθετα στις δυναμικές γραμμές.



Σχήμα 1-7: Οι επί μέρους κινήσεις φορτισμένων σωματιδίων στο μαγνητικό πεδίο της Γης.

Σε κάθε μια από τις παραπάνω κινήσεις αντιστοιχεί μια αδιαβατική αναλλοίωτη.

Πρώτη αδιαβατική αναλλοίωτη: μαγνητική ροπή

Η μαγνητική ροπή ορίστηκε ήδη στη σχέση (1.21), κατά τη μελέτη της ταλάντωσης φορτίου γύρω από τις μαγνητικές γραμμές, μέσω της εξίσωσης Maxwell. Πρόκειται για τον ίδιο ορισμό με τη μαγνητική ροή βρόγχου ρεύματος επιφάνειας Α και ρεύματος Ι, που ορίζεται ως:

$$\mu = IA \tag{1.29}$$

Αν θεωρήσουμε ότι ρεύμα Ι δημιουργείται από φορτίο e που περιστρέφεται με συχνότητα ω_c/2π φορές το δευτερόλεπτο τότε:

$$I = \frac{q}{t} = \frac{e\omega_c}{2\pi}$$
(1.30)

Η επιφάνεια Α που ορίζει το κινούμενο φορτίο είναι: $\pi r_L^2 = \pi u_\perp^2 / \omega_c^2$, οπότε η εξίσωση (1.29) γίνεται :

$$\mu = \frac{\pi u_{\perp}^2}{\omega_c^2} \frac{e\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2} \frac{u_{\perp}^2 e}{\omega} \Longrightarrow \mu = \frac{1}{2} \frac{m u_{\perp}^2}{B}$$
(1.31)

Παρατηρούμε ότι και με τη θεώρηση του κινούμενου φορτίου ως ρεύμα έντασης Ι, προκύπτει η ίδια έκφραση της μαγνητικής ροπής μ. Σε προηγούμενη παράγραφο (σχέση (1.23)), αποδείξαμε ότι η μαγνητική ροπή είναι μια ποσότητα που διατηρείται κατά τη κίνηση φορτίου στο μαγνητικό πεδίο της Γης. Από τη σχέση (1.27), η αδιαβατική αναλλοίωτη που περιγράφει τη κίνηση φορτισμένου σωματιδίου γύρω από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου προκύπτει:

$$\mathbf{J}_{1} = \int \left[\mathbf{p}_{\mathbf{r}} d\mathbf{r} + \mathbf{p}_{\phi} d\phi \right] \tag{1.32}$$

Επειδή η κίνηση είναι σχεδόν κυκλική, θεωρούμε ότι το p_r είναι μηδέν και αν θέσουμε ως συζυγείς μεταβλητές την στροφορμή $p = mu_{\perp}r$ και τη γενικευμένη συντεταγμένη θέσης q = r, η αδιαβατική αναλλοίωτη γίνεται:

$$J_{1} = \int mu_{\perp} r_{c} d\theta = 2\pi r_{c} mu_{\perp} = 2\pi \frac{mu_{\perp}^{2}}{\omega_{c}} = 4\pi \frac{m}{q} \mu \qquad (1.33)$$

Παρατηρούμε από τη σχέση (1.32) ότι η ποσότητα μ παραμένει σταθερή αρκεί ο λόγος q/m να είναι σταθερός.

Δεύτερη αδιαβατική αναλλοίωτη: διαμήκης αναλλοίωτη

Η δεύτερη περιοδική κίνηση που εκτελεί ένα φορτίο στο γήινο μαγνητικό πεδίο, μεταξύ των σημείων ανάκλασης, επιβάλλει την εισαγωγή της διαμήκους αναλλοίωτης (longitudinal adiabatic invariant):

$$J_2 = \int u \, ds \tag{1.34}$$

Όταν το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται αργά στο χώρο, σε σχέση με τη περίοδο ταλάντωσης του φορτίου μεταξύ των σημείων ανάκλασης, η διαμήκης αναλλοίωτη παραμένει σταθερή και ισούται με:

$$J_{2} = \int [B_{max} - B]^{1/2} ds = \text{const.}$$
(1.35)

όπου B_{max} είναι η τιμή του μαγνητικού πεδίου στο σημείο ανάκλασης.

Τρίτη αδιαβατική αναλλοίωτη: μαγνητική ροή

Η ανομοιογένεια του μαγνητικού πεδίου της Γης κατά μήκος της ακτίνας του μαγνητικού διπόλου, προκαλεί μία περιοδική κίνηση του φορτίου γύρω από το μαγνητικό άξονα της γης. Το φορτισμένο σωμάτιο πηδά από μια γραμμή του μαγνητικού πεδίου στη γειτονική της, διατηρώντας σχεδόν σταθερή απόσταση από τον μαγνητικό άξονα της Γης. Τυπικός χρόνος περιστροφής γύρω από τη γη αποτελούν ορισμένα δευτερόλεπτα.



Σχήμα 1-8: Ολίσθηση φορτίου κάθετα στις δυναμικές γραμμές του γεωμαγνητικού πεδίου.

Η αδιαβατική αναλλοίωτη που συνδέεται με τη κίνηση αυτή, είναι η ροή του μαγνητικού πεδίου Φ που διαρρέει την επιφάνεια στην οποία λαμβάνει χώρα η ολίσθηση του φορτίου και δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi = \int \mathbf{u}_{\mathrm{d}} \mathbf{r} \mathrm{d} \mathbf{\psi} \tag{1.36}$$

όπου u_d είναι η κάθετη στις δυναμικές γραμμές ταχύτητα ολίσθησης του φορτίου και ψ η αζιμούθια γωνία. Η διατήρηση της ροής επιβάλει στο συνολικό αριθμό των δυναμικών γραμμών που διαρρέουν την επιφάνεια ολίσθησης, να παραμένει σταθερός και ισχύει με την προϋπόθεση ότι, η συχνότητα ω με την οποία μεταβάλλεται το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο είναι πολύ μικρότερη της συχνότητας ω_d με την οποία λαμβάνει χώρα η ολίσθηση του φορτίου.

Παράμετρος L (McIlwain parameter)

Η παράμετρος L αποτελεί γεωμαγνητική συντεταγμένη, την οποία χρησιμοποιούμε για να καθορίζουμε τη θέση των μαγνητικών γραμμών στο χώρο, όπως επίσης και τη θέση των κελυφών της μαγνητόσφαιρας στα οποία παγιδεύονται φορτία.

Η παράμετρος L μετράται από το κέντρο του γήινου μαγνητικού διπόλου προς τον μαγνητικό ισημερινό και σε μονάδες ακτίνων Γης. Μήκος 1L αντιστοιχεί στην απόσταση των δυναμικών γραμμών στο μαγνητικό ισημερινό από το κέντρο του γεωμαγνητικού διπόλου. Για παράδειγμα, μια γεωσύγχρονη τροχιά βρίσκεται σε απόσταση L=6.6, ενώ η πλησιέστερη απόσταση των ζωνών Van- Allen από την επιφάνεια της Γης είναι L=1.2-2. Ο δε γεωμαγνητικός ισημερινός βρίσκεται σε απόσταση περίπου 1L, εξαιτίας της απόκλισης του μαγνητικού διπόλου της Γης από το γεωειδές.

Η παράμετρος L μαζί με τη τιμή της έντασης του μαγνητικού πεδίου B, αποτελούν ένα ζεύγος συντεταγμένων, το οποίο καθορίζει τη θέση φορτισμένων σωματίων κατά τη κίνησή τους στο γεωμαγνητικό πεδίο. Έστω φορτίο με ορισμένες τιμές των συντεταγμένων (L, B). Η τιμή του L προσδιορίζει την δυναμική γραμμή πάνω στην οποία κινείται το φορτίο, ενώ η τιμή του μαγνητικού πεδίου, τη θέση του φορτίου πάνω στη συγκεκριμένη δυναμική γραμμή. Η τιμή του L για τις περισσότερες δυναμικές γραμμές του διπολικού πεδίου της Γης, στα χαμηλά ύψη, δεν μεταβάλλεται περισσότερο από 1%. Καθώς λοιπόν φορτισμένα σωματίδια παγιδεύονται στη μαγνητόσφαιρα της Γης, εκτελώντας τις τρεις βασικές ολισθήσεις και διατηρώντας τις αντίστοιχες αδιαβατικές αναλλοίωτες, είναι αναγκασμένα να περιορίζουν τη κίνησή τους εντός κελυφών συγκεκριμένης τιμής του L. Αν ο καθορισμός της θέσης φορτισμένου σωματιδίου στο γεωμαγνητικό πεδίο γίνεται με τη χρήση των συντεταγμένων (λ, r), όπουλ είναι το γεωγραφικό πλάτος και r η απόσταση από το κέντρο της Γης, τότε η παράμετρος L δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{r} = \mathbf{L}\cos^2(\lambda) \tag{1.37}$$

1.2 Η μαγνητόσφαιρα της Γης

Αν ο πλανήτης μας βρισκόταν απομονωμένος στο διάστημα, το μαγνητικό του πεδίο θα παρουσίαζε την μορφή ενός μαγνητικού διπολικού πεδίου, όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 1-9. Καθώς όμως ο ηλιακός άνεμος αλληλεπιδρά με το γεωμαγνητικό πεδίο, σχηματίζεται η μαγνητόσφαιρα (η περιοχή εντός της οποίας εκτείνεται το μαγνητικό πεδίο της Γης). Η προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας συμπιέζεται από την δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου, ενώ η πλευρά αντιθέτως του ηλίου επιμηκύνεται δημιουργώντας την μαγνητοουρά (Σχήμα 1-13).

Η υπόθεση της αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με άλλα σώματα του ηλιακού μας συστήματος προτάθηκε για πρώτη φορά στις αρχές της δεκαετίας του 50 από τον L. Biermann. O Biermann ερμήνευσε μια παρατήρηση του C. Hoffmeister (βάση της οποίας η ουρά ενός κομήτη δεν εκτείνονταν ακτινικά πίσω από την ευθεία κομήτηηλίου) ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης μεταξύ του ηλιακού ανέμου και της ουράς του κομήτη. Η συνεισφορά του H. Alvén υπήρξε σημαντική, ο οποίος πρότεινε ότι ο ηλιακός άνεμος θα πρέπει να είναι μια μαγνητική ροή, η οποία αλληλεπιδρά με τον κομήτη που σχηματίζει ουρά σε διεύθυνση αντιθέτως του ηλίου.

Με την εκτόξευση των Sputnik 1 (1957) και Explorer 1 (1958) οι μετρήσεις που ελήφθησαν έδωσαν ισχυρή ώθηση στην μελέτη και κατανόηση της σύστασης και των ιδιοτήτων της μαγνητόσφαιρας της Γης.

1.2.1 Δομή της γήινης μαγνητόσφαιρας

Πρώτος ο Gauss, τουλάχιστον 150 χρόνια πριν, έδειξε ότι το γήινο μαγνητικό πεδίο μπορεί να περιγραφεί ως η κλίση ενός αριθμητικού δυναμικού:

$$\mathbf{B} = -\nabla \Phi = -\nabla (\Phi^i + \Phi^e) \tag{1.38}$$

όπου Φ^i είναι το δυναμικό που προέρχε: από το εσωτερικό της γης και Φ^e το δυναμικό εξαιτίας εξωτερικών πηγών.

Πρόκειται για διπολικό μαγνητικό πεδίο, με τον άξονα της διπολικής του ροπής να σχηματίζει γωνία 11° με το άξονα περιστροφής της γης. Η γωνία αυτή σε άλλους πλανήτες κυμαίνεται μεταξύ 1° – 50°.



Σχήμα 1-9: Διπολικό μαγνητικό πεδίο.

Αν θεωρήσουμε σύστημα συντεταγμένων σταθεροποιημένο στο διάνυσμα της διπολικής ροπής, θα περιστρέφεται μαζί με το πλανήτη, αλλάζοντας προσανατολισμό ανάλογα με τη ροή του ηλιακού ανέμου. Κοντά όμως στην επιφάνεια του πλανήτη, η διπολική ροπή είναι ισχυρή και η κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων επηρεάζεται κυρίως από το εσωτερικό μαγνητικό πεδίο της γης και όχι από την επίδραση του ηλιακού ανέμου. Μετά τη προσέγγιση αυτή, το μαγνητικό πεδίο περιγράφεται σε καρτεσιανές συντεταγμένες από τις ακόλουθες εξισώσεις:

$$B_{x} = 3xzM_{z}r^{-5}$$

$$B_{y} = 3yzM_{z}r^{-5}$$

$$B_{z} = (3z^{2} - r^{2})M_{z}r^{-5}$$
(1.39)

Ο άξονας z ταυτίζεται με τον άξονα του μαγνητικού διπολικού πεδίου. Για να δημιουργήσουμε ένα μοντέλο που να περιγράφει τη γήινη μαγνητόσφαιρα, πρέπει να λύσουμε τις εξισώσεις που περιγράφουν ένα μαγνητισμένο ρευστό και τις εξισώσεις του Maxwell. Το σύστημα εξισώσεων που συχνότερα επιλύεται στα μαγνητοσφαιρικά μοντέλα είναι το ακόλουθο:

30

Εξίσωση συνέχειας

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}\rho) \tag{1.40}$$

Εξίσωση της ορμής

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u} - \frac{(\nabla p)}{\rho} + \frac{(\mathbf{J} \times \mathbf{B})}{\rho}$$
(1.41)

Εξίσωση πίεσης

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -(\mathbf{u}\nabla)p - \gamma p\nabla \cdot \mathbf{u}$$
(1.42)

Νόμος του Faraday

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + n \nabla^2 \mathbf{B}$$
(1.43)

Νόμος του Ampére

$$\mathbf{J} = \nabla \mathbf{x} (\mathbf{B} - \mathbf{B}_d) \tag{1.44}$$

όπου, ρ είναι η πυκνότητα πλάσματος, **u** η ταχύτητα ροής, *p* η πίεση πλάσματος, **B** το μαγνητικό πεδίο και \mathbf{B}_d το εσωτερικό μαγνητικό πεδίο της γης. Ο δείκτης γάμα λαμβάνεται $\gamma = 5/3$.

Σε μια προσομοίωση του παραπάνω προβλήματος, οι εξισώσεις λύνονται αριθμητικά σε έναν τρισδιάστατο χώρο, όπως του σχήματος (1.10). Οι οριακές συνθήκες ορίζονται στο άπειρο, ενώ η γη θεωρείται αγώγιμη σφαίρα.



Σχήμα 1-10: Μαγνητοϋδροδυναμική προσομοίωση της ροής του ηλιακού ανέμου στη μαγνητόσφαιρα της Γης.

Η Γη βρίσκεται συνεχώς στο ρεύμα του ηλιακού ανέμου, ρευστού με άπειρη ηλεκτρική αγωγιμότητα. Ο ηλιακός άνεμος αλληλεπιδρά με το μαγνητικό πεδίο της Γης, αλλάζοντας τη ροή του από υπερηχητική σε υποηχητική, όταν το συναντά. Χωρίς τον ηλιακό άνεμο το μαγνητικό πεδίο της Γης θα εκτείνονταν σε πολύ μεγάλες αποστάσεις. Περιορίζεται έτσι η έκτασή του και δημιουργείται η μαγνητόσφαιρα της Γης. Μπορούμε επομένως να ορίσουμε τη μαγνητόσφαιρα της Γης, ή και οποιουδήποτε άλλου πλανήτη, ως τη περιοχή γύρω από τα εν λόγω ουράνια σώματα, όπου κυριαρχεί το μαγνητικό τους πεδίο.

Η ροή του ηλιακού ανέμου προς τη Γη, έχει ως αποτέλεσμα τη σύζευξη του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου με το διπολικό πεδίο της Γης, με αποτέλεσμα η γήινη μαγνητόσφαιρα να παρουσιάζει τη δομή που στη συνέχεια θα περιγράψουμε.

Κρουστικό κύμα της Γης

Για να σχηματιστεί κρουστικό κύμα, αρκεί μια ροή κινούμενη με ταχύτητα μεγαλύτερη του ήχου να αλλάζει μέσο διάδοσης.

Για να μελετήσουμε το τρόπο με τον οποίο αλλάζουν οι ιδιότητες ενός αερίου όταν δημιουργείται κρουστικό κύμα, χρησιμοποιούμε ως σύστημα αναφοράς το ίδιο το κρουστικό κύμα, οπότε και το βλέπουμε στατικό. Παρατηρούμε, στη περίπτωση αυτή, μια ροή αερίου να διαπερνά το κρουστικό κύμα. Η περιοχή από την οποία εισέρχεται αέριο ονομάζεται περιοχή χαμηλής εντροπίας (ή upstream) και η ροή είναι

31

υπερηχητική. Στην άλλη πλευρά του κρουστικού κύματος, την περιοχή υψηλής εντροπίας (ή downstream) η ροή χαρακτηρίζεται υποηχητική. Εντός του κρουστικού κύματος λαμβάνουν χώρα διαδικασίες που συμπιέζουν το αέριο. Θεωρώντας διατήρηση της μάζας από την επιφάνεια του κρουστικού κύματος, αλλαγή της πυκνότητας συνεπάγεται και αλλαγή στη ταχύτητα ροής. Όταν λοιπόν αυξάνεται η πυκνότητα, μειώνεται η ταχύτητα ροής του αερίου.

Το πλάσμα όμως που συναντάμε στις μαγνητόσφαιρες των πλανητών ή το μεσοπλανητικό χώρο, διαφέρει από ένα συνηθισμένο αέριο. Εντός του πλάσματος μπορούν να διαδοθούν διάφοροι τύποι κυμάτων, σωματιδίων και πεδίων, σε αντίθεση με τα ηχητικά κύματα που δημιουργούνται σε ένα αέριο. Η μεγαλύτερη διαφορά όμως μεταξύ πλάσματος και ενός κοινού αερίου είναι η έλλειψη συγκρούσεων μεταξύ των σωματιδίων που απαρτίζουν το πλάσμα. Αυτό σημαίνει ότι οι συγκρούσεις είναι πολύ σπάνιες και όταν συμβαίνουν δεν αλλοιώνουν τις ιδιότητες του πλάσματος.

Ο τύπος ενός κρουστικού κύματος καθορίζεται από τη γωνία που σχηματίζει το μαγνητικό πεδίο μπρος από ένα κρουστικό κύμα, με την κάθετη στην επιφάνεια του κρουστικού κύματος, θ_{Bn} , (Σχήμα 1.11).



Σχήμα 1-11: Χαρακτηρισμός κρουστικού κύματος ανάλογα με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου ως προς την επιφάνειά του.

Όταν $\theta_{Bn} = 0$ το κρουστικό κύμα χαρακτηρίζεται παράλληλο, ενώ όταν $\theta_{Bn} = 90^{\circ}$ καλείται κάθετο. Οι όροι σχεδόν-παράλληλο και σχεδόν-κάθετο αναφέρονται σε διευθύνσεις του μαγνητικού πεδίου εκατέρωθεν της διεύθυνσης $\theta_{Bn} = 45^{\circ}$ όπως δείχνει

32

το Σχήμα 1.11. Η ισχύς ενός κρουστικού κύματος, που αποτελεί και μέτρο της ενέργειας που περικλείει, μετράται με τον αριθμό Mach, M. Στο ηλιακό μας σύστημα έχουν παρατηρηθεί κρουστικά κύματα με αριθμούς Mach μεταξύ 1 και 20, ενώ σε πιο βίαια αστροφυσικά φαινόμενα, όπως εκρήξεις supernova, έχουν παρατηρηθεί κρουστικά κύματα της τάξεως των 1000 αριθμών Mach. Τα κρουστικά κύματα χαρακτηρίζονται ως υποκρίσιμα ή υπερκρίσιμα ανάλογα αν υπερβαίνουν ή όχι, κάποια τιμή του αριθμού Mach. Για $\theta_{Bn} = 90^{\circ}$ η κρίσιμη τιμή του αριθμού Mach είναι $M_A \sim 2.7$ και μειώνεται με τη μείωση της γωνίας θ_{Bn} . Το κρουστικό κύμα της Γης παρουσιάζεται υποκρίσιμο τις περισσότερες φορές, με τιμές του αριθμού Mach στο εύρος $M_A = 1.5 - 10$.

Το κρουστικό κύμα της Γης δημιουργείται στη προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιράς της και επεκτείνεται γύρω από αυτήν περιβάλλοντάς την. Η ύπαρξή του προβλέφθηκε κατά το 1960 και επιβεβαιώθηκε από τις πρώτες διαστημικές αποστολές που μελέτησαν τη μαγνητόσφαιρα της Γης. Αποτελεί περίπτωση πλάσματος τα σωματίδια του οποίου δεν υφίστανται συγκρούσεις. Πρόκειται για ένα στάσιμο κρουστικό κύμα, όπου στάσιμα χαρακτηρίζονται τα κρουστικά κύματα που σχηματίζονται γύρω από σταθερό αντικείμενο εντός υπερηχητικής ροής.

Ο ηλιακός άνεμος συναντά εμπόδιο στο μαγνητικό πεδίο της Γης και επιβραδύνεται σε ταχύτητες υποηχητικές. Έτσι μπορεί να ρέει γύρω από τη μαγνητόσφαιρα. Το σχήμα του κρουστικού κύματος είναι σχεδόν παραβολοειδές εκ περιστροφής, γι' αυτό και καλείται και τοξοειδές κρουστικό κύμα (bow shock), και παρουσιάζει, σε πρώτη προσέγγιση, αξονική συμμετρία με άξονα τη γραμμή Ηλίου-Γης. Η συμμετρία δεν είναι τέλεια επειδή η πρόσκρουση του ηλιακού ανέμου στο μαγνητικό δίπολο της Γης δεν είναι κάθετη σ' αυτό. Η γωνία που σχηματίζει η ροή του ηλιακού ανέμου με το δίπολο της Γης μεταβάλλεται με το χρόνο περιοδικά, με δύο περιόδους λόγω:

- μεταβολής της κλίσης του άξονα περιστροφής της Γης ως προς τον Ήλιο (μεταξύ ±23.5°) κατά τη κίνησή της πάνω στην εκλειπτική, στη διάρκεια του έτους.
- μεταβολής της γωνίας του μαγνητικού διπόλου της Γης με τον άξονα περιστροφής
 της κατά ±11° στη διάρκεια μιας ημέρας.

Το πλέον απομακρυσμένο σημείο του κρουστικού κύματος, στην προσήλια πλευρά της Γης, απέχει από το κέντρο της Γης $14R_E$ ($1R_E = 6,371$ km). Η μέση θέση του κρουστικού κύματος της Γης υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\mathbf{R} = \mathbf{K} / (1 + \varepsilon \cos \theta) \tag{1.45}$$

όπου, K $25R_E$ και ε 0.8, το R μετράται από το κέντρο της Γης και θ η γωνία που σχηματίζεται από την διεύθυνση ηλίου-γης και τη διεύθυνση της R. Το κρουστικό κύμα απέχει ουσιαστικά από τη μαγνητόσφαιρα μόλις λίγες R_E , θέση η οποία μεταβάλλεται με τη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου, λόγω της ελαστικότητας που παρουσιάζει η μαγνητόσφαιρα. Η περιοχή πίσω από το κρουστικό κύμα, στην οποία ο ηλιακός άνεμος κινείται με υποηχητική ταχύτητα, ονομάζεται μαγνητοθήκη.

Μπροστά από το κρουστικό κύμα, της Γης, υπάρχει μια περιοχή (foreshock) που περιέχει σωματίδια και πεδία, άμεσα συσχετιζόμενα με τη δημιουργία του κρουστικού κύματος. Τα σωματίδια αυτά αποκτούν ταχύτητες μεγαλύτερες του κρουστικού κύματος, το προσπερνούν και δημιουργούν κατά τη κίνησή τους νέα κύματα. Η ηλιόσφαιρα επίσης λειτουργεί ως επιταχυντής ηλεκτρονίων και ιόντων. Στο κρουστικό κύμα της Γης έχουν μετρηθεί ενέργειες ιόντων της τάξης των μερικών εκατοντάδων *KeV* και ηλεκτρονίων της τάξης των μερικών δεκάδων *KeV*. Οι ενέργειες αυτές είναι πολύ υψηλότερες των πρωτονίων του ηλιακού ανέμου (1 *KeV*). Ασφαλώς, οι χαρακτηριστικές ιδιότητες του κρουστικού κύματος δεν αλλοιώνονται από την ύπαρξη των νέων σωματιδίων.

Σε ένα κάθετο κρουστικό κύμα οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι παράλληλες στην επιφάνεια του κύματος, οπότε εμποδίζουν τα σωματίδια να το διαπερνούν και να ξεφεύγουν από αυτό. Έτσι τα σωματίδια παγιδεύονται στο κρουστικό κύμα κινούμενα παράλληλα στην επιφάνειά του. Σε ένα παράλληλο κρουστικό κύμα, επειδή οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου περνούν από την επιφάνεια του κρουστικού κύματος, μεταφέρουν σωματίδια διαμέσου αυτού.

Στη περίπτωση που σωματίδια ξεφεύγουν από την επίδραση του κρουστικού κύματος, ακολουθούν μια παράλληλη προς το μαγνητικό πεδίο κίνηση \mathbf{u}_{\parallel} και μια κάθετη ολίσθησης $\mathbf{u}_{d} = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^{2}$. Το **B** αναφέρεται στο μαγνητικό πεδίο του μεσοπλανητικού χώρου και το **E**, στο ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από τη
κίνηση. Η ταχύτητα ολίσθησης \mathbf{u}_d , είναι ίδια για όλα τα σωματίδια, ανεξάρτητα της ενέργειάς τους. Όταν όμως ένα σύνολο σωματιδίων, εντός ενός εύρους ενεργειών ξεφύγουν από ένα σημείο του κρουστικού κύματος, τα ταχύτερα θα έχουν διανύσει μεγαλύτερη απόσταση σε σχέση με τα βραδύτερα. Οπότε τα υψηλής ενέργειας σωματίδια παρατηρούνται πρώτα σε ένα κρουστικό κύμα, ενώ τα χαμηλής ενέργειας ακολουθούν. Το φαινόμενο αυτό χαρακτηρίζεται ως διασπορά της ταχύτητας.



Σχήμα 1-12: Η εφαπτόμενη δυναμική γραμμή, και οι περιοχές των φορτισμένων σωματιδίων στο κρουστικό κύμα της Γης.

Η πρώτη γραμμή του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου που φτάνει στο κρουστικό κύμα της Γης, ονομάζεται εφαπτόμενη (σχήμα (19)) και στο σημείο επαφής η γωνία του κρουστικού κύματος είναι $\theta_{Bn} = 90^\circ$. Οι μαγνητικές γραμμές που συνδέονται με το κρουστικό κύμα δημιουργούν τιμές της γωνίας θ_{Bn} μικρότερες από 90°. Τα πρώτα σωματίδια που παρατηρούμε κάτω από την εφαπτόμενη μαγνητική γραμμή είναι τα ηλεκτρόνια, τα δε υψηλότερης ενέργειας βρίσκονται πιο κοντά στην εφαπτόμενη μαγνητική γραμμή. Κάτω από την περιοχή των ηλεκτρονίων και για γωνίες θ_{Bn} μικρότερες των 70°, παρατηρούμε ιόντα. Προφανώς δεν υπάρχει μηχανισμός κατάλληλος να επιταχύνει τα ιόντα σε γωνίες μεγαλύτερες από $\theta_{Bn} = 70^\circ$, γεγονός το οποίο σχετίζεται με το μέγεθος και το σχήμα του κρουστικού κύματος.

Μαγνητόπαυση

36

Πρόκειται για μια επιφάνεια ρεύματος εντός της μαγνητόσφαιρας της Γης. Ως επιφάνεια ρεύματος (current sheet) ορίζουμε μια λεπτή επιφάνεια μέσω της οποίας η ένταση του μαγνητικού πεδίου ή και η διεύθυνσή του μεταβάλλονται ουσιαστικά. Προκύπτει επομένως από το νόμο του Ampere, ότι η εν λόγω επιφάνεια μεταφέρει ηλεκτρικό ρεύμα. Η επιφάνεια ρεύματος είναι αρκετά λεπτή ώστε να θεωρείται επίπεδη. Οι επιφάνειες ρεύματος στη μαγνητόσφαιρα καθορίζουν περιοχές πλάσματος μέσω των οποίων δεν γίνεται σχεδόν καθόλου μεταφορά μαγνητικής ροής. Η μαγνητόπαυση είναι η περιοχή που διαχωρίζει το γεωμαγνητικό πεδίο και το πλάσμα γήινης προέλευσης, από το πλάσμα του ηλιακού ανέμου. Η θέση της μαγνητόπαυσης καθορίζεται αν θεωρήσουμε ισορροπία των πιέσεων στις δύο περιοχές εκατέρωθεν της επιφάνειάς της. Η πίεση επομένως στη μαγνητοθήκης, που είναι συνδυασμός θερμικής και μαγνητικής πίεσης. Η δε πίεση της μαγνητοθήκης καθορίζεται από τη δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου (δηλ. τη ροή ορμής).

Γενικά, η πίεση του ηλιακού ανέμου εξισορροπείται από τη πίεση της μαγνητόσφαιρας στο άκρο που βλέπει προς τον ήλιο:

$$\rho_{SW} u_{SW}^2 = B_{MS}^2 / 2\mu_0 \tag{1.46}$$

όπου τα σύμβολα SW και MS αναφέρονται στον ηλιακό άνεμο και τη μαγνητόσφαιρα αντίστοιχα. Θεωρούμε τη μαγνητόσφαιρα κλειστή επιφάνεια την οποία δεν διαπερνούν δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου προς καμία κατεύθυνση. Η ορμή του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου, που εισέρχεται μέσω του ηλιακού ανέμου στη μαγνητόσφαιρα θεωρείται μηδέν. Εφαρμόζοντας το νόμο του Ampere στην επιφάνεια της μαγνητόπαυσης, βλέπουμε να τη διαρρέουν ρεύματα, κάθετα στο επίπεδο του σχήματος (20). Τα ρεύματα αυτά κλείνουν είτε μεταξύ τους, είτε με τα ρεύματα που δημιουργούνται στην επιφάνεια ρεύματος που υπάρχει στο κέντρο της μαγνητόπαυσης δεν υφίσταται.

Μαγνητοθήκη

Ο χώρος μεταξύ του τοξοειδούς κρουστικού κύματος και της επιφάνειας της μαγνητόπαυσης ονομάζεται μαγνητοθήκη (magnetosheath). Η μαγνητοθήκη αποτελεί τη περιοχή μετάβασης από το πλάσμα του ηλιακού ανέμου στο πλάσμα της

μαγνητόσφαιρας. Στη περιοχή αυτή παρατηρούνται απότομες μεταβολές της θερμοκρασίας και της πυκνότητας του πλάσματος, καθώς και αύξηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου. Το πάχος της μαγνητοθήκης μεταβάλλεται αναλόγως της πίεσης του ηλιακού ανέμου.



Σχήμα 1-13: Δομή της γήινης μαγνητόσφαιρας.

Πλασμόσφαιρα

Πρόκειται για περιοχή της μαγνητόσφαιρας σε μορφή τόρου, γύρω από τον πλανήτη, που αποτελεί προέκταση της ιονόσφαιρας σε αποστάσεις $4-6R_{\rm E}$. Αποτελείται από πλάσμα ενέργειας > leV και σύσταση: ~79% H₊, 20% He₊ και 1% O₊. Η πλασμόσφαιρα επεκτείνεται εντός της μαγνητοουράς όπου σχηματίζει το φύλλο πλάσματος.

Μαγνητοουρά

Πρόκειται για την περιοχή του γήινου μαγνητικού πεδίου στην ανήλια πλευρά της Γης, η οποία παραμορφώνεται λόγω της επίδρασης του ηλιακού ανέμου, εμφανίζοντας σχεδόν κυλινδρική μορφή. Η μαγνητοουρά λειτουργεί ως χώρος αποθήκευσης πλάσματος και ενέργειας, τα οποία ανανεώνονται στο εσωτερικό της μη περιοδικά, κατά τη διάρκεια των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων. Στο κέντρο της μαγνητοουράς υπάρχει επιφάνεια θερμού πλάσματος, η ουδέτερη επιφάνεια, ή φύλλο πλάσματος (plasma sheet), που χωρίζει τη μαγνητοουρά σε δύο λοβούς. Οι δύο λοβοί συνδέονται μαγνητικά με τους πόλους της Γης, χαρακτηρίζονται ως βόρειος και νότιος λοβός και τα μαγνητικά τους πεδία παρουσιάζουν αντίθετες κατευθύνσεις. Το φύλλο πλάσματος της μαγνητοουράς διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα, που είναι απαραίτητο για να αλλάζει το μαγνητικό πεδίο εκατέρωθεν της επιφάνειας. Οι εξισώσεις του Maxwell απαιτούν την ύπαρξη των ρευμάτων αυτών τα οποία επάγουν τα μαγνητικά πεδία εκατέρωθεν του φύλλου πλάσματος.

Για να εκτιμήσουμε την ακτίνα της μαγνητοουράς, μπορούμε να θεωρήσουμε διατήρηση της μαγνητικής ροής μεταξύ των πολικών περιοχών και του λοβού της μαγνητοουράς. Η πολική περιοχή που βρίσκεται πάνω από το γεωμαγνητικό πόλο της Γης, οριοθετείται από τη περιοχή εμφάνισης του πολικού σέλαος. Η ροή που εξέρχεται από τη πολική περιοχή, δίνεται ως το ολοκλήρωμα της κάθετης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της πολικής περιοχής:

$$\Phi_{PC} = 2\pi (R_E \sin \theta_{PC})^2 B_0 \tag{1.47}$$

όπου θ_{PC} είναι η συμπληρωματική του γεωγραφικού πλάτους γωνία της πολικής περιοχής, η οποία θεωρείται κυκλική, και B_0 η ένταση του μαγνητικού πεδίου στον ισημερινό, η μισή της έντασης στη πολική περιοχή.

Η δε ροή σε λοβό της μαγνητοουράς, η διατομή του οποίου θεωρείται ημικυκλική, δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi_T = \frac{1}{2}\pi R_T^2 B_T \tag{1.48}$$

όπου, R_T είναι η ακτίνα της τροχιάς και B_T η ένταση του μαγνητικού πεδίου στο λοβό της μαγνητοουράς. Εξισώνοντας τις δύο παραπάνω ροές προκύπτει:

$$\frac{R_T}{R_E} = \left(\frac{4B_0}{B_T}\right)^{\frac{1}{2}} \sin \theta_{PC}$$
(1.49)

Για τυπικές τιμές $\theta_{PC} = 15^{\circ}$ και $B_0 = 31nT$ υπολογίζουμε $R_T = 20R_E$. Αν θέσουμε $B_0 = 10nT$, που αποτελεί αντιπροσωπευτικότερη τιμή του μαγνητικού πεδίου στη μαγνητοουρά, προκύπτει $R_T = 29R_E$.

38

1.2.2 Ρεύματα στη μαγνητόσφαιρα

Τα ρεύματα που αναπτύσσονται στη μαγνητόσφαιρα της Γης, μεταβάλλονται σε περιόδους μαγνητοσφαιρικών διαταραχών, εφόσον επηρεάζονται ισχυρά από τις μεταβολές του μεσοπλανητικού πεδίου. Η ύπαρξη των ρευμάτων αυτών επάγει μαγνητικά πεδία τα οποία ευθύνονται για τις αποκλίσεις του μαγνητικού πεδίου από τη γεωμετρία του διπόλου. Αναφέρουμε περιληπτικά τα σημαντικότερα από τα ρεύματα αυτά:

Το ρεύμα της μαγνητόπαυσης ή **ρεύμα Chapman-Ferraro**, είναι το ρεύμα που ρέει στην επιφάνεια της μαγνητόπαυσης.

Το εγκάρσιο ρεύμα της μαγνητοουράς (σχήμα (1.14)) κινείται στη διεύθυνση ανατολής-δύσης, πάνω στο ισημερινό επίπεδο και χωρίζει την μαγνητοουρά στους δύο λοβούς. Το ρεύμα της ουράς επεκτείνεται σε μορφή σωληνοειδούς γύρω από το επίπεδο του ισημερινού.



Σχήμα 1-14: Ρεύματα στη μαγνητόσφαιρα της Γης.

Τα **ρεύματα Birkeland** που αναφέρθηκαν για πρώτη φορά από τον Birkeland το 1908, αναπτύσσονται στη περιοχή των ζωνών σέλαος, αποτελούνται από το ανερχόμενο και το κατερχόμενο ρεύμα και φτάνουν μέχρι την περιοχή της ιονόσφαιρας. Η ύπαρξή τους σχετίζεται με την ανάπτυξη των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων.

Το δακτυλιοειδές ρεύμα (ring current) ρέει στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα από ανατολή προς δύση και επηρεάζεται από το εγκάρσιο ρεύμα της μαγνητοουράς. Αύξηση του δακτυλιοειδούς ρεύματος προκαλεί μείωση της έντασης του γεωμαγνητικού πεδίου που μετράμε στην επιφάνεια της Γης.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Μεταφορά πλάσματος στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα

2.1 Μεγάλης κλίμακας μεταφορά

Η διαδικασία. της μαγνητικής επανασύνδεσης προτάθηκε για πρώτη φορά με σκοπό την ερμηνεία της ταχείας θέρμανσης του πλάσματος και ελάττωση του μαγνητικού πεδίου που συμβαίνει κατά τη δημιουργία των ηλιακών εκλάμψεων. Ερμηνεύει επίσης τον τρόπο με τον οποίο αλληλεπιδρά ο ηλιακός άνεμος με το πλάσμα της γήινης μαγνητόσφαιρας, δίνοντάς μας την ευκαιρία να μελετάμε την αλληλεπίδραση περιοχών πλάσματος διαφορετικής προέλευσης. Η διαδικασία σύζευξης του πλάσματος του ηλιακού ανέμου και του συστήματος μαγνητόσφαιρας-ιονόσφαιρας, προτάθηκε μέσω της μαγνητικής επανασύνδεσης, προτάθηκε από τον Dungey, το 1961.

Γενικά, κατά τη μαγνητική επανασύνδεση (Σχήμα 2-1), μαγνητικές δυναμικές γραμμές, αντίθετου προσανατολισμού και προερχόμενες από διαφορετικές περιοχές πλάσματος, αντί να εξουδετερώνονται όταν έρχονται σε επαφή, σπάνε και επανασυνδέονται, αλλάζοντας τη μορφή του μαγνητικού πεδίου. Ως αποτέλεσμα, η ενέργεια του μαγνητικού πεδίου μετατρέπεται σε κινητική και θερμική ενέργεια του πλάσματος. Η περιοχή στην οποία λαμβάνει χώρα η επανασύνδεση των δυναμικών γραμμών ονομάζεται περιοχή διάχυσης (diffusion region). Όπως παρατηρούμε και στο επόμενο σχήμα, κατά τη μαγνητική επανασύνδεση πλάσμα εισρέει προς τη περιοχή διάχυσης και εξέρχεται από αυτήν από νέους σωλήνες ροής που δημιουργούνται. Κατά την έξοδό του το πλάσμα από τους νέους σωλήνες ροής, θερμαίνεται και επιταχύνεται.

Το σημείο στο οποίο τέμνονται δύο δυναμικές γραμμές στο εσωτερικό της περιοχής διάχυσης, καλείται ουδέτερο σημείο και το μαγνητικό πεδίο μηδενίζεται. Οι δυναμικές γραμμές που αλληλεπιδρούν σχηματίζουν έναν νέο τύπο δυναμικών γραμμών σε σχήμα - x, κατά μήκος των οποίων το μαγνητικό πεδίο είναι μηδενικό. Πρόκειται για την ουδέτερη δυναμική γραμμή (Σχήμα 2-1).



Σχήμα 2-1: Η εφαπτόμενη δυναμική γραμμή, και οι περιοχές των φορτισμένων σωματιδίων στο κρουστικό κύμα της Γης.

Κατά τη διαδικασία της μαγνητικής επανασύνδεσης στη γήινη μαγνητόσφαιρα, αλλάζει η τοπολογία του μαγνητικού πεδίου της Γης. Στο Σχήμα 2-1, βλέπουμε τις δυναμικές γραμμές του IMF να συνδέονται με τις μαγνητικές γραμμές του γήινου μαγνητικού πεδίου στην προσήλια πλευρά της μαγνητόπαυσης, πάνω από τις πολικές περιοχές. Η μορφή των δυναμικών γραμμών τις μαγνητόσφαιρας αλλοιώνεται, αφού αναγκάζεται να ακολουθήσει τη ροή του εξωτερικού IMF. Η διαδικασία αυτή δεν συνεχίζεται απεριόριστα γιατί η ροή των μαγνητικών γραμμών αλλάζει κάποια στιγμή φορά, γυρνώντας από την αφήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας. Για να αντιστραφεί η φορά της μαγνητικής ροής, οι μαγνητικές γραμμές που ρέουν προς την αφήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας αποσυνδέονται από τον ηλιακό άνεμο σε μια δεύτερη περιοχή

42

διάχυσης, που βρίσκεται στην μαγνητοουρά. Λαμβάνει επομένως χώρα μαγνητική επανασύνδεση και το γεωμαγνητικό πεδίο διαχωρίζεται ξανά από το μεσοπλανητικό.

Εξ' ορισμού λοιπόν, η μαγνητική επανασύνδεση είναι ισχυρότερη όταν το IMF έχει νότιο προσανατολισμό, δεδομένου ότι το γήινο μαγνητικό πεδίο προσανατολίζεται βόρεια. Αποδεικνύεται επίσης ότι IMF μεγάλης διάρκειας και ισχύος, είναι απαραίτητο στη δημιουργία έντονων μαγνητικών καταιγίδων.

Η διαδικασία της μαγνητικής επανασύνδεσης έχει ως αποτέλεσμα:

- Μεταφορά μαγνητικής ροής από την προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας προς τη μαγνητοουρά, μέσω του ηλιακού ανέμου που μεταφέρει ουσιαστικά ενέργεια στη μαγνητόσφαιρα.
- Εισροή πλάσματος στην μαγνητόσφαιρα και ιονόσφαιρα της Γης μέσω των ανοιχτών δυναμικών γραμμών που δημιουργούνται.

Ας ξεκινήσουμε αναλυτικότερα, περιγράφοντας μαθηματικά την αλληλεπίδραση που υφίσταται μεταξύ πλάσματος και μαγνητικού πεδίου. Η αλληλεπίδραση περιγράφεται από την μαγνητοϋδροδυναμική θεωρία (MHD), στην οποία το πλάσμα συμπεριφέρεται ως συνεχές μέσο. Στις εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής, ενοποιούνται ουσιαστικά οι εξισώσεις του ηλεκτρομαγνητισμού και της μηχανικής των ρευστών και τελικά προκύπτουν δύο βασικές εξισώσεις: μια για τη ταχύτητα πλάσματος **u** και μια για το μαγνητικό πεδίο **B**.

Ο νόμος του Ampere παίρνει τη μορφή

$$\mathbf{j} = \vec{\nabla} \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \tag{2.1}$$

από την οποία καθορίζεται η πυκνότητα ρεύματος **j**όταν είναι γνωστό το μαγνητικό πεδίο **B**. Μπορούμε επίσης να γράψουμε:

$$\mathbf{j} \quad \frac{\mathbf{B}}{\mu_0 \mathbf{L}} \tag{2.2}$$

όπου το Lαποτελεί κλίμακα μήκους εντός του ρευστού στην οποία λαμβάνουν χώρα μαγνητικές διακυμάνσεις.

Ο νόμος του Ohm γράφεται:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \tag{2.3}$$

και καθορίζει το ηλεκτρικό πεδίο όταν τα **u** και **B** είναι γνωστά.

Παίρνοντας τη κλίση της εξίσωσης (58) και χρησιμοποιώντας το νόμο του Faraday, λαμβάνουμε την εξίσωση επαγωγής (induction equation), την πρώτη από τις εξισώσεις στις οποίες θέλουμε να καταλήξουμε:

$$\frac{\vartheta \mathbf{B}}{\vartheta t} = \vec{\nabla} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}$$
(2.4)

όπου η ποσότητα η=1/($\mu_0 \sigma$) καλείται μαγνητική διάχυση (magnetic diffusivity) και θεωρείται σταθερή. Ο λόγος των δύο όρων του δευτέρου μέλους της εξίσωσης (2.4), καλείται μαγνητικός αριθμός του Raynolds και προκύπτει:

$$R_{\rm m} = \frac{uL}{\eta} = \mu_0 \sigma uL \tag{2.5}$$

Όταν η ηλεκτρική αγωγιμότητα ενός ρευστού είναι αρκετά μεγάλη, η μαγνητική ροή που συνδέεται με το στοιχείο του ρευστού παραμένει σταθερή. Με άλλα λόγια, οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου μεταφέρονται μαζί με το ρευστό και το μαγνητικό πεδίο χαρακτηρίζεται ως παγωμένο (frozen in) εντός του πλάσματος. Μαγνητική επανασύνδεση λαμβάνει χώρα όταν η παραπάνω συνθήκη πάψει να υφίσταται, δηλαδή το μαγνητικό πεδίο δεν είναι πλέον παγωμένο.

Ο μαγνητικός αριθμός του Raynolds αποτελεί μέτρο των αλλαγών που υφίσταται το μαγνητικό πεδίο και η ροή πλάσματος. Όταν R_m 1, τότε το μαγνητικό πεδίο εμφανίζεται παγωμένο στο πλάσμα. Θέτουμε για παράδειγμα, τον αριθμό L ίσο με ορισμένες ακτίνες Γης (R_E), τιμή που αντιπροσωπεύει το μέγεθος της μαγνητοσφαιρικής κοιλότητας, και την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου u =100km/s, τυπική τιμή της ταχύτητάς του εντός της μαγνητόσφαιρας. Προκύπτει τότε ο αριθμός του Raynolds, $R_m = 10^{11}$. Για να πάψουν οι μαγνητικές γραμμές να είναι παγωμένες εντός του πλάσματος, πρέπει η τιμή του αριθμού Raynolds να μειωθεί κατά πολύ, σε τάξη μεγέθους κοντά στη μονάδα. Βέβαια, τα όρια που δημιουργούνται μεταξύ διαφορετικών περιοχών πλάσματος, είναι πολύ μικρού πάχους, οπότε και η κλίμακα μήκους L παίρνει μικρές τιμές, με αποτέλεσμα να καταστρέφεται εύκολα η μαγνητοϋδροδυναμική θεώρηση.

Σε συνθήκες παγωμένου μαγνητικού πεδίου, το πλάσμα μπορεί και αναμειγνύεται μόνο εντός σωλήνων ροής, χωρίς να μπορεί να τους διαπεράσει. Οι ιδιότητες του πλάσματος σε έναν σωλήνα ροής μένουν σχεδόν αμετάβλητες. Απότομες διακυμάνσεις των ιδιοτήτων του

44

πλάσματος παρατηρούνται μόνο μεταξύ διαφορετικών σωλήνων ροής, εκτός αν πρόκειται για πλάσμα κοινής προέλευσης οπότε και οι διακυμάνσεις είναι μικρές.

Όταν λοιπόν δύο περιοχές πλάσματος, προερχόμενες από διαφορετικές πηγές αλληλεπιδρούν, χωρίς όμως να αναμειγνύονται, δημιουργείται μία λεπτή οριακή επιφάνεια, που τα διαχωρίζει. Τα μαγνητικά πεδία εκατέρωθεν της διαχωριστικής επιφάνειας, είναι εφαπτόμενα αυτής και έχουν συνήθως διαφορετικές κατευθύνσεις ή και εντάσεις. Μόλις περιγράψαμε μια επιφάνεια ρεύματος, η οποία έχει προαναφερθεί στο προηγούμενο κεφάλαιο. Διαπιστώνουμε πως η ύπαρξη παγωμένου μαγνητικού πεδίου οδήγησε στη δημιουργία επιφανειών ρεύματος, όπως είναι της μαγνητόπαυσης και όπως θα δούμε στη συνέχεια, πάνω στις επιφάνειες αυτές παύει να ισχύει η θεώρηση του παγωμένου μαγνητικού πεδίου.

Αν στην εξίσωση (2.5) θεωρήσουμε ότι δεν υπάρχει ροή πλάσματος μέσω της επιφάνειας που διαχωρίζει τις δύο περιοχές πλάσματος, προκύπτει:

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2}$$
(2.6)

όπου το z βρίσκεται στη διεύθυνση της επιφάνειας ρεύματος και έχουμε θέσει το μαγνητικό πεδίο στη διεύθυνση x. Αν τη χρονική στιγμή t = 0, θέσουμε την διαχωριστική επιφάνεια απείρως λεπτή, η (2.6) έχει λύση:

$$B_{x}(z) = B_{0} \operatorname{erf}\left\{ \left(\frac{\mu_{0} \sigma}{2t} \right)^{\frac{1}{2}} z \right\}$$
(2.7)

όπου erf(u) = $\frac{2}{\pi^{1/2}} \int_{0}^{u} e^{-v^2} dv$

2.2. Επανασύνδεση στη μαγνητόπαυση

Ενώ θεωρητικά οι επιφάνειες ρεύματος είναι λεπτές και επίπεδες, τα διαστημικά σκάφη ανίχνευσαν στην επιφάνεια ρεύματος της μαγνητόπαυσης, ένα οριακό στρώμα πάχους ορισμένων εκατοντάδων χιλιομέτρων. Πιο συγκεκριμένα, το οριακό αυτό στρώμα διαχωρίζεται σε τρεις ξεχωριστές περιοχές. Το πλάσμα των τριών αυτών περιοχών κατανέμεται στη μαγνητόπαυση, ξεκινώντας από μικρά γεωγραφικά πλάτη, μέχρι μεγαλύτερα.

Αναλυτικότερα, το οριακό στρώμα των μικρών γεωγραφικών πλατών (LLBL), περιέχει πλάσμα που προέρχεται από τη μαγνητοθήκη, αλλά και την υπόλοιπη μαγνητόσφαιρα, με ροή σχεδόν προς κάθε κατεύθυνση. Η επόμενη περιοχή του οριακού στρώματος χαρακτηρίζεται ως μεγάλου ύψους άκρο (high altitude cusp) ή στρώμα εισόδου (entry layer) και αποτελείται από πλάσμα της μαγνητοθήκης με ροές χαμηλής ταχύτητας και πιθανώς τυρβώδεις. Τέλος, σε μεγαλύτερα γεωγραφικά πλάτη συναντάμε το μανδύα πλάσματος, ή το οριακό στρώμα μεγάλων γεωγραφικών πλατών (HLBL). Η ροή του είναι ομογενής, χωρικά, εκτείνεται προς τη μαγνητοουρά, ενώ η ταχύτητα ροής, η πυκνότητα και η θερμοκρασία του μειώνονται με την απόσταση από τη μαγνητόπαυση. Το Σχήμα 2-2 παρουσιάζει την τοπογραφία των διαφορετικών περιοχών του οριακού στρώματος της μαγνητόπαυσης.



Σχήμα 2-2: Περιοχές του οριακού στρώματος της μαγνητόπαυσης.

Το στρώμα εισόδου (entry layer) σχηματίζεται από την εισροή πλάσματος της μαγνητοθήκης κατά μήκος των ανοιχτών δυναμικών γραμμών. Ο μανδύας πλάσματος βρίσκεται κοντά στη περιοχή της μαγνητόπαυσης που διαχωρίζει τους λοβούς της μαγνητοουράς από τη μαγνητοθήκη και ακριβώς όπως οι λοβοί, αποτελείται από ανοιχτές δυναμικές γραμμές. Το οριακό στρώμα των μικρών γεωγραφικών πλατών (LLBL), βρίσκεται κυρίως στην προσήλια περιοχή της μαγνητοθήκης.

Το στρώμα εισόδου και ο μανδύας πλάσματος, αποτελούνται από ανοιχτές δυναμικές γραμμές της μαγνητόσφαιρας. Το πλάσμα που περιέχουν έχει προέλευση από τη μαγνητόσφαιρα, αλλά και από την ιονόσφαιρα. Το πλάσμα φθάνει από την

46

ιονόσφαιρα μέσω του "πολικού ανέμου" που ρέει κατακόρυφα πάνω από τη πολική περιοχή.

Στο Σχήμα 2-3 βλέπουμε ξανά τις τρεις διακριτές περιοχές του οριακού στρώματος της μαγνητόπαυσης, αλλά και τη διαδικασία της επανασύνδεσης να λαμβάνει χώρα στο άκρο της μαγνητόπαυσης.



Σχήμα 2-3: Μαγνητική επανασύνδεση στις περιοχές του οριακού στρώματος της μαγνητόπαυσης.

Σωματίδια της μαγνητοθήκης που μετακινούνται κατά μήκος των νέων ανοικτών δυναμικών γραμμών, ανακλώνται καθώς προχωρούν σε ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο, πιο κοντά στη Γη. Μετά τη ανάκλασή τους ακολουθούν την ίδια μαγνητική γραμμή προς τα πίσω, αλληλεπιδρώντας με σωματίδια της ιονόσφαιρας. Η μαγνητική γραμμή έχει στο μεταξύ συνδεθεί με τη μαγνητοουρά, έχοντας γίνει μαγνητική γραμμή του λοβού.

$$\boldsymbol{E}_{c} = -\boldsymbol{v}_{c} \times \boldsymbol{B} \tag{2.8}$$



Σχήμα 2-4: Απεικόνιση της μεγάλης κλίμακας κυκλοφορίας στην γήινη μαγνητόσφαιρα.

Η διαδικασία κατά την οποία συνδέονται οι μαγνητικές γραμμές του διαπλανητικού πεδίου με του γεωμαγνητικού, ονομάζεται μαγνητική συγχώνευση (merging). Η μαγνητική συγχώνευση γίνεται πιο αποτελεσματική όταν οι μαγνητικές γραμμές που συμμετέχουν στη διαδικασία, παρουσιάζουν αντίθετο προσανατολισμό.

Όταν το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο έχει νότιο προσανατολισμό, η συγχώνευση λαμβάνει χώρα στη προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας καθώς και την μαγνητοουρά, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Στη περίπτωση βόρειου προσανατολισμού του μεσοπλανητικού πεδίου, η μαγνητική συγχώνευση λαμβάνει χώρα στις πλευρικές περιοχές των λοβών της μαγνητοουράς, όπως στο ίδιο σχήμα απεικονίζεται.

Ο ηλιακός άνεμος επιβραδύνεται καθώς συναντά τη μαγνητόσφαιρα της Γης και η ενέργεια που περικλείει προκαλεί μια μεγάλης κλίμακας κυκλοφορία τόσο σωματιδίων όσο και δυναμικών γραμμών στη μαγνητόσφαιρα, που καλείται μεταφορά (convection).

Ας θεωρήσουμε τη περίπτωση που το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο παρουσιάζει νότιο προσανατολισμό και συναντά το διπολικό μαγνητικό πεδίο της Γης. Το γεωμαγνητικό πεδίο διαμορφώνεται τότε, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2-4.

Ο ηλιακός άνεμος εισέρχεται από τις ανοιχτές δυναμικές γραμμές των πολικών περιοχών με ταχύτητα v_{sw}, ενώ δεν μπορεί να εισχωρήσει εντός των κλειστών

δυναμικών γραμμών της μαγνητόσφαιρας. Έτσι το μεσοπλανητικό ηλεκτρικό πεδίο εμφανίζεται μόνο στις ανοικτές πολικές μαγνητικές γραμμές. Κατά την είσοδό του ηλιακού ανέμου στη γήινη μαγνητόσφαιρα, αλλάζει ουσιαστικά η μαγνητική ροπή του διπολικού πεδίου, με αποτέλεσμα να επάγεται ρεύμα, όπως ακριβώς στη γεννήτρια του Σχήματος 2-5.



Σχήμα 2-5: Ο ηλιακός άνεμος στην αλληλεπίδρασή του με το μαγνητικό πεδίο της Γης δημιουργεί μια φυσική γεννήτρια.

Bz southward



Σχήμα 2-6: Η διαδικασία της μεγάλης κλίμακας μεταφοράς, απεικονίζεται στην ιονόσφαιρα με την μορφή των δύο κυψελίδων.

$$\Phi = AL^{\gamma} \sin(\varphi - \varphi_0)$$
(2.9)

Δημιουργείται επομένως μια φυσική γεννήτρια κατά την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τη μαγνητόσφαιρα της Γης. Το επαγόμενο ηλεκτρικό πεδίο υπολογίζεται από τη σχέση $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_{sw} \times \mathbf{B}$ και έχει κατεύθυνση από την ανατολή προς τη δύση.

Το αναπτυσσόμενο ηλεκτρικό πεδίο οδηγεί φορτία προς χαμηλότερες μαγνητικές γραμμές σύμφωνα με τη σχέση $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mathbf{B}^2$ (Σχήμα 2-7).



Σχήμα 2-7: Είσοδος φορτίων προς εσωτερικές δυναμικές γραμμές της μαγνητόσφαιρας.

Λόγω των παραπάνω, είναι φανερό ότι κατά την ροή του ο ηλιακού ανέμου δημιουργείται μια κλειστή επιφάνεια, η οποία διαχωρίζει τις κλειστές από τις ανοιχτές δυναμικές γραμμές και είναι φορτισμένη.

Η ύπαρξη του ηλεκτρικού πεδίου Ε σε συνδυασμό με το υπάρχον μαγνητικό πεδίο Β, προκαλεί κίνηση πλάσματος με ταχύτητα ν, φοράς αντίθετης από τη ταχύτητα του ηλιακού ανέμου. Η διαδικασία αυτή εισαγωγής πλάσματος από τον ηλιακό άνεμο στη μαγνητόσφαιρα, δημιουργεί μια μεγάλης κλίμακας κυκλοφορία στο σύστημα μαγνητόσφαιρας-ιονόσφαιρας που χαρακτηρίζεται ως μεταφορά.

Η διαδικασία της μεταφοράς έχει ως αποτέλεσμα τη σύζευξη μαγνητόσφαιραςιονόσφαιρας κατά την οποία ρεύματα που δημιουργούνται στη μαγνητοουρά, κλείνουν με κύκλωμα στις πολικές περιοχές της ιονόσφαιρας μέχρι και το ύψος των 100 km. Τα ρεύματα των περιοχών 1 και 2 (regions1, 2) ή ρεύματα Birkeland, είναι παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο, ξεκινούν από τη περιοχή της μαγνητοουράς και κλείνουν στην υψηλής αγωγιμότητας περιοχή Ε της ιονόσφαιρας.

Ο ανατολικός και δυτικός ηλεκτροχείμαρρος (electrojets) αποτελούν επίσης ρεύματα της πολικής ιονόσφαιρας που ενισχύονται κατά την εμφάνιση του σέλαος στις περιόδους μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων. Η έντασή τους είναι της τάξης των ορισμένων εκατομμυρίων Ampere.

50

2.2 Ο ρόλος των επαγόμενων ηλεκτρικών πεδίων

Κατά τη διάρκεια των υποκαταιγίδων η μεταβολή του μαγνητικού πεδίου επάγει ηλεκτρικά πεδία στη μαγνητοουρά, τα οποία είναι υπεύθυνα για την εισαγωγή (έγχυση) πλάσματος στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα. Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο βρεθεί εντός μεταβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου, υπόκειται σε ηλεκτρικές δυνάμεις, σύμφωνα με το νόμο του Faraday:

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{E} \tag{2.10}$$

Τα ηλεκτρικά πεδία εμφανίζονται στη μαγνητόσφαιρα σε χωρικές κλίμακες συγκρίσιμες με τα μεγέθη της μαγνητόσφαιρας. Η δε χρονική τους διάρκεια είναι της τάξης των λεπτών. Κατά την φάση εξάπλωσης των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων έχουν παρατηρηθεί μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά πεδία τα οποία προκαλούνται από την απότομη μετάβαση του διαταραγμένου προς τη μαγνητοουρά μαγνητικού πεδίου σε μια κατάσταση που προσεγγίζει τη διπολική μορφή (dipolarization).



Σχήμα 2-8: Τροχιές ιονοσφαιρικών ιόντων Ο⁺ (a) χωρίς την κατάρρευση του γεωμαγνητικού πεδίου, (d) υπό συνθήκες κατάρρευσης του γεωμαγνητικού πεδίου όπως υπολογίζονται από τον D. Delcourt [2002]. Τα επαγόμενα ηλεκτρικά πεδία επηρεάζουν την κίνηση των ιόντων.

Στη φάση εξάπλωσης των υποκαταιγίδων οι δορυφόροι παρατηρήσει αυξημένες ροές σωματιδίων από την κοντινή μαγνητοουρά προς την εσωτερική μαγνητόσφαιρα. Η ακριβής συσχέτιση της παρατηρούμενης εισαγωγής σωματιδίων με την μετάβαση του μαγνητικού πεδίου προς τη διπολική του μορφή και την φάση ανάπτυξης των υποκαταιγίδων, δεν είναι ακόμη πλήρως διευκρινισμένη.



Σχήμα 2-9: Τροχιές ιόντων Ο⁺ στην διάρκεια επανασχηματισμού των μαγνητικών γραμμών. Η εξωτερική μαγνητική γραμμή αντιστοιχεί σε διαταραχή ισχυρότερη απ' ότι η εσωτερική μαγνητική γραμμή. [D. Delcourt, 2002].

Ένα από τα μοντέλα που έχουν αναπτυχθεί ώστε να υπολογίζουν την επιτάχυνση που υφίστανται τα φορτισμένα σωματίδια για μεταβάσειςτου μαγνητικού πεδίου μεταξύ δύο διαταραγμένων καταστάσεών του είναι το μοντέλο του Delcourt [1990a, 2002]. Βάση των εργασιών του πάνω σε αυτόν το κώδικα, καταλήγει στο συμπέρασμα ότι τα επαγώμενα ηλεκτρικά πεδία που αναπτύσσονται κατά τις μεταπτώσεις του μαγνητικού πεδίου στην διάρκεια των υποκαταιγίδων παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στην μεταφορά πλάσματος από το φύλλο πλάσματος προς την εσωτερική μαγνητόσφαιρα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Δυναμικές διεργασίες στη μαγνητόσφαιρα

3.1 Μαγνητικές καταιγίδες

Οι μαγνητοσφαιρικές καταιγίδες διαφέρουν από τις υποκαταιγίδες τόσο στην ένταση, όσο και τη διάρκειά τους. Παρατηρούνται κυρίως στα μέσα γεωγραφικά πλάτη, διαρκούν ορισμένες ημέρες και προκαλούν μείωση της οριζόντιας συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου Η, με επακόλουθη επαναφορά της στις αρχικές της τιμές. Αναλόγως του μεγέθους της μείωσης που προκαλούν στο μαγνητικό πεδίο, χαρακτηρίζονται ως ασθενείς, ισχυρές ($-500 < \Delta H < -300nT$) ή πολύ ισχυρές ($\Delta H < -500nT$). Στη διάρκεια ενός ηλιακού κύκλου πολύ ισχυρές καταιγίδες συμβαίνουν δύο ή τρεις φορές. Οι ισχυρές καταιγίδες παρουσιάζουν μεγαλύτερη συχνότητα, οκτώ φορές σε κάθε κύκλο, ενώ ασθενείς μαγνητοσφαιρικές καταιγίδες μπορούν να υπάρξουν μέχρι και 400 στη διάρκεια ενός ηλιακού κύκλου.

Βασικό χαρακτηριστικό μιας μαγνητοσφαιρικής καταιγίδας αποτελεί ο σχηματισμός του δακτυλιοειδούς ρεύματος, στο ισημερινό επίπεδο, ως αποτέλεσμα του εμπλουτισμού της μαγνητόσφαιρας με νέα σωματίδια. Η ένταση του δακτυλιοειδούς ρεύματος αποτελεί μέτρο της έντασης της καταιγίδας, η οποία εκτιμάται, όπως θα δούμε στις επόμενες παραγράφους αναλυτικότερα, από το γεωμαγνητικό δείκτη D_{st}. Ο

δείκτης D_{st} μεταβάλλεται κατά τη διάρκεια των καταιγίδων στο εύρος τιμών -600nT < D_{st} <100nT. Ο πίνακας που ακολουθεί καθορίζει τα κατώφλια τιμών του γεωμαγνητικού δείκτη D_{st} , της έντασης της συνιστώσας B_z του μεσοπλανητικού πεδίου και της διάρκειας, μαγνητοσφαιρικών καταιγίδων διαφόρων εντάσεων.

καταιγίδες	Dst (nT)	B z (nT)	∆T (hours)
Ισχυρές	-100	-10	3
Μέτριες	-50	-5	2
Ασθενείς	-30	-3	1

Πίνακας 3-1: Κατώφλια τιμών Dst, Bz και διάρκειας ΔΤ στις μαγνητικές καταιγίδες.

Συνθήκες που οδηγούν στην ανάπτυξη μαγνητοσφαιρικών καταιγίδων:

Η μεταφορά ενέργειας από τον ηλιακό άνεμο στη γήινη μαγνητόσφαιρα, όπως στο προηγούμενο κεφάλαιο αναφέραμε, γίνεται κατά τη διαδικασία της σύζευξης ηλιακού ανέμου-γεωμαγνητικού πεδίου και την επακόλουθη μεταφορά πλάσματος στη μαγνητόσφαιρα. Η διαδικασία μεταφοράς πλάσματος ενισχύεται από τα ισχυρά ηλεκτρικά πεδία που αναπτύσσονται εγκάρσια στη μαγνητοουρά. Τα ηλεκτρικά πεδία της μαγνητοουράς προκύπτουν ως συνδυασμός της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου και του νότιου προσανατολισμού του μεσοπλανητικού πεδίου. Από τους δύο αυτούς παράγοντες έχει θεωρηθεί σημαντικότερος ο νότιος προσανατολισμός του μεσοπλανητικού πεδίου, επειδή παρουσιάζει ισχυρότερες διακυμάνσεις. Έχει επίσης διαπιστωθεί ότι η δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου παίζει σημαντική είναι η επίδρασή της στο φαινόμενο του σέλαος.

Μια μαγνητοσφαιρική καταιγίδα αποτελείται από επί μέρους φάσεις, όπως εικονίζονται στο παρακάτω σχήμα. Παρατηρούμε ότι η έναρξη της καταιγίδας καθορίζεται από μια απότομη αύξηση της συνιστώσας Η του μαγνητικού πεδίου (SSC, Sudden Storm Commencement), που προκαλείται από τη συμπίεση της προσήλιας πλευράς της μαγνητόσφαιρας, εξ' αιτίας της αυξημένης πίεσης του ηλιακού ανέμου.



Σχήμα 3-1: Φάσεις ανάπτυξης μιας μαγνητοσφαιρικής καταιγίδας.

Ακολουθεί ένα διάστημα στο οποίο το μαγνητικό πεδίο, μετά την αρχική του αύξηση, δεν μεταβάλλεται σημαντικά (αρχική φάση). Στη συνέχεια το μαγνητικό πεδίο Η μειώνεται ως αποτέλεσμα της ενίσχυσης του δακτυλιοειδούς ρεύματος με ενεργειακά ιόντα. Πρόκειται για τη κύρια φάση της καταιγίδας, η οποία μπορεί να διαρκεί από μία έως λίγες ώρες. Τελικά το μαγνητικό πεδίο αρχίζει να επανέρχεται στις φυσιολογικές του τιμές κατά τη φάση επαναφοράς, στην οποία το δακτυλιοειδές ρεύμα σταματά να εμπλουτίζεται με νέα σωματίδια και αρχίζει να φθίνει.

Δακτυλιοειδές ρεύμα

Το δακτυλιοειδές ρεύμα (ring current) αναπτύσσεται στο ισημερινό επίπεδο, γύρω από τη Γη και σε αποστάσεις $2R_E - 9R_E$. Αποτελείται κυρίως από θετικά ιόντα που κινούνται σε δυτική κατεύθυνση, αλλά και ηλεκτρόνια που κινούνται ανατολικά, όπως στο διπλανό σχήμα εικονίζεται. Οι ενέργειες των θετικών ιόντων κυμαίνονται μεταξύ 20-200 keV, ενώ των ηλεκτρονίων κάτω των 30 keV. Τα φορτισμένα σωματίδια που απαρτίζουν το δακτυλιοειδές ρεύμα προέρχονται από τη περιοχή του φύλλου πλάσματος της μαγνητόσφαιρας και την ιονόσφαιρα της Γης. Οι πληθυσμοί σωματιδίων του φύλλου πλάσματος προέρχονται από τον ηλιακό άνεμο και τη μαγνητόσφαιρα. Συμπεραίνουμε επομένως ότι ο ηλιακός άνεμος και η ιονόσφαιρα του ονόσφαιρα και τον ηλιακό άνεμο, ενώ τα ιόντα Ο⁺ παράγονται κυρίως στην ιονόσφαιρα. Έχει διαπιστωθεί ότι στις ισχυρές καταιγίδες τα ιόντα οξυγόνου ιονοσφαιρικής προέλευσης συμβάλλουν κυρίως στην ενέργεια του δακτυλιοειδούς

55

ρεύματος. Στις ασθενείς καταιγίδες ο ηλιακός άνεμος και η ιονόσφαιρα συμβάλλουν εξίσου στην ολική ενέργεια του δακτυλιοειδούς ρεύματος.

Τα σωματίδια του ηλιακού ανέμου εμπλουτίζουν το δακτυλιοειδές ρεύμα μέσω της διαδικασία έγχυσης σωματιδίων από το φύλλο πλάσματος προς την εσωτερική μαγνητόσφαιρα. Η ένχυση σωματιδίων έχει παρατηρηθεί από δορυφόρους να λαμβάνει χώρα στη νυχτερινή πλευρά της Γης, κατά την κύρια φάση ανάπτυξης μιας καταιγίδας.

Η ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος, έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός μαγνητικού πεδίου, με φορά αντίθετη του γεωμαγνητικού, με αποτέλεσμα την ελάττωση της έντασης του μαγνητικού πεδίου που μετράμε στην επιφάνεια της Γης, οπότε συνδέεται άμεσα με τη δημιουργία των μαγνητοσφαιρικών καταιγίδων.

Εξασθένηση του δακτυλιοειδούς ρεύματος

Οι μηχανισμοί κατά τους οποίους εξασθενεί το δακτυλιοειδές ρεύμα είναι η ανταλλαγή φορτίου με άτομα της εξώσφαιρας, οι κρούσεις Coulomb και οι αλληλεπιδράσεις με κύματα πλάσματος. Ως βασικότερος μηχανισμός εξασθένησης του δακτυλιοειδούς ρεύματος θεωρείται η διαδικασία ανταλλαγής φορτίου των ιόντων του ρεύματος με τα άτομα της γεωκορώνας, γιατί τα ουδέτερα άτομα που προκύπτουν από τη διεργασία αυτή είναι αρκετά ενεργειακά ώστε να διαφύγουν εντελώς από το πληθυσμό του δακτυλιοειδούς ρεύματος.

Η γεωκορώνα αποτελεί προέκταση της εξώσφαιρας της Γης σε αποστάσεις έως και $5R_E$. Αποτελείται κυρίως, από ψυχρά (~1000 K) ουδέτερα άτομα υδρογόνου, η πυκνότητα των οποίων ελαττώνεται ταχύτατα με το ύψος από την επιφάνεια της Γης. Έτσι σε αποστάσεις μεγαλύτερες από $10R_E$, οι συγκρούσεις μεταξύ ιόντων και των ατόμων υδρογόνου της γεωκορώνας είναι σπάνιες. Στα χαμηλότερα όμως ύψη που ρέει το δακτυλιοειδές ρεύμα, οι συγκρούσεις είναι σημαντικές και προκαλούν απώλειες στα ιόντα του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Το ρεύμα επομένως θα φθίνει σε περιόδους που δεν εμπλουτίζεται με σωματίδια του ηλιακού ανέμου, λόγω των παραπάνω απωλειών. Οι βασικότερες αλληλεπιδράσεις ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος του δακτυλιοειδούς με τα άτομα της γεωκορώνας είναι συ του δακτυλιοειδούς με τα άτομα της γεωκορώνας και των παραπάνω απωλειών.

 $H^{+} + H \rightarrow H + H^{+}$ $O^{+} + H \rightarrow O + H^{+}$ $He^{++} + H \rightarrow He^{+} + H^{+}$ $He^{+} + H \rightarrow He + H^{+}$

Τα άτομα που έχουν προέλθει, μετά την ανταλλαγή φορτίου, έχουν χάσει το φορτίο τους, αλλά παραμένουν ενεργειακά. Για το λόγο αυτό ονομάζονται ενεργειακά ουδέτερα άτομα (ENA: Energetic Neutral Atoms). Η ενεργειακή κατανομή των ENA εξαρτάται από την κατανομή ενέργειας των ιόντων του δακτυλιοειδούς ρεύματος και την ενεργό διατομή της μεταξύ τους αλληλεπίδρασης. Εφόσον τα ENA δεν έχουν πλέον φορτίο, δεν επηρεάζονται από το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο της μαγνητόσφαιρας και ακολουθούν βαλλιστικές τροχιές. Η καταγραφή των ENA, στη γεωκορώνα μας παρέχει τη δυνατότητα απεικόνισης του δακτυλιοειδούς ρεύματος.



Σχήμα 3-2: Διαδικασία ανταλλαγής φορτίου.

Ο γεωμαγνητικός δείκτης Dst

Ο γεωμαγνητικός δείκτης *Dst* εκφράζει την ένταση του δακτυλιοειδούς ρεύματος που αναπτύσσεται στη διάρκεια μιας καταιγίδας, οπότε χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της έντασης των μαγνητοσφαιρικών καταιγίδων. Η ένταση του δακτυλιοειδούς ρεύματος μπορεί να μετρηθεί από το ακτινικό μαγνητικό πεδίο που παράγεται στο κέντρο του. Η συνιστώσα Η του μαγνητικού πεδίου που καταγράφεται από μαγνητόμετρα που είναι τοποθετημένα σε σταθμούς του ισημερινού, μετράει το ακτινικό μαγνητικό πεδίο. Σε κάθε άλλη περίπτωση, η μέτρηση της Η συνιστώσας πρέπει να κανονικοποιείται από το συνημίτονο του γεωγραφικού πλάτους του σταθμού, ώστε να δίνει κάθε φορά την ένταση του ακτινικού πεδίου. Δεδομένου ότι οι μετρήσεις από έναν μόνο σταθμό θα περιλαμβάνουν τυχαία ή συστηματικά λάθη, είναι προτιμότερο να παίρνουμε τον μέσο όρο μετρήσεων από πολλούς σταθμούς. Ορίζουμε επομένως το δείκτη D_{st} από τη σχέση:

$$D_{st} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{\Delta H_i}{\cos \theta_i}$$
(3.1)

όπου ΔH_i είναι η μεταβολή του μαγνητικού πεδίου λόγω του δακτυλιοειδούς ρεύματος που μετρήθηκε από σταθμό i που βρίσκεται σε γεωγραφικό πλάτος θ_i. Ο δείκτης *Dst* μετράει ουσιαστικά μεταβολές του μαγνητικού πεδίου.



Σχήμα 3-3: Η κατανομή των μαγνητομέτρων στη Γη.

Η συνιστώσα όμως Η που μετράται από ένα σταθμό, περιλαμβάνει την επίδραση και άλλων ρευματικών συστημάτων, εκτός του δακτυλιοειδούς. Συγκεκριμένα αποτελεί άθροισμα των παρακάτω συνιστωσών:

$$H = H_0 + H_{SQ} + H_{MP} + H_{SR} + H_{PR} + H_T + H_{SS}$$
(3.2)

Οι δείκτες της παραπάνω εξίσωσης αναφέρονται σε διακυμάνσεις που οφείλονται:

στη διακύμανση του βασικού γεωμαγνητικού πεδίου (0), στη διακύμανση του ήρεμου ήλιου (SQ), στο ρεύμα της μαγνητόπαυσης (MP), στο συμμετρικό δακτυλιοειδές ρεύμα

(SR), στο μερικό δακτυλιοειδές ρεύμα (PR), στο ρεύμα της μαγνητοουράς (T) και στο σφηνοειδές ρεύμα (SS). Για να αντιπροσωπεύει επομένως ο δείκτης D_{st} τη μεταβολή του μαγνητικού πεδίου που οφείλεται μόνο στο δακτυλιοειδές ρεύμα, πρέπει να διορθωθεί από τις παραπάνω επιδράσεις.



Σχήμα 3-4: Η είναι η οριζόντια συνιστώσα (στο επίπεδο Χ-Υ) του μαγνητικού πεδίου.

Μια αρχική διόρθωση έγινε όταν λήφθηκε υπ' όψιν το ρεύμα της μαγνητόπαυσης. Ο διορθωμένος δείκτης *Dst** δίνεται στη περίπτωση αυτή από τη σχέση Dessler-Parker-Sckopke:

$$\frac{D_{st}^{*}(t)}{B_{0}} = \frac{2E(t)}{3Em}$$
(3.3)

όπου Dst^* είναι η μείωση του μαγνητικού πεδίου εξ' αιτίας του δακτυλιοειδούς ρεύματος, B_0 η μέση τιμή του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης στον ισημερινό, E(t) η ολική ενέργεια των σωματιδίων που αποτελούν το δακτυλιοειδές ρεύμα και Em = 8×10²⁴ ergs η ολική ενέργεια του γεωμαγνητικού πεδίου εκτός της Γης. Ο αρχικός δείκτης *Dst* και ο διορθωμένος *Dst** συνδέονται με τη σχέση:

$$D_{st}^* = D_{st} - bp^{1/2} + c$$
(3.4)

όπου $p = nm^+v^2$: είναι η δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου στη διάρκεια της καταιγίδας (n και v είναι η πυκνότητα και η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, αντίστοιχα, m⁺ είναι η μάζα του πρωτονίου)

b: ένας συντελεστής αναλογίας, και

c: η δυναμική πίεση του ηλιακού ανέμου σε ήσυχες περιόδους

Σε περιόδους ισχυρών διακυμάνσεων της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου, δηλαδή στη διάρκεια μαγνητοσφαιρικών καταιγίδων, οι δείκτες D_{st} και D_{st}^* μπορεί να διαφέρουν μέχρι και 100%. Από τη Σχέση 3-3 παρατηρούμε ότι το γεωμαγνητικό πεδίο μειώνεται γραμμικά με την ολική ενέργεια των σωματιδίων του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Ο δείκτης D_{st}^* είναι χρήσιμος επομένως για την εκτίμηση της ολικής ενέργειας των σωματιδίων που εκχύνονται στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα στη διάρκεια μιας καταιγίδας.

Αν ορίσουμε ως Q(t) τη συνάρτηση εισροής (ή έκχυσης) ενέργειας στη μαγνητόσφαιρα, μπορούμε να την σχετίσουμε με το δείκτη D_{st}^* με τη σχέση:

$$\frac{dD_{st}^{*}(t)}{dt} = Q(t) - \frac{D_{st}^{*}(t)}{\tau}$$
(3.5)

όπου τ είναι ο χρόνος εξασθένησης του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Λύση της παραπάνω εξίσωσης αποτελεί η:

$$D_{st}^{*}(t) = e^{-t/\tau} \left[D_{st}^{*}(0) + \int_{0}^{t} Q(z)e^{z/t} dz \right]$$
(3.6)

Κατά την φάση επαναφοράς μιας καταιγίδας, όπου σε ιδανικές συνθήκες δεν έχουμε εισροή ενέργειας, η εξίσωση (3.3) έχει την ακόλουθη λύση:

$$E(t) = E_0 e^{-(t-t_0)/\tau}$$
(3.7)

Ο χρόνος εξασθένησης τ, έχει βρεθεί να σχετίζεται μη γραμμικά από την ένταση της καταιγίδας και υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\tau = \tau_0 / (1 - 0.0012 \text{D}_{\text{st}}^*) (72)$$
(3.8)

60

όπου θέτουμε $\tau_0 = 12.5h$. Παρατηρούμε πως για τιμές $D_{st}^* \leq -100nT$, ο χρόνος εξασθένησης τ, γίνεται σημαντικός. Οι καταιγίδες μεγάλης έντασης εμφανίζουν μικρότερους χρόνους επαναφοράς.

$$D_{st} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{\Delta H_i}{\cos \theta_i}$$
(3.9)

Μπορούμε να μελετήσουμε το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης **B**, χρησιμοποιώντας τις καρτεσιανές συντεταγμένες X, Y, Z, όπου το X κατευθύνεται από το νότο προς το βορά, το Y από δύση προς ανατολή και το Z κατακόρυφα προς το κέντρο της Γης, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3-4. Η συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου στο οριζόντιο επίπεδο συμβολίζεται με Η και σχηματίζει με τον άξονα X γωνία D, η οποία είναι θετική όταν μετράται από το βορά προς την ανατολή. Η γωνία που σχηματίζει το συνολικό πεδίου Γ με το οριζόντιο επίπεδο είναι Ι και είναι θετική για διανύσματα του μαγνητικού πεδίου κάτω από το επίπεδο αυτό.



Σχήμα 3-5: Η μεταβολή του γεωμαγνητικού δείκτη *SYM-H* (τιμές ενός λεπτού) κατά την διάρκεια μιας ισχυρής μαγνητικής καταιγίδας.

3.2 Μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες

Πρώτοι οι Akasofu και Chapman (1961), χρησιμοποίησαν τον όρο της μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας για να περιγράψουν έντονες διαταραχές του μαγνητικού πεδίου κατά τη διάρκεια μαγνητικών καταιγίδων.

Ορίζουμε ως μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες έντονες, τοπικές, παροδικές μεταβολές του γεωμαγνητικού πεδίου, οι οποίες οφείλονται σε έντονη και ταχεία κατανάλωση ενέργειας, που προέρχεται από τον ηλιακό άνεμο και αποθηκεύεται προσωρινά στη μαγνητοουρά. Οι κλίμακες χρόνου στον οποίο λαμβάνει χώρα μια υποκαταιγίδα είναι της τάξης των λίγων ωρών. Το ξέσπασμα της μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας εκδηλώνεται με τη ξαφνική έκλαμψη ενός τόξου σέλαος και τη μετακίνηση λαμπρών σχηματισμών του σέλαος προς το πόλο.



Σχήμα 3-6: Οι σελαϊκοί ηλεκτροχείμαρροι (auroral electrojets) είναι ένα ρευματικό σύστημα που αναπτύσσεται στις πολικές περιοχές κατά την διάρκεια μιας υποκαταιγίδας.

Οβάλ σέλαος

Το οβάλ σέλαος (ή σελαϊκό οβάλ) αποτελεί βασική έκφραση των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων και ορίζεται ως μια σχεδόν κυκλική περιοχή πάνω από κάποιον από τους πόλους, όπου παρατηρείται το φαινόμενο του σέλαος. Η διάμετρος του οβάλ σέλαος είναι συνάρτηση της γεωμαγνητικής δραστηριότητας και αυξάνεται προς τα χαμηλότερα γεωγραφικά πλάτη, καθώς η γεωμαγνητική δραστηριότητα αυξάνει.



Σχήμα 3-7: Περιοχές ανάπτυξης του σελαϊκού οβάλ και της ζώνης σέλαος.

Ως ζώνες σέλαος ορίζουμε τις περιοχές όπου λαμπρά τόξα σέλαος εμφανίζονται συχνότερα. Οι σελαϊκές ζώνες στην ημερήσια περιοχή της Γης τοποθετούνται σε πλάτη 75° – 80°, ενώ στη νυχτερινή περιοχή τοποθετούνται λίγο χαμηλότερα, σε πλάτη 60° – 65°. Τα τόξα σέλαος εμφανίζονται λαμπρότερα κοντά στη νυχτερινή περιοχή του σελαϊκού οβάλ, οπότε θεωρούμε τη σελαϊκή ζώνη κύκλο με κέντρο στο μαγνητικό πλάτος των 67°.

Φάσεις των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων

Μια μαγνητοσφαιρική υποκαταιγίδα αποτελείται από τρεις διακριτές φάσεις: τη φάση ανάπτυξης (growth phase), τη φάση επέκτασης (ξέσπασμα της υποκαταιγίδας) (expansion phase) και τη φάση επαναφοράς (recovery phase).

Οι φάσεις αυτές συνδέονται άρρηκτα με την εμφάνιση και εξέλιξη του πολικού σέλαος. Ένας παρατηρητής ευρισκόμενος στη νυχτερινή πλευρά του οβάλ σέλαος, αντιλαμβάνεται ως έναρξη της υποκαταιγίδας την εμφάνιση φωτεινών τόξων, χαμηλής 64

έντασης, να επιμηκύνονται στη διεύθυνση ανατολής-δύσης. Λίγες ώρες αργότερα, το σέλας αρχίζει να κινείται προς τον ισημερινό, αυξάνοντας την έντασή του. Ξαφνικά απλώνεται σε ολόκληρο τον ουρανό, σαν μια κουρτίνα φωτός, που κινείται ταχύτατα αλλάζοντας σχήμα και ένταση. Λίγα λεπτά αργότερα το σέλας εξασθενεί, οπότε αρχίζει να επέρχεται η φάση επαναφοράς.

Το επικρατέστερο, έως σήμερα, μοντέλο ερμηνείας των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων θεμελιώθηκε στις αρχές της δεκαετίας του '70 από τον McPherron [1973]. Πρόκειται για το μοντέλο κοντινής ουδέτερης γραμμής (Near Earth Neutral Line Model). Βάση του μοντέλου αυτού, ο νότιος προσανατολισμός του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου προκαλεί αυξημένη συγχώνευση γεωμαγνητικών και μεσοπλανητικών μαγνητικών γραμμών, στην ημερήσια μαγνητόπαυση. Όταν αρχίζει η διαδικασία της επανασύνδεσης (reconnection), η μεταφορά (convection) αυξάνεται δραματικά και ενέργεια αρχίζει να εισρέει από τη μαγνητοουρά προς την εσωτερική μαγνητόσφαιρα.

Οι μηχανισμοί εισροής της ενέργειας είναι συνήθως απότομοι και εκρηκτικοί και για το λόγο αυτό καλούνται μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες.

Κατά τη φάση ανάπτυξης μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας παρατηρείται αυξημένη μεταφορά πλάσματος προς τη μαγνητόσφαιρα. Αυξάνεται τότε η μαγνητική πίεση στους λοβούς της μαγνητοουράς, αναγκάζοντας το φύλλο πλάσματος να γίνει πιο λεπτό, δημιουργώντας μια νέα ουδέτερη γραμμή, πιο κοντά στη Γη, σε απόσταση 15R_E (φάση 2 στο Σχήμα 3-9).

Το μαγνητικό πεδίο στη κοντινή μαγνητόσφαιρα "τεντώνεται" προς τη μαγνητοουρά, αλλοιώνοντας τη γεωμετρία διπόλου που επικρατεί στη κατάσταση ισορροπίας. Η xσυνιστώσα του μαγνητικού πεδίου μεγαλώνει, ενώ η z-συνιστώσα μικραίνει. Κατά τη φάση αυτή το εγκάρσιο ρεύμα της μαγνητοουράς αλλοιώνεται, και εμφανίζεται ένα νέο ρευματικό σύστημα), το σφηνοειδές ρεύμα καθώς και βαθμιαία αύξηση του ανατολικού και δυτικού ηλεκτροχειμάρρου, ρευματικού συστήματος που αναπτύσσεται στη περιοχή της ιονόσφαιρας (Σχήμα 3-6).

✓ Κατά την έναρξη της φάσης επέκτασης της υποκαταιγίδας λαμβάνει χώρα βίαιη επανασύνδεση σε δυναμικές γραμμές της μαγνητοουράς, σε απόσταση 20−30R_E. Η ενέργεια του μαγνητικού πεδίου που αποθηκεύεται στους λοβούς μετατρέπεται σε ενέργεια των σωματιδίων της περιοχής και ενεργειακό πλάσμα εισρέει βίαια από τη μακρινή μαγνητοουρά στη κοντινή μαγνητοουρά. Εξ' αιτίας της συγχώνευσης των δυναμικών γραμμών στο νέο σημείο τύπου-Χ, που έχει ήδη δημιουργηθεί, πιο κοντά στη Γη, σχηματίζονται κλειστοί βρόγχοι δυναμικών γραμμών και δημιουργούν το πλασμοειδές (plasmoid). Το πλασμοειδές, αρχίζει να κινείται κατά μήκος της μαγνητοουράς, αποσυνδεμένο από τις μαγνητικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου, αφήνοντας πίσω του ένα λεπτό φύλλο πλάσματος (φάσεις 7-9 στο Σχήμα 3-9).



Σχήμα 3-8: Στάδια ανάπτυξης μιας πολικής υποκαταιγίδας.

Το μεγαλύτερο μέρος της εισερχόμενης ενέργειας καταναλίσκεται στο οβάλ του σέλαος, το οποίο και δηλώνει το ξέσπασμα της υποκαταιγίδας, με την απότομη αύξηση

66

της φωτεινότητάς του. Στη διάρκεια του ξεσπάσματος της υποκαταιγίδας παρατηρούνται και καταγράφονται μεταβολές του μαγνητικού πεδίου και στην επιφάνεια της Γης.

Κατά τη φάση επαναφοράς, το μαγνητικό πεδίο της μαγνητοουράς επανέρχεται στη γεωμετρία του διπόλου, αρχίζοντας έτσι η μαγνητόσφαιρα να επανέρχεται στην αρχική της ήρεμη κατάσταση, (φάση 10 στο Σχήμα 3-9).



Σχήμα 3-9: Στάδια εξέλιξης μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας βάση του μοντέλου κοντινής ουδέτερης γραμμής (NENL).



67

Σχήμα 3-10: Σχηματική αναπαράσταση των φυσικών διεργασιών που παρατηρούνται στην μαγνητόσφαιρας τη διάρκεια μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας.

Εκτός του μοντέλου ΝΕΝL το οποίο και παρουσιάζεται ως το επικρατέστερο, έχουν αναπτυχθεί και άλλα μοντέλα τα οποία περιγράφουν τις ίδιες φυσικές διεργασίες, όπως εικονίζονται στο Σχήμα 3-10. Η κύρια διαφωνία μεταξύ των μοντέλων που έχουν αναπτυχθεί αφορά την χρονική σειρά κατά την οποία λαμβάνουν χώρα οι βασικές φυσικές διεργασίες στη διάρκεια μιας υποκαταιγίδας. Οι διαδικασίες αυτές είναι: η μαγνητική επανασύνδεση, η μεταβολή των ρευμάτων στην μαγνητοουρά και η εμφάνιση του σέλαος. Με στόχο να διευκρινιστεί το θέμα έχει σταλεί στο διάστημα από τον Φεβρουάριο του 2007 η αποστολή της NASA, THEMIS (Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms). Κάποιες από τις παρατηρήσεις της αποστολής (Σχήμα 3-11) καταρρίπτουν την σειρά των γεγονότων που κάθε γνωστό μοντέλο μέχρι σήμερα έχει προτείνει, κάποιες όμως συμφωνούν με το μοντέλο ΝΕΝL. Διαπιστώνουμε συνεπώς ότι το ζήτημα των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων είναι περίπλοκο και συνεχίζει να διερευνάται.



Σχήμα 3-11: Η ακολουθία των βασικών φυσικών διεργασιών που πραγματοποιούνται στην διάρκεια των υποκαταιγίδων με βάση, τις πρόσφατες παρατηρήσεις της αποστολής HEMIS. Σημειώνονται και οι θέσεις των 5 δορυφόρων της αποστολής [V. Angelopoulos, Joint Cluster-THEMIS SWT, Sep 23-26, 2008].

Οι γεωμαγνητικοί δείκτες ΑL, ΑU, ΑΕ

Οι γεωμαγνητικοί δείκτες χρησιμοποιούνται για την εκτίμηση των μεταβολών του γεωμαγνητικού πεδίου κατά τη διάρκεια των μαγνητοσφαιρικών καταιγίδων και υποκαταιγίδων.

Εδικά οι γεωμαγνητικοί δείκτες AL και AU μετρούν τις μεταβολές του δυτικού και του ανατολικού ηλεκτροχειμάρρου αντίστοιχα, που αναπτύσσονται κατά τη διάρκεια των υποκαταιγίδων στις πολικές περιοχές. Ουσιαστικά μετράνε τις μεταβολές της οριζόντιας συνιστώσας του γεωμαγνητικού πεδίου Η, εφόσον ο δυτικός ηλεκτροχείμαρρος προκαλεί μείωση της έντασης του μαγνητικού πεδίου, ενώ ο ανατολικός προκαλεί αύξηση αυτού. Οι σταθμοί επομένως που βρίσκονται σε μεταμεσονύκτιες και ανατολικές περιοχές της σελαϊκής ζώνης (περίπου 10), μετρούν τον δείκτη AL. Ο δείκτης AU μετράται από αργά το απόγευμα ως και πριν το μεσονύκτιο, από σταθμούς εγκατεστημένους στο δυτικό τμήμα της σελαϊκής ζώνης. Στο σχήμα που ακολουθεί βλέπουμε πως μεταβάλλονται οι γεωμαγνητικοί δείκτες *AL* και *AU* κατά τη διάρκεια μιας υποκαταιγίδας. Η υποκαταιγίδα αρχίζει τη χρονική στιγμή που παρατηρούμε μεταβολή των *AL* και *AU* δεικτών. Ομοίως το τέλος της υποκαταιγίδας ορίζεται από τη τελευταία παρατηρούμενη μεταβολή των ανωτέρω δεικτών. Η έναρξη της φάσης επέκτασης είναι η στιγμή της απότομης αύξησης του δυτικού ηλεκτροχειμάρρου, επομένως του δείκτη *AL*, κοντά στο μεσονύκτιο. Όταν ο δείκτης *AL* παίρνει την ελάχιστη τιμή του και αρχίζει να οδεύει προς τις αρχικές του τιμές, τελειώνει η φάση επέκτασης και αρχίζει η φάση επαναφοράς.



Σχήμα 3-12: Η μεταβολή των γεωμαγνητικών δεικτών *AU* και *AL* στις διαφορετικές φάσεις μιας υποκαταιγίδας.

Η εξέλιξη των δεικτών αυτών στη διάρκεια μιας υποκαταιγίδας, δεν είναι πάντα ομαλή, όπως περιγράφηκε. Πολλές φορές παρατηρούνται αιφνίδιες διακυμάνσεις των δεικτών AL και AU: Το "ψευδές ξέσπασμα" (pseudo break-up), εμφανίζεται ως ένα μικρό βύθισμα του δείκτη AL κατά τη φάση ανάπτυξης. Στη διάρκεια της φάσης επέκτασης, παρατηρείται επίσης μια αλλαγή στη κλίση του δείκτη AL.



Figure 3-1: The evolution of *AL* index during a magnetic storm which occurred during 4-8 May 1992. *AL* in this plot describes a sequence of magnetospheric substorm events taking place during the storm time period (The data were provided by the World Data Center for Geomagnetism, in Kyoto).

Με σκοπό τη ποσοτική περιγραφή της μαγνητικής δραστηριότητας στη περιοχή του σελαϊκού οβάλ, ορίζουμε το νέο δείκτη AE, ως τη διαφορά των δεικτών που περιγράφουν τους ηλεκτροχειμάρρους: AE = AU-AL. Είναι φανερό ότι ο δείκτης αυτός εξαρτάται μόνο από το ρευματικό σύστημα των σελαϊκών ηλεκτροχειμάρρων, οπότε και είναι αξιόπιστος για τη περιγραφή των μαγνητοσφαιρικών διαταραχών κατά τη διάρκεια των υποκαταιγίδων.

Ιονοσφαιρικές διαταραχές στη διάρκεια υποκαταιγίδων

Η ιονόσφαιρα κάτω από τη περιοχή του σέλαος, εμφανίζει ιδιότητες πολύ διαφορετικές απ΄ ότι στα γεωγραφικά πλάτη που δεν αναπτύσσεται το σέλας. Η ακτινοβολία που εκπέμπεται κατά την εμφάνιση του πολικού σέλαος οφείλεται στη σύγκρουση ενεργειακών ηλεκτρονίων με άτομα και μόρια της κατώτερης ιονόσφαιρας. Τα ηλεκτρόνια που επιβραδύνονται λόγω συγκρούσεων εκπέμπουν ακτινοβολία πέδησης (Bremsstrahlung X rays). Κατά τις συγκρούσεις, των μορίων προκύπτουν διεγερμένα άτομα τα οποία ακτινοβολούν καθώς μεταπίπτουν σε χαμηλότερες ενεργειακές
στάθμες. Τα ηλεκτρόνια συγκρούονται επίσης με άτομα τα οποία διεγείρουν και με τη σειρά τους ακτινοβολούν. Τα άτομα οξυγόνου εκπέμπουν ένα αχνό πράσινο φως (ακτινοβολία μήκους κύματος 557.7nm), ενώ τα μόρια αζώτου εκπέμπουν ροζ φως. Παρατηρήσεις στο υπεριώδες, δείχνουν ότι το σέλας εμφανίζεται περισσότερο ενεργό στη φωτισμένη πλευρά της Γης, απ' ότι στη σκοτεινή.

Περιοδικές υποκαταιγίδες

Αν κατατάξουμε τις υποκταιγίδες αναλόγως της συχνότητας που εμφανίζονται τις διαχωρίζουμε σε μεμονωμένες (ή τυχαίες) και περιοδικές. Περισσότερες από τις μσές υποκαταιγίδες που έχουν παρατηρηθεί εμφανίζονται ως περιοδικές [Borovsky et al., 1993, Belian et al., 1994]. Οι περιοδικές υποκαταιγίδες τείνουν να εμφανίζονται σε περιόδους όπου ή συνιστώσα του μεσοπλανητικού πεδίου με νότιο προσανατολισμό εμφανίζεται ισχυρή και το μαγνητικό πεδίο στη γεωσύγχρονη τροχιά ιδιαιτέρως διαταραγμένο και παραμορφωμένο προς τη μαγνητοουρά. Κατά την εμφάνιση των περιοδικών υποκαταιγίδων οι γεωμαγνητικοί δείκτες *Kp* και *Dst* παρουσιάζουν υψηλότερες τιμές απ' ότι στις μεμονωμένες υποκαταιγίδες Η δε περιοδικότητά τους είναι 3.1 ± 1.1 hr (Σχήμα 3-13).



Σχήμα 3-13: Περιοδικότητες των περιοδικών υποκαταιγίδων. [J.E. Borovsky et.al, 2006].

3.3 Σχέση καταιγίδων - υποκαταιγίδων

Η ανάπτυξη τόσο των καταιγίδων όσο και των υποκαταιγίδων απαιτεί τη συνθήκη του νότιου προσανατολισμού του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου (IMF). Η διάρκεια και η ένταση της B_z συνιστώσας του IMF, καθορίζουν τη πιθανότητα εμφάνισης των δύο φαινομένων. Σύμφωνα με τους Kamide et. al [1977], υποκαταιγίδες λαμβάνουν χώρα με πιθανότητα 100% για τιμές του μεσοπλανητικού πεδίου $B_z < -3nT$ και διάρκειας του νότιου προσανατολισμού του για τουλάχιστον 1h. Καταιγίδες με Dst < -100nT απαιτούν $B_z < -10nT$ για τουλάχιστον 3h.

Οι έως τώρα παρατηρήσεις, των μαγνητοσφαιρικών διαταραχών, υποδεικνύουν ότι οι ισχυρές υποκαταιγίδες λαμβάνουν χώρα στη διάρκεια της κύριας φάσης των καταιγίδων. Ποτέ μάλιστα δεν παρατηρήθηκαν καταιγίδες απουσία υποκαταιγίδων. Για το λόγο αυτό, από πολύ νωρίς προτάθηκε η θεωρία (Chapman 1962) ότι μια μαγνητική καταιγίδα αναπτύσσεται ως αποτέλεσμα της υπέρθεσης υποκαταιγίδων: storm = \sum_{i} substorms. Παρατηρήσεις του Akasofu [1991] ενίσχυαν τη παραπάνω θεωρία, εφόσον έδειχναν ότι το πολικό σέλας εμφάνιζε συστηματική μεταβολή από ήρεμη κατάσταση σε διαταραγμένη και ξανά σε ήρεμη, τις περισσότερες φορές στο μέγιστο της κύριας φάσης της καταιγίδας.

Ωστόσο, υποκαταιγίδες παρατηρούνται και ανεξάρτητα των καταιγίδων (Akasofu 1968), εφόσον ισχυρές υποκαταιγίδες έχουν παρατηρηθεί στη διάρκεια μικρής έντασης καταιγίδων. Έτσι πολλές φορές δεν υπάρχει συσχέτιση μεταξύ της έντασης μιας υποκαταιγίδας και του δείκτη *Dst* (που καθορίζει την ένταση μιας καταιγίδας). Οι υποκαταιγίδες αποτελούν συνεπώς αναγκαία συνθήκη για την ανάπτυξη μιας καταιγίδας, όχι όμως και ικανή.

Θεωρούμε λοιπόν την μαγνητοσφαιρική υποκαταιγίδα, ως φαινόμενο που λαμβάνει χώρα ανεξάρτητα από την καταιγίδα. Πρόκειται επομένως για το πρωταρχικό φαινόμενο εισαγωγής ενέργειας από τον ηλιακό άνεμο στο σύστημα μαγνητόσφαιραςιονόσφαιρας, που λαμβάνει χώρα στη νυχτερινή πλευρά της Γης. Η ενέργεια που αποθηκεύεται μέσω της υποκαταιγίδας, οδηγεί στη δημιουργία του μερικού δακτυλιοειδούς ρεύματος (partial ring current) μέσω της διαδικασίας έκχυσης σωματιδίων, προς την εσωτερική μαγνητόσφαιρα.. Το μερικό δακτυλιοειδές ρεύμα συνδέεται με τους σελαϊκούς ηλεκτροχειμμάρους (electrojets) μέσω ρευμάτων που δημιουργούνται κατά μήκος δυναμικών γραμμών του γεωμαγνητικού πεδίου (field aligned currents).

Όταν υποκαταιγίδες πραγματοποιούνται συνεχόμενα, αυξάνονται τα εισερχόμενα σωματίδια και δημιουργείται το συμμετρικό δακτυλιοειδές ρεύμα, το οποίο σχετίζεται με τη κύρια φάση της καταιγίδας. Έχει παρατηρηθεί, ότι όσο ισχυρότερες οι καταιγίδες που παρατηρούμε. Σκοπός είναι να μπορέσουμε να κατανοήσουμε τη σχέση καταιγίδων -υποκαταιγίδων και να προβλέψουμε την ανάπτυξη καταιγίδας από τις υποκαταιγίδες, μέσω των γεωμαγνητικών δεικτών που τις περιγράφουν. Για να διαπιστωθεί η παραπάνω σχέση καταιγίδας-υποκαταιγίδας αρκεί να μπορεί να μπορεί ο παρατηρούμενος δείκτης *Dst* της καταιγίδας από τη γνώση των *AL* δεικτών των επιμέρους υποκαταιγίδων [Gonzalez et.al, 1994].

Ας θεωρήσουμε τη σχέση καταιγίδας-υποκαταιγίδας ως ακολούθως:

storm =
$$\sum_{i} \alpha_{i} (\text{substorm})_{i}$$
 (3.10)

όπου ο συντελεστής α_i δίνει βάρος σε κάθε υποκαταιγίδα, αναλόγως του χρόνου στον οποίο λαμβάνει χώρα, εντός της κύριας φάσης της καταιγίδας. Η ενέργεια που εισέρχεται, λόγω των υποκαταιγίδων θα δίνεται από τη σχέση:

$$Q(t) = \alpha(t)AL(t)$$
(3.11)

με 0<α<1 . Υπολογίζουμε έτσι το δείκτη Dst, ο οποίος εμφανίζει πολύ καλή συσχέτιση με τις παρατηρούμενες τιμές του, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 3-14: Σύγκριση των παρατηρούμενων τιμών του δείκτη Dst και των τιμών που προκύπτουν από την παραδοχή ότι ο ρυθμός έκχυσης σωματιδίων στο δακτυλιοειδές ρεύμα σχετίζεται με το δείκτη AL.

Κεφαλαίο 4

Μελέτη των γεωμαγνητικών δεικτών

Το θέμα της σχέσης μεταξύ μαγνητικών καταιγίδων και μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων, έχει ξεκινήσει στο διάστημα των τελευταίων ετών, χωρίς η επιστημονική κοινότητα να έχει καταλήξει σε τελικώς αποδεκτά αποτελέσματα. [Kamide, 1992; McPherron, 1997; Daglis et al., 2000; Daglis and Kamide, 2002]. Στο κεφάλαιο αυτό προσεγγίζουμε το πρόβλημα, μέσω μιας ανάλυσης που στηρίζεται στους γεωμαγνητικούς δείκτες που περιγράφουν τα δύο φαινόμενα αντιστοίχως.

4.1 Ανάλυση των δεδομένων

Καθώς αναφέραμε στο κεφάλαιο 3, οι γεωμαγνητικοί δείκτες Dst και AE/AL αποτελούν χρησιμοποιούνται ως επί το πλείστον για να μετρήσουν την ένταση των μαγνητικών καταιγίδων και μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων αντίστοιχα. [Kamide and Akasofu, 1983; Mayaud, 1980; Sugiura, 1964]. Λαμβάνονται από μετρήσεις των μαγνητομέτρων σε επίγειους σταθμούς και προκύπτουν από τις αποκλίσεις της οριζόντιας συνιστώσας του γεωμαγνητικού πεδίου (H) από τις τιμές που λαμβάνει σε μη διαταραγμένες μαγνητικά περιόδους. Ο δείκτης Dst χρησιμοποιείται για να περιγράψει τις διαταραχές του γεωμαγνητικού πεδίου που παρατηρούνται στα μέσα γεωγραφικά πλάτη και αποτελούν μέτρο της έντασης μια μαγνητικής καταιγίδας. Λαμβάνονται δε ωριαίες τιμές του δείκτη Dst. Ο δείκτης SYM-H επίσης αναφέρεται στις ίδιες διαταραχές, αποτελώντας όμως ένα γεωμαγνητικό δείκτη υψηλότερης χρονικής ανάλυσης, εφόσον λαμβάνουμε τιμές λεπτού. Ο δείκτης AL, επίσης διαθέσιμος σε τιμές λεπτού, αποτελεί μέτρο της έντασης του δυτικού ηλεκτροχειμάρρου, ρεύματος που αναπτύσσεται σε σελαϊκά πλάτη, κατά την φάση επέκτασης των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων [Elphinstone, 1996]. Να σημειώσουμε ότι στην διάρκεια πολύ ισχυρών μαγνητικών καταιγίδων, το ρευματικό σύστημα των σελαϊκών ηλεκτροχειμμάρων επεκτείνεται και σε χαμηλότερα γεωγραφικά πλάτη (προς τον ισημερινό), οπότε τα επίγεια μαγνητόμετρα υποεκτιμούν τις πραγματικές τιμές των εντάσεων των ρευμάτων αυτών, υποεκτιμώντας κατά συνέπεια την ένταση της μαγνητοσφαιρικής διαταραχής. Εντούτοις, μια πολύ καλή μέθοδο μελέτης της σχέσης καταιγίδων-υποκαταιγίδων, αποτελεί η συσχέτιση των χρονοσειρών των γεωμαγνητικών δεικτών για συγκεκριμένα γεγονότα καταιγίδων και υποκαταιγίδων [Davis et al, 1969; Ahn et al., 2002; Akasofu, 1981; Shen et al, 2002].



Σχήμα 4-1: Η εξέλιξη των δεικτών *SYM-H* και *AL* κατά το χρονικό διάστημα μαγνητοσφαιρικής διαταραχής 1-8 April 1992.

Στο μέρος αυτό της Διατριβής εξέτασα 53 γεγονότα γεωμαγνητικής δραστηριότητας, που έλαβαν χώρας το χρονικό διάστημα μεταξύ Μαρτίου 1981 και Οκτωβρίου 1995, χρησιμοποιώντας τιμές λεπτού για τους δείκτες SYM-H και AL. Τα δεδομένα ελήφθησαν από το Παγκόσμιο Κέντρο Γεωμαγνητικών Δεδομένων του Κιότο. Οι μαγνητικές καταιγίδες και οι μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες αποτελούν φαινόμενα τα οποία εξελίσσονται σε διαφορετικές κλίμακες χρόνου. Οι υποκαταιγίδες αποτελούν φαινόμενα σποραδικά και προσωρινά, εμφανιζόμενα σε βραχείες χρονικές κλίμακες, ενώ οι μαγνητικές καταιγίδες διαρκούν για μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα. Με σκοπό να χρησιμοποιήσουμε την ίδια χρονική ανάλυση για τις μαγνητικές και μαγνητοσφαιρικές διαταραχές, χρησιμοποιήσαμε τον δείκτη SYM-H (τιμές ενός λεπτού) αντί του συνήθως χρησιμοποιούμενου δείκτη Dst (ωριαίες τιμές).

Κριτήριο για την επιλογή των γεγονότων μαγνητοσφαιρικών διαταραχών αποτέλεση η μέγιστη τιμή (απολύτως) του δείκτη *SYM-H*, η οποία επιλέχθηκε να είναι μεγαλυτερη των 50 nT. Τα Σχήμα 4-1, Σχήμα 4-2 και Σχήμα 4-3 αποτελούν τυπικά παραδείγματα γεγονότων που εξετάστηκαν.



Σχήμα 4-2: Η εξέλιξη των δεικτών *SYM-H* και *AL* κατά το χρονικό διάστημα μαγνητοσφαιρικής διαταραχής 8-15 May 1992.

Το Σχήμα 4-1 περιγράφει την εξέλιξη μιας έντονης μαγνητικής καταιγίδας, η οποία έλαβε χώρα μεταξύ 16 και 18 April 1994, και την ταυτόχρονη εξέλιξη των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων στο χρονικό διάστημα από την έναρξη της καταιγίδας έως το τέλος της φάσης ανάρρωσης. Στο Σχήμα 4-2 περιγράφεται η εξέλιξη μιας ακόμα ισχυρής καταιγίδας που έλαβε χώρα τον Μάιο του 1992 και στο Σχήμα 4-3 μια καταιγίδα κατά τον Απρίλιο 1994. Σε όλα τα σχήματα, το πάνω διάγραμμα περιγράφει την χρονική εξέλιξη του δείκτη *SYM-H*, ενώ το κατώτερο διάγραμμα εικονίζει την χρονική εξέλιξη του δείκτη *AL*. Από τα παραπάνω διαγράμματα, παρατηρούμε ότι δεν υπάρχει ταυτόχρονη αντιστοίχιση στις πτώσεις των τιμών των δεικτών SYM-H και AL στην διάρκεια μιας καταιγίδας. Η παρατήρηση αυτή αποτελεί έναν από τους λόγους οι οποίοι συμβάλλουν στην ανάπτυξη της διαμάχης σχετικά με την σχέση καταιγίδων-υποκαταιγίδων. Η παρατήρηση της πτώσης του δείκτη AL, χωρίς την ταυτόχρονη πτώση και του SYM-H, θα μπορούσε να μεταφραστεί ίσως, ως έλλειψη ανταπόκρισης του δακτυλιοειδούς ρεύματος στην ανάπτυξη μιας υποκαταιγίδας, και ως προέκταση: αδυναμία των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων να υποστηρίξουν την ανάπτυξη μιας καταιγίδας. Βεβαίως μια τέτοια άποψη προϋποθέτει την άμεση ανταπόκριση του δακτυλιοειδούς ρεύματος στην δράση μιας μαγνητικής καταιγίδας, το οποίο δεν μπορεί να δικαιολογηθεί.



Σχήμα 4-3: Η εξέλιξη των δεικτών SYM-Η και AL κατά το χρονικό διάστημα μαγνητοσφαιρικής διαταραχής 1-3 April 1994.

Από την άλλη μεριά, αν η επίδραση της δράσης των υποκαταιγίδων λειτουργεί συσσωρευτικά, η μία προς μία αντιστοίχιση των τιμών των δύο γεωμαγνητικών δεικτών δεν είναι απαραίτητη. Με βάση αυτή τη σκέψη αποφασίσαμε να ερευνήσουμε

για ενδείξεις της αθροιστικής (συσσωρευμένης) συνεισφοράς των υποκαταιγίδων στην ανάπτυξη των μαγνητικών καταιγίδων.

Υπολόγισα τα τετράγωνα των τιμών που λαμβάνουν οι γεωμαγνητικοί δείκτες SYM-Η και AL σε κάθε χρονική στιγμή για το διάστημα από την έναρξη της καταιγίδας (t_1) μέχρι το τέλος της φάσης ανάρρωσής της (t_2) . Οι χρόνοι t_1 και t_1 ορίστηκαν με παρατήρηση της εξέλιξης των δεικτών για καθένα από τα 53 γεγονότα. Οι μεταβλητές που χρησιμοποίησα ήταν τα τετράγωνα των τιμών των δεικτών (SYM-H² και AL²), μεταβλητές ανάλογες του B² οπότε αντιπροσωπεύουν την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου. Υπό αυτό το πρίσμα, η παρούσα ανάλυση συγκρίνει την ενέργεια που καταναλώνεται στην διάρκεια των μαγνητισφαιρικών υποκαταιγίδων με την ενέργεια που καταναλώνεται στην διάρκεια των μαγνητικών καταιγίδων. Η διαφορά που εισάγει η μελέτη αυτή, σε σχέση με προγενέστερες, είναι ότι συγκρίνει ενέργειες και όχι εντάσεις μαγνητικού πεδίου.



Σχήμα 4-4: Διάγραμμα των ολοκληρωμάτων των τετραγώνων των τιμών των γεωμαγνητικών δεικτών (SYM-H² and AL²) στο χρονικό διάστημα της διάρκειας κάθε καταιγίδας, για 53 γεγονότα. Παρατηρούμε ισχυρή γραμμική συσχέτιση με δείκτη συσχέτισης r=0.928.

Στο Σχήμα 4-4 έχουν σχεδιαστεί τα ολοκληρώματα των τετραγώνων των τιμών των γεωμαγνητικών δεικτών (SYM-H² και AL^2) στο χρονικό διάστημα της διάρκειας κάθε καταιγίδας, για 53 γεγονότα. Παρατηρούμε ισχυρή γραμμική συσχέτιση με δείκτη συσχέτισης r=0.928. Κάθε σημείο του διαγράμματος αντιπροσωπεύει μια μαγνητική καταιγίδα. Σε μια προγενέστερη μελέτη, με την ίδια μεθοδολογία, η οποία περιελάμβανε 25 γεγονότα γεωμαγνητικής δραστηριότητας (Σχήμα 4-5) είχαμε υπολογίσει μικρότερο δείκτη συσχέτισης (r=0.789) [Metallinou et al., 2002].

Στο Σχήμα 4-4, τα περισσότερα ζεύγη των μεταβλητών που μελετάμε βρίσκονται αρκετά κοντά στην αρχή των αξόνων των συντεταγμένων, αντιπροσωπεύοντας ασθενείς και μέτριες και αρκετά ισχυρές μαγνητικές καταιγίδες, ενώ λίγα από αυτά αντιπροσωπεύουν πολύ ισχυρές καταιγίδες. Το γεγονός αυτό αντιπροσωπεύει την πραγματικότητα εφόσον οι πολύ ισχυρές μαγνητικές καταιγίδες εμφανίζονται λιγότερο συχνά. Εντούτοις υπάρχει μια σαφής τάση για υψηλότερη κατανάλωση ενέργειας εξ' αιτίας των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων, όταν η ενέργεια που περικλείεται από ένα γεγονός μαγνητικής καταιγίδας είναι επίσης υψηλή. Συμπεραίνουμε επομένως ότι τα αποτελέσματα αυτά αποτελούν ισχυρή ένδειξη της αθροιστικής επίδρασης των υποκαταιγίδων στην εξέλιξη μιας μαγνητικής καταιγίδας και την ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος

Τα παρόντα συμπεράσματα βρίσκονται σε συμφωνία με προγενέστερη μελέτη [Daglis, 2001a], η οποία προτείνει την συσσωρευτική επίδραση των υποκαταιγίδων στην ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Συμφωνία υπάρχει επίσης με την μελέτη των Ahn et al. [Ahn et al., 2002] ο οποίος κατέληξε σε υψηλή συσχέτιση μεταξύ των δεικτών AL and Dst (0.94) όταν η επίδρασή τους αντιμετωπίζεται συσσωρευτικά, ενώ σε υπολόγισε χαμηλότερη συσχέτιση (0.42) με την προσέγγιση της απευθείας σύγκρισης των δεικτών, κατά την κύρια φάση ανάπτυξης μιας καταιγίδας. Η εργασία αυτή μελέτησε 220 καταιγίδες με ελάχιστες τιμές του δείκτη Dst μικρότερες των -50 nT, και στο χρονική περίοδο 1966–1987. Οι Ahn et al. πρότειναν ότι η ισχυρή αυτή συσχέτιση των γεωμαγνητικών δεικτών υποδεικνύει μια στενή σχέση στην ανάπτυξη του δυτικού ηλεκτροχειμάρρου (χαρακτηριστικό της επέκτασης των υποκαταιγίδων που αντιπροσωπεύεται από τον δείκτη AL) και του δακτυλιοειδούς ρεύματος που ισχυροποιείται στην διάρκεια των μαγνητικών καταιγίδων.

80



Σχήμα 4-5: Η συσχέτιση των ολοκληρωμάτων των τετραγώνων των τιμών των SYM-H και AL στο χρονικό διάστημα της διάρκειας κάθε καταιγίδας, για 25 γεγονότα. Ο δείκτης συσχέτισης για τις δύο μεταβλητές λαμβάνει τη τιμή r=0.789.

Αυτό το μέρος της Διατριβής έχει δημοσιευθεί και παρουσιαστεί:

Metallinou, F.-A., I.A. Daglis, Y. Kamide, and J.-H. Seiradakis, "Study of the Dst-AL correlation during geospace magnetic storms", IEEE Trans. Plasma Science, vol. 32 (4), 1455-1458, 2004.

Effects of Space Weather on Technology Infrastructure, NATO Advanced Research Workshop, (Rhodes, Greece 25-29 March, 2003), Poster presentation: "Study of the Dst-AL correlation during magnetic storms" (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, Y. Kamide).

Μοντελοποίηση μαγνητικών καταιγίδων

5.1 Μοντελοποίηση μαγνητικής καταιγίδας Περιγραφή του κώδικα

Η επιτάχυνση και εισροή φορτισμένων σωματιδίων στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα, χαρακτηρίζει τόσο τις μαγνητικές καταιγίδες, όσο και τις μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες. Οι μαγνητικές καταιγίδες είναι σε θέση να επιταχύνουν μεγάλο αριθμό σωματιδίων και να οδηγήσουν στην ενίσχυση του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Οι μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες μπορεί να λαμβάνουν χώρα στην διάρκεια μιας καταιγίδας, έχουν όμως παρατηρηθεί και υποκαταιγίδες που λαμβάνουν χώρα σε περιόδους ασθενούς μαγνητικής δραστηριότητας. Οι υποκαταιγίδες που συμβαίνουν σε περιόδους γωρίς μαγνητική καταιγίδα (nonstorm substorms) δεν συνεισφέρουν στην ενεργοποίηση ιόντων, όσο είναι σε θέση να κάνουν οι μαγνητικές καταιγίαδες. Το ερώτημα είναι, αν οι υποκαταιγίδες σε περιόδους καταιγίδας (storm-time substorms) είναι αρκετά αποδοτικές όσον αφορά την επιτάχυνση σωματιδίων, συγκρινόμενες με μια μαγνητική καταιγίδα. Το ερώτημα είναι τελικά πόσο ικανή είναι η διαδικασία επιτάχυνσης σωματιδίων που παρατηρείται κατά τις μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες να εισάγει σωματίδια στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα και να ισχυροποιήσει το δακτυλιοειδές ρεύμα. Και ποια επίσης είναι η συνεισφορά της διαδικασίας αυτής συγκρινόμενης με την μεγάλης κλίμακας μεταφορά στη μαγνητόσφαιρα. Αυτό είναι το θέμα που θα διερευνήσουμε στο μέρος αυτό της Διατριβής.

Ακριβώς για το λόγο αυτό χρειάζεται να υπολογίσουμε την κίνηση ενός σωματιδίου υπό την επίδραση υποκαταιγίδας σε συνθήκες καταιγίδας.

Ι. Αρχικά ορίζουμε στον κώδικα τις παραμέτρους που καθορίζουν στην μαγνητόσφαιρα συνθήκες της μεγάλης κλίμακας μεταφοράς.

II. Για να προσομοιώσουμε την φάση ανάπτυξης της μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας, μεταβάλουμε το γεωμαγνητικό πεδίο από μια αρχική του μορφή σε μια πιο διαταραγμένη, μεταβάλλοντας την τιμή του γεωμαγνητικού δείκτη Kp από μια αρχική σε μια υψηλότερη τιμή. Η διάρκεια της μεταβολής αυτής είναι της τάξης των 30 λεπτών.

ΙΙΙ. Στην συνέχεια το ξέσπασμα και η φάση επέκτασης της υποκαταιγίδας, δηλαδή η απότομη επαναφορά των τεταμένων γεωμαγνητικών γραμμών σε διπολική γεωμετρία, προσομοιώνεται με μια επιπλέον μεταβολή του γεωμαγνητικού δείκτη Kp σε μια χαμηλότερη τιμή εντός των επομένων λεπτών.

IV. Το μαγνητικό πεδίο παραμένει στην τελική του κατάσταση για την επόμενη ώρα.

Εκτός από τις παραμέτρους που ορίζουν τις μεταβολές του μαγνητικού πεδίου, οι αρχικές συνθήκες των σωματιδίων που θέλουμε να εξετάσουμε, όπως ενέργεια, συντεταγμένες, γωνία κλίσης ως προς το μαγνητικό πεδίο, είδος των σωματιδίων κ.α., εισάγονται ως ελεύθεροι παράμετροι στον κώδικα. Ο κώδικας υπολογίζει το ηλεκτρικό, το μαγνητικό πεδίο και τις παραπάνω παραμέτρους για κάθε σωματίδιο επαναληπτικά. Τέλος, ανά τακτά χρονικά διαστήματα υπολογίζονται η αριθμητική πυκνότητα και η ενεργειακή πυκνότητα των σωματιδίων. Τα αποτελέσματα χρησιμοποιούνται για την παραγωγή video, τα οποία περιγράφουν την διάχυση των σωματιδίων στον χώρο και τον χρόνο, καθώς και την μεταβολή της ενεργειακής τους κατάστασης.

Το λογικό διάγραμμα που ακολουθείται στον κώδικα, για κάθε σωματίδιο που εξετάζουμε, περιγράφεται ακολούθως:

84



Σχήμα 5-1: Λογικό διάγραμμα λειτουργίας του κώδικα για τον υπολογισμό της τροχιάς μεμονωμένων σωματιδίων.

Τα ισχυρά επαγόμενα ηλεκτρικά πεδία που συνοδεύουν το ξέσπασμα μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας, έχουν τη δυνατότητα να επιταχύνουν φορτισμένα σωματίδια σε πολύ υψηλές ενέργειες [Delcourt and Sauvaud, 1994; Delcourt et al., 1997] και να τα μεταφέρουν στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα όπου συμβάλουν στην ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος.



86

Σχήμα 5-2: Απεικόνιση του μαγνητικού πεδίου για δύο διαφορετικά επίπεδα διαταραχής, σύμφωνα με το μοντέλο του Tsyganenko [Tsyganenko 1989].

Για τον υπολογισμό του γεωμαγνητικού πεδίου χρησιμοποιούμε το μοντέλο του Tsyganenko (T89). Πρόκειται για ένα ημιεμπειρικό μοντέλο απεικόνισης του γεωμαγνητικού πεδίου για 6 διαφορετικά επίπεδα γεωμαγνητικής δραστηριότητας. Στο Σχήμα 5-2 απεικονίζεται η μορφή του μαγνητικού πεδίου για δύο διαφορετικά επίπεδα διαταραχής με βάση το μοντέλο του Tsyganenko. Οι τιμές που δίνει το μοντέλο για κάθε επίπεδο διαταραχής έχουν διαμορφωθεί βάση δορυφορικών παρατηρήσεων.

Αν η συνάρτηση $B_1(r)$ περιγράφει το γεωμαγνητικό πεδίο για ένα επίπεδο διαταραχής στο μοντέλο T89, η $B_2(r)$ το πεδίο για ένα δεύτερο επίπεδο διαταραχής και η μετάβαση διαρκεί χρόνο τ, οι τιμές του πεδίου στους ενδιάμεσους χρόνους θα δίνονται από τη σχέση:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = \mathbf{B}_{1}(\mathbf{r}) + \mathbf{f}(\mathbf{t})[\mathbf{B}_{2}(\mathbf{r}) - \mathbf{B}_{1}(\mathbf{r})]$$
(5.1)

όπου f(t) είναι ένα πολυώνυμο 5^{ου} βαθμού που μεταβάλλεται από την τιμή μηδέν (για t=0) έως την τιμή 1 (για $t=\tau$) [Delcourt, 2002].

Το μεγάλης κλίμακας ηλεκτρικό πεδίο στη μαγνητόσφαιρα υπολογίζεται από το μοντέλο Volland-Stern [Volland, 1973, Stern, 1975]. Το δε επαγόμενο υπολογίζεται στον αρχικό κώδικα από τον Delcourt.



Σχήμα 5-3: Το ολικό ηλεκτρικό πεδίο καθώς υπολογίζεται κατά την προσομοίωση μιας υποκαταιγίδας, σε συνθήκες μαγνητικής καταιγίδας.

5.1.1 Τροχιές μεμονωμένων σωματιδίων

Ως πρώτο βήμα στην μελέτη της επιτάχυνσης φορτισμένων σωματιδίων υπό την επίδραση μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας σε συνθήκες μαγνητικής καταιγίδας (storm-time substorm) εκτελώ τον κώδικα για μεμονωμένα σωματίδια. Επιλέγω σωματίδια που προέρχονται από το φύλλο πλάσματος, εφόσον αποτελεί πολύ σημαντική πηγή προέλευσης ιόντων που τελικά συνεισφέρουν στην ενίσχυση του δακτυλιοειδούς ρεύματος.

Το Σχήμα 5-5 περιγράφει την τροχιά, καθώς και την εξέλιξη ορισμένων βασικών φυσικών παραμέτρων, κατά την κίνηση ενός ιόντος υδρογόνου σε συνθήκες υποκαταιγίδας. Τα τρία ανώτερα πλαίσια του σχήματος εικονίζουν την προβολή της κίνησης του ιόντος στα επίπεδα X-Z, X-Y (ισημερινό επίπεδο) και Y-Z, αντίστοιχα. Η μεταβολή στην ενέργεια, την μαγνητική ροπή και την γωνία κλίσης προς το μαγνητικό πεδίο έχουν επίσης σχεδιαστεί. Κάτω και αριστερά του σχήματος αναγράφονται οι αρχικές και τελικέ τιμές που έχουν λάβει ορισμένες παράμετροι κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης. Στο κατώτερο πλαίσιο, δεξιά του σχήματος, περιγράφεται ο τρόπος που μεταβάλλεται το μαγνητικό πεδίο στην διάρκεια της μαγνητοσφαιρικής διαταραχής που έχουμε εισάγει. Το Σχήμα 5-4 περιγράφει ακριβώς τον τρόπο μεταβολής του μαγνητικού πεδίου.



Σχήμα 5-4: Μεταβολή του μαγνητικού πεδίου κατά την προσομοίωση μιας υποκαταιγίδας υπό συνθήκες μαγνητικής καταιγίδας (storm-time substorm).

Ως χρόνο μηδέν στη προσομοίωση θέτουμε τον χρόνο στον οποίο ξεκινά η φάση ανάπτυξης της υποκαταιγίδας. Πριν από τον χρόνο t=0 και για διάστημα 25 περίπου λεπτών (στο συγκεκριμένο παράδειγμα) το επίπεδο διαταραχής του μαγνητικού πεδίου έχει τεθεί ίσο με 2 και περιγράφει διαταραχή της μαγνητόσφαιρας που αντιστοιχεί σε τιμή του δείκτη Kp ίση με 3. Η φάση ανάπτυξης της υποκαταιγίδας διαρκεί $t_{12}=30$ min όπου το μαγνητικό πεδίο μεταβαίνει σε κατάσταση με Kp=6. Στον χρόνο t=30 min ξεκινά η φάση επέκτασης της υποκαταιγίδας και η κατάρρευση του μαγνητικού πεδίου. Διαρκεί $t_{23}=2$ min όπου το μαγνητικό πεδίο επιστρέφει στην αρχικώς διαταραγμένη του κατάσταση και παραμένει εκεί για τουλάχιστον 1,5 ώρες.



Σχήμα 5-5: Απεικόνιση των δεδομένων που παράγει ο κώδικας για ένα τυπικό ιόν Η⁺ που προέρχεται από το φύλλο πλάσματος. Στο σχήμα παρουσιάζονται η τροχιά καθώς και χαρακτηριστικές παράμετροι του σωματιδίου, όπως ενέργεια, γωνία κλίσης προς το μαγνητικό πεδίο και μαγνητική ροπή.

Στο Σχήμα 5-6 έχουν σχεδιαστεί οι τροχιές τριών ιόντων οξυγόνου, τα οποία ξεκινούν από την ιονόσφαιρα (από ύψος 2,000 km) με ακριβώς τις ίδιες αρχικές συνθήκες, πλην του χρόνου εντός της διάρκειας της υποκαταιγίδας. Η τροχιά που ακολουθεί κάθε σωματίδιο είναι ιδιαίτερα ευαίσθητη όσον αφορά το χρόνο. Αναλόγως της χρονικής στιγμής που ξεκινά ένα ιόν την κίνησή του, βιώνει διαφορετικά την μεταβολή του μαγνητικού πεδίου, καθώς αυτή εξελίσσεται χρονικά. Και στις τρεις διαφορετικές τροχιές μπορούμε να εντοπίσουμε το σημείο στο οποίο καταρρέει το μαγνητικό πεδίο κατά το ξέσπασμα (φάση ανάπτυξης) της υποκαταιγίδας. Πρόκειται για το σημείο που υποδεικνύει το βέλος στο Σχήμα 5-6. Παρατηρούμε ότι κάθε σωματίδιο βρίσκεται σε διαφορετικό σημείο της κίνησής του την στιγμή αυτή, διότι έχει φύγει από την αρχική του θέση από την ιονόσφαιρα σε διαφορετική χρονική στιγμή.



Σχήμα 5-6: Παράδειγμα τροχιών 3 ιόντων οξυγόνου ιονοσφαιρικής προέλευσης, τα οποία έχουν ξεκινήσει σε διααφορετικές χρονικές στιγμές εντός της διάρκειας μιας μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας. Η διαφορά του χρόνου έναρξης της κίνησης κάθε σωματιδίου επηρεάζει την τροχιά του στο γεωμαγνητικό πεδίο.

5.1.2 Περιοδικές υποκαταιγίδες

Δεδομένου ότι οι περισσότερες από τις υποκαταιγίδες που έχουν παρατηρηθεί είναι περιοδικές ξεκίνησα, κατά το διάστημα της συνεργασίας μου με το Geospace Physics Laboratory, NASA/Goddard Space Flight Center, να μελετώ τροχιές μεμονωμένων σωματιδίων αρχικά, υπό την επίδραση περιοδικών υποκαταιγίδων. Μελέτησα ξανά την κίνηση ιόντων υδρογόνου και οξυγόνου προερχόμενα από το φύλλο πλάσματος, από απόσταση 20 R_E από την νυχτερινή πλευρά της μαγνητόσφαιρας. Στο Σχήμα 5-7 παρατηρούμε την κίνηση δοκιμαστικού σωματιδίου O⁺ από το φύλλο πλάσματος που κινείται με υπό την επίδραση μαγνητοσφαιρικής υποκαταιγίδας. Από το κάτω δεξιά πλαίσιο του ιδίου σχήματος, παρατηρούμε ότι το σωματίδιο έχει ξεκινήσει την κίνησή του ενώ η φάση ανάπτυξης της υποκαταιγίδας έχει αρχίσει. Την στιγμή που ξεσπά η υποκαταιγίδα το σωματίδιο βρίσκεται στην απογευματινή πλευρά της Γης (τεταρτημόριο που ορίζεται από τα μεσάνυχτα και το απόγευμα, X>0 και Y<0). Με την κατάρρευση του μαγνητικού πεδίου (απότομη πτώση του B-level) παρατηρούμε μια απότομη αύξηση της ενέργειας του σωματιδίου (πλαίσιο που δίνει την μεταβολή της ενέργειας) ενώ το σωματίδιο έχει τεθεί σε κίνηση περιφοράς γύρω από τη Γη, σε απόσταση 7.31 R_E . Επιλέγοντας περίοδο 2 ωρών, που αποτελεί τυπική τιμή για τις περιοδικές υποκαταιγίδες, εισάγουμε δεύτερη, τρίτη και τέταρτη υποκαταιγίδα διαδοχικά και υπολογίζουμε την τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου σε κάθε περίπτωση (Σχήμα 5-8, Σχήμα 5-9 και Σχήμα 5-10).

Κάθε φορά που συμβαίνει μια υποκαταιγίδα βλέπουμε ότι το ιόν κερδίζει επιπλέον ενέργεια και μεταφέρεται σε αποστάσεις πλησιέστερες προς τη Γη, εντός του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Στην συγκεκριμένη περίπτωση το ιόν οξυγόνου ξεκίνησε από απόσταση 20 R_E και ενέργεια 2 keV και κατέληξε σε απόσταση 4.7 R_E και ενέργεια 221 keV. Πρόκειται λοιπόν για μια περίπτωση σωματιδίου που τελικά συμβάλλει στην ενίσχυση της ενέργειας του δακτυλιοειδούς ρεύματος όταν βιώνει την περιοδικές υποκαταιγίδες.

Από το Σχήμα 5-11 έως το Σχήμα 5-14 παρατηρούμε την εξέλιξη στην κίνηση και την ενεργοποίηση δοκιμαστικού ιόντος υδρογόνου (H⁺) από το φύλλο πλάσματος, το οποίο υπό την επίδραση διαδοχικών υποκαταιγίδων, ιδίας περιοδικότητας με προηγουμένως, επίσης συμβάλλει στην ενεργειακή ενίσχυση του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Το ιόν H⁺ ξεκίνησε από απόσταση 20 R_E και ενέργεια 1 keV και μετά το πέρας της 4^{ης} υποκαταιγίδας έχει βρεθεί σε απόσταση 5.13 R_E και ενέργεια 775 keV.



Σχήμα 5-7: Δοκιμαστικό σωματίδιο (ιόν Ο⁺ από το φύλλο πλάσματος) κινείται υπό την επίδραση μιας υποκαταιγίδας.



Σχήμα 5-8: Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Ο⁺ υπό την επίδραση δύο περιοδικών υποκαταιγίδων.



Σχήμα 5-9: Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου O^+ υπό την επίδραση τριών περιοδικών υποκαταιγίδων.



Σχήμα 5-10: Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Ο⁺ υπό την επίδραση τεσσάρων περιοδικών υποκαταιγίδων.





Σχήμα 5-11: Δοκιμαστικό σωματίδιο (ιόν Η⁺ από το φύλλο πλάσματος) κινείται υπό την επίδραση μιας υποκαταιγίδας.

Z (Re)

Y (Re)

Z (Re)



Σχήμα 5-12: Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου Η⁺ υπό την επίδραση δύο περιοδικών υποκαταιγίδων.





Σχήμα 5-13: Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου H^+ υπό την επίδραση τριών περιοδικών υποκαταιγίδων.



Σχήμα 5-14: Η τροχιά του δοκιμαστικού σωματιδίου H^+ υπό την επίδραση τεσσάρων περιοδικών υποκαταιγίδων.

Στο τμήμα αυτό της Διατριβής εξετάστηκε μεγάλο πλήθος μεμονωμένων τροχιών τόσο ιόντων Ο⁺ όσο και ιόντων Η⁺. Πολλά από το δοκιμαστικά σωματίδια (αναλόγως των αρχικών συνθηκών) επιτύγχαναν να κινηθούν υπό την επίδραση και των τεσσάρων υποκαταιγίδων και να εισέλθουν στην περιοχή του δακτυλιοειδούς ρεύματος, άλλα όμως σταματούσαν την τροχιά τους χωρίς να κινηθούν σε όλο το χρόνο κατά τον οποίο μεταβάλλαμε το μαγνητικό πεδίο. Τα σωματίδια που τερμάτιζαν νωρίτερα την κίνησή τους ήταν εκείνα το οποία δεν βρίσκονταν στην κατάλληλη θέση στη μαγνητόσφαιρα την στιγμή που συνέβαινε μια υποκαταιγίδα, με αποτέλεσμα τα επαγώμενα ηλεκτρικά πεδία που αναπτύσσονταν να μην τα βοηθούν να ενεργοποιηθούν και να κινηθούν εντός του δακτυλιοειδούς ρεύματος, καταλήγοντας συνήθως στην μαγνητόπαυση ή ακολουθόντας τροχιές προς την μαγνητοουρά.

Τα ιόντα που τελικώς συνέβαλλαν στην ισχυροποίηση του δακτυλιοειδούς ρεύματος ήταν εκείνα για τα οποία πραγματοποιούνταν συντονισμός ανάμεσα στην περίοδο περιφοράς τους γύρω από τη Γη και την περίοδο εμφάνισης των υποκαταιγίδων. Για αυτές λοιπόν τις περιπτώσεις συντονισμού, παρατηρούμε ότι η επίδραση των περιοδικών υποκαταιγίδων λειτουργεί συσσωρευτικά στην ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Από αυτό το μέρος της μελέτης παρατηρούμε επίσης ότι τα ιόντα Ο⁺ συμβάλλουν πιο αποδοτικά στην ενίσχυση του δακτυλιοειδούς ρεύματος, συγκρινόμενα με τα ιόντα H⁺.

5.2 Εφαρμογή του κώδικα σε παράλληλα υπολογιστικά συστήματα

Για να μπορέσουμε να αναπαράξουμε με τον κώδικα μια ρεαλιστική απεικόνιση του δακτυλιοειδούς ρεύματος, είναι φανερό ότι χρειάζεται να υπολογίζουμε την κίνηση όχι μεμονωμένων, αλλά ενός μεγάλου συνόλου σωματιδίων.

Όταν λοιπόν ο κώδικας εκτελείται για χιλιάδες σωματίδια ο συνολικός χρόνος υπολογισμού είναι μεγάλος. Αρχικά εφαρμόσαμε τον κώδικα στην σειριακή του μορφή για περιορισμένο πλήθος σωματιδίων (μερικές δεκάδες), στο υπολογιστικό πλέγμα Hellas–Grid. Στην συνέχεια παραλληλοποιήθηκε έτσι ώστε το συνολικό εκτελεστέο πρόγραμμα να κατανέμεται σε έναν αριθμό επεξεργαστών, καθένας εκ των οποίων να υλοποιεί τους απαραίτητους υπολογισμούς για ορισμένο πλήθος σωματιδίων. Τα σωματίδια ισοκατανέμονται στους ζητούμενους από το πλέγμα επεξεργαστές, με βάση τις αρχικές τους συντεταγμένες (γεωμαγνητικό μήκος και πλάτος) και το χρόνο κατά τον οποίο ξεκινάει η εξομοίωση της κίνησής τους στο μεταβαλλόμενο γεωμαγνητικό πεδίο. Ο συνολικός χρόνος εκτέλεσης κάθε εργασίας μειώθηκε σημαντικά μετά την αλλαγή αυτή.

5.2.1 Αλγόριθμοι δρομολόγησης βρόγχων

Εκτός της εφαρμογής του κώδικα στο δίκτυο του Hellas–Grid, εφαρμόστηκε επίσης στο: 7-node Linux Cluster (1 master, 6 slaves), CPU: Intel Pentium 4 Xeon, 2.8 GHz, Interconnection Network: Gbit Ethernet, OS: Linux (Kernel 2.6).

Σε συνεργασία με την Ομάδα Υπολογιστικών Συστημάτων (Σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών (ΗΜΜΥ) του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου) εφαρμόσαμε στον κώδικα επαναληπτικές μεθόδους δρομολόγησης με σκοπό την αξιολόγησή τους ως προς τον συνολικό χρόνο εκτέλεσης του κώδικα. Οι μέθοδοι που εξετάστηκαν είναι: Στατική Δρομολόγηση (Static Scheduling), Αυτο δρομολόγηση (Self-scheduling, SS), Αυτοδρομολόγηση Τμημάτων Έργου (Chunk Self-Scheduling, CSS), Καθοδηγούμενη Αυτοδρομολόγηση (Guided Self-scheduling, GSS), Παραγοντική Αυτοδρομολόγηση (Factoring Self-scheduling, FSS) και Τραπεζοειδής Αυτοδρομολόγηση (Trapezoid Self-scheduling, TSS). Κάθε μια από τις παραπάνω μεθόδους διαχειρίζεται τον τρόπο με τον οποίο οι συνολικές διεργασίες εκτελούνται (τόσες εργασίες όσα και τα σωματίδια) χρησιμοποιώντας έναν ξεχωριστό αλγόριθμο.

Το Σχήμα 5-15 μας δίνει τον χρόνο που απαιτείται για την εκτέλεση του κώδικα για 6,000 διαφορετικά μεμονωμένα σωματίδια. Στο Σχήμα 5-16 φαίνεται η απόδοση των διαφορετικών μεθόδων δρομολόγησης για 4 διαφορετικές περιπτώσεις. Κάθε περίπτωση αφορά εκτελέσεις του κώδικα για διαφορετικό πλήθος σωματιδίων.



Σχήμα 5-15: Χρόνος υπολογισμού του κώδικα για περιπτώσεις 6,400 σωματιδίων.



Σχήμα 5-16: Σύγκριση της απόδοσης των διαφορετικών μεθόδων δρομολόγησης για διαφορετικό πλήθος σωματιδίων.

Παρατηρούμε ότι η μέθοδος της Στατικής Δρομολόγησης (Static Scheduling) υπερτερεί των υπολοίπων μεθόδων σε κάθε περίπτωση, η δε σχετική απόδοση των μεθόδων μειώνεται καθώς ο αριθμός των σωματιδίων για τον οποίο εκτελείται ο κώδικας αυξάνει. Το αποτέλεσμα είναι λογικό εφόσον οι αρχικές τιμές, οι οποίες και χαρακτηρίζουν κάθε σωματίδιο, έχουμε ορίσει στον κώδικα να δίνονται τυχαία.

Αυτό το μέρος της Διατριβής έχει δημοσιευθεί και παρουσιαστεί:

I. Riakiotakis, G. Goumas, N. Koziris, F.-A. Metallinou, I.A. Daglis, "Evaluation of Dynamic Scheduling Methods on Storm-time Ion Acceleration Models", 9th IEEE International Workshop on Parallel and Distributed Scientific and Engineering Computing, April 14-18, 2008.

Daglis, I. A., D. Delcourt, F.-A. Metallinou, and Y. Kamide, "*Particle acceleration in the frame of the storm-substorm relation*", IEEE Trans. Plasma Science, vol. 32 (4), 1449-1454, 2004.

I. A. Daglis, Y. Kamide, D. Delcourt, F.-A. Metallinou, "The role of substorms in ion acceleration during geospace magnetic storms", Proceedings of the 6th Astronomical Conference of the Hellenic Astronomical Society, Penteli, Athens, 15 - 17 September 2003, p.57-63.

6th Hellenic Astronomical Conference (Penteli, Athens, 15-17 September 2003) Proceedings, p.56: "*Transport and acceleration of ions during storm-time substorms*", (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, J.-H. Seiradakis). 1st European Space Weather Week (ESTEC, Noordwijk, the Netherlands November 29 – December 3, 2004), Poster presentation: "*The influence of substorm-induced electric fields on the build-up of particle radiation during geospace magnetic storms*" (F.-A. Metallinou, T.E. Moore, M.-C. Fok, I. A. Daglis, D.C Delcourt).

8th Hellenic Astronomical Society Conference (Thasos, Greece, 12-14 September 2007), Poster presentation: "*Modeling storm-time substorms with high performance computing*" (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, G. Goumas, I. Riakiotakis, N. Koziris, D.C. Delcourt).

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

Εφαρμογή σε πληθυσμούς σωματιδίων από το φύλλο πλάσματος

Το φύλλο πλάσματος αποτελεί περιοχή της μαγνητόσφαιρας όπου συσσωρεύονται ιόντα τα οποία προέρχονται από την ιονόσφαιρα αλλά και τον ηλιακό άνεμο. Πλήθος μελετών, τόσο στηριζόμενων σε παρατηρήσεις, όσο και σε αποτελέσματα προσομοιώσεων, συμφωνούν ότι η περιοχή του φύλλου πλάσματος επηρεάζει την ένταση του δακτυλιοειδούς ρεύματος στη διάρκεια των μαγνητικών καταιγίδων.

Οι Fok et al. [1996] αναφέρουν ότι ιόντα που εισέρχονται στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα από την κοντινή περιοχή του φύλλου πλάσματος από τη νυχτερινή πλευρά της μαγνητόσφαιρας, συνεισφέρουν στην ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Σε εργασία τους οι Lavraud et al. [2008] χρησιμοποίησαν το θεωρητικό μοντέλο RAM (ring current atmosphere interaction model) [Jordanova et al., 1996] και υπολόγισαν την ολική ενέργεια και το χωρικό μέγιστο του δακτυλιοειδούς ρεύματος εξ' αιτίας των πρωτονίων, στη διάρκεια μιας καταιγίδας. Μεταβάλλοντας την πυκνότητα, την θερμοκρασία αλλά την χωρική κατανομή των ιόντων του φύλλου πλάσματος μελέτησαν την επίδραση των παραμέτρων αυτών στις ιδιότητες του δακτυλιοειδούς ρεύματος.

Δορυφόροι έχουν τεθεί σε τροχιά γύρω από τη Γη με σκοπό την παρατήρηση εκχύσεων σωματιδίων από το φύλλο πλάσματος προς τη Γη. Η αποστολή GEOTAIL έχει συνεισφέρει σημαντικό έργο όσον αφορά μετρήσεις ροής σωματιδίων στην μαγνητοουρά. Η δε αποστολή THEMIS είναι αφιερωμένη στην διευκρίνηση των διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα στη διάρκεια των υποκαταιγίδων και κυρίως στα φαινόμενα μαγνητικής επανασύνδεσης στη μαγνητοουρά και τις διαδικασίες εισαγωγής σωματιδίων στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα.

Εφόσον το φύλλο πλάσματος παίζει σημαντικό ρόλο στις ιδιότητες του δακτυλιοειδούς ρεύματος, οπότε στην δυναμική των μαγνητικών καταιγίδων και

εφόσον τα ιόντα O⁺ και H⁺ αποτελούν τα επικρατέστερα ιόντα στο δακτυλιοειδές ρεύμα, επικεντρώνουμε την μελέτη μας σε αυτά τα είδη ιόντων. Ήδη στο κεφάλαιο 5 μελετήσαμε μεγάλο αριθμό μεμονωμένων σωματιδίων του φύλλου πλάσματος. Τώρα, μετά από βελτιώσεις του κώδικα ώστε να προσομοιώνει μαγνητικές υποκαταιγίδας σε διάρκεια καταιγίδων και παραλληλοποίησή του ώστε να εκτελείται για μεγάλο αριθμό σωματιδίων, θα ασχοληθούμε με πληθυσμούς σωματιδίων από το φύλλο πλάσματος και όχι μεμονωμένα σωματίδια.

6.1 Μεμονωμένες υποκαταιγίδες

Α περίπτωση

Θέτουμε στον κώδικα την πτώση τάσης στην πολική περιοχή (Φ_{pc}) ίση με 80 kV, ορίζοντας έτσι συνθήκες αρκετά ισχυρής καταιγίδας. Τα σωματίδια πλάσματος που θα μελετήσουμε (2,000 σε αριθμό) ξεκινούν από απόσταση R=65.10³ km (10 R_E) από την μαγνητοουρά, κοντά στα μεσάνυχτα και κοντά από τον ισημερινό (μαγνητικά πλάτη 5-15 μοίρες). Η γωνίες κλίσης ως προς το μαγνητικό πεδίο είναι 60° και η αρχική τους ενέργεια 1 keV, που αποτελεί μια τυπική τιμή ενέργεια για σωματίδια πλάσματος σε αυτήν την απόσταση. Οι τιμές των μαγνητικών συντεταγμένων MLT και latitude, (κοντά στα μεσάνυχτα και τον ισημερινό αντίστοιχα), δίνονται στα σωματίδια με μικρά βήματα. Για το λόγο αυτό όπως φαίνεται στο Σχήμα 6-1 και στο Σχήμα 6-2 τα σωματίδια ξεκινούν τη κίνησή τους από ορισμένες θέσεις στη μαγνητουρά. Παρουσιάζοντας αυτό το χαρακτηριστικό ο κώδικας παραλληλοποιήθηκε αρχικά και εφαρμόστηκε στο πλέγμα του Hellas-Grid.

Τα σωματίδια πλάσματος (ιόντα οξυγόνου και πρωτόνια) ξεκινούν τη κίνησή τους υπό την επίδραση, αρχικά, μόνο της μεγάλης κλίμακας μεταφοράς στη μαγνητόσφαιρα (convection) και για χρονικό διάστημα περίπου 3.5 ωρών. Ανά τακτά χρονικά διαστήματα υπολογίζουμε την αριθμητική πυκνότητα και την ενεργειακή πυκνότητα στις περιοχές της μαγνητόσφαιρας όπου τα σωματίδια βρίσκονται. Αναπαριστούμε την μεταβολή των ποσοτήτων αυτών στο χώρο και το χρόνο δημιουργώντας ταινία, ώστε να παρακολουθούμε την εξέλιξή τους. Στο Σχήμα 6-1 απεικονίζονται δύο χαρακτηριστικές στιγμές της εξέλιξης της ενεργειακής πυκνότητας των ιόντων Ο⁺ στο ισημερινό επίπεδο, υπό την επίδραση μόνο της μεγάλης κλίμακας μεταφοράς.


Σχήμα 6-1: Μεταβολή της χρονικής και χωρικής εξέλιξης της ενεργειακής πυκνότητας ιόντων Ο⁺ του φύλλου πλάσματος στο ισημερινό επίπεδο, υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου μεγάλης κλίμακας (αριστερά: 3000s από την έναρξη της προσομοίωσης δεξιά: 6000s από την έναρξη).

Εκτελούμε ξανά τον ίδιο κώδικα με την επιπλέον προσθήκη συνθηκών που ορίζουν μια υποκαταιγίδα. 600sec μετά την εκκίνηση των ιόντων O⁺ μεταβάλουμε το μαγνητικό ώστε να μεταβαίνει από τιμή του Kp=3 σε Kp=5 εντός διαστήματος 35 λεπτών (φάση ανάπτυξης της υποκαταιγίδας). Η φάση επέκτασης διαρκεί 1 λεπτό, όπου ο Kp δείκτης επανέρχεται στην αρχική τιμή του (Kp=3). Σε αυτή την περίπτωση τα ιόντα κινούνται υπό την επίδραση υποκαταιγίδας σε περίοδο καταιγίδας (storm-time substorm).

Στο Σχήμα 6-2 παρουσιάζουμε για τις ίδιες χρονικές στιγμές, όπως στο Σχήμα 6-1, την κατανομή της ενεργειακής πυκνότητας των ιόντων O⁺ στο ισημερινό επίπεδο, διότι εκεί έχει παρατηρηθεί η ενίσχυση του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Παρατηρούμε ότι στην δεύτερη περίπτωση, που μια υποκαταγίδα προστίθεται στην δράση της μεγάλης κλίμακας μεταφοράς στη μαγνητόσφαιρα, η ενεργοποίηση των ιόντων εμφανίζεται ισχυρότερη απ' ότι στην πρώτη περίπτωση καθώς τα επαγώμενα ηλεκτρικά ρεύματα οδηγούν στην ενίσχυση του δακτυλιοειδούς ρεύματος.

Αντίστοιχα εκτελέστηκε ο κώδικας και για την περίπτωση των ιόντων Η⁺ όπου ξανά στην δεύτερη περίπτωση της προσθήκης της υποκαταιγίδας, οδηγούν σε υψηλότερες ενεργειακές πυκνότητες του δακτυλιοειδούς ρεύματος



Σχήμα 6-2: Μεταβολή της χρονικής και χωρικής εξέλιξης της ενεργειακής πυκνότητας ιόντων O⁺ του φύλλου πλάσματος στο ισημερινό επίπεδο, υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου μεγάλης κλίμακας συν την επίδραση του επαγόμενου ηλεκτρικού πεδίου λόγω της μεταβολής του μαγνητικού πεδίου (αριστερά: 3000s από την έναρξη της προσομοίωσης δεξιά: 6000s από την έναρξη).

Β περίπτωση

Παρουσιάζουμε τώρα μια εφαρμογή για 3,000 σωματίδια του φύλλου πλάσματος στην διάρκεια υποκαταιγίδας σε συνθήκες καταιγίδας. Τα σωματίδια ξεκινούν από το ισημερινό επίπεδο, σε απόσταση 20 R_E στη μαγνητοουρά, σε χρόνους από τις 9 μμ έως τις 3 πμ. Η αρχική τους ενέργεια παίρνει τυχαίες τιμές μεταξύ 1 και 4 keV. Οι γωνίες προς το μαγνητικό πεδίο είναι τυχαίες στο διάστημα 0-180 μοιρών και οι γωνίες φάσης των σωματιδίων παίρνουν επίσης τυχαίες τιμές το διάστημα 0-360 μοίρες. Οι αρχικές συνθήκες που δίνουμε σε αυτό το παράδειγμα δίνονται τυχαία από το διάστημα τιμών που έχουμε ορίσει για την κάθε μεταβλητή, καθιστώντας έτσι το παράδειγμα πιο ρεαλιστικό. Η φάση ανάπτυξης της υποκαταιγίδας τίθεται 30 λεπτά και η φλαση επάκτασης 2 λεπτά. Το μαγνητικό πεδίο παραμένει στη φάση ηρεμίας του για τις επόμενες 2.24 ώρες.

Εκτελούμε τον κώδικα μια φορά για τα ιόντα υδρογόνου και μια για τα ιόντα οξυγόνου. Υπολογίζουμε την ενεργειακή πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος στον τομέα από τα μεσάνυχτα ως το λυκόφως (midnight to dusk sector), με βήμα 5sec για τις δύο περιπτώσεις ιόντων. Στο Σχήμα 6-3 έχουμε σχεδιάσει τη μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας για τα ιόντα Ο⁺ καθ' όλη τη διάρκεια της μαγνητοσφαιρικής διαταραχής.



Σχήμα 6-3: Μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας των ιόντων Ο⁺ του δακτυλιοειδούς ρεύματος στη διάρκεια της υποκαταιγίδας υπό συνθήκες καταιγίδας (storm-time substorm).

Στο Σχήμα 6-4 έχουμε σχεδιάσει τη μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας για τα ιόντα Η⁺ καθ' όλη τη διάρκεια της μαγνητοσφαιρικής διαταραχής.

Και στις δύο περιπτώσεις παρατηρούμε απότομη αύξηση της ενεργειακής πυκνότητας του δακτυλιοειδούς ρεύματος κατά τη φάση ανάπτυξης της υποκαταιγίδας. Η ενεργοποίηση εμφανίζεται εντονότερη για τα ιόντα Ο⁺ λόγω της μεγαλύτερης μάζας τους. Η δε πτώση της ενεργειακής πυκνότητας παρατηρείται και για τις δύο περιπτώσεις ιόντων μετά την φάση επέκτασης της υποκαταιγίδας. Ισχυρότερη δε, για το ιόντα Ο⁺, αφού η ενεργειακή πυκνότητα των ιόντων Η⁺ φθίνει με βραδύτερο ρυθμό.

Η ελάττωση της ενεργειακής πυκνότητας και στις δυο περιπτώσεις οφείλεται στην διάχυση που υφίστανται τα φορτισμένα σωμάτια, η οποία ως ανάλογη του τετραγώνου της γυροακτίνας κάθε σωματιδίου, θα είναι εντονότερη για τα Ο⁺ λόγω της μεγαλύτερης γυροακτίνας τους.



Σχήμα 6-4: Μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας των ιόντων H⁺ του δακτυλιοειδούς ρεύματος στη διάρκεια της υποκαταιγίδας υπό συνθήκες καταιγίδας (storm-time substorm).



Σχήμα 6-5: Συγκριτική μεταβολή της ενεργειακής πυκνότητας των ιόντων Ο⁺, των ιόντων Η⁺, καθώς και του αθροίσματός τους, στο δακτυλιοειδές ρεύματο στη διάρκεια της υποκαταιγίδας υπό συνθήκες καταιγίδας (storm-time substorm.

6.2 Περιοδικές υποκαταιγίδες

Στην προηγούμενη παράγραφο διαπιστώσαμε ότι ενώ κατά τη φάση ανάπτυξης της υποκαταιγίδας παρατηρούμε αυξημένες ενεργειακές πυκνότητες των ιόντων, αυτές δεν συντηρούνται και φθίνουν μετά το τέλος της υποκαταιγίδας. Το γεγονός αυτό δεν έρχεται σε συμφωνία με τα παρατηρισιακά δεδομένα. Για το λόγο αυτό επεκτείνουμε την εφαρμογή εισάγοντας την περιοδική εμφάνιση υποκαταιγίδων.



Σχήμα 6-6: Ολική ενέργεια στη μαγνητόσφαιρα μετά το πέρας της δεύτερης υποκαταιγίδας, στο χρόνο *t*=1:58.

Το τμήμα αυτό της Διατριβής εκπονήθηκε στη διάρκεια συνεργασίας μου με το Geospace Physics Laboratory, Heliophysics Science Division, NASA/Goddard Space Flight Center, όπου βελτιώθηκε ο αρχικός κώδικας του Delcourt, ώστε να προσομοιώνει περιοδικές καταιγίδες, οι αρχικές τιμές στα σωματίδια δίνονταν τυχαία εντός των ορίων που ορίζαμε και ακολούθως παραλληλοποιήθηκε.

Τα βασικά αποτελέσματα της μελέτης αυτής εστιάζονται στο ότι η εφαρμογή των περιοδικών υποκαταιγίδων είναι ικανή να οδηγήσει σε υψηλότερες ενέργειες του δακτυλιοειδούς ρεύματος, συγκρινόμενη με της μεμονωμένες υποκαταιγίδες. Η δε συνεισφορά των ιόντων Ο⁺ παρουσιάζεται εντονότερη συγκριτικά με τα ιόντα H⁺.

Το αποτέλεσμα αυτό έρχεται σε συμφωνία με προγενέστερες θεωρητικές μελέτες [Speiser 1965, Kistler 2005] σύμφωνα με τις οποίες ιόντα με γυροακτίνες μεγαλύτερες από τη διάσταση του φύλλων πλάσματος στο οποίο βρίσκονται, ενεργοποιούνται ισχυρά με αποτέλεσμα να επιταχύνονται κα να ξεφεύγουν από αυτό.



Σχήμα 6-7: Ολική ενέργεια στη μαγνητόσφαιρα μετά το πέρας της δεύτερης υποκαταιγίδας, στο χρόνο t=2:37. (Προσομοίωση για 10⁵ ιόντα O⁺. Η προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας βρίσκεται στη δεξιά πλευρά του σχήματος.)

Αυτή τη συμπεριφορά φαίνεται να ακολουθούν και τα ιόντα Ο⁺ στην περίπτωση των υποκαταιγίδων όπου το φύλλο πλάσματος επιμηκύνεται και λεπταίνει προς τη μαγνητοουρά. Όσον αφορά το ιόντα Η⁺ επειδή, λόγω των μικρότερων γυροακτίνων τους παραμένουν παγιδευμένα εντός του φύλλου πλάσματος ξεφεύγοντας ασθενέστερα από αυτό και συμβάλλοντας λιγότερο στην συνολική αύξηση της ενεργειακής πυκνότητας στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα.



Σχήμα 6-8: Ενεργειακή κατανομή της μαγνητόσφαιρας στην έναρξη της φάσης ανάπτυξης της $3^{η_{\varsigma}}$ υποκαταιγίδας (t=4:00).



Σχήμα 6-9: Ενεργειακή κατανομή της μαγνητόσφαιρας μετά το πέρας ανάπτυξης της $3^{η_{\varsigma}}$ υποκαταιγίδας (t=4:40).



Σχήμα 6-10: Energy map of the magnetosphere at the end of expansion phase of first substorm event, at time t=0:35. (Simulation of 10^5 hydrogen ions. The sun is located on the right-side of the panels and the magnetotail on the left).



Σχήμα 6-11: Ενεργειακή κατανομή στη μαγνητόσφαιρα μετά τη πρώτη υποκατιγίδα στο χρόνοt=0:35 για ιόντα O⁺.

Συμπεράσματα - Συζήτηση

Στην διδακτορική μου διατριβή μελέτησα την δυναμική των μαγνητικών καταιγίδων μέσα από το πρίσμα της σχέσης τους με τις μαγνητοσφαιρικές υποκαταιγίδες. Ο τρόπος δουλειάς που εφάρμοσα εστιάζεται σε δύο ξεχωριστές μεθόδους και στοχεύουν στην αξιολόγηση της συνεισφοράς των υποκαταιγίδων στην ανάπτυξη και εξασθένιση των υποκαταιγίδων.

Η έρευνα της διατριβής συνοψίζεται ως ακολούθως:

1. Μελέτη με την βοήθεια γεωμαγνητικών δεικτών

Μελέτησα 53 περιπτώσεις γεωμαγνητικής δραστηριότητας χρησιμοποιώντας γεωμαγνητικούς δείκτες. Χρησιμοποίησα τιμές λεπτού των δεικτών SYM-H και AL, οι οποίοι περιγράφουν τις διαταραχές των μαγνητικών καταιγίδων και μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων αντίστοιχα. Οι μεταβλητές που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα ολοκληρώματα των μετρούμενων τιμών των δεικτών (SYM-H² και AL²) στο διάστημα από την έναρξη κάθε καταιγίδας μέχρι το τέλος της φάσης ανάρρωσης. Εφόσον οι μεταβλητές αυτές περιέχουν το τετράγωνο της έντασης του μαγνητικού πεδίου (B²), αντιπροσωπεύουν την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου. Από αυτήν την σκοπιά η ανάλυση συγκρίνει την ενέργεια που καταναλώνεται στην διάρκεια των υποκαταιγίδων με την ενέργεια που υπολογίστηκαν παρουσιάζουν ισχυρή συσχέτιση με δείκτη συσχέτισης r=0.928.

Τα αποτελέσματα της μεθόδου αυτής ισχυροποιούν την πρόταση της σημαντικής επίδρασης των υποκαταιγίδων στην εξέλιξη των μαγνητικών καταιγίδων. Το συμπέρασμα αυτό έρχεται σε συμφωνία με προηγούμενες εργασίες [Daglis, 2001a] που στηρίζουν την συσσωρευμένη επίδραση των διαδοχικών υποκαταιγίδων στην ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος.

Αναφορικά με προηγούμενες εργασίες, ο τρόπος μελέτης που ακολούθησα στο μέρος αυτό της διατριβής, παρουσιάσει τα εξής πλεονεκτήματα: (α) Χρησιμοποίησα δεδομένα υψηλής ανάλυσης (ενός λεπτού) και για τους δύο γεωμαγνητικούς δείκτες, αντί για ωριαίες τιμές τους.

(β) Αντί να μελετήσω την συσχέτιση των τιμών (μία προς μία) των SYM-H και AL δεικτών, αποφάσισα να ερευνήσω για ενδείξεις αθροιστικής συνεισφοράς των υποκαταιγίδων στην εξέλιξη των καταιγίδων, χρησιμοποιώντας τα ολοκληρώματα των τετραγώνων των δεικτών, εφόσον αντιπροσωπεύουν την ενέργεια που καταναλώνεται στην διάρκεια των δύο φαινομένων. Η σαφής τάση εμφάνισης μεγαλύτερων τιμών ενέργειας για υποκαταιγίδες που λαμβάνουν χώρα σε περιόδους ισχυρότερων μαγνητικών καταιγίδων, υποδυκνείει ότι οι υποκαταιγίδες επιδρούν στην εξέλιξη των καταιγίδων.

2. Μελέτη της επιτάχυνσης φορτισμένων σωματιδίων

Η μαγνητόσφαιρα της Γης έχει την ικανότητα να επιταχύνει ιόντα σε πολύ υψηλές ενέργειες στην διάρκεια τόσο των μαγνητικών καταιγίδων, όσο και των μαγνητοσφαιρικών υποκαταιγίδων. Η μελέτη της επιτάχυνσης φορτισμένων σωματιδίων στην μαγνητόσφαιρα μας βοηθά στην κατανόηση της εξέλιξης των καταιγίδων και των υποκαταιγίδων, καθώς και στην κατανόηση της επίδρασης των υποκαταιγίδων στην ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος, το οποίο αποτελεί στοιχείο «κλειδί» στην εξέλιξη των μαγνητικών καταιγίδων.

Η προσομοίωση της κίνησης ιόντων στην μαγνητόσφαιρα πραγματοποιήθηκε με τη χρήση μοντέλου που υπολογίζει την μεταφορά και επιτάχυνση των ιόντων. Ο αρχικός κώδικας προσομοίωσης μπορούσε να περιγράψει την κίνηση ενός φορτισμένου σωματιδίου μεταξύ δύο διαφορετικών καταστάσεων διαταραχής στη μαγνητόσφαιρα. [Delcourt et al., 1990a, Delcourt and Sauvaud, 1994]. Τροποποίησα τον κώδικα με σκοπό να περιλαμβάνει τις αλλαγές εκείνες του μαγνητικού πεδίου οι οποίες περιγράφουν τις φάσεις μιας υποκαταιγίδας (τα διαφορετικά επίπεδα διαταραχής της μαγνητόσφαιρας, και την διάρκεια κάθε φάσης), καθώς επίσης και τις συνθήκες που περιγράφουν την σύζευξη ηλιακού ανέμου και μαγνητόσφαιρας και χαρακτηρίζουν μια μαγνητική καταιγίδα (πτώση τάσης στην πολική περιοχή). Επιπλέον εργάστηκα με σκοπό την παραλληλοποίηση του κώδικα, ώστε να εκτελείται σε παράλληλες πλατφόρμες και να παράγει αποτελέσματα εντός λογικών χρονικών διαστημάτων. Ο κώδικας εφαρμόστηκε επίσης στο πλέγμα του Hellas-Grid. Εφαρμόστηκαν επίσης δυναμικές μέθοδοι δρομολόγησης του κώδικα σε παράλληλες πλατφόρμες και αξιολογήθηκε η σχετική τους απόδοση.

Μεμονωμένες υποκαταιγίδες:

Η μελέτη εστιάστηκε σε σωματίδια του φύλλου πλάσματος, εφόσον λειτουργεί ως «δεξαμενή» ιόντων που εκχύνονται στην μαγνητόσφαιρα. Υπολογίσαμε την ενεργειακή πυκνότητα των ιόντων O^+ και H^+ (α) όταν εφαρμόσαμε συνθήκες σταθερής μεταφοράς πλάσματος (convection) στην μαγνητόσφαιρα και (β) όταν επιπροσθέτως εισάγαμε την εφαρμογή υποκαταιγίδας. Τα αποτελέσματα αυτού του μέρους της Διδακτορικής Διατριβής υποδεικνύουν ότι η διαδικασία της μεταφοράς μεγάλης κλίμακας στην μαγνητόσφαιρα δεν επαρκεί για τον σχηματισμό αρκετά ισχυρού δακτυλιοειδούς ρεύματος από τα σωματίδια του φύλλου πλάσματος. Από την άλλη μεριά, τα ηλεκτρικά πεδία που επάγονται κατά τις υποκαταιγίδες αποτελούν σημαντικό παράγοντα επιτάχυνσης ιόντων του φύλλου πλάσματος τα οποία συνεισφέρουν τελικά στην ανάπτυξη του δακτυλιοειδούς ρεύματος. Η ενεργειακή συνεισφορά παρατηρείται ισχυρότερη στα ιόντα O^+ , τα οποία αναφέρεται ότι επιταχύνονται 1996).

Ο ταχύτατος εμπλουτισμός της ενεργειακής πυκνότητας από το ιόντα οξυγόνου, μετά την έναρξη μια υποκαταιγίδας, καθώς οι παρατηρήσεις αναφέρουν, αναπαράγεται από το τον κώδικα προσομοίωσης. Με βάση τις παρατηρήσεις, η επικράτηση του O⁺ θα έπρεπε να διατηρείται, τουλάχιστον για 30 λεπτά, κατά την κύρια φάση της καταιγίδας. Το μοντέλο μας δεν υποστηρίζει το παρατηρησιακό αυτό δεδομένο καθώς η ενεργειακή πυκνότητα και για τα δύο είδη ιόντων φθίνει μετά την φάση επέκτασης της υποκαταιγίδας. Ο λόγος των ενεργειακών πυκνοτήτων για τα δύο είδη ιόντων (O⁺/H⁺) επίσης υπολογίστηκε στην περιοχή του δακτυλιοειδούς ρεύματος από τα μεσάνυχτα έως τη δύση (midnight-dusk sector) και στην διάρκεια μια υποκαταιγίδας, υπό συνθήκες ισχυρής καταιγίδας.

Το αποτέλεσμα αυτό έρχεται σε συμφωνία με προγενέστερες μελέτες όπου προτείνουν ότι η ο λόγος των ενεργειακών O^+/H^+ αυξάνει καθώς αυξάνεται και η δραστηριότητα στην μαγνητόσφαιρα. [Daglis et al., 1993; Daglis et al., 1994; Roeder et al., 1996; Daglis, 1997; Nosé, 2005].

Περιοδικές καταιγίδες:

Με σκοπό την ρεαλιστικότερη περιγραφή των διαταραχών που προκαλούνται από τις υποκαταιγίδες, βελτιώσαμε τον κώδικα ώστε να προσομοιώνει διαδοχικές υποκαταιγίδες με συγκεκριμένη περίοδο, εφόσον περισσότερες από τις μισές υποκαταιγίδες που έχουν παρατηρηθεί είναι περιοδικές. Εξάλλου, οι ισχυρές καταιγίδες συχνά συνοδεύονται από περιοδικές υποκαταιγίδες.

Ένα επιπλέον κίνητρο για την εισαγωγή των περιοδικών υποκαταιγίδων, αποτέλεσε η αδυναμία του κώδικα να αναπαράγει το παρατηρούμενο αυξημένο επίπεδο ενεργειακών ιόντων H⁺ και O⁺, στην εσώτερη μαγνητόσφαιρα, με την εφαρμογή μεμονωμένων υποκαταιγίδων.

Άρχισε ο υπολογισμός μεμονωμένων σωματιδίων με την εφαρμογή διαδοχικών, περιοδικών υποκαταιγίδων. Η ενέργεια που κέρδιζε κάθε σωματίδιο μετά την εμφάνιση της πρώτης υποκαταιγίδας δεν έφθινε αυτή την φορά, διότι ακολουθούσε μια δεύτερη υποκαταιγίδα, μια τρίτη ή και μια τέταρτη, όπου ήταν ικανές να διατηρήσουν την ενέργεια που το σωματίδιο αποκτούσε αρχικά.

Ο κώδικας διαμορφώθηκε ξανά με σκοπό να ακολουθεί την κίνηση μεγάλου αριθμού σωματιδίων. Κάθε σωματίδιο χαρακτηρίζονταν από τις αρχικές συνθήκες που λάμβανε από τον κώδικα, όπως την ενέργεια, τις συντεταγμένες ή την γωνία κλίσης του προς το μαγνητικό πεδίο. Οι τιμές των παραμέτρων αυτών ήταν πιο ρεαλιστικές (αντιστοιχούσαν σε παρατηρούμενες τιμές) τυχαία δοσμένες από ένα ορισμένο εύρος τιμών. Σε αυτό το μέρος της Διατριβής μελετήσαμε την επίδραση των ιόντων Ο⁺ και H⁺ από το φύλλο πλάσματος, κατά την διάρκεια περιοδικών υποκαταιγίδων.

Τα αποτελέσματα υποδεικνύουν ότι οι περιοδικές υποκαταιγίδες είναι ικανές να οδηγήσουν σε αυξημένες ενεργειακές πυκνότητες και αυξημένη δυναμική πίεση στο δακτυλιοειδές ρεύμα, κυρίως για το ιόντα O^+ . Σε αντίθεση με τις μεμονωμένες υποκαταιγίδες η εμφάνιση περιοδικών υποκαταιγίδων οδηγεί σε υψηλά επίπεδα ενεργειακής πυκνότητας των H^+ and O^+ , σημαίνοντας ένα εμπλουτισμένο δακτυλιοειδές ρεύμα, με ιδιαιτέρως υψηλό επίπεδο ενεργειακής O^+ , το οποίο ανταποκρίνεται και στις παρατηρήσεις.

Βιβλιογραφία

- 1. Aggson, T.L., J.P. Heppner, N.C. Maynard, Observations of large magnetospheric electric fields during the onset phase of a substorm, Journal of Geophysical Research, vol. 88, pp. 3981-3990, 1983.
- 2. Ahn B.-H, et al., "Universal time variation of the *Dst* index and the relationship between the cumulative AL and Dst indices during geomagnetic storms", J. Geophys. Res., vol. 107 (A11), 1409, doi:10.1029/2002JA009257, 2002.
- 3. Akasofu S.-I, "Relationship between the AE and Dst indices during geomagnetic storms", J. Geophys. Res., vol. 86, 4820, 1981.
- 4. Akasofu, S.-I., Polar and magnetospheric substorms, D. Reidel, Norwell, Mass., 1968.
- Akasofu, S.-I., W. Sun, and B.-H. Ahn, Comments on Some Long-standing Problems in Storm/Substorm Studies, in Disturbances in Geospace: The Storm-Substorm Relationship, edited by A. S. Sharma, Y. Kamide, and G. S. Lakhina, pp. 243-254, DOI 10.1029/142GM20, 2003.
- Amm, O., Aikio, A., Bosqued, J.-M., Dunlop, M., Fazakerley, A., Janhunen, P., Kauristie, K., Lester, M., Sillanpää, I., Taylor, M. G. G. T., Vontrat-Reberac, A., Mursula, K., and André, M.: Mesoscale structure of a morning sector ionospheric shear flow region determined by conjugate Cluster II and MIRACLE ground-based observations, Ann. Geophys., 21, 1737-1751, 2003.
- Angelopoulos V., J.P. McFadden, D. Larson, C.W. Carlson, S.B. Mende, H. Frey, T. Phan, D.G. Sibeck, K.-H. Glassmeier, U. Auster, E. Donovan, I.R. Mann, I.J. Rae, C.T. Russell, A. Runov, X. Xhou, and L. Kepko, Tail reconnection triggering substorm onset, Science, doi: 10.1126/science. 1160495, 2008.
- 8. Angelopoulos V., The THEMIS mission, Space Science Reviews, 141:5-34, 2008.
- 9. Axford, W. I., The Polar Wind and the Terrestrial Helium Budget, J. Geoph. Res., 73, 6855, 1968.
- Baker, D. N., T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann, and R. L. McPherron, Neutral line model of substorms: Past results and present view, Journal of Geophysical Research, 101, 12,975-13,010, 1996.
- 11. Baker, D. N., The inner magnetosphere: a review, Surveys in Geophysics 16: 331-362, Kluwer Academic Publishers, printed in Netherlands, 1995.
- 12. Bauer S.J., The structure of the topside ionosphere, in Electron Density Profiles in Ionosphere and Exosphere, edited by J. Frihagen, p. 387, North-Holland, New York, 1996.
- 13. Baumjohann W. and R. A. Treumann, Basic Space Plasma Physics, Imperial College Press, 2004.

- 14. Belian R. D., J. Borovsky, R. J. Nemzek, and C. W. Smith, Random and periodic substorms and their origins in the solar wind, Proceedings of the Second International Conference on Substorms, pp. 463-465, 1994.
- 15. Borovsky, J. E., Nemzek, R. J., Smith, C. W., Skoug, R. M., and Clauer, C. R.: The solar-wind driving of periodic substorms and global sawtooth oscillations: What determines the periodicity?, Ann. Geophys., submitted, 2006.
- Borovsky, J., R. Nemzek, and R. Belian, The Occurrence Rate of Magnetospheric-Substorm Onsets: Random and Periodic Substorms, J. Geophys. Res., 98(A3), 3807-3813, 1993.
- 17. Burton R. K., R. L. McPherron, and C. T. Russel, An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst, J. Geophys. Res., vol. 80, pp. 4204-4214, 1975.
- 18. Cai X., C. R. Clauer, Investigation the periodicity and solar wind drivers of sawtooth events of sawtooth events from 1998 to 2005, poster presentation, June 29, 2006.
- 19. Cai, X., Clauer, C. R., and Ridley, A. J.: Statistical analysis of ionospheric potential patterns for isolated substorms and sawtooth events, Ann. Geophys., 24, 1977-1991, 2006.
- 20. Chapman, S., and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, Nature 126, 129-130, doi:10.1038/126129a0, 1930.
- 21. Chapman, S., and V. C. A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 37(2), 147–156, 1932.
- 22. Chapman, S., Earth Storms: Retrospect and Prospect, Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 17, Supplement A-I, Proceedings of the International Conference on Cosmic Rays and the Earth Storm, held 5-15 September, 1961 in Kyoto. Volume 1: Earth Storm. Published by the Physical Society of Japan, 1962.
- 23. Chapman, S., Theories of magnetic storms, The Observatory, Vol. 42, p. 196-206, 1919.
- 24. Chen F., Introduction to Plasma Physics. Plenum Press, New York and London, 1984.
- 25. Daglis, I. A., and W. I. Axford, Fast ionospheric response to enhanced activity in geospace: Ion feeding of the inner magnetotail, Journal of Geophysical Research, 101, 5047-5065, 1996.
- 26. Daglis, I. A., and Y. Kamide, The role of substorms in storm-time particle acceleration, in Disturbances in Geospace: The Storm-Substorm Relationship, edited by A. S. Sharma, Y. Kamide, and G. S. Lakhina, pp. 119-129, Geophysical Monograph Series 142, DOI 10.1029/142GM11, American Geophysical Union, Washington, DC, 2003.
- 27. Daglis, I. A., E. T. Sarris, and B. Wilken, AMPTE/CCE observations of the ion population at geosynchronous altitudes, Ann. Geophys., 11, 685-696, 1993.
- 28. Daglis, I. A., G. Kasotakis, E. T. Sarris, Y. Kamide, S. Livi, and B. Wilken, Variations of the ion composition during a large magnetic storm and their consequences, Physics and Chemistry of the Earth, 24, 229-232, 1999.
- Daglis, I. A., J. U. Kozyra, Y. Kamide, D. Vassiliadis, A. S. Sharma, M. W. Liemohn, W. D. Gonzalez, B. T. Tsurutani, and G. Lu, Intense space storms: Critical issues and open disputes, Journal of Geophysical Research, 108 (A5), 1208, DOI 10.1029/2002JA009722, 2003.

- 30. Daglis, I. A., R. M. Thorne, W. Baumjohann, and S. Orsini, The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay, Rev. Geophys., 37, 407-438, 1999.
- Daglis, I. A., S. Livi, E. T. Sarris, and B. Wilken, Energy density of ionospheric and solar wind origin ions in the near-Earth magnetotail during substorms, J. Geophys. Res., 99, 5691-5703, 1994.
- 32. Daglis, I. A., Space storms, ring current and space-atmosphere coupling -Critical elements of space weather, in Space storms and space weather hazards, edited by I. A. Daglis, pp. 1-42, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2001b.
- 33. Daglis, I. A., The role of magnetosphere-ionosphere coupling in magnetic storm dynamics, in Magnetic Storms, edited by B. T. Tsurutani, W. D. Gonzalez, Y. Kamide, and J. K. Arballo, American Geophysical Union, Washington, DC, 1997.
- 34. Daglis, I. A., The storm-time ring current, Space Sci. Rev., 98, 343-363, 2001.
- 35. Daglis, I. A., The storm-time ring current, Space Sci. Rev., 98, 343-363, 2001a.
- 36. Daglis, I. A., Y. Kamide, C. Mouikis, G. D. Reeves, E. T. Sarris, K. Shiokawa, and B. Wilken, "Fine structure" of the storm-substorm relationship, Adv. Space Res., 25 (12), 2369-2372, 2000.
- 37. Davis T. N., "Temporal behavior of energy injection into the geomagnetic ring current", J. Geophys .Res., vol. 74, 6266, 1969.
- Delcourt D.C., J.-A. Sauvaud, and A. Pedersen: Dynamics of single-particle orbits during substorm expansion phase, Journal of Geophysical Research, vol. 95, pp. 20,853-20,865, 1990.
- 39. Delcourt D.C.:Particle acceleration by inductive electric fields in the inner magnetosphere, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, vol.64, pp. 551-559, 2002.
- 40. Delcourt, D., and J. Sauvaud, Plasma Sheet Ion Energization during Dipolarization Events, J. Geophys. Res., 99(A1), 97-108, 1994.
- 41. Delcourt, D., J. Sauvaud, and T. Moore, Polar Wind Ion Dynamics in the Magnetotail, J. Geophys. Res., 98(A6), 9155-9169, 1993.
- 42. Dessler, A. J. and F. C Michel, Plasma in the geomagnetic tail, J. Geophys. Res., 74, 3730, 1966.
- 43. Ebihara, Y., M. Ejiri and H. Miyaoka, Coulomb lifetime of the ring current ions with time varying plasmasphere, Earth, Planets and Space, Vol. 50, 371-382, 1998.
- 44. Elphinstone R. D., "What is a global auroral substorm?", Rev. Geophys, vol. 34, pp. 169-232, 1996.
- 45. Fok, M.-C, T. E. Moore and Greenspan: Ring current development during storm main phase, Journal of Geophysical Research, vol. 101, 15,311-15,322, 1996.
- 46. Fok, M.-C, T. E. Moore and, D. C. Delcourt: Modeling of inner plasma sheet and ring current during substorms, Journal of Geophysical Research, vol. 104, no. A7, pp. 14,557-14,569, 1999.
- 47. Fok, M.-C., R. Wolf, R. Spiro, and T. Moore, Comprehensive computational model of Earth's ring current, J. Geophys. Res., 106(A5), 8417-8424, 2001.
- Fok, M.-C.; Kozyra, J. U.; Nagy, A. F.; Cravens, T. E., Lifetime of ring current particles due to Coulomb collisions in the plasmasphere, Journal of Geophysical Research (ISSN 0148-0227), vol. 96, p. 7861-7867, 1991.
- 49. Fok, M-C, T. E Moore, Brandt, Pontus C., Delcourt, Dominique C., Slinker, Steven P., Fedder, Joel A., Impulsive enhancements of oxygen ions during

substorms, J. Geophys. Res., Vol. 111, No. A10, A10222, 10.1029/JA011839, 2006.

- 50. Fok, Mei Ching, Moore, Thomas E., Kozyra, Janet U., Ho, George C., Hamilton, Douglas C., Three-dimensional ring current decay model, Journal of Geophysical Research, Volume 100, Issue A6, June 1, pp.9619-9632, 1995.
- 51. Gabrielse, C. V., Angelopoulos, A. Runov, H. U. Frey, J. McFadden, D. E. Larson, K.-H. Glassmeier, S. Mende, C. T. Russell, S. Apatenkov, K. R. Murphy, I. J. Rae, Timing and localization of near-Earth tail and ionospheric signatures during a substorm onset, J. Geophys. Res., 114, A00C13, doi:10.1029/2008JA013583, 2009.
- 52. Ganguli S. B., The Polar Wind, Reviews of Geophysics, 34, pg. 311-348, paper number 96RG00497, 1996.
- 53. Ganushkina N. Yu., Pulkkinen T. I., Fritz T., Role of substorm-associated impulsive electric fields in the ring current development during storms, Annales Geophysicae, 23: 579 591, 2005.
- 54. Ganushkina, Natalia Yu, Drivers of the Inner Magnetosphere, The Inner Magnetosphere: Physics and Modeling. Geophysical Monograph 155. Edited by Tuija I. Pulkkinen, Nikolai A. Tsyganenko and Reiner H. W. Friedel. ISBN: 0-87590-420-3. Published by the AGU Books Board, AGU, Washington, DC USA, p.135, 2005.
- 55. Gontikakis C., C. Efthimiopoulos and A. Anastasiadis, Regular and chaotic dymnamics in 3D reconnecting current sheets, Mon. Not. R. Astron. Soc., 368, 273-304, 2006.
- Gonzalez, W. D., Joselyn, J. A.; Kamide, Y., Kroehl, H. W., Rostoker, G., Tsurutani, B. T.; Vasyliunas, V. M., What is a geomagnetic storm?, Journal of Geophysical Research (ISSN 0148-0227), vol. 99, no. A4, p. 5771-5792, 1994.
- 57. Henderson, M. G., Reeves, G. D., Skoug, R., Thomsen, M. F., Denton, M. H., Mende, S. B., Immel, T. J., Brandt, P. C., Singer, H. J., Magnetospheric and auroral activity during the 18 April 2002 sawtooth event, Journal of Geophysical Research, Volume 111, Issue A1, CiteID A01S90.
- 58. Huang C.-S., G. D. Reeves, G. Le, K. Yumoto, Are sawtooth oscillations of energetic plasma particle fluxes caused by periodic substorms or driven by solar wind pressure enhancements?, J. Geophys. Res., 110, A07207, doi:10.1029/2005JA011018, 2005.
- 59. Huang C.-S., G. D. Reeves, J. E. Borovsky, R. M. Skoug, Z. Y. Pu, G. Le, Periodic magnetospheric substorms and their relationship with solar wind variations, J. Geophys. Res., 108 (A6), 1255, doi:10.1029/2002JA009704, 2003.
- 60. Huang C.-S., J. C. Foster, G. D. Reeves, G. Le, H. U. Frey, C. J. Pollock, J.‐ M. Jahn, Periodic magnetospheric substorms: Multiple space-based and ground-based instrumental observations, J. Geophys. Res., 108 (A11), 1411, doi:10.1029/2003JA009992, 2003.
- 61. Hultqvist B., W. Riedler and H. Borg, Ring current protons in the upper atmosphere within the plasmasphere, Planetary and Space Science, 24, 783, 1976.
- 62. Iyemori T., and D. R. K. Rao, Decay of the Dst field of geomagnetic disturbance after substorm onset and its implication to storm-substorm relation, Ann. Geophys., vol. 14, pp. 6-8-618, 1996.

- 63. Jackson, J. D, Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, 1999.
- 64. Kamide Y. W. Baumjohann, Physics and Chemistry in Space vol.23, Planetology, Magnetosphere-Ionosphere Coupling edited by M.C.E. Huber, Noordwijk, L.J. Lanzerotti, Murray Hill, and Stöffler, Münster, Springer-Verlag.
- 65. Kamide Y., and S.-I Akasofu, "Notes on the auroral electrojet indices", Rev. Geophys. Space Phys., vol. 21, pp. 1647-1656, 1983.
- 66. Kamide Y., Is Substorm Occurrence a necessary Condition for a Magnetic Storm? J. Geomag. Geoelectr., 44, 109-117, 1992.
- 67. Kamide, Y., et al., Current understanding of magnetic storms: Storm/ substorm relationships, J. Geophys. Res., 103, 17,705-17,728, 1998.
- 68. Kennel, C. F., Convection and Substorms Paradigms of magnetospheric phenomenology, Oxford University Press, New York, 1995.
- 69. Kistler, L. M., Mouikis, C., Möbius, E., Klecker, B., Sauvaud, J. A., Rème, H., Korth, A., Marcucci, M. F.; Lundin, R., Parks, G. K., Balogh, A., Contribution of nonadiabatic ions to the cross-tail current in an O+ dominated thin current sheet, J. Geophys. Res., 110, A06213, doi:10.1029/2004JA010653, 2005.
- 70. Kivelson G. K. and Russell C. T., Introduction to Space Physics, Cambridge University Press, 1997.
- 71. Korth A., Friedel R. H. W., Frutos-Alfaro F., Mouikis C. G. and Zong Q., Ion composition of substorms during storm-time and non-storm-time periods, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, Volume 64, Issues 5-6, pages 561-566, 2002.
- Kozyra J. U., M. W. Liemohn, C. R. Clauer, A. J. Ridley, M. F. Thomsen, J. E. Borovsky, J. L. Roeder, V. K. Jordanova, W. D. Gonzalez, Multistep Dst development and ring current composition changes during the 4–6 June 1991 magnetic storm, J. Geoph. Res., 107(A8), 1224, doi:10.1029/2001JA000023, 2002.
- 73. Kozyra, J. U., and M. W. Liemohn, Ring current energy input and decay, Space Sci. Rev, 109, 105, 2003.
- 74. Kozyra, J. U., M.-C. Fok, E. R. Sanchez, D. S. Evans, D. C. Hamilton, and A. F. Nagy, The role of precipitation losses in producing the rapid early recovery phase of the Great Magnetic Storm of February 1986, J. Geophys. Res., 103(A4), 6801–6814, 1998.
- 75. Lavraud B., V. Jordanova, and M. F. Thomsen, Modeling the effects of local time variation of plasma sheet properties on proton ring current energy and peak location, J. Geophys. Res., 113, A05215, doi:10.1029/2007JA012883, 2008.
- Le, G.; Russell, C.; Takahashi, K., Morphology of the ring current derived from magnetic field observations, Annales Geophysicae, vol. 22, Issue 4, pp.1267-1295, 2004.
- Lee D.-Y., L. R. Lyons and K. Yumoto, Sawtooth oscillations directly driven by solar wind dynamic pressure enhancements, J. Geophys. Res., 109, A04202, doi:10.1029/2003JA010246, 2004.
- 78. Li, X., Baker, D.N., and Temerin, M. et al., Simulation of dispersionless injections and drift echoes of energetic electrons associated with substorms, Geophysical Research Letters, 25, 3763-3766, 1998.

- 79. Liemohn . M. W., A. J. Ridley, P.C Brandt, The ring current during sawtooth oscillations:. Data-model comparisons for 2 events, Geophysical Research Abstracts, Vol. 8, 04986, 2006.
- Liemohn, M. W., and J. U. Kozyra, Assessing the importance of convective and inductive electric fields in forming the stormtime ring current, in Sixth International Conference on Substorms, edited by R. M. Winglee, Univ. Washington, Seattle, p.456, 2002.
- 81. Liu J., V. Angelopoulos, H. Frey, J. McFadden, D. Larson, K. Glassmeier, S. Mende, C. Russell, I. J. Rae, K. R Murphy and S. Apatenkov: THEMIS Observation of a Substorm Event on 4:35 UT, Feb 22, 2008, American Geophysical Union, Fall Meeting 2008, abstract #SM43A-1718.
- 82. Lopez, R.E., A.T.E. Lui, D.G. Sibeck, K. Takahashi, R.W. McEntire, L.J. Zanetti, S.M. Krimigis: On the relationship between the energetic particle flux morphology and the change in the magnetic field magnitude during substorms, Journal of Geophysical Research, vol. 94, pp. 17105-17119, 1989.
- 83. Magnetosphere-Ionosphere Coupling Y. Kamide, W. Baumjohann, Physics and Chemistry in Space vol.23, Planetology, edited by M.C.E. Huber, Noordwijk, L.J. Lanzerotti, Murray Hill, and Stöffler, Münster, Springer-Verlag.
- 84. Mauk, B.H., and C.-I Meng: Characterization of geostationary particle signatures based on the "injection boundary" model, Journal of Geophysical Research, vol.88, 3055-3071, 1983.
- 85. Mayaud P. N., "Derivation, meaning, and use of geomagnetic indices, Geophys. Monogr. Ser., vol.22, AGU, Washington, DC, 1980.
- McPherron, R. L., C. T. Russell, and M. P. Aubry, 9. Phenomenological Model for Substorms, J. Geophys. Res., 78(16), 3131–3149, 1973.
- McPherron, R. L., The role of substorms in the generation of magnetic storms, in Magnetic Storms, Geophys. Monogr. Ser., vol. 98, edited by B. T. Tsurutani, W. D. Gonzalez, Y. Kamide, and J. K. Arballo, pp. 131-147, AGU, Washington, DC, 1997.
- 88. Metallinou F.-A., I. A. Daglis, and J.-H. Seiradakis, "Study of the relation between storms and substorms in the terrestrial magnetosphere", in Proceedings of the Fifth Astronomical Conference of The Hellenic Astronomical Society, ed. by D. Hatzidimitriou, Univ. of Crete, 2002. Available at: http://astrophysics.physics.uoc.gr/conf/proceedings.htm
- Moore, T. E.; Chandler, M. O.; Fok, M.-C.; Giles, B. L.; Delcourt, D. C.; Horwitz, J. L.; Pollock, C. J., Ring Currents and Internal Plasma Sources, Space Science Reviews, v. 95, Issue 1/2, p. 555-568, 2001.
- 90. Moore, T. E.; Delcourt, D. C., The Geopause, Reviews of Geophysics, Volume 33, Issue 2, p. 175-210, 1995.
- 91. Nosé, M., S. Taguchi, K. Hosokawa, S. P. Christon, R. W. McEntire, T. E. Moore, and M. R. Collier: Overwhelming O⁺ contribution to the plasma sheet energy density during the October 2003 superstorm: Geotail/EPIC and IMAGE/LENA observations, Journal of Geophysical Research, vol. 110, A09S24, 2005.
- 92. Reeves G. D, Haerendel G., What is the role of the inner magnetosphere during substorms?, Summary of Session 5, Proceedings of ICS-4, Hamanako, Japan, March 1998.

- 93. Roeder, J. L., Fennell, J. F., Chen, M. W., Schulz, M., Grande, M., Livi, S., CRRES observations of the composition of the ring-current ion populations, Adv. Space Res., Volume 17, Issue 10, p. 17-24., 1996.
- 94. Rostoker, G., Some observational constraints for substorm models, in Magnetospheric Substorms, ed. by J. R. Kan, T. A. Potemra, S. Kokubun and T. Iijima, pp. 61-72, Geophysical Monograph, 64, American Geophysical Union, Washington, DC, 1991.
- 95. Sarris, T. E, Li, X., Tsaggas, N., and Paschalidis, N., Modeling energetic particle injections in dynamic pulse fields with varying propagation speeds, Journal of Geophysical Research, vol. 107, no. A3, 10.1029/2001JA900166, 2002.
- 96. Seki K., R. C. Elphic, M. F. Thomsen, J. Bonnell, J. P. McFadden, E. J. Lund, M. Hirahara, T. Terasawa, T. Mukai, A new perspective on plasma supply mechanisms to the magnetotail from a statistical comparison of dayside mirroring O⁺ at low altitudes with lobe/mantle beams, Journal of Geophysical Research, vol. 107, no. A4, 1047, doi:10.1029/2001JA900122, 2002.
- 97. Shelley, E. G.; Johnson, R. G.; Sharp, R. D., Satellite Observations of Energetic Heavy Ions during a Geomagnetic Storm, Journal of Geophysical Research, vol. 77, issue 31, pp. 6104-6110, 1972.
- 98. Shen C., Z. Liu and T. Kamei, A physics-based study of the Dst-Al relationship, J. Geophys. Res. vol. 107 (A1), SPM 4-1, 2002.
- 99. Singer S.F., Trapped orbits in the Earth's dipole field, Bull. Am. Phys. Soc., Ser.II, 1, 229, 1956.
- 100. Speiser, T. W., Particle trajectories in model current sheets: 1. Analytical solutions, J. Geophysical Res. 70, 4219, 1965.
- 101. Stern, D.P., The motion of a proton in the equatorial magnetosphere, Journal of Geophysical Research, vol. 80, pp. 595-599, 1975.
- 102. Sugiura, M., "Hourly values of the equatorial Dst" for IGY, in Ann. Int Geophys. Year, vol 35, pp. 945-948, Pergamon Press, Oxford, 1964.
- 103. Treumann R.A. and W. Baumjohann, Advanced Space Plasma Physics, Imperial College Press, 2001
- Tsurutani, Bruce T.; Gonzalez, Walter D.; Kamide, Yohsuke; Arballo, John K., Magnetic Storms, Magnetic Storms, Geophysical Monograph Series, Vol. 98. Edited by Bruce T. Tsurutani, Walter D. Gonzalez, Yohsuke Kamide, and John K. Arballo. Washington DC: American Geophysical Union, 1997.
- 105. Tsyganenko N. A., A model of the magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry, 1, Mathematical structure, J. Geophys. Res., 107 (A8), 1179, doi:10.1029/2001JA000219, 2002.
- 106. Tsyganenko N. A., M. I. Sitnov, Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 110, A03208, doi:10.1029/2004JA010798, 2005.
- 107. Tsyganenko N. A.: A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet, Planet. Space Sci., vol. 37, no. 1, pp. 5-20, 1989.
- 108. Tsyganenko, N., and D. Stern, Modeling the global magnetic field of the largescale Birkeland current systems, J. Geophys. Res., 101(A12), 27187-27198, 1996.
- 109. Vlahos L., Introduction to Plasma Physics, Thessaloniki, Tziolas, 2000.
- 110. Volland, H.: A semi-empirical model of large-scale magnetospheric electric field, Journal of Geophysical Research, vol. 78, pp. 171-180, 1973.

- 111. Williams, D., J., Ring Current and radiation belts, U.S. Natl. Rep. Int. Union Geod. Geophys. 1983-1986, Rev. Geophys., 25, 570-578, 1987.
- 112. Wolf, R. A., J. W. Freeman Jr. B. A. Hausman, R. W. Spiro, R. V. Hilmer and R. L. Lambour, Modeling convection effects in magnetic storms, in Magnetic Storms, Geophys. Monogr. Ser., vol. 98, edited by B. T. Tsurutani et al, pp. 161-172, AGU, Washington, D. C., 1997.
- 113. Xie, L., Pu, Z. Y.; Zhou, X. Z.; Fu, S. Y.; Zong, Q.-G.; Hong, M. H., Energetic ion injection and formation of the storm-time symmetric ring current, Annales Geophysicae, Volume 24, Issue 12, pp.3547-3556, 2006.
- 114. Yau W. and M. André, Sources of Ion Outflow in the High Latitude Ionosphere, Space Science Reviews 80: 1-25, doi 10.1023/A:1004947203046, 1997.

Δημοσιεύσεις και Παρουσιάσεις

Περιοδικά

Metallinou, F.-A., I.A. Daglis, Y. Kamide, and J.-H. Seiradakis, "Study of the Dst-AL correlation during geospace magnetic storms", IEEE Trans. Plasma Science, vol. 32 (4), 1455-1458, 2004. (Κεφάλαιο 4)

Daglis, I. A., D. Delcourt, F.-A. Metallinou, and Y. Kamide, "Particle acceleration in the frame of the storm-substorm relation", IEEE Trans. Plasma Science, vol. 32 (4), 1449-1454, 2004. (Κεφάλαιο 5)

Daglis, I.A., G. Balasis, N. Ganushkina, F.-A. Metallinou, M. Palmroth, R. Pirjola, and I. Tsagouri, "Investigating Dynamic Coupling in Geospace Through the Combined Use of Modeling, Simulations and Data Analysis", Acta Geophysica, DOI 10.2478/s11600-008-0055-5, 2008. (Κεφάλαιο 6)

Watermann, J., A. Aran, A.D. Aylward, G. Balasis, Y. Cerrato, C. Cid, I.A. Daglis, N. Ganushkina, C. Jacobs, F.-A. Metallinou, A. Milillo, M. Palmroth, S. Poedts, E. Saiz, B. Sanahuja, P. Wintoft, "Models of the solar wind and its interaction with the *Earth's environment*", Space Science Reviews, 2008, in press. (Κεφάλαιο 6)

Συνέδρια με κριτές

I. Riakiotakis, G. Goumas, N. Koziris, F.-A. Metallinou, I.A. Daglis, "Evaluation of Dynamic Scheduling Methods on Storm-time Ion Acceleration Models", 9th IEEE International Workshop on Parallel and Distributed Scientific and Engineering Computing, April 14-18, 2008. (Κεφάλαιο 5)

<u>Άλλες Δημοσιεύσεις</u>

I. A. Daglis, Y. Kamide, D. Delcourt, F.-A. Metallinou, "The role of substorms in ion acceleration during geospace magnetic storms", Proceedings of the 6th Astronomical Conference of the Hellenic Astronomical Society, Penteli, Athens, 15 -17 September 2003, p.57-63. (Κεφάλαιο 5) I. A. Daglis, G. Balasis, N. Ganushkina, F.-A. Metallinou, M. Palmroth, R. Pirjola, I. Tsagouri, "Understanding the solar wind –magnetosphere – ionosphere coupling through the synergy of modeling, simulations and data analysis", COST 724 final report, Office des Publications Officielles des Communautés Européennes, 2007. (Κεφάλαιο 6)

F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, D.C Delcourt, "The use of High Performance Computing during modeling the geomagnetic storm-substorm relation", HPC-Europa Annual Project Directory 2005. (Κεφάλαιο 6)

Συνέδρια - Ανακοινώσεις

- <u>Effects of Space Weather on Technology Infrastructure</u>, NATO Advanced Research Workshop, (Rhodes, Greece 25-29 March, 2003), Poster presentation: *"Study of the Dst-AL correlation during magnetic storms"* (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, Y. Kamide)
- <u>6th Hellenic Astronomical Conference</u> (Penteli, Athens, 15-17 September 2003) Proceedings, p.56: "*Transport and acceleration of ions during storm-time substorms*", (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, J.-H. Seiradakis).
- <u>1st European Space Weather Week</u> (ESTEC, Noordwijk, the Netherlands November 29 – December 3, 2004), Poster presentation: "*The influence of substorm-induced electric fields on the build-up of particle radiation during geospace magnetic storms*" (F.-A. Metallinou, T.E. Moore, M.-C. Fok, I. A. Daglis, D.C Delcourt)
- <u>COST Short Term Scientific Mission</u> (STSM), Athens, Greece, (May 15 20, 2005), Oral presentation: "*Modeling of the storm-substorm relation*" (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, D.C Delcourt).
- <u>7th Hellenic Astronomical Conference</u> (Kefalonia, Greece, 8-11 September 2005), Oral presentation: "*The influence of substorm-induced electric fields on the buildup of particle radiation during geospace magnetic storms*", (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, D.C Delcourt)
- <u>American Geophysical Union, Fall Meeting 2005</u> (San Francisco, CA, USA, December 5-9), Poster presentation: "*The influence of substorm-induced electric fields on the build-up of particle radiation during geospace magnetic storms*", (F-A. Metallinou, I. A. Daglis, D. C. Delcourt), abstract SA21A-0293.
- <u>2nd European Space Weather Week (Brussels, Belgium,13-17 November 2006)</u>, Poster presentation: "Particle Radiation Build-up During Geospace Magnetic Storms: The role of Substorm-Induced Electric Fields" (F.-A. Metallinou, T.E. Moore, M.-C. Fok, I. Oscillations and their Contribution to the Ring Current", (F.-A. Metallinou, T.E. Moore, M.-C. Fok, I. A. Daglis, D.C Delcourt).
- <u>International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG)</u> (Perugia, Italy, 2-13 July 2007), Poster presentation: "*Plasma sheet and ionospheric ions contribution to the ring current during storm-time substorms*", (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, D. C. Delcourt).

- <u>8th Hellenic Astronomical Society Conference</u> (Thasos, Greece, 12-14 September 2007), Oral presentation: "*Plasma sheet contribution to the ring current during storm-time isolated and periodic substorms*", (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, T. E. Moore, M-C Fok, D. C. Delcourt).
 Poster presentation: "*Modeling storm-time substorms with high performance computing*" (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, G. Goumas, I. Riakiotakis, N. Koziris, D.C. Delcourt).
- <u>International CAWSES Symposium (Kyoto, Japan, October 23-27, 2007)</u>, Poster presentation: "*Plasma sheet contribution to the ring current during storm-time isolated and periodic substorms*" (Fiori-Anastasia Metallinou, Ioannis A. Daglis, Thomas E. Moore, Mei-Ching Fok, Dominique C. Delcourt).
- <u>American Geophysical Union, Fall Meeting 2006</u> (San Francisco, CA, USA, December 11-15 December), Poster presentation: "Substorms, Sawtooth presentation: "Efficiency of particle acceleration in geospace and its role in storm-time ring current development and radiation belt enhancement" (I. A. Daglis, F.-A. Metallinou, T. E. Moore, M-C Fok, M. Georgiou, A. Varotsou).
 Poster presentation: "Plasma sheet contribution to the ring current during storm time isolated and periodic substorms", (F.-A. Metallinou, I. A. Daglis, T. E. Moore, M-C Fok, D. C. Delcourt).
- <u>8th International School for Space Simulations</u> (Kauai, Hawaii, USA, February 25-March 3, 2007), oral presentation: "*Global Particle Dynamics in the Magnetosphere*", (T.E. Moore, M.-C. Fok, A. Metallinou, D.C. Delcourt, J.A. Fedder and S. Slinker).