

**ΣΥΜΦΩΝΗ ΣΚΕΔΑΣΗ ΗΜ-ΚΥΜΑΤΩΝ ΑΠΟ ΑΝΟΜΟΙΟΓΕΝΕΙΕΣ  
ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ Ε ΤΗΣ ΓΗΙΝΗΣ ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑΣ**

Χρ. Χαλδούπης

Πανεπιστήμιο Κρήτης, Φυσικό Τμήμα, Ηράκλειο 714 09

**ΠΕΡΙΛΗΨΗ.** Η ισχυρότερη σκέδαση στην γήινη ιονόσφαιρα παρατηρείται υπό ορισμένες συνθήκες όταν ραδιοκύματα VHF και UHF προσπίπτουν κάθετα στο μαγνητικό πεδίο της γης στο στρώμα μεταξύ 100 και 115 km στην ιονοσφαιρική περιοχή E. Στα ύψη αυτά η κινητικότητα των ηλεκτρονίων και ιόντων ελέγχεται από διαφορετικές δυνάμεις, αφού μόνο εκεί έχουμε  $\nu_i \gg \Omega_i$  και  $\nu_e \ll \Omega_e$ , έτσι ώστε παρουσία ενός ηλεκτρικού πεδίου να δημιουργούνται ισχυρά οριζόντια ρεύματα  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  (τύπου Hall) λόγω της ολίσθησης των ηλεκτρονίων κάθετα στο ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο και της σχετικής δυσκινησίας, λόγω συχνών κρούσεων με τα ουδέτερα, των ιόντων. Σήμερα πιστεύεται ότι τα ρεύματα αυτά είναι οι κύριοι ενεργειακοί τροφοδότες που οδηγούν στη γένεση και αύξηση, μέσω μηχανισμών ασταθειών πλάσματος και μη γραμμικών διεργασιών, ηλεκτροστατικών πλασμοκυμάτων που διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο προκαλώντας σύμφωνη σκέδαση σε ένα προσπίπτον ραδιοκύμα καταλλήλου συχνότητας. Τα πλέον έντονα φαινόμενα σκέδασης του τύπου αυτού, τα οποία διερευνούνται εντατικά τα τελευταία χρόνια, παρατηρούνται στην σελαϊκή ζώνη και στον γεωμαγνητικό ισημερινό λόγω της ύπαρξης σημαντικών ηλεκτρικών πεδίων εκεί, ενώ στα μέσα πλάτη, όπου είναι μικρότερης έντασης και συχνότητας εμφάνισης, η έρευνα και κατανόηση των φαινομένων αυτών είναι προς το παρόν περιορισμένη. Στην γενική αυτή επισκόπηση θα δώσουμε ορισμένα βασικά-εισαγωγικά στοιχεία του θέματος με έμφαση στη φυσική σημασία των μηχανισμών των ασταθειών πλάσματος που υπεισέρχονται και δημιουργούν τις ηλεκτροστατικές διαταραχές στο στρώμα E της ιονόσφαιρας.

**1.0 ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

Τα πλέον ισχυρά φαινόμενα συμφώνου ιονοσφαιρικής σκέδασης, για ΗΜ-κύματα συχνότητας άνω των 30 MHz, λαβαίνουν χώρα στην περιοχή E της ιονόσφαιρας (~ 100 - 115 km), κυρίως στην ζώνη του γεωμαγνητικού ισημερινού και στη σελαϊκή ζώνη η οποία εντοπίζεται στα μεγάλα γεωμαγνητικά πλάτη μεταξύ 65° και 80°. Ο λόγος βρίσκεται αφ' ενός στην ιδιομορφία του ιονοσφαιρικού πλάσματος στο μέγιστο του στρώματος E, περί τα 105 km, που χαρακτηρίζεται από μια ισχυρή ανισοτροπία στην οριζόντια ηλεκτρική αγωγιμότητα, και αφ' ετέρου στην ύπαρξη εκεί σχευικά ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων καθέτων στο μαγνητικό πεδίο της γης. Σαν αποτέλεσμα, στις περιοχές αυτές ρέουν ισχυρά οριζόντια ηλεκτρονικά ρεύματα κάθετα σε αμφότερα το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, που είναι γνωστά ως electrojets, τα οποία μόνα τους είτε σε συνδιασμό με υπάρχουσες βαθμίδες στην ηλεκτρονική πυκνότητα, παρέχουν την ελεύθερη ενέργεια που χρειάζεται για την αποσταθεροποίηση του πλάσματος και την γένεση ηλεκτροστατικών ανομοιογενειών ηλεκτρονικής πυκνότητας. Οι ανομοιογένειες αυτές, οι οποίες διαδίδονται σχεδόν κάθετα στο μαγνητικό πεδίο, είναι και υπεύθυνες για την σύμφωνη σκέδαση των προσπιπώντων ραδιοκυμάτων (με συχνότητες στην περιοχή VHF και άνω). Η διερεύνηση των φαινομένων σκέδασης αποβλέπει, με βάση τις αρχές



της ηλεκτροδυναμικής και φυσικής πλάσματος, στην κατανόηση των φυσικών μηχανισμών γένεσης-αύξησης-κόρου καθώς και αλληλεπίδρασης των ανομοιογενειών με το πλάσμα, σε συνάρτηση πάντα με την κατάσταση του ευρύτερου ιονοσφαιρικού μέσου και την σύζευξή του με τα κατώτερα και ανώτερα ατμοσφαιρικά στρώματα.

Φαινόμενα σκέδασης παρουσιάζονται και σε άλλα ιονοσφαιρικά στρώματα και ύψη. Στο παρόν άρθρο θα περιοριστούμε μόνο στην περιοχή E της ιονόσφαιρας και θα δώσουμε ορισμένα, πολύ βασικά, στοιχεία του προβλήματος της συμφώνου σκέδασης ΗΜ κυμάτων από ηλεκτροστατικές ανομοιογένειες πλάσματος. Γενικά με τον όρο αυτό, που στη διεθνή ορολογία αποδίδεται με τις λέξεις 'ionospheric irregularities', εννοούμε κυματικής φύσης χωρο-χρονικές διαταραχές της ηλεκτρονικής πυκνότητας  $N_e$  του μέσου από μια μέση τιμή  $N_0$ , οι οποίες μπορεί να έχουν χαρακτηριστικές διαστάσεις, στην ουσία μήκη κύματος, που καλύπτουν μία ευρεία κλίμακα από μερικά εκατοστά μέχρι και εκατοντάδες μέτρα. Βέβαια εδώ, αφού ενδιαφερόμαστε κυρίως για συχνότητες περιοχής VHF (30-300 MHz) και άνω, οι ανομοιογένειες που υπεισέρχονται και προκαλούν την σύμφωνη σκέδαση έχουν μήκη κύματος στην περιοχή από μερικά μέτρα μέχρι μερικά εκατοστά.

Στο άρθρο αυτό, το οποίο αποτέλεσε μέρος μιας επισκόπησης που παρουσιάστηκε στο συνέδριο της Ξάνθης, είναι αδύνατο να καλυφθούν όλες οι πτυχές του αντικειμένου οι οποίες παρουσιάζουν σημαντική ευρύτητα και συνθετικότητα. Το άρθρο αποβλέπει στον μη ειδικό, κυρίως φοιτητή της φυσικής, ο οποίος γνωρίζει ελάχιστα τον χώρο αυτό της ιονοσφαιρικής ερεύνης. Για αυτόν που ενδιαφέρεται να μάθει περισσότερα και να μελετήσει την σημασία ενός πλήθους σχετικών παρατηρήσεων με radar και άλλα όργανα, θα πρέπει να καταφύγει στην διεθνή βιβλιογραφία, στις επισκοπήσεις που υπάρχουν και στις εργασίες που αναφέρονται εκεί. Μειαξύ των επισκοπήσεων αναφέρουμε τις πλέον πρόσφατες : Farley (1971), Fejer (1979), Fejer and Kelley (1980), Hanuise (1983), Fejer (1985), Fejer and Providakes (1987), Haldoupis (1989).

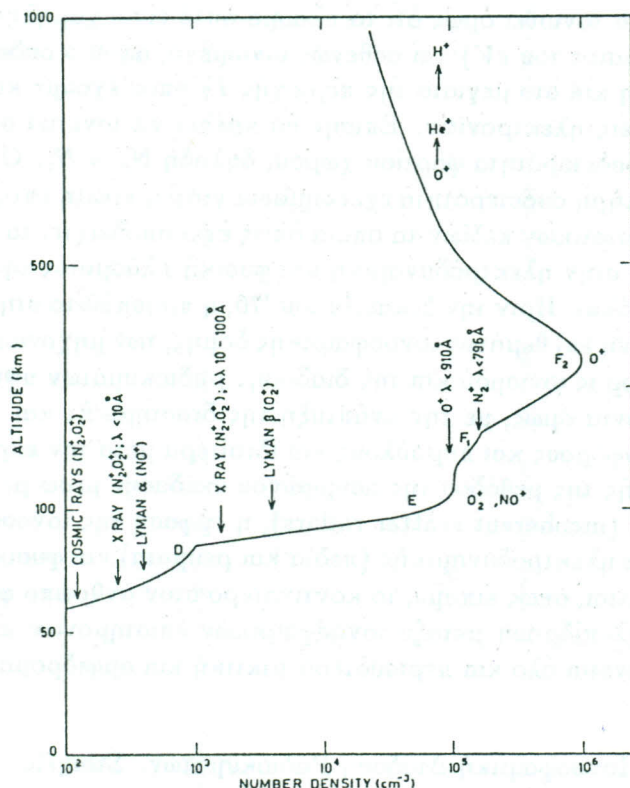
## 2.0 ΓΕΝΙΚΑ ΒΑΣΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ

Για να ορίσουμε καλλίτερα το πρόβλημα, θα επιχειρήσουμε πρώτα μία πολύ σύντομη εισαγωγή στη γήινη ιονόσφαιρα και στη συνέχεια θα αναφερθούμε σε βασικές προβλέψεις της μαγνητοϊονικής θεωρίας η οποία περιγράφει την διάδοση των ραδιοκυμάτων (με συχνότητα κάτω των 30 MHz) στο μερικώς ιονισμένο ιονοσφαιρικό μέσο. Έτσι, και αφού θέσουμε το πλαίσιο, στη συνέχεια θα αναφερθούμε σε βασικά στοιχεία της ιονοσφαιρικής σκέδασης.

### 2.1) Η Ιονόσφαιρα της Γης. Στοιχεία

Η ιονόσφαιρα ορίζεται σαν η ιονισμένη περιοχή της ανώτερης ατμόσφαιρας στην οποία η συγκέντρωση των ελευθέρων ηλεκτρονίων είναι σημαντική ώστε να επηρεάζει την διάδοση των ΗΜ-κυμάτων. Για πρακτικούς σκοπούς η ιονόσφαιρα ορίζεται ως η περιοχή μεταξύ 60 km και του ύψους εκείνου (στα 600 με 800 km) όπου τα πρωτόνια γίνονται τα πλέον πολυπληθή ιόντα. Η βασική παράμετρος που χαρακτηρίζει την ιονόσφαιρα είναι η ηλεκτρονική πυκνότητα (ακριβέστερα η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου), είτε πυκνότητα πλάσματος,  $N_e$ , της οποίας ένα τυπικό προφίλ (μεταβολή της  $N_e$  με το ύψος), φαίνεται στο Σχήμα 1. Στο ίδιο σχήμα βλέπουμε τις διάφορες ιονοσφαιρικές περιοχές, την φωτιονίζουσα ηλιακή ακτινοβολία, καθώς και τα επικρατέστερα σε κάθε ύψος ιόντα. Η ιονόσφαιρα οφείλλεται στην πλέον ενεργητική ηλιακή ακτινοβολία με φωτόνια ενέργειας >

12 eV, καθόσον το δυναμικό ιονισμού των κύριων αερίων συστατικών απαιτεί ακτινοβολία με μήκη κύματος μεταξύ 50 και 150 nm. Κατά συνέπεια, η ακτινοβολία που είναι υπεύθυνη για τον ατμοσφαιρικό φωτοϊονισμό είναι οι ακτίνες X (0.1 - 17 nm) και το μακρινό υπεριώδες από 17 - 170 nm. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι για την περιοχή E, δηλαδή μεταξύ 90 και 150 km, ο φωτοϊονισμός οφείλεται στις ηλιακές ακτίνες X στην περιοχή από 1 μέχρι 10 nm οι οποίες και ιονίζουν όλα τα κύρια συστατικά που είναι το O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> και O.



Σχήμα 1. Τυπικό ιονοσφαιρικό προφίλ ηλεκτρονικής πυκνότητας κατά την διάρκεια της ημέρας. Από το βιβλίο των Banks and Kokarts, (1973)

Βέβαια το ηλεκτρονικό προφίλ που εμφανίζεται στο Σχήμα 1, αντιπροσωπεύει μια εξιδανικευμένη μέση κατάσταση. Λόγω χωρικών και χρονικών μεταβολών (κανονικών και μη) το ιονοσφαιρικό προφίλ μπορεί να έχει συχνά μία έντονη μεταβλητότητα και συνθετικότητα η οποία είναι δύσκολο να ερμηνευτεί η προβλεφτεί επακριβώς. Αυστηρά, για τον καθορισμό της συμπεριφοράς της  $N_e$  σε ένα ιονοσφαιρικό όγκο στο ύψος  $h$ , πρέπει να διερευνηθεί η εξίσωση συνέχειας

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = Q - L - \nabla \cdot (N_e \mathbf{V}), \quad (1)$$

όπου  $Q$  είναι ο ρυθμός παραγωγής,  $L$  ο ρυθμός απώλειας ενώ ο όρος  $\nabla \cdot (N_e \mathbf{V})$  εκφράζει τον ρυθμό μεταβολής της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων λόγω μεταφοράς των στο χώρο και γίνεται σημαντικός για ύψη άνω των 250 km. Στα κατώτερα στρώματα σε κατάσταση ημισορροπίας έχουμε  $\partial N_e / \partial t \approx 0$  οπότε  $Q = L$ , δηλαδή φωτοχημική ισορροπία, και η λύση της εξίσωσης αυτής μπορεί να εκφράσει αναλυτικά την μεταβολή της συγκέντρωσης με το ύψος, εφόσον εκφραστούν αναλυτικά οι ρυθμοί παραγωγής και απώλειας ηλεκτρονίων. Το



πρώτο ικανοποιητικό θεωρητικό μοντέλο της ιονοσφαιρικής δομής οφείλλεται στον Sydney Chapman, θεμελιωτή του κλάδου της Αερονομίας, δηλαδή της φυσικοχημείας της ανώτερης ατμόσφαιρας. Για λεπτομέρειες επί του αντικειμένου βλέπε π.χ. το βιβλίο των Risbeth and Garriot (1969).

Η ιονόσφαιρα της γης αποτελεί το πλέον κοντινό στον άνθρωπο φυσικό εργαστήριο πλάσματος. Θα πρέπει να τονισθεί όμως ότι το πλάσμα αυτό είναι χαμηλής ενέργειας (θερμοκρασίες μικρού κλάσματος του  $eV$ ) και ασθενώς ιονισμένο, αφού ο ουδέτερος πληθυσμός υπερσιχύει της  $N_e$  ακόμη και στο μέγιστο της περιοχής  $F_2$  όπου έχουμε κατά την ημέρα τις υψηλότερες συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων. Επίσης θα πρέπει να τονιστεί ότι η ύπαρξη πλάσματος προϋποθέτει ημιουδετερότητα φορτίου χώρου, δηλαδή  $N_e \sim N_i$ . Ο διαχωρισμός της ημιουδετερότητας από πλήρη ουδετερότητα έχει σημασία γιατί η πρώτη επιτρέπει την 'επιβίωση' στο πλάσμα ηλεκτροστατικών πεδίων τα οποία όπως έχει αποδειχτεί τα τελευταία χρόνια παίζουν σημαντικό ρόλο στην ηλεκτροδυναμική και φυσική πλάσματος της ιονόσφαιρας.

Και ένα τελευταίο σχόλιο. Πριν την δεκαετία του '70, η προσπάθεια στην ιονοσφαιρική έρευνα ήταν επικεντρωμένη επί θεμάτων ιονοσφαιρικής δομής, των μηχανισμών φωτιοιονισμού και φωτιοχημείας, μεταφοράς ιονισμού και της διάδοσης ραδιοκυμάτων υψηλών συχνοτήτων (HF). Τα τελευταία χρόνια όμως, με την ανάπτυξη της διαστημικής και των επί τόπου (in situ) μετρήσεων με δορυφόρους και πυραύλους και ιδιαίτερα μετά την εκρηκτική ανάπτυξη ως διαγνωστικής τεχνικής της μεθόδου της ασυμφώνου σκέδασης μέσω μεγάλων τηλεσκοπικών ραδιοσυστημάτων (incoherent scatter radars), η έμφαση της ιονοσφαιρικής έρευνας μετατοπίστηκε σε θέματα ηλεκτροδυναμικής (πεδία και ρεύματα) και φυσικής πλάσματος. Η γήινη ιονόσφαιρα θεωρείται, όπως είπαμε, το κοντινότερο στον άνθρωπο φυσικό εργαστήριο πλάσματος, ενώ η αλληλεπίδραση μεταξύ ιονοσφαιρικών επιστημόνων και φυσικών εργαστηριακού πλάσματος γίνεται όλο και περισσότερο τακτική και αμφίδρομη ευεργετική.

## 2.2) Ιονοσφαιρική Διάδοση Ραδιοκυμάτων. Στοιχεία

Το αντικείμενο της διάδοσης των ΗΜ κυμάτων στην ιονόσφαιρα και τα διάφορα φαινόμενα που την διέπουν, μελετάται από την Μαγνητιοονική Θεωρία των Appleton-Hartrey με βάση την κλασική ηλεκτροδυναμική. Η ιονόσφαιρα στην θεώρηση αυτή λαμβάνεται σαν ανομοιογενές μέσο, λόγω της στρωμάτωσης της με το ύψος, και αντιμετωπίζεται σαν διηλεκτρικό για το μεγαλύτερο μέρος του φάσματος των ΗΜ κυμάτων καθώς και ως ανισοτροπικό μέσο λόγω της ύπαρξης του μαγνητικού πεδίου της γης. Στην γενικότερη περίπτωση, οι δυνάμεις που υπεισέρχονται και επιδρούν επί των ηλεκτρονίων του μέσου (η επίδραση επί των ιόντων είναι αμελητέα λόγω της μεγάλης των μάζας) είναι η ηλεκτρική δύναμη που έχει σαν αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να ταλανιούνται περί την θέση ισορροπίας των με την συχνότητα του κύματος, η μαγνητική δύναμη Lorentz,  $\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}$  που εξαναγκάζει τα ηλεκτρόνια να περιστρέφονται περί το μαγνητικό πεδίο, όπως και μια ανασχετική δύναμη που είναι ανάλογος της ταχύτητας  $\mathbf{V}_e$  των ηλεκτρονίων και οφείλλεται στις ελαστικές κρούσεις των ηλεκτρονίων με τα βαρύτερα ουδέτερα σωματίδια. Η λύση της εξίσωσης κίνησης καταλήγει σε μια σύνθετη σχέση για τον δείκτη διάθλασης του μέσου (ο οποίος στη γενικότερη περίπτωση είναι μιγαδικός αριθμός)

$$\mu^2 = (c/v)^2 = f(X, Y, Z, \theta), \quad (2)$$

οπου  $X = \omega_{pe}^2/\omega$ ,  $Y = \Omega_e/\omega$ ,  $Z = \nu_e/\omega$  και  $\beta = \arccos(\mathbf{B} \cdot \mathbf{k})$  είναι η γωνία μεταξύ του μαγνητικού πεδίου και του κυματοδιανύσματος  $\mathbf{k}$  του προσπίπτοντος κύματος συχνότητας  $\omega$ . Οι ποσότητες  $\omega_{pe}$ ,  $\Omega_e$  και  $\nu_e$  είναι χαρακτηριστικές συχνότητες του μέσου, και ορίζονται από



ις σχέσεις

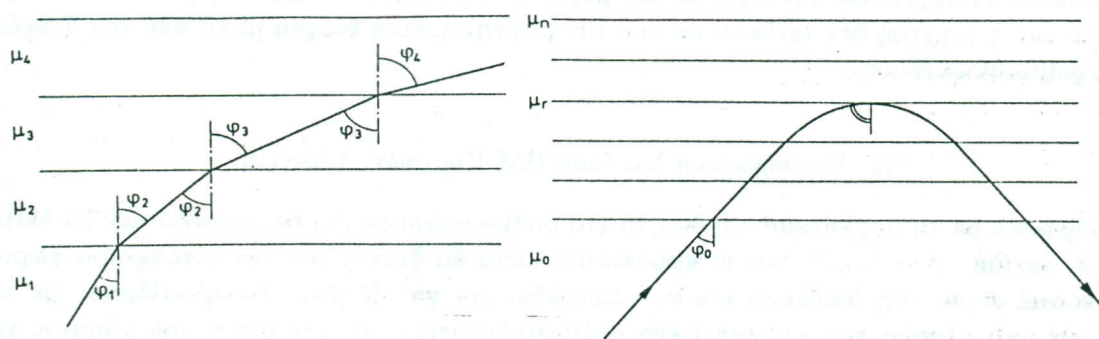
$$\omega_{pe} = \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}, \quad \Omega_e = \frac{eB}{m_e}, \quad \nu_e \propto N_n T_e^{1/2}, \quad (3)$$

όπου  $e$  είναι το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο,  $m_e$  η ηλεκτρονική μάζα,  $B$  η ένταση του μαγνητικού πεδίου της γης,  $N_n$  η πυκνότητα των ουδέτερων σωματιδίων και  $T_e$  η κινητική θερμοκρασία των ηλεκτρονίων.  $\omega_{pe}$  είναι η συχνότητα πλάσματος που εκφράζει την ιδιοσυχνότητα του ιονισμένου μέσου, δηλαδή την συχνότητα με την οποία τα ηλεκτρόνια ταλαντώνται περί την θέση ισορροπίας των όταν η αρχική τους κατάσταση διαταραχθεί.  $\Omega_e$  είναι η γυροσυχνότητα των ηλεκτρονίων (συχνότητα περιστροφής περί το μαγνητικό πεδίο), ενώ  $\nu_e$  είναι η συχνότητα ελαστικών κρούσεων των ηλεκτρονίων με τα ουδέτερα σωματάρια (εδώ το αποτέλεσμα των κρούσεων Coulomb μεταξύ ηλεκτρονίων και ιόντων είναι αμελητέο επειδή το πλάσμα είναι ασθενώς ιονισμένο, δηλαδή  $N_n \gg N_e \sim N_i$ ). Λεπτομέρειες για την Μαγνητοϊονική Θεωρία υπάρχουν σε διάφορα βιβλία μεταξύ αυτών βλέπε Ratcliffe (1972), Rishbeth and Garriot (1969), Yeh and Liu, (1972).

Η διερεύνηση της εξίσωσης (2) είναι αρκετά σύνθετη και πολύπλευρη. Μια βασική όμως εικόνα μπορεί να δοθεί, χωρίς μεγάλες απώλειες, στην απλούστερη των περιπτώσεων όταν αγνοήσουμε την δράση του μαγνητικού πεδίου καθώς και το αποτέλεσμα των κρούσεων στην κίνηση των ηλεκτρονίων, δηλαδή αγνοήσουμε την δράση της δύμανης Lorentz και την ύπαρξη απωλειών κυματικής ενέργειας λόγω απορρόφησης μέσω των κρούσεων ηλεκτρονίων με τα ουδέτερα. Στην περίπτωση αυτή η μαγνητοϊονική θεωρία προβλέπει για τον δείκτη διάθλασης τη σχέση

$$\mu^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2}, \quad (4)$$

όπου  $\epsilon_0$  είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού. Σύμφωνα με την (4) ο δείκτης διάθλασης είναι ίσος με την μονάδα εκτός της ιονόσφαιρας (γιατί  $N_e \sim 0$ ) αλλά μειώνεται σταδιακά με το ύψος εντός της ιονόσφαιρας σύμφωνα με την αύξηση της ηλεκτρονικής πυκνότητας  $N_e$ .



Σχήμα 2. Σταδιακή διάθλαση και ανάκλαση ΗΜ-κύματος στην ιονόσφαιρα

Η διάδοση του κύματος συνοψίζεται στο Σχήμα 2 όπου το εισερχόμενο πλάγια κύμα υψίσταται, καθώς εισέρχεται στην ιονόσφαιρα, σταδιακή διάθλαση από τα υπερκείμενα στρώματα μέχρις ότου υποστεί ολική ανάκλαση επιστρέφοντας, συνεχώς διαθλώμενο στην βάση της ιονόσφαιρας και στη συνέχεια πίσω στη γη. Με την εφαρμογή του νόμου του Snell ( $\mu_1 \sin \phi_1 = \mu_2 \sin \phi_2$ ) για διαδοχικά στοιχειώδη στρώματα βρίσκουμε ότι το κύμα ανακλάται



στο ύψος εκείνο για το οποίο  $\phi = 90^\circ$  έτσι ώστε να ισχύει  $\mu = \sin\phi_0$ . Για κάθετη πρόσπτωση έχουμε  $\phi_0 = 0^\circ$  οπότε η συνθήκη για ανάκλαση γίνεται

$$\omega = \omega_{pe} = \frac{e}{\sqrt{\epsilon_0 m_e}} \sqrt{N_e}. \quad (5)$$

Η τελευταία σχέση στο σύστημα SI παίρνει την απλή μορφή  $f_c = 9 \sqrt{N_e}$ , όπου  $f_c$  είναι η συχνότητα του κύματος ( $f = \omega/2\pi$ ) που ανακλάται στο ύψος εκείνο στο οποίο η ηλεκτρονική πυκνότητα είναι  $N_e$ . Εφαρμογή της σχέσης αυτής για το μέγιστο του στρώματος E όπου  $N_e \simeq 10^{-11} \text{ m}^{-3}$  κατά την ημέρα δίνει  $f_0 E \simeq 3.3 \text{ MHz}$  ενώ για το ημερήσιο μέγιστο της περιοχής  $F_2$  (όπου  $N_e \simeq 10^{-12} \text{ m}^{-3}$ ) έχουμε  $f_0 F_2 = 9 - 10 \text{ MHz}$ . Οι μέγιστες συχνότητες  $f_0 E$  και  $f_0 F_2$  που ανακλώνται από το μέγιστο του στρώματος E και  $F_2$  αντίστοιχα ονομάζονται κρίσιμες συχνότητες. Στην περίπτωση πλάγιας πρόσπτωσης, οι κρίσιμες συχνότητες ακολουθούν την σχέση  $f_c = 9 \sqrt{N_e} / \cos\phi_0$ , όπου  $\phi_0$  είναι η πλάγια γωνία πρόσπτωσης στο Σχήμα 2. Για  $\phi_0 \sim 60^\circ - 70^\circ$ , οι κρίσιμες συχνότητες για το ημερήσιο μέγιστο της  $F_2$  είναι μεταξύ 18 και 25 MHz.

Στις παραπάνω βασικές προβλέψεις της μαγνητιονικής θεωρίας στηρίζεται η λειτουργία του ιονοσφαιρικού ραδιοβολητή (IONOspheric SOuNDEer = ionosonde) που παραμένει και σήμερα η παραδοσιακή μονάδα παρακολούθησης και διερεύνησης της δυναμικής συμπεριφοράς της κατακόρυφου ιονοσφαιρικής δομής (δηλαδή του προφίλ της ηλεκτρονικής πυκνότητας  $N_e$ ). Ο ιονοσφαιρικός ραδιοβολητής είναι ένα παλμικό radar που χρησιμοποιεί μια κεραία ευρείας ζώνης συχνοτήτων για την κατακόρυφο εκπομπή ραδιοκυμάτων σαρώνοντας την ζώνη συχνοτήτων από 1 μέχρι 20 MHz σε ένα τυπικό χρόνο  $\sim 20 \text{ s}$ . Με βάση την μαγνητιονική θεωρία, προκύπτει ότι το ionosonde δεν μπορεί να κάνει παρατηρήσεις των ιονοσφαιρικών στρωμάτων πέραν του ύψους του μεγίστου της περιοχής  $F_2$ , δηλαδή όχι πάνω από 250 με 350 km. Πέραν του ύψους αυτού είναι δυνατόν να γίνουν παρατηρήσεις μακρόθεν, εφόσον ο ραδιοδολητής βρίσκεται σε ένα δορυφόρο και παρατηρεί προς τα κάτω (topside sounding), ή από την γη μέσω των μεγάλων συστημάτων radar ασυμφώνου σκέδασης των οποίων η τεχνική δεν καλύπτεται από την μαγνητιονική θεωρία αλλά από την θεωρία ιονοσφαιρικής σκέδασης.

### 2.3) Ιονοσφαιρική Σκέδαση ΗΜ-Κυμάτων. Στοιχεία

Σύμφωνα με τη μαγνητιονική θεωρία για ραδιοκύματα με συχνότητα άνω των 20 MHz  $\mu \simeq 1$ , επειδή  $\omega_{pe}^2 \ll \omega^2$ , και το προσπίπτον κύμα θα διαπεράσει την ιονόσφαιρα χωρίς να υποστεί σημαντική διάθλαση και να επιστρέψει στη γη. Η μόνη αλληλεπίδραση με το ιονοσφαιρικό πλάσμα που επιτρέπει ένα πολύ μικρό μέρος της ενέργειας του κύματος να επιστρέψει και προς τη γη είναι η σκέδαση. Η σκέδαση γίνεται από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του μέσου, τα οποία ευρισκόμενα υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου επιταχύνονται και συνεπώς ακτινοβολούν στην συχνότητα του προσπίπτοντος κύματος.

Το φαινόμενο της ιονοσφαιρικής σκέδασης διαχωρίζεται σε ασύμφωνη (incoherent) και σύμφωνη (coherent) σκέδαση. Η πρώτη περίπτωση αφορά σκέδαση από θερμικές διαταραχές στην ηλεκτρονική πυκνότητα του μέσου, ουσιαστικά πρόκειται για κύματα πλάσματος εκφυλισμένου εύρους, δηλαδή το πλάσμα είναι σε κατάσταση ευστάθειας, συνεπώς το σκεδαζόμενο σήμα είναι πολύ μικρού πλάτους και δύναται να ανιχνευθεί μόνο με υπερευαίσθητα συστήματα radar που χρησιμοποιούν ισχυρή εκπομπή και μεγάλες κεραίες λήψης. Η ασύμφωνη ιονοσφαιρική σκέδαση έχει πολύ ικανοποιητική θεωρητική ερμηνεία και για αυτό το λόγο



εφαρμόζεται με επιτυχία στην ιονοσφαιρική έρευνα ως μια συνεχώς βελτιούμενη διαγνωστική τεχνική των παραμέτρων του πλάσματος. Εδώ δεν θα αναφερθούμε περισσότερο στην ασύμφωνη σκέδαση και θα παραπέμψουμε τον ενδιαφερόμενο αναγνώστη στα καλά άρθρα επισκόπησης των Evans (1969) και Farley (1971).

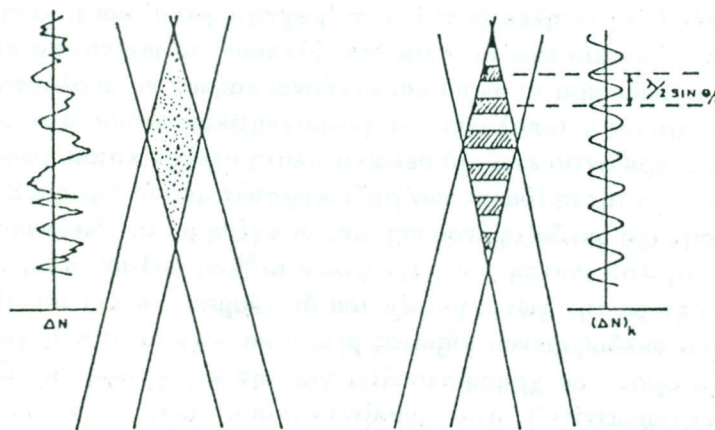
Στην περίπτωση της συμφώνου σκέδασης, το πλάσμα είναι ασταθές και η σκέδαση οφείλεται σε ισχυρές ανομοιογένειες της ηλεκτρονικής πυκνότητας (ισχυρά κύματα πλάσματος) με αποτέλεσμα το σκεδαζόμενο σήμα να είναι ισχυρό και να ανιχνεύεται εύκολα με μικρότερα ραδιοσυστήματα. Τα έντονα φαινόμενα σκέδασης που παρατηρούνται στην περιοχή E της ιονόσφαιρας ανήκουν σε αυτή την κατηγορία και οφείλονται σε ισχυρές κυματικές διαταραχές στην ηλεκτρονική πυκνότητα, οι οποίες, όπως θα δούμε, διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο της γης. Η βασική φυσική κατανόηση των φαινομένων αυτών θεμελιώνεται με την θεωρία σκέδασης ΗΜ ακτινοβολίας από ένα διάχυτο ιονισμένο μέσο (π.χ. βλέπε Farley, 1971). Εάν το πεδίο του σκεδαζόμενου κύματος είναι πολύ μικρότερο του προσπίπτοντος, και η απόσταση του παρατηρητή από το μέσο πολύ μεγαλύτερη των διαστάσεων του σκεδαζόντιος όγκου  $V_s$  (ώστε να έχουμε επίπεδα κύματα), τότε η θεωρία προβλέπει ότι για ένα προσπίπτον ΗΜ κύμα συχνότητας  $\omega_r$

$$E_i(t) = E_0 \exp\{i(\omega_r t - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r})\} \quad (6)$$

το σκεδαζόμενο κύμα που ανιχνεύεται σε μια άλλη θέση έχει ηλεκτρικό πεδίο

$$E_s(t) \propto \int_{V_s} \Delta N_e(\mathbf{r}, t) \exp\{-i(\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{r}\} d^3 \mathbf{r}, \quad (7)$$

όπου  $\Delta N_e(\mathbf{r}, t)$  αντιπροσωπεύει τις διαταραχές ηλεκτρονικής πυκνότητας από μια μέση τιμή  $N_0$  και  $\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_s$  είναι τα κυματοδιανύσματα του προσπίπτοντος και σκεδαζόμενου (λαμβάνομενου) κύματος, αντίστοιχα.



Σχήμα 3. Σκέδαση ΗΜ-κύματος από κυματικές ανομοιογένειες πλάσματος

Το ολοκλήρωμα στην (7) αντιπροσωπεύει το χωρικό μετασχηματισμό Fourier της ηλεκτρονικής πυκνότητας του μέσου προσδιορισμένο όμως για μία μόνο χωρική σινοειδώς Fourier με κυματοδιάνυσμα  $\mathbf{k}_{ir} = \mathbf{k}_r - \mathbf{k}_s$ . Για πωσκέδαση, δηλαδή για ένα μονοστατικό σύστημα radar όπου ο πομπός και ο δέκτης είναι στο ίδιο σημείο,  $\mathbf{k}_s = -\mathbf{k}_r$ , έτσι ώστε  $\mathbf{k}_{ir}$



$= 2 k_r$  ή  $\lambda_{ir} = \lambda_r / 2$ . Με άλλα λόγια, στην σκέδαση συμμετέχει μόνο μια συγκεκριμένη χωρική συνιστώσα από το συνολικό φάσμα των κυματικών διαταραχών στο πλάσμα. Αυτό είναι συνέπεια της θετικής επαλληλίας μεταξύ των επιμέρους κυματιδίων που επιπροστίθενται σύμφωνα (δηλαδή με την ίδια φάση) στην κεραία του δέκτη μόνο εφόσον προέρχονται από συγκεκριμένες διαδοχικές μετωπικές κυματικές επιφάνειες. Συμπερασματικά, οι μετρήσεις σκέδασης με ένα ραδιοσύστημα ουσιαστικά αφορούν χωρική ανάλυση Fourier του σκεδάζοντος όγκου, με το radar να ευαισθητοποιείται μόνο σε μιά καθορισμένου μήκους κύματος και διεύθυνσης διάδοσης κυματικής διαταραχής η οποία είναι η μόνη σε όλο τον όγκο που συνεισφέρει απολύτως θετικά στη σύμφωνη σκέδαση. Η εικόνα αυτή διευκρινίζεται παρασιατικά στο Σχήμα 3 όπου η γεωμετρία εκεί είναι για την γενικότερη περίπτωση ενός δισαιτικού συστήματος radar (ο πομπός και δέκτης είναι σε διαφορετικές θέσεις) οπότε το μήκος κύματος της σκεδάζουσας ανομοιογένειας εξαρτάται όχι μόνο από το μήκος κύματος του ραδιοκύματος αλλά και την γωνία σκέδασης  $\Theta = \arccos(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{k}_s)$  ( $\Theta = 180^\circ$  για την περίπτωση πίσωσκέδασης σε μονοστατικό σύστημα). Στη γενικότερη περίπτωση του Σχήματος 3, η σκέδαση οφείλλεται στα κύματα πλάσματος που διαδίδονται κατά μήκος της διχοτόμου της γωνίας πομπού-σκεδάζοντος όγκου-δέκτη και έχουν μήκος κύματος  $\lambda_{ir} = \lambda_r / (2\sin(\Theta/2))$ .

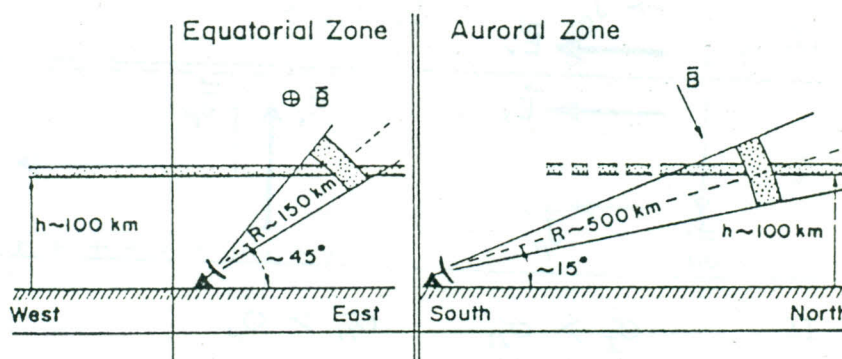
### 3.0 ΣΚΕΔΑΣΗ ΑΠΟ ΑΝΟΜΟΙΟΓΕΝΕΙΕΣ ΣΤΟ ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΣΤΡΩΜΑ Ε

Όπως αναφέραμε και στην εισαγωγή, η πλέον ισχυρή ιονοσφαιρική σκέδαση παρατηρείται στη περιοχή Ε του γεωμαγνητικού ισημερινού και στη σελαϊκή ζώνη (βόρειο και νότιο πολικό σέλας). Ο λόγος είναι η ύπαρξη στις περιοχές αυτές ισχυρών οριζοντίων ηλεκτρονικών ρευμάτων (electrojets) των οποίων οι μεταβολές ανιχνεύονται με ευαισθητία μαγνητόμετρα στην επιφάνεια της γης. Τα ισχυρά αυτά ρεύματα οφείλονται : 1) στη ύπαρξη ενός σχετικά ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου η ένταση και προέλευση του οποίου είναι διαφορετική για τον ισημερινό και τη σελαϊκή ζώνη, 2) ότι η κινητικότητα των ηλεκτρονίων και ιόντων είναι σημαντικά διαφορετικές (τα μεν ηλεκτρόνια είναι 'μαγνητισμένα' και η κίνησή τους καθορίζεται από την δύναμη Lorentz ενώ τα ιόντα δεν 'βλέπουν' το μαγνητικό πεδίο λόγω των συχνών κρούσεων με τα ουδέτερα τα οποία και τα εξαναγκάζουν να ακολουθούν την κίνησή τους), και 3) η χαρακτηριστική ισοπολογία του γεωμαγνητικού πεδίου στις περιοχές αυτές (στον ισημερινό Β είναι οριζόντιο ενώ στα σελαϊκά πλάτη σχεδόν κατακόρυφο).

Μια σημαντική ιδιότητα της σκέδασης των ραδιοκυμάτων από το στρώμα Ε είναι η ισχυρή ανισοτροπία της έντασης του σκεδαζομένου σήματος σε σχέση με την διεύθυνση πρόσπτωσης του κύματος ως προς τη κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, δηλαδή υπάρχει μια μεγάλη ευαισθησία της σκέδασης με την γωνία μεταξύ του διανύσματος  $\mathbf{k}$  και του Β. Το πείραμα δείχνει ότι η ισχύς του σκεδαζομένου κύματος μειώνεται τάχιστα όταν η γωνία αυτή αποκλίνει από τις  $90^\circ$  (ο όρος που χρησιμοποιείται για την περιγραφή της ιδιότητας αυτής είναι 'magnetic aspect sensitivity'). Αυτό σημαίνει ότι οι ανομοιογένειες ηλεκτρονικής πυκνότητας, δηλαδή τα κύματα πλάσματος, έχουν ενεργό διατομή σκέδασης που είναι έντονα ανισοτροπική και ότι το μαγνητικό πεδίο της γης παίζει σημαντικό ρόλο στην ανισοτροπία αυτή. Βασικά, οι ανομοιογένειες μπορεί να 'επιζήσουν' μόνο όταν διαδίδονται κάθετα στο Β γιατί αλλιώς εκφυλίζονται γρήγορα λόγω της ισχυρής διάχυσης των ηλεκτρονίων κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών λόγω των μικρών παράλληλων στο Β ηλεκτροστατικών πεδίων των ανομοιογενειών. Αντίθετα η διάχυση κάθετα στο μαγνητικό πεδίο δεν είναι τόσο αποτελεσματική όσο παράλληλα σε αυτό γιατί οφείλλεται στα ιόντα αφού τα ηλεκτρόνια είναι ισχυρώς μαγνητισμένα στη διεύθυνση αυτή.



Μια βασική συνέπεια της ισχυρής ανισοτροπίας των ανομοιογενειών πλάσματος ως προς το μαγνητικό πεδίο στο στρώμα E, είναι ότι η παρατήρηση των φαινομένων σκέδασης με ένα radar είναι δυνατόν να γίνει μόνο εφόσον το κυματοδιάνυσμα  $k_r$  είναι σχεδόν κάθετο στο B. Αυτό επιβάλλει μια συγκεκριμένη γεωμετρία εκπομπής και παρατήρησης η οποία διαφέρει σημαντικά για την περιοχή του ισημερινού και του σέλαος. Η γεωμετρία αυτή δεικνύεται στο Σχήμα 4, αριστερά για τον ισημερινό και δεξιά για την σελακή ζώνη. Στον γεωμαγνητικό ισημερινό, όπου η γωνία έγκλισης (μεταξύ της οριζοντίου και του B) είναι σχεδόν μηδέν, η δέσμη της προσπίπτουσας ακινοβολίας πρέπει να βρίσκεται στο επίπεδο του ισημερινού ούτως ώστε να είναι κάθετη στο B. Αντίθετα στη σελακή ζώνη, η γωνία έγκλισης είναι αρκετά μεγάλη ( $70^\circ - 80^\circ$ ) οπότε για την επίτευξη της εν λόγω καθεσιότητας μεταξύ  $k_r$  και B θα πρέπει το ραδιοσύστημα να βρίσκεται νότια και να εκπέμπει υπό μικρή γωνία ανύψωσης.



Σχήμα 4. Γεωμετρία παρατήρησης συμφώνου σκέδασης στον ισημερινό και το σέλας

Πριν προχωρήσουμε στην παρουσίαση των ασταθειών πλάσματος που δημιουργούν τις ανομοιογένειες στο ιονοσφαιρικό στρώμα E, θα αναφερθούμε σύντομα στη φύση των ηλεκτρικών πεδίων που επικρατούν στον ισημερινό και την σελακή ζώνη.

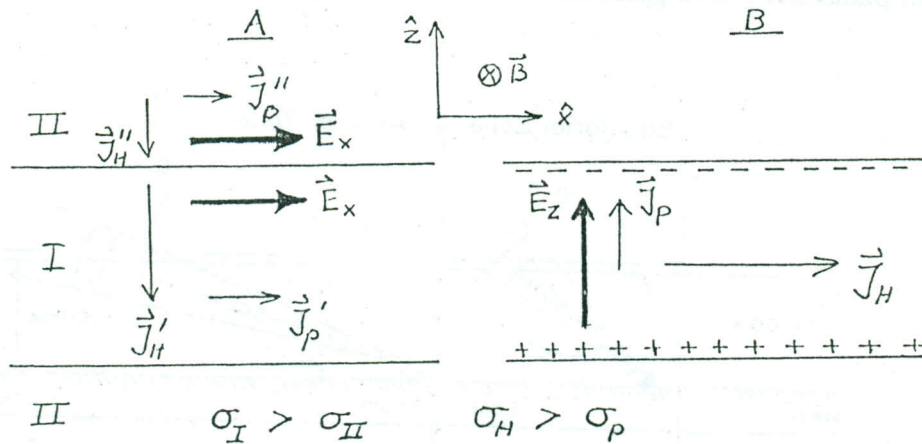
### 3.1) Ρεύμα Γεωμαγνητικού Ισημερινού

Το ισχυρό ρεύμα στον ισημερινό είναι ρεύμα ηλεκτρονίων το οποίο ρέει παράλληλα προς το έδαφος στην διεύθυνση ανατολής-δύσης, περιοριζόμενο κυρίως στο στρώμα υψηλής αγωγιμότητας μεταξύ 100 και 110 km. Το ρεύμα αυτό συντηρείται μέσω ενός ηλεκτρικού πεδίου το οποίο κατευθύνεται στην κατακόρυφο. Το πεδίο είναι δευτερογενές και προκύπτει από την ανάγκη όπως το συνολικό ρεύμα  $J$  σε ένα στοιχειώδη όγκο στο χώρο είναι ελεύθερο απόκλισης ( $\nabla \cdot J = 0$ ). Η βασική πηγή ενέργειας για την διατήρηση του πεδίου αυτού στον ισημερινό είναι οι θερμοσφαιρικοί άνεμοι και οι παλλιροιακές ταλαντώσεις του ατμοσφαιρικού μέσου, περιόδου 12 ωρών, που δημιουργούν αρχικά ένα 'δυναμό-ηλεκτρικό πεδίο'  $V_n \times B$  (όπου  $V_n$  είναι η ταχύτητα του ουδέτερου μέσου) μεγάλης κλίμακας (global) στη διεύθυνση ανατολής δύσης στην περιοχή E. Η σχετική θεωρία της ατμοσφαιρικής ηλεκτροδυναμικής μικρών και μέσων πλατιών είναι γνωστή ως Δυναμο-θεωρία περιοχής E (E-region Dynamo Theory) και περιγράφεται σε διάφορα βιβλία, π.χ. Risbeth and Garriot (1969), Yeh and Liu, (1972), Kelley (1989).

Η ηλεκτροδυναμική κατάσταση στην περιοχή E του ισημερινού περιγράφεται σε δύο βήματα μέσω της εξιδανικευμένης εικόνας του Σχήματος 5. Το ρεύμα περιορίζεται βασικά σε



ένα λεπτό σχευικά στρώμα (περιοχή I στο σχήμα) υψηλής οριζοντίου αγωγιμότητας κυρίως στη διεύθυνση ανατολής-δύσης κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Η αγωγιμότητα κάτω από το στρώμα αυτό μειώνεται λόγω αύξησης των κρούσεων με τα ουδέτερα που οδηγεί σε μείωση της κινητικότητας των φορισμένων σωματιών, ενώ πάνω από το στρώμα αυτό οι κρούσεις μειώνονται και τα ιόντα σταδιακά γίνονται μαγνητισμένα ( $\nu_i < \Omega_i$ ) έτσι ώστε αμφότερα τα φορισμένα σωματάρια (ηλεκτρόνια και ιόντα) ολισθαίνουν σχεδόν με την ίδια ταχύτητα με αποτέλεσμα το ρεύμα να μειώνεται σημαντικά. Επιπλέον, στο στρώμα του electrojet η αγωγιμότητα Hall  $\sigma_H$ , στην κατεύθυνση  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ , είναι σημαντικά μεγαλύτερη της αγωγιμότητας Petersen παράλληλα στο  $\mathbf{E}$ .



Σχήμα 5. Δημιουργία ηλεκτρικών πεδίων και ρευμάτων στον ισημερινό

Θα περιγράψουμε πως δημιουργείται το electrojet του ισημερινού. Αρχικά (φάση A στο σχήμα), λόγω των παλιρροιακών κινήσεων του ατμοσφαιρικού μέσου (ουδετέρων και ιόντων αφού εκεί  $\nu_i \gg \Omega_i$ ) στην κατεύθυνση  $+\hat{z}$  και ολίσθησης του πλάσματος μέσα από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου, ενεργεί επί των φορισμένων σωματιών η δύναμη Lorentz  $\mathbf{F} = q\mathbf{V} \times \mathbf{B}$  η οποία και επάγει ένα  $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$  ηλεκτρικό πεδίο  $\mathbf{E}_x$  που κατευθύνεται προς ανατολές. Το πεδίο αυτό είναι το ίδιο εκατέρωθεν των επιφανειών που διαχωρίζουν το αγωγικό στρώμα με τους χώρους κάτωθεν και άνωθεν αυτού. Το πεδίο προκαλεί ένα ρεύμα Petersen  $\mathbf{J}_P$  και ένα ρεύμα Hall  $\mathbf{J}_H$  διότι  $\sigma_H > \sigma_P$  ενώ εκτός του στρώματος τα αντίστοιχα ρεύματα είναι μικρότερα επειδή  $\sigma_I > \sigma_{II}$ . Η διαφορά των ρευμάτων οδηγεί σε συγκέντρωση φορτίων στα όρια των στρωμάτων έτσι ώστε εκεί το ρεύμα να μην υπακούει στιγμιαία την συνθήκη  $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$  οπότε δεν υπάρχει συνέχεια ρεύματος μεταξύ των επιφανειών που διαχωρίζουν τα στρώματα διαφορετικής αγωγιμότητας. Σαν αποτέλεσμα του φορτίου χώρου οδηγούμεθα στη φάση B στο Σχήμα 5 όπου βλέπουμε να δημιουργείται ένα ηλεκτρικό πεδίο πόλωσης  $\mathbf{E}_z$  που κατευθύνεται κατακόρυφα προς τα πάνω και προκαλεί, όπως φαίνεται στο σχήμα, νέα ρεύματα Hall και Petersen έτσι ώστε τελικά στο όριο διαχωρισμού των στρωμάτων να αποκατασταθεί η συνέχεια ρεύματος που επιβάλλει ο νόμος  $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ . Για την κατάσταση που εξετάσαμε στο Σχήμα 5 και η οποία ισχύει κατά την διάρκεια της ημέρας, ενώ αντιστρέφεται κατά την διάρκεια της νύκτας, το τελικό αποτέλεσμα που προκύπτει μετά



από απλή ηλεκτροδυναμική ανάλυση οδηγεί σε ένα ισχυρό ρεύμα Hall προς τα δυτικά

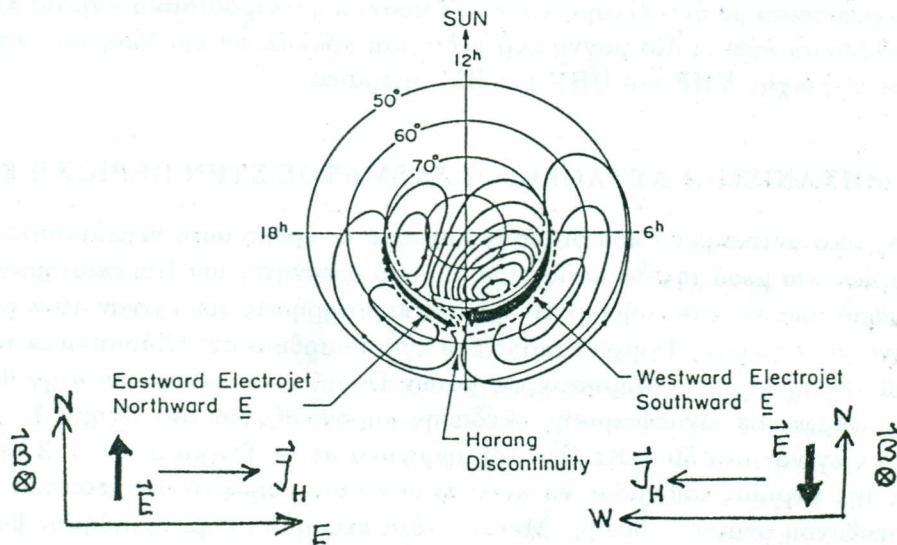
$$\mathbf{J}_x = \sigma_H \mathbf{E}_z + \sigma_P \mathbf{E}_x \simeq N_e e \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (8)$$

που αντιπροσωπεύει το ισημερινό ηλεκτρονικό ρεύμα (equatorial electrojet).

Θα πρέπει να πούμε ότι το πρωτογενές πεδίο  $\mathbf{E}_x$  είναι της τάξης του 1 mV/m, ενώ το δευτερογενές πεδίο πόλωσης είναι σημαντικά μεγαλύτερο, διότι  $E_z = (\sigma_H/\sigma_P)E_x$ , και παίρνει τιμές της τάξης των 10 - 15 mV/m. Το πεδίο αυτό είναι ικανό να προκαλέσει ταχύτητες ολίσθησης ιόν ηλεκτρονίων  $V_e = |\mathbf{E} \times \mathbf{B}| / B^2$ , της τάξης των 350 με 550 m/s ( $B = 0.3$  Gauss) στη διεύθυνση ανατολικής δύσης. Οι τιμές αυτές, όπως θα δούμε παρακάτω, είναι μεγαλύτερες της ιονιο-ακουσικής ταχύτητας του πλάσματος, συνθήκη η οποία είναι απαραίτητη για την αποσταθεροποίηση του πλάσματος και την αυθόρμητη γένεση και αύξηση ηλεκτροστατικών κυματικών διαταραχών μικρού μήκους κύματος που διαδίδονται κάθετα στο  $\mathbf{B}$  και είναι υπεύθυνες για την σύμφωνη σκέδαση.

### 3.2) Ρεύματα Σελαικής Ζώνης

Τα ισχυρότερα ιονοσφαιρικά ρεύματα ρέουν στην περιοχή E της σελαικής ζώνης και είναι γνωστά με τον όρο auroral electrojets. Το ανατολικό (ροή ηλεκτρονίων προς δυσμάς) σελαικό ρεύμα επικρατεί πριν τα μαγνητικά μεσάνυχτα ενώ το δυτικό ρεύμα (ολίσθηση ηλεκτρονίων προς ανατολίας), κατά βάση, μετά το μαγνητικό μεσονύκτιο. Εδώ θα αναφέρουμε ελάχιστα στοιχεία για την ηλεκτροδυναμική της σελαικής ζώνης, ένα σύνθετο γεωφυσικό σύστημα με ένα σημαντικό αριθμό φαινομένων που βρίσκεται υπο συνεχή διερεύνηση. Για πληρέστερα στοιχεία επι της ηλεκτροδυναμικής και φυσικής πλάσματος της περιοχής, βλέπε το πρόσφατο βιβλίο του Kelley (1989).



Σχήμα 6. Ανατολικό και δυτικό ρεύμα σελαικής ζώνης στο οριζόντιο επίπεδο

Η διδιάστατη εικόνα των ρευμάτων στο οριζόντιο επίπεδο, όπως προκύπτει από μαγνητοσφαιρικές εγγραφές στο έδαφος, φαίνεται στο Σχήμα 6 το οποίο αποτελεί μια προβολή του



βόρειου ημισφαιρίου στο ισημερινό επίπεδο με το κέντρο να αντιστοιχεί στο μαγνητικό πόλο. Η θέση των οριζοντίων σελαϊκών ρευμάτων δεικνύεται στο σχήμα με τα ιονισμένα βέλη στους αντιστοιχούς χρονικούς τομείς των ιεταρτημορίων πριν και μετά το μαγνητικό μεσονύκτιο. Η θέση και ένταση των ρευμάτων εξαρτάται από την γεωμαγνητική δραστηριότητα η οποία συνοδεύεται με μεταβολές στην ένταση (συγκέντρωση και ενέργεια) της 'βομβαρδίζουσας' την περιοχή σωματιδιακής ακτινοβολίας και των ηλεκτρικών πεδίων. Τα ηλεκτρικά πεδία, σε αντίθεση με τον ισημερινό όπου δημιουργούνται τοπικά, είναι μαγνητοσφαιρικής προέλευσης, δηλαδή εξωγενή. Η γένεση και διατήρηση των πεδίων αυτών οφείλλεται στη ολίσθηση (convection) του ηλιακού ανέμου (πλήρως ιονισμένου πλάσματος ηλιακής προέλευσης) μέσα από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου της γης στην μαγνητόσφαιρα. Βασικά πρόκειται για επαγόμενα  $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$  ηλεκτρικά πεδία που δημιουργούνται στην μαγνητόσφαιρα και μεταφέρονται σχεδόν αυτούσια στην ιονόσφαιρα μέσω των ανοικτών μαγνητικών γραμμών που συνδέουν την σελαϊκή ζώνη με την μαγνητόσφαιρα. Αυτό οφείλλεται στο ότι η ηλεκτρική αγωγιμότητα κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών είναι πολύ μεγάλη έτσι ώστε οι μαγνητικές γραμμές να ενεργούν σαν ηλεκτρικές ισοδυναμικές γραμμές. Τα εξωγενή ηλεκτρικά πεδία (convection fields) στην σελαϊκή ζώνη, των οποίων η πολικότητα είναι αντίθετη πριν (φορά πεδίου προς βορρά) και μετά (φορά πεδίου προς νότο) το μαγνητικό μεσονύκτιο, δημιουργούν και διατηρούν το ισχυρό ανατολικό και δυτικό ρεύμα τύπου Hall ( $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ) στην σελαϊκή ζώνη, όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.

Οι εντάσεις των ηλεκτρικών πεδίων μεταβάλλονται συνεχώς με τον χρόνο, ιδιαίτερα δε κατά την διάρκεια ισχυρών και 'βίαιων' γεωμαγνητικών καταιγίδων, και παίρνουν τιμές από μερικά mV/m μέχρι και άνω των 100 mV/m. Οι τιμές αυτές αντιστοιχούν σε ταχύτητες ολίσθησης ( $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ ) των ηλεκτρονίων από μερικές δεκάδες m/s μέχρι και άνω των 2000 m/s. Όπως και στον γεωμαγνητικό ισημερινό, όταν η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων υπερβεί περίπου τα 400 m/s, δηλαδή την ιονιο-ακουσική ταχύτητα του μέσου, τότε το πλάσμα αποσταθεροποιείται με αποτέλεσμα να αναπύσσονται ηλεκτροστατικά κύματα πλάσματος τα οποία διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο και προκαλούν σκέδαση των προσπιπόντων κυμάτων περιοχής VHF και UHF του ΗΜ φάσματος.

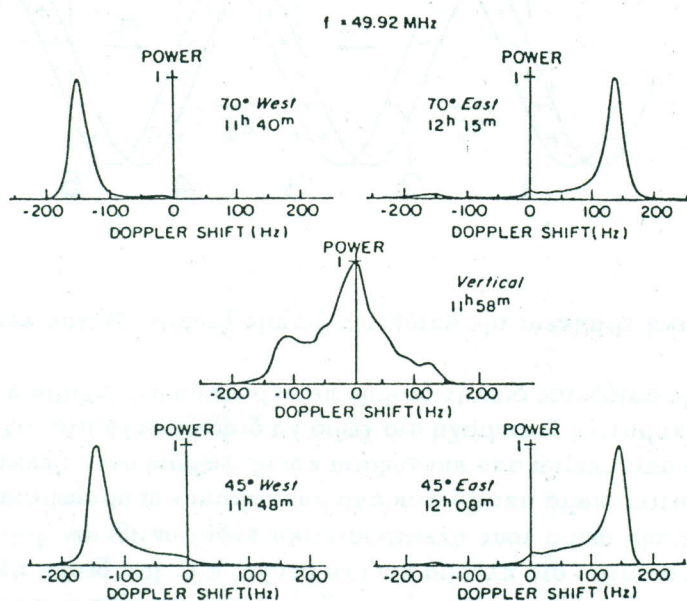
#### 4.0 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΑΣΤΑΘΕΙΩΝ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ Ε

Το ερευνητικό αντικείμενο που διαπραγματεύεται το άρθρο αυτό θεμελιώθηκε και αναπτύχθηκε κυρίως στα μέσα της δεκαετίας του '60 από ερευνητές του Πανεπιστημίου Cornell στην προσπάθειά τους να κατανοήσουν τις πρώτες παρατηρήσεις που έγιναν στον γεωμαγνητικό ισημερινό με το μεγάλο Doppler radar που εγκαταστάθηκε στο Chihama του Περού το 1958-1960. Οι πρώτες παρατηρήσεις φασμάτων Doppler που οδήγησαν στην θεωρητική ανάπτυξη της συμφώνου ιονοσφαιρικής σκέδασης παρουσιάζονται στο Σχήμα 7. Οι παρατηρήσεις αυτές έγιναν στα 50 MHz (δηλαδή σύμφωνα με το Σχήμα 3  $\lambda_{it} = 3 \text{ m}$ ), με την στενή δέσμη της κεραίας του radar να κινείται πάνω στο ισημερινό επίπεδο και να σαρώνει στην κατεύθυνση ανατολής-δύσης. Με τα πρώτα πειράματα παρατηρήθηκαν βασικά δύο διαμετρικά διαφορετικοί τύποι φασμάτων Doppler που ονομάστηκαν τύπος I και II.

Από το Σχήμα 7 βλέπουμε ότι ο φασματικός τύπος I παρατηρείται για ζενιθιακές γωνίες πέραν των  $\sim 30^\circ$  όταν η δέσμη της κεραίας κατευθύνεται προς δυσμάς η ανατολάς, αλλά με αντίθετη πολικότητα (θετικές μετατοπίσεις Doppler σημαίνει κίνηση προς το παρατηρητή και αρνητικές το αντίθετο). Ο τύπος I συνίσταται από ένα στενό φάσμα Doppler του οποίου η κορυφή είναι μετατοπισμένη στα  $\pm 120 \text{ Hz}$  περίπου, που αντιστοιχεί σε μια ακτινική ταχύτητα  $\pm 360 \text{ m/s}$  η οποία είναι σχεδόν ίση με την ιονιο-ακουσική ταχύτητα του πλάσματος



σιο ύψος  $\sim 105$  km. Σημαντική υπήρξε η παρατήρηση ότι το φάσμα τύπου I απαιτούσε μία ελαχίστη ζενιθιακή γωνία για να παρατηρηθεί, αλλά πέραν της γωνίας αυτής η μορφή του φάσματος και η κορυφή του παρέμεναν αμετάβλητα με την αύξηση της ζενιθιακής γωνίας. Αυτό ήταν ενδεικτικό της ύπαρξης ενός καιωφλίου που ήταν αναγκαίο να υπερπηδηθεί για την γένεση των ανομοιογενειών τύπου I. Τέλος, για μικρές ζενιθιακές γωνίες, δηλαδή για πρόσπτωση περί την κατακόρυφο, το παρατηρηθέν φάσμα ήταν τύπου II χαρακτηριζόμενο από μικρές μέσες μετατοπίσεις Doppler και ένα φασματικό εύρος σημαντικά μεγαλύτερο από αυτό του τύπου I.



Σχήμα 7. Τύποι φασμάτων Doppler συμφώνου σκέδασης από την περιοχή E του γεωμαγνητικού ισημερινού στα 50 MHz (Cohen and Bowles, 1967)

Η παρατήρηση των σιενών φασμάτων τύπου I, των οποίων οι κορυφές αντιστοιχούσαν σε μια ταχύτητα Doppler πλησίον της ιονιο-ακουσικής ταχύτητας του πλάσματος αποτέλεσαν το έναυσμα της ιδέας ότι οι ανομοιογένειες υπεύθυνες για την ισχυρή σκέδαση στα 50 MHz είναι ιονιο-ακουσικά κύματα πλάσματος μικρής σχετικά συχνότητας που δημιουργούνται μέσω κάποιου μηχανισμού αστάθειας πλάσματος (plasma instability). Ο μηχανισμός που προτάθηκε και αναπτύχθηκε με επιτυχία για το ιονοσφαιρικό πλάσμα της περιοχής E ήταν αυτός της 'αστάθειας διπλής δέσμης' (two stream instability) ο οποίος ήταν γνωστός από το εργαστήριο. Για την εξήγηση του φασματικού τύπου II προτάθηκε αργότερα (με περιορισμένη όμως επιτυχία) ο μηχανισμός της 'αστάθειας βαθμίδας-ολισθησης' (gradient drift instability) ο οποίος επίσης ήταν γνωστός στο εργαστηριακό πλάσμα και ο οποίος είναι δυνατόν να λάβει χώρα στα ίδια ιονοσφαιρικά ύψη. Και οι δύο αυτοί μηχανισμοί, οι οποίοι σήμερα αποικλούν την βάση της φυσικής καιανόησης των φαινομένων σκέδασης από στην περιοχή E, απαιτούν την ύπαρξη στο πλάσμα ενός συνεχούς ηλεκτρικού πεδίου, το οποίο όπως εξηγήσαμε όντως υπάρχει στον ισημερινό και την σελακή ζώνη.

Πριν περάσουμε στην επισκόπηση της ενοποιημένης γραμμικής θεωρίας των εν λόγω



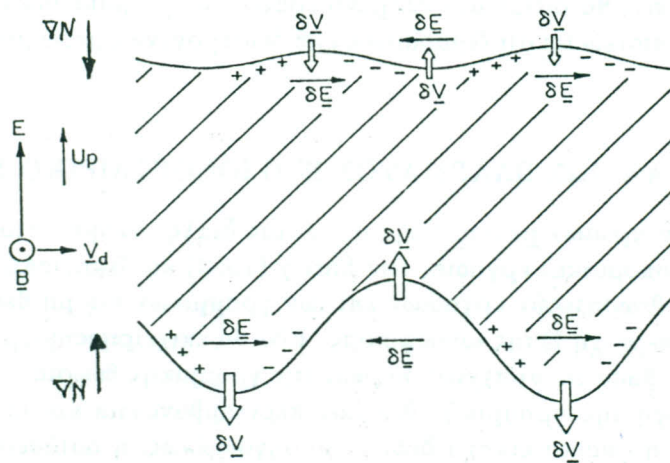




την ιονιο ακουσική ταχύτητα στο πλάσμα

$$C_s = \sqrt{\frac{K(T_e + T_i)}{\langle m_i \rangle}}, \quad (9)$$

όπου  $T_e, T_i$  είναι οι θερμοκρασίες ηλεκτρονίων και ιόντων ( οι οποίες για μικρά ηλεκτρικά πεδία και ω των 40 με 50 mV/m είναι ίσες με αυτή των ουδετέρων συστατικών  $T_n$ ),  $K$  είναι η σταθερά Boltzmann και  $\langle m_i \rangle$  είναι η μέση ιονική μάζα στο πλάσμα. Μια τυπική τιμή της  $C_s$  στα 105 km είναι 360 m/s. Όπως τονίσαμε προηγουμένως, το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή E του ισημερινού και της σελαικής ζώνης παίρνει τέτοιες τιμές ώστε η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων να είναι συχνά μεγαλύτερη των 350 με 400 m/s γεγονός που επιτρέπει την αποσταθεροποίηση του πλάσματος, μέσω του μηχανισμού της αστάθειας διπλής δέσμης, έτσι ώστε να έχουμε γένεση και αύξηση των ηλεκτροστατικών διαταραχών στις διευθύνσεις εκείνες για τις οποίες  $V_d \cos \theta \geq C_s$ .



Σχήμα 9. Φυσική ερμηνεία της αστάθειας βαθμίδας-ολίσθησης. Βλέπε κείμενο.

Ο μηχανισμός της αστάθειας βαθμίδας-ολίσθησης (gradient drift instability) περιγράφεται ποιοτικά στο Σχήμα 9. Εδώ ο όρος 'βαθμίδα' αναφέρεται σε βαθμίδα ηλεκτρονικής πυκνότητας  $\nabla N_e$ , η οποία πρέπει να υπάρχει και να έχει την ίδια φορά με το ηλεκτρικό πεδίο για την αποσταθεροποίηση του πλάσματος. Στο Σχήμα 9, η γραμμοσκιασμένη περιοχή είναι μια ζώνη αυξημένης ηλεκτρονικής πυκνότητας (π.χ. η περιοχή E στην καιακόρυφο διεύθυνση). Εστω ότι αρχικά υπάρχουν κυματικές διαταραχές του ίδιου εύρους στην ηλεκτρονική πυκνότητα στην κάτω και πάνω επιφάνεια του στρώματος όπου τα διανύσματα  $\mathbf{E}$  και  $\nabla N_e$ , είναι παράλληλα και ανιπαράλληλα αντιστοίχα. Τότε, όπως φαίνεται στο σχήμα, λόγω των δευτερογενών ηλεκτροστατικών πεδίων που αναπτύσσονται εντός της κάθε διαταραχής, θα εμφανισθούν τοπικώς ρεύματα τύπου Hall, αφού όπως είπαμε η αγωγιμότητα Hall είναι η επικρατέστερη στο στρώμα E, τα οποία και θα προκαλέσουν νέα ολίσθηση του πλάσματος κάθετα στην πρωιογενή ταχύτητα ολίσθησης  $\mathbf{V}_d$ , όπως φαίνεται στο σχήμα. Παρατηρούμε ότι η κυματική διαταραχή στην κάτω επιφάνεια, όπου  $\mathbf{E} \parallel \nabla N_e$ , θα ενισχυθεί αφού στις περιοχές του κύματος όπου έχουμε πυκνωση ( $\delta n > 0$ ) η πυκνότητα θα αυξηθεί ενώ στις περιοχές όπου  $\delta n < 0$  η αραιώση επίσης θα αυξηθεί (instability), ενώ το αντίθετο θα συμβεί στην πάνω επιφάνεια όπου το ηλεκτρικό πεδίο είναι με τη βαθμίδα στην ηλεκτρονική πυκνότητα



είναι αντιπαράλληλα με αποτέλεσμα το εύρος της διαταραχής εκεί να εκφυλιστεί γρήγορα (stability).

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε εδώ ότι η αστάθεια βαθμίδας-ολίσθησης μπορεί να λειτουργήσει στην περιοχή E για ταχύτητες ολίσθησης των ηλεκτρονίων σε σχέση με αυτή των ιόντων, μικρότερες της ιονιο-ακουσικής ταχύτητας, δηλαδή κάτω του καιωφλίου της αστάθειας διπλής δέσμης ( $V_d < C_s$ ). Όπως προκύπτει όμως από την θεωρία, στην περίπτωση αυτή τα παραγόμενα κύματα πλάσματος έχουν μήκη κύματος, για τυπικές τιμές των  $\mathbf{E}$  και  $\nabla N_e$  στη περιοχή E, μεγαλύτερα των 10 με 20 m, κατά συνέπεια δεν μπορεί η αστάθεια αυτή να συμμετέχει άμεσα στην σκέδαση ΗΜ κυμάτων ζώνης VHF και άνω αφού απαιτείται η ύπαρξη κυμάτων με  $\lambda_{ir} < 5$  m. Συμπερασματικά, η αστάθεια βαθμίδας-ολίσθησης δεν μπορεί να εξηγήσει τον φασματικό τύπο Π, για τον οποίο στις διευθύνσεις που παρατηρείται έχουμε  $V_d < C_s$ , σε αντίθεση με την αστάθεια διπλής δέσμης η οποία είναι αρκετά επιτυχής στην ερμηνεία του φασματικού τύπου I που παρατηρείται όχι μόνο στον ισημερινό αλλά και στην σελακική ζώνη. Όπως θα δούμε στο επόμενο εδάφιο, τα φάσματα τύπου Π οφείλλονται σε ανομοιογένειες που πιστεύεται ότι δημιουργούνται δευτερογενώς μέσω μη γραμμικών μηχανισμών στο πλάσμα.

## 5.0 ΘΕΩΡΙΑ ΑΣΤΑΘΕΙΩΝ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ ΣΤΟ ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΣΤΡΩΜΑ E

Από την εποχή των πρώτων μελετών της αστάθειας διπλής δέσμης στον γεωμαγνητικό ισημερινό και τις πρωτοποριακές εργασίες των Farley (1963) και Buneman (1963), υπάρχει ένας μεγάλος αριθμός θεωρητικών εργασιών επί των γραμμικών και μη θεωριών των ασταθειών πλάσματος στην περιοχή E της ιονόσφαιρας. Εδώ θα επιχειρήσουμε μια πολύ σύντομη επισκόπηση των πλέον βασικών στοιχείων κυρίως της γραμμικής θεωρίας.

Στη σημερινή μορφή της γραμμικής θεωρίας περιλαμβάνονται και οι δύο μηχανισμοί ασταθειών των οποίων η φυσική εικόνα δόθηκε προηγουμένως, η αστάθεια διπλής δέσμης και της βαθμίδας-ολίσθησης, στις οποίες η ελεύθερη ενέργεια για την αποσταθεροποίηση του πλάσματος παρέχεται από υπαρχοντα ηλεκτρικά πεδία και βαθμίδες στην ηλεκτρονική πυκνότητα. Η γραμμική θεωρία έχει αναπτυχθεί σε διάφορες εργασίες στην βιβλιογραφία (π.χ. βλέπε Rogister and D' Angelo, 1970, Fejer et al., 1984 και άλλες εργασίες που αναφέρονται εκεί). Το πρόβλημα έχει αντιμετωπιστεί από την μικροσκοπική πλευρά της κινητικής θεωρίας μέσω της εξίσωσης Boltzmann και μακροσκοπικά μέσω των εξισώσεων της ρευστομηχανικής. Τα αποτελέσματα των δύο διαδικασιών είναι συγκρίσιμα για μήκη κύματος  $\lambda_{ir} \geq 1$  m. Στην περίπτωση που το πλάσμα θεωρείται ως ρευστό, έχουμε το πλεονέκτημα ότι οδηγούμαστε σε αναλυτικές εκφράσεις για την εξίσωση διασποράς οι οποίες επιτρέπουν μια πιο κατανοητή φυσική εικόνα και εύχρηστη ανάλυση των θεωρητικών προβλέψεων. Στα επόμενα θα ακολουθήσουμε την ρευστομηχανική ανάλυση.

Η γραμμικοποίηση των εξισώσεων συνέχειας και κίνησης για τα ηλεκτρόνια και ιόντα οδηγεί στην ακόλουθη σχέση διασποράς (για πληρέστερη ανάλυση βλέπε Fejer et al., 1984)

$$\omega + 2i\alpha N_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_d = \frac{\psi}{\nu_i} [(\omega_0 + 2i\alpha N_0)(i\omega_0 - \nu_i) - ik^2 C_s^2] [1 - \frac{i\Omega_e}{\nu_e k L_N}] \quad (10)$$

όπου

$$\omega_0 = \omega + i\gamma, \quad \psi = \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_e \Omega_i} \left(1 + \frac{k_{\parallel}^2 \Omega_e^2}{k_{\perp}^2 \nu_e^2}\right), \quad L_N = \frac{N_0 E}{\nabla N_e \cdot \mathbf{E}} \quad (11)$$

Στις παραπάνω εκφράσεις  $\mathbf{k}$  είναι το κυματοδιάνυσμα του κύματος πλάσματος και  $k_{\parallel}, k_{\perp}$  είναι οι συνιστώσες του παράλληλα και κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Η ταχύτητα  $\mathbf{V}_d$  είναι η



σχετική ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων ως προς τα ιόντα η οποία σε πρώτη προσέγγιση στην περιοχή E της ιονόσφαιρας είναι  $\mathbf{V}_d \simeq \mathbf{V}_e = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$  επειδή τα ιόντα λόγω κρούσεων είναι σχεδόν προσαρτημένα στα ουδέτερα.  $N_0$  συμβολίζει μια μέση τιμή της ηλεκτρονικής πυκνότητας ενώ  $L_N = N_0/(\partial N_e/\partial x)$  είναι το χαρακτηριστικό μήκος βαθμίδας στην ηλεκτρονική πυκνότητα στην κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου E. Ο όρος  $2\alpha N_0$  αντιπροσωπεύει το μέσο ρυθμό απώλειας των ηλεκτρονίων λόγω επανασύνδεσης με τα ιόντα, με το  $\alpha$  να συμβολίζει τον συντελεστή επανασύνδεσης των ηλεκτρονίων στο στρώμα E.  $C_s$  είναι η ιονιο-ακουσική ταχύτητα η οποία ορίστηκε στο προηγούμενο εδάφιο. Τέλος  $i = \sqrt{-1}$ , ενώ τα υπόλοιπα σύμβολα έχουν οριστεί προηγουμένως σε άλλες θέσεις στο κείμενο.

Η προσεγγιστική λύση της εξίσωσης διασποράς οδηγεί στις ακόλουθες σχέσεις για την γωνιακή συχνότητα  $\omega$  και ρυθμό αύξησης (growth rate)  $\gamma$  των κυμάτων πλάσματος

$$\omega = \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_d}{1 + \psi} \quad (12)$$

$$\gamma = \frac{1}{1 + \psi} \left[ \frac{\psi}{\nu_i} (\omega^2 - k^2 C_s^2) + \frac{\omega \nu_i}{k L_N \Omega_i} \right] - 2\alpha N_0, \quad (13)$$

με την υπόθεση ότι  $\gamma \ll \omega$  και  $k \gg k_0$  όπου  $k_0 = \nu_i/(\Omega_i(1 + \psi)L_N)$ , υποθέσεις οι οποίες ισχύουν για ανομοιγένειες πλάσματος με μήκη κύματος μικρότερα από μερικές δεκάδες μέτρα.

Οι παραπάνω εκφράσεις της γραμμικής θεωρίας περιλαμβάνουν δύο σημαντικές διευθυνοιακές εξαρτήσεις οι οποίες αντιπροσωπεύονται από την 'γωνία ροής' (flow angle)  $\theta = \arccos(\hat{k} \cdot \hat{V}_d)$  και τη 'μαγνητική γωνία πρόσπτωσης' (magnetic aspect angle)  $\phi$  που ορίζεται σαν η γωνία μεταξύ του διανύσματος  $\mathbf{k}$  και της καθέτου στο μαγνητικό πεδίο, δηλαδή  $\sin \phi = k_{\parallel}/k_{\perp}$ , έτσι ώστε

$$\psi = \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_e \Omega_i} \left( 1 + \frac{\Omega_e^2}{\nu_e^2} \sin^2 \phi \right). \quad (14)$$

Όπως προκύπτει από την παραπάνω σχέση ο έλεγχος της γωνίας  $\phi$  είναι καθοριστικός στην τιμή του  $\psi$  η οποία με την σειρά της ορίζει το απαιτούμενο κατώφλιο για να έχουμε αύξηση του κύματος ( $\gamma > 0$ ) και συνεπώς αστάθεια. Επειδή ο όρος  $\Omega_e^2/\nu_e^2$  είναι πολύ μεγάλος, αφού  $\Omega_e/\nu_e \sim 10^2 - 10^3$  στο στρώμα E, μικρές αποκλίσεις της γωνίας  $\phi$  από τις  $0^\circ$  έχει σαν αποτέλεσμα την μεγάλη αύξηση του όρου  $\psi$  που οδηγεί επίσης σε μεγάλη αύξηση του απαιτούμενου κατωφλίου για αστάθεια. Βλέπουμε λοιπόν ότι η θεωρία αυτή επιτρέπει στο πλάσμα να γίνει ασταθές μόνο για κύματα με  $k_{\parallel} \simeq 0$ , πράγμα το οποίο συμφωνεί με το πείραμα, δηλαδή ότι το σκεδαζόμενο σήμα λαβαίνει μέγιστες τιμές όταν το ραδιοκύμα προσπίπτει κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Από φυσικής άποψης, και επειδή ο μηχανισμός φθίσης των ανομοιογενειών είναι η διάχυση, αυτό σημαίνει ότι η διάχυση αυξάνει τάχιστα κατά μήκος του  $\mathbf{B}$  (ambipolar diffusion) όταν το κυματοδιάνυσμα  $\mathbf{k}$  έχει έστω και μία μικρή συνιστώσα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο.

Για χωρικές κλίμακες, μεγαλύτερες της μέσης ελεύθερης διαδρομής των ιόντων ή της ιονικής ακτίνας Larmor, όποιο μέγεθος εξ αυτών είναι μικρότερο. Στην περιοχή E το όριο αυτό βρίσκεται περίπου στο 1 m, οπότε για μικρότερα μήκη κύματος (συχνότητες μεγαλύτερες των 150 MHz) θα πρέπει να εφαρμόζονται κινητικές διορθώσεις. Εκτός από την ρευστομηχανική ανάλυση, υπάρχουν διάφορες κινητικές θεωρίες που αναπτύχθηκαν για τις αστάθειες στο στρώμα E (π.χ. Farley, 1963; Lee and Kennel, 1973; Ossakow et al., 1975; Schlegel and St-Maurice, 1982, Schlegel, 1983) οι οποίες καταλήγουν σε συγκρίσιμα αποτελέσματα με την θεωρία ρευστών ακόμη και για μήκη κύματος ίσα με 1 m.



Στο δεξιό μέρος της εξίσωσης (13), ο 1ος και ο 3ος όρος αντιπροσωπεύουν αυξητικούς όρους της αστάθειας διπλής δέσμης και βαθμίδας-ολισθησης αντίστοιχα, ενώ ο 2ος και 4ος αντιπροσωπεύουν αρνητικούς όρους (decay terms) που αντιστοιχούν στους μηχανισμούς διάχυσης και επανασύνδεσης. Ο τελευταίος όρος είναι όντως πολύ μικρός για μήκη κύματος μικρότερα των 10 με 15 m και μπορεί να παραληφθεί αφήνοντας τη διάχυση σαν τον κύριο μηχανισμό 'σταθεροποίησης' του πλάσματος. Τέλος, ο όρος της αστάθειας βαθμίδας-ολισθησης που περιέχει το  $L_N$ , μπορεί να είναι αποσταθεροποιητικός η σταθεροποιητικός εφόσον η βαθμίδα στην ηλεκτρονική πυκνότητα  $\nabla N_e$  έχει φορά παράλληλη η αντιπαράλληλη της φοράς του ηλεκτρικού πεδίου, αντίστοιχα. Για την επιβίωση και αύξηση της αστάθειας απαιτείται όπως  $\gamma \geq 0$ , οπότε η κυματική διαταραχή ενισχύεται με το χρόνο. Το κατώφλι αστάθειας (instability threshold) ορίζεται από την (13) για  $\gamma = 0$ , και δίνεται από την σχέση (π.χ. βλέπε Fejer et al., 1984)

$$\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_d}{k} = C_s(1 + \psi) \left\{ [F^2 + 1 + \frac{2\alpha N_0 \nu_i (1 + \psi)}{k^2 C_s^2 \psi}]^{1/2} - F \right\}, \quad (15)$$

όπου  $F = \nu_i^2 / (2\Omega_i k^2 C_s L_N \psi)$ . Ο όρος  $F$  περιλαμβάνει το αποτέλεσμα της βαθμίδας  $\nabla N_e$  στην εξίσωση. Στην περίπτωση που  $L \simeq \infty$ , τότε  $F = 0$  και η συνθήκη κατωφλίου, αν αγνοήσουμε το αποτέλεσμα του όρου επανασύνδεσης, παίρνει τη μορφή

$$V_d \cos\theta \geq C_s(1 + \psi), \quad (16)$$

η οποία ισχύει μόνο για την αστάθεια διπλής δέσμης. Η αστάθεια αυτή, η οποία απαιτεί στο κατώφλιό της όπως η συνιστώσα της ταχύτητας  $V_d$  σε μια διεύθυνση να είναι μεγαλύτερη της ιοντο-ακουσικής ταχύτητας  $C_s$  (αφού  $\psi \ll 1$  στα 105 km ύψος για κύματα που διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο) εξηγεί την αυθόρμητη και άμεση γένεση των ανομοιογενειών φασματικού τύπου I. Αυτό είναι και το πλέον σημαντικό στοιχείο επιτυχίας της θεωρίας αφού βρίσκεται σε ικανοποιητική συμφωνία με το πείραμα.

Οταν  $V_d \cos\theta \ll C_s(1 + \psi)$ , η ενοποιημένη θεωρία των ασταθειών διπλής δέσμης και βαθμίδας-ολισθησης είναι ανεπιτυχής στην πρόβλεψη κυματικών ανομοιογενειών με  $\lambda_{ir} < 10$  m και ταχύτητες φάσης αρκετά κάτω της  $C_s$ , δηλαδή αυτές που αντιπροσωπεύονται από τον φασματικό τύπο II. Τα κύματα αυτά παρατηρούνται για μεγάλες γωνίες ροής, σχεδόν κάθετα στη διεύθυνση της ταχύτητας ολισθησης των ηλεκτρονίων, δηλαδή κάθετα στο ρεύμα Hall. Το πρόβλημα της δημιουργίας κυμάτων τύπου II στο πλάσμα αντιμετωπίστηκε αρχικά μέσω ενός μηχανισμού 2-βημάτων που προτάθηκε από τον Sudan et al (1973). Στο μηχανισμό αυτό, κυματική ενεργεια πρωτογενών κυμάτων μεγάλου μήκους κύματος επιμερίζεται σε δευτερογενή κύματα μικρότερου μήκους κύματος μέσω της δράσης των ηλεκτροστατικών πεδίων και βαθμίδων ηλεκτρονικής πυκνότητας των πρωτογενών κυμάτων. Κατά βάση οι Sudan et al. (1973) εφήρμοσαν την γραμμική θεωρία για έμμεση δημιουργία δευτερογενών κυμάτων, δεχόμενοι μια ημιτονοειδή διαταραχή στην  $N_e$  για το πρωτογενές κύμα μεγάλου μήκους κύματος ( $\lambda_{ir}$  αρκετές δεκάδες μετρα).

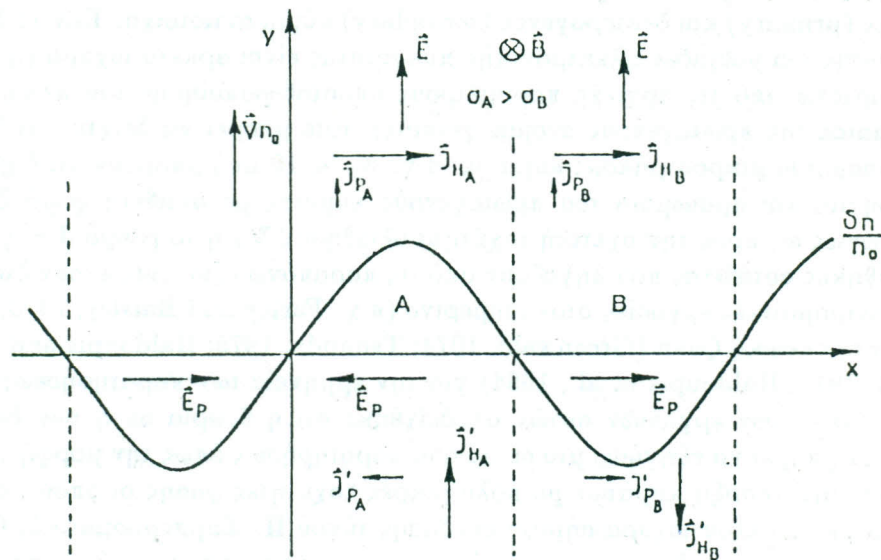
Μια καλλίτερη φυσική εικόνα του παραπάνω μηχανισμού μπορεί να δωθεί εάν θεωρήσουμε τα πεδία πόλωσης και τα αντίστοιχα ρεύματα που δημιουργούνται στο πρωτογενές κύμα. Η συμπεριφορά των ποσοτήτων αυτών, φαίνεται στο Σχήμα 10 εντός ενός πρωτογενούς (λόγω κυρίως της αστάθειας βαθμίδας-ολισθησης) ημιτονοειδούς κύματος το οποίο διαδίδεται στην διεύθυνση  $+\hat{x}$ , δηλαδή στην ίδια διεύθυνση με την ταχύτητα  $V_d$ . Στην περιοχή A όπου  $\delta n > 0$  (πύκνωση) η αγωγιμότητα θα είναι λίγο μεγαλύτερη σε σχέση με το μέρος B του κύματος όπου  $\delta n < 0$  (αραίωση). Αυτό, υπό την επίδραση του αρχικού πεδίου  $\mathbf{E}$ , θα προκαλέσει



για λόγους συνέχειας ρεύματος, την εμφάνιση εναλασσομένων ηλεκτρικών πεδίων πόλωσης με τη φορά που δεικνύεται στο σχήμα. Στη συνέχεια, τα πεδία αυτά θα δημιουργήσουν τοπικά ρεύματα Petersen (στην διεύθυνση  $+\hat{x}$  και ισχυρότερα ρεύματα Hall παράλληλα και ανιπαράλληλα στο πεδίο  $\mathbf{E}$ ). Όλα τα ρεύματα θα είναι ισχυρότερα στην περιοχή A παρά στην B λόγω της υψηλότερης αγωγιμότητας (επειδή η ηλεκτρονική πυκνότητα εκεί είναι μεγαλύτερη), αλλά στη διαχωριστική επιφάνεια των δύο περιοχών τα ρεύματα θα είναι ίσα ώστε να ισχύει  $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ . Αυτό απαιτεί ότι

$$\mathbf{J}_{HA} - \mathbf{J}'_{PA} = \mathbf{J}_{HB} - \mathbf{J}'_{PB}, \quad (17)$$

όπου τα ιονισμένα σύμβολα αναφέρονται στα δευτερογενή πεδία πόλωσης.



Σχήμα 10. Ηλεκτρικά πεδία, βαθμίδες ηλεκτρονικής πυκνότητας και ρεύματα σε ένα πρωτογενές κύμα μεγάλου μήκους κύματος

Λαμβάνοντας υπόψη ότι  $n_A = n_0 + \delta n$  και  $n_B = n_0 - \delta n$  και χρησιμοποιώντας την εξίσωση (17) και τον γενικευμένο νόμο του Ohm ( $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ ) και αληθούμε στην ακόλουθη σχέση για το μέγεθος των δευτερογενών πεδίων

$$E_p = \pm E \frac{\sigma_H}{\sigma_P} \frac{\delta n}{n_0}, \quad (18)$$

όπου  $\sigma_H/\sigma_P$  είναι ο λόγος των τοπικών αγωγιμοτήτων Hall και Petersen. Με δεδομένο ότι οι κινήσεις Hall είναι οι επικρατέστερες στην περιοχή E της ιονόσφαιρας, οι δευτερογενείς ταχύτητες ολίσθησης των ηλεκτρονίων εντός του πρωτογενούς κύματος στο Σχήμα 10 μπορούν να εκφραστούν από την σχέση

$$V_{ds} = \pm V_d \frac{\sigma_H}{\sigma_P} A \sin \Phi \simeq \pm V_d \frac{v_i}{\Omega_i (1 + \psi)} A \sin \Phi, \quad (19)$$

όπου A είναι το εύρος του πρωτογενούς κύματος πλάσματος και  $\Phi$  είναι μια γωνία φάσης στο σύστημα συντεταγμένων του κύματος. Για τον προσδιορισμό του λόγου  $\sigma_H/\sigma_P$  και αντικατάστασή του στην (19) βλεπε π.χ. Risbeth and Garriot (1969).



Κατόπιν αντικατάστασης των  $V_d$  με το  $V_{ds}$  και  $L_N^{-1}$  με  $K_p A \cos \Phi$  στις (12) και (13) παίρνουμε τις εξισώσεις διασποράς για την γωνιακή συχνότητα

$$\omega_s = k_s \frac{\nu_i}{\Omega_i} \frac{V_d \cos \theta}{(1 + \psi)^2} A \sin \Phi \quad (20)$$

και ρυθμό αύξησης (growth rate)

$$\gamma_s = \frac{\psi}{1 + \psi} \left[ \frac{(\omega_s^2 - k_s^2 C_s^2)}{\nu_i} + \frac{\Omega_e \omega_s k_p A \cos \Phi}{k_s \nu_e} \right] \quad (21)$$

των δευτερογενών κυμάτων. Οι δείκτες  $p$  και  $s$  στις παραπάνω εξισώσεις αναφέρονται στο πρωτογενές (primary) και δευτερογενές (secondary) κύμα, αντίστοιχα. Εάν τα δευτερογενή πεδία πόλωσης και βαθμίδες ηλεκτρονικής πυκνότητας είναι αρκετά ισχυρά (η έντασή τους βέβαια εξαρτάται από τις αρχικές παραμέτρους αποσταθεροποίησης του πλάσματος και το μήκος κύματος της πρωτογενούς ανομοιογένειας), τότε μπορεί ναδειχτεί ότι δευτερογενή κύματα πλάσματος μικρού μήκους κύματος (π.χ.  $\lambda_{ir} < 10 \text{ m}$ ) μπορούν να δημιουργηθούν στα πυκνώματα και αραιώματα του πρωτογενούς κύματος με αντίθετη φορά διάδοσης, σε μεγάλες γωνίες ως προς την σχετική ταχύτητα ολισθησης  $\mathbf{V}_d$  η το ρεύμα  $\mathbf{J} = q \mathbf{V}_d N_e$ .

Οι συνθήκες αστάθειας που πηγάζουν από τις παραπάνω εξισώσεις έχουν διερευνηθεί σε διάφορες πειραματικές εργασίες στον ισημερινό (π.χ. Farley and Balsley, 1973, Fejer et al., 1975) και στη σελακική ζώνη (Greenwald, 1974; Tsunoda, 1975; Haldoupis and Sofko, 1976; Moorcroft, 1979; Haldoupis et al., 1984) για την ερμηνεία των παρατηρήσεων φασματικού τύπου II. Μέσω των εργασιών αυτών αποδείχθηκε ότι η θεωρία αυτή των δευτερογενών κυμάτων δεν μπορεί να εξηγήσει μια σειρά από παρατηρήσεις όπως την μορφή του φάσματος Doppler και την ύπαρξη κυμάτων με πολύ μικρές ταχύτητες φάσης οι οποίες συμβαίνει να ταυτίζονται με τα πλέον ισχυρά σήματα σκέδασης τύπου II. Συμπερασματικά, Ο παραπάνω μηχανισμός είναι μόνο ενδεικτικός του τρόπου μεταφοράς ενέργειας από μεγάλα προς μικρά μήκη κύματος αλλά δεν είναι επαρκής για την εξήγηση της ηλεκτροστατικής τύρβης που σχετίζεται με τις παρατηρήσεις τύπου II που θεωρούμε ότι αντιπροσωπεύουν μια κατάσταση διδιάστατης ισοτροπικής τύρβης πλάσματος (plasma turbulence).

Τα τελευταία χρόνια έχουν γίνει σημαντικές προσπάθειες για την θεωρητική ερμηνεία της ηλεκτροστατικής τύρβης πλάσματος στο ιονοσφαιρικό στρώμα E από την ομάδα του καθηγητή Sudan στο πανεπιστήμιο Cornell (π.χ. Sudan and Keskinen, 1979; Keskinen et al., 1979; Kursrud and Sudan, 1982; Sudan 1983). Ο βασικός μηχανισμός που οδηγεί στην τυρβώδη κατάσταση είναι η μη γραμμική σύζευξη μιά τριάδας ηλεκτροστατικών κυμάτων με συγκρίσιμους κυματαριθμούς, δηλαδή δύο κύματα με  $k_1 \sim k_2$  αλληλεπιδρούν για να δώσουν ενέργεια σε ένα τρίτο κύμα  $k_3$  ώστε να ισχύει  $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ , και η διαδικασία αυτή συνεχίζεται ατέρμονα οδηγώντας σε ισοτροπικότητα στο επίπεδο διάδοσης κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Αριθμητικές προσομοιώσεις (McDonald et al., 1975; Ferch and Sudan, 1977; Keskinen et al., 1979) φαίνεται να επιβεβαιώνουν την παραπάνω διεργασία σταδιακού επιμερισμού ενέργειας μέσω κυματικής σύζευξης (wave energy cascade), και τη δημιουργία ισοτροπικής τύρβης. Η θεωρία αυτή, η οποία έγινε για τον γεωμαγνητικό ισημερινό αλλά εφαρμόστηκε και στο σέλας, φαίνεται να εξηγεί αρκετά αλλά όχι όλα τα χαρακτηριστικά των ανομοιογενειών τύπου II (π.χ. βλέπε Farley, 1985).

Η γραμμικοποιημένη θεωρία των ασταθειών πλάσματος, που αναλύθηκε με κάποια σχετική λεπτομέρεια στο παρόν άρθρο, περιέχει μόνο μερικές απαντήσεις. Για παράδειγμα η θεωρία αυτή μπορεί να εξηγήσει την γένεση των ανομοιογενειών και τις τιμές των ταχυτήτων φάσης και ρυθμών αύξησης των κυμάτων πλησίον των αρχικών σταδίων της αστάθειας. Η



τελική κατάσταση δεν μπορεί παρά να καθοριστεί από μη γραμμικές διεργασίες οι οποίες ορίζουν και το τελικό εύρος των κυμάτων όπως και τις υπόλοιπες παραμέτρους του κύματος όπως π.χ. τη ταχύτητα φάσης. Τα τελευταία χρόνια έχει γίνει ένας σημαντικός αριθμός εργασιών στη μη γραμμική θεωρία, τα αποτελέσματα των οποίων όμως, όπως και οι υποθέσεις οι οποίες υιοθετούνται εκεί, είναι πολύ δύσκολο να επιβεβαιωθούν πειραματικά.

Εδώ θα αναφερθούμε σύντομα σε μία νέα σχευικά θεωρία η οποία επεξεργάζεται το θέμα της μη γραμμικής εξέλιξης των κυμάτων τύπου I (Sudan 1983; Robinson 1986; St-Maurice 1987). Στην θεωρία αυτή, ο βασικός μηχανισμός που υπεισέρχεται είναι η μη γραμμική αλληλεπίδραση των ηλεκτροστατικών κυμάτων με τα ηλεκτρόνια στο πλάσμα και η ανταλλαγή ενέργειας και ορμής. Ένα πρόβλημα που προσπαθεί να ερμηνεύσει η θεωρία αυτή είναι αυτό της σταθερότητας της ταχύτητας φάσης ( $V_{ph} = \omega/k$ ) των κυμάτων τύπου I η οποία παίρνει τιμές πλησίον της ιονιο-ακουσικής ταχύτητας  $C_s$  σε αντίθεση με τις προβλέψεις της γραμμικής θεωρίας σύμφωνα με την οποία η ταχύτητα φάσης θα πρέπει να αυξάνεται σε αναλογία με την ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων ως προς τα ιόντα  $V_d$  (Εξίσωση 12). Με βάση την ιδέα της 'τροχιακής διάχυσης' (orbit diffusion) που παρουσιάστηκε από τον Dupree (1968), ο Sudan (1983) ανέπτυξε ένα μοντέλο το οποίο εξηγούσε την εξέλιξη στο χρόνο του εύρους των κυμάτων τύπου I και την σταθερή τους ταχύτητα φάσης κοντά στη  $C_s$ . Στη θεώρηση του Sudan υπεισέρχεται μία ενισχυμένη διάχυση μέσω μίας ανώμαλου αύξησης στην συχνότητα κρούσης των ηλεκτρονίων λόγω αλληλεπίδρασης των με τα ηλεκτροστατικά πεδία των κυμάτων ώστε οι τροχιές των περι το μαγνητικό πεδίο να αποκτούν ένα αυξημένο βαθμό κινητικής τυχαιότητας όπως και στη περίπτωση μηχανικών κρούσεων.

Σε αντίθεση με την πολυπλοκότητα του συνόλου της θεωρίας του Sudan (1983), η τελική (μη γραμμική) σχέση διασποράς είναι απλή και προκύπτει αν στις εξισώσεις (12) και (13) αντικαταστήσουμε  $\nu_e$  με  $\nu_e^*$ . Εδώ  $\nu_e^*$  αντιπροσωπεύει μια ενεργό τιμή κρούσης των ηλεκτρονίων λόγω μεταφοράς ορμής κατά την αλληλεπίδραση ηλεκτρονίων-κυμάτων πλάσματος. Η θεωρία προβλέπει ότι ο κόρος του εύρους των κυμάτων πλάσματος (amplitude saturation) λαμβάνει χώρα όταν ο ρυθμός αύξησης μηδενίζεται ( $\gamma_{NL} = 0$ ) οπότε η ταχύτητα φάσης γίνεται ίση με την ιονιο-ακουσική ταχύτητα  $C_s$ , σε συμφωνία με το πείραμα, δηλαδή,

$$V_{ph} = \frac{\omega}{k} = \frac{V_d \cos \theta}{1 + \psi + \psi^*} \simeq C_s, \quad (22)$$

όπου  $\psi^* = \nu_e^* \nu_i / \Omega_e \Omega_i$ .

Επιπλέον θεωρητικές αναλύσεις έχουν παρουσιαστεί τελευταία στη βιβλιογραφία από τους Robinson (1986) και St-Maurice (1987) και πιο πρόσφατα από τους Hamza and St-Maurice (1993), για την εξήγηση άλλων φαινομένων και παρατηρήσεων τα οποία απαντώνται στο σελαϊκό πλάσμα (π.χ. ανώμαλος θέρμανση των ηλεκτρονίων, δευτερογενείς ανομοιογένειες λόγω ισχυρής και μη σύζευξης ηλεκτροστατικών κυμάτων, νέοι φασματικοί τύποι, διάδοση κυμάτων πλάσματος εκτός του επιπέδου κάθετα στο  $\mathbf{B}$ , κ.α.). Προς το παρόν, οι ερευνητές του χώρου βρίσκονται στο στάδιο μελέτης και εκτίμησης των προβλέψεων των θεωριών αυτών με σκοπό την κριτική τους αντιμετώπιση και, σταδιακά, την πειραματική τους επιβεβαίωση.



## 6.0 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΙΚΑ ΣΧΟΛΙΑ

Το παρόν άρθρο αποτελεί μία απλουσιευμένη εισαγωγή στο αντικείμενο σκέδασης ΗΜ-κυμάτων από κυματικής φύσης ανομοιογένειες πλάσματος στην περιοχή E της γήινης ιονόσφαιρας. Το άρθρο απευθύνεται στον μη ειδικό του χώρου και παρέχει μια γενική επισκόπηση βάσης της θεωρητικής αντιμετώπισης του αντικειμένου με έμφαση στους φυσικούς μηχανισμούς ασταθειών πλάσματος που υπεισέρχονται. Παρά την αρχική πρόθεση, δεν κατέστη δυνατόν λόγω χώρου να γίνει αναφορά στο άρθρο αυτό επί της πληθώρας των πειραματικών αποτελεσμάτων και παρατηρήσεων που υπάρχουν για τον γεωμαγνητικό ισημερινό, την σελαική ζώνη, αλλά και τα μέσα γεωμαγνητικά πλάτη. Για αυτών που θα ενδιαφερθεί να μάθει περισσότερα, υπάρχει φυσικά η διεθνής βιβλιογραφία και μια σειρά επισκοπήσεων (που δόθηκαν στην εισαγωγή) οι οποίες παρουσιάζουν με την απαραίτητη λεπτομέρεια πολλές πτυχές του αντικειμένου.

Το αντικείμενο της συμφώνου ιονοσφαιρικής σκέδασης είναι σχετικά νέο και παρουσιάζει τα τελευταία χρόνια σημαντικό ενδιαφέρον. Η ερευνητική προσπάθεια είναι στην κατεύθυνση της κατανόησης των συνθέτων ασταθειών και μη γραμμικών μηχανισμών πλάσματος που διέπουν την γένεση και εξέλιξη των διαφόρων κατηγοριών (τύπων) ανομοιογενειών ώστε να γίνει δυνατή η θεμελίωση και αποδοχή μιας ενοποιημένης θεωρίας. Το ζητούμενο είναι η θεωρία αυτή να μπορεί να δώσει ικανοποιητικά ακριβείς προβλέψεις ώστε η σύμφωνος ιονοσφαιρική σκέδαση να καταστεί, όπως και στην περίπτωση της ασυμφώνου σκεδασης, μια αποτελεσματική διαγνωστική μέθοδος στην ιονοσφαιρική έρευνα και την τηλεπισκόπηση του ιονοσφαιρικού πλάσματος. Προς το παρόν, ο σκοπός αυτός δεν φαίνεται να γίνεται εύκολα εφικτός λόγω της πολυπλοκότητας που παρουσιάζεται και της εντόνου μη γραμμικότητας των φαινομένων. Στην προσπάθεια αυτή και στην πορεία, μέσω εντατικής ερευνητικής δουλειάς τα τελευταία 20 χρόνια, έχει επιτευχθεί και συγκεντρωθεί σήμερα μια αξιόλογη ποσότητα γνώσης η οποία έχει βελτιώσει την φυσική εικόνα των φαινομένων σημαντικά. Η κατανόηση των προβλημάτων όμως απέχει αρκετά από του να είναι πλήρης και υπάρχουν πολλά θέματα που απαιτούν επιπλέον θεωρητική και πειραματική διερεύνηση.

### Ευχαριστίες

Με την ευκαιρία του άρθρου αυτού επιθυμώ να ευχαριστήσω τους διοργανωτές του Συμποσίου της Ξάνθης, και ιδιαίτερα τον π. Γ. Αναγνωσιόπουλο και Ε. Σαρρή, για την θερμή φιλοξενία τους.

### Κατάλογος Αναφορών

- Banks P. M, and Kockarts G., *Aeronomy*, part A, Academic Press, N.Y., 1973.  
Buneman, O., Excitation of field aligned sound waves by electron streams, *Phys. Rev. Lett.*, **10**(7), 285-287, 1963.  
Cohen, R., and K. L. Bowles, The association of plane wave electron density irregularities with the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **68**, 2503-2513, 1967.  
Dupree, T. H., Nonlinear theory of low-frequency instabilities, *Phys. Fluids*, **11**, 2680-2694, 1968.



- Evans, J. V., Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar, *Proceedings of IEEE*, **57**, 496-530, 1969.
- Farley, D. T., A plasma instability resulting in field aligned irregularities in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **63**, 6083-6097, 1963.
- Farley, D. T., *Radio wave scattering from the ionosphere*, in *Methods of Experimental Physics*, Vol. **9B**, 139-186, Academic Press, N. York, 1971.
- Farley, D. T., Theory of equatorial electrojet plasma waves: new developments and current status, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**, 729-744, 1985.
- Farley, D. T., and B. B. Balsley, Instabilities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **78**, 227-239, 1973.
- Fejer, B. G., Small scale plasma irregularities in the auroral ionosphere, In proceedings of the 1982-1984 MIT Symposia, Vol. **5**, 73-97, 1985.
- Fejer, B. G., D. T. Farley, B. B. Balsley, and R. F. Woodman, Vertical structure of the VHF backscattering region in the equatorial electrojet and the gradient drift instability, *J. Geophys. Res.*, **80**, 1313-1324, 1975.
- Fejer, B. G., and M. C. Kelley, Ionospheric irregularities, *Rev. Geophys.*, **18**, 401-454, 1980.
- Fejer, B. G., and J. F. Providakes, High latitude E region irregularities: new results, *Phys. Scripta*, Vol T **18**, 167-178, 1987.
- Fejer, J. A., Ionospheric instabilities and fine structure, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**, 895-915, 1979.
- Fejer, B. G., J. F. Providakes, and D. T. Farley, Theory of plasma waves in the auroral E region, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7487-7494, 1984.
- Ferch, R. L., and R. N. Sudan, Numerical simulations of type II irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2283-2290, 1977.
- Greenwald, R. A., Diffuse radar aurora and the gradient drift instability, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4807-4810, 1974.
- Haldoupis, C., and G. J. Sofko, Doppler spectrum of 42 MHz CW auroral backscatter, *Can. J. Phys.*, **54**, 1571-1584, 1976.
- Haldoupis, E. Nielsen and H. M. Ierkic, STARE Doppler spectral studies of westward electrojet radar aurora, *Planet. Space Sci.*, **32**, 1291-1294, 1984.
- Haldoupis, C., A review on radio studies of auroral E-region ionospheric irregularities, *Ann. Geophys.*, **7**, 239-258, 1989.
- Hamza, A. M., and J.-P. St-Maurice, A selfconsistent fully turbulent theory of auroral E-region irregularities, *J. Geophys. Res.*, In press, 1993.
- Hanuse, C., High latitude ionospheric irregularities. A review of recent results, *Radio Sci.*, **18**, 1093-1121, 1983.
- Kelley, M. C., *The Earth's Ionosphere, Plasma physics and electrodynamics*, Academic Press, N. Y. , 1989.
- Keskinen, M. J., R. N. Sudan, and R. L. Ferch, Temporal and spatial power spectrum studies of numerical simulations of type II gradient drift irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **84**, 1419-1430, 1979.
- Kulsrud, R. M., and R. N. Sudan, On the relation between Kolmogoroff's theory and the Direct Interaction Approximation in two-dimensional plasma turbulence, *Comments Plasma Phys. Contr. Fusion*, **7**, 47-52, 1982.
- Lee, K., and C. F. Kennel, Effects of propagation parallel to the magnetic field on the type I electrojet irregularity instability, *Planet. Space Sci.*, **21**, 1339-1343, 1973.



- McDonald, B. E., T. P. Coffey, S. L. Ossakow, and R. N. Sudan, Numerical studies of type 2 equatorial electrojet irregularity development, *Radio Sci.*, **10**, 247-254, 1975.
- Moorcroft, D. R., Dependence of radio aurora at 398 MHz on electron density and electric field, *Can. J. Phys.*, **57**, 687-697, 1979.
- Ossakow, S. L., K. Papadopoulos, J. Owens, and T. Coffey, Parallel propagation effects on the type I electrojet instability, *J. Geophys. Res.*, **80**, 141-148, 1975.
- Ratcliffe, J. A., *An Introduction to the ionosphere and magnetosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 1972.
- Risbeth, H. and O. K. Garriot, *Introduction to Ionospheric Physics*, Academic Press, N. Y., 1969.
- Robinson, T. R., Towards a selfconsistent nonlinear theory of radar auroral backscatter, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 417-422, 1986.
- Rogister, A., and N. D'Angelo, Type 2 irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **75**, 3879-3887, 1970.
- Schlegel, K., Interpretation of auroral radar experiments using a kinetic theory of the two stream instability, *Radio Sci.*, **18**, 108-118, 1983.
- Schlegel, K., and J. P. St-Maurice, Note on the parallel propagation effects of unstable Farley-Buneman waves at high latitudes, *Planet. Space Sci.*, **30**, 315-318, 1982.
- St-Maurice, J.-P., A unified theory of anomalous resistivity and Joule heating effects in the presence of ionospheric E region irregularities, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4533-4542, 1987.
- Sudan, R. N., Unified theory of type I and type II irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **88**, 4853-4860, 1983a.
- Sudan, R. N., J. Akinrimisi, and D. T. Farley, Generation of small scale irregularities in the equatorial electrojet, *J. Geophys. Res.*, **78**, 240-248, 1973.
- Sudan, R. N., and M. J. Keskinen, Theory of strongly turbulent two-dimensional convection of low-pressure plasma, *Phys. Fluids*, **22**, 2305-2314, 1979.
- Tsunoda, R. T., Electric field measurements above a radar scattering volume producing diffuse auroral echoes, *J. Geophys. Res.*, **80**, 4297-4306, 1975.
- Yeh, K. C., and Liu, C. H., *Theory of ionospheric waves*, Academic Press, N. Y., 1972.