ΝΙΚΟΛΑΟΣ Θ. ΚΑΡΑΤΖΑΣ
ΦΥΣΙΚΟΣ

ΜΕΛΕΤΗ ΙΣΧΥΡΗΣ ΙΟΝΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΑΣΤΑΘΕΙΑΣ ΣΤΟ ΠΛΑΣΜΑ. ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΚΑΙ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΠΑΤΡΑ 1981

Α.Π.Θ.

ἀφιερώνεται στή μητέρα μου

καί στή μνήμη τοῦ πατέρα μου

«Ἡ ἔγκριση τῆς παρούσης Διδακτορικῆς Διατριβῆς ὑπό τῆς Φυσικομαθηματικῆς Σχολῆς τοῦ Πανεπιστημίου Πατρῶν δέν ὑποδηλοῖ ἀποδοχήν τῶν γνωμῶν τοῦ συγγραφέως».

(Ν. 5343/1932, ἄρθρ. 202, παράγρ. 2)

Ἡ διατριβή αὐτή ἔγινε στό Ἐργαστήριο Φυσικῆς Πλάσματος τῆς Διευθύνσεως Φυσικῆς τοῦ Κέντρου Πυρηνικῶν Ἐρευνῶν "Δημόκριτος". Τή Διοίκηση τῆς Ἑλληνικῆς Ἐπιτροπῆς Ἀτομικῆς Ἐνεργείας καί τίς Διευθύνσεις Ἐκπαιδεύσεως καί Φυσικῆς εὐχαριστῶ θερμά γιά τήν ὑποτροφία καί τά μέσα πού μοῦ δώσανε προκειμένου νά ἐκτελέσω αὐτή τήν ἐργασία.

Τόν Προϊστάμενο τοῦ Ἐργαστηρίου Φυσικῆς Πλάσματος Δρα Α. Ἀναστασιάδη ἐπίσης εὐχαριστῶ θερμά ὄχι μόνο γιά τήν καθοδήγηση καί συμπαράστασή του καθ'ὅλη τή διάρκεια τῆς παρούσας ἐργασίας, ἀλλά καί γιά τό σύνολο τῆς μεγάλης προσφορᾶς του πρός τό ἄτομό μου κατά τά δέκα χρόνια τῆς συνεργασίας μας.

Τόν Καθηγητή κ. Κ. Παπαδόπουλο εὐχαριστῶ γιά τήν πολύτιμη βοήθειά του στό θεωρητικό τμῆμα τῆς ἐργασίας καθώς ἐπίσης καί γιά τίς πολυάριθμες καρποφόρες συζητήσεις πού κατά καιρούς εἶχα μαζί του καί πού πολύ μέ βοήθησαν στό σχηματισμό μιᾶς πληρέστερης εἰκόνας γιά τή Φυσική Πλάσματος.

Τόν Καθηγητή κ. Μ. Ροϊλό εὐχαριστῶ γιά τίς χρήσιμες ὑποδείξεις καί παρατηρήσεις σέ θέματα πού σχετίζονται μέ τήν παρουσίαση τῆς παρούσας ἐργασίας.

Τό συνάδελφο Ε. Σιδερῆ εὐχαριστῶ γιά τήν πολύτιμη βοήθεια πού μοῦ προσέφερε κατά τή διάρκεια τῆς διεξαγωγῆς τοῦ πρώτου πειράματος.

Τόν τεχνικό τοῦ ἐργαστηρίου Φυσικῆς Πλάσματος κ. Γ. Σβορῶνο εὐχαριστῶ γιά τήν πολύμορφη βοήθειά του καθ'ὅλη τή διάρκεια τῆς παρούσας ἐργασίας. Γιά τόν ἴδιο λόγο εὐχαριστῶ τόν ἠλεκτρονικό κ. Σ. Βαλαμόντε καθώς ἐπίσης καί γιά τήν ἐξαιρετική σχεδίαση τῶν σχημάτων.

Τίς Τεχνικές Ὑπηρεσίες τοῦ Κέντρου (μηχανουργεῖο, ὑαλουργεῖο) εὐχαριστῶ γιά τήν πολύτιμη βοήθεια πού μοῦ προσέφεραν κατά τή διάρκεια τῆς κατασκευῆς τῆς πειραματικῆς διατάξεως. Εἰδικότερα θά ἤθελα νά εὐχαριστήσω τούς κ.κ. Κ. Γάτσο καί Α. Γιακουμάτο τῶν ὁποίων ἡ πεῖρα καί ἐπιδεξιότητα ἔδωσαν ἀποτελεσματικές λύσεις σέ πολλά δύσκολα κατασκευαστικά προβλήματα.

Τήν κ. Ε. Μαρμαρᾶ καί δ. Ε. Στυλιαρᾶ εὐχαριστῶ γιά τίς χρήσιμες

1417 6'

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ

συμβουλές τους γύρω ἀπό θέματα γλώσσας. Εἰδικότερα τή δ. Ε. Στυλιαρᾶ εὐχαριστῶ γιά τήν πολύτιμη βοήθεια πού μοῦ παρέσχε κατά τήν τελική διόρθωση ὁλόκληρου τοῦ κειμένου. Τήν κ. Ε. Μιχαήλ εὐχαριστῶ γιά τήν ἐπιμελημένη δακτυλογράφηση καί τήν κ. Α. Σαριδάκη καί τόν κ. Γ. Παππᾶ γιά τό δέσιμο τοῦ βιβλίου.

Τελειώνοντας θά ἤθελα νά εὐχαριστήσω ὅλους ἐκείνους τούς ἐπιστήμονες τῆς Διευθύνσεως Φυσικῆς, τῶν ὁποίων τά μαθήματα παρακολούθησα κατά τή διάρκεια τῆς μετεκπαιδεύσεώς μου στό Κέντρο, καθώς ἐπίσης καί ὅλους ἐκείνους πού μέ τόν ἕνα ἤ τόν ἄλλο τρόπο βοήθησαν στήν ὁλοκλήρωση αὐτῆς τῆς ἐργασίας ἀλλά δέν ἀναφέρονται ἐπωνύμως στίς σύντομες αὐτές εὐχαριστίες.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

		Σελ.
1.	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
2.	ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ	9
	2.1 Εἰσαγωγή	9
	2.2 Γραμμική θεωρία	17
	2.2.1 Ὑπολογισμός τῆς Σχέσεως Διασπορᾶς	21
	2.2.2 Χωρισμός Πραγματικοῦ καί Φανταστικοῦ Μέρους	27
	2.2.3 Μελέτη τοῦ Ρυθμοῦ Διεγέρσεως γ	29
	2.3 Μή Γραμμικά Φαινόμενα	40
	2.3.1 Ἀλληλεπιδράσεις Σωματίων-Κύματος	42
	2.3.1.1 Ἡμιγραμμική Προσέγγιση (Quasi-linear Approximation)	40 42
	2.3.1.2 Παγίδευση Σωματίων	45
	2.3.2 Ἀλληλεπιδράσεις Κύματος-Κύματος	48
	2.3.2.1 Ἀλληλεπίδραση Τριῶν Κυμάτων	48
	2.3.2.2 Ἡ Ἐξίσωση Korteweg-de Vries	50
3.	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΚΑΙ ΔΙΑΓΝΩΣΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ	55
	3.1 Εἰσαγωγή	55
	3.2 Ἡ Συσκευή τοῦ Πλάσματος	55
	3.2.1 Πηγή Πλάσματος	57
	3.2.2 Χῶρος Πειράματος	59
	3.2.3 Σύνδεσμοι Συνδέσεως	61
	3.2.4 Μηχανισμός Μετακινήσεως Ἠλεκτρικῶν Ἀνιχνευτῶν	63
	3.3 Διαγνωστικά Ὄργανα	65
	3.3.1 Ἠλεκτρικοί Ἀνιχνευτές (Electric ἤ Langmuir Probes)	66
	3.3.1.1 Κατασκευή καί Περιγραφή Λειτουργίας	66
	3.3.1.2 Ὑπολογισμός τῶν T_e, V_{SP} καί n_o	73
	3.3.1.3 Μετρήσεις Ταλαντώσεων	77

Σελ.

3.3.2 Ἠλεκτροστατικός Ἀναλυτής 80
3.3.2.1 Κατασκευή 81
3.3.2.2 Περιγραφή Λειτουργίας 83
3.3.2.3 Ἠλεκτρονικός Ὑπολογισμός τῆς Παραγώγου τῶν Χαρακτηριστικῶν 88

4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΙΟΝΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΑΣΤΑΘΕΙΑΣ 93
4.1 Εἰσαγωγή 93
4.2 Περιγραφή τῆς Ἐκκενώσεως 94
4.3 Πρῶτο Πείραμα 97
4.3.1 Εἰσαγωγή 97
4.3.2 Μετρήσεις μέ τόν Ἠλεκτροστατικό Ἀναλυτή 99
4.3.2.1 Ὑπολογισμός τῆς θερμοκρασίας T_e τῶν Ἠλεκτρονίων 104
4.3.2.2 Ὑπολογισμός τῆς Ταχύτητας Ὀλισθήσεως τῶν Ἠλεκτρονίων u_o καί τῆς Πυκνότητας n_b τῶν Ἠλεκτρονίων τῆς Δέσμης 108
4.3.3 Μετρήσεις μέ τόν Ἠλεκτρικό Ἀνιχνευτή 111
4.3.3.1 Ὑπολογισμός τῆς θερμοκρασίας T_e τῶν Ἠλεκτρονίων 112
4.3.3.2 Ὑπολογισμός τῆς Πυκνότητας n_o τῶν Φορτίων τοῦ Πλάσματος 116
4.3.3.3 Σύγκριση τῶν Πυκνοτήτων n_o καί n_b 120
4.3.4 Ὑπολογισμός Μερικῶν Χρήσιμων Παραμέτρων 124
4.3.4.1 Ὑπολογισμός τῆς Συχνότητας Πλάσματος ω_i καί τοῦ Μήκους Debye λ_e 125
4.3.4.2 Ὑπολογισμός τῆς Ἐνεργοῦ θερμοκρασίας T_{eff} καί τῆς Ταχύτητας Ἤχου C_s γιά τά Ἰονακουστικά Κύματα 126
4.3.4.3 Ὑπολογισμός τῶν Συχνοτήτων Συγκρούσεως $\nu_{i,n}$, $\nu_{e,i}$ καί $\nu_{e,i}$ καί τῆς Μέσης Ἐλευθέρας Διαδρομῆς τῶν Ἠλεκτρονίων ℓ_e. 126
4.3.5 Μετρήσεις Κυμάτων 128
4.3.5.1 Ὑπολογισμός τῆς Συχνότητας ν καί τοῦ Μήκους Κύματος λ τῶν Κυμάτων 129
4.3.5.2 Ὑπολογισμός τοῦ Πλάτους Διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o}$ τῶν Κυμάτων 140
4.3.6 Μετρήσεις Ἰσχυρῆς Διεγέρσεως Ἰονακουστικῶν Κυμάτων 143

Σελ.

4.3.7 Ἀνακεφαλαίωση τῶν Συμπερασμάτων τοῦ Πρώτου Πειράματος 152
4.4 Δεύτερο Πείραμα 154
4.4.1 Εἰσαγωγή 154
4.4.2 Ὑπολογισμός τῶν Παραμέτρων τοῦ Πλάσματος 156
4.4.3 Μετρήσεις Κυμάτων 157
4.4.3.1 Ὑπολογισμός τῆς Συχνότητας ν καί Μέτρηση τοῦ Μήκους Κύματος λ τῶν Κυμάτων 159
4.4.3.2 Ὑπολογισμός τοῦ Πλάτους Διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o}$ τῶν Κυμάτων 163
4.5 Σχολιασμός Πειραματικῶν Ἀποτελεσμάτων Ἰσχυρῆς Διεγέρσεως Ἰονακουστικῶν Κυμάτων 164

5. ΑΝΑΚΕΦΑΛΑΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ 174

6. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ 178
Α' ΣΕΙΡΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ, Πίνακας A_1 178
" " , " A_2 179
Β' ΣΕΙΡΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ, " B_1 181
" " , " B_2 182
Γ' ΣΕΙΡΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ, " Γ_1 183
" " , " Γ_2 184
Δ' ΣΕΙΡΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ, " Δ_1 186
" " , " Δ_2 187
ΠΙΝΑΚΑΣ Ε 188

7. ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α: Σύμβολα 189
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β: Πράξεις μέ τίς ὁποῖες ἀπό τή σχέση (2-29) καταλήγουμε στή σχέση (2-30) 196
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ: Πράξεις μέ τίς ὁποῖες ἀπό τή σχέση (2-30) καταλήγουμε στή σχέση (2-31) 201
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Δ: Πράξεις μέ τίς ὁποῖες ἀπό τή σχέση (2-31) καταλήγουμε στή σχέση (2-34) 206

8. ΠΕΡΙΛΗΨΕΙΣ Ἑλληνική 210
Ἀγγλική 212

Σελ.

9. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ 213

10. ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΕΣ 219

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

"Ἡ λέξη ΠΛΑΣΜΑ θά χρησιμοποιηθεῖ γιά νά χαρακτηρίσει ἐκεῖνο τό τμῆμα τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως σέ ἕνα ἀέριο, τό ὁποῖο περιλαμβάνει ὅλο τό χῶρο πού δέν καταλαμβάνεται ἀπό τά ὁρικά στρώματα θωρακίσεως (sheaths). Μέσα σ'αὐτό τό χῶρο οἱ συγκεντρώσεις ἰόντων καί ἠλεκτρονίων εἶναι μεγάλες ἀλλά οἱ πυκνότητές τους παραμένουν οὐσιαστικά ἴσες, ἔτσι ὥστε μακροσκοπικά νά παρουσιάζεται ἠλεκτρικά οὐδέτερος". Μέ αὐτά τά λόγια στά 1926 ὁ Langmuir [1] θεμελίωνε ἕνα καινούργιο κλάδο τῆς Φυσικῆς. Τρία χρόνια ἀργότερα, στά 1929, οἱ Tonks καί Langmuir [2], προκειμένου νά ἐξηγήσουν τά κυματικά φαινόμενα πού εἶχαν παρατηρηθεῖ στίς ἠλεκτρικές ἐκκενώσεις μέσα σέ ἰονισμένα ἀέρια, ὑπεδείκνυαν τή διάδοση ἐπιπέδων ἠλεκτροστατικῶν ἀκουστικῶν κυμάτων λέγοντας τά ἑξῆς: "Δύο τύποι ταλαντώσεων φαίνεται νά ὑπάρχουν θεωρητικά σέ ἕνα ἰονισμένο ἀέριο. Ὁ πρῶτος τύπος ἀναφέρεται στά ἠλεκτρόνια καί ἡ ταλάντωση τῶν φορτίων εἶναι πολύ γρήγορη, ἔτσι ὥστε δέν συμμετέχουν σέ αὐτή τά βαριά ἰόντα. Ἡ κυκλική συχνότητα αὐτῆς τῆς ταλαντώσεως εἶναι ἡ συχνότητα πλάσματος τῶν ἠλεκτρονίων ω_e. Ὁ δεύτερος τύπος ἀναφέρεται στά ἰόντα καί ἡ ταλάντωση τῶν φορτίων εἶναι ἀρκετά ἀργή, ἔτσι ὥστε ἡ πυκνότητα τῶν ἠλεκτρονίων διατηρεῖ συνεχῶς τήν τιμή ἰσορροπίας της. Ἡ συμπεριφορά τῶν ἰοντικῶν κυμάτων ἐξαρτᾶται ἀπό τό μῆκος κύματος λ αὐτῶν. Ἔτσι, τά ἰοντικά κύματα πού ἔχουν μικρό μῆκος κύματος μοιάζουν μέ τά κύματα πλάσματος τῶν ἠλεκτρονίων καί τείνουν νά ἀποκτήσουν κυκλική συχνότητα ταλαντώσεως ἴση μέ τή συχνότητα πλάσματος τῶν ἰόντων ω_i. Τά ἰοντικά κύματα ὅμως πού ἔχουν μεγάλο μῆκος κύματος μοιάζουν μέ τά κοινά ἠχητικά κύματα καί τείνουν νά κινηθοῦν μέ φασική ταχύτητα ἴση μέ τήν ἰονοακουστική ταχύτητα ἤχου C_s" (γιά τόν ὁρισμό τῶν ω_e, ω_i καί C_s βλ. σχέσεις 2-29a καί 2-34c). Ἡ πρώτη πειραματική ἐπιβεβαίωση αὐτῆς τῆς θεωρητικῆς ὑποδείξεως τῶν Langmuir καί Tonks, τουλάχιστον ὅσον ἀφορᾶ τό ἰοντικό της σκέλος τό ὁποῖο καί μᾶς ἐνδιαφέρει, ἔγινε τέσσερα χρόνια ἀργότερα ἀπό τόν Revans [3], ὁ ὁποῖος στά 1933 πέτυχε τή διέγερση καί μελέτη στασίμων ἰονακουστικῶν κυμάτων σέ σφαιρικές

καί κυλινδρικές πειραματικές διατάξεις.

Ἄν ἐπιχειρήσουμε μιά σύντομη σκιαγράφηση τῶν ἰοντικῶν κυμάτων πού ἀναπτύσσονται στό πλάσμα μποροῦμε νά παρατηρήσουμε τά ἑξῆς: Αὐτά παρουσιάζουν μεγάλη ὁμοιότητα μέ τά κοινά ἠχητικά κύματα πού ἀναπτύσσονται στά ἀέρια γι᾽αὐτό καί συχνά ὀνομάζονται ἰονακουστικά κύματα. Εἶναι δηλαδή, ὅπως τά ἠχητικά,διαμήκη κύματα πιέσεως πού ἡ ὁρμή τους ὀφείλεται στήν πυκνότητα μάζας τῶν σωματίων πού συμμετέχουν στήν κυματική κίνηση καί ἡ δύναμη ἐπαναφορᾶς στήν πίεση τῶν σωματίων ἐξαιτίας τῆς θερμικῆς τους κινήσεως. Ἐντούτοις,τά ἰονακουστικά κύματα διαφέρουν ἀπό τά ἠχητικά γιατί εἶναι κύματα πλάσματος καί τό πλάσμα, ἀντίθετα ἀπό τά ἀέρια, ἀποτελεῖται ἀπό δύο εἴδη σωματίων, τά ἠλεκτρόνια καί τά ἰόντα, τά ὁποῖα εἶναι μάλιστα φορτισμένα. Ἔτσι,κατά τή διάρκεια τῆς κινήσεως πού ἐπιβάλλει τό ἰονακουστικό κύμα,ἔχουμε τήν ἐμφάνιση καί ἠλεκτρικῶν δυνάμεων λόγω τοῦ διαχωρισμοῦ τῶν φορτίων πού συμβαίνει στό πλάσμα. Αὐτές οἱ ἠλεκτρικές δυνάμεις,στήν προσπάθειά τους νά διατηρήσουν τό πλάσμα μακροσκοπικά ἠλεκτρικά οὐδέτερο,τείνουν νά ἐξαλείψουν τό διαχωρισμό τῶν φορτίων. Ἡ ὁρμή τοῦ κύματος ὀφείλεται στό ρευστό τῶν ἰόντων μιά καί αὐτό ἔχει τή μεγαλύτερη πυκνότητα μάζας, ἡ δύναμη ἐπαναφορᾶς ὅμως ὀφείλεται στό ρευστό τῶν ἠλεκτρονίων μιά καί σέ αὐτοῦ τοῦ εἴδους τά πειράματα αὐτό ἐμφανίζεται κατά πολύ θερμότερο ἀπό τό ρευστό τῶν ἰόντων. Ἔτσι,ἡ ταχύτητα τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων, ὅπως θά δοῦμε στήν παράγραφο(2.2.2),ἐξαρτᾶται κυρίως ἀπό τή μάζα τῶν ἰόντων m_i καί τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων T_e. Οἱ μεταβολές τίς ὁποῖες ὑφίσταται τό ρευστό τῶν ἠλεκτρονίων συμμετέχοντας στήν κίνηση πού ἐπιβάλλει τό ἰονακουστικό κύμα θεωροῦνται ἰσόθερμες μεταβολές, μιά καί,ὅπως θά δοῦμε στό τέταρτο κεφάλαιο,ἡ συχνότητα συγκρούσεως τῶν ἠλεκτρονίων ν_e εἶναι κατά πολύ μεγαλύτερη ἀπό τήν κυκλική συχνότητα ω τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων.

Μετά τό ἀρχικό πείραμα τοῦ Revans,ἡ ἔρευνα γύρω ἀπό τά ἰονακουστικά κύματα σταμάτησε γιά 30 περίπου χρόνια - μέχρι τά τέλη τῆς δεκαετίας τοῦ 50. Ἔτσι ἐρχόμαστε στίς ἀρχές τῆς δεκαετίας τοῦ 60, ὅπου ἀπό ἀρκετούς ἐρευνητές, παρουσιάσθηκε σχεδόν ταυτόχρονα μία μεγάλη

ποικιλία ἀπό πειραματικά ἀποτελέσματα πού προέκυψαν ἀπό τή μελέτη στασίμων καί διαδιδομένων κυμάτων, διεγειρομένων ἐξωτερικά ἤ αὐτοδιεγειρομένων, σέ πειραματικές διατάξεις κυλινδρικές ἤ σφαιρικές, μέ ἤ χωρίς ἐξωτερικά ἐπιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο [4-12]. Τά ἀποτελέσματα αὐτά, μαζί μέ τά ἀποτελέσματα καί ἄλλων συγγενῶν πειραμάτων πού ἀκολούθησαν [13-24], ἐπιβεβαίωσαν πλήρως τήν ἀρχική θεωρητική ὑπόδειξη τῶν Tonks καί Langmuir γιά τά ἰονακουστικά κύματα τά ὁποῖα ἀναπτύσσονται σέ ἠλεκτρικές ἐκκενώσεις καί ἐπιπλέον ὑπέδειξαν νέα φαινόμενα πού δέν προέβλεπε ἐκείνη ἡ θεωρία. Ἀποδείχτηκε ἔτσι ὅτι οἱ μεταβολές πού ὑφίσταται τό ἀέριο τῶν ἠλεκτρονίων ἐξαιτίας τῆς κυματικῆς διαταραχῆς εἶναι ἰσόθερμες [17] καί ὅτι οἱ ὁριακές συνθῆκες, στήν περίπτωση τῶν στασίμων κυμάτων, εὐνοοῦν τή διέγερση κυμάτων πού ἡ συχνότητά τους συμπίπτει μέ τίς ἰδιοκυμάνσεις πού ἐπιβάλλει ἡ κυλινδρική [3,5,6,14], ἡ σφαιρική [3,7,8,9,13] ἤ ἀκόμα καί ἡ ἐπίπεδη συμμετρία τῆς πειραματικῆς διατάξεως [7,13]. Ἐπίσης,μελετήθηκε ἡ ἀπόσβεση τῶν κυμάτων πού μπορεῖ νά ὀφείλεται εἴτε στίς συγκρούσεις τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος μεταξύ τους [15] ἤ μέ τά οὐδέτερα ἄτομα [12,13,22], εἴτε στήν ἀλληλεπίδραση Landau [19,20] (βλ. παράγραφο 2.2.3.γ). Ἀκόμη παρατηρήθηκαν φαινόμενα διασπορᾶς γιά ἰονακουστικά κύματα μικροῦ μήκους κύματος λ [17,23,24] καί τέλος ὑπεδείχθη ὅτι ἡ ὕπαρξη ἀσθενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου [10] ἤ σχετικῆς κινήσεως ὀλισθήσεως μεταξύ τῶν ἠλεκτρονίων καί τῶν ἰόντων [4,21] βοηθάει τή διέγερση καί διάδοση τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων. Γιά τήν καλύτερη κατανόηση καί περιγραφή ὅλων αὐτῶν τῶν φαινομένων, παράλληλα μέ τή διεξαγωγή τῶν πειραμάτων ἀναπτύχθηκαν νέες θεωρίες [25-30] βασισμένες σέ πληρέστερα θεωρητικά ὑποδείγματα γιά τήν περιγραφή τοῦ πλάσματος, ὅπως εἶναι τό ὑπόδειγμα τοῦ ρευστοῦ καί τό στατιστικό ὑπόδειγμα (βλ. παράγραφο 2.1). Οἱ θεωρίες αὐτές,κάνοντας μιά ἐπισταμένη μελέτη τοῦ προβλήματος,ἀφενός ἐπαλήθευσαν τήν ἀρχική θεωρία τῶν Tonks καί Langmuir καί ἀφετέρου βοήθησαν στήν κατανόηση ὅλων ἐκείνων τῶν πειραματικῶν ἀποτελεσμάτων πού γράφονται παραπάνω καί τά ὁποῖα δέν ἐξηγοῦσε ἡ ἀρχική θεωρία.

Στά χρόνια πού ἀκολούθησαν τό ἐνδιαφέρον γιά τά ἰονακουστικά κύματα ὑπῆρξε ἀμείωτο, ὅπως καί συνεχίζει νά παραμένει μέχρι σήμερα, μέ συνέπεια ἡ ἔρευνα γύρω ἀπό αὐτά νά εἶναι ἔντονη. Συνεπῶς, ἡ βιβλιογραφία πού ἔχει συσσωρευτεῖ μέ ἀντικείμενο τά ἰονακουστικά κύματα εἶναι ἀρκετά μεγάλη καί θά ἔπρεπε νά μνημονευθοῦν μερικές ἑκατοντάδες ἐργασίες γιά νά καλυφθοῦν πλήρως ἡ ἐξέλιξη, τά ἀποτελέσματα καί τά συμπεράσματα πού ἔχουν προκύψει ἀπό ὅλη αὐτή τή δουλειά. Τό ἔντονο αὐτό ἐνδιαφέρον πηγάζει, ἐκτός τῶν ἄλλων, καί ἀπό τό γεγονός ὅτι τά ἰονακουστικά κύματα παρέχουν τή δυνατότητα γιά τή μελέτη ἑνός σχετικά ἁπλοῦ συλλογικοῦ φαινομένου τῆς Φυσικῆς Πλάσματος, σέ μιά εὔκολη περιοχή χαμηλῶν συχνοτήτων. Ἔτσι, δίνεται ἡ εὐκαιρία νά μελετηθεῖ ἡ ἐπίδραση κυματικῶν φαινομένων πάνω στήν ἀγωγιμότητα τοῦ Πλάσματος καί στή διάχυση τῶν φορτισμένων σωματίων του, γεγονός μέ μεγάλη πρακτική σπουδαιότητα μιά καί σχετίζεται ἄμεσα μέ τήν εὐστάθεια τοῦ Πλάσματος καί μέ τόν τρόπο πού αὐτό ἀπορροφάει ἤ ἀποδίδει ἐνέργεια.

Ἕνα ἀκόμη γεγονός πού κάνει τήν ἔρευνα γύρω ἀπό τά ἰονακουστικά κύματα τόσο ἑλκυστική εἶναι ὅτι ἡ διάδοσή τους ὑπακούει ταυτόχρονα σέ δύο ἀπό τίς πιό χαρακτηριστικές καί σημαντικές ἰδιότητες τοῦ πλάσματος, τή διασπορά καί τή μή γραμμικότητα. Συνεπῶς, ἡ διάδοση τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων μέσα στό πλάσμα μπορεῖ νά περιγραφεῖ καί μέ τήν ἐξίσωση Korteweg-de Vries [31]. Πρόκειται γιά μιά γενική ἐξίσωση πού περιγράφει τή διάδοση κυμάτων μέσα σέ κάθε μή γραμμικό μέσο τό ὁποῖο ὅμως παρουσιάζει ταυτόχρονα καί διασπορά· προτάθηκε ἀπό τούς Korteweg καί de Vries τό 1895 προκειμένου νά ἐξηγηθεῖ ἡ διάδοση κυμάτων ἐπιφανείας σέ ὑδάτινα κανάλια σταθεροῦ βάθους, χωρίς νά ἀλλάζει τό σχῆμα καί ἡ ταχύτητά τους [32]. Αὐτά τά κύματα ὀνομάσθηκαν "solitary waves" ἤ πιό ἁπλά "solitons" καί, μετά τήν ἐργασία τῶν Zabusky καί Kruskal γύρω ἀπό τήν ἐξίσωση Korteweg-de Vries τό 1965 [33], φαίνεται ὅτι εἶναι ἡ ἔννοια "κλειδί" ἡ ὁποία ἔλειπε ἀπό τά μή γραμμικά συστήματα, ἐμποδίζοντας ἔτσι τή συστηματική μελέτη, ἀνάπτυξη καί ταξινόμησή τους· κάτι ἀνάλογο δηλαδή πρός τήν ἀρχή τῆς ὑπερθέσεως πού ἰσχύει γιά τίς γραμμικές θεωρίες. Ἐπειδή ὅμως τό soliton καί οἱ ἐφαρμογές

του ὑπερβαίνουν τά ὅρια τῆς παρούσας διατριβῆς, ὁ ἀναγνώστης παραπέμπεται γιά τό σκοπό αὐτό σέ μελέτες πιό εἰδικές, ὅπως εἶναι ἡ ἐργασία τῶν Ichikawa καί Wadati [34] ἤ ἀκόμα τό δεύτερο κεφάλαιο τοῦ βιβλίου τοῦ Davidson [35]. Ἐμεῖς ἐδῶ θέλουμε ἁπλῶς νά ὑπογραμμίσουμε ὅτι, ἐκτός τῶν ἄλλων, τά ἰονακουστικά κύματα ἀποτελοῦν τό κατάλληλο πειραματικό ἐργαλεῖο γιά τή μελέτη τῶν ἰδιοτήτων τόσο τῶν solitons ὅσο καί τῶν ἄλλων λύσεων τῆς ἐξισώσεως Korteweg-de Vries. Αὐτές ἄλλωστε τίς λύσεις θά ἐπικαλεστοῦμε στήν παράγραφο (2.3.2.2) προκειμένου στό τέταρτο κεφάλαιο νά ἐξηγήσουμε ὁρισμένες ἀπό τίς μετρήσεις μας, οἱ ὁποῖες δέν μποροῦν νά ἐξηγηθοῦν ἀπό τά συμπεράσματα τῆς γραμμικῆς θεωρίας.

Ὅπως προαναφέραμε, ἀπό τά πρῶτα ἀκόμη πειράματα [4,21] παρατηρήθηκε ὅτι ἡ ὀλίσθηση τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος μπορεῖ νά βοηθήσει στή διέγερση καί διάδοση ἰονακουστικῶν κυμάτων μέσα σέ αὐτό. Οἱ νεώτερες θεωρίες πού βασίζονται τόσο στό ὑδροδυναμικό [28] ὅσο καί στό στατιστικό ὑπόδειγμα [29] προτείνουν μηχανισμούς, οἱ ὁποῖοι μποροῦν νά ἀποτελέσουν τή βάση γιά τήν κατανόηση καί ἐξήγηση αὐτοῦ τοῦ φαινομένου· οἱ μηχανισμοί αὐτοί, ὅπως ἀναφέρουμε στήν παράγραφο (2.2.3), εἶναι ὁ μηχανισμός ὀλισθήσεως καί ὁ μηχανισμός Landau ἀντιστοίχως. Ἐπειδή αὐτοί οἱ δύο μηχανισμοί εἶναι τελείως διαφορετικοί ὁδηγοῦν σέ ἀρκετά διαφορετικές προβλέψεις γιά τή γένεση καί τήν ἐξέλιξη τῆς ἰονακουστικῆς ἀστάθειας μέσα σέ πλάσμα, ὅπως αὐτό πού συναντοῦμε στίς ἠλεκτρικές ἐκκενώσεις. Σέ ἀντίθεση μέ τό μηχανισμό Landau ὁ ὁποῖος εἶχε μελετηθεῖ ἐκτεταμένα τόσο θεωρητικά ὅσο καί πειραματικά, ὁ μηχανισμός ὀλισθήσεως, μέχρι τό 1975, εἶχε μελετηθεῖ μόνο θεωρητικά. Πράγματι, χαρακτηριστικό ὅλων τῶν σχετικῶν πειραμάτων [36,37,38] ἦταν ἡ ὕπαρξη μικρῆς ταχύτητας ὀλισθήσεως u_o γιά τά ἠλεκτρόνια, δηλαδή εἴχαμε πάντοτε $u_o \leq 0{,}25\ V_e$ ὅπου V_e εἶναι ἡ θερμική ταχύτητα τῶν ἠλεκτρονίων

(βλ. σχέση 2-31a). Συνεπῶς, ἐνῶ ἡ ταχύτητα αὐτή ἐνεργοποιοῦσε τό μηχανισμό Landau δέν ἐπαρκοῦσε γιά τήν ἐνεργοποίηση τοῦ μηχανισμοῦ ὀλισθήσεως. Τό κυριότερο συμπέρασμα αὐτῶν τῶν πειραμάτων, τό ὁποῖο μάλιστα βρίσκεται σέ συμφωνία μέ τή σχετική θεωρία τῶν Nishikawa καί Wu [39], ἦταν ὅτι λόγω τῆς παγιδεύσεως τῶν ἠλεκτρονίων ἡ σταθεροποίηση τῆς ἰονακουστικῆς ἀστάθειας γίνεται σέ σχετικά χαμηλά πλάτη διεγέρσεως ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 0,1$). Τό πρῶτο πείραμα πού ἀπέδειξε τή δυνατότητα διεγέρσεως ἰονακουστικῶν κυμάτων μέ τό μηχανισμό ὀλισθήσεως ἔγινε ἀπό τό ἐργαστήριό μας τό 1975 [40]. Σέ αὐτό τό πείραμα, διαλέγοντας κατάλληλες τιμές παραμέτρων, καταφέραμε ὥστε τά ἠλεκτρόνια νά ἀποκτήσουν μεγαλύτερες ταχύτητες ὀλισθήσεως ($u_o \geq 0,55\ V_e$) ἔτσι ὥστε νά ἐνεργοποιεῖται καί ὁ μηχανισμός ὀλισθήσεως, μέ συνέπεια νά παρατηρηθεῖ κατά πολύ ἰσχυρότερη διέγερση ἰονακουστικῶν κυμάτων ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 1$). Ἕνα χρόνο ἀργότερα οἱ Quon καί Wong δουλεύοντας μέ ἀκόμα μεγαλύτερες ταχύτητες ἠλεκτρονίων ($u_o > 3\ V_e$) ἐπιβεβαίωσαν τίς παρατηρήσεις μας [41].

Σκοπός τῆς παρούσας διατριβῆς εἶναι νά παρουσιάσει μία ὁλοκληρωμένη εἰκόνα τῆς ἐργασίας πού ἔχει γίνει κατά τά τελευταῖα πέντε χρόνια ἀπό τό ἐργαστήριό μας, γύρω ἀπό τό θέμα τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως ἰονακουστικῶν κυμάτων σέ πλάσμα μερικῶς ἐξιονισμένο, ὅπως αὐτό πού δημιουργεῖται στή θετική στήλη τῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων στά εὐγενή ἀέρια. Γιά τό σκοπό αὐτό θά ἀναπτυχθοῦν ὄχι μόνο τά συμπεράσματα τῆς πρώτης ἐργασίας [40] ἀλλά καί νεώτερη δουλειά πάνω στό θέμα, μικρό μόνο μέρος τῆς ὁποίας ἔχει δημοσιευτεῖ μέχρι στιγμῆς [42]. Ἔτσι, στό Κεφάλαιο 2 ὑπολογίζουμε τή σχέση διασπορᾶς χρησιμοποιώντας ἕνα ἁπλό τρισδιάστατο ὑπόδειγμα πού βασίζεται στήν ἐξίσωση Poisson καί στήν ἐξίσωση Boltzmann συμπληρωμένη μέ τό μοντέλο B.G.K. γιά τήν περιγραφή τῶν συγκρούσεων τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος μέ τά οὐδέτερα ἄτομα. Κατά τόν ὑπολογισμό τῆς σχέσεως διασπορᾶς δέν λαμβάνουμε ὑπόψη μας τίς ὁριακές συνθῆκες πού ὑπαγορεύονται ἀπό τά τοιχώματα τῆς συσκευῆς. Αὐτός ὁ ὑπολογισμός ἔχει γίνει ἀπό τούς Ewald,

Crawford καί Self [30] καί στήν ἐργασία μας ἐπιβεβαιώνεται πειραματικά [40,43] προκειμένου νά ἐπιλεγοῦν οἱ κατάλληλες ὁριακές συνθῆκες πού ἐξηγοῦν τήν κβάντωση πού παρατηρεῖται στά φάσματα τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων. Ἄν καί τά παρατηρηθέντα πλάτη τῶν κυμάτων εἶναι μεγάλα, ἡ γραμμική θεωρία, ὅπως ἀναμένεται καί ὅπως ἐπιβεβαιώνεται ἀπό τά πειραματικά ἀποτελέσματα, προβλέπει μέ μεγάλη ἀκρίβεια τίς συχνότητες τῶν κυμάτων καί τήν ἐξάρτησή τους ἀπό τίς παραμέτρους τοῦ πλάσματος. Προκειμένου ὅμως νά ἐξηγηθοῦν ἄλλα φαινόμενα, ὅπως ἡ γένεση τῶν ἁρμονικῶν ἤ ἡ σταθεροποίηση τῆς ἀστάθειας, στό δεύτερο Κεφάλαιο ἐξετάζουμε ἐπιπλέον ἐκεῖνα τά μή γραμμικά φαινόμενα πού οἱ μετρήσεις φαίνεται νά ὑποδεικνύουν σάν τά πιό πιθανά γιά τήν ἐξήγηση τῶν πειραματικῶν μας ἀποτελεσμάτων. Γιά νά μή διασπᾶται ἡ συνέχεια τοῦ κειμένου, ὅλοι οἱ μακροσκελεῖς ὑπολογισμοί πού εἶναι μέρος τοῦ Κεφαλαίου αὐτοῦ, παρουσιάζονται στά Παραρτήματα. Τέλος, τά ὁλοκληρώματα πού ἐμφανίζονται κατά τή διάρκεια τῶν ὑπολογισμῶν εἶναι ὅλα ΓΕΝΙΚΕΥΜΕΝΑ ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑΤΑ α΄ εἴδους [44] πού τά ὅρια ὁλοκληρώσεώς τους $(-\infty, +\infty)$ ἔχουν παραλειφθεῖ σέ ὅλο τό κείμενο χάριν τῆς ἁπλουστεύσεώς του. Στό Κεφάλαιο 3 περιγράφουμε τήν πειραματική διάταξη καί τίς τεχνικές γιά τή συλλογή καί ἀνάλυση τῶν μετρήσεων τῶν πειραμάτων μας. Τά πειραματικά ἀποτελέσματα καί ἡ σύγκρισή τους μέ τή θεωρία δίνονται στό Κεφάλαιο 4. Σέ αὐτό τό Κεφάλαιο περιγράφονται κυρίως τά ἀποτελέσματα δύο πειραμάτων· στό πρῶτο πείραμα ἐπιχειρεῖται μία συγκριτική μελέτη τῆς διεγέρσεως τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων σέ συνάρτηση μέ τήν ἐξέλιξη τῶν παραμέτρων τῆς ἐκκενώσεως, ἐνῶ τό δεύτερο πείραμα εἶναι ἀφιερωμένο ἀποκλειστικά στή μελέτη τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως τῶν κυμάτων προκειμένου νά προσδιορισθοῦν οἱ ὑπεύθυνοι μηχανισμοί γιά τή σταθεροποίησή τους. Τέλος στό Κεφάλαιο 5 γίνεται ἀνακεφαλαίωση τῶν ἀποτελεσμάτων τῆς παρούσας ἐργασίας καί παρουσιάζονται τά συμπεράσματά της.

Στό Α΄ Παράρτημα ὑπάρχει ἕνας συγκεντρωτικός ἐπεξηγηματικός πίνακας τῶν συμβόλων πού χρησιμοποιοῦμε στήν ἐργασία μας. Σέ ὁλόκληρη τή διατριβή χρησιμοποιοῦμε τό Η.Σ.Μ.-Η.Μ.Μ. σύστημα μονάδων (Gaussian-

2. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ

2.1 Εἰσαγωγή

Σέ αὐτό τό κεφάλαιο θά ἀναπτύξουμε τό θεωρητικό ὑπόδειγμα πού θά χρησιμοποιήσουμε γιά τήν ποσοτική ἐξήγηση τῶν πειραματικῶν ἀποτελεσμάτων μας. Θά περιγράψουμε ἐπίσης μιά σειρά φαινομένων, πού ἐμφανίζονται στό πλάσμα, δίνοντας τή φυσική εἰκόνα πού ἀντιστοιχεῖ σέ αὐτά, ἐπειδή ἡ κατανόησή τους εἶναι ἀπαραίτητη προϋπόθεση γιά τήν ποιοτική ἐξήγηση πολλῶν πειραματικῶν ἀποτελεσμάτων.

Στήν παράγραφο αὐτή θά ἀναφερθοῦμε μέ συντομία στίς παραδοχές πού θά κάνουμε καί θά δείξουμε τόν τρόπο μέ τόν ὁποῖο ἀπό μία γενική στατιστική περιγραφή ἑνός συστήματος πολλῶν σωμάτων καταλήγουμε στίς ἐξισώσεις πού θά χρησιμοποιήσουμε κατά τήν ἀνάπτυξη τοῦ θεωρητικοῦ μοντέλου μας. Σκοπός μας εἶναι νά γίνει κατανοητή ἡ φυσική σημασία τῶν ἐξισώσεων αὐτῶν καί στόν ἀναγνώστη ἐκεῖνο πού δέν εἶναι ἐξοικειωμένος μέ τίς μαθηματικές μεθόδους τῆς Φυσικῆς Πλάσματος. Γιά μιά περισσότερο λεπτομερή ἀνάπτυξη τοῦ θέματος, ὁ ἀναγνώστης παραπέμπεται στά ἀντίστοιχα κεφάλαια τοῦ βιβλίου τῶν N. Krall καί A. Trivelpiece [45].

Ἡ πλασματική κατάσταση εἶναι ἕνα σύστημα πολλῶν σωμάτων, γιατί κάθε πλάσμα ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα πολύ μεγάλο ἀριθμό φορτισμένων σωματίων, συχνά δέ καί οὐδετέρων ἀτόμων. Μιά καί ἡ πλήρης περιγραφή ἑνός τέτοιου συστήματος θά ἀπαιτοῦσε τόν προσδιορισμό τῆς θέσεως $\vec{r}_\kappa(t)$ καί τῆς ταχύτητας $\vec{v}_\kappa(t)$ κάθε σωματίου ξεχωριστά σέ συνάρτηση μέ τό χρόνο, κάτι πού οὐσιαστικά εἶναι ἀδύνατο νά γίνει, ἡ περιγραφή αὐτῶν τῶν συστημάτων γίνεται συνήθως στατιστικά. Ἡ πλήρης στατιστική περιγραφή ἑνός συστήματος N σωματίων γίνεται μέ τή συνάρτηση κατανομῆς πολλῶν σωματίων $F(\vec{r}_1,\ldots,\vec{r}_N,\vec{v}_1,\ldots,\vec{v}_N,t)$, πού ὑπακούει στήν ἐξίσωση τοῦ Liouville,

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \sum_{\kappa=1}^{N} \left(\frac{\partial F}{\partial \vec{r}_\kappa} \vec{v}_\kappa + \frac{\partial F}{\partial \vec{v}_\kappa} \frac{d\vec{v}_\kappa}{dt} \right) = 0 \qquad (2\text{-}1)$$

καί ίκανοποιεῖ τή σχέση,

$$\int F\cdot d\vec{r}_1\ldots d\vec{r}_N d\vec{u}_1\ldots d\vec{u}_N = 1$$

ὅπου $\vec{r}_\kappa$ καί $\vec{u}_\kappa$ εἶναι ἀντίστοιχα τά διανύσματα θέσεως καί ταχύτητας τοῦ κ σωματίου.

Ὅταν τό πλάσμα βρίσκεται στή θερμοδυναμική ἰσορροπία ἡ F = D, ὅπου D εἶναι ἡ γνωστή ἀπό τή στατιστική μηχανική συνάρτηση κατανομῆς τοῦ Gibbs. Ὅταν ὅμως τό πλάσμα δέν βρίσκεται στή θερμοδυναμική ἰσορροπία, ἡ F δέν εἶναι γνωστή καί πρέπει νά ὑπολογιστεῖ ἀπό τή μελέτη τῆς κινήσεως τῶν N σωματίων. Αὐτό, ὅπως ἤδη εἴπαμε παραπάνω, εἶναι στήν πράξη ἀδύνατο νά γίνει καί συνεπῶς ἡ F δέν μπορεῖ ὄχι μόνο νά ὑπολογιστεῖ ἀλλά οὔτε καί νά ἐκτιμηθεῖ. Ἔτσι ἀναγκαζόμαστε νά καταφύγουμε σέ ἁπλούστερες περιγραφές τῆς πλασματικῆς καταστάσεως, χρησιμοποιώντας ποσότητες πού προκύπτουν ἀπό τήν F ἀλλά εἶναι κατά πολύ πιό ἁπλές ἀπό αὐτήν. Εὐνόητο εἶναι, ὅτι αὐτές οἱ ἁπλοποιημένες περιγραφές τῆς πλασματικῆς καταστάσεως παρέχουν μιά πιό ἀτελή περιγραφή τοῦ συστήματός μας ἀπό ὅτι ἡ συνάρτηση κατανομῆς πολλῶν σωματίων F.

Ὑπάρχουν κυρίως δύο ἁπλούστερες θεωρητικές προσεγγίσεις γιά τήν περιγραφή τῶν ἰδιοτήτων τῆς πλασματικῆς καταστάσεως καί τῶν φαινομένων πού συμβαίνουν σέ αὐτή· αὐτές προκύπτουν ἀπό τήν πλήρη στατιστική περιγραφή τοῦ συστήματός μας καί εἶναι: ἡ μακροσκοπική περιγραφή ἤ "προσέγγιση τοῦ ρευστοῦ" καί ἡ μικροσκοπική περιγραφή ἤ "στατιστική προσέγγιση". Ἡ πρώτη χρησιμοποιεῖ γιά τή μελέτη τῆς συμπεριφορᾶς τοῦ συστήματός μας μακροσκοπικές ποσότητες, ὅπως εἶναι ἡ πυκνότητα n, ἡ θερμοκρασία T, ἡ πίεση p καί ἡ μέση ταχύτητα $\vec{u}_o$ τῶν σωματίων τοῦ πλάσματος, καθώς ἐπίσης καί τίς σχέσεις πού τίς συνδέουν. Ἡ δεύτερη βασίζεται στή συνάρτηση κατανομῆς ἑνός σωματίου ἤ ἁπλῶς "συνάρτηση κατανομῆς" καί εἶναι ἴσως ἡ πιό λεπτομερής περιγραφή τῆς πλασματικῆς καταστάσεως πού μποροῦμε νά ἔχουμε χωρίς νά προκύπτουν ταυτόχρονα ἄλυτα προβλήματα ὅπως αὐτό πού συναντήσαμε στήν πλήρη στατιστική περιγραφή, δηλαδή τό πρόβλημα ἀδυναμίας ὁρισμοῦ τῆς συναρτήσεως κατανομῆς πολλῶν σωματίων F. Ἡ συνάρτηση κατανομῆς $f_a(\vec{r}_1,\vec{u}_1,t)$, πού

ἀναφέρεται στά σωμάτια τύπου α, προκύπτει μέ ὁλοκλήρωση τῆς συναρτήσεως F πάνω στίς συντεταγμένες καί στίς ταχύτητες ὅλων τῶν σωματίων κάθε τύπου ἐκτός ἑνός σωματίου τύπου α, τοῦ σωματίου 1 στήν προκειμένη περίπτωση. Δηλαδή ἔχουμε,

$$n_{o,a}\cdot f_a(\vec{r}_1,\vec{u}_1,t) = N\int F(\vec{r}_1,\ldots,\vec{r}_N,\vec{u}_1,\ldots,\vec{u}_N,t)d\vec{r}_2\ldots d\vec{r}_N d\vec{u}_2\ldots d\vec{u}_N \qquad (2\text{-}2)$$

ὅπου $n_{o,a} = \frac{N_a}{V}$ εἶναι ἡ μέση πυκνότητα τῶν σωματίων τύπου α, N_a ὁ ὁλικός ἀριθμός τους καί V ὁ ὄγκος τοῦ συστήματός μας. Ἡ ποσότητα $n_{o,a}\cdot f_a(\vec{r}_1,\vec{u}_1,t)d\vec{r}_1 d\vec{u}_1$ εἶναι ὁ ἀριθμός τῶν σωματίων τύπου α, πού τή χρονική στιγμή t βρίσκονται ἀνάμεσα στίς θέσεις $\vec{r}_1$ καί $\vec{r}_1+d\vec{r}_1$ μέ ταχύτητες στό διάστημα $\vec{u}_1$ καί $\vec{u}_1+d\vec{u}_1$. Γιά πλάσμα τό ὁποῖο βρίσκεται σέ θερμοδυναμική ἰσορροπία, ἡ συνάρτηση κατανομῆς f_a εἶναι μία κατανομή Maxwell-Boltzmann. Συνήθως τό πλάσμα ἀποτελεῖται ἀπό ἴσο ἀριθμό ἰόντων καί ἠλεκτρονίων, ἔτσι ὁ δείκτης α θά γίνεται α = i ὅταν ἀναφέρεται στά ἰόντα καί α = e ὅταν ἀναφέρεται στά ἠλεκτρόνια. Γιά ἕνα δέ πλάσμα N σωματίων θά ἔχουμε $N_i = N_e = \frac{N}{2}$.

Ἀκολουθώντας τήν ἴδια διαδικασία ὁλοκληρώσεως μέ τήν ὁποία ἀπό τή συνάρτηση κατανομῆς πολλῶν σωματίων F ὁρίσαμε τή συνάρτηση κατανομῆς f_a, ἀπό τήν ἐξίσωση τοῦ Liouville (σχέση 2-1), στήν ὁποία ὑπακούει ἡ συνάρτηση F καί κάνοντας χρήση τῆς σχέσεως (2-2), παίρνουμε τήν κινητική ἐξίσωση πού ἱκανοποιεῖ ἡ συνάρτηση κατανομῆς $f_a(\vec{r}_1,\vec{u}_1,t)$. Αὐτή εἶναι,

$$\frac{df_a}{dt} = \frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{u}_1\frac{\partial f_a}{\partial \vec{r}_1} + \frac{d\vec{u}_1}{dt}\frac{\partial f_a}{\partial \vec{u}_1} = 0 \qquad (2\text{-}3)$$

Ὁ ὅρος ἐκεῖνος πού παρουσιάζει ἐνδιαφέρον καί εἶναι πηγή δυσκολιῶν γιά τήν ἐξίσωση (2-3) εἶναι ὁ τρίτος: $\frac{d\vec{u}_1}{dt}\frac{\partial f_a}{\partial \vec{u}_1}$. Σέ αὐτόν τόν ὅρο ἡ παράγωγος $\frac{d\vec{u}_1}{dt}$ εἶναι ἡ ὁλική ἐπιτάχυνση πού ἔχει ἕνα ἀπό τά σωμάτια τοῦ τύπου α καί ὀφείλεται στή συνισταμένη δύναμη πού ἀσκεῖται

σέ αὐτό. Αὐτή ἡ συνισταμένη δύναμη ἔχει, σέ σχέση μέ τό σύστημά μας, ἐξωτερικές καί ἐσωτερικές συνιστῶσες, ἐπομένως μποροῦμε νά γράψουμε τή σχέση,

$$\frac{d\vec{v}_1}{dt} = (\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Sigma} + (\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Xi} \qquad (2\text{-}4)$$

ὅπου $(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Xi}$ εἶναι τό τμῆμα ἐκεῖνο τῆς ἐπιταχύνσεως πού ὀφείλεται στίς ἐξωτερικές δυνάμεις καί $(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Sigma}$ τό τμῆμα ἐκεῖνο τῆς ἐπιταχύνσεως πού ὀφείλεται στίς ἐσωτερικές δυνάμεις. Ἄν λοιπόν γνωρίζουμε τά ἐξωτερικά ἠλεκτρικά καί μαγνητικά πεδία $\vec{E}_{\Sigma\Xi}$ καί $\vec{B}_{\Sigma\Xi}$ μποροῦμε, χρησιμοποιώντας καί τήν ἔκφραση γιά τή δύναμη Lorentz πού ἀσκεῖται σέ ἕνα φορτισμένο σωμάτιο, νά γράψουμε τήν ἑξῆς σχέση γιά τό $(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Xi}$,

$$(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Xi} = \frac{g_a}{m_a}(\vec{E}_{\Sigma\Xi} + \frac{\vec{v}_1 \times \vec{B}_{\Sigma\Xi}}{c}) \qquad (2\text{-}5)$$

ὅπου g_a εἶναι τό φορτίο καί m_a ἡ μάζα τοῦ σωματίου a καί c ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός. Γιά τόν ὑπολογισμό ὅμως τῆς $(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Sigma}$ ἀπαιτεῖται ἡ γνώση τῆς συναρτήσεως κατανομῆς δύο σωματίων $\varphi_a(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{v}_1,\vec{v}_2,t)$, ἡ ὁποία, ὅπως καί ἡ συνάρτηση κατανομῆς $f_a(\vec{r}_1,\vec{v}_1,t)$, προκύπτει ἀπό τή συνάρτηση κατανομῆς πολλῶν σωματίων F μέ ἀνάλογη ὁλοκλήρωση. Ἔτσι, ἡ ἐξίσωση (2-3) δέν εἶναι μιά κλειστή ἐξίσωση γιά τή συνάρτηση f_a μιά καί περιλαμβάνει τή συνάρτηση φ_a, πράγμα πού μᾶς δημιουργεῖ πολλά καί σοβαρά προβλήματα. Στήν πράξη συνήθως ἀποφεύγουμε τά προβλήματα αὐτά χρησιμοποιώντας διάφορες φυσικές μεθόδους πού μᾶς ἐπιτρέπουν νά ἐκτιμοῦμε τόν ὅρο $(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Sigma}$ χωρίς νά ἀπαιτεῖται ἡ γνώση τῆς συναρτήσεως φ_a.

Πρίν ὅμως προχωρήσουμε σέ ὁποιαδήποτε ἐκτίμηση, μποροῦμε νά περιορίσουμε πιό πολύ τή γενικότητα τοῦ ὅρου γύρω ἀπό τόν ὁποῖο θά γίνουν οἱ τυχόν ἐκτιμήσεις. Πράγματι, ἐφόσον τό πλάσμα ἀποτελεῖται ἀπό φορτισμένα σωμάτια, οἱ δυνάμεις πού αὐτά ἀσκοῦν μεταξύ τους μποροῦν νά χωρισθοῦν σέ δύο κατηγορίες. Ἡ πρώτη κατηγορία ἀναφέρεται στή μέση δύναμη πού ἐξασκεῖται σέ κάθε ἕνα ἀπό τά σωμάτια τοῦ πλάσματος καί πού

ὀφείλεται σέ ἕνα μεγάλο ἀριθμό σχετικά ἀπομακρυσμένων σωματίων, ("μακρᾶς ἐμβέλειας δύναμη" (M)). Ἡ δεύτερη κατηγορία ἀναφέρεται στή δύναμη πού ὀφείλεται στίς δυαδικές κυρίως συγκρούσεις μέ τά /ειτονικά σωμάτια, ("μικρῆς ἐμβέλειας δύναμη (Σ)). Ἔτσι μποροῦμε νά γράψουμε τή σχέση,

$$(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Sigma} = (\frac{d\vec{v}_1}{dt})_M + (\frac{d\vec{v}_1}{dt})_\Sigma \qquad (2\text{-}6)$$

Ἐπειδή τώρα ἡ μέση δύναμη πού ὀφείλεται στά ἀπομακρυσμένα σωμάτια δέν ἐξαρτᾶται ἀπό τήν ἀκριβή τους θέση ἀλλά μᾶλλον ἀπό τήν πυκνότητά τους σέ κάποια μέση θέση, εἶναι προτιμότερο νά συνδυάσουμε τόν ὅρο $(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_M$ μέ τόν ὅρο $(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Xi}$. Τό ἀποτέλεσμα εἶναι,

$$(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_M + (\frac{d\vec{v}_1}{dt})_{\Sigma\Xi} = \frac{g_a}{m_a}(\vec{E} + \frac{\vec{v}_1 \times \vec{B}}{c}) \qquad (2\text{-}7)$$

ὅπου $\vec{E}$ καί $\vec{B}$ εἶναι πλέον τά ὁλικά ἠλεκτρομαγνητικά πεδία, τά ὁποῖα ὀφείλονται ἀφενός στά σωμάτια τοῦ πλάσματος καί ἀφετέρου στούς ἐξωτερικούς παράγοντες. Καί ἄν θέσουμε ὅπου $-(\frac{d\vec{v}_1}{dt})_\Sigma(\frac{\partial f_a}{\partial \vec{v}_1}) = (\frac{\partial f_a}{\partial t})_\Sigma$ ἡ ἐξίσωση (2-3) λόγω καί τῶν σχέσεων (2-4), (2-6) καί (2-7) γράφεται,

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial f_a}{\partial \vec{r}_1} + \frac{g_a}{m_a}(\vec{E} + \frac{\vec{v}_1 \times \vec{B}}{c}) \frac{\partial f_a}{\partial \vec{v}_1} = (\frac{\partial f_a}{\partial t})_\Sigma \qquad (2\text{-}8)$$

Γιά νά χρησιμοποιηθεῖ ἡ ἐξίσωση (2-8) στή μελέτη τῶν πλασματικῶν φαινομένων χρειαζόμαστε πλέον ἕνα φυσικό μοντέλο γιά τήν ἀντιμετώπιση τοῦ ὅρου $(\frac{\partial f_a}{\partial t})_\Sigma$. Αὐτό τό φυσικό μοντέλο θά πρέπει νά ἀναπαράγει τά κύρια χαρακτηριστικά τῶν δυαδικῶν συγκρούσεων μέ ἁπλό μαθηματικό τρόπο, ἀποφεύγοντας ἔτσι τίς δυσκολίες πού θά ἔβαζε μία πλήρης θεωρητική

ἀντιμετώπιση τοῦ προβλήματος. Ἐν γένει χρησιμοποιοῦνται κυρίως δύο τέτοια μοντέλα γιά τό πλάσμα. Τό πρῶτο εἶναι τό μοντέλο Fokker-Planck [46] πού χρησιμοποιεῖται γιά πλήρως ἐξιονισμένα πλάσματα ἐφόσον περιγράφει τίς συγκρούσεις ἀνάμεσα σέ φορτισμένα σωμάτια. Τό δεύτερο εἶναι τό μοντέλο Boltzmann πού χρησιμοποιεῖται γιά μερικῶς ἐξιονισμένα πλάσματα ἐφόσον περιγράφει τίς συγκρούσεις ἀνάμεσα σέ φορτισμένα σωμάτια καί οὐδέτερα ἄτομα. Αὐτό τό μοντέλο περιγράφει τίς δυαδικές συγκρούσεις μέ ἕνα πολύπλοκο ὁλοκλήρωμα καί ἔτσι στήν πράξη εἶναι ἐπιθυμητό νά προσεγγιστεῖ μέ κάποιο μαθηματικά ἁπλούστερο μοντέλο.

Ἕνα τέτοιο ἁπλούστερο μοντέλο εἶναι καί τό μοντέλο B.G.K. [47], μέ τό ὁποῖο κάνουμε τήν ἀκόλουθη ἀντικατάσταση,

$$\left(\frac{\partial f_a}{\partial t}\right)_{\Sigma} = -\nu_a\left[f_a(\vec{r}_1,\vec{u}_1,t) - \frac{n_a(\vec{r}_1,t)}{n_{o,a}} f_{o,a}\right] \qquad (2\text{-}9)$$

ὅπου ν_a εἶναι ἡ μέση συχνότητα συγκρούσεων ἀνάμεσα στά σωμάτια τύπου α καί τά οὐδέτερα ἄτομα, f_a εἶναι ἡ συνάρτηση κατανομῆς τῶν σωματίων τύπου α στό χῶρο τῶν φάσεων, n_a ἡ πυκνότητά τους, $n_{o,a}$ ἡ μέση πυκνότητά τους καί $f_{o,a}$ ἡ κατανομή ταχυτήτων τους στή θερμοδυναμική ἰσορροπία· αὐτή ὅπως ἤδη ἔχουμε ἀναφέρει πρέπει νά εἶναι μία κατανομή Maxwell-Boltzmann. Ἡ σχέση (2-9) περιγράφει τό γεγονός ὅτι ἡ κατανομή f_a τείνει λόγω συγκρούσεων στήν κατανομή ἰσορροπίας $f_{o,a}$. Πράγματι ὁ ὅρος $(-\nu_a f_a)$ μᾶς λέει ὅτι τά σωμάτιά μας, πού κατανέμονται στό χῶρο τῶν φάσεων σύμφωνα μέ τήν f_a καί πού βρίσκονται μέσα σέ κάποιο στοιχειώδη ὄγκο $d\vec{u}$, σκεδάζονται λόγω συγκρούσεων ἔξω ἀπό αὐτόν τόν ὄγκο. Ἐνῶ ὁ ἄλλος ὅρος $(\nu_a f_{o,a})$ μᾶς λέει ὅτι τά σωμάτιά μας ξαναεμφανίζονται μέσα στό στοιχειώδη ὄγκο μέ μιά κατανομή ταχυτήτων Maxwell καί σύμφωνα πρός τήν τοπική πυκνότητα $n_a(\vec{r}_1,t)$. Αὐτό τό μοντέλο εἶναι πολύ καλό γιά νά περιγράφει τίς συγκρούσεις ἀνάμεσα στά ἠλεκτρόνια ἤ τά ἰόντα ἀφενός καί τά οὐδέτερα ἄτομα ἀφετέρου, γιατί ἐνῶ σέ κάθε σύγκρουση διατηρεῖται ὁ ὁλικός ἀριθμός τῶν σωματίων, δέν διατηροῦνται ἡ ἐνέργεια καί ἡ ὁρμή τους.

Ἀντικαθιστώντας πλέον στή σχέση (2-8) τή σχέση (2-9), ἐγκαταλείποντας τό δείκτη 1 ἀπό τά $\vec{r}_1,\vec{u}_1$ καί θέτοντας ὅπου $\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \equiv \nabla$ καί $\frac{\partial}{\partial \vec{u}} \equiv \nabla_u$ παίρνουμε τήν κινητική ἐξίσωση γιά τή συνάρτηση κατανομῆς f_a, ἡ ὁποία θά χρησιμεύσει σάν βάση γιά τό θεωρητικό μοντέλο πού πρόκειται νά ἀναπτύξουμε. Ἔτσι ἔχουμε,

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla + \frac{g_a}{m_a}\left(\vec{E} + \frac{\vec{u}\times\vec{B}}{c}\right)\cdot\nabla_u\right] f_a(\vec{r},\vec{u},t) = -\nu_a\left[f_a(\vec{r},\vec{u},t) - \frac{n_a(\vec{r},t)}{n_{o,a}} f_{o,a}\right] \qquad (2\text{-}10)$$

ὅπου $\vec{E}$ καί $\vec{B}$ εἶναι τά ὁλικά ἠλεκτρικά καί μαγνητικά πεδία πού ὀφείλονται στά σωμάτια τοῦ πλάσματος καθώς καί σέ ἐξωτερικούς παράγοντες καί πού σχετίζονται μέ αὐτούς μέσω τῶν ἐξισώσεων τοῦ Maxwell,

$$\nabla\cdot\vec{E} = 4\pi \sum_a n_{o,a} g_a \int f_a d\vec{u} + 4\pi\rho_{E\Xi} \quad (a), \qquad \nabla\times\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (b), \qquad (2\text{-}11)$$

$$\nabla\cdot\vec{B} = 0 \quad (c), \qquad \nabla\times\vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\sum_a n_{o,a} g_a \int \vec{u}\cdot f_a\cdot d\vec{u} + \frac{4\pi}{c}\vec{J}_{E\Xi} \quad (d)$$

Ἄς δεχθοῦμε τώρα ὅτι τό ἠλεκτρικό πεδίο $\vec{E}_{E\Sigma}$ πού ὀφείλεται στά σωμάτια τοῦ πλάσματος εἶναι ἕνα ἐπίπεδο κύμα. Αὐτό σημαίνει ὅτι θά περιγράφεται ἀπό μία σχέση τῆς μορφῆς,

$$\vec{E}_{E\Sigma}(\vec{r},t) = \vec{E}_k\cdot\exp[j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)] \qquad (2\text{-}12)$$

ὅπου $\vec{E}_k$ εἶναι τό πλάτος τοῦ κύματος (δηλαδή μία σταθερά ἀνεξάρτητη τῆς θέσεως $\vec{r}$ καί τοῦ χρόνου t), $\vec{k}$ ὁ κυματάριθμός του (δηλαδή ἄν λ εἶναι τό μῆκος κύματος τότε $k = \frac{2\pi}{\lambda}$), ω ἡ κυκλική του συχνότητα (δηλαδή ἄν ν εἶναι ἡ συχνότητα τοῦ κύματος τότε $\omega = \frac{2\pi}{\nu}$) καί j ἡ μιγαδική μονάδα (δηλαδή $j^2 = -1$). Ἡ χρησιμότητα αὐτῆς τῆς παραδοχῆς θά γίνει κατανοητή στίς ἑπόμενες παραγράφους κατά τόν ὑπολογισμό τῆς σχέσεως

διασποράς. Σκοπός μας όμως αὐτή τή στιγμή εἶναι νά δοῦμε μία ἄλλη χρήσιμη ἰδιότητα τῶν διαμήκων κυμάτων πού ἀναπτύσσονται μέσα στό πλάσμα - τέτοια κύματα εἶναι καί τά ἰονοακουστικά. Χρησιμοποιώντας λοιπόν τή σχέση (2-12), μποροῦμε πολύ εὔκολα νά βροῦμε ὅτι γιά τούς τελεστές πού ἐμφανίζονται στίς ἐξισώσεις τοῦ Maxwell (σχέσεις 2-11) ἰσχύουν οἱ ἀκόλουθες σχέσεις (βλ. σελ. 64 τῆς [48]),

$$\nabla \times \vec{E}_{\Sigma\Sigma} = j\vec{k} \times \vec{E}_{\Sigma\Sigma} \quad (a), \quad \nabla \cdot \vec{E}_{\Sigma\Sigma} = j\vec{k} \cdot \vec{E}_{\Sigma\Sigma} \quad (b),$$

$$\frac{\partial \vec{E}_{\Sigma\Sigma}}{\partial t} = -j\omega \cdot \vec{E}_{\Sigma\Sigma} \quad (c) \qquad (2\text{-}13)$$

Ἄν τώρα χρησιμοποιήσουμε τήν πρώτη καί τήν τρίτη ἀπό τίς σχέσεις (2-13) σέ συνδυασμό μέ τή σχέση (2-11b), μποροῦμε νά ὑπολογίσουμε ὅτι τό μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_{\Sigma\Sigma}$ τοῦ ἐπιπέδου κύματός μας (σχέση 2-12) εἶναι,

$$\vec{B}_{\Sigma\Sigma} = \frac{\vec{k} \times \vec{E}_{\Sigma\Sigma}}{\omega/c} \qquad (2\text{-}14)$$

Εἶναι προφανές βέβαια ὅτι δεχόμαστε γιά τό $\vec{B}_{\Sigma\Sigma}$ μία χωροχρονική ἐξάρτηση ἀνάλογη πρός αὐτή τοῦ $\vec{E}_{\Sigma\Sigma}$ (σχέση 2-12). Στήν περίπτωση ὅμως τῶν διαμήκων κυμάτων τά διανύσματα $\vec{E}_{\Sigma\Sigma}$ καί $\vec{k}$ εἶναι παράλληλα μέ συνέπεια τό ἐξωτερικό γινόμενο $\vec{k} \times \vec{E}_{\Sigma\Sigma} = 0$. Αὐτή ἡ σχέση σέ συνδυασμό μέ τίς σχέσεις (2-13a) καί (2-14) μᾶς δίνει,

$$\vec{B}_{\Sigma\Sigma} = 0 \quad \text{καί} \quad \nabla \times \vec{E}_{\Sigma\Sigma} = 0 \qquad (2\text{-}15)$$

Ἡ σημασία τῶν σχέσεων (2-15) εἶναι ὅτι ἕνα ἐπίπεδο διαμῆκες κύμα δέν ἔχει μαγνητικό πεδίο καί τό ἠλεκτρικό του πεδίο εἶναι ἕνα "ἠλεκτροστατικό πεδίο", μέ τήν ἔννοια ὅτι μπορεῖ νά ὁρισθεῖ ἀπό ἕνα μονόμετρο

δυναμικό Φ, μέ τή σχέση $\vec{E}_{\Sigma\Sigma} = -\nabla\Phi$.

Τέτοιου εἴδους κύματα, ὅπως θά δοῦμε, ἀναπτύσσονται καί διαδίδονται μέσα στό πλάσμα καί εἴμαστε πλέον ἕτοιμοι νά προχωρήσουμε στή μελέτη τους. Οἱ ἐξισώσεις πού θά χρησιμοποιήσουμε γιά τό σκοπό αὐτό εἶναι ἡ κινητική ἐξίσωση (2-10) καί ἡ ἐξίσωση τοῦ Poisson (σχέση 2-11a), μιά καί ὅπως εἴδαμε τό μαγνητικό πεδίο τοῦ κύματός μας $\vec{B}_{\Sigma\Sigma}$ εἶναι μηδέν. Ἄν τώρα συμβεῖ νά εἶναι μηδέν καί τό ἐξωτερικό μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_{\Sigma\Xi}$, τότε τό ὁλικό μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$ γίνεται μηδέν. Αὐτή εἶναι καί ἡ δική μας περίπτωση, μέ συνέπεια ἡ κινητική ἐξίσωση (σχέση 2-10) νά ἁπλοποιεῖται αἰσθητά, ἀφοῦ ὁ μή γραμμικός ὅρος $\frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c}$, πού θά ἦταν πηγή προβλημάτων γιά μᾶς, τώρα πιά ἀπαλείφεται ἀπό τίς ἐξισώσεις μας. Ὁ ὅρος αὐτός εἶναι μή γραμμικός, γιατί περιέχει τό γινόμενο $\vec{v} \times \vec{B}_{\Sigma\Sigma}$, δηλαδή τό γινόμενο δύο μεταβλητῶν.

2.2 Γραμμική θεωρία

Μέ βάση λοιπόν τίς δύο ἐξισώσεις πού περιγράψαμε στήν εἰσαγωγή, θά μελετήσουμε τή διέγερση καί τή διάδοση διαμήκων κυμάνσεων χαμηλῶν συχνοτήτων μέσα σέ πλάσμα μερικῶς ἰονισμένο. Αὐτό συνεπάγεται τίς ἀκόλουθες γενικές παραδοχές:

α) Τό πλάσμα εἶναι μακροσκοπικά ἠλεκτρικά οὐδέτερο καί θεωροῦμε ὅτι ἀποτελεῖται ἀπό ἴσους ἀριθμούς ἰόντων καί ἠλεκτρονίων, διότι δεχόμαστε πώς τά ἰόντα τοῦ πλάσματος ἔχουν χάσει ἀπό ἕνα μόνο ἠλεκτρόνιο. Συνεπῶς, μποροῦμε νά γράψουμε γιά τίς μέσες πυκνότητές τους τή σχέση,

$$n_{o,i} = n_{o,e} = n_o \qquad (2\text{-}16)$$

β) Στό πλάσμα ὑπάρχουν καί οὐδέτερα ἄτομα σέ μεγάλο ποσοστό, ἔτσι ὥστε οἱ συγκρούσεις πού ὑπερισχύουν εἶναι αὐτές ἀνάμεσα στά οὐδέτερα

ἄτομα ἀφενός καί τά φορτισμένα σωμάτια τοῦ πλάσματος ἀφετέρου.

γ) Τό πλάσμα εἶναι ἄπειρο καί ὁμογενές καί ὡς ἐκ τούτου ἐλεύθερο ἐξωτερικῶν ἐπιρροῶν.

δ) Οἱ κυμάνσεις πού μᾶς ἐνδιαφέρουν εἶναι χαμηλῶν συχνοτήτων, μέ τήν ἔννοια ὅτι, στίς διαταραχές πού αὐτές ἐπιβάλλουν, συμμετέχουν καί τά ἰόντα τοῦ πλάσματος, παρά τή μεγάλη τους μάζα. Καί

ε) Οἱ κυμάνσεις εἶναι διαμήκεις μέ τήν ἔννοια ὅτι ὁ κυματάριθμός τους $\vec{k}$ καί τό ἠλεκτρικό τους πεδίο $\vec{E}$ εἶναι παράλληλα διανύσματα καί κατά συνέπεια ἰσχύει,

$$\vec{E} = \frac{\vec{k}}{k} E = \hat{k}\cdot E \qquad (2\text{-}17)$$

μέ $\hat{k}$ τό μοναδιαῖο διάνυσμα κατά τή διεύθυνση διαδόσεως τοῦ κύματος. Ὅπως θά δοῦμε στό τέταρτο κεφάλαιο, αὐτές οἱ πολύ γενικές παραδοχές γιά τό πλάσμα συνήθως ἀνταποκρίνονται στίς συνθῆκες πού ἐπικρατοῦν στή θετική στήλη τῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων σέ χαμηλές πιέσεις.

Ἡ κινητική ἐξίσωση (σχέση 2-10), λαμβάνοντας ὑπόψη ὅτι τό ὁλικό μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$ εἶναι μηδέν, μᾶς δίνει τίς ἀκόλουθες σχέσεις γιά τίς κατανομές τῶν ἰόντων f_i καί τῶν ἠλεκτρονίων f_e,

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla f_i + \frac{e}{m_i}\vec{E}\cdot\nabla_u f_i = -\nu_i\left(f_i - \frac{n_i}{n_o} f_{o,i}\right) \quad (a)$$

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla f_e - \frac{e}{m_e}\vec{E}\cdot\nabla_u f_e = -\nu_e\left(f_e - \frac{n_e}{n_o} f_{o,e}\right) \quad (b) \qquad (2\text{-}18)$$

ἔχοντας βάλει γιά τά φορτία ὅπου $g_i = +e$ καί ὅπου $g_e = -e$. Οἱ πυκνότητες τῶν ἰόντων $n_i(\vec{r},t)$ καί τῶν ἠλεκτρονίων $n_e(\vec{r},t)$ συνδέονται μέ τίς ἀντίστοιχες κατανομές μέ τίς σχέσεις,

$$n_i = n_o\int f_i\cdot d\vec{\upsilon} \quad (a) \qquad n_e = n_o\int f_e\cdot d\vec{\upsilon} \quad (b) \qquad (2\text{-}19)$$

ὅπου ὁ στοιχειώδης ὄγκος $d\vec{\upsilon}$ στό χῶρο τῶν ταχυτήτων εἶναι $d\vec{\upsilon} = du_x du_\psi du_z$.

Ἡ ἐξίσωση τοῦ Poisson (σχέση 2-11a), λαμβάνοντας ὑπόψη ὅτι ἡ ἐξωτερική πυκνότητα φορτίου $\rho_{E\Xi}$ καί κατά συνέπεια καί τό ἐξωτερικό ἠλεκτρικό πεδίο $\vec{E}_{E\Xi}$ εἶναι μηδέν, μᾶς δίνει τή σχέση,

$$\nabla\cdot\vec{E} = 4\pi n_o e\int(f_i - f_e)d\vec{\upsilon} \qquad (2\text{-}20)$$

ὅπου πλέον $\vec{E} = \vec{E}_{E\Sigma}$ εἶναι τό ἐσωτερικό ἠλεκτρικό πεδίο τοῦ πλάσματος, δηλαδή τό ἠλεκτρικό πεδίο τῶν κυματικῶν διαταραχῶν πού σχετίζονται μέ τό πλάσμα.

Οἱ ἐξισώσεις (2-18), (2-19) καί (2-20) ἀποτελοῦν ἕνα πλῆρες σύστημα, πού μᾶς περιγράφει ὅλων τῶν εἰδῶν τίς διαμήκεις ἠλεκτροστατικές κυμάνσεις, οἱ ὁποῖες μποροῦν νά ἀναπτυχθοῦν στό πλάσμα, καθώς ἐπίσης καί τίς ἐπιπτώσεις τους πάνω στίς κατανομές τῶν ἰόντων καί τῶν ἠλεκτρονίων. Οἱ κινητικές ἐξισώσεις (2-18) εἶναι μή γραμμικές ἐξισώσεις γιά τίς κατανομές f_i καί f_e μιά καί ὅπως φαίνεται ἀπό τή σχέση (2-20) τό ἠλεκτρικό πεδίο $\vec{E}$ ἐξαρτᾶται ἀπό αὐτές. Ἔτσι, οἱ ἀκριβεῖς λύσεις τους εἶναι δύσκολο νά ὑπολογισθοῦν. Ἀντί λοιπόν νά ὑπολογίσουμε τίς κατανομές f_i καί f_e ἀπό τή λύση τῶν ἐξισώσεων (2-18), ὑπολογίζουμε τή συμπεριφορά μικρῶν γραμμικῶν ἀποκλίσεων $f_{1,i}$ καί $f_{1,e}$ ἀπό τίς συναρτήσεις ἰσορροπίας $f_{o,i}$ καί $f_{o,e}$, χρησιμοποιώντας τίς γραμμικοποιημένες κινητικές ἐξισώσεις πού προκύπτουν ἀπό τίς ἐξισώσεις (2-18) μέ τόν ἀκόλουθο τρόπο: θεωροῦμε ὅτι οἱ κατανομές μας μποροῦν νά ἐκφρασθοῦν σάν ἀθροίσματα τῆς μορφῆς,

$$f_i(\vec{r},\vec{\upsilon},t) = f_{o,i}(\vec{\upsilon}) + f_{1,i}(\vec{r},\vec{\upsilon},t), \quad f_e(\vec{r},\vec{\upsilon},t) = f_{o,e}(\vec{\upsilon}) + f_{1,e}(\vec{r},\vec{\upsilon},t)$$
$$\text{μέ } f_{1,a} \ll f_{o,a} \qquad (a = i,e). \qquad (2\text{-}21)$$

Βάζοντας τίς σχέσεις (2-21) στίς σχέσεις (2-19) καί όλοκληρώνοντας παίρνουμε άντίστοιχα τίς σχέσεις,

$$n_i(\vec{r},t) = n_o + n_{1,i}(\vec{r},t), \qquad n_e(\vec{r},t) = n_o + n_{1,e}(\vec{r},t) \tag{2-22}$$

έχοντας κάνει χρήση τῆς σχέσεως (2-16) καί έχοντας ύποθέσει ὅτι οί κατανομές ίσορροπίας $f_{o,e}$ καί $f_{o,i}$ εἶναι κατανομές Maxwell-Boltzmann, πού έξαρτῶνται μόνο άπό τήν ταχύτητα καί έχουν τή μορφή,

$$f_{o,e} = \frac{1}{U_e^3 \pi^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\vec{u}-\vec{u}_o)^2}{U_e^2}\right] \quad (a),$$

$$f_{o,i} = \frac{1}{U_i^3 \pi^{3/2}} \exp\left(\frac{u^2}{U_i^2}\right) \quad (b) \tag{2-23}$$

μέ $U_e = \left(\frac{2\kappa_B T_e}{m_e}\right)^{1/2}$ καί $U_i = \left(\frac{2\kappa_B T_i}{m_i}\right)^{1/2}$ τίς θερμικές ταχύτητες τῶν ήλεκτρονίων καί ίόντων άντιστοίχως καί $\vec{u}_o$ μία μέση ταχύτητα όλισθήσεως πού έχουν τά ήλεκτρόνια σχετικά μέ τά ίόντα. Στίς σχέσεις (2-22) τά $n_{1,i}$ καί $n_{1,e}$, πού προκύψανε άπό τά $f_{1,i}$ καί $f_{1,e}$ άντιστοίχως, παριστάνουν καί αὐτά μικρές γραμμικές διαταραχές στίς πυκνότητες ίσορροπίας n_o, μέ τήν έννοια ὅτι $n_{1,e}$, $n_{1,i} << n_o$. Έπειδή τώρα τό έσωτερικό ήλεκτρικό πεδίο $\vec{E}(\vec{r},t)$ όφείλεται στίς μικρές διαταραχές τῶν πυκνοτήτων $n_{1,i}$ καί $n_{1,e}$ ίόντων καί ήλεκτρονίων, τό θεωροῦμε καί αὐτό σάν μιά μικρή διαταραχή καί έτσι θέτουμε,

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_1(\vec{r},t) \tag{2-24}$$

Άν λοιπόν βάλουμε τίς σχέσεις (2-21), (2-22) καί (2-24) στίς (2-18) καί (2-20), χρησιμοποιήσουμε τίς σχέσεις $\frac{\partial f_{o,i}}{\partial t} = \frac{\partial f_{o,e}}{\partial t} = 0$ καί

$\nabla f_{o,i} = \nabla f_{o,e} = 0$ πού βγαίνουν άπό τίς (2-23) καί παραλείψουμε στίς έκφράσεις πού θά προκύψουν άπό τίς έξισώσεις μας τούς πολύ μικρούς μή γραμμικούς όρους $(\frac{e}{m_i}\vec{E}_1\nabla_u f_{1,i})$ καί $(-\frac{e}{m_e}\vec{E}_1\nabla_u f_{1,e})$, παίρνουμε τελικά τίς γραμμικοποιημένες έξισώσεις πού ίκανοποιοῦν οί μικρές γραμμικές διαταραχές $f_{1,i}, f_{1,e}$ καί $\vec{E}_1$. Έτσι έχουμε,

$$\frac{\partial f_{1,i}}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla f_{1,i} + \frac{e}{m_i}\vec{E}_1\cdot\nabla_u f_{o,i} = -\nu_i\left(f_{1,i} - \frac{n_{1,i}}{n_o} f_{o,i}\right)$$

$$\frac{\partial f_{1,e}}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla f_{1,e} - \frac{e}{m_e}\vec{E}_1\cdot\nabla_u f_{o,e} = -\nu_e\left(f_{1,e} - \frac{n_{1,e}}{n_o} f_{o,e}\right) \tag{2-25}$$

$$\nabla\vec{E}_1 = 4\pi e(n_{1,i} - n_{1,e})$$

2.2.1 Υπολογισμός τῆς Σχέσεως Διασπορᾶς

Ένας τρόπος γιά νά λύσουμε τό σύστημα τῶν έξισώσεων (2-25) εἶναι νά δεχτοῦμε ὅτι οί γραμμικές διαταραχές, πού εἶναι λύσεις τῶν έξισώσεων αὐτῶν καί περιγράφουν τή χωροχρονική έξέλιξη μιᾶς άρχικῆς άποκλίσεως τοῦ πλάσματος άπό τήν κατάσταση ίσορροπίας του, έχουν τή μορφή έπιπέδων κυμάτων (σχέση 2-12). Καί αὐτό γιατί στή συνέχεια μποροῦμε νά κατασκευάσουμε ἄλλες πιό σύνθετες λύσεις τοῦ συστήματος (2-25), σάν έπαλληλία αὐτῶν τῶν άπλῶν λύσεων (βλ. σελ. 381 τῆς [45]). Έτσι θέτουμε,

$$f_{1,i}(\vec{r},\vec{u},t) = f_{i,k}(\vec{u})\exp[j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)],$$

$$f_{1,e}(\vec{r},\vec{u},t) = f_{e,k}(\vec{u})\exp[j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)] \tag{2-26}$$

$$\vec{E}_1(\vec{r},t) = \vec{E}_k \exp[j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)],$$

$$n_{1,i}(\vec{r},t) = n_{i,k}\exp[j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)], \qquad (2\text{-}26)$$

$$n_{1,e}(\vec{r},t) = n_{e,k}\exp[j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)]$$

όπου $f_{i,k}(\vec{u})$, $f_{e,k}(\vec{u})$, $\vec{E}_k$, $n_{i,k}$ καί $n_{e,k}$ εἶναι τά ἀντίστοιχα πλάτη τῶν ἐπιπέδων κυμάτων.

Ἄν λοιπόν βάλουμε τίς ἐκφράσεις (2-26) στό σύστημα (2-25), κάνοντας χρήση τῶν σχέσεων (2-13) καί (2-17) καί λύνοντας ὡς πρός $f_{e,k}$ καί $f_{i,k}$ παίρνουμε τελικά τίς,

$$f_{i,k} = \frac{4\pi e^2}{km_i}\ \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i}\ (n_{i,k}-n_{e,k}) - \frac{jv_i}{n_o}\ \frac{f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i}\ n_{i,k} \qquad (2\text{-}27)$$

$$f_{e,k} = -\frac{4\pi e^2}{km_e}\ \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_e}\ (n_{i,k}-n_{e,k}) - \frac{jv_e}{n_o}\ \frac{f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_e}\ n_{e,k}$$

Ὁλοκληρώνοντας τίς σχέσεις (2-27) πάνω σ'ὅλες τίς ταχύτητες καί ἐπειδή $n_{i,k} = n_o \int f_{i,k}d\vec{u}$ καί $n_{e,k}=n_o \int f_{e,k}d\vec{u}$ ἔχουμε,

$$n_{i,k}\left(1 + jv_i\int \frac{f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i}\,d\vec{u}\right) = \frac{4\pi n_o e^2}{km_i}\,(n_{i,k}-n_{e,k})\int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i}\,d\vec{u}$$

$$n_{e,k}\left(1 + jv_e\int \frac{f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_e}\,d\vec{u}\right) = -\frac{4\pi n_o e^2}{km_e}\,(n_{i,k}-n_{e,k})\int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_e}\,d\vec{u} \qquad (2\text{-}28)$$

Ἀφαιρώντας τίς σχέσεις (2-28) κατά μέλη, ἀφοῦ πρῶτα τίς διαιρέσουμε μέ τούς συντελεστές τῶν $n_{i,k}$ καί $n_{e,k}$ παίρνουμε τήν,

$$(n_{i,k}-n_{e,k}) = \left[\frac{\frac{\omega_i^2}{k}\int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i}\,d\vec{u}}{1 + jv_i\int \frac{f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i}\,d\vec{u}} + \frac{\frac{\omega_e^2}{k}\int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_e}\,d\vec{u}}{1 + jv_e\int \frac{f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_e}\,d\vec{u}}\right](n_{i,k}-n_{e,k})$$

Ἐπειδή ὅταν ὑπάρχουν διαταραχές ὁ ὅρος $(n_{i,k}-n_{e,k}) \neq 0$, τόν ἀπαλείφουμε ἀπό τή σχέση μας καί ἔχουμε τελικά,

$$1 = \frac{\frac{\omega_i^2}{k}\int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i}\,d\vec{u}}{1 + jv_i\int \frac{f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i}\,d\vec{u}} + \frac{\frac{\omega_e^2}{k}\int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_e}\,d\vec{u}}{1 + jv_e\int \frac{f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_e}\,d\vec{u}} \qquad (2\text{-}29)$$

μέ ω_i καί ω_e τίς συχνότητες πλάσματος γιά τά ἰόντα καί τά ἠλεκτρόνια ἀντιστοίχως, οἱ ὁποῖες ὁρίζονται ἀπό τή σχέση,

$$\omega_\alpha^2 = \frac{4\pi n_o e^2}{m_\alpha} \quad (\alpha = i,e) \qquad (2\text{-}29a)$$

Ἡ σχέση (2-29) εἶναι ἡ σχέση διασπορᾶς, δηλαδή ἡ σχέση ἀνάμεσα στίς κυκλικές συχνότητες ω καί τούς κυματάριθμους k, γιά ὅλες τίς διαμήκεις ἠλεκτροστατικές κυμάνσεις πού ἀναπτύσσονται στό πλάσμα. Ἡ μελέτη αὐτῆς τῆς σχέσεως μᾶς δίνει πληροφορίες γιά τίς διαταραχές ἀπό τήν κατάσταση ἰσορροπίας πού μποροῦν νά ἐξελιχθοῦν σέ κυμάνσεις μέσα στό πλάσμα καί γιά τούς μηχανισμούς μέ τούς ὁποίους μπορεῖ νά γίνει αὐτό. Γιά τήν εὔκολη ὅμως μελέτη της, ἡ σχέση (2-29), πρέπει νά μετασχηματιστεῖ. Αὐτό ἐπιτυγχάνεται ἄν χρησιμοποιήσουμε τή συνάρτηση διασπορᾶς τοῦ πλάσματος, ὅπως αὐτή ὁρίζεται ἀπό τούς Fried καί Conte

[49]. Στό παράρτημα Β φαίνονται οί πράξεις, πού άπό τήν (2-29) όδηγοῦν τελικά στή σχέση,

$$1 + \frac{1}{(k\lambda_i)^2}\,\frac{1+\zeta_i Z(\zeta_i)}{1+\frac{j\nu_i}{kU_i}Z(\zeta_i)} + \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\,\frac{1+\zeta_e Z(\zeta_e)}{1+\frac{j\nu_e}{kU_e}Z(\zeta_e)} = 0 \qquad (2\text{-}30)$$

μέ $Z(\zeta)$ τή συνάρτηση διασπορᾶς τοῦ πλάσματος, $\zeta_i = \frac{\omega+j\nu_i}{kU_i}$,

$\zeta_e = \frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o+j\nu_e}{kU_e}$ καί λ_i, λ_e τά μήκη κύματος Debye γιά τά ίόντα καί τά ήλεκτρόνια άντιστοίχως, πού όρίζονται άπό τή σχέση,

$$\lambda_a^2 = \frac{\kappa_B T_a}{4\pi n_o e^2} \qquad (a=i,e) \qquad (2\text{-}30a)$$

όπου κ_B ή σταθερά τοῦ Boltzmann.

Ὅπως ὅμως θά δοῦμε στό τέταρτο κεφάλαιο, γιά ἰονοακουστικά κύματα σέ πλάσμα ὅπως αὐτό πού ἔχουμε στή θετική στήλη τῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων, ἰσχύουν οί σχέσεις $\zeta_i >> 1$ καί $\zeta_e << 1$. Ἔτσι, ἡ σχέση (2-30) ἁπλοποιεῖται αἰσθητά ἄν χρησιμοποιήσουμε τίς ἀσυμπτωτικές ἐκφράσεις γιά τήν $Z(\zeta)$ ὅταν $\zeta >> 1$ καί $\zeta << 1$. Στό παράρτημα Γ φαίνονται οί πράξεις, μέ τίς ὁποῖες ἀπό τήν (2-30) καταλήγουμε στή σχέση,

$$1 - \frac{\omega_i^2}{\omega(\omega+j\nu_i)} + \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\left\{1 + \frac{j\nu_e}{kV_e}\cdot\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} - j\pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega}{k}\right)\left[1 + \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{\nu_e}{kV_e}\right]\right\} = 0 \qquad (2\text{-}31)$$

$$V_e^2 = \frac{U_e^2}{2} = \frac{\kappa_B T_e}{m_e} \qquad (2\text{-}31a)$$

μέ $F_{o,e}(u)$ τήν κατανομή ἰσορροπίας τῶν ἠλεκτρονίων σέ μιά διάσταση παράλληλη πρός τόν κυματάριθμο $\vec{k}$ καί $F'_{o,e}(\frac{\omega}{k})$ τήν παράγωγό της στή θέση $u = \frac{\omega}{k}$. Δηλαδή $F_{o,e}(u) = \int f_{o,e}(\vec{u})\delta(u - \frac{\vec{k}\cdot\vec{u}}{k})d\vec{u}$, ὁπότε λόγω καί τῆς σχέσεως (2-23) γράφεται,

$$F_{o,e}(u) = \frac{1}{(\pi U_e^2)^{\frac{1}{2}}}\exp\left[-\frac{(u-u_o)^2}{U_e^2}\right] \qquad (2\text{-}32)$$

μέ $u_o = \frac{\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{k} = \hat{k}\cdot\vec{u}_o$.

Ἡ σχέση (2-31) εἶναι ἀκριβῶς ἡ ἁπλοποιημένη σχέση διασπορᾶς πού περιγράφει τή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων μέσα σέ πλάσμα μερικῶς ἐξιονισμένο, ὥστε νά ὑπερισχύουν οί συγκρούσεις τῶν φορτισμένων σωματίων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα, τά ἠλεκτρόνια τοῦ ὁποίου ἔχουν μία μέση ταχύτητα ὁλισθήσεως $\vec{u}_o$ ὡς πρός τά ἰόντα. Εἴμαστε ἤδη σέ θέση νά προχωρήσουμε στή μελέτη τῶν μηχανισμῶν διεγέρσεως τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων σέ αὐτό τό πλάσμα, ἀναλύοντας περισσότερο τή σχέση (2-31). Προτοῦ ὅμως προχωρήσουμε σέ αὐτή τήν ἀνάλυση, εἶναι χρήσιμο νά σταθοῦμε γιά λίγο στή σχέση (2-31) καί νά τή συγκρίνουμε μέ ἀντίστοιχες σχέσεις διασπορᾶς, πού ἔχουν ὑπολογιστεῖ γιά τά ἰονοακουστικά κύματα σέ ἄλλες περιπτώσεις. Ἔτσι βλέπουμε τά ἑξῆς:

α) Ἡ σχέση (2-31) εἶναι παρόμοια μέ τή σχέση διασπορᾶς πού εἴχαμε χρησιμοποιήσει στήν πρώτη ἐργασία γύρω ἀπό τό θέμα τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων [40]. Μέ μόνη διαφορά ὅτι τότε, ἔχοντας χρησιμοποιήσει στά πειράματά μας ἐξωτερικό μαγνητικό πεδίο $\vec{B}_{E\Xi}$, εἴχαμε διατηρήσει τόν ὅρο $\frac{\vec{u}\times\vec{B}_{E\Xi}}{c}$ στήν κινητική ἐξίσωση (σχέση 2-10) καί ἔτσι εἴχαμε ἀναγκαστεῖ νά χρησιμοποιήσουμε διαφορετική τεχνική στήν ἀνάπτυξη τοῦ θεωρητικοῦ μας ὑποδείγματος [50]. Τό γεγονός ὅμως ὅτι ἐνδιαφερόμαστε γιά χαμηλές συχνότητες, πού βρίσκονται μακριά ἀπό τίς κυκλοτρονικές συχνότητες τῶν ἠλεκτρονίων $\Omega_e = \frac{e\cdot B}{m_e c}$ καί τό γεγονός

ὅτι εἴχαμε χρησιμοποιήσει μικρά μαγνητικά πεδία, καθιστοῦσαν τελικά ἀμελητέα τήν ἐπίδραση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τόσο στά θεωρητικά ὅσο καί στά πειραματικά μας ἀποτελέσματα. Τέλος, ἡ σχέση (2-31) συγκρινόμενη μέ τήν παλιά σχέση διασπορᾶς, περιέχει ἕνα ὅρο ἐπιπλέον. Αὐτός εἶναι ὁ τελευταῖος ἀπό τούς ὅρους, πού βρίσκονται μέσα στίς ἀγκύλες, δηλαδή ὁ ὅρος $\left[(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}} \frac{v_e}{kV_e}\right]$. Αὐτός προέκυψε ἐπειδή δουλεύοντας μέ ἕνα μαθηματικά ἁπλούστερο μοντέλο, μπορέσαμε νά προχωρήσουμε στίς πράξεις μας κρατώντας ὅλους τούς ὅρους πού ἦταν μεγαλύτεροι ἀπό δευτέρας τάξεως προσέγγιση συγκρινόμενοι μέ τούς ὑπόλοιπους ὅρους τῆς σχέσεως διασπορᾶς. Πράγματι,αὐτός ὁ ὅρος συγκρινόμενος μέ τή μονάδα, πού προστίθεται μαζί του στή σχέση διασπορᾶς, μπορεῖ νά θεωρηθεῖ σάν πρώτης τάξεως προσέγγιση.

β) Ἡ σχέση (2-31) εἶναι ἐπίσης παρόμοια μέ τή σχέση διασπορᾶς γιά ἰονοακουστικά κύματα,τήν ὁποία ἔχουν ὑπολογίσει οἱ Milich καί Rukhadze [51] χρησιμοποιώντας τή μέθοδο τοῦ Landau (βλ. σελ. 376 τῆς [45]). Ἡ ὑπεροχή τῆς μεθόδου μας ἀπέναντι στή δική τους ἔγκειται στό γεγονός ὅτι ἁπλουστεύει κατά πολύ τούς ὑπολογισμούς.

γ) Ἀναπτύσσοντας τόν ὅρο $F'_{o,e}(\frac{\omega}{k})$ σέ σειρά καί κρατώντας τούς πρώτους ὅρους, ἡ σχέση (2-31) ταυτίζεται μέ τή σχέση διασπορᾶς τῶν Fenneman, Raether καί Yamada [52]. Αὐτοί ἔχουν κάνει τούς ὑπολογισμούς τους μέ τρόπο ἀνάλογο πρός τό δικό μας μέ δύο διαφορές. Πρῶτον ἔχουν λύσει τό πρόβλημα σέ μία διάσταση καί δεύτερον ἔχουν χρησιμοποιήσει διαφορετική συνάρτηση διασπορᾶς. Ἔχουν δηλαδή χρησιμοποιήσει τή συνάρτηση διασπορᾶς $W(z)$, ὅπως αὐτή ὁρίζεται ἀπό τούς Pines καί Schrieffer [53] στή μελέτη τοῦ πλάσματος τῶν ἠλεκτρονίων καί ὀπῶν μέσα σέ ἡμιαγωγούς. Ἡ σχέση διασπορᾶς τῶν Pines καί Schrieffer καθώς καί ἡ ἀντίστοιχή της τοῦ Ichimaru [54] ταυτίζονται μέ τή δική μας ἐάν ἐγκαταλείψουμε τόν ὅρο $(\frac{jv_e}{kV_e} \frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e})$, πού λείπει ἀπό ἐκεῖνες. Αὐτό συμβαίνει γιατί ἐνῶ ἔχουν λύσει τό πρόβλημα χωρίς νά λάβουν

ὑπόψη τήν ὀλίσθηση ($\vec{u}_o=o$) καί τίς συγκρούσεις ($v_e=o$) τῶν ἠλεκτρονίων, στό τελικό ἀποτέλεσμα ἔχουν συμπεριλάβει τίς ἐπιδράσεις τους, κάνοντας τίς ἀντικαταστάσεις ω μέ $(\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o)$ καί ω μέ $(\omega+iv_a)$ ὅπου $(a=i,e)$,μέ συνέπεια νά χάσουν τόν παραπάνω ὅρο ἀπό τίς σχέσεις τους.

δ) Μιά τελευταία ἐνδιαφέρουσα σύγκριση εἶναι αὐτή πού μπορεῖ νά γίνει ἀνάμεσα στή σχέση (2-31) καί στή σχέση διασπορᾶς τῶν Ichimaru καί Nakano [28]: νά συγκρίνουμε δηλαδή τά συμπεράσματα πού βγαίνουν ἀπό τό δικό μας κινητικό μοντέλο μέ ἐκεῖνα πού βγαίνουν ἀπό τό δικό τους ὑδροδυναμικό μοντέλο. Ἀπό τή σύγκριση αὐτή προκύπτει ὅτι, ἄν μηδενίσουμε τόν ὅρο $F'_{o,e}(\frac{\omega}{k})$, ἡ σχέση (2-31) ταυτίζεται ἀπολύτως μέ τή δική τους σχέση. Αὐτό ἄλλωστε δέν μᾶς ἐκπλήσσει, ἀφοῦ ὁ ἐπιπλέον ὅρος πού προστίθεται σέ μιά κινητική προσέγγιση τοῦ προβλήματος, εἶναι ἀκριβῶς ὁ ὅρος $F'_{o,e}(\frac{\omega}{k})$.

Ἀπό ὅλα τά παραπάνω συνάγεται τό συμπέρασμα,ὅτι τό θεωρητικό μας ὑπόδειγμα εἶναι ἕνα ἀρκετά ἁπλό τρισδιάστατο μοντέλο γιά τή μελέτη καί ἀκριβέστατη περιγραφή τῶν φαινομένων ἐκείνων πού σχετίζονται μέ τή δημιουργία καί διάδοση διαμήκων ἠλεκτροστατικῶν κυμάνσεων χαμηλῶν συχνοτήτων μέσα στό πλάσμα. Τό πλάσμα στό ὁποῖο ἀναφερόμαστε, εἶναι κυρίως ἡ θετική στήλη τῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων σέ εὐγενή ἀέρια καί σέ χαμηλές πιέσεις ἤ ἀκόμα καί τό πλάσμα ἠλεκτρονίων ὀπῶν σέ ἡμιαγωγούς. Τό ἀποτέλεσμα τῶν συγκρούσεων τῶν φορτισμένων σωματίων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα περιέχονται στό ὑπόδειγμά μας. Τέλος, ἡ ὕπαρξη ἀσθενῶν μαγνητικῶν πεδίων παραλλήλων πρός τήν ὀλίσθηση τῶν ἠλεκτρονίων δέν φαίνεται νά ἐπηρεάζει τά συμπεράσματα τοῦ μοντέλου μας.

2.2.2 Χωρισμός Πραγματικοῦ καί Φανταστικοῦ Μέρους

Γιά νά προχωρήσουμε στήν παραπέρα μελέτη τῆς σχέσεως διασπορᾶς (σχέση 2-31) καί νά ἀπαντήσουμε στό ἐρώτημα "ποιά ἰονοακουστικά κύματα

θά διεγερθοῦν καί άπό ποιούς μηχανισμούς ;" πρέπει, στή σχέση (2-31), ό κυματαριθμός k ἤ ή κυκλική συχνότητα ω νά άντικατασταθοῦν άπό τίς έκφράσεις $(k_r-j\sigma)$ ἤ $(\omega_r+j\gamma)$, ὅπου τά k_r,σ,ω_r καί γ εἶναι πραγματικοί άριθμοί. Ἡ πρώτη άντικατάσταση γίνεται ὅταν θέλουμε νά μελετήσουμε διαδιδόμενα κύματα, πού αὐξάνονται ἤ μειώνονται καθώς διαδίδονται στό χῶρο, ἐνῶ ή δεύτερη γίνεται ὅταν θέλουμε νά μελετήσουμε στάσιμα κύματα, πού αὐξάνονται ἤ μειώνονται χρονικά. Ἡ δική μας περίπτωση εἶναι ή δεύτερη καί ἄν θυμηθοῦμε ὅτι γιά τόν ὑπολογισμό τῆς σχέσεως διασπορᾶς δεχτήκαμε γιά τίς διαταραχές μας λύσεις ὑπό μορφήν έπιπέδων κυμάτων (σχέσεις 2-26), π.χ. $\vec{E}_1(\vec{r},t) = \vec{E}_k \exp[j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)]$, κάνοντας τήν άντικατάσταση τοῦ ω μέ τό $(\omega_r+j\gamma)$ ἔχουμε ὅτι,

$$\vec{E}_1(\vec{r},t) = \vec{E}_k \exp(\gamma\cdot t)\exp[j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega_r t)] \qquad (2\text{-}33)$$

Ὁ συντελεστής γ ὀνομάζεται "ρυθμός αὐξήσεως" τοῦ κύματος (growth rate) καί άπό τή σχέση (2-33) βλέπουμε ὅτι μέ γ θετικό, αὐξανομένου τοῦ χρόνου ἔχουμε αὔξηση τοῦ πλάτους τοῦ κύματος, δηλαδή διέγερση τῶν κυμάτων. Άντίθετα μέ γ άρνητικό, αὐξανομένου τοῦ χρόνου ἔχουμε ἐλάττωση τοῦ πλάτους τοῦ κύματος, δηλαδή άπόσβεση τῶν κυμάτων. Τέλος μέ γ ἴσο μέ τό μηδέν, τό πλάτος τοῦ κύματος διατηρεῖται σταθερό, δηλαδή βρισκόμαστε στό κατώφλι διεγέρσεως τῆς κυματικῆς άστάθειας.

Άντικαθιστώντας συνεπῶς στή σχέση (2-31) τό ω μέ τό $(\omega_r+j\gamma)$, μετά άπό πράξεις πού φαίνονται στό παράρτημα Δ, παίρνουμε τελικά τίς σχέσεις,

$$\omega_r = \frac{k\,C_s}{\sqrt{1+(k\lambda_e)^2}} \qquad (a)$$

$$\frac{\gamma}{\omega_r} = \frac{1}{2}\left\{-\frac{\nu_i}{\omega_r} + \frac{1}{1+(k\lambda_e)^2}\left[\frac{\nu_e}{kV_e}\cdot\frac{\vec{k}\cdot\vec{u}_o-\omega_r}{kV_e}+\right.\right. \qquad (2\text{-}34)$$

$$\left.\left. + \pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega_r}{k}\right)\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\right]\right]\right\} \qquad (b)$$

$$C_s = \omega_i\,\lambda_e = \left(\frac{\kappa_B T_e}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (c) \qquad (2\text{-}34)$$

μέ C_s τή γνωστή ταχύτητα "ἤχου" (sound velocity) γιά τά ἰονοακουστικά κύματα. Ἡ σχέση (2-34a) εἶναι ή γνωστή σχέση διασπορᾶς τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων (π.χ. βλ. σελ. 400 τῆς [45]). Αὐτή στήν περίπτωση τῶν χαμηλῶν συχνοτήτων $(\omega<<\omega_i)$ ἤ τῶν μεγάλων μηκῶν κύματος $(k\lambda_e<<1)$ μεταπίπτει στήν έπίσης γνωστή σχέση,

$$\omega_r = kC_s \qquad (2\text{-}35)$$

Αὐτή ή σχέση μᾶς λέει ὅτι γιά μικρές συχνότητες καί μεγάλα μήκη κύματος, τά ἰονοακουστικά κύματα δέν παρουσιάζουν διασπορά, δηλαδή ὅλες οί συχνότητες διαδίδονται μέ τήν ἴδια φασική ταχύτητα. Σέ αὐτό τό ὅριο τῶν μεγάλων μηκῶν κύματος ή (2-34b) παίρνει καί αὐτή τήν άκόλουθη μορφή,

$$\frac{\gamma}{\omega_r} = \frac{1}{2}\left\{-\frac{\nu_i}{\omega_r} + \frac{\nu_e}{kV_e}\,\frac{\vec{k}\cdot\vec{u}_o-\omega_r}{kV_e} + \pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega_r}{k}\right)\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}}\right]\right\} \qquad (2\text{-}36)$$

Ἡ μελέτη τῆς σχέσεως (2-36) θά μᾶς δώσει τίς άπαιτούμενες πληροφορίες γιά τή διέγερση καί διάδοση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων μέσα στό πλάσμα.

2.2.3 Μελέτη τοῦ Ρυθμοῦ Διεγέρσεως γ

Ἡ σχέση (2-36) ἔχει σκοπίμως διατυπωθεῖ κατά τρόπο τέτοιο, πού θά μᾶς βοηθήσει νά διακρίνουμε τή φύση τῶν διαφόρων μηχανισμῶν, οί ὁποῖοι εἶναι ὑπεύθυνοι γιά τή διέγερση τῶν κυμάτων στό πλάσμα. Ὅλοι οί ὅροι σέ αὐτή τή σχέση, θά μποροῦσαν νά εἶχαν ὑπολογισθεῖ μέ τή βοήθεια ἑνός ὑδροδυναμικοῦ ὑποδείγματος [28] γιά τά ἠλεκτρόνια ἐκτός

ἀπό τόν τελευταῖο, πού γιά νά ὑπολογισθεῖ ἀπαιτεῖται ἡ χρήση ἑνός κινητικοῦ ὑποδείγματος. Γιά τά ἰόντα στή δική μας περίπτωση,πού $T_i << T_e$, θά ἀρκοῦσε ἕνα ὑδροδυναμικό ὑπόδειγμα καί συνεπῶς δέν περιμένει κανείς νά συμβοῦν κινητικά φαινόμενα μεταξύ ἰόντων καί κύματος [26,55].

Εἴμαστε ἤδη σέ θέση νά προχωρήσουμε στή μελέτη τῶν ὅρων τῆς (2-36) συζητώντας ταυτόχρονα καί τή φυσική σημασία τους:

(α) Ὁ πρῶτος ὅρος τῆς σχέσεως (2-36) εἶναι ὁ,

$$\gamma_1 = (-\nu_i) \qquad (2\text{-}36a)$$

Αὐτός ἀναφέρεται στίς συγκρούσεις τῶν ἰόντων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα [13] καί εἶναι πάντοτε ἀρνητικός. Κατά συνέπεια μᾶς δίνει γ ἀρνητικό, πού σημαίνει ἀπόσβεση γιά τό κύμα.

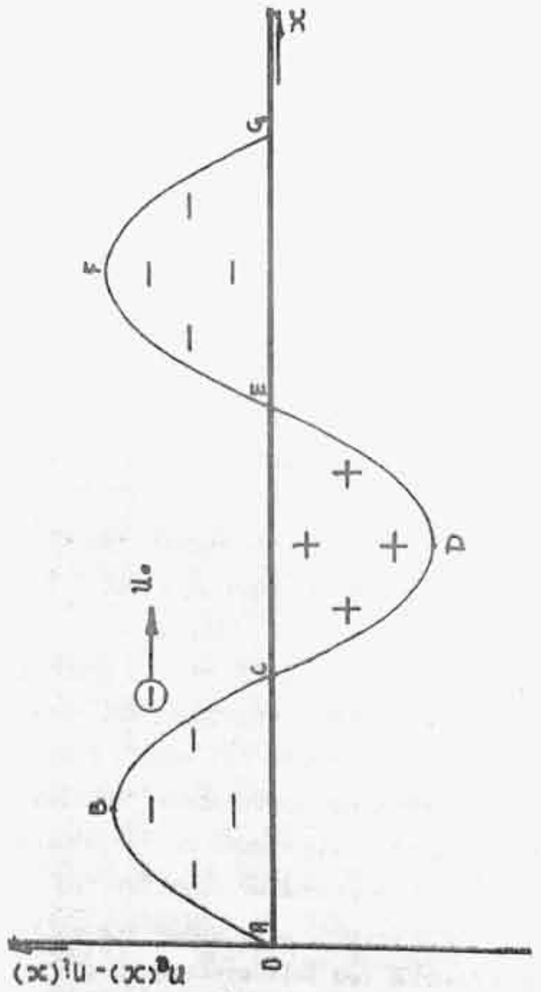
Ὁ φυσικός μηχανισμός πού εἶναι ὑπεύθυνος γιά αὐτή τή δουλειά στήν προκειμένη περίπτωση εἶναι ἁπλός. Κάθε φορά δηλαδή πού ἕνα ἰόν συγκρούεται μέ ἕνα ἄτομο χάνει ἕνα μεγάλο μέρος ἀπό τήν κινητική του ἐνέργεια καί ἐπιβραδύνεται, διότι τά δύο σωμάτια ἔχουν περίπου ἴδιες μάζες. Ἐπιπλέον,τό γεγονός ὅτι τό ἰόν σκεδάζεται σέ κάποια γωνία, κάνει τήν ἀπώλεια ἐνέργειας γιά τό κύμα ἀκόμα μεγαλύτερη , διότι μόνο ἡ ὁρμή τοῦ ἰόντος ἡ παράλληλη πρός τή διάδοση τοῦ κύματος συμμετέχει στήν κυματική κίνηση. Μποροῦμε, μέ ἕνα πολύ ἁπλό παράδειγμα, νά δοῦμε τούς δύο αὐτούς μηχανισμούς ἀπώλειας τῆς ἐνέργειας μέ συγκρούσεις. Ἄς φανταστοῦμε ὅτι μιά κινούμενη ἐλαστική σφαίρα προσκρούει σέ μιά ἀκίνητη ἐλαστική σφαίρα ἴδιας μάζας καί σκεδάζεται σέ κάποια γωνία. Τό μέσο ποσοστό τῆς ὁλικῆς κινητικῆς ἐνέργειας πού χάνεται σέ μιά τέτοια σύγκρουση εἶναι $\frac{1}{2}$, ἐνῶ τό μέσο ποσοστό τῆς κινητικῆς ἐνέργειας πού χάνεται ἀπό τήν κίνηση ὡς πρός τήν ἀρχική διεύθυνση εἶναι $\frac{2}{3}$.

(β) Ὁ δεύτερος ὅρος τῆς σχέσεως (2-36) εἶναι ὁ,

$$\gamma_2 = \left(\frac{\nu_e \omega_r}{k V_e} \quad \frac{\vec{k}\cdot\vec{v}_o - \omega_r}{k V_e}\right) = \left(\frac{\nu_e C_s}{V_e} \quad \frac{u_o - C_s}{V_e}\right) \qquad (2\text{-}36b)$$

ἔχοντας κάνει χρήση τῆς σχέσεως (2-35) καί τῆς $u_o = \frac{\vec{k}}{k}\cdot\vec{v}_o = \hat{k}\cdot\vec{v}_o$. Αὐτός ὁ ὅρος ἀναφέρεται ἀφενός στίς συγκρούσεις τῶν ἠλεκτρονίων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα καί ἀφετέρου στήν ὀλίσθηση τῶν ἠλεκτρονίων παράλληλα πρός τό κύμα. Ἐάν ἡ ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o γίνει μηδέν, τότε ὁ $\gamma_2 = \left(-\frac{\nu_e C_s^2}{V_e^2}\right)$ γίνεται ἀρνητικός καί περιγράφει μόνο τό φαινόμενο τῆς ἀποσβέσεως τοῦ κύματος λόγω τῶν συγκρούσεων τῶν ἠλεκτρονίων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα. Ἐδῶ θά πρέπει νά τονίσουμε ὅτι ἐξαιτίας τῆς μεγάλης διαφορᾶς ἀνάμεσα στίς μάζες τῶν δύο συγκρουόμενων σωματίων, ἡ ἀπώλεια ἐνέργειας γιά τό κύμα θά πρέπει νά ἀποδοθεῖ μᾶλλον σέ σκέδαση τῶν ἠλεκτρονίων σέ διευθύνσεις διάφορες πρός τή διεύθυνση διαδόσεως τοῦ κύματος καί ὄχι σέ ἀπώλεια τῆς κινητικῆς τους ἐνέργειας. Βέβαια αὐτό δέν ἔχει καμμιά σημασία γιά τό κύμα, ἀφοῦ, ὅπως εἴδαμε προηγουμένως, σκέδαση ἑνός ἠλεκτρονίου κατά γωνία 90^o σέ σχέση μέ τή διεύθυνση διαδόσεως τοῦ κύματος χωρίς ἀπώλεια κινητικῆς ἐνέργειας, ἰσοδυναμεῖ γιά τό κύμα μέ ὁλοκληρωτική ἀποστέρηση τῆς κυματικῆς ἐνέργειας πού εἶχε τό συγκεκριμένο ἠλεκτρόνιο. Ἐάν ὅμως ἡ ταχύτητα ὀλισθήσεως τῶν ἠλεκτρονίων παράλληλα πρός τή διεύθυνση διαδόσεως τοῦ κύματος εἶναι διάφορη τοῦ μηδενός καί μάλιστα συμβεῖ νά ἰσχύει $u_o \geq c_s$ τότε $\gamma_2 \geq 0$ μέ συνέπεια νά μπορεῖ νά μᾶς δώσει γ θετικό, δηλαδή ἐνίσχυση τοῦ κύματος. Κατά τά τελευταῖα εἴκοσι χρόνια ἔχει γίνει ἀρκετή θεωρητική καί πειραματική δουλειά πάνω στά κύματα ὀλισθήσεως, δηλαδή στά κύματα ἐκεῖνα πού ὀφείλουν τή δημιουργία τους σέ ὀλίσθηση τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος καί αὐτό γιατί ὑπάρχουν πολλοί μηχανισμοί σέ ἕνα πλάσμα πού μποροῦν νά δημιουργήσουν ὀλίσθηση τῶν φορτισμένων σωματίων του [45,48]. Μιά καλή ἀνασκόπηση γιά κύματα ὀλισθήσεως χαμηλῶν συχνοτήτων μπορεῖ νά βρεῖ ὁ ἀναγνώστης σέ μιά ἐργασία τοῦ Self σχετική μέ τό θέμα [56].

Καί ἐδῶ ὁ φυσικός μηχανισμός πού μπορεῖ νά ἐξηγήσει τό φαινόμενο εἶναι ἀρκετά ἁπλός [57]. Στό σχῆμα 1 φαίνεται ἕνα στιγμιότυπο τοῦ κύματός μας ὅπως αὐτό περιγράφεται μέ τή διαταραχή στήν πυκνότητα τοῦ



Σχῆμα 1: Στιγμιότυπο τοῦ κύματος, ὅπως αὐτό περιγράφεται ἀπό τή διαταραχή στήν πυκνότητα τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος.

πλάσματος. Ἔτσι, περιοδικά στό χῶρο ἀλλοῦ παρουσιάζεται πλεόνασμα καί ἀλλοῦ ἔλλειμμα ἠλεκτρονίων. Ἠλεκτρόνια πού θά κινοῦνται μέ μία ταχύτητα u_o ἀπό ἀριστερά πρός τά δεξιά, θά ἐπιβραδύνονται καθώς θά κινοῦνται ἀπό τό A πρός τό B, ἐν συνεχεία θά ἐπιταχύνονται ἀπό τό B πρός τό D καί ξανά θά ἐπιβραδύνονται ἀπό τό D πρός τό E καί οὕτω καθεξῆς. Τό ἀποτέλεσμα θά εἶναι τά ἠλεκτρόνια νά μένουν κατά μέσο ὅρο περισσότερο καιρό στίς περιοχές πού ὑπάρχει πλεόνασμα ἀρνητικοῦ φορτίου ἀπόσο στίς περιοχές πού ὑπάρχει ἔλλειμα, ἐπαυξάνοντας ἔτσι τή συσσώρευση τοῦ ἀρνητικοῦ φορτίου καί ἐνισχύοντας ἐπομένως τό κύμα εἰς βάρος τῆς κινητικῆς ἐνέργειας τῶν ἠλεκτρονίων.

Ἡ ἐπίδραση τῶν συγκρούσεων τῶν ἠλεκτρονίων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα στό μηχανισμό διεγέρσεως τῶν κυμάτων, ὀφείλεται στό ὅτι μέ τίς συγκρούσεις ἐπηρεάζεται ἡ παράλληλη κίνηση τῶν ἠλεκτρονίων καί ἔτσι δημιουργεῖται μία διαφορά φάσεως ἀνάμεσα στά $n_{1,e}$ καί $\vec{E}_1$, ἡ ὁποία εἶναι ἀπαραίτητη γιά τή διέγερση τῆς ἀστάθειας [56]. Ἡ μεταφορά ἐνέργειας στό κύμα ἀπό τήν ὀργανωμένη κίνηση τῶν ἠλεκτρονίων μέσω τῶν συγκρούσεών τους μέ τά οὐδέτερα ἄτομα γίνεται ἀπό τά ἠλεκτρικά πεδία τά ὁποῖα ἐμφανίζονται στό πλάσμα ἐξαιτίας τῶν συγκρούσεων αὐτῶν, ἀρκεῖ αὐτά τά πεδία νά ἔχουν τήν κατάλληλη φάση ὥστε ἀλληλεπιδρώντας μέ τό κύμα νά τοῦ δίνουν ἐνέργεια [58]. Ἐδῶ θά θέλαμε νά ὑπογραμμίσουμε ὅτι ἡ χρησιμοποίηση ἑνός μηχανισμοῦ ἀπωλειῶν γιά τή διέγερση μιᾶς ἀστάθειας δέν εἶναι οὔτε φαινόμενο περίεργο οὔτε ἀποκλειστικότητα τῆς Φυσικῆς Πλάσματος. Στήν Ἠλεκτρονική Φυσική π.χ. μποροῦμε νά φέρουμε ἕναν ἐνισχυτή σέ ἀστάθεια καί νά τόν θέσουμε σέ ταλαντώσεις, ἀρκεῖ στήν ἀνασύζευξη τῆς ἐξόδου του μέ τήν εἴσοδό του νά χρησιμοποιήσουμε τήν κατάλληλη ὠμική ἀντίσταση, ὥστε ἡ διαφορά φάσεως μεταξύ σήματος εἰσόδου καί σήματος ἀνασυζεύξεως νά γίνει μηδέν (κριτήριο Barkhausen) [59].

(γ) Ὁ τρίτος ὅρος τῆς σχέσεως (2-36) εἶναι ὁ,

$$\gamma_3 = \pi\,\omega_r\,V_e^2\,F'_{o,e}\left(\frac{\omega_r}{k}\right)\left[1 + \frac{v_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}}\right], \qquad (2\text{-}36c)$$

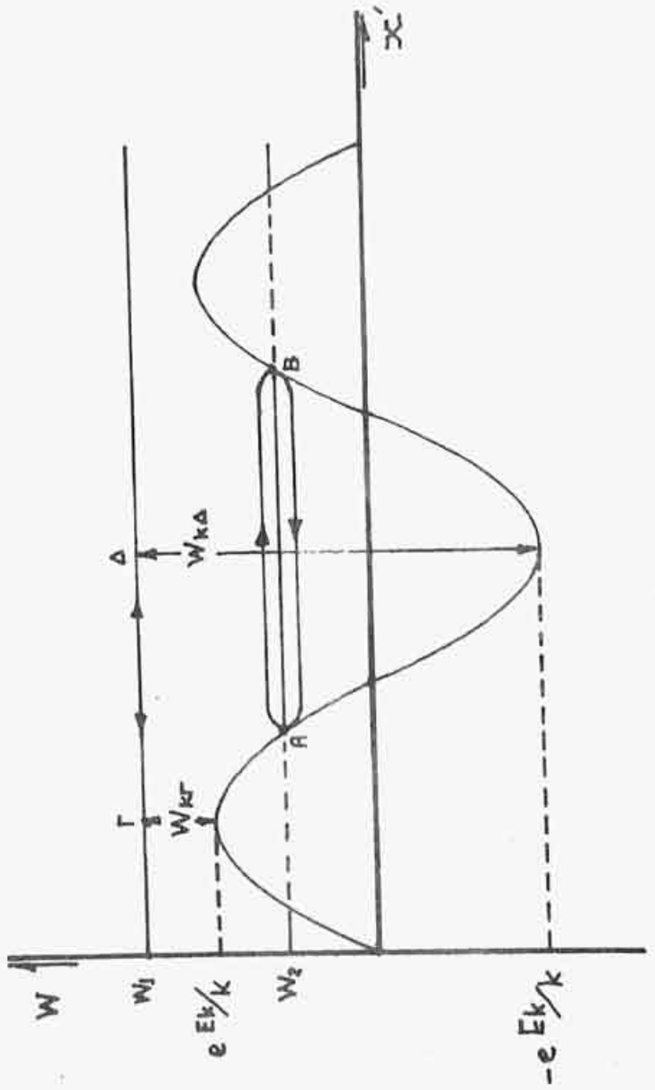
Αὐτός ὁ ὅρος περιγράφει τό μηχανισμό ἀλληλεπιδράσεως Landau ἀνάμεσα στά ἠλεκτρόνια τοῦ πλάσματος καί στό κύμα. Φέρει τό ὄνομα τοῦ Ρώσου φυσικοῦ πού πρῶτος τόν ὑπολόγισε κατά τή μελέτη τῶν ταλαντώσεων τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος.[60] καί εἶναι ἕνα καθαρά κινητικό φαινόμενο, ἀφοῦ ὅπως βλέπουμε σχετίζεται μέ τήν τιμή τῆς παραγώγου τῆς συναρτήσεως κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων στήν ταχύτητα ἐκείνη πού ἰσοῦται μέ τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος. Ἐπιπλέον, ἄν ἀνατρέξουμε στή σχέση (2-32), θά θυμηθοῦμε ὅτι ἡ $F_{o,e}$ εἶναι ἡ συνάρτηση κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων σέ μιά διάσταση παράλληλη πρός τή διεύθυνση διαδόσεως τοῦ κύματος. Τό πρόσημο τοῦ ὅρου γ_3 ἐξαρτᾶται ἀποκλειστικά καί μόνο ἀπό τό πρόσημο τῆς παραγώγου $F'_{o,e}(\frac{\omega}{k})$. Ἄν ἡ παράγωγος $F'_{o,e}(\frac{\omega}{k})$ εἶναι ἀρνητική, πού σημαίνει ὅτι ἡ συνάρτηση $F_{o,e}$ στή θέση $u=\frac{\omega}{k}$ θά εἶναι φθίνουσα συνάρτηση, τότε καί ὁ γ_3 εἶναι ἀρνητικός, ὁπότε μᾶς δίνει γ ἀρνητικό καί κατά συνέπεια ἔχουμε ἀπόσβεση τοῦ κύματος. Ἄν ὅμως ἡ παράγωγος $F'_{o,e}(\frac{\omega}{k})$ γίνει θετική, πού σημαίνει ὅτι ἡ συνάρτηση $F_{o,e}$ στή θέση $u=\frac{\omega}{k}$ θά εἶναι αὔξουσα, τότε καί ὁ ὅρος γ_3 γίνεται θετικός, ἄρα μπορεῖ νά μᾶς δώσει γ θετικό μέ συνέπεια νά ἔχουμε ἐνίσχυση τοῦ κύματος.

Ἀπό τήν παραπάνω ἀνάλυση φαίνεται πώς ἄν θέλουμε νά ἀναζητήσουμε τή φυσική σημασία τοῦ ὅρου Landau, θά πρέπει νά τήν ἀναζητήσουμε στήν ἀλληλεπίδραση ἀνάμεσα στό κύμα καί στά ἠλεκτρόνια ἐκεῖνα πού κινοῦνται μέ ταχύτητες παραπλήσιες πρός τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος. Ἐάν x' καί u' ἡ θέση καί ἡ ταχύτητα τοῦ ἠλεκτρονίου στό σύστημα ἀναφορᾶς τοῦ κύματος, τότε αὐτά συνδέονται μέ τά ἀντίστοιχά τους μεγέθη x καί u στό σύστημα ἀναφορᾶς τοῦ ἐργαστηρίου μέ τίς σχέσεις,

$$u' = u - \frac{\omega}{k} \quad \text{καί} \quad x' = x - \frac{\omega}{k}t \qquad (2\text{-}37)$$

ἐάν δεχθοῦμε ὅτι τό ἠλεκτρόνιο καί τό κύμα κινοῦνται πρός τήν ἴδια κατεύθυνση. Τότε ἡ ὁλική ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου θά εἶναι τό ἄθροισμα τῆς κινητικῆς καί τῆς δυναμικῆς του (λόγω τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου $\vec{E}_k$ τοῦ κύματος) ἐνέργειας, δηλαδή $W = \frac{mu'^2}{2} + [-e\varphi(x')]$ καί θά παραμένει

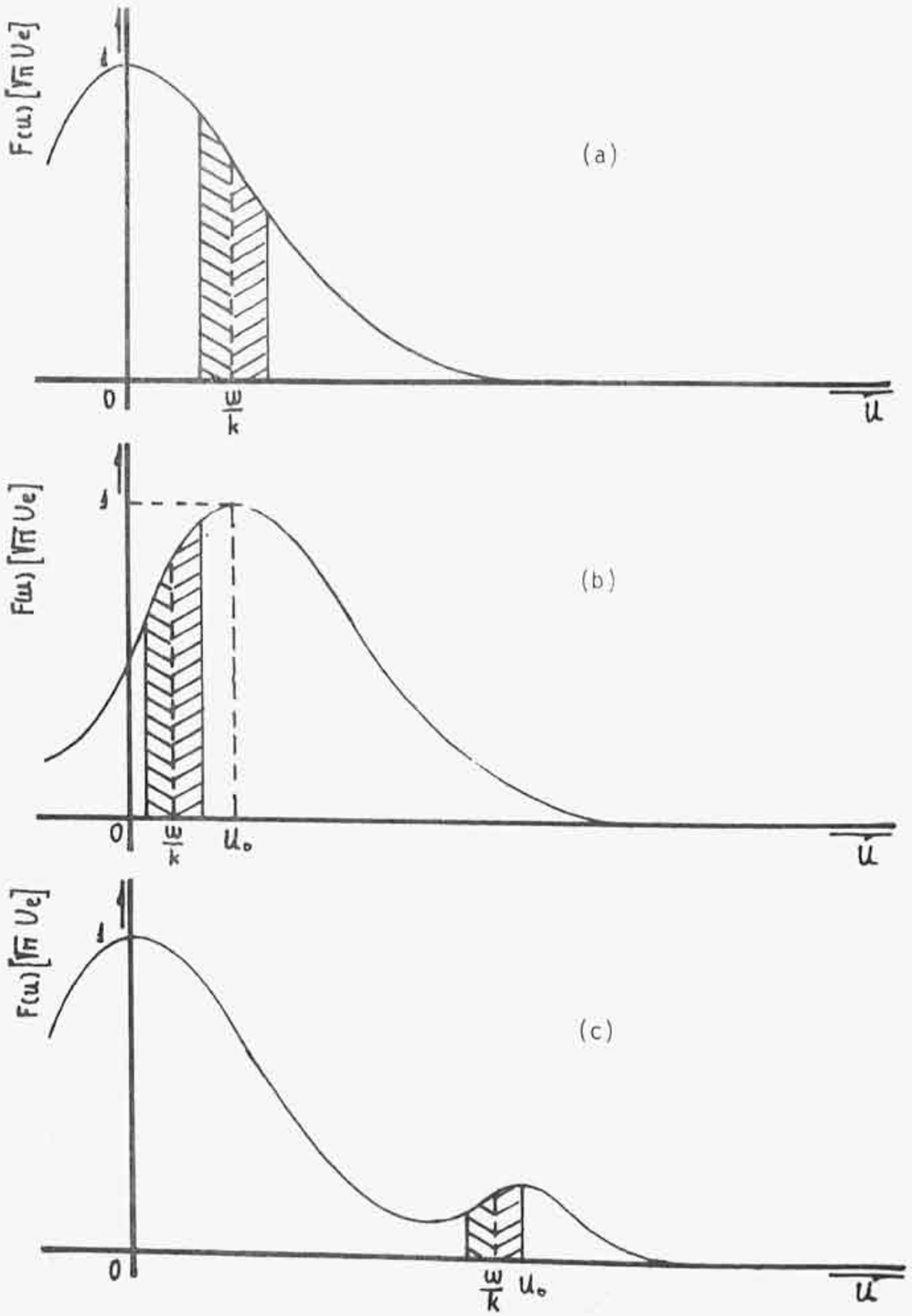
σταθερή. Στό σχῆμα 2 ἔχουμε ἀπεικονίσει τήν ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου συναρτήσει τῆς θέσεώς του στό σύστημα ἀναφορᾶς τοῦ κύματος γιά δύο διαφορετικές ἐνέργειες W_1 καί W_2 (οἱ παράλληλες γραμμές πρός τόν ἄξονα x'). Ἠλεκτρόνια μέ ταχύτητες μεγαλύτερες ἀπό αὐτή τοῦ κύματος θά "κινοῦνται" στό σχῆμα πρός τά δεξιά ἐνῶ ἠλεκτρόνια μέ ταχύτητες μικρότερες θά "κινοῦνται" πρός τά ἀριστερά. Ἡ ἡμιτονική καμπύλη στό σχῆμα μᾶς δίνει τή δυναμική ἐνέργεια τῶν ἠλεκτρονίων πού σχετίζεται μέ τήν ὕπαρξη τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ κύματος. Συνεπῶς ἡ διαφορά της ἀπό τίς εὐθεῖες γραμμές W_1 καί W_2 μᾶς δίνει τήν κινητική ἐνέργεια τῶν ἠλεκτρονίων. Ἔτσι,ἀπό τό σχῆμα 2 βλέπουμε ὅτι μποροῦμε νά χωρίσουμε τά ἠλεκτρόνια σέ δύο κατηγορίες, σέ ἐκεῖνα πού τό πεδίο εἶναι ἱκανό νά μηδενίσει τή σχετική τους,ὡς πρός τό κύμα, ταχύτητα u' καί σέ ἐκεῖνα τῶν ὁποίων τή σχετική ταχύτητα τό πεδίο δέν εἶναι ἱκανό νά μηδενίσει. Στήν πρώτη κατηγορία ἀνήκουν τά ἠλεκτρόνια πού κινοῦνται μέ ταχύτητες παραπλήσιες πρός τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος, ἐπομένως ἡ σχετική τους ταχύτητα u' εἶναι μικρή ὡς πρός τό κύμα καί ἔτσι συνεχῶς βλέπουν τό ἠλεκτρικό πεδίο $\vec{E}_k$ τοῦ κύματος σάν ἕνα σταθερό πεδίο. Τό πεδίο τοῦ κύματος, ἐάν κινοῦνται μέ ταχύτητες μικρότερες ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος, τά ἐπιταχύνει δίνοντάς τους ἐνέργεια μέχρι νά ἀποκτήσουν ταχύτητες ἴσες πρός τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος (σημεῖο Α τοῦ σχήματος 2). Ἐάν ὅμως κινοῦνται μέ ταχύτητες μεγαλύτερες ἀπό αὐτήν τοῦ κύματος, τότε τό πεδίο τά ἐπιβραδύνει παίρνοντάς τους ἐνέργεια ἕως ὅτου πάλι οἱ ταχύτητές τους ἐξισωθοῦν μέ τήν ταχύτητα τοῦ κύματος (σημεῖο Β τοῦ σχήματος 2). Στή δεύτερη κατηγορία ἀνήκουν τά ἠλεκτρόνια πού κινοῦνται μέ ταχύτητες πολύ διαφορετικές σέ σχέση μέ τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος, ἐπομένως ἡ σχετική ταχύτητά τους u' εἶναι μεγάλη. Αὐτά βλέπουν τό ἠλεκτρικό πεδίο τοῦ κύματος $\vec{E}_k$ σάν ἕνα μεταβλητό πεδίο, πού περιοδικά τά ἐπιβραδύνει παίρνοντάς τους (σημεῖο Γ τοῦ σχήματος 2, μέ $W_{K\Gamma}$ τήν κινητική ἐνέργεια πού ἔχει τό ἠλεκτρόνιο στή θέση Γ) ἤ τά ἐπιταχύνει δίνοντάς τους ἐνέργεια (σημεῖο Δ τοῦ σχήματος 2, μέ $W_{K\Delta}$ τήν ἀντίστοιχη κινητική ἐνέργεια). Ἔτσι,τό τελικό ἀποτέλεσμα γιά τή δεύτερη κατηγορία



Σχῆμα 2: Ἡ ἐνέργεια W ἑνός ἠλεκτρονίου συναρτήσει τῆς θέσεώς του στό σύστημα ἀναφορᾶς τοῦ κύματος. Ἡ ἡμιτονική καμπύλη παριστάνει τή δυναμική του ἐνέργεια.

ἠλεκτρονίων εἶναι ὅτι οὔτε παίρνουν οὔτε δίνουν ἐνέργεια στό κύμα, σέ ἀντίθεση μέ τήν πρώτη κατηγορία πού τά ἠλεκτρόνιά της εἴτε παίρνουν εἴτε δίνουν ἐνέργεια. Τώρα, ἄν θυμηθοῦμε ὅτι προκειμένου γιά πλάσμα σέ θερμοδυναμική ἰσορροπία τά σωματίδιά του ἔχουν κατανομή ταχυτήτων Maxwell-Boltzmann καί ὅτι τό ἐμβαδόν αὐτῆς τῆς κατανομῆς σχετίζεται μέ τόν ἀριθμό τῶν ἠλεκτρονίων, τότε βλέπουμε στό σχῆμα 3a πώς ὁ ἀριθμός τῶν ἠλεκτρονίων πού κινοῦνται μέ ταχύτητες λιγάκι μικρότερες ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος εἶναι μεγαλύτερος ἀπό τόν ἀριθμό τῶν ἠλεκτρονίων πού κινοῦνται μέ ταχύτητες λίγο μεγαλύτερες (γραμμοσκιασμένα ἐμβαδά). Ἔτσι,τό τελικό ἀποτέλεσμα τῆς ἀλληλεπιδράσεως Landau θά εἶναι νά μεταφέρεται ἐνέργεια ἀπό τό κύμα στά ἠλεκτρόνια (ἡ ἠλεκτροστατική ἐνέργεια τοῦ κύματος μετατρέπεται σέ κινητική ἐνέργεια τῶν ἠλεκτρονίων) καί συνεπῶς τό κύμα θά παθαίνει ἀπόσβεση. Μιά καί ἡ κατανομή ταχυτήτων Maxwell-Boltzmann εἶναι φθίνουσα συνάρτηση, βλέπουμε ὅτι ἡ παράγωγός της στή θέση $u = \frac{\omega}{k}$ θά εἶναι ἀρνητική, κάτι πού βρίσκεται σέ συμφωνία μέ τά ὅσα ἀναφέρουμε παραπάνω σάν προϋπόθεση γιά νά ἔχουμε ἀπόσβεση τοῦ κύματος. Πολλές φορές ὅμως εἶναι δυνατόν νά δημιουργήσουμε μία ἀναστροφή πληθυσμῶν στήν κατανομή ταχυτήτων τῶν ἠλεκτρονίων. Ἄν τύχει λοιπόν ἡ φασική ταχύτητα τοῦ κύματος νά βρίσκεται στήν περιοχή τῆς ἀναστροφῆς, τότε ἔχουμε περισσότερα ἠλεκτρόνια πού κινοῦνται μέ ταχύτητες λιγάκι μεγαλύτερες ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος σέ σχέση μέ αὐτά πού κινοῦνται μέ ταχύτητες λιγάκι μικρότερες. Αὐτό ἐπιτυγχάνεται ἄν δώσουμε μιά ταχύτητα ὀλισθήσεως $u_o > \frac{\omega}{k}$ σέ ὅλα τά ἠλεκτρόνια τοῦ πλάσματος (σχῆμα 3b) ἤ σέ ἕνα μικρό μέρος τους (σχῆμα 3c). Τότε τό τελικό ἀποτέλεσμα τῆς ἀλληλεπιδράσεως Landau θά εἶναι νά μεταφερθεῖ ἐνέργεια ἀπό τά ἠλεκτρόνια στό κύμα μέ συνέπεια τήν ἐνίσχυσή του σέ βάρος τῆς κινητικῆς ἐνέργειας τῶν ἠλεκτρονίων. Σέ αὐτές τίς περιπτώσεις, ἡ ἀπαίτηση νά εἶναι θετική ἡ παράγωγος τῆς κατανομῆς στή θέση $u=\frac{\omega}{k}$ πάλι ἰσχύει, διότι ἡ κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων γίνεται αὔξουσα συνάρτηση σέ αὐτή τήν περιοχή ταχυτήτων.

Ἀνακεφαλαιώνοντας λοιπόν τή συζήτηση γιά τούς τρεῖς ὅρους τοῦ ρυθμοῦ αὐξήσεως γ μποροῦμε νά παρατηρήσουμε τά ἑξῆς: Ὁ πρῶτος ὅρος



Σχῆμα 3: Κατανομές ταχυτήτων τῶν ἠλεκτρονίων
a) Κατανομή Maxwell-Boltzmann (M-B)
b) Ὀλισθαίνουσα κατανομή M-B
c) Κατανομή M-B μέ δέσμη ἠλεκτρονίων

γ_1, πού θά τόν ὀνομάζουμε καί "ὅρο συγκρούσεων", εἶναι πάντοτε ἀρνητικός μέ ἀποτέλεσμα νά ἀποσβένει τά ἰονοακουστικά κύματα ἐμποδίζοντας τή διέγερσή τους. Ὁ δεύτερος ὅρος γ_2 ἤ "ὅρος ὀλισθήσεως" καί ὁ τρίτος ὅρος γ_3 ἤ "ὅρος Landau" μποροῦν νά γίνουν θετικοί ἀρκεῖ τά ἠλεκτρόνια νά ἀποκτήσουν μιά ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o μεγαλύτερη ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος $\frac{\omega}{k}$, δηλαδή πρέπει,

$$u_o \geq C_s \tag{2-38}$$

ἔχοντας κάνει χρήση καί τῆς σχέσεως (2-35).

Ἡ σχέση (2-38) εἶναι μιά πολύ γνωστή σχέση στή Φυσική Πλάσματος [30,55,56,61], ἀφοῦ εἶναι ἡ συνθήκη διεγέρσεως τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων γιά τήν περίπτωση πού ἡ ἐπίδραση τῶν συγκρούσεων εἶναι ἀμελητέα, δηλαδή $\gamma_1 = 0$. Πράγματι, ἄν ὁ ὅρος συγκρούσεων εἶναι μηδέν, δεδομένου ὅτι οἱ ἄλλοι δύο ὅροι μέ τή σχέση (2-38) γίνονται θετικοί, τότε ὁ ρυθμός αὐξήσεως γ γίνεται θετικός μέ συνέπεια νά ἔχουμε ἐνίσχυση καί διέγερση τῶν κυμάτων. Ἄν ὁ ὅρος συγκρούσεων ὅμως δέν εἶναι μηδέν, τότε ἀπαιτοῦνται μεγαλύτερες ταχύτητες ὀλισθήσεως ἀπό αὐτές πού δίνει ἡ σχέση (2-38) γιά νά πετύχουμε ρυθμό αὐξήσεως γ θετικό. Στήν περίπτωση πού ὁ ὅρος ὀλισθήσεως εἶναι μηδέν καί ὑπάρχουν μόνο ὁ ὅρος συγκρούσεων καί ὁ ὅρος Landau, ἔχει ὑπολογισθεῖ ἡ συνθήκη διεγέρσεως τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων [30] καί δίνεται ἀπό τή σχέση,

$$u_o \geq \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\nu_i}{\omega_r}\right) C_s \tag{2-39}$$

Ἐμεῖς τώρα θά ὑπολογίσουμε τή συνθήκη διεγέρσεως τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων στήν περίπτωση πού ὁ ὅρος Landau εἶναι μηδέν καί ὑπάρχουν οἱ ὅροι ὀλισθήσεως καί συγκρούσεων, μιά σχέση τῆς ὁποίας ἡ χρησιμότητα θά γίνει κατανοητή ἀργότερα (στό κεφάλαιο 4).

Ἄν στή σχέση (2-36) θέσουμε $F'_{o,e}\left(\frac{\omega_r}{k}\right) = 0$, $\vec{k}\cdot\vec{v}_o = k u_o$ $\left(u_o = \frac{\vec{k}}{k}\cdot\vec{v}_o\right)$ καί $\gamma \geq 0$ τότε πολύ εὔκολα μποροῦμε νά φτάσουμε στή σχέση,

$$u_o \geq 2{,}8\left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{\frac{1}{2}} V_e + C_s = \left[2{,}8\left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}\right] V_e \qquad (2\text{-}40)$$

ἔχοντας κάνει χρήση καί τῆς σχέσεως $\frac{v_i}{v_e} \approx 2{,}8\left(\frac{m_e}{m_i}\cdot\frac{T_i}{T_e}\right)^{\frac{1}{2}}$ (βλ. σελ. 253 [48]). Ἡ σχέση (2-40) εἴτε μέ τή μία εἴτε μέ τήν ἄλλη της μορφή, εἶναι ἡ ζητούμενη συνθήκη γιά τά ἰονοακουστικά κύματα. Ὁ δεύτερος ὅρος εἶναι ἀρκετά μικρότερος ἀπό τόν πρῶτο ($\sim$5%) καί μπορεῖ ἄν θέλουμε, νά ἐγκαταλειφθεῖ κατά τούς ποσοτικούς ὑπολογισμούς.

2.3 Μή Γραμμικά Φαινόμενα

Μέχρι τώρα ἀσχοληθήκαμε μέ τή διερεύνηση τῶν μηχανισμῶν πού εἶναι ὑπεύθυνοι γιά τή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων μέσα στό πλάσμα. Τό θεωρητικό ὑπόδειγμα πού ἀναπτύξαμε μᾶς ἔδωσε δύο μηχανισμούς, τό μηχανισμό Landau καί τό μηχανισμό ὀλισθήσεως, οἱ ὁποῖοι μποροῦν νά διεγείρουν κύματα πού βρέθηκε ὅτι αὐξάνουν ἐκθετικά μέ τό χρόνο (σχέση 2-33) ἀρκεῖ νά ἱκανοποιοῦνται οἱ κατάλληλες συνθῆκες (σχέσεις 2-38, 2-39 καί 2-40). Αὐτή ἡ ἐκθετική αὔξηση τῶν κυμάτων ὀνομάζεται "Ἀστάθεια" καί εἶναι ἕνα ἀπό τά πιό ἐνδιαφέροντα καί δύσκολα προβλήματα τῆς Φυσικῆς Πλάσματος.

Ἄν καί ἕνας ἀκριβής ὁρισμός τοῦ τί εἶναι ἀστάθεια εἶναι ἀρκετά δύσκολος, διότι ἕνα μεγάλο πλῆθος πλασματικῶν φαινομένων περιγράφονται μέ τόν ὅρο αὐτό, μποροῦμε νά ὁρίσουμε σάν ἀστάθεια πλάσματος κάθε διεργασία κατά τήν ὁποία μία μικρή διαταραχή στό πλάσμα μεγαλώνει μέ τήν πάροδο τοῦ χρόνου ἀντί νά ἀποσβεσθεῖ [45]. Ἐν γένει οἱ ἀστάθειες φανερώνουν τή δυνατότητα τοῦ Πλάσματος νά ἐπανέρχεται στήν κατάσταση τῆς θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας ἀπό μία τυχούσα κατάσταση μέ τή βοήθεια "συλλογικῶν" φαινομένων, π.χ. τήν ἀνάπτυξη ἑνός κύματος, σε χρόνο μικρότερο ἀπό ἐκεῖνο πού θά χρειαζόταν γιά νά ἐπανέλθει μέ δυαδικές συγκρούσεις. Ἀπό πρακτική ἄποψη οἱ ἀστάθειες συνήθως δείχνουν τήν ἱκανότητα τοῦ πλάσματος νά "δραπετεύει" ἀπό μία γεωμετρία μαγνητικῶν πεδίων πού θά συγκρατούσαν ἀπεριόριστα ἕνα μοναχικό φορτισμένο σωμάτιο.

Γενικά οἱ ἀστάθειες δημιουργοῦνται ἀπό τήν ἄσχημη τοποθέτηση τοῦ πλάσματος εἴτε στό γεωμετρικό χῶρο, σέ σχέση μέ κάποιο μαγνητικό πεδίο, εἴτε στό χῶρο τῶν ταχυτήτων. Αὐτό τό τελευταίο συμβαίνει ὅταν ἡ κατανομή ταχυτήτων τῶν σωματίων τοῦ πλάσματος ἀποκλίνει ἀπό την κατανομή τῆς θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας. Ἔτσι, αὐτές διαιροῦνται σέ δύο μεγάλες κατηγορίες, τίς ἀστάθειες γεωμετρικοῦ χώρου ἤ μακροαστάθειες καί τίς ἀστάθειες τοῦ χώρου τῶν ταχυτήτων ἤ μικροαστάθειες. Ἡ ὑπό μελέτη ἀστάθεια ἀποτελεῖ ἕνα τυπικό παράδειγμα μικροαστάθειας.

Ἡ δυσκολία τῆς θεωρητικῆς ἀντιμετώπισης τῶν ἀσταθειῶν ἔγκειται στό ὅτι ἡ ἐκθετική αὔξηση τοῦ πλάτους τῶν κυμάτων κάνει τά συμπεράσματα τῆς γραμμικῆς μεθόδου ἐπιλύσεως τοῦ ὑποδείγματός μας κατάλληλα μόνο νά περιγράψουν τήν ἔναρξη τῆς ἀστάθειας - ὅταν δηλαδή το πλάτος τῶν κυμάτων εἶναι ἀκόμα μικρό - καί ὄχι τήν ἐξέλιξη καί σταθεροποίησή της - ὁπότε τό πλάτος τῶν κυμάτων γίνεται μεγάλο καί ἀρκετά μή γραμμικά φαινόμενα λαμβάνουν χώρα. Ὁπωσδήποτε ἡ θεωρία διαταραχῶν, τήν ὁποία χρησιμοποιήσαμε στή γραμμική της προσέγγιση γιά τόν ὑπολογισμό τῆς σχέσεως διασπορᾶς, μπορεῖ νά ἀποτελέσει τή βάση, ἄν τήν ἐπεκτείνουμε, γιά τή μελέτη καί ἐξήγηση πολλῶν μή γραμμικῶν φαινομένων τῆς Φυσικῆς Πλάσματος, ὄχι ὅμως ὅλων. Σκοπός τῆς παραγράφου αὐτῆς δέν εἶναι νά προβεῖ σέ μιά τέτοια μαθηματική ἐπέκταση, ἡ ὁποία ὑπερβαίνει τά ὅρια τῆς παρούσας διατριβῆς, ἀλλά νά περιγράψει ὁρισμένα μή γραμμικά φαινόμενα, πού τά πειραματικά δεδομένα φαίνεται νά ὑποδεικνύουν σάν τούς μηχανισμούς σταθεροποιήσεως τῆς ὑπό μελέτη ἰονοακουστικῆς ἀστάθειας.

Πράγματι, ἀπό τή σχέση (2-33) προκύπτει ὅτι ὁ ρυθμός ἀλλαγῆς τοῦ πλάτους τοῦ κύματός μας, ἄν θέσουμε $E_k' = E_k \exp(\gamma t)$ εἶναι,

$$\frac{d\vec{E}_k'}{dt} = \gamma\, \vec{E}_k', \quad \gamma > 0 \qquad (2\text{-}41)$$

Ἐάν λοιπόν θέλουμε τό κύμα νά πάψει νά ἀναπτύσσεται περαιτέρω, θά πρέπει νά ἐμφανιστεῖ ἕνας καινούργιος μηχανισμός πού νά ἀντιτίθεται

σέ αὐτή τήν ἀνάπτυξη καί πού θά μηδενίσει τό ρυθμό διεγέρσεως, ὁπότε λόγω τῆς σχέσεως (2-41) θά ἔχουμε $\frac{dE_k}{dt} = 0$, δηλαδή τό $\vec{E}_k$ θά ἀποκτήσει κάποια σταθερή πεπερασμένη τιμή. Τά φαινόμενα πού θά συζητηθοῦν ὡς ὑπεύθυνα γιά αὐτή τή σταθεροποίηση μποροῦν νά ταξινομηθοῦν σέ δύο μεγάλες κατηγορίες: φαινόμενα ἀλληλεπιδράσεως σωματίων-κύματος καί φαινόμενα ἀλληλεπιδράσεως κύματος-κύματος. Γιά λεπτομερέστερη ἀνάπτυξη τῶν θεμάτων αὐτῶν ὁ ἀναγνώστης παραπέμπεται στά ἀντίστοιχα κεφάλαια τῶν βιβλίων τῶν N.Krall καί A. Trivelpiece [45], R. Davidson [35], R.Z. Sagdeev καί A.A. Galeev [62], καθώς ἐπίσης καί τοῦ B.B. Kadomtsev [63].

2.3.1 Ἀλληλεπιδράσεις Σωματίων-Κύματος

Στήν παράγραφο αὐτή θά ἀσχοληθοῦμε μέ τήν περιγραφή δύο κυρίως φαινομένων. Αὐτά εἶναι, πρῶτον οἱ ἀλλαγές πού παθαίνει ἡ συνάρτηση κατανομῆς ἰσορροπίας $f_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων ἀπό τήν παρουσία κυμάτων στό Πλάσμα καί δεύτερον ἡ παγίδευση τῶν φορτισμένων σωματίων ἀπό ἕνα κύμα μεγάλου πλάτους. Καί τά δύο φαινόμενα, ὅπως θά δοῦμε, ἐπηρεάζουν τόν ὅρο Landau γ_3 τοῦ ρυθμοῦ αὐξήσεως γ τοῦ κύματος.

2.3.1.1 Ἡμιγραμμική Προσέγγιση (Quasilinear Approximation)

Στή γραμμική μέθοδο ἐπιλύσεως τοῦ ὑποδείγματός μας δεχτήκαμε ὅτι οἱ κατανομές ἰσορροπίας τῶν σωματίων μας $f_{o,a}(\vec{v})$ εἶναι συναρτήσεις Maxwell-Boltzmann (σχέσεις (2-23)), δηλαδή συναρτήσεις σταθερές ἀνεξάρτητες ἀπό τό χρόνο. Στήν ἡμιγραμμική προσέγγιση δεχόμαστε ὅτι οἱ κατανομές $f_{o,a}(\vec{v},t)$ ἐξαρτῶνται ἀπό τό χρόνο καί μεταβάλλονται ἀργά μέ αὐτόν. Αὐτή ἡ χρονική ἀλλαγή τῶν κατανομῶν εὔκολα ἀποδεικνύεται (βλ. π.χ. [45], σελ. 515) ὅτι ἱκανοποιεῖ τή σχέση,

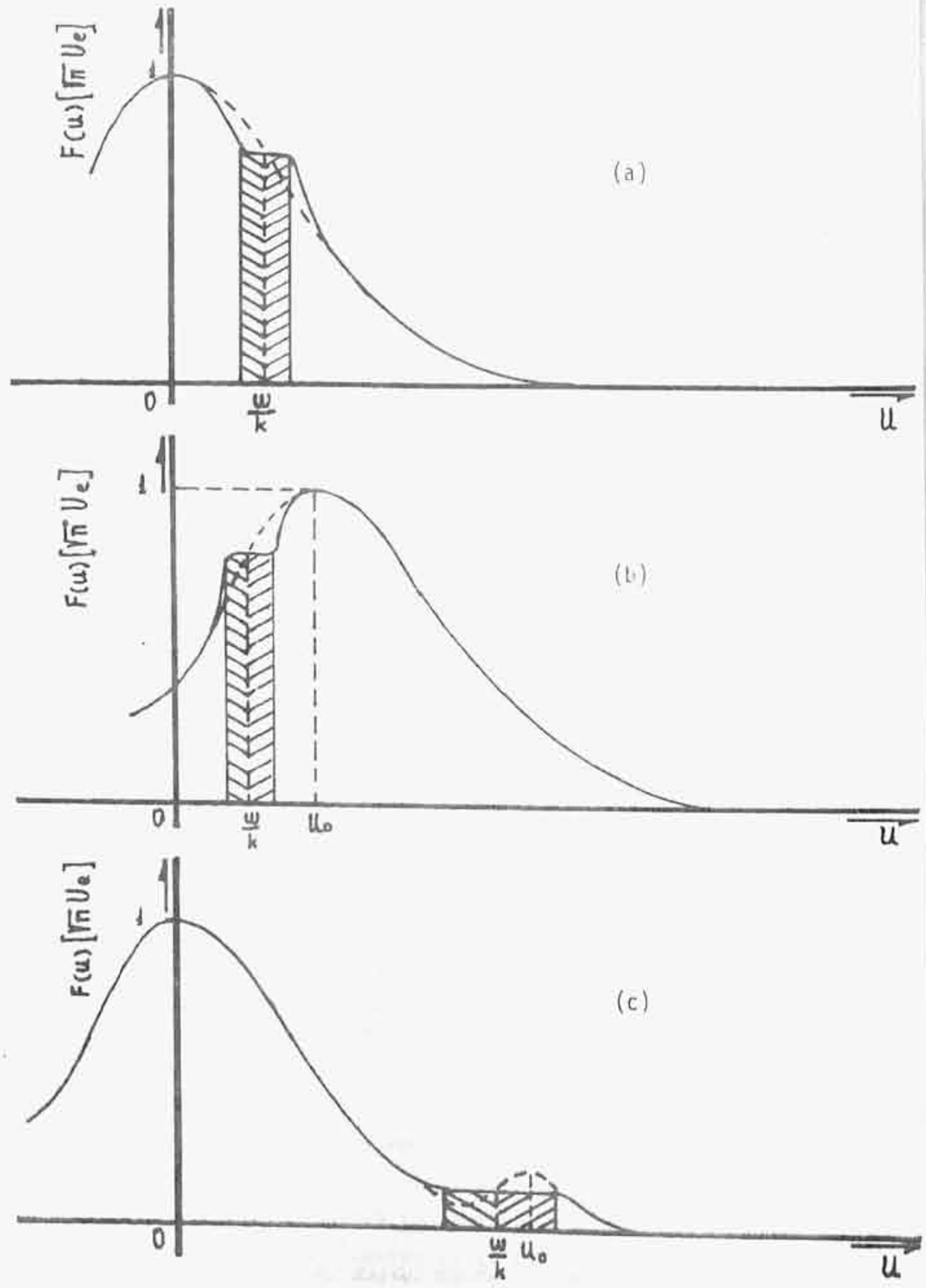
$$\frac{\partial f_{o,a}}{\partial t} = -\frac{g_a}{m_a} \nabla_v \langle \vec{E}_1 \cdot f_{1,a} \rangle \qquad (2\text{-}42)$$

ὅπου οἱ ἀγκύλες ὑποδηλώνουν τή μέση τιμή ὡς πρός τίς συντεταγμένες τοῦ χώρου, εἶναι δηλαδή ἕνα μή γραμμικό φαινόμενο δευτέρας τάξεως μιά καί ὑπολογίζεται ἀπό τό γινόμενο δύο διαταραχῶν πρώτης τάξεως.

Τό πρόβλημα αὐτό μελετήθηκε ἐπισταμένα ἀπό πολλούς ἐρευνητές [64,65,66,67], μέσα στά πλαίσια τῆς διεγέρσεως μικρῶν ἠλεκτροστατικῶν διαταραχῶν στό πλάσμα, μέ ἀποτέλεσμα τή διατύπωση τῶν ἡμιγραμμικῶν ἐξισώσεων διαχύσεως πού μᾶς δίνουν ἀφενός τή χρονική μεταβολή τῶν κατανομῶν ἰσορροπίας $f_{o,a}$ τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος καί ἀφετέρου τή χρονική μεταβολή τῆς ἐνέργειας τῶν κυμάτων. Ὅπως φανερώνει καί τό ὄνομά τους, αὐτές οἱ ἐξισώσεις περιγράφουν μία διάχυση τῶν σωματίων τοῦ πλάσματος, στό χῶρο ὅμως τῶν ταχυτήτων καί ἡ διάχυση αὐτή εἶναι ἡ ἀντίδραση τοῦ πλάσματος στή διέγερση (ἐκπομπή) καί στήν ἀπόσβεση (ἀπορρόφηση) κυμάτων. Παρότι ἡ διάχυση τῶν σωματίων πού κινοῦνται μέ ταχύτητες διαφορετικές ἀπό τή φασική ταχύτητα τῶν κυμάτων δέν εἶναι ἀμελητέα ἐξαιτίας τοῦ μεγάλου ἀριθμοῦ τους, ὁ βασικός μηχανισμός σταθεροποιήσεως τῶν κυμάτων ὀφείλεται στή διάχυση τῶν σωματίων ἐκείνων πού κινοῦνται μέ ταχύτητες $v = \omega/k$. Πράγματι, ὅπως ἔχουμε ἀναφέρει καί στήν παράγραφο (2.2.3), αὐτά τά σωμάτια βλέπουν τό πεδίο τοῦ κύματος σάν ἕνα σταθερό πεδίο πού τά ἐπιβραδύνει ἤ τά ἐπιταχύνει ἀναλόγως, δημιουργώντας ἔτσι τήν προαναφερθεῖσα διάχυση στό χῶρο τῶν ταχυτήτων. Ἀποτέλεσμα τῆς διαχύσεως αὐτῆς εἶναι ἡ μεταβολή τῆς συναρτήσεως κατανομῆς $F_{o,a}(v,t)$ τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος, κυρίως σέ μιά μικρή περιοχή ταχυτήτων γύρω ἀπό τή φασική ταχύτητα $\frac{\omega}{k}$ τῶν κυμάτων, ἔτσι ὥστε ἡ τιμή τῆς $F_{o,a}(\frac{\omega}{k}, \infty)$ σέ αὐτή τήν περιοχή ταχυτήτων νά γίνει σταθερή ἤ μέ ἄλλα λόγια ἡ τιμή τῆς παραγώγου της $F'_{o,a}(\frac{\omega}{k}, \infty)$ νά γίνει μηδέν, ἤτοι

$$F'_{o,a}(\frac{\omega}{k}, \infty) = 0 \qquad (2\text{-}43)$$

Στό σχῆμα 4 παρουσιάζουμε τήν ἀσυμπτωτική κατάληξη τῶν κατανομῶν τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ σχήματος 3 μετά τήν ἡμιγραμμική ἀλληλεπίδραση τοῦ πλάσματος μέ τά κύματα. Παρατηροῦμε ὅτι σάν συνέπεια τῆς ἡμιγραμμικῆς



Σχῆμα 4: Κατάληξη τῶν κατανομῶν τοῦ σχήματος 3 μετά τήν ἡμιγραμμική ἀλληλεπίδραση τοῦ πλάσματος μέ τά κύματα πού κινοῦνται μέ φασική ταχύτητα $\frac{\omega}{k}$.

διαχύσεως ὁ μηχανισμός ἀλληλεπιδράσεως Landau μηδενίζεται, μιά καί ὁ ἀριθμός τῶν ἠλεκτρονίων πού κινοῦνται μέ ταχύτητες λιγάκι μικρότερες ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος γίνεται ἴσος μέ τόν ἀριθμό τῶν ἠλεκτρονίων πού κινοῦνται μέ ταχύτητες λιγάκι μεγαλύτερες (γραμμοσκιασμένα ἐμβαδά) καί ἔτσι τελικά δέν μεταφέρεται πλέον ἐνέργεια ἀπό τά ἠλεκτρόνια στό κύμα ἤ ἀντιστρόφως (βλ. καί παράγραφο 2.2.3). Στό ἴδιο συμπέρασμα καταλήγουμε ἄν θέσουμε τήν τιμή μηδέν τῆς παραγώγου $F'_{o,e}(\frac{\omega}{k}, \infty)$ στή σχέση (2-36c) ὁπότε παίρνουμε $v_3 = 0$. Τά συμπεράσματα αὐτά τῆς ἡμιγραμμικῆς θεωρίας ἔχουν ἐλεγχθεῖ μέ μιά σειρά πειραμάτων τόσο γιά τήν περίπτωση τῶν κυμάτων πλάσματος τῶν ἠλεκτρονίων [68,69] ὅσο καί γιά τήν περίπτωση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων [37,70].

2.3.1.2 Παγίδευση Σωματίων

Ἀνακεφαλαιώνοντας τά συμπεράσματα τῆς γραμμικῆς (θεωρία Landau) καί τῆς ἡμιγραμμικῆς θεωρίας γιά τήν ἀλληλεπίδραση τῶν φορτισμένων σωματίων μέ τίς διαμήκεις ἠλεκτροστατικές κυμάνσεις πού ἀναπτύσσονται στό πλάσμα μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι μέχρι τώρα εἴδαμε τά ἑξῆς:

(α) Τό κύμα ἀλληλεπιδρᾶ κυρίως μέ τά σωμάτια ἐκεῖνα πού ἔχουν ταχύτητες παραπλήσιες μέ τή φασική ταχύτητά του, δηλαδή ἰσχύει ἡ σχέση,

$$\omega - ku \simeq 0 \qquad (2\text{-}44)$$

ὅπου ω καί k ἡ κυκλική συχνότητα καί ὁ κυματάριθμος τοῦ κύματος καί u ἡ ταχύτητα τῶν σωματίων.

(β) Ἀποτέλεσμα αὐτῆς τῆς ἀλληλεπιδράσεως εἶναι ἀφενός νά μεταφέρεται ἐνέργεια ἀπό τά σωμάτια στό κύμα ἤ ἀντιστρόφως, ἀφετέρου νά μεταβάλλεται ἡ συνάρτηση κατανομῆς τῶν σωματίων κυρίως σέ μιά μικρή περιοχή ταχυτήτων γύρω ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος, ἔτσι ὥστε ἡ παράγωγός της σέ ἐκείνη τήν περιοχή ταχυτήτων νά γίνει μηδέν (σχέση 2-43).

Τά παραπάνω συμπεράσματα τῶν δύο θεωριῶν ἰσχύουν ὑπό τήν προϋπόθεση ὅτι οἱ τροχιές τῶν σωματίων τοῦ πλάσματος δέν ἐπηρεάζονται οὐσιωδῶς ἀπό τήν ἀλληλεπίδρασή τους μέ τό ἠλεκτρικό πεδίο $\vec{E}_k$ τοῦ κύματος. Αὐτή ἡ προϋπόθεση ὁπωσδήποτε δέν ἰσχύει γιά τά σωμάτια ἐκεῖνα πού κινοῦνται μέ ταχύτητες παραπλήσιες μέ αὐτήν τοῦ κύματος. Πράγματι,αὐτά τά σωμάτια ἀλληλεπιδροῦν συνεχῶς μέ τό ἠλεκτρικό πεδίο $\vec{E}_k$ τοῦ κύματος (βλ. παράγραφο 2.2.3) καί ἔτσι ἡ ἐξίσωση κινήσεώς τους γιά τό σύστημα ἀναφορᾶς τοῦ κύματος γράφεται,

$$\frac{d^2x'}{dt^2} + \frac{g_a E_k}{m_a} \sin(kx') = 0 \qquad (2\text{-}45a)$$

ἄν δεχτοῦμε ὅτι τό κύμα μας εἶναι ἕνα ἐπίπεδο κύμα, ἤτοι $\vec{E}(x,t) = \vec{E}_k \sin(kx-\omega t)$ καί ἄν χρησιμοποιήσουμε τίς σχέσεις (2-37). Αὐτά λοιπόν τά σωμάτια παγιδεύονται ἀπό τό φρέαρ δυναμικοῦ τοῦ κύματος καί τίθενται σέ ταλάντωση μέσα σέ αὐτό (βλ. τροχιά W_2 σχήματος 2), πράγμα πού ἀποτελεῖ οὐσιαστική διαταραχή τῆς τροχιᾶς τους. Ἄν ἐπιπλέον δεχτοῦμε ὅτι ἡ παγίδευση τῶν σωματιδίων γίνεται κοντά στόν πυθμένα τοῦ φρέατος δυναμικοῦ, τότε ἡ ἐξίσωση (2-45a) παίρνει τή μορφή,

$$\frac{dx'^2}{dt^2} + \frac{g_a k E_k}{m_a} x' = 0 \qquad (2\text{-}45b)$$

πού εἶναι ἀκριβῶς ἡ ἐξίσωση κινήσεως ἑνός ἁρμονικοῦ ταλαντωτῆ μέ κυκλική συχνότητα ταλαντώσεως τήν,

$$\omega_B = \left(\frac{g_a k E_k}{m_a}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (2\text{-}46)$$

Ἡ ὕπαρξη λοιπόν ἑνός κύματος μεγάλου πλάτους $\vec{E}_k$ μέσα στό πλάσμα (ἑνός κύματος B.G.K. π.χ., [71]) καθιστᾶ ἀπαραίτητη προϋπόθεση γιά τήν περιγραφή του μιά τροποποίηση τῶν συμπερασμάτων τῆς γραμμικῆς καί τῆς

ἡμιγραμμικῆς θεωρίας ἐφόσον παγιδεύει μεγάλο ἀριθμό σωματίων καί διαταράσσει οὐσιωδῶς τίς τροχιές τους. Τό πρόβλημα αὐτό ἔγινε ἀντικείμενο ἐπισταμένης θεωρητικῆς μελέτης [67,72,73] τά συμπεράσματα τῆς ὁποίας ἐλέγχθηκαν καί συμπληρώθηκαν πειραματικά τόσο στήν περίπτωση τῶν κυμάτων τοῦ πλάσματος [74,75] ὅσο καί στήν περίπτωση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων [76,77].

Ἐμεῖς ἐν προκειμένω θά περιοριστοῦμε στήν περιγραφή ἑνός μόνο ἀπό αὐτά τά συμπεράσματα, τοῦ ὁποίου ἡ γνώση εἶναι ἀπαραίτητη γιά τήν κατανόηση καί ἐπεξήγηση μέρους τῶν πειραματικῶν ἀποτελεσμάτων μας. Ἔτσι, τά σωμάτια ἐκεῖνα πού παγιδεύονται ἀπό τό δυναμικό τοῦ κύματος μεγάλου πλάτους (ω_o, k_o), κινοῦνται μαζί μέ τό κύμα μέ μέση ταχύτητα τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος $\frac{\omega_o}{k_o}$. Ἄν τώρα ἡ κατανομή τῶν σωματίων εἶναι μία κατανομή Maxwell-Boltzmann, τότε ἡ πυκνότητά τους $n_a(x)$ μέσα στό φρέαρ δυναμικοῦ τοῦ κύματος δίνεται ἀπό τή σχέση,

$$n_a(x) = n_{o,a} \exp\left[-\frac{g_a \Phi(x)}{K_B T_a}\right] \qquad (2\text{-}47)$$

ὅπου $\Phi(x)$ εἶναι τό δυναμικό τοῦ κύματος. Ἡ σχέση (2-47) ὑποδηλώνει ὅτι τά σωμάτια πού παγιδεύονται ἀπό τό κύμα τείνουν νά συγκεντρωθοῦν στόν πυθμένα τοῦ φρέατος δυναμικοῦ του. Αὐτό ἔχει σάν συνέπεια τό μεγαλύτερο μέρος τῶν παγιδευμένων σωματίων νά ταλαντώνεται μέσα στό κύμα μέ τήν ἴδια σχεδόν συχνότητα, πού εἶναι ἡ ω_B (σχέση 2-46) καί νά συμπεριφέρεται ἔτσι σάν μία δέσμη συμφώνων ταλαντωτῶν. Τό ἀποτέλεσμα αὐτῆς τῆς συμπεριφορᾶς εἶναι τά σωμάτια αὐτά νά μποροῦν, μέσω γνωστῶν μηχανισμῶν (βλ. π.χ. two-stream instability [78]), νά διεγείρουν τά κύματα ἐκεῖνα (ω,k) τῶν ὁποίων ἡ μετατοπισμένη συχνότητα Ω, λόγω τοῦ φαινομένου Doppler, στό σύστημα ἀναφορᾶς τοῦ κύματος μεγάλου πλάτους (ω_o, k_o) συμπίπτει μέ τή συχνότητα ταλαντώσεως τῶν σωματίων, δηλαδή ἔχουμε,

$$\Omega = \omega - k\frac{\omega_o}{k_o} = \omega_B \qquad (2\text{-}48)$$

Συνεπῶς τά παγιδευμένα σωμάτια μέσω τῆς ταλαντώσεώς τους στό δυναμικό τοῦ κύματος μεγάλου πλάτους (ω_o, k_o) μεταφέρουν ἐνέργεια ἀπό αὐτό στά ἄλλα κύματα (ω,k) προκαλώντας ἔτσι τήν ἀπόσβεση τοῦ πρώτου καί τή διέγερση τῶν τελευταίων.

2.3.2 Ἀλληλεπιδράσεις Κύματος-Κύματος

Στήν προηγούμενη παράγραφο συζητήσαμε τή σύζευξη δύο κυμάτων μέσα στό πλάσμα σάν ἐπακόλουθο ὅμως τῆς ἀλληλεπιδράσεως τοῦ ἑνός ἀπό αὐτά μέ τά φορτισμένα σωμάτια τοῦ πλάσματος. Σέ περιπτώσεις ὅμως πού οἱ ἀλληλεπιδράσεις σωματίων-κύματος εἶναι ἀσθενεῖς, λόγω μή ἰσχυρᾶς συζεύξεως μεταξύ αὐτῶν, τότε ἡ ἐξέλιξη τῶν κυματικῶν ἀσταθειῶν μέσα στό πλάσμα καθορίζεται ἀπό τίς ἀλληλεπιδράσεις μεταξύ τῶν κυμάτων [79]. Πράγματι,λόγω τῆς μή γραμμικῆς ἀποκρίσεως τοῦ πλάσματος στίς διάφορες διαταραχές πού τοῦ ἐπιβάλλονται, οἱ ἰδιοκυμάνσεις του εἶναι συνήθως συζευγμένες μεταξύ τους. Αὐτό ὁδηγεῖ σέ μεταφορά ἐνέργειας ἀνάμεσα στίς ἰδιοκυμάνσεις τοῦ πλάσματος πού ἀρκετές φορές μπορεῖ νά ἔχει σάν συνέπεια καί αὐτή τήν ἀλλαγή στή συχνότητα τῆς ἀστάθειας. Οἱ ἀλληλεπιδράσεις αὐτές γίνονται ἰδιαίτερα ἰσχυρές ὅταν οἱ κυκλικές συχνότητες ω καί οἱ κυματάριθμοι k τῶν κυμάτων πληροῦν ὁρισμένες συνθῆκες συντονισμοῦ.

2.3.2.1 Ἀλληλεπίδραση Τριῶν Κυμάτων

Ἀνάμεσα στά πολλά παραδείγματα ἀλληλεπιδράσεως κυμάτων στό πλάσμα, ἡ πιό συνηθισμένη περίπτωση εἶναι ἡ ἀλληλεπίδραση τριῶν κυμάτων. Κατ' αὐτή, ἕνα κύμα διασπᾶται σέ δύο ἄλλα χαμηλοτέρων συχνοτήτων (decay instability) ἤ δύο κύματα συνενώνονται γιά τό σχηματισμό ἑνός τρίτου (π.χ. γένεση ἁρμονικῶν). Οἱ συνθῆκες συντονισμοῦ γι'αὐτή τήν κατηγορία ἀλληλεπιδράσεων (βλ. π.χ. [35] σελ. 101) εἶναι,

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 \qquad k_1 = k_2 + k_3 \tag{2-49}$$

Ἡ χρονική ἐξέλιξη τῶν πλατῶν A_1, A_2 καί A_3 τῶν τριῶν κυμάτων ἀποδεικνύεται ἐπίσης (βλ. π.χ. [62] σελ. 12) ὅτι περιγράφεται ἀπό ἐξισώσεις τῆς μορφῆς,

$$\frac{dA_1}{dt} = C_{1,2,3}\, A_2 \cdot A_3 \tag{2-50}$$

ὅπου ὁ συντελεστής συζεύξεως $C_{1,2,3}$ ἐξαρτᾶται ἀπό τή φύση τοῦ συγκεκριμένου προβλήματος. Ἀνάλογες βέβαια ἐξισώσεις ἰσχύουν γιά τή χρονική ἐξέλιξη τῶν πλατῶν A_2 καί A_3. Ἡ ἐξίσωση (2-50) ὑποδηλώνει ὅτι οἱ ἀλληλεπιδράσεις τριῶν κυμάτων ἀποτελοῦν μή γραμμικό φαινόμενο δεύτερας τάξεως πού δικαιολογημένα δέν περιέχεται στή γραμμική προσέγγιση.

Ὑπάρχουν πολλά παραδείγματα κυμάτων στό πλάσμα πού ἱκανοποιοῦν τίς συνθῆκες (2-49) καί ἀλληλεπιδροῦν ἔτσι μεταξύ τους (βλ. π.χ. [35] σελ. 124). Ἐμεῖς ἐδῶ θά περιορίσουμε τή συζήτηση σέ δύο μόνο παραδείγματα πού παρουσιάζουν ἐνδιαφέρον γιά τήν ἐξήγηση τῶν πειραματικῶν ἀποτελεσμάτων μας. Τό ἕνα εἶναι ἡ σύζευξη δύο ἠλεκτρονικῶν κυμάτων πλάσματος ὑψηλῶν συχνοτήτων μέ ἕνα ἰονοακουστικό κύμα χαμηλῆς συχνότητας καί τό ἄλλο ἡ σύζευξη ἰονοακουστικῶν κυμάτων χαμηλῶν συχνοτήτων.

Τό πρῶτο παράδειγμα οὐσιαστικά μᾶς ἐνδιαφέρει γιατί περιγράφει καί τή διάσπαση ἑνός κύματος πλάσματος, μέ κυκλική συχνότητα κοντά στή συχνότητα πλάσματος ω_e, σέ ἕνα ἄλλο κύμα πλάσματος μικρότερης συχνότητας καί σέ ἕνα ἰονοακουστικό κύμα. Αὐτή ἡ ἀλληλεπίδραση τριῶν κυμάτων ὑπῆρξε ἀντικείμενο ἐπισταμένης θεωρητικῆς [80,81] καί πειραματικῆς [82,83,84] μελέτης κατά τά τελευταῖα εἴκοσι χρόνια καί εἶναι, ἄν ὄχι ἡ πρώτη, μία ἀπό τίς πρῶτες περιπτώσεις ἀλληλεπιδράσεως κυμάτων πού μελετήθηκαν στό πλάσμα. Τό ἐνδιαφέρον γιά αὐτήν πηγάζει ἀφενός ἀπό τό γεγονός ὅτι γίνεται κατανοητή ἡ διέγερση ἰσχυρῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων [84] καί σέ περιπτώσεις πού ἀπουσιάζουν μηχανισμοί σάν καί αὐτούς πού συζητήσαμε στήν παράγραφο (2.2.3) καί ἀφετέρου γιατί μέ

αὐτήν μπορεῖ νά ἐξηγηθεῖ ἡ ἰσχυρή ἀπόσβεση τῶν κυμάτων πλάσματος τῶν ἠλεκτρονίων πού δέν μπορεῖ νά ἐξηγηθεῖ μέ ἄλλους μηχανισμούς.

Τό δεύτερο παράδειγμα, ἡ σύζευξη τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων, ἔχει καί αὐτό μελετηθεῖ ἀρκετά [85,86] καί ἐνδιαφέρει κυρίως γιατί μέ αὐτό ἐξηγεῖται ἡ γένεση ἁρμονικῶν [87]. Πράγματι, ἡ δημιουργία ἁρμονικῶν στήν περίπτωση ἰονοακουστικῶν κυμάτων μέ κυκλικές συχνότητες ω πολύ χαμηλότερες ἀπό τή συχνότητα πλάσματος τῶν ἰόντων ω_i, δηλαδή κυμάτων πού δέν παρουσιάζουν διασπορά (βλ. σχέση 2-35), μπορεῖ νά ἐξηγηθεῖ μέ τήν ἀλληλεπίδραση τριῶν κυμάτων. Ἔτσι, ἡ δεύτερη ἁρμονική (ω_2,k_2) π.χ. μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ὅτι προκύπτει κατευθείαν ἀπό τή θεμελιώδη (ω_1,k_1) μιά καί εὔκολα ἱκανοποιοῦνται οἱ σχέσεις συντονισμοῦ,

$$\omega_2 = \omega_1+\omega_1 = 2\omega_1 \quad (a) \qquad k_2 = k_1+k_1 = 2k_1 \quad (b) \qquad (2\text{-}51)$$

Μέ ἀνάλογο τρόπο ἐξηγεῖται καί ἡ δημιουργία ὑψηλότερων ἁρμονικῶν. Ἡ ἀνάγκη γιά τήν ἀπουσία διασπορᾶς εἶναι προφανής, γιατί ἄν τά κύματα παρουσιάζουν διασπορά, ὁ κυματάριθμος τῆς δεύτερης ἁρμονικῆς εἶναι $k_2 \neq 2k_1$ καί ἔτσι ἡ σχέση (2-51b) δέν ἱκανοποιεῖται, μέ συνέπεια νά μήν ἔχουμε σύζευξη τοῦ ἰονοακουστικοῦ κύματος μέ τίς ἁρμονικές του, κάτι πού ἔχει παρατηρηθεῖ σέ μεγαλύτερες συχνότητες.

2.3.2.2 Ἡ Ἐξίσωση Korteweg-de Vries

Ὅπως ἐξηγήσαμε καί στήν προηγούμενη παράγραφο, γιά τή δημιουργία ἀνώτερων ἁρμονικῶν ἀπό τό μηχανισμό συζεύξεως κυμάτων ἐξαιτίας τῆς μή γραμμικῆς ἀποκρίσεως τοῦ πλάσματος, ἀπαραίτητη προϋπόθεση εἶναι ἡ ἔλλειψη διασπορᾶς ἀπό τά κύματα. Τά ἰονοακουστικά κύματα ὅμως παρουσιάζουν διασπορά (βλ. σχέση 2-34a) ἡ ὁποία ὑπάρχει ἔστω καί σέ πολύ μικρό ποσοστό ἀκόμα καί στήν περίπτωση τῶν πολύ χαμηλῶν συχνοτήτων, ὅταν δηλαδή αὐτά περιγράφονται ἀπό τήν προσεγγιστική σχέση διασπορᾶς (2-35). Συνεπῶς χρειάζεται νά ἐξετάσουμε λεπτομερέστερα τή "διαμάχη"

ἀνάμεσα στή μή γραμμικότητα καί στή διασπορά, γιά νά ὑπολογίσουμε ἕνα κριτήριο πού θά ὑποδεικνύει πότε εἶναι δυνατή καί πότε ὄχι ἡ γένεση ἁρμονικῶν. Μέ αὐτό τό κριτήριο θά γνωρίζουμε δηλαδή πότε ὁ χρόνος πού ἀπαιτεῖται γιά νά γίνει μεταφορά ἐνέργειας ἀπό τή θεμελιώδη συχνότητα στίς ἁρμονικές, ὥστε νά ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση τῶν τελευταίων, εἶναι μικρότερος ἀπό τό χρόνο πού ἡ διασπορά καταστρέφει τή σύζευξη τῶν κυμάτων.

Ἡ διαμάχη αὐτή περιγράφεται ἀπό τή μή γραμμική ἐξίσωση Korteweg-de Vries στήν ὁποία, ὅπως ἔχει δειχθεῖ [31], ὑπακούουν καί τά ἰονοακουστικά κύματα ἐκεῖνα πού κινοῦνται μέ ταχύτητες παραπλήσιες πρός τήν ταχύτητα ἦχου C_s τοῦ πλάσματος. Αὐτή ἡ διαφορική ἐξίσωση, ὅπως ἀναφέρουμε καί στήν εἰσαγωγή, εἶναι μιά γενική ἐξίσωση πού περιγράφει τή συμπεριφορά ὅλων ἐκείνων τῶν συστημάτων πού παρουσιάζουν διασπορά καί ταυτόχρονα εἶναι καί μή γραμμικά, ἔχει δέ τή μορφή (βλ. π.χ. [35], σελ. 23),

$$\frac{\partial n_1}{\partial \tau} + n_1 \frac{\partial n_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^3 n_1}{\partial \xi^3} = 0 \qquad (2\text{-}52)$$

ὅπου ξ καί τ εἶναι "παραμορφωμένες" (stretched) χωροχρονικές μεταβλητές πού σχετίζονται μέ τίς κανονικές συντεταγμένες x καί t μέ τίς σχέσεις,

$$\tau = \varepsilon^{3/2}\,\omega_i t \quad (a), \qquad \xi = \varepsilon^{1/2}\left(\frac{x}{\lambda_e} - \omega_i t\right) \quad (b) \qquad (2\text{-}53)$$

καί n_1 εἶναι πρώτης τάξεως διαταραχή στήν πυκνότητα n_i τῶν ἰόντων τοῦ πλάσματος καί συνδέεται μαζί της μέ τή σχέση,

$$n_i = n_o(1 + \varepsilon n_1) \qquad (2\text{-}54)$$

Ἡ μικρή παράμετρος ε μᾶς δείχνει τό μέγεθος τῆς διαταραχῆς στήν πυκνότητα συγκριτικά μέ τήν πυκνότητα ἰσορροπίας n_o, ἐνῶ τά ω_i καί λ_e ἔχουν

όρισθεῖ ἀλλοῦ (βλ. σχέσεις 2-29a καί 2-30a). Τέλος,στή σχέση (2-54) ἔχουμε παραλείψει ὅλες τίς διαταραχές ἀνωτέρας τάξεως στήν πυκνότητα n_i.

Χρησιμοποιώντας τίς σχέσεις (2-53) γιά νά ὑπολογίσουμε τίς παραγώγους $\frac{\partial}{\partial\tau}$, $\frac{\partial}{\partial\xi}$ καί $\frac{\partial^3}{\partial\xi^3}$ συναρτήσει τῶν $\frac{\partial}{\partial x}$ καί $\frac{\partial}{\partial t}$ καί ἀντικαθιστώντας τες στήν ἐξίσωση (2-52), μετά ἀπό ὁρισμένες ἁπλές ἀλγεβρικές πράξεις παίρνουμε,

$$\frac{\partial n_1}{\partial x} + \frac{1}{C_s}\frac{\partial n_1}{\partial t} + \varepsilon n_1 \frac{\partial n_1}{\partial x} + \frac{\lambda_e^2}{2}\frac{\partial^3 n_1}{\partial x^3} = 0 \qquad (2\text{-}55)$$

Μετά ἀπό αὐτά,ἡ ἐξίσωση Korteweg-de Vries ἔχει πάρει μία μορφή πού μᾶς εἶναι πιά εὔκολο νά διακρίνουμε τή φυσική σημασία τῶν διαφόρων ὅρων της καί τίς συνέπειές τους στή διάδοση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων. Ἔτσι, οἱ δύο πρῶτοι ὅροι μᾶς δίνουν τήν ταχύτητα διαδόσεως τῶν κυμάτων στό ὅριο πού δέν παρουσιάζουν διασπορά, ὁ τρίτος ὅρος περιγράφει τή μή γραμμική συμπεριφορά τους καί ὁ τέταρτος εἰσάγει τό φαινόμενο τῆς διασπορᾶς στή διάδοσή τους. Γιά νά προχωρήσουμε πλέον σέ μιά ποιοτική ἀνάλυση τῆς (2-55) χρειάζεται νά προσδιορίσουμε τή μορφή τῆς διαταραχῆς n_1. Ὅπως ἔχουμε ἤδη ἀναφέρει τό πλάτος τῆς κυματικῆς διαταραχῆς δίνεται ἀπό τήν παράμετρο ε, συνεπῶς ἡ χωροχρονική της ἐξάρτηση θά πρέπει νά δίνεται ἀπό τό n_1. Ἄν λοιπόν περιοριστοῦμε σέ διαταραχές πού εἶναι ἐπίπεδα κύματα τότε τό n_1 θά ἔχει τή γνωστή μορφή,

$$n_1 = \exp[j(kx-\omega t)] \qquad (2\text{-}56a)$$

Ἔτσι,ἀντικαθιστώντας τή σχέση (2-56a) στή (2-55) τελικά παίρνουμε,

$$jkn_1 - j\frac{\omega}{C_s}n_1 + jk\,\varepsilon\, n_1^2 - j\frac{k^3\lambda_e^2}{2}n_1 = 0 \qquad (2\text{-}57)$$

Ἕνα πρῶτο συμπέρασμα πού μποροῦμε νά βγάλουμε ἀπό τή (2-57) εἶναι ὅτι ὁ μή γραμμικός ὅρος n_1^2 εἶναι πηγή γενέσεως ἀνώτερων ἁρμονικῶν. Πράγματι,παρότι ξεκινᾶμε μέ μία μονοχρωματική διαταραχή (ω,k) (σχέση 2-56a) ἡ ὕπαρξη αὐτοῦ τοῦ ὅρου στήν ἐξίσωση (2-57) ἔχει σάν συνέπεια τήν ἐμφάνιση τῆς δεύτερης ἁρμονικῆς ($\omega_2 = 2\omega$, $k_2 = 2k$), διότι

$$n_1^2 = \exp[j(2k\cdot x - 2\omega\cdot t)] \qquad (2\text{-}56b)$$

Ἄν ἁπλοποιήσουμε λιγάκι ἀκόμα τή σχέση (2-57) χρησιμοποιώντας ἐπίσης καί τήν

$$\varepsilon n_1 = \frac{n_i - n_o}{n_o} = \frac{\delta n}{n_o} \qquad (2\text{-}58)$$

πού προκύπτει ἀπό τή (2-54), τότε αὐτή παίρνει τελικά τή μορφή,

$$\left(1 - \frac{\omega}{kC_s} + \frac{\delta n}{n_o} - \frac{k^2\lambda_e^2}{2}\right) = 0 \qquad (2\text{-}59)$$

ἔχοντας κάνει χρήση καί τοῦ γεγονότος ὅτι τό $n_1 \neq 0$ μιά καί τό μέτρο του εἶναι ἴσο μέ τή μονάδα (βλ. σχέση 2-56a).

Ἡ σχέση (2-59) περιέχει ὅλες τίς ἀπαραίτητες πληροφορίες γιά τή συμπεριφορά τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων καί συνεπῶς μποροῦμε νά προχωρήσουμε στήν ποιοτική μελέτη αὐτῆς τῆς συμπεριφορᾶς. Ἔτσι ἔχουμε:

α) Ἄν ἰσχύει $\frac{\delta n}{n_o}$, $\frac{k^2\lambda_e^2}{2} \ll 1$, τότε ἐγκαταλείποντας τό μή γραμμικό ὅρο $\frac{\delta n}{n_o}$ καί τόν ὅρο διασπορᾶς $\frac{k^2\lambda_e^2}{2}$ ἀπό τή (2-59), παίρνουμε τή γνωστή σχέση $\frac{\omega}{k} = C_s$ (βλ. 2-35) πού μᾶς λέει ὅτι ὅλα τά ἰονοακουστικά κύματα διαδίδονται στό πλάσμα χωρίς διασπορά μέ τήν ταχύτητα ἤχου C_s τοῦ πλάσματος (βλ. 2-34c).

β) Ἂν ἰσχύει $\frac{\delta n}{n_o} < \frac{k^2\lambda_e^2}{2} << 1$, τότε ἐγκαταλείποντας τό μή γραμμικό ὅρο ἀλλά διατηρώντας τόν ὅρο διασπορᾶς στή (2-59), παίρνουμε τήν,

$$\omega = kC_s\left(1 - \frac{k^2\lambda_e^2}{2}\right) \qquad (2\text{-}60)$$

Ἡ (2-60) μᾶς λέει ὅτι τά ἰονοακουστικά κύματα παρουσιάζουν διασπορά πού γίνεται πιό ἔντονη ὅσο αὐξάνει ἡ κυκλική συχνότητά τους ἤ ἰσοδυνάμως ἐλαττώνεται τό μῆκος κύματός τους. Ἡ σχέση (2-60) μπορεῖ νά προκύψει καί ἀπό τή σχέση διασπορᾶς (2-34a) ἄν κάνουμε τήν ἀντικατάσταση,

$$\frac{1}{\sqrt{1 + k^2\lambda_e^2}} \simeq \frac{1}{1 + \frac{k^2\lambda_e^2}{2}} \simeq 1 - \frac{k^2\lambda_e^2}{2}$$

μιά καί ἔχουμε ὅτι τό $\frac{k^2\lambda_e^2}{2}$ εἶναι ἀρκετά μικρότερο ἀπό τή μονάδα.

γ) Τέλος, ἄν ἰσχύει $\frac{k^2\lambda_e^2}{2} < \frac{\delta n}{n_o} < 1$, τότε μποροῦμε νά διατηρήσουμε τό μή γραμμικό ὅρο ἐγκαταλείποντας τόν ὅρο διασπορᾶς καί ἔτσι τά κύματά μας παρουσιάζουν ἀμελητέα διασπορά ἀλλά ἔντονη μή γραμμικότητα. Συνεπῶς περιμένουμε τή γένεση ἀνωτέρων ἁρμονικῶν μέσω τῶν μηχανισμῶν πού ἀναπτύξαμε στήν προηγούμενη παράγραφο καί ἡ ἀναγκαία συνθήκη γιά νά συμβεῖ αὐτό εἶναι,

$$\frac{\delta n}{n_o} > \frac{k^2\lambda_e^2}{2} \qquad (2\text{-}61)$$

Ἡ γένεση αὐτή τῶν ἁρμονικῶν ἔχει σάν συνέπεια νά μεταφέρεται ἐνέργεια ἀπό τή θεμελιώδη στίς ἁρμονικές, ἕνα φαινόμενο τό ὁποῖο μπορεῖ νά ὁδηγήσει στή σταθεροποίηση τοῦ πλάτους τῆς θεμελιώδους.

3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΚΑΙ ΔΙΑΓΝΩΣΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ

3.1 Εἰσαγωγή

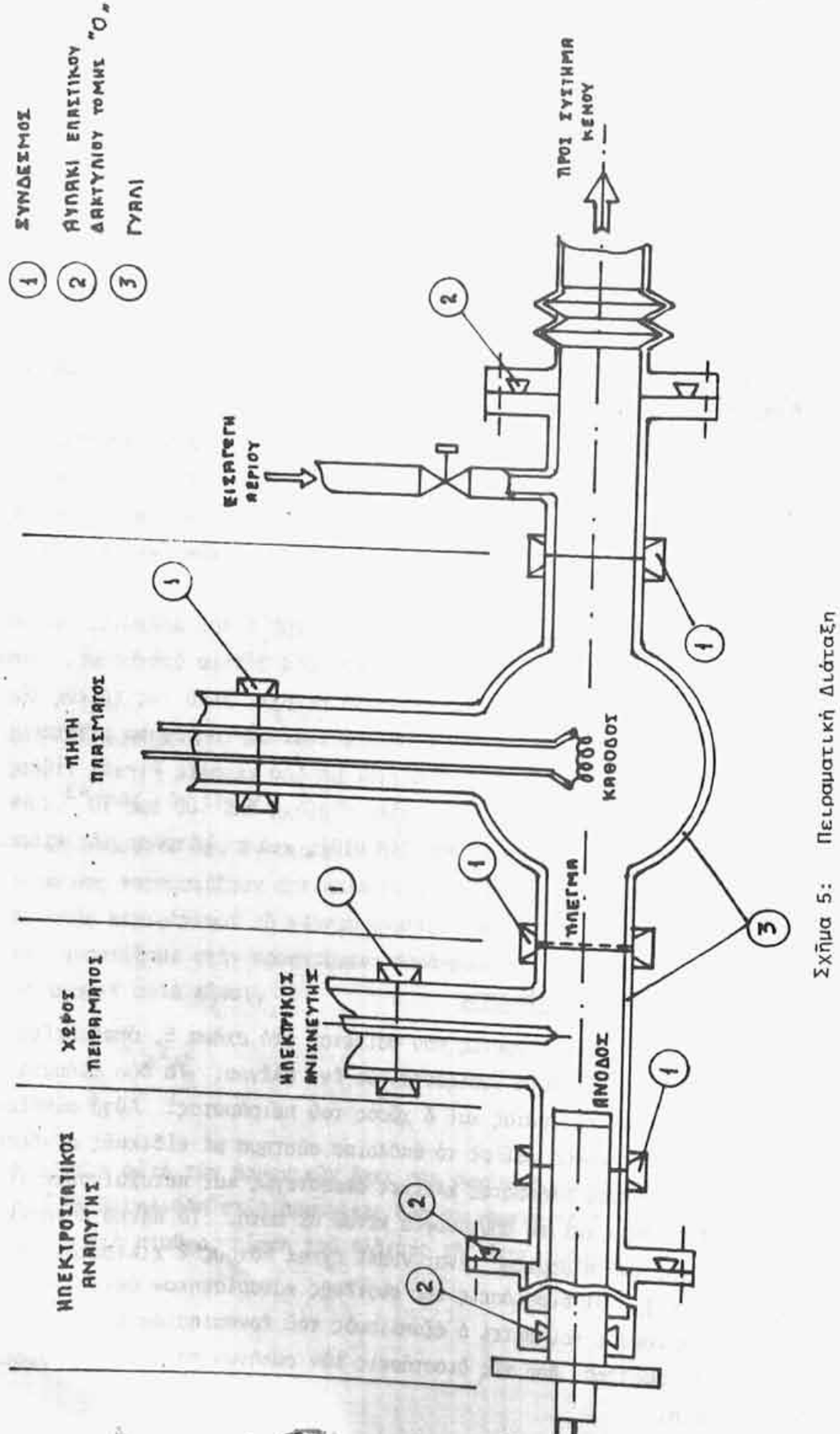
Ἡ πειραματική διάταξη, γιά τή μελέτη τῆς ἰονοακουστικῆς ἀστάθειας καί τῶν διαφόρων φαινομένων πού σχετίζονται μέ αὐτή, φαίνεται διαγραμματικά στό σχῆμα 5. Αὐτή ἀποτελεῖται ἀπό τό σύστημα κενοῦ, τή συσκευή τοῦ πλάσματος καί τά διαγνωστικά ὄργανα συλλογῆς καί ἀνάλυσης τῶν πειραματικῶν μετρήσεων.

Μέ ἐξαίρεση τό σύστημα κενοῦ, τά ὑπόλοιπα τμήματα τῆς πειραματικῆς διατάξεως σχεδιάστηκαν καί κατασκευάστηκαν, γιά τό ὑπό συζήτηση πείραμα, στό ἐργαστήριο Φυσικῆς Πλάσματος. Σέ πολλά σημεῖα τῶν κατασκευῶν χρησιμοποιήθηκαν οἱ αὐξημένες δυνατότητες τῶν Τεχνικῶν Ὑπηρεσιῶν τοῦ Κέντρου (μηχανουργεῖο, ὑαλουργεῖο).

Τό σύστημα κενοῦ εἶναι ἡ μονάδα PST 260 E τῆς Balzers, πού ἀποτελεῖται ἀπό μία περιστροφική ἀντλία καί μία ἀντλία διαχύσεως. Αὐτή ἡ μονάδα, μέ ψύξη νεροῦ, εἶναι ἱκανή νά πετύχει κενό τῆς τάξεως τῶν $5\cdot10^{-7}$ Torr. Τό σύστημα κενοῦ συμπληρώνεται μέ τό ὄργανο μετρήσεως PKG 010 τῆς Balzers. Αὐτό συνδυάζεται μέ δύο κεφαλές Pirani (τύπος NV4), γιά τή μέτρηση τῆς πιέσεως στήν περιοχή ἀπό 100 ἕως 10^{-3} Torr καί μέ μία κεφαλή Penning (τύπος IKR 010), γιά τή μέτρηση τῆς πιέσεως ἀπό $5\cdot10^{-3}$ ἕως $5\cdot10^{-8}$ Torr.

3.2 Ἡ Συσκευή τοῦ Πλάσματος

Ἡ συσκευή τοῦ Πλάσματος πού φαίνεται στό σχῆμα 5, ἀποτελεῖται ἀπό δύο τμήματα τά ὁποῖα χωρίζονται μέ ἕνα πλέγμα. Τά δύο τμήματα εἶναι ἡ πηγή τοῦ πλάσματος καί ὁ χῶρος τοῦ πειράματος. Αὐτά συνδέονται μεταξύ τους καθώς καί μέ τό ὑπόλοιπο σύστημα μέ εἰδικούς συνδέσμους. Ἔτσι, ἡ συσκευή τοῦ πλάσματος κλείνει ἀεροστεγῶς καί πετυχαίνουμε τήν ἄντληση τοῦ ἀέρα καί τή δημιουργία κενοῦ σέ αὐτή. Τό ὑλικό κατασκευῆς τῆς συσκευῆς τοῦ πλάσματος εἶναι γυαλί pyrex πάχους 2 χιλιοστῶν τοῦ μέτρου (χιλ.). Οἱ διαστάσεις τῆς συσκευῆς καθορίστηκαν ἀφενός ἀπό τούς περιορισμούς πού θέτει ὁ ἐξοπλισμός τοῦ ἐργαστηρίου Φυσικῆς Πλάσματος καί ἀφετέρου ἀπό τίς διαστάσεις τῶν σωλήνων πού ἦταν διαθέσιμοι στό ἐμπόριο.



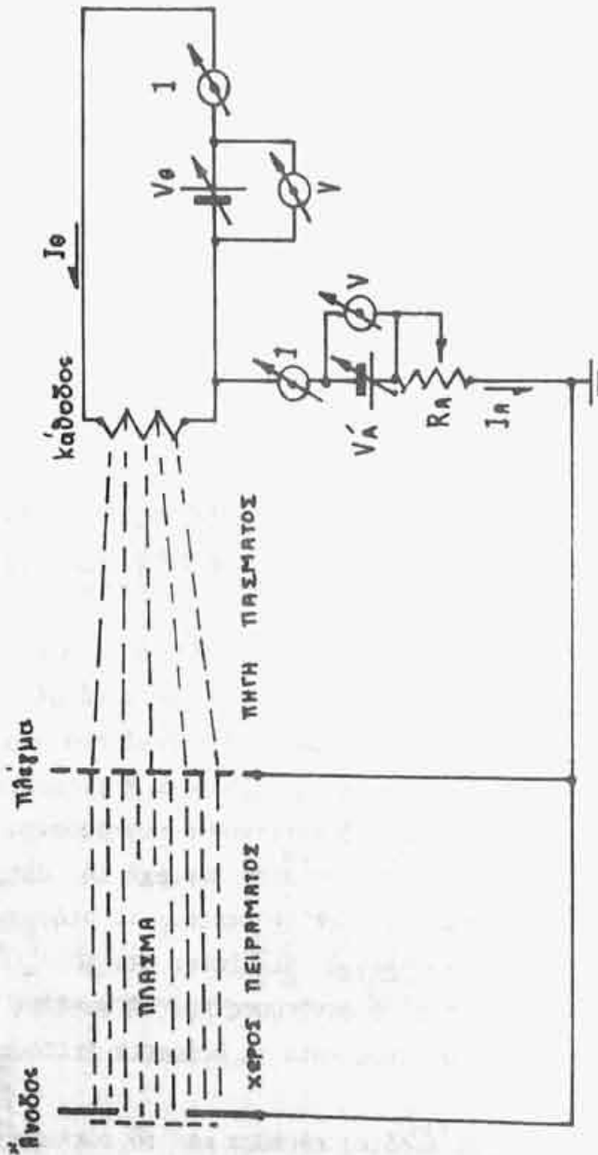
Σχῆμα 5: Πειραματική Διάταξη

3.2.1 Πηγή Πλάσματος

Αὐτή ἀποτελεῖται ἀπό μιά γυάλινη σφαίρα διαμέτρου 54 χιλ. Σέ δύο ἀντιδιαμετρικά σημεῖα τῆς σφαίρας ἔχουμε κολλήσει δύο κυλινδρικούς γυάλινους σωλῆνες, ἐσωτερικῆς διαμέτρου 24 χιλ. καί μήκους 52 χιλ. Ὁ ἕνας σωλήνας συνδέεται μέ τό χῶρο τοῦ πειράματος, ἐνῶ ὁ ἄλλος συνδέεται μέ τό σύστημα κενοῦ καί τήν εἴσοδο τοῦ ἀερίου. Κάθετα πρός αὐτή τή διεύθυνση ἔχουμε κολλήσει ἕνα τρίτο σωλήνα, ἐσωτερικῆς διαμέτρου 19 χιλ. καί μήκους 92 χιλ. Μέσα ἀπό αὐτόν τό σωλήνα, μέ κατάλληλο μεταλλικό στέλεχος, τοποθετοῦμε στό κέντρο τῆς σφαίρας θερμαινόμενη κάθοδο. Ἡ κάθοδος εἶναι συνήθως σύρμα βολφραμίου ἀπό λαμπτήρα τῶν 500 W ἤ τῶν 1000 W, πού τό ἔχουμε χωρίσει σέ κομμάτια τῶν 100 W περίπου. Εὔκολα κανείς ἀντιλαμβάνεται ὅτι τό σφαιρικό σχῆμα γι'αὐτό τό τμῆμα τῆς συσκευῆς τό ἔχουμε διαλέξει γιά νά παρεμβάλλεται κάποια ἀπόσταση ἀνάμεσα στήν κάθοδο καί στό γυαλί καί νά ἀποφεύχεται ἔτσι ἡ ὑπερθέρμανση τοῦ γυαλιοῦ. Ἡ πηγή τοῦ πλάσματος χωρίζεται ἀπό τό χῶρο τοῦ πειράματος μέ ἕνα πλέγμα ἀπό σύρμα βολφραμίου πάχους 0,075 χιλ. Τό πλέγμα, μέ 25 περίπου σύρματα ἀνά ἑκατοστό (ἑκ.), παρουσιάζει διαπερατότητα 67%.

Τό πλάσμα δημιουργεῖται ἰονίζοντας ἀέριο Ἀργό μέ ἠλεκτρική ἐκκένωση μέ τόν ἀκόλουθο τρόπο. Ἀφοῦ δημιουργήσουμε κενό μέσα στή συσκευή τοῦ πλάσματος, βάζουμε ἀέριο Ἀργό. Στή συνέχεια θερμαίνουμε τήν κάθοδο καί ἐπιταχύνουμε τά θερμικῶς ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρόνια στό χῶρο μεταξύ καθόδου καί πλέγματος. Τά ἠλεκτρόνια συγκρούονται μέ τά ἄτομα τοῦ Ἀργοῦ καί τά ἰονίζουν. Ἔτσι,στήν περιοχή τῆς θετικῆς στήλης τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως, ἔχουμε τή δημιουργία πλάσματος. Τό πλάσμα ἀλισθαίνοντας μέσα ἀπό τό πλέγμα, διαχέεται στό χῶρο τοῦ πειράματος. Ἡ πηγή τοῦ πλάσματος καί ὁ σύνδεσμος πού τή συνδέει μέ τό χῶρο τοῦ πειράματος, ψύχονται μέ ἀέρα κατά τή διάρκεια λειτουργίας τῆς συσκευῆς.

Στό σχῆμα 6 φαίνονται τό ἀνοδικό κύκλωμα καί τό κύκλωμα θερμάνσεως. Τό κύκλωμα θερμάνσεως ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα τροφοδοτικό 2,5 kWatts



Σχῆμα 6: Ἀνοδικό κύκλωμα καί κύκλωμα θερμάνσεως

(50 Volts, 50 Ampères), ἐφοδιασμένο μέ ὄργανα μετρήσεως γιά τήν τάση V_θ καί τό ρεῦμα I_θ θερμάνσεως. Τό ἀνοδικό κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα τροφοδοτικό καί μία ἀντίσταση προστασίας. Τό τροφοδοτικό ἔχει ἰσχύ 2,5 kWatts (5 Ampères, 500 Volts) καί εἶναι ἐφοδιασμένο μέ ὄργανα μετρήσεως γιά τήν τάση τροφοδοσίας V'_A καί τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A.

Ἡ τάση τροφοδοσίας V'_A συνδέεται μέ τήν ἀνοδική τάση V_A (τάση μεταξύ ἀνόδου καί καθόδου) μέ τή σχέση,

$$V'_A = V_A + R_A \cdot I_A \qquad (3\text{-}1)$$

Ἡ ἀντίσταση προστασίας R_A εἶναι μεταβλητή ($0 \leq R_A \leq 100$ ohms) ἀλλά συνήθως χρησιμοποιοῦμε τή μεγίστη τιμή της. Αὐτή ἡ ἀντίσταση παρεμβάλλεται στό ἀνοδικό κύκλωμα γιά νά τό προστατεύει ἀπό ὑπερβολικές αὐξήσεις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος, περιορίζοντας τή μεγίστη τιμή τοῦ ρεύματος πού μπορεῖ νά περάσει μέσα ἀπό τό κύκλωμα σέ,

$$I_{A_{\mu\epsilon\gamma.}} = \frac{V'_{A_{\mu\epsilon\gamma.}}}{R_A} = \frac{500 \text{ Volts}}{100 \text{ Ohms}} = 5 \text{ Ampères}. \qquad (3\text{-}1a)$$

Ἡ ὑπερβολική αὔξηση στό ἀνοδικό ρεῦμα μπορεῖ νά συμβεῖ γιατί οἱ ἠλεκτρικές ἐκκενώσεις αὐτοῦ τοῦ τύπου παρουσιάζουν ἀρνητική ἀντίσταση [88]. Δέν πρόκειται βεβαίως νά ἀσχοληθοῦμε μέ τήν περιγραφή τῶν ἐκκενώσεων αὐτοῦ τοῦ τύπου (ἐκκενώσεις αἴγλης καί τόξου), γιατί ἔχουν γίνει τό ἀντικείμενο ἐπισταμένης μελέτης πολλῶν ἐρευνητῶν κατά τά τελευταῖα ἑκατό χρόνια καί μπορεῖ κανείς νά πληροφορηθεῖ γι' αὐτές ξεφυλλίζοντας ἕνα ὁποιοδήποτε ἐγχειρίδιο Γενικῆς Φυσικῆς.

3.2.2 Χῶρος Πειράματος

Ὁ χῶρος τοῦ πειράματος ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα κυλινδρικό γυάλινο σωλήνα, ἐσωτερικῆς διαμέτρου 28 χιλ. καί μήκους 123 χιλ. Στή μία

ἄκρη τοῦ σωλήνα ὑπάρχει, ὅπως ἔχουμε ἤδη ἀναφέρει, τό πλέγμα πού χωρίζει τό χῶρο τοῦ πειράματος ἀπό τήν πηγή τοῦ πλάσματος. Στήν ἄλλη ἄκρη τοῦ σωλήνα ὑπάρχει κινητός μεταλλικός δίσκος ἀπό ἀνοξείδωτο χάλυβα διαμέτρου 23 χιλ. καί ἔτσι τό πλάσμα, διαχεόμενο μέσα στό χῶρο τοῦ πειράματος, σχηματίζει μιά κυλινδρική στήλη. Οἱ διαστάσεις τῆς στήλης μποροῦν νά ἀλλάξουν εἴτε μέ τή μετακίνηση τοῦ μεταλλικοῦ δίσκου μέσα στό γυάλινο σωλήνα (ἀλλαγή στό μῆκος) εἴτε μέ τήν ἀλλαγή τοῦ γυάλινου σωλήνα (ἀλλαγή στή διάμετρο). Γιά τοῦτο χρησιμοποιήθηκαν δύο εἴδη γυάλινων σωλήνων, μέ ἐσωτερικές διαμέτρους 24 χιλ. καί 28 χιλ. ἀντίστοιχα.

Σέ ἀπόσταση 21 χιλ. ἀπό τό ἄκρο τοῦ γυάλινου σωλήνα τό ὁποῖο βρίσκεται πρός τή μεριά τοῦ πλέγματος, εἶναι κολλημένος ἄλλος γυάλινος σωλήνας μέ τόν ἄξονά του κάθετο πρός τόν ἄξονα τοῦ πρώτου. Ὁ νέος σωλήνας ἔχει ἐσωτερική διάμετρο 19 χιλ. καί μῆκος 48 χιλ. Ἀπό αὐτόν τό σωλήνα βάζουμε μέσα στό χῶρο τοῦ πειράματος ἠλεκτρικούς ἀνιχνευτές, πού μποροῦν νά μένουν ἀκίνητοι τοποθετημένοι στό κέντρο τῆς στήλης τοῦ πλάσματος ἤ νά κινοῦνται κάθετα πρός τόν ἄξονά της (ἀκτινική κίνηση).

Ὁ μεταλλικός δίσκος, πού βρίσκεται στήν ἄλλη ἄκρη τοῦ γυάλινου σωλήνα, εἶναι βιδωμένος στή μία ἄκρη σωλήνα ἀπό ἀνοξείδωτο χάλυβα ἐσωτερικῆς διαμέτρου 14 χιλ., πάχους τοιχώματος 1 χιλ. καί μήκους 147 χιλ. Ὁ χαλύβδινος σωλήνας βγαίνει ἔξω ἀπό τή συσκευή τοῦ πλάσματος, περνώντας μέσα ἀπό μία ὀπή μέ διάμετρο ἐλάχιστα μεγαλύτερη ἀπό τή δικιά του, πού ὑπάρχει στό κέντρο ἑνός χαλύβδινου δίσκου (φλάντζας) πάχους 13 χιλ. Αὐτή ἡ φλάντζα, ὅπως φαίνεται καί στό σχῆμα 5, βρίσκεται στό τέλος τῆς συσκευῆς τοῦ πλάσματος. Γιά νά ἐξασφαλίζεται ἡ στεγανότητα τῆς συσκευῆς, στό τοίχωμα τῆς ὀπῆς ὑπάρχει σκαλισμένο αὐλάκι, μέσα στό ὁποῖο τοποθετοῦμε ἐλαστικό κυκλικό δακτύλιο (O ring) πού συμπιέζεται ἀνάμεσα στό αὐλάκι καί στό ἐξωτερικό τοίχωμα τοῦ χαλύβδινου σωλήνα.

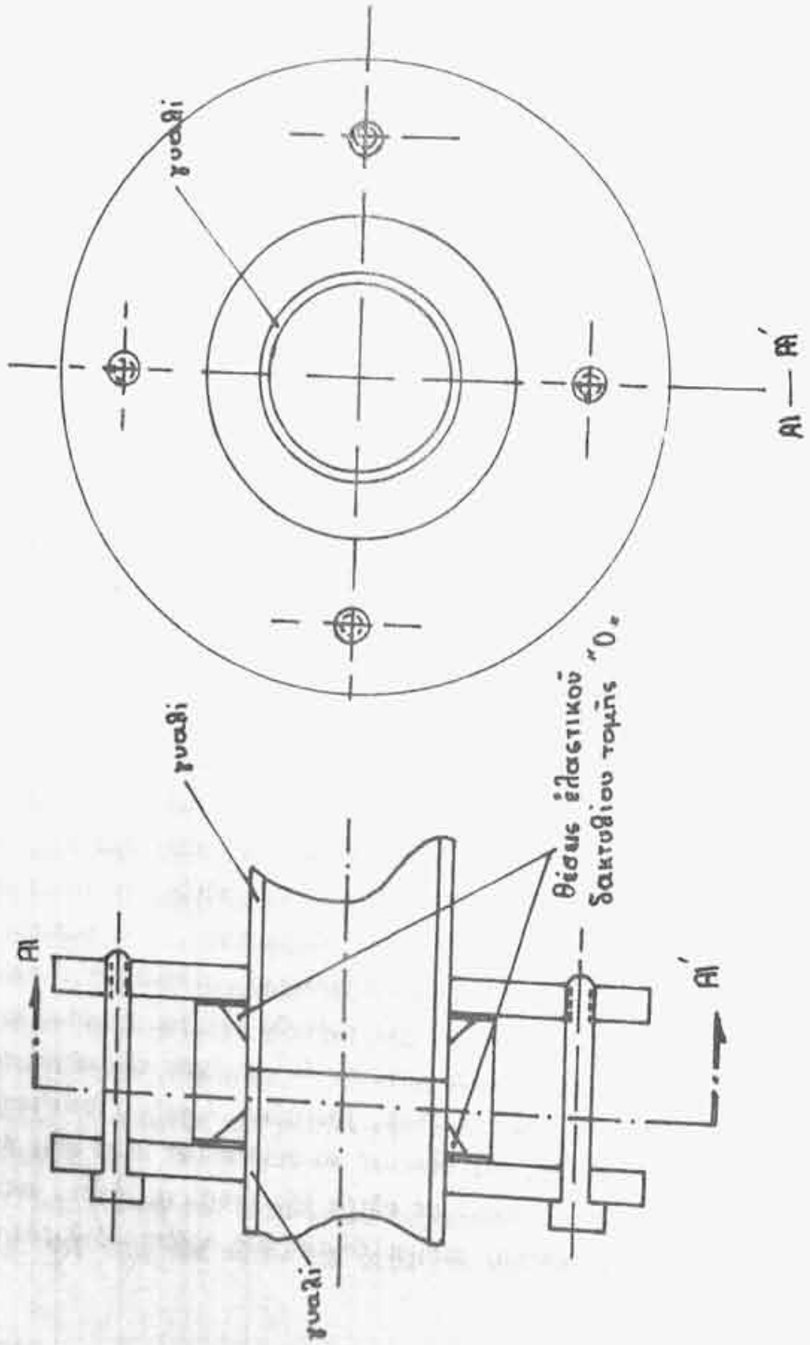
Στό κέντρο τοῦ μεταλλικοῦ δίσκου ὑπάρχει μικρή τρύπα διαμέτρου 6 χιλ. καί πίσω ἀπό αὐτήν καί μέσα στό χαλύβδινο σωλήνα τοποθετοῦμε

συνήθως ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή. Μερικές φορές ὅμως, περνᾶμε ἀπό αὐτήν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή, πού μπορεῖ νά μετακινηθεῖ κατά μῆκος τοῦ ἄξονα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος (ἀξονική κίνηση).

Οἱ παράμετροι τοῦ πλάσματος, μέσα στό χῶρο τοῦ πειράματος, εἶναι μεταβλητοί καί ἐξαρτῶνται ἀπό τίς συνθῆκες τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως, δηλαδή τήν ἀνοδική τάση, τό ἀνοδικό ρεῦμα καί τήν πίεση τοῦ ἀερίου. Οἱ μεταβολές τῆς πυκνότητας τῶν ἠλεκτρονίων καί τῆς θερμοκρασίας τους, ὅπως αὐτές προκύπτουν ἀπό τίς μετρήσεις, θά συζητηθοῦν λεπτομερῶς στό ἑπόμενο κεφάλαιο.

3.2.3 Σύνδεσμοι Συνδέσεως

Ὅπως εἴδαμε στήν ἀρχή τῆς παραγράφου(3.2),τά διάφορα τμήματα τῆς συσκευῆς συνδέονται μεταξύ τους ἀεροστεγῶς, μέ εἰδικά κατασκευασμένους γι'αὐτό συνδέσμους. Στό σχῆμα 7 φαίνεται ἕνας ἀπό τούς συνδέσμους αὐτούς, πού εἶναι κατασκευασμένος ὅπως καί οἱ ὑπόλοιποι μέ τόν ἀκόλουθο τρόπο: Σέ κύλινδρο ὀρείχαλκου μέ διάμετρο 40 χιλ. καί ὕψος 18 χιλ., ἀνοίγουμε κατά μῆκος τοῦ ἄξονά του ὀπή. Ἡ ὀπή ἔχει διάμετρο τουλάχιστον κατά 2 χιλ. μεγαλύτερη ἀπό τήν ἐξωτερική διάμετρο τῶν γυάλινων σωλήνων πού θέλουμε νά ἑνώσουμε, ὥστε αὐτοί νά περνᾶνε ἐλεύθερα χωρίς νά κινδυνεύουν νά σπάσουν. Ἔτσι, γιά γυάλινους σωλῆνες ἐξωτερικῆς διαμέτρου 26 χιλ. π.χ., ἀνοίγουμε στόν κύλινδρο τοῦ ὀρείχαλκου ὀπή διαμέτρου 28 χιλ. τουλάχιστον καί μέ αὐτόν τόν τρόπο φτιάχνουμε ἕνα ὀρειχάλκινο σωλήνα, μέ πάχος τοιχώματος 6 χιλ. περίπου. Στό ἐσωτερικό μέρος τῶν χειλέων τοῦ ὀρειχάλκινου σωλήνα δημιουργοῦμε κωνικές ἐπιφάνειες, ὁμοαξονικές μέ τίς κυλινδρικές του ἐπιφάνειες. Οἱ κωνικές ἐπιφάνειες ἔχουν κλίση περίπου 45^{o} ὡς πρός τόν ἄξονα τοῦ σωλήνα καί μπαίνουν μέσα ἀπό τίς ἄκρες του μέχρι 4 χιλ. Τοποθετοῦμε τώρα τούς γυάλινους σωλῆνες πού θέλουμε νά συνδέσουμε μέσα στόν ὀρειχάλκινο σωλήνα πού δημιουργήσαμε μέ αὐτόν τόν τρόπο καί ἔτσι, στίς ἄκρες τοῦ ὀρειχάλκινου σωλήνα, σχηματίζονται δύο αὐλάκια ἀνάμεσα στίς

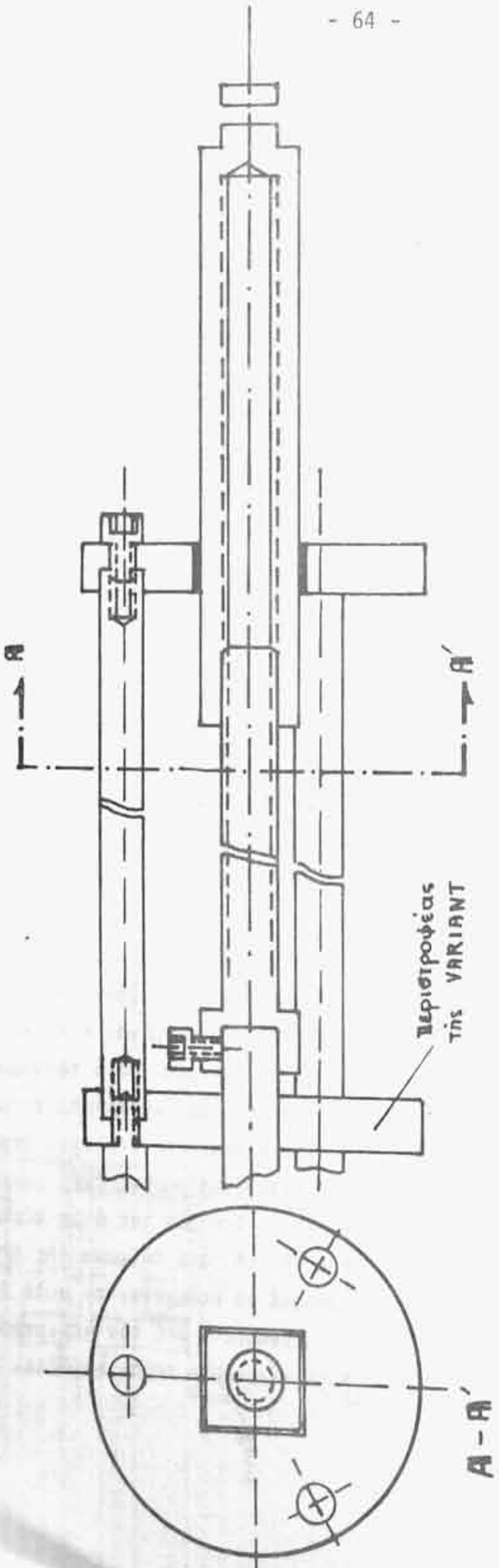


Σχῆμα 7: Σύνδεσμος συνδέσεως τῶν διαφόρων τμημάτων τῆς πειραματικῆς διατάξεως

κωνικές ἐπιφάνειες καί στίς ἐξωτερικές ἐπιφάνειες τῶν γυάλινων σωλήνων. Μέσα σ'αὐτά τά αὐλάκια, βάζουμε ἐλαστικούς κυκλικούς δακτύλιους (O Rings) ἀρκετοῦ πάχους, ὥστε νά ἐξέχουν ἀπό τίς ἄκρες τοῦ ὀρειχάλκινου σωλήνα. Τέλος, τοποθετοῦμε ἀπό τίς δύο πλευρές τοῦ ὀρειχάλκινου σωλήνα δύο κυκλικούς ὀρειχάλκινους δίσκους (φλάντζες), πού ἔχουν στό κέντρο τους ἀνάλογη τρύπα γιά νά περνᾶνε ἐλεύθερα μέσα ἀπό αὐτούς οἱ γυάλινοι σωλῆνες. Βιδώνοντας τέσσερις βίδες μεταξύ τῶν δύο δίσκων συμπιέζουμε τούς ἐλαστικούς δακτύλιους ἀνάμεσα στούς γυάλινους σωλῆνες, τίς κωνικές ἐπιφάνειες τοῦ ὀρειχάλκινου σωλήνα καί τούς δύο δίσκους, πετυχαίνοντας ἔτσι τήν ἀεροστεγή σύνδεση τῶν τμημάτων τοῦ συστήματός μας.

3.2.4 Μηχανισμός Μετακινήσεως Ἠλεκτρικῶν Ἀνιχνευτῶν

Ὅπως ἔχουμε ἤδη ἀναφέρει, σέ πολλές περιπτώσεις ἦταν ἐπιθυμητό νά μετακινοῦμε τούς ἠλεκτρικούς ἀνιχνευτές μέσα στό χῶρο τοῦ πειράματος γιά νά μποροῦμε νά ἐξετάζουμε τίς χωρικές μεταβολές τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος καί τῶν κυμάνσεων. Αὐτό τό πετυχαίναμε προσαρμόζοντας τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή πάνω σέ μηχανισμό εἰδικά φτιαγμένο γι'αὐτή τή δουλειά, ὁ ὁποῖος φαίνεται στό σχῆμα 8. Ὁ μηχανισμός αὐτός εἶναι ἀρκετά ἁπλός καί στήν οὐσία ἀποτελεῖται ἀπό δύο ὀρειχάλκινες ράβδους, μία σταθερή καί μία κινούμενη. Ἡ σταθερή ράβδος εἶναι κυκλικῆς διατομῆς διαμέτρου 6 χιλ., ἔχει μῆκος 80 χιλ. καί φέρει στό τοίχωμά της σπείρωμα μήκους 66 χιλ. Στό ἕνα ἄκρο της ὑπάρχει κατάλληλα φτιαγμένη ὑποδοχή γιά νά μπορεῖ νά προσαρμόζεται στό κεντρικό στέλεχος περιστροφέα τῆς Variant (τύπος 954-5120). Ἡ κινούμενη ράβδος ἔχει τετράγωνη διατομή πλευρᾶς 10 χιλ. καί μῆκος 87 χιλ. Στή μιά της ἄκρη φέρει κυκλική ὀπή διαμέτρου 6 χιλ. καί βάθους 70 χιλ.,στό τοίχωμα τῆς ὁποίας ὑπάρχει κατάλληλο σπείρωμα ὥστε νά μπορεῖ νά βιδώνεται σέ αὐτό ἡ σταθερή ράβδος. Ἡ σταθερή ράβδος, περιστρεφόμενη ἀπό τόν περιστροφέα τῆς Variant, καθώς βιδώνεται μέσα στήν κινούμενη ράβδο τή θέτει σέ



Σχῆμα 8: Μηχανισμός μετακινήσεως ἠλεκτρικῶν ἀνιχνευτῶν

μεταφορική κίνηση εἴτε πρός τά ἐμπρός εἴτε πρός τά πίσω, ἀνάλογα μέ τή φορά περιστροφῆς. Γιά νά ἐμποδίσουμε τήν περιστροφή τῆς κινούμενης ράβδου αὐτή περνάει μέσα ἀπό ἀκίνητο ὀρειχάλκινο δίσκο, πού φέρει στό κέντρο του εἰδική τετράγωνη ὀπή πλευρᾶς 11 χιλ. Ὁ κυκλικός αὐτός δίσκος ἔχει διάμετρο 33 χιλ., πάχος 10 χιλ. καί στερεώνεται στόν περιστροφέα τῆς Variant μέ τρεῖς κυλινδρικές ὀρειχάλκινες ράβδους διαμέτρου 6 χιλ. καί μήκους 108 χιλ.

3.3 Διαγνωστικά Ὄργανα

Κατά τή θεωρητική καί τήν πειραματική μελέτη τοῦ πλάσματος, ἐπιχειροῦμε νά καταλάβουμε τή συμπεριφορά του σχετίζοντάς τη μέ τίς στοιχειώδεις διεργασίες πού συμβαίνουν σ'αὐτό. Γιά τό σκοπό αὐτό ἀπαιτεῖται ἡ γνώση ὁρισμένων παραμέτρων. Οἱ παράμετροι πού κυρίως ἐνδιαφέρουν εἶναι οἱ μέσες πυκνότητες τῶν ἠλεκτρονίων $n_{o,e}$, τῶν ἰόντων $n_{o,i}$ καί τῶν οὐδετέρων ἀτόμων $n_{o,n}$, οἱ θερμοκρασίες T_e, T_i καί T_n αὐτῶν, ἡ κατανομή ταχυτήτων τῶν ἠλεκτρονίων $f_{o,e}$, καθώς ἐπίσης τά πλάτη καί οἱ συχνότητες, δηλαδή τό φάσμα τῶν ταλαντώσεων πού ἀναπτύσσονται στό πλάσμα.

Μερικές ἀπό τίς παραμέτρους τίς ἐκτιμοῦμε ἀπό τίς συνθῆκες πού ἰσχύουν κατά τή διάρκεια τῶν πειραμάτων (T_n,T_i). Τίς περισσότερες ὅμως τίς ὑπολογίζουμε πειραματικά εἴτε ἀμέσως εἴτε ἐμμέσως, χρησιμοποιώντας γιά τοῦτο τίς κατάλληλες διαγνωστικές μεθόδους καί ὄργανα. Γιά τή συλλογή ὅλων τῶν πληροφοριῶν στό ὑπό συζήτηση πείραμα, χρησιμοποιοῦμε δύο κυρίως διαγνωστικά ὄργανα: ἠλεκτρικούς ἀνιχνευτές (electric probes) καί ἠλεκτροστατικούς ἀναλυτές (electrostatic analyzers). Στίς παραγράφους πού ἀκολουθοῦν περιγράφεται ὁ τρόπος κατασκευῆς τους, ἡ μέθοδος λειτουργίας τους καί ὁ τρόπος ἀναλύσεως τῶν μετρήσεων.

3.3.1 Ἠλεκτρικοί Ἀνιχνευτές (Electric ἤ Langmuir Probes)

Μία ἀπό τίς βασικότερες διαγνωστικές μεθόδους καί μάλιστα ἡ πρώτη πού χρησιμοποιήθηκε γιά τόν προσδιορισμό τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος, εἶναι ἡ μέθοδος τῶν ἠλεκτρικῶν ἀνιχνευτῶν. Ἄν καί οἱ ἠλεκτρικοί ἀνιχνευτές χρησιμοποιήθηκαν γιά τή μελέτη τῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων ἀπό τόν Crookes καί μερικούς ἄλλους ἐρευνητές ἤδη ἀπό τά τέλη τοῦ περασμένου αἰώνα, ὁ Langmuir καί οἱ συνεργάτες του ἀνέπτυξαν τή θεωρία τῶν ἀνιχνευτῶν γύρω στά 1925 [89], δίνοντάς τους θέση ἀνάμεσα στά πιό σπουδαῖα διαγνωστικά ὄργανα τῆς Φυσικῆς Πλάσματος. Γι'αὐτό συχνά ὀνομάζονται καί ἀνιχνευτές Langmuir. Παρόλες τίς δυσκολίες καί τά πιθανά σφάλματα πού συνεπάγεται ἡ χρήση τῶν ἠλεκτρικῶν ἀνιχνευτῶν, αὐτοί ἔχουν μεγάλη σπουδαιότητα ἀκόμα καί σήμερα, γιατί ἀφενός παρουσιάζουν μεγάλη δυναμική περιοχή λειτουργίας ὅσον ἀφορᾶ μεταβολές στήν πίεση καί στήν πυκνότητα τοῦ πλάσματος (7 καί 8 τάξεις μεγέθους ἀντίστοιχα) καί ἀφετέρου εἶναι ἴσως ἡ μοναδική μέθοδος πού μπορεῖ νά μᾶς δώσει ἐντοπισμένες μετρήσεις γιά μιά μικρή περιοχή τοῦ πλάσματος καί ὄχι μέσες τιμές πού νά βγαίνουν ἀπό ὁλόκληρο τό πλάσμα.

3.3.1.1 Κατασκευή καί Περιγραφή Λειτουργίας

Ὁ ἠλεκτρικός ἀνιχνευτής δέν εἶναι παρά ἕνα μικρό μεταλλικό ἠλεκτρόδιο, ἐπίπεδο, κυλινδρικό ἤ σφαιρικό, πού τοποθετεῖται μέσα στό πλάσμα καί μέσω ἑνός τροφοδοτικοῦ μεταβλητοῦ δυναμικοῦ ἑνώνεται μέ κάποιο ἄλλο ἠλεκτρόδιο ἀναφορᾶς, πού στή δικιά μας περίπτωση εἶναι ἡ ἄνοδος τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως. Τούς ἠλεκτρικούς ἀνιχνευτές μας τούς κατασκευάζουμε ἀπό σύρμα βολφραμίου διαμέτρου 0,25 χιλ. Καλύπτοντας τό σύρμα μέ ἕνα λεπτό στρῶμα γυαλί πάχους 3 χιλ. καί ἀφήνοντας στή μιά ἄκρη του ἕνα μικρό ἐλεύθερο τμῆμα μήκους 3 χιλ. περίπου, φτιάχνουμε μέ αὐτόν τόν τρόπο ἕνα μικρό μεταλλικό κύλινδρο, πού τόν τοποθετοῦμε μέσα στό πλάσμα. Τό μεταβλητό ρεῦμα πού διαρρέει τόν κυλινδρικό ἀνιχνευτή ἄν τοῦ βάλουμε μιά μεταβλητή πόλωση καί τόν

κάνουμε θετικότερο ἤ ἀρνητικότερο ἀπό τήν ἄνοδο καί κατά συνέπεια ἀπό τό πλάσμα, μᾶς παρέχει πληροφορίες γιά τήν κατάσταση τοῦ πλάσματος. Ἡ σχέση ἀνάμεσα στό ρεῦμα καί τήν τάση ὀνομάζεται "χαρακτηριστική" τοῦ ἀνιχνευτῆ καί κάτω ἀπό ὁρισμένες προϋποθέσεις μᾶς δίνει τίς τιμές τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος πού περιβάλλει τόν ἀνιχνευτή. Αὐτό συμβαίνει, γιατί μία ἀπό τίς χαρακτηριστικότερες ἰδιότητες τοῦ πλάσματος εἶναι νά "θωρακίζεται", ἐντοπίζοντας τίς διαταραχές πού οἱ ἐπιφάνειες διαφόρων σωμάτων προκαλοῦν, ὅπως π.χ. οἱ ἠλεκτρικοί ἀνιχνευτές καί ἔτσι αὐτοί δέν ἐπηρεάζουν μέ τήν παρουσία τους μέσα στό πλάσμα τίς τιμές τῶν παραμέτρων πού μετροῦν.

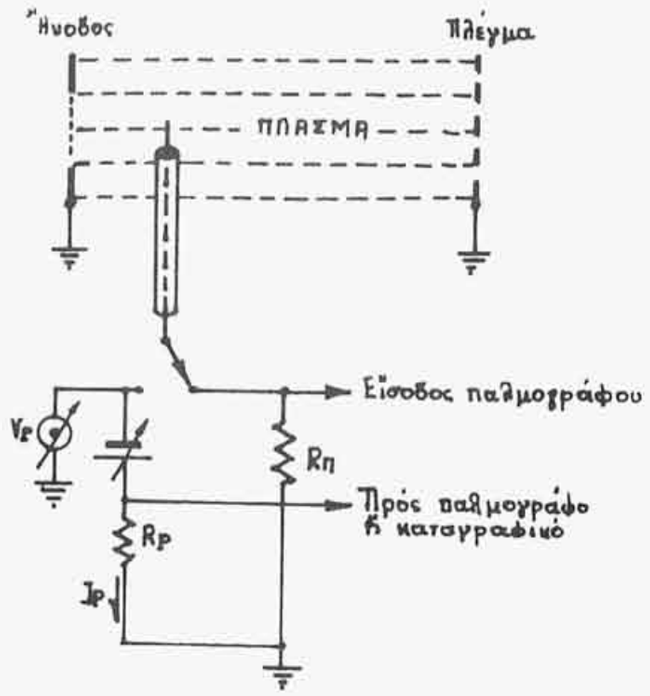
Στό σχῆμα 9 φαίνεται τό κύκλωμα γιά τή λήψη τῆς χαρακτηριστικῆς καμπύλης τοῦ ἀνιχνευτῆ καί μιά τυπική "χαρακτηριστική" γιά ἕνανἐπίπεδο ἀνιχνευτή. Τό κύκλωμα εἶναι ἁπλό καί ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα τροφοδοτικό μεταβλητῆς τάσεως, ἕνα ὄργανο μετρήσεως τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ V_P μεταξύ τοῦ ἀνιχνευτῆ καί τοῦ ἠλεκτροδίου ἀναφορᾶς, στήν προκειμένη περίπτωση τῆς ἀνόδου, καί τέλος ἀπό μία ἀντίσταση R_P, πού ἡ πτώση τάσεως στά ἄκρα της V_R μᾶς δίνει τό ρεῦμα I_P πού περνάει μέσα ἀπό τόν ἀνιχνευτή,

$$I_P = \frac{V_R}{R_P} \qquad (3\text{-}2)$$

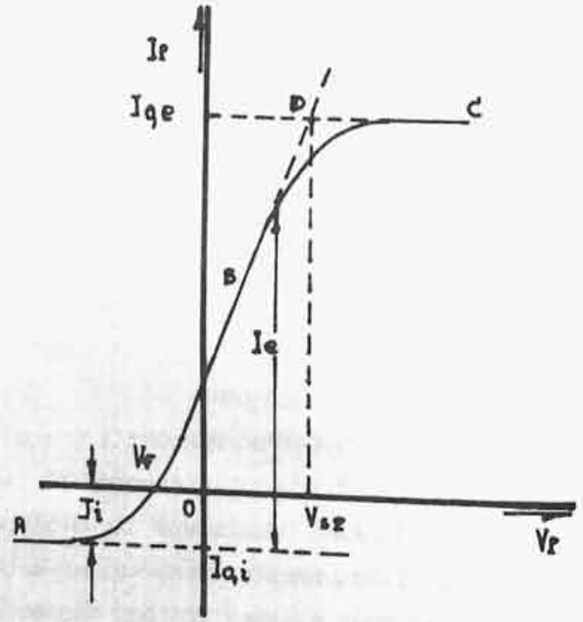
Ἡ R_P στή δικιά μας περίπτωση ἦταν 100 ohms.

Ἀπό ὁλόκληρη τήν παραπάνω συζήτηση προκύπτει ὅτι οἱ ἠλεκτρικοί ἀνιχνευτές εἶναι πάρα πολύ ἁπλά διαγνωστικά ὄργανα, τό τίμημα ὅμως αὐτῆς τῆς ἁπλότητας εἶναι ἡ δύσκολη θεωρία γιά τήν ἀνάλυση τῆς χαρακτηριστικῆς τους. Αὐτό ὀφείλεται ἀποκλειστικά καί μόνο στήν ἴδια ἰδιότητα τοῦ πλάσματος πού κάνει τούς ἀνιχνευτές τόσο σπουδαῖα ὄργανα, δηλαδή στήν ἰδιότητα τῆς "θωρακίσεώς" του ("οὐδέν καλόν ἀμιγές κακοῦ"!). Πράγματι, ὄντας ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἀνιχνευτῆ ἐπιφάνεια διαταραχῆς γιά τό πλάσμα, περιβάλλεται ἀπό ἕνα ὁριακό στρῶμα (sheath), μέσα στό ὁποῖο οἱ ἐξισώσεις πού περιγράφουν τήν κίνηση τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος

(a)



(b)



Σχῆμα 9: a) Κύκλωμα ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ
b) Χαρακτηριστική καμπύλη ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ

ἀλλάζουν μορφή λόγω τῆς ὑπάρξεως ἰσχυρῶν πεδίων. Δέν εἶναι μέσα στίς προθέσεις μας ἡ ἀνάπτυξη τῆς θεωρίας τῶν ἠλεκτρικῶν ἀνιχνευτῶν. Ἐμεῖς θά περιοριστοῦμε ἁπλῶς σέ μιά ποιοτική περιγραφή τῆς χαρακτηριστικῆς καμπύλης τους, πού θά βοηθήσει στήν καλύτερη κατανόηση τῶν τύπων πού θά χρησιμοποιήσουμε γιά τόν ὑπολογισμό τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος. Ὁ ἐνδιαφερόμενος ἀναγνώστης παραπέμπεται γιά περισσότερες λεπτομέρειες στά ἀντίστοιχα κεφάλαια τῶν βιβλίων "Plasma diagnostic techniques" [90] καί "Plasma diagnostics" [91] καθώς ἐπίσης καί στό σχετικό ἄρθρο τῶν Kagan καί Perel [92].

Στό σχῆμα 9(b) ἔχουμε μιά ἀπεικόνιση τοῦ ἀρνητικοῦ ρεύματος I_p πού φθάνει στήν ἐπιφάνεια τοῦ ἀνιχνευτῆ σέ συνάρτηση μέ τή διαφορά δυναμικοῦ V_p μεταξύ ἀνιχνευτῆ καί ἠλεκτροδίου ἀναφορᾶς (ἄνοδος). Τό δυναμικό V_{sp} εἶναι τό δυναμικό τοῦ πλάσματος καί ὀνομάζεται συνήθως "δυναμικό χώρου" (space potential). Ὅταν τό δυναμικό τοῦ ἀνιχνευτῆ V_p πάρει τήν τιμή V_{SP} τότε μεταξύ ἀνιχνευτῆ καί πλάσματος δέν ὑπάρχουν ἠλεκτρικά πεδία καί ἔτσι τά φορτία τοῦ πλάσματος λόγω τῆς θερμικῆς κινήσεώς τους φθάνουν στόν ἀνιχνευτή ὅπου καί ἀπορροφῶνται. Τό ρεῦμα στόν ἀνιχνευτή γιά αὐτήν τήν τιμή τοῦ δυναμικοῦ ἀποτελεῖται συνεπῶς ἀπό δύο συνιστῶσες. Ἡ μία συνιστῶσα τοῦ ρεύματος I_p ὀφείλεται στά ἰόντα καί ἡ ἄλλη στά ἠλεκτρόνια. Ἐπειδή τώρα τά ἠλεκτρόνια ἔχουν κατά πολύ μικρότερη μάζα καί συνήθως ἀρκετά μεγαλύτερη θερμοκρασία ἡ ἠλεκτρονική συνιστώσα τοῦ ρεύματος ὑπερισχύει κατά πολύ τῆς ἰοντικῆς καί ἔτσι τό I_p γιά $V_p = V_{SP}$ εἶναι ἀρνητικό.

Ἄν στόν ἀνιχνευτή βάλουμε ἕνα μεγάλο ἀρνητικό δυναμικό V_p σέ σχέση μέ τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP}, τότε εἶναι δυνατό νά μηδενίσουμε τό ἠλεκτρονικό ρεῦμα καί στόν ἀνιχνευτή νά φθάνει μόνο ἡ ἰοντική συνιστώσα τοῦ ρεύματος I_p. Γιά μεγάλες μεταβολές στό δυναμικό V_p τοῦ ἀνιχνευτῆ ἡ ἀντίστοιχη μεταβολή στό ἰοντικό ρεῦμα του εἶναι πολύ μικρή, δηλαδή αὐτό παραμένει σχεδόν σταθερό. Συνεπῶς λέμε ὅτι βρισκόμαστε στό τμῆμα κόρου τοῦ ἰοντικοῦ ρεύματος τῆς χαρακτηριστικῆς, δηλαδή στό τμῆμα Α τῆς καμπύλης τοῦ σχήματος 9(b). Ἡ χαρακτηριστική παράμετρος

Αρ. 1417 β'
ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ ΒΑΡΒΟΥΣΗΣ

πού μᾶς δίνει αὐτό τό τμῆμα τῆς καμπύλης εἶναι τό ἰοντικό ρεῦμα κόρου $I_{o,i}$ τό ὁποῖο ἐξαρτᾶται ἀπό τή μέση πυκνότητα τῶν φορέων τοῦ πλάσματος n_o, τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων T_e καί ἀσθενῶς ἀπό τή θερμοκρασία τῶν ἰόντων T_i, τουλάχιστον στίς συνηθισμένες περιπτώσεις πού ἔχουμε $T_i << T_e$.

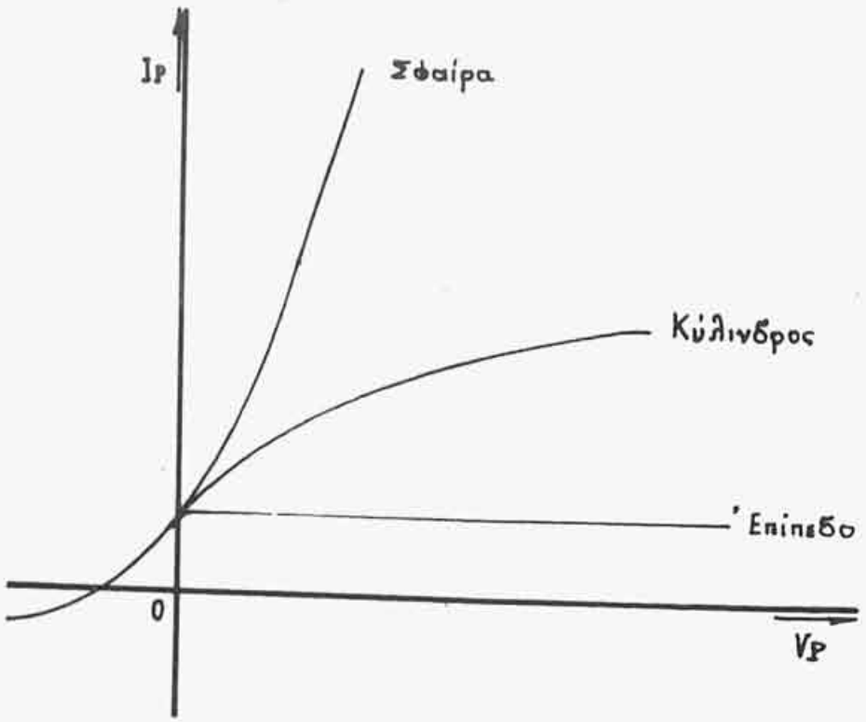
Ἄν ἀρχίσουμε νά ἐλαττώνουμε τό ἀρνητικό σέ σχέση μέ τό πλάσμα δυναμικό τοῦ ἀνιχνευτῆ, ἕνα μικρό ἠλεκτρονικό ρεῦμα θά ἀρχίσει νά προστίθεται στό ἰοντικό του ρεῦμα. Αὐτό ὀφείλεται στά πολύ γρήγορα ἠλεκτρόνια, πού ἔχουν ἐνέργειες ἱκανές νά ὑπερνικήσουν τό ἀνασταλτικό γιά αὐτά δυναμικό καί νά φτάσουν στήν ἐπιφάνεια τοῦ ἀνιχνευτῆ. Ἔτσι γρήγορα ἡ ἠλεκτρονική συνιστώσα τοῦ I_p ἐξισώνεται μέ τήν ἰοντική του συνιστώσα μηδενίζοντάς το. Ἡ τιμή πού παίρνει τό δυναμικό τοῦ ἀνιχνευτῆ ὅταν τό $I_p = 0$ εἶναι $V_p = V_F$ καί ὀνομάζεται "δυναμικό μηδενικοῦ ρεύματος" (floating potential). Ἄν συνεχίσουμε τώρα τήν ἐλάττωση τῆς ἀρνητικῆς τιμῆς τοῦ δυναμικοῦ V_p τότε τό ρεῦμα στόν ἀνιχνευτή I_p ἀντιστρέφεται καί αὐξάνει ταχέως. Αὐτό ὀφείλεται στό γεγονός ὅτι ἕνας πολύ μεγάλος πλέον ἀριθμός ἠλεκτρονίων, ἔχει ἐνέργειες ἱκανές νά ὑπερνικήσει τό ἀνασταλτικό δυναμικό καί νά φτάσει στήν ἐπιφάνεια τοῦ ἀνιχνευτῆ. Αὐτό τό τμῆμα τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀνιχνευτῆ ὀνομάζεται τμῆμα ἀνασταλτικοῦ δυναμικοῦ καί ἀντιστοιχεῖ στό κομμάτι B τῆς καμπύλης τοῦ σχήματος 9(b). Τό σχῆμα αὐτοῦ τοῦ τμήματος τῆς χαρακτηριστικῆς ἐξαρτᾶται κυρίως ἀπό τήν κατανομή $f_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος.

Ἄν τέλος στόν ἀνιχνευτή βάλουμε θετικό δυναμικό V_p σέ σχέση μέ τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP}, τότε τό δυναμικό του παύει πλέον νά εἶναι ἀνασταλτικό γιά τά ἠλεκτρόνια καί γίνεται ἀνασταλτικό γιά τά ἰόντα, μηδενίζοντας γρήγορα τήν ἰοντική συνιστώσα τοῦ ρεύματος I_p. Ἐπειδή πλέον ὁ νόμος πού περιγράφει τή μεταβολή τοῦ ρεύματος I_p τοῦ ἀνιχνευτῆ ἀλλάζει, ἔχουμε γύρω ἀπό τό σημεῖο $V_p = V_{SP}$ μία ἀπότομη μετάπτωση τῆς χαρακτηριστικῆς. Γιά ἐπίπεδους ἀνιχνευτές καί γιά τιμές δυναμικοῦ V_p μεγαλύτερες ἀπό τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP} ἡ μεταβολή τοῦ ρεύματος I_p εἶναι ἀμελητέα, δηλαδή τό ρεῦμα παραμένει σχεδόν

σταθερό. Ἔτσι λέμε ὅτι βρισκόμαστε στό τμῆμα κόρου τοῦ ἠλεκτρονικοῦ ρεύματος τῆς χαρακτηριστικῆς. Αὐτό εἶναι τό τμῆμα C τῆς καμπύλης τοῦ σχήματος 9(b). Ἡ χαρακτηριστική παράμετρος πού μᾶς δίνει αὐτό τό τμῆμα τῆς καμπύλης εἶναι τό ἠλεκτρονικό ρεῦμα κόρου $I_{o,e}$, τό ὁποῖο ἐξαρτᾶται ἀπό τή μέση πυκνότητα τῶν φορέων τοῦ πλάσματος n_o καί τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων T_e.

Τελειώνοντας αὐτή τήν ποιοτική περιγραφή τῆς χαρακτηριστικῆς καμπύλης τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ θά πρέπει νά κάνουμε τήν ἑξῆς παρατήρηση: Ὁ ἠλεκτρικός ἀνιχνευτής, ἐκτός τῆς περιπτώσεως πού τό δυναμικό του V_p εἶναι ἴσο μέ τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP}, συνεχῶς περιβάλλεται ἀπό ἕνα ὁριακό στρῶμα μεταβλητοῦ πάχους ἐξαιτίας τοῦ γνωστοῦ φαινομένου τῆς θωρακίσεως τοῦ πλάσματος. Στήν περίπτωση τώρα σφαιρικῶν καί κυλινδρικῶν ἀνιχνευτῶν, ἐάν τό πάχος τοῦ ὁριακοῦ στρώματος εἶναι μικρό συγκρινόμενο μέ τήν ἀκτίνα τους (thin sheath), τότε ὁ κόρος τοῦ ἠλεκτρονικοῦ ρεύματος εἶναι ἐμφανής ὅπως στήν περίπτωση τῶν ἐπιπέδων ἀνιχνευτῶν πού συζητήσαμε πιό πρίν. Ἐάν ὅμως τό πάχος τοῦ ὁριακοῦ στρώματος εἶναι μεγάλο συγκρινόμενο μέ τήν ἀκτίνα τους (thick sheath), τότε ὁ κόρος τοῦ ἠλεκτρονικοῦ ρεύματος παύει νά εἶναι ἐμφανής εἰδικότερα στήν περίπτωση τῶν σφαιρικῶν ἀνιχνευτῶν. Στό σχῆμα 10 ἔχουμε τίς χαρακτηριστικές ἑνός ἐπιπέδου, ἑνός κυλινδρικοῦ καί ἑνός σφαιρικοῦ ἀνιχνευτῆ. Βλέπουμε ὅτι αὐτές διαφέρουν μόνο κατά τό τμῆμα κόρου τῶν ἠλεκτρονίων πού γιά τόν ἐπίπεδο ἀνιχνευτή εἶναι σταθερό ἀνεξάρτητο τοῦ δυναμικοῦ του V_p, γιά τόν κυλινδρικό αὐξάνει ἀναλόγως πρός τήν $\sqrt{V_p}$ καί τέλος γιά τό σφαιρικό αὐξάνει ἀνάλογα πρός τό δυναμικό του V_p.

Ἐπειδή οἱ διαταραχές πού οἱ κυλινδρικοί καί οἱ σφαιρικοί ἀνιχνευτές προκαλοῦν στό πλάσμα εἶναι αἰσθητά μικρότερες ἀπό τίς ἀντίστοιχες διαταραχές τῶν ἐπίπεδων ἀνιχνευτῶν, εἶναι προτιμότερο νά χρησιμοποιεῖ κανείς κυλινδρικούς ἀνιχνευτές. Ἐδῶ θά πρέπει νά τονίσουμε ὅτι παρόλη τή μικρή του ἔκταση, τό ὁριακό στρῶμα εἰσάγει ἕνα ἀρκετά μεγάλο σφάλμα στόν ὑπολογισμό τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος ἀπό τήν ἀνάλυση τῆς χαρακτηριστικῆς τῶν ἠλεκτρικῶν ἀνιχνευτῶν. Τό σφάλμα αὐτό ἐκτιμᾶται ὅτι



Σχῆμα 10: Χαρακτηριστικές καμπύλες ἠλεκτρικῶν ἀνιχνευτῶν γιά τά διάφορα σχήματα πού αὐτοί μποροῦν νά ἔχουν.

εἶναι περίπου τῆς τάξεως τοῦ 30%. Γιά σχετικές ὅμως μετρήσεις, ὅπως π.χ. τῆς πυκνότητας n τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος ἀνάμεσα σέ δύο διαφορετικές θέσεις ἤ γιά δύο διαφορετικές χρονικές στιγμές, ἡ ἀκρίβεια τῶν ἀνιχνευτῶν εἶναι ἱκανοποιητική.

Ἴσως δέν ὑπάρχει ἄλλη διαγνωστική μέθοδος στή Φυσική Πλάσματος πού νά παρουσιάζει τόσο μεγάλο κίνδυνο λάθους εἴτε κατά τή λήψη εἴτε κατά τήν ἀνάλυση τῶν μετρήσεων. Παρόλες ὅμως τίς δυσκολίες πού βάζει ἡ χρήση τῶν ἠλεκτρικῶν ἀνιχνευτῶν, αὐτοί ἐξακολουθοῦν νά ἀποτελοῦν ἕνα πολύτιμο καί ἀναντικατάστατο διαγνωστικό ἐργαλεῖο γιά τή Φυσική Πλάσματος.

3.3.1.2 Ὑπολογισμός τῶν T_e, V_{SP} καί n_o

Ὅπως εἴδαμε στήν προηγούμενη παράγραφο, ἡ θεωρία γιά τήν ἀνάλυση τῆς χαρακτηριστικῆς τῶν ἠλεκτρικῶν ἀνιχνευτῶν εἶναι μιά ἀρκετά δύσκολη ὑπόθεση, σέ μερικές δέ περιπτώσεις αὐτή εἶναι ἀνύπαρκτη. Αὐτό π.χ. συμβαίνει, ὅταν ὑπάρχουν μαγνητικά πεδία ἤ ὅταν οἱ συγκρούσεις ἀνάμεσα στά φορτισμένα σωμάτια τοῦ πλάσματος καί στά οὐδέτερα ἄτομα παίζουν οὐσιαστικό ρόλο στήν κίνηση τῶν πρώτων. Οἱ παραπάνω δυσκολίες γίνονται μεγαλύτερες ὅταν κανείς ἐργάζεται, ὅπως ἐμεῖς, μέ κυλινδρικούς ἀνιχνευτές. Ὅταν ὅμως ἡ μέση ἐλευθέρα διαδρομή ℓ_a τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος γίνει ἀρκετά μεγαλύτερη ἀπό τήν ἀκτίνα ρ τοῦ κυλινδρικοῦ ἀνιχνευτῆ καί τό μῆκος Debye λ_e τῶν ἠλεκτρονίων (βλ. σχέση 2-30a),πού εἶναι ἕνα χαρακτηριστικό μῆκος πού σχετίζεται μέ τό πάχος τοῦ ὁριακοῦ στρώματος γύρω ἀπό τόν ἀνιχνευτή, ὅταν δηλαδή ἰσχύει ἡ σχέση,

$$\ell_a >> \rho > \lambda_e \qquad (3\text{-}3)$$

τότε ἡ μέθοδος καί οἱ τύποι μέ τούς ὁποίους μποροῦμε νά ὑπολογίσουμε τίς παραμέτρους τοῦ πλάσματος ἀπό τή χαρακτηριστική τοῦ ἀνιχνευτῆ

άπλοποιοῦνται αἰσθητά. Στή συζήτηση πού ἀκολουθεῖ θά περιγράψουμε ἀκριβῶς αὐτή τή μέθοδο καί αὐτούς τούς τύπους.

Τό σχῆμα τοῦ τμήματος ἀνασταλτικοῦ δυναμικοῦ (τμῆμα B, σχῆμα 9b) τῆς χαρακτηριστικῆς εἴπαμε ὅτι σχετίζεται μέ τήν κατανομή ταχυτήτων $f_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων. Στήν περίπτωση πού ἡ $f_{o,e}$ εἶναι κατανομή τύπου Maxwell-Boltzmann, τότε ἀποδεικνύεται ὅτι τό ρεῦμα I_p, πού διαρρέει τόν ἀνιχνευτή γιά αὐτό τό κομμάτι τῆς χαρακτηριστικῆς του, δίνεται ἀπό τή σχέση,

$$I_p = I_i + I_e = I_i + I_{o,e}\exp(\frac{eV_p'}{\kappa_B T_e}) \qquad (3\text{-}4)$$

ὅπου I_i καί I_e εἶναι ἀντίστοιχα ἡ ἰοντική καί ἡ ἠλεκτρονική συνιστώσα τοῦ I_p. Ἀλλά στήν προηγούμενη παράγραφο εἴδαμε ὅτι ἐν γένει ἰσχύει $I_i << I_e$ καί ἔτσι μποροῦμε νά γράψουμε μέ μεγάλη ἀκρίβεια,

$$I_p = I_{o,e}\exp(\frac{eV_p'}{\kappa_B T_e}) \qquad (3\text{-}5)$$

ὅπου τά διάφορα μεγέθη πού ἐμφανίζονται στή σχέση (3-5) ἔχουν ὁρισθεῖ ὅλα σέ προηγούμενες παραγράφους καί ὅπου $V_p' = V_p - V_{sp}$. Ἄν τώρα λογαριθμίσουμε αὐτή τή σχέση τότε παίρνουμε,

$$\ell n\, I_p = \ell n I_{o,e} + \frac{e}{\kappa_B T_e}\cdot(V_p - V_{sp}) \qquad (3\text{-}6)$$

Ἡ παραπάνω συνάρτηση $\ell n I_p = \varphi(V_p)$ παριστάνει εὐθεία γραμμή μέ κλίση,

$$\frac{d\ell n I_p}{dV_p} = \frac{e}{\kappa_B T_e} \qquad (3\text{-}7)$$

Ἑπομένως ἄν κάνουμε μία ἡμιλογαριθμική ἀπεικόνιση τῆς χαρακτηριστικῆς

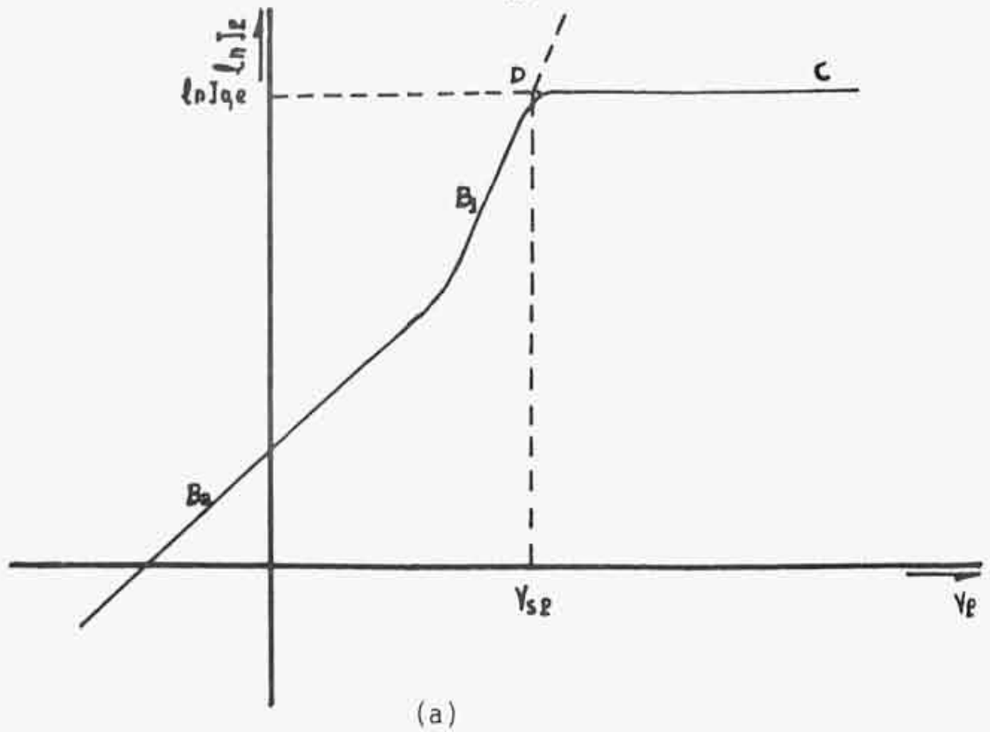
τοῦ ἀνιχνευτῆ, ἡ ὕπαρξη εὐθυγράμμου τμήματος πού ἀντιστοιχεῖ στό κομμάτι τοῦ ἀνασταλτικοῦ δυναμικοῦ της σημαίνει ὅτι τά ἠλεκτρόνια ἔχουν κατανομή ταχυτήτων τύπου Maxwell-Boltzmann καί ἡ κλίση τοῦ εὐθυγράμμου τμήματος μᾶς δίνει τή θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος (σχέση 3-7). Ἡ ὕπαρξη μέσα στό πλάσμα δύο πληθυσμῶν ἠλεκτρονίων μέ διαφορετικές θερμοκρασίες, φανερώνεται μέ τήν ἐμφάνιση μιᾶς τεθλασμένης γραμμῆς κατά τήν ἡμιλογαριθμική ἀπόδοση τῆς χαρακτηριστικῆς. Οἱ κλίσεις τῶν δύο εὐθυγράμμων τμημάτων τῆς τεθλασμένης γραμμῆς μᾶς δίνουν τίς θερμοκρασίες τῶν δύο ἠλεκτρονιακῶν πληθυσμῶν. Ἀλλά μέ τήν ἀνάλυση χαρακτηριστικῶν αὐτοῦ τοῦ τύπου ἔχουν ἀσχοληθεῖ οἱ Oleson καί Found [93]. Στό σχῆμα 11 βλέπουμε τήν ἡμιλογαριθμική ἀπεικόνιση τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ γιά τίς δύο περιπτώσεις πού ἀναφέραμε πιό πρίν. Γιά μικρά ρεύματα I_p στόν ἀνιχνευτή περιμένουμε ἀπόκλιση τῆς ἡμιλογαριθμικῆς χαρακτηριστικῆς ἀπό τό εὐθύγραμμο σχῆμα (βλ. σχῆμα 11b), γιατί ἐκεῖ γίνεται αἰσθητή ἡ παρουσία τοῦ ἰοντικοῦ ρεύματος I_i, πού ἐγκαταλείψαμε κατά τόν ὑπολογισμό τῶν σχέσεων (3-5) καί (3-6).

Ὁ ὑπολογισμός τοῦ δυναμικοῦ τοῦ πλάσματος V_{SP} γίνεται εἴτε ἀμέσως ἀπό τή χαρακτηριστική τοῦ ἀνιχνευτῆ εἴτε ἐμμέσως ἀπό τό δυναμικό μηδενικοῦ ρεύματος V_F. Πράγματι τό V_{SP} σχετίζεται μέ τό V_F μέσω τοῦ τύπου,

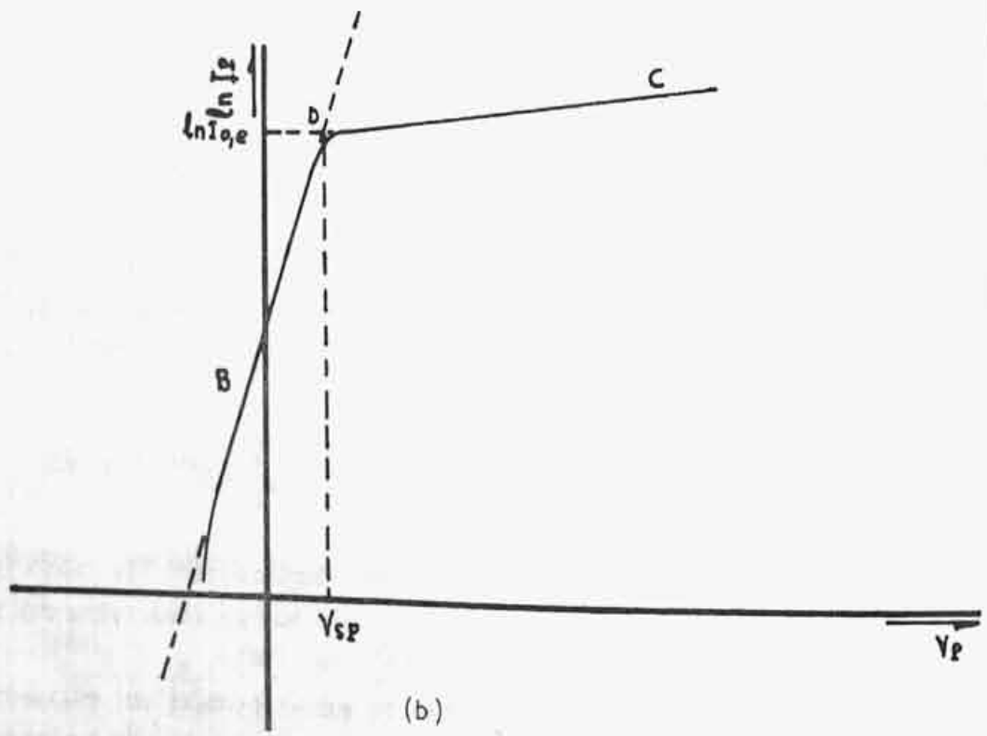
$$V_F - V_{SP} = -\frac{\kappa_B T_e}{e}\,\ell n(\frac{I_{o,e}}{I_{o,i}}) = \frac{\kappa_B T_e}{e}\,\frac{1}{2}\,\ell n(b\,\frac{\pi m_e}{m_i}) \qquad (3\text{-}8)$$

ὅπου b εἶναι μία σταθερά πού ἡ τιμή της ἐξαρτᾶται ἀπό τίς παραδοχές πού κάνουμε γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ $I_{o,i}$ ἀλλά πάντως εἶναι γύρω ἀπό τή μονάδα (βλ. σελ. 178 [90], σελ. 696 [91] καί [94]).

Γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ V_{SP} ἀπό τή χαρακτηριστική τοῦ ἀνιχνευτῆ, ἐντοπίζουμε τό σημεῖο μεταπτώσεως ἀπό τό τμῆμα ἀνασταλτικοῦ δυναμικοῦ B τῆς χαρακτηριστικῆς στό τμῆμα τοῦ ρεύματος κόρου C τῶν ἠλεκτρονίων. Σέ πολλές περιπτώσεις αὐτή ἡ μετάπτωση δέν γίνεται ἀπότομα ἀλλά τμηματικά γιά διάφορες αἰτίες. Μπορεῖ π.χ. τό τμῆμα κόρου τῆς χαρακτηριστικῆς



(a)



(b)

Σχῆμα 11: Ἡμιλογαριθμική ἀπεικόνιση τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ. (a) Γιά πλάσμα μέ δύο πληθυσμούς ἠλεκτρονίων διαφορετικῶν θερμοκρασιῶν. (b) Γιά πλάσμα μέ ἕνα πληθυσμό ἠλεκτρονίων.

νά μήν εἶναι ἐμφανές, ὅπως συμβαίνει μέ τούς κυλινδρικούς ἀνιχνευτές, ἤ ἀκόμη νά ἔχουμε ἀνάκλαση τῶν ἠλεκτρονίων ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ ἀνιχνευτῆ [92], ἤ τέλος νά παρουσιάζει τό δυναμικό τοῦ πλάσματος διακυμάνσεις ἐξαιτίας τῆς ὑπάρξεως κυμάτων σέ αὐτό [95]. Σέ αὐτές τίς περιπτώσεις γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ V_{SP} ἐφαρμόζουμε τήν ἀκόλουθη μέθοδο, πού ἔχει προταθεῖ ἀπό τόν Langmuir. Προεκτείνουμε τά τμήματα B καί C τῆς χαρακτηριστικῆς καί ἀπό τήν τομή τους βρίσκουμε τό σημεῖο D (βλ. σχήματα 9 καί 11). Ἡ τετμημένη αὐτοῦ τοῦ σημείου μᾶς δίνει τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP} καί ἡ τεταγμένη του τό θερμικό ρεῦμα κόρου τῶν ἠλεκτρονίων $I_{o,e}$ μέ ἀρκετά καλή προσέγγιση.

Ὁ ὑπολογισμός τῆς μέσης πυκνότητας n_o τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος γίνεται ἀπό τό ρεῦμα κόρου τῶν ἠλεκτρονίων $I_{o,e}$ καί σπανιότερα ἀπό τό ρεῦμα κόρου τῶν ἰόντων $I_{o,i}$. Ἡ σχέση πού συνδέει τό $I_{o,e}$ μέ τό n_o εἶναι ἡ ἀκόλουθη (π.χ. βλ. σελ. 126 [90] ἤ σελ. 695 [91]),

$$I_{o,e} = \frac{1}{4} n_o(-e) \bar{U}_e S_p = \frac{1}{4} n_o(-e)\left(\frac{8\kappa_B T_e}{\pi m_e}\right)^{\frac{1}{2}} S_p \qquad (3\text{-}9)$$

ὅπου $\bar{U}_e$ εἶναι ἡ μέση θερμική ταχύτητα τῶν ἠλεκτρονίων, S_p εἶναι τό ἐμβαδό τῆς ἐπιφάνειας τοῦ ἀνιχνευτῆ καί (-e) τό φορτίο τοῦ ἠλεκτρονίου. Ὑπενθυμίζουμε ὅτι, ἐπειδή τό πλάσμα εἶναι μακροσκοπικά οὐδέτερο, ἰσχύει $n_{o,e} = n_{o,i} = n_o$.

3.3.1.3 Μετρήσεις Ταλαντώσεων

Μέχρι τώρα ἐνδιαφερθήκαμε γιά μετρήσεις πού ἀναφέρονται σέ σταθερές καταστάσεις τοῦ πλάσματος. Στό πλάσμα ὅμως ἡ ὕπαρξη κυμάνσεων εἶναι ἕνα πολύ συνηθισμένο φαινόμενο μέ συνέπεια τά μεγέθη V_{SP} καί n_o νά κυμαίνονται καί αὐτά. Μιά ἀπό τίς πιό σπουδαῖες ἐφαρμογές τῶν ἀνιχνευτῶν εἶναι ἡ μέτρηση αὐτῶν τῶν κυμάνσεων τοῦ πλάσματος. Αὐτοῦ τοῦ εἴδους οἱ μετρήσεις, ἀφενός ἐκμεταλλεύονται πλήρως τή δυνατότητα

τῶν ἀνιχνευτῶν γιά ἐντοπισμένες μετρήσεις καί ἀφετέρου εἶναι ἀπαλλαγμένες ἀπό τά μεγάλα σφάλματα τῶν ἀπολύτων μετρήσεων γιατί ἀπό τή φύση τους εἶναι σχετικές (συγκριτικές) μετρήσεις. Ἐπειδή ὅμως οἱ μεταβολές τίς ὁποῖες ὑφίσταται τό ἀέριο τῶν ἠλεκτρονίων καθώς συμμετέχει στήν κίνηση πού ἐπιβάλλει τό ἰονοακουστικό κύμα εἶναι ἰσόθερμες (βλ. Κεφ. 1 καί [17]), ἡ θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων παραμένει σταθερή κατά τή διάρκεια τῶν κυματικῶν διαταραχῶν, ὁπότε ἡ μέτρηση καί ἀνάλυση τῶν διακυμάνσεων στά V_{SP} καί n_o γίνεται μέ τόν ἀκόλουθο τρόπο:

α) Ἐνώνουμε τόν ἀνιχνευτή μέ τό ἠλεκτρόδιο ἀναφορᾶς (στήν προκειμένη περίπτωση τήν ἄνοδο) μέσω μιᾶς πολύ μεγάλης ἀντιστάσεως, ὅπως π.χ. εἶναι ἡ ἀντίσταση εἰσόδου ἑνός παλμογράφου R_π = 10 MΩ (βλ. σχῆμα 9a). Τότε τό ρεῦμα πού διαρρέει τόν ἀνιχνευτή εἶναι $I_P \simeq 0$, δηλαδή αὐτός βρίσκεται στό σημεῖο μηδενικοῦ ρεύματος τῆς χαρακτηριστικῆς του καί ἔχει συνεπῶς δυναμικό $V_P \simeq V_F$. Ἔτσι, οἱ διακυμάνσεις στό δυναμικό τοῦ ἀνιχνευτῆ, τίς ὁποῖες μετρᾶμε στήν ὀθόνη τοῦ παλμογράφου, δέν εἶναι παρά διακυμάνσεις στό δυναμικό μηδενικοῦ ρεύματος V_F αὐτοῦ. Ἀπό τόν τύπο (3-8) ὅμως ἔχουμε ὅτι κάθε μεταβολή δV_F στό δυναμικό μηδενικοῦ ρεύματος τοῦ ἀνιχνευτῆ συνεπάγεται μεταβολή καί στό δυναμικό τοῦ πλάσματος δV_{SP} πού σχετίζεται μέ τήν πρώτη μέσω τῆς σχέσεως,

$$\delta V_F - \delta V_{SP} = \frac{1}{2}\, \ell n\left(b\, \frac{nm_e}{m_i}\right) \frac{\kappa_B}{e}\, \delta T_e \qquad (3\text{-}10)$$

Ὁπότε γιά ἰσόθερμες μεταβολές πού ἰσχύει $\delta T_e = 0$ τελικά παίρνουμε,

$$\delta V_{SP} = \delta V_F \qquad (3\text{-}11)$$

β) Ἄν τώρα βάλουμε στόν ἀνιχνευτή δυναμικό $V_P = V_{SP}$ χρησιμοποιώντας τό ἴδιο ἐκεῖνο κύκλωμα μέ τό ὁποῖο κατασκευάζουμε τή χαρακτηριστική του (βλ. π.χ. σχῆμα 9a), τότε οἱ διακυμάνσεις στό ρεῦμα δI_P πού διαρρέει τόν ἀνιχνευτή, μποροῦν νά μετρηθοῦν ἀπό τίς διακυμάνσεις

τῆς τάσεως στά ἄκρα τῆς ἀντιστάσεως R_P στήν ὀθόνη ἑνός παλμογράφου. Ὅταν ὅμως τό δυναμικό $V_P = V_{SP}$ τότε τό ρεῦμα $I_P = I_{o,e}$, ὁπότε $\delta I_P = \delta I_{o,e}$. Ἄν λοιπόν κάνουμε χρήση τῆς σχέσεως (3-9) τότε παίρνουμε,

$$\delta I_P = \frac{1}{4}\,(-e)\bar{U}_e\, S_P\, \delta n \qquad (3\text{-}12)$$

Γιά τόν ὑπολογισμό τῆς σχέσεως (3-12) χρησιμοποιήσαμε καί τή σχέση $\delta T_e = 0$, δηλαδή τό γεγονός ὅτι ἀναφερόμαστε σέ ἰσόθερμες μεταβολές ὁπότε,

$$\delta \bar{U}_e = \left(\frac{2\kappa_B T_e}{\pi m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\delta T_e}{(T_e)^{\frac{1}{2}}} = 0$$

Διαιρώντας λοιπόν τίς σχέσεις (3-12) καί (3-9) κατά μέλη παίρνουμε,

$$\frac{\delta n}{n_o} = \frac{\delta I_{o,e}}{I_{o,e}} \qquad (3\text{-}13)$$

Ὁ λόγος $\frac{\delta n}{n_o}$ μᾶς δίνει τό ποσοστό τῆς διακυμάνσεως τῆς πυκνότητας τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος καί εἶναι ἕνα μέγεθος πού συχνά χρησιμοποιεῖται γιά νά περιγραφεῖ ἡ διέγερση τῶν κυματικῶν διαταραχῶν στό πλάσμα μιά καί σχετίζεται μέ τό πλάτος τους.

Ἔχοντας λοιπόν μέ τίς παραπάνω μεθόδους ὑπολογίσει τή μορφή τῶν διακυμάνσεων δV_F, δV_{SP}, καί δn στά ἀντίστοιχα μεγέθη, μποροῦμε νά βγάλουμε ἀρκετά συμπεράσματα γιά τίς κυμάνσεις μέσα στό πλάσμα μετρώντας τό πλάτος τους, τή συχνότητά τους ἤ ἀκόμα καί τίς συνθῆκες κάτω ἀπό τίς ὁποῖες ἐμφανίζονται. Μιά πιό ὁλοκληρωμένη εἰκόνα ὅμως γιά τίς κυμάνσεις τοῦ πλάσματος μᾶς δίνει ἡ φασματική τους ἀνάλυση, δηλαδή ἡ μελέτη τῆς κατανομῆς τῆς ἐνέργειάς τους στίς διάφορες συχνότητες. Ἡ μέτρηση τῶν φασμάτων γίνεται μέ τό φασματικό ἀναλυτή 1L5 τῆς Tektronix

ὁ ὁποῖος μπορεῖ νά ἀναλύσει κυμάνσεις πού ἡ συχνότητά τους βρίσκεται στήν περιοχή ἀπό 0 μέχρι 1 MHz. Ὁ φασματικός ἀναλυτής ἔχει τή δυνατότητα σέ μία καταγραφή νά σαρώσει ὅλη τήν περιοχή τῶν συχνοτήτων ἤ μόνο ἕνα τμῆμα της. Ἄν λοιπόν στήν εἴσοδό του φέρουμε τίς διακυμάνσεις στό δυναμικό μηδενικοῦ ρεύματος δV_F ἤ στό ρεῦμα κόρου τοῦ ἀνιχνευτή τότε ἀπό τήν ἔξοδό του μποροῦμε νά πάρουμε σέ καταγραφικό χαρτιοῦ τά φάσματά τους, πού δέν εἶναι παρά τά φάσματα τῶν διακυμάνσεων τῆς πυκνότητας δn τοῦ πλάσματος ἤ τοῦ δυναμικοῦ του δV_{SP}, ὅπως προκύπτει καί ἀπό τίς σχέσεις (3-11) καί (3-12).

3.3.2 Ἠλεκτροστατικός Ἀναλυτής

Στίς προηγούμενες παραγράφους, περιγράφοντας τόν ἠλεκτρονικό ἀνιχνευτή, εἴδαμε ὅτι μία ἀπό τίς παραδοχές τῆς θεωρίας τοῦ Langmuir γιά τήν ἀνάλυση τῆς χαρακτηριστικῆς του ἦταν, τά ἠλεκτρόνια νά ἔχουν κατανομή ταχυτήτων $f_{o,e}$ Maxwell-Boltzmann. Σέ χαμηλές ὅμως πιέσεις ἡ κατανομή ταχυτήτων τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος ἀποκλίνει ἐν γένει ἀπό τήν κατανομή θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας, δηλαδή τήν κατανομή Maxwell-Boltzmann. Οἱ πιό συχνές ἀποκλίσεις παρουσιάζονται μέ τή μορφή κατανομῶν πού:

α) ἤ τά ἠλεκτρόνιά τους παρουσιάζουν μιά ἀνισοτροπία ὡς πρός τίς ταχύτητες ἐπειδή ἔχουν κάποια ταχύτητα ὁλισθήσεως u_o πού ὀφείλεται σέ κάποιο ἐπιβαλλόμενο ἐξωτερικό ἠλεκτρικό πεδίο καί ἔτσι προκύπτουν μετατοπισμένες κατανομές Maxwell-Boltzmann, δηλαδή κατανομές τύπου θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας πού τό μέγιστό τους ὅμως βρίσκεται σέ κάποια ταχύτητα $u_o \neq o$ (σχῆμα 3b),

β) ἤ μποροῦν νά θεωρηθοῦν σάν ὑπέρθεση κατανομῶν Maxwell-Boltzmann μετατοπισμένων ἤ καί κανονικῶν, ἐν γένει διαφορετικῶν θερμοκρασιῶν (σχῆμα 3c),

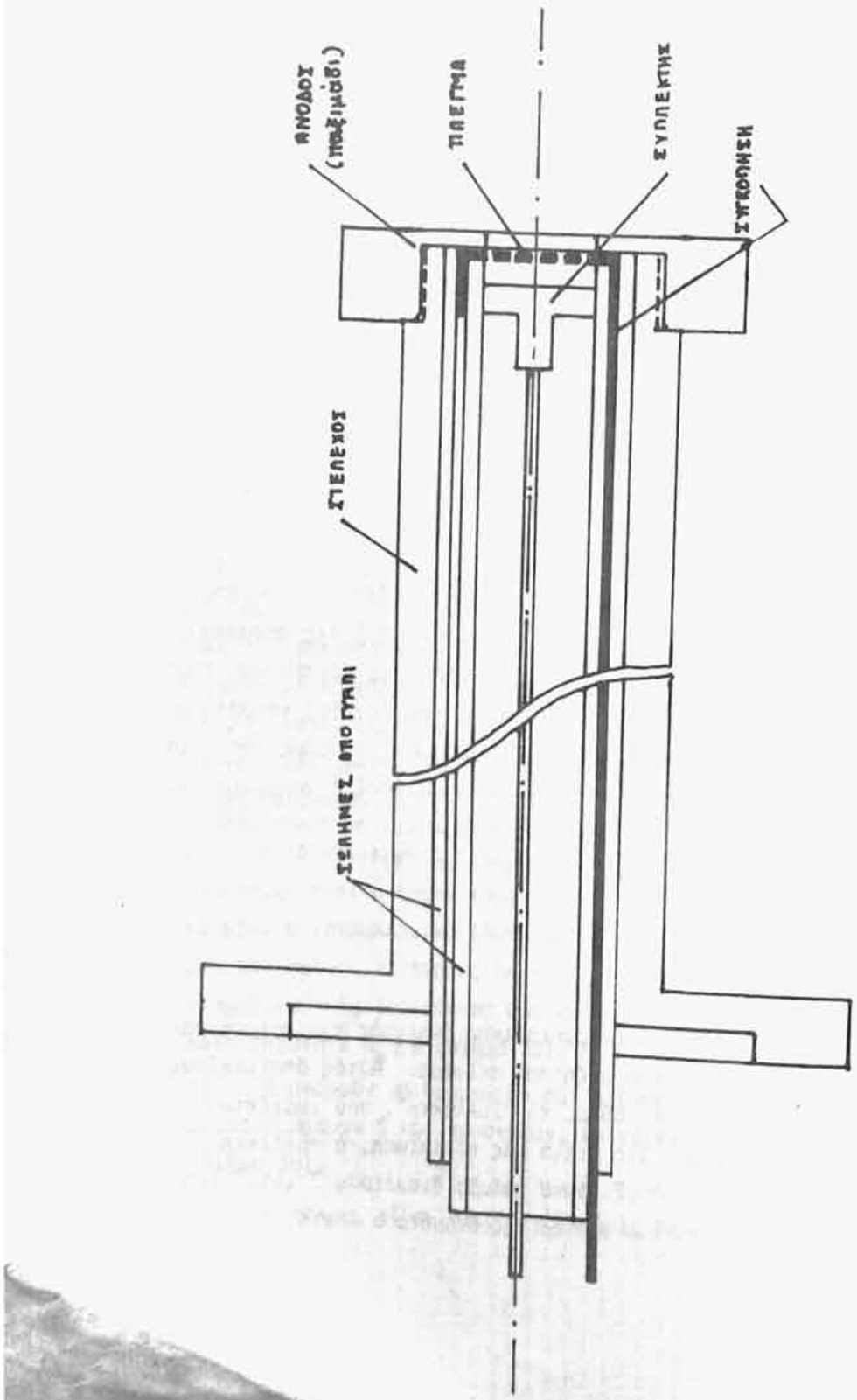
γ) ἤ τέλος, εἶναι σχεδόν κατανομές Maxwell-Boltzmann γιά χαμηλές

ταχύτητες ἀλλά ἀπό κάποια ταχύτητα καί πάνω ὑπάρχει μιά ἀπόκλιση ταχέων ἠλεκτρονίων (runaway electrons).

Σέ ὅλες τίς παραπάνω περιπτώσεις ἡ συμπεριφορά τῶν ἠλεκτρονίων δέ μπορεῖ νά περιγραφεῖ μέ μία μόνο θερμοκρασία καί ἀπαιτεῖται ἡ ἀκριβής γνώση τῆς κατανομῆς τους. Ἕνας τρόπος γιά τόν ὑπολογισμό τῆς κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι νά χρησιμοποιήσουμε τή μέθοδο τοῦ Druyvesteyn στήν ἀνάλυση τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀνιχνευτῆ, μιά καί, ὅπως ἔδειξε αὐτός, ἡ δεύτερη παράγωγος τοῦ ἠλεκτρονικοῦ ρεύματος στόν ἀνιχνευτή σέ σχέση μέ τήν τάση V_p σέ αὐτόν, γιά $V_p < V_{SP}$, εἶναι ἀνάλογη πρός τήν κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων [96]. Ἕνας ἄλλος τρόπος ὑπολογισμοῦ τῆς κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι αὐτός πού ἀκολουθοῦμε καί στό δικό μας πείραμα, χρησιμοποιώντας ἕνα ἄλλο διαγνωστικό ὄργανο πού καί αὐτό εἶναι πολύ διαδεδομένο στή Φυσική Πλάσματος, τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή. Μέ τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή εἶναι δυνατή ἡ μέτρηση, μέ μεγάλη ἀκρίβεια, τῆς συναρτήσεως κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων ἀπό ὅπου μποροῦμε νά ὑπολογίσουμε στή συνέχεια τή θερμοκρασία ἤ τίς θερμοκρασίες τῶν ἠλεκτρονίων T_e, τήν ταχύτητα ἤ τίς ταχύτητες ὁλισθήσεώς τους u_o καί ἀκόμα τήν πυκνότητά τους ἄν ὁ ἀναλυτής βαθμολογηθεῖ κατάλληλα γι' αὐτό. Ἡ σπουδαιότερη ὅμως συνέπεια τῆς ἀκριβοῦς γνώσεως τῆς κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων, εἶναι ἡ δυνατότητα νά μελετηθεῖ ἡ γραμμική καί ἡ μή γραμμική συμπεριφορά τῶν κυμάτων τοῦ πλάσματος, σέ συνδυασμό βέβαια μέ τήν ταυτόχρονη γνώση τοῦ φάσματός τους [97].

3.3.2.1 Κατασκευή

Στό σχῆμα 12 φαίνεται ὁ ἠλεκτροστατικός ἀναλυτής πού κατασκευάσαμε καί χρησιμοποιήσαμε στό ὑπό συζήτηση πείραμα. Αὐτός ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα μεταλλικό ἐπίπεδο ἠλεκτρόδιο, τό "Συλλέκτη", πού χωρίζεται ἀπό τό πλάσμα μέ ἕνα πλέγμα. Στή δικιά μας περίπτωση, ὁ συλλέκτης εἶναι ἕνας μικρός δίσκος ἀπό ἀνοξείδωτο χάλυβα διαμέτρου 7 χιλ., τοποθετημένος μέσα σέ γυάλινο σωλήνα ἐσωτερικῆς διαμέτρου 7 χιλ. καί



Σχῆμα 12: Ὁ ἠλεκτροστατικός ἀναλυτής πού χρησιμοποιήσαμε στά πειράματά μας.

σέ ἀπόσταση 2-3 χιλ. περίπου ἀπό τή μία ἄκρη του, τήν ὁποία φράζει τό πλέγμα. Ὁ γυάλινος σωλήνας ἔχει μῆκος 170 χιλ. καί πάχος τοιχώματος 1,5 χιλ. μέσα δέ ἀπό αὐτόν περνᾶμε ἕνα χάλκινο σύρμα, πάχους 1 χιλ.,πού τό ἔχουμε κολλήσει στό πίσω μέρος τοῦ συλλέκτη γιά νά μποροῦμε νά τόν φέρνουμε στά ἐπιθυμητά δυναμικά. Γιά τήν καλύτερη ἀπομόνωση τοῦ συλλέκτη ἀπό τό πλάσμα, τό πλέγμα πού τόν χωρίζει ἀπό αὐτό εἶναι διπλό καί ἀποτελεῖται ἀπό δύο εἴδη πλέγματος ἀπό σύρμα βολφραμίου. Τό ἕνα εἶδος εἶναι αὐτό πού συναντήσαμε καί περιγράψαμε στήν παράγραφο(3.2.1)μέ διαπερατότητα 67%. Στό ἄλλο εἶδος, τό σύρμα βολφραμίου ἔχει πάχος 0,025 χιλ. καί μέ 37 περίπου σύρματα ἀνά ἑκ., τό πλέγμα παρουσιάζει διαπερατότητα 83%. Ἔτσι τελικά τό διπλό πλέγμα πού χωρίζει τό συλλέκτη ἀπό τό πλάσμα παρουσιάζει διαπερατότητα 56%. Τό διπλό πλέγμα στερεώνεται στήν ἄκρη τοῦ γυάλινου σωλήνα μέ ἕνα ἔλασμα μολυβδαινίου, πού τοῦ ἔχουμε κολλήσει ἕνα χάλκινο σύρμα πάχους 1 χιλ. Ὁλόκληρο τό σύστημα τοποθετεῖται μέσα σ'ἕνα ἄλλο γυάλινο σωλήνα ἐσωτερικῆς διαμέτρου 11 χιλ., πάχους τοιχώματος 1,5 χιλ. καί μήκους 150 χιλ. Τό σύρμα τοῦ διπλοῦ πλέγματος περνάει ἀνάμεσα ἀπό τούς δύο γυάλινους σωλῆνες, ὥστε νά ἀπομονώνεται ἀπό τό σύρμα τοῦ συλλέκτη. Κατά τή χρησιμοποίησή του, ὁ ἠλεκτροστατικός ἀναλυτής τοποθετεῖται μέσα στό μεταλλικό σωλήνα τοῦ κινητοῦ δίσκου πού ὑπάρχει στό χῶρο τοῦ πειράματος (βλ. παράγραφο 3.2.2), ἔτσι ὥστε ἡ μικρή τρύπα στό κέντρο τοῦ κινητοῦ δίσκου νά βρίσκεται ἀπέναντι ἀπό τό συλλέκτη καί τό πλέγμα φέρνεται στό δυναμικό τοῦ κινητοῦ δίσκου, μέσω τοῦ σύρματος πού ὑπάρχει στό μολυβδαίνιο.

3.3.2.2 Περιγραφή Λειτουργίας

Γιά νά ἀντιληφθοῦμε τώρα τόν τρόπο λειτουργίας τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ ἀναλυτῆ ἄς παρακολουθήσουμε τή συμπεριφορά τῶν ἠλεκτρονίων πού εἰσχωροῦν στό χῶρο μεταξύ τοῦ συλλέκτη καί τοῦ πλέγματος. Πράγματι, ἐφόσον τό πλέγμα βρίσκεται στό ἀνοδικό δυναμικό V_A, πού εἶναι ἐν γένει

λιγάκι μεγαλύτερο ἀπό τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP}, ἀπωθεῖ τά ἰόντα καί ἔλκει τά ἠλεκτρόνια τοῦ πλάσματος, τά ὁποῖα περνώντας μέσα ἀπό τό πλέγμα εἰσχωροῦν στό χῶρο τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ ἀναλυτῆ. Βάζοντας στό συλλέκτη ἕνα μεταβλητό δυναμικό V_Σ ἀρνητικό σέ σχέση μέ τό πλέγμα, μέσα ἀπό αὐτόν περνάει ἕνα μεταβλητό ἠλεκτρονικό ρεῦμα I_Σ, πού ὀφείλεται κάθε φορά σέ ἐκεῖνα τά ἠλεκτρόνια πού ἔχουν ταχύτητες ἱκανές νά ὑπερνικήσουν τό φραγμό δυναμικοῦ καί νά φθάσουν στό συλλέκτη. Ἡ σχέση ἀνάμεσα στό ρεῦμα I_Σ καί τό δυναμικό V_Σ ὀνομάζεται χαρακτηριστική τοῦ συλλέκτη καί εὔκολα ἀποδεικνύεται ὅτι ἰσχύει [98],

$$I_\Sigma(V_\Sigma) = (-e)\, n_o A \int_{u_{E\Lambda}}^{\infty} u\, F_{o,e}(u)du \qquad (3\text{-}14)$$

μέ (-e) τό φορτίο τοῦ ἠλεκτρονίου, A τήν ἐνεργό ἐπιφάνεια τοῦ πλέγματος πού ὁρίζεται ἀπό τή διαπερατότητά του καί $u_{E\Lambda}$ τήν "ἐλάχιστη" ταχύτητα πού πρέπει νά ἔχει ἕνα ἠλεκτρόνιο γιά νά φθάσει στό συλλέκτη ὑπερνικώντας τό φραγμό δυναμικοῦ του. Ἡ ἐλάχιστη ταχύτητα δίνεται ἀπό τή σχέση,

$$u_{E\Lambda} = \left[2\,\frac{(-e)}{m_e}\,(V_\Sigma - V_{SP})\right]^{\frac{1}{2}} = \left[2\,\frac{(-e)}{m_e}\,V_\Sigma\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (3\text{-}15)$$

ἔχοντας κάνει χρήση καί τοῦ γεγονότος ὅτι τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP} εἶναι περίπου ἴδιο μέ τό δυναμικό τῆς ἀνόδου, πού εἶναι τό δυναμικό μηδέν γιά τό πείραμά μας, δηλαδή $V_{SP} \simeq 0$ (βλ. παράγραφο 4.3.3). Ἂν λοιπόν παραγωγίσουμε τή σχέση (3-14) παίρνουμε ὅτι,

$$\frac{dI_\Sigma}{dV_\Sigma} \begin{cases} \sim F_{o,e}(u_{E\Lambda}) & \text{γιά } V_\Sigma \leq 0 \\ = 0 & \text{γιά } V_\Sigma > 0 \end{cases} \qquad (3\text{-}16)$$

Ἡ σχέση αὐτή μᾶς λέει ὅτι ἡ παράγωγος τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ συλλέκτη

μᾶς δίνει τή συνάρτηση κατανομῆς $F_{o,e}(u)$ τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος σέ μία διάσταση καί ἄν τήν ἀποδώσουμε συναρτήσει τῆς τάσεώς του V_Σ, τότε παίρνουμε μιά ἀπεικόνιση τῆς κατανομῆς ταχυτήτων τῶν ἠλεκτρονίων $F_{o,e}(u)$ σέ ἐνεργειακές μονάδες. Πράγματι ἀπό τή σχέση (3-15) ἔχουμε ὅτι,

$$(-e)V_\Sigma = \frac{m_e u_{E\Lambda}^2}{2} = W_K \qquad (3\text{-}17)$$

ὅπου W_K εἶναι ἡ κινητική ἐνέργεια τῶν ἠλεκτρονίων. Ὅταν τά ἠλεκτρόνια ἀκολουθοῦν μία κατανομή Maxwell-Boltzmann τότε ἡ $F_{o,e}(u)$ ἔχει τή μορφή (βλ. καί σχέση 2-32),

$$F_{o,e}(u) = \left(\frac{m_e}{2\pi\kappa_B T_e}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{m_e u^2}{2\kappa_B T_e}\right) \qquad (3\text{-}18)$$

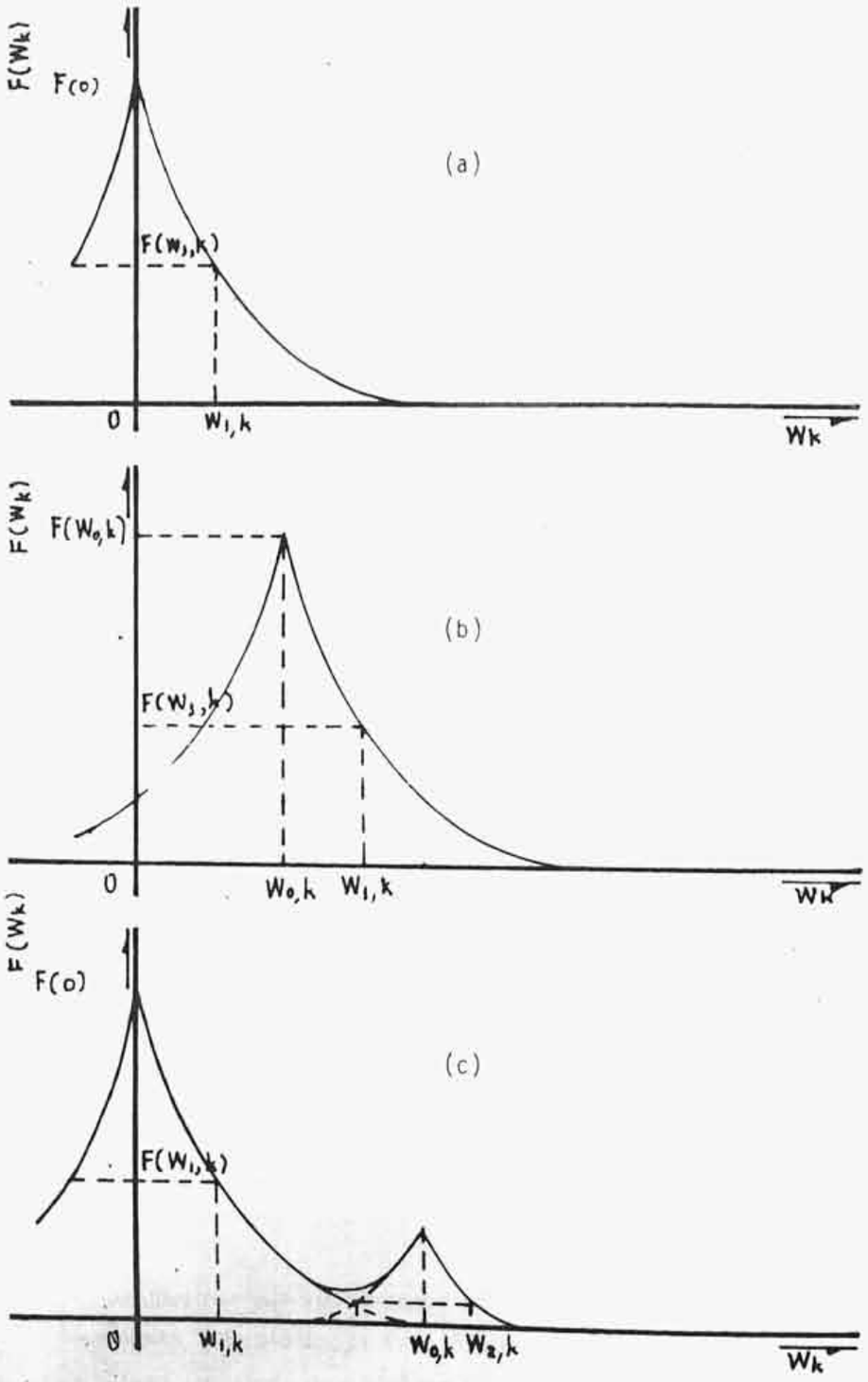
Ὁπότε κάνοντας χρήση τῆς (3-17) ἡ (3-18) γράφεται,

$$F_{o,e}(W_K) = \frac{1}{(\pi U_e^2)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{W_K}{\kappa_B T_e}\right) = B\exp\left[-\frac{(-e)V_\Sigma}{\kappa_B T_e}\right] \qquad (3\text{-}19)$$

Στό σχῆμα 13 φαίνεται ἡ γραφική παράσταση αὐτῆς τῆς κατανομῆς (a), μαζί μέ τίς γραφικές παραστάσεις μίας ἄλλης ὁμοειδοῦς κατανομῆς πού τά ἠλεκτρόνιά της ἔχουν μία ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o (b) καί μίας τρίτης στήν ὁποία ὑπάρχει δέσμη ἠλεκτρονίων (c).

Οἱ ἀναλύσεις τῶν παραπάνω γραφικῶν παραστάσεων τῶν κατανομῶν $F(W_K)$ τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος μᾶς δίνουν τίς ἀκόλουθες πληροφορίες γι'αὐτά:

a) Ἡ ἐνέργεια $W_{o,K}$ πού ἐμφανίζεται τό μέγιστο $F(W_{o,K}) = B = \frac{1}{(\pi U_e^2)^{\frac{1}{2}}}$ τῆς κατανομῆς συνδέεται μέ τήν ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων



Σχῆμα 13: Ἐνεργειακές κατανομές τῶν ἠλεκτρονίων
a) Κατανομή Maxwell-Boltzmann (M-B)
b) Ὁλισθαίνουσα κατανομή M-B
c) Κατανομή M-B μέ δέσμη ἠλεκτρονίων

μέ τή σχέση (3-15). Ἔτσι ἔχουμε,

$$u_o = \left[2 \frac{(-e)}{m_e} V_{o,\Sigma}\right]^{\frac{1}{2}} = \left[2 \frac{W_{o,\kappa}}{m_e}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (3\text{-}20)$$

β) Ἀπό τήν ἐνέργεια $W_{1,\kappa}$ πού ἡ κατανομή $F(W_\kappa)$ παίρνει τήν τιμή $F(W_{1,\kappa}) = \frac{B}{2,72}$ (ὅπου 2,72... ἡ βάση τῶν νεπέριων λογαρίθμων) ὑπολογίζουμε τή θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων μέ τή σχέση,

$$T_e = \frac{(-e)V_{1,\Sigma}}{\kappa_B} = \frac{W_{1,\kappa}}{\kappa_B} \qquad (3\text{-}21a)$$

Ἡ (3-21a) προκύπτει εὔκολα ἀπό τήν (3-19) ἄν ζητήσουμε ὁ ἐκθέτης τοῦ ἐκθετικοῦ ὅρου νά πάρει τήν τιμή (-1). Ἡ σχέση (3-21a) ἰσχύει γιά τήν περίπτωση πού ἡ $W_{o,\kappa} = 0$. Ὅταν ὅμως $W_{o,\kappa} \neq 0$ τότε ἡ (3-21a) γίνεται,

$$T_e = \frac{(-e)(V_{1,\Sigma} - V_{o,\Sigma})}{\kappa_B} = \frac{W_{1,\kappa} - W_{o,\kappa}}{\kappa_B} \qquad (3\text{-}21b)$$

διότι τότε ἡ κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων δέν δίνεται ἀπό τή σχέση (3-19) ἀλλά ἀπό τή σχέση,

$$F_{o,e}(W_\kappa) = B \exp\left[-\frac{(-e)(V_\Sigma - V_{o,\Sigma})}{\kappa_B T_e}\right] = B\left[\exp -\frac{W_\kappa - W_{o,\kappa}}{\kappa_B T_e}\right] \qquad (3\text{-}22)$$

Ἐπειδή, ὅπως θά δοῦμε, πολλές φορές ἡ κατανομή $F_{o,e}(W_\kappa)$ παρουσιάζεται παραμορφωμένη στήν περιοχή γύρω ἀπό τήν $W_{o,\kappa}$ πού ἔχει τό μέγιστό της $F(W_{o,\kappa}) = B$, δέν εἶναι πάντοτε δυνατός ὁ ἀκριβής ὑπολογισμός τοῦ B μέ συνέπεια νά μή μποροῦμε νά βροῦμε μέ ἀκρίβεια οὔτε τήν ἐνέργεια $W_{1,\kappa}$. Σέ αὐτές τίς περιπτώσεις ὁ ὑπολογισμός τῆς θερμοκρασίας γίνεται μέ

τόν ἀκόλουθο τρόπο: Παίρνουμε δύο σημεῖα τῆς κατανομῆς $F_{o,e}(W_\kappa)$ σέ περιοχή πού αὐτή δέν εἶναι παραμορφωμένη καί βρίσκουμε τίς συντεταγμένες τους $[W_1,F(W_1)]$ καί $[W_2,F(W_2)]$. Ἡ σχέση πού τίς συνδέει εἶναι ἡ (3-19) ἤ ἡ (3-22) ὅταν τό $W_{o,\kappa} \neq 0$, ἔτσι λοιπόν ἔχουμε,

$$F(W_1) = B \exp\left[-\frac{W_1}{\kappa_B T_e}\right] \qquad F(W_2) = B \exp\left[-\frac{W_2}{\kappa_B T_e}\right].$$

Ἄν λοιπόν διαιρέσουμε καί λογαριθμήσουμε τίς σχέσεις αὐτές τελικά παίρνουμε,

$$\kappa_B T_e = \frac{(W_2-W_1)}{\ell nF(W_1)-\ell nF(W_2)} \qquad (3\text{-}23)$$

ἀπό ὅπου ὑπολογίζουμε τή θερμοκρασία T_e.

γ) Τέλος,μποροῦμε νά χρησιμοποιήσουμε τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή γιά νά ὑπολογίσουμε ἀπό τή χαρακτηριστική του τήν πυκνότητα n_o τῶν ἠλεκτρονίων (βλ. σχέση 3-14). Στό πείραμά μας δέν ἔγιναν μετρήσεις τῆς πυκνότητας μέ αὐτή τή μέθοδο ἀλλά χρησιμοποιήσαμε μόνο ἠλεκτρικούς ἀνιχνευτές γιά τούς λόγους πού προαναφέραμε (π.χ. βλ. παράγραφο 3.3.1.3).

3.3.2.3 Ἠλεκτρονικός Ὑπολογισμός τῆς Παραγώγου τῶν Χαρακτηριστικῶν

Προτοῦ τελειώσουμε τό τρίτο κεφάλαιο θά περιγράψουμε μία ἠλεκτρονική μέθοδο ἀπευθείας ὑπολογισμοῦ τῆς παραγώγου τῶν χαρακτηριστικῶν τοῦ ἀναλυτῆ καί τοῦ ἀνιχνευτῆ, πού χρησιμοποιεῖται γιά τήν κατασκευή τῆς συναρτήσεως κατανομῆς $F_{o,e}(W_\kappa)$ τῶν ἠλεκτρονίων [98,99]. Στή δικιά μας περίπτωση ἡ συνάρτηση κατανομῆς $F_{o,e}(W_\kappa)$ κατασκευάζεται

ἀπό τήν παράγωγο τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀναλυτῆ (σχέση 3-16). Ἡ μέθοδος αὐτή βασίζεται στήν ἑξῆς παρατήρηση: Ἐάν ἕνα μικρό ἐναλλασσόμενο σῆμα τῆς μορφῆς $u_\Sigma = \varepsilon\, \eta\mu\omega t$ προστεθεῖ στό συνεχές δυναμικό V_Σ τοῦ συλλέκτη, τότε τό ρεῦμα I_Σ τοῦ συλλέκτη διαμορφώνεται καί ἀποδεικνύεται ὅτι τό πλάτος $i_{1,\Sigma}$ τῆς σύγχρονης ἐναλλασσόμενης συνιστώσας, δηλαδή τῆς συνιστώσας ἐκείνης πού ἔχει τήν ἴδια συχνότητα καί φάση μέ τή u_Σ, εἶναι ἀνάλογο πρός τήν πρώτη παράγωγο τοῦ I_Σ. Πράγματι,ἄν ἀναπτύξουμε τό διαμορφωμένο ἠλεκτρονικό ρεῦμα I_Σ τοῦ ἀναλυτῆ σέ δυναμοσειρά, χρησιμοποιώντας γνωστούς τριγωνομετρικούς τύπους τελικά παίρνουμε τή σχέση (βλ. σελ. 698 τῆς [91]),

$$\begin{aligned} I_\Sigma(V_\Sigma+\varepsilon\eta\mu\omega t) = {} & \left[I_\Sigma(V_\Sigma)+\frac{\varepsilon^2}{4} I''_\Sigma(V_\Sigma)+\frac{\varepsilon^4}{64} I''''_\Sigma(V_\Sigma)+\ldots\right] && \text{(συνεχής συνιστώσα)} \\ & + \left[\varepsilon I'_\Sigma(V_\Sigma)+\frac{\varepsilon^3}{8} I'''_\Sigma(V_\Sigma)+\ldots\right]\eta\mu\omega t && \text{(θεμελιώδης } \text{''} \text{)} \\ & - \left[\frac{\varepsilon^2}{4} I''_\Sigma(V_\Sigma)+\frac{\varepsilon^4}{48} I''''_\Sigma(V_\Sigma)+\ldots\right]\sigma\upsilon\nu 2\omega t && \text{(δεύτερη ἁρμονική)} \\ & - \left[\frac{\varepsilon^3}{24} I'''_\Sigma(V_\Sigma)+\ldots\right]\eta\mu 3\omega t+\left[\frac{\varepsilon^4}{192} I''''_\Sigma(V_\Sigma)+\ldots\right]\sigma\upsilon\nu 4\omega t && \text{(ἀνώτερες ἁρμονικές)} \\ & + \text{Ἀνώτερες ἁρμονικές} \end{aligned} \qquad (3\text{-}24)$$

ὅπου ὁ τόνος σημαίνει παραγώγιση τοῦ I_Σ ὡς πρός τό V_Σ. Γιά μικρά ὅμως πλάτη ε τῆς ἐναλλασσόμενης συνιστώσας u_Σ τοῦ δυναμικοῦ V_Σ, ὅταν δηλαδή ἰσχύει $\varepsilon << V_\Sigma$, τό πλάτος $i_{1,\Sigma}$ τῆς θεμελιώδους συνιστώσας τοῦ ρεύματος I_Σ γράφεται,

$$i_{1,\Sigma} = \varepsilon I'_\Sigma(V_\Sigma)+\frac{\varepsilon^3}{8} I'''_\Sigma(V_\Sigma)+\ldots \simeq \varepsilon\, I'_\Sigma(V_\Sigma) \sim F_{o,e}(V_\Sigma) \qquad (3\text{-}25)$$

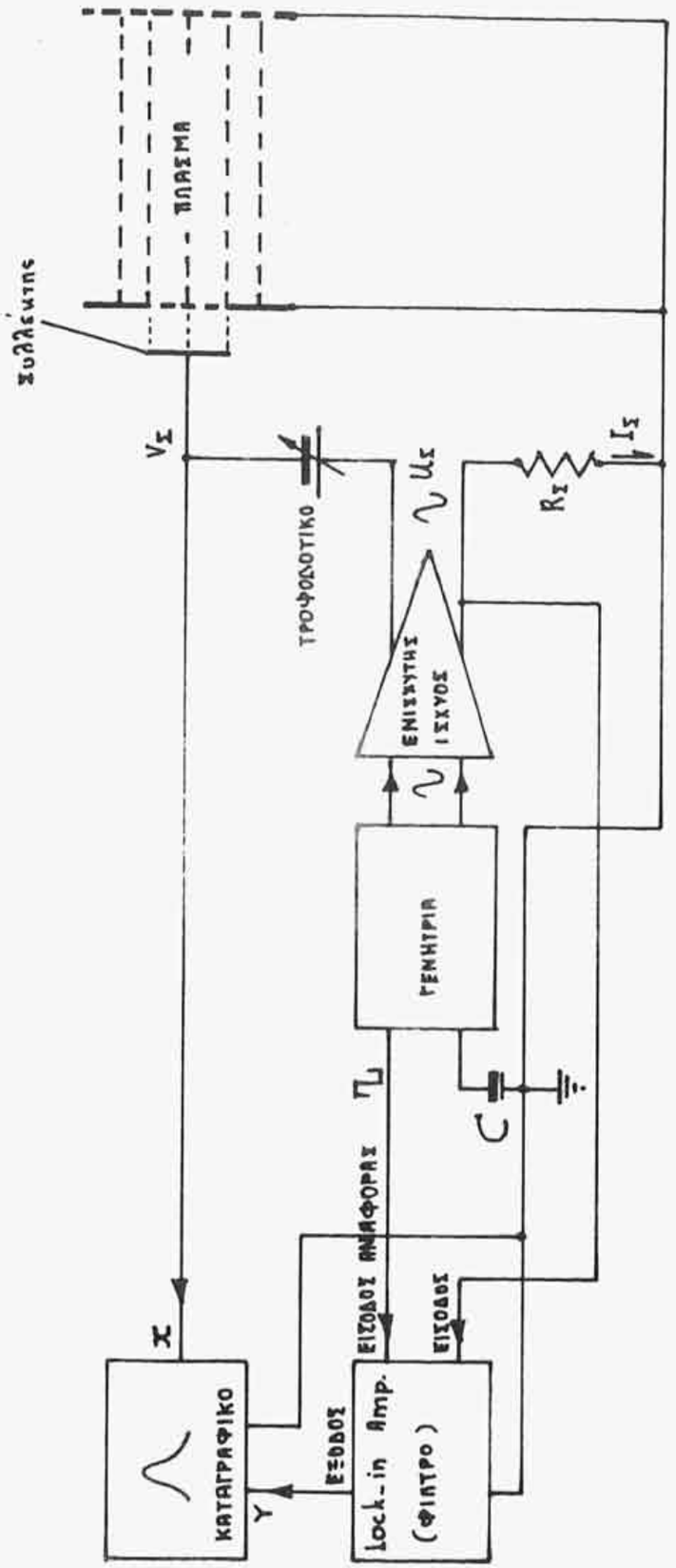
Ἡ (3-25) μᾶς λέει ἀκριβῶς ὅτι γιά μικρά πλάτη ε τοῦ σήματος u_Σ, τό πλάτος τῆς θεμελιώδους τοῦ ρεύματος μᾶς δίνει μέ ἀρκετά μεγάλη ἀκρίβεια τήν παράγωγο τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀναλυτῆ. Μέ ὅμοιο τρόπο

μποροῦμε νά δείξουμε ὅτι καί τά πλάτη τῶν ἀνώτερων ἁρμονικῶν μᾶς δίνουν τίς ἀντίστοιχες ἀνώτερες παραγώγους τῆς χαρακτηριστικῆς.

Τό κύκλωμα πού χρησιμοποιοῦμε γιά τή μέτρηση τοῦ πλάτους $i_{1,\Sigma}$ τῆς θεμελιώδους συνιστώσας φαίνεται στό σχῆμα 14. Αὐτό ἀποτελεῖται ἀπό μία ἀντίσταση R_Σ = 100 Ohms, πού ἡ πτώση τάσεως στά ἄκρα της V_R μᾶς δίνει τό ρεῦμα I_Σ τοῦ συλλέκτη,

$$I_\Sigma = \frac{V_R}{R_\Sigma} \qquad (3\text{-}26)$$

καί ἀπό ἕνα τροφοδοτικό μεταβλητῆς τάσεως γιά νά μεταβάλλουμε τήν πόλωση V_Σ στό συλλέκτη. Συνήθως περιοριζόμαστε σέ μεταβολές τοῦ δυναμικοῦ V_Σ ἀπό (-100) ἕως (+30) Volts,σέ εἰδικές ὅμως περιπτώσεις μεταβάλλαμε τό V_Σ ἀπό (-300) ἕως (+130) Volts. Μέ ἕνα ἐνισχυτή πού τροφοδοτεῖται ἀπό μία γεννήτρια παρεμβάλλουμε στό κύκλωμα τοῦ συλλέκτη τήν ἐναλλασσόμενη τάση u_Σ = εημωt, πού ἡ συχνότητά της εἶναι $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ = 170 Hz καί τό πλάτος της κυμαίνεται μεταξύ 0,1 Volts $\leq \varepsilon \leq$ 0,5 Volts. Στή συχνότητα δίνουμε αὐτήν τήν τιμή, γιατί θέλουμε ἀφενός νά εἶναι ἀρκετά μικρή ὥστε ἡ χωρητικότητα μεταξύ τοῦ πλέγματος καί τοῦ συλλέκτη νά ἔχει ἀμελητέα ἐπιρροή στήν ἀγωγιμότητα τοῦ κυκλώματος καί ἀφετέρου νά εἶναι ἀρκετά μεγάλη ὥστε νά βρίσκεται μακριά ἀπό τή συχνότητα τῶν 50 Hz τοῦ δικτύου καί τίς πρῶτες ἁρμονικές της, γιά νά μήν ἐπηρεάζεται ἡ μέτρησή μας ἀπό τούς θορύβους τοῦ περιβάλλοντος. Στό πλάτος δίνουμε κάθε φορά τή μικρότερη δυνατή τιμή ἀπό τό διάστημα τιμῶν πού προαναφέραμε, ἔτσι ὥστε ἡ σχέση $\varepsilon << V_\Sigma$ νά ἱκανοποιεῖται γιά ὅσο τό δυνατόν μικρότερες τιμές τοῦ V_Σ ἀλλά ταυτόχρονα καί ὁ διαχωρισμός τῆς ἐναλλασσόμενης συνιστώσας $i_{1,\Sigma}$ημωt τοῦ ρεύματος νά γίνεται εὔκολα μέσα ἀπό τό θόρυβο. Ὁ διαχωρισμός αὐτός ἐπιτυγχάνεται μέ "σύγχρονη ἐνίσχυση" τοῦ σήματός μας καί ἀνάδειξή του μέσα ἀπό τό θόρυβο, χρησιμοποιώντας τόν ἐνισχυτή συγχρόνου ἐνισχύσεως (Lock-In Amplifier) τῆς Princeton Applied Research, τύπος HR-8, στήν εἴσοδο τοῦ ὁποίου βάζουμε τό ἐναλλασσόμενο σῆμα ἀπό τά ἄκρα τῆς ἀντιστάσεως R_Σ, ἐνῶ στήν εἴσοδο



Σχῆμα 14: Κύκλωμα γιά τή μέτρηση τῆς συναρτήσεως κατανομῆς $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων, μέ παραγώγιση τῆς χαρακτηριστικῆς $I_\Sigma = \varphi(V_\Sigma)$ τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ ἀναλυτῆ.

τοῦ σήματος ἀναφορᾶς βάζουμε ἕνα σύγχρονο σῆμα ἀπό τή γεννήτριά μας (βλ. σχῆμα 14). Ἡ ἔξοδος τοῦ ἐνισχυτῆ μᾶς δίνει τότε μιά ἔνδειξη πού εἶναι ἀνάλογη πρός τό πλάτος $i_{1,\Sigma}$ τοῦ σήματός μας καί κατά συνέπεια εἶναι ἀνάλογη πρός τή συνάρτηση κατανομῆς $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων (σχέση 3-25). Ἐάν τήν ἔνδειξη αὐτή τήν πᾶμε στήν Y εἴσοδο ἑνός καταγραφικοῦ, πού στήν X εἴσοδό του ἔχουμε βάλει τό δυναμικό V_Σ, τότε ἐπάνω στό χαρτί ἔχουμε τήν καταγραφή τῆς συναρτήσεως κατανομῆς $F_{o,e}(V_\Sigma)$ τῶν ἠλεκτρονίων συναρτήσει τῆς κινητικῆς ἐνέργειας W_κ αὐτῶν ($V_\Sigma \sim W_\kappa$, βλ. σχέση 3-17).

4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΙΟΝΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΑΣΤΑΘΕΙΑΣ

4.1 Εἰσαγωγή

Σέ αὐτό τό κεφάλαιο θά περιγράψουμε δύο πειράματα, παρουσιάζοντας καί ἀναλύοντας τά πειραματικά τους ἀποτελέσματα καί συσχετίζοντάς τα μέ τίς θεωρητικές ὑποδείξεις τοῦ δεύτερου κεφαλαίου. Στό πρῶτο πείραμα μελετᾶται ἡ ἠλεκτρική ἐκκένωση γιά τή δημιουργία τοῦ πλάσματος καί ἡ διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων σέ αὐτό. Ἐπίσης, προσδιορίζονται οἱ διάφορες παράμετροι τοῦ πλάσματος καί οἱ συνθῆκες πού ἀπαιτοῦνται γιά τήν ἰσχυρή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων. Στό δεύτερο πείραμα μελετᾶται ἡ ἰσχυρή διέγερση τῆς ἰονοακουστικῆς ἀστάθειας σέ μιά προσπάθεια νά προσδιορισθοῦν οἱ μή γραμμικοί μηχανισμοί πού εἶναι ὑπεύθυνοι γιά τή σταθεροποίησή της.

Στίς χαμηλές πιέσεις πού ἐργαζόμαστε μποροῦμε ἄφοβα νά ἰσχυριστοῦμε ὅτι ὁ ἀτμοσφαιρικός ἀέρας καί τό ἀέριο Ἀργό πού χρησιμοποιοῦμε συμπεριφέρονται σάν ἰδανικά ἀέρια. Ἔτσι, χρησιμοποιώντας τήν καταστατική ἐξίσωση τῶν τελείων ἀερίων, μποροῦμε νά δοῦμε ὅτι ἡ σχέση πού συνδέει τήν πίεση μέ τήν πυκνότητά τους (βλ. σελ. 347 τῆς [48]) εἶναι ἡ ἀκόλουθη,

$$n_{o,n} = 2{,}76 \times 10^{16}\ p\ \frac{\text{σωμάτια}}{\text{cm}^3} \qquad (4\text{-}1)$$

ὅπου ἡ πίεση p μετριέται σέ Torr (1 Torr = 1 mm Hg) καί ἡ θερμοκρασία T_n τοῦ ἀερίου ἔχουμε δεχθεῖ ὅτι εἶναι 350^oK. Μέ τή βοήθεια αὐτῆς τῆς σχέσεως εὔκολα προκύπτει ὅτι οἱ προσμίξεις ξένων στοιχείων στό πλάσμα δέν ὑπερβαίνουν τό 2% στή χειρότερη περίπτωση, μιά καί ἡ πίεση τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα, μετά τήν ἄντλησή του ἀπό τή συσκευή τοῦ πλάσματος, φτάνει στά 1 ἕως 2 μTorr, ἐνῶ ἡ χαμηλότερη πίεση Ἀργοῦ γιά τήν ὁποία ἔχουμε σταθερή ἐκκένωση εἶναι 80 μTorr. Ἔτσι, μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι τά πειραματικά ἀποτελέσματα πού θά συζητήσουμε ἀναφέρονται

σέ πλάσμα Ἀργοῦ. Χρησιμοποιήσαμε ἀέριο Ἀργό στά πειράματά μας λόγω τῆς διαθεσιμότητός του στό ἐργαστήριο Φυσικῆς Πλάσματος.

4.2 Περιγραφή τῆς Ἐκκενώσεως

Ὅπως ἤδη ἔχουμε ἀναφέρει καί στήν παράγραφο (3.2.1), ἡ ἠλεκτρική ἐκκένωση γίνεται στήν πηγή τοῦ πλάσματος μέ τόν ἀκόλουθο τρόπο: Ἀφοῦ ἀντλήσουμε τόν ἀτμοσφαιρικό ἀέρα καί εἰσάγουμε στή συσκευή τό ἀέριο, θερμαίνουμε τήν κάθοδο μέ ἰσχεῖς περίπου 100 Watt. Βάζοντας μιά διαφορά δυναμικοῦ V_A μεταξύ καθόδου Κ καί πλέγματος Π (βλ. σχήματα 5 καί 6), ἐπιταχύνουμε τά θερμικῶς ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρόνια πρός τό πλέγμα καί αὐτά συγκρουόμενα μέ τά ἄτομα τοῦ Ἀργοῦ τά ἰονίζουν. Μεταβάλλοντας τό ἀνοδικό δυναμικό V_A ἐλέγχουμε τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A καί ρυθμίζουμε ἔτσι τίς συνθῆκες τῆς ἐκκενώσεως, στή θετική στήλη τῆς ὁποίας ἔχουμε τή δημιουργία τοῦ πλάσματος. Τό πλάσμα ὁλισθαίνοντας διαμέσου τοῦ πλέγματος Π διαχέεται στό χῶρο τοῦ πειράματος, ὅπου καί σχηματίζει μιά κυλινδρική στήλη πλάσματος (βλ. παραγράφους 3.2.1 καί 3.2.2 καί σχῆμα 5).

Λεπτομερής περιγραφή τῶν μετρήσεων γιά κάθε πείραμα καθώς ἐπίσης καί τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος πού προκύπτουν ἀπό τήν ἀνάλυση αὐτῶν τῶν μετρήσεων θά γίνει στίς παραγράφους πού ἀκολουθοῦν. Σέ γενικές γραμμές ὅμως μποροῦμε νά παρατηρήσουμε τά ἑξῆς:

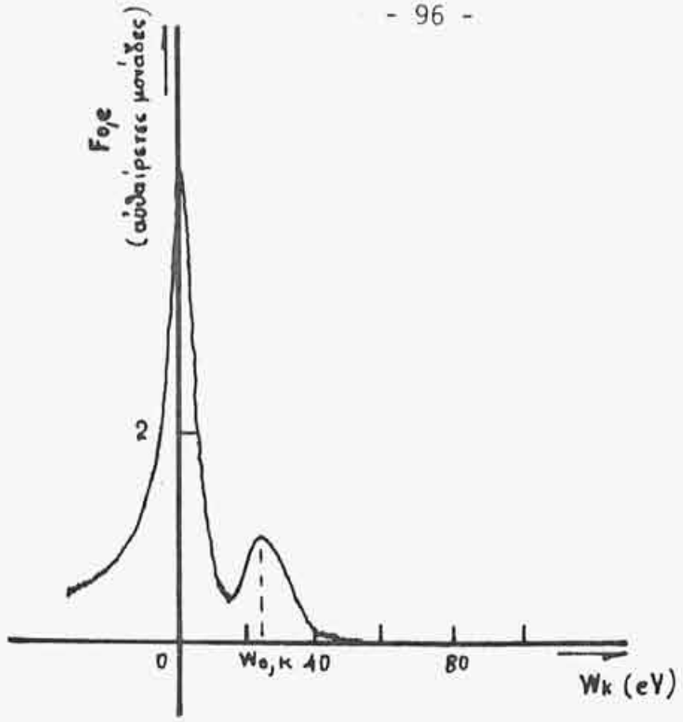
α) Ἀνεξάρτητα ἀπό τήν πίεση ὑπάρχουν δύο καταστάσεις λειτουργίας τῆς ἐκκενώσεως. Τή μία κατάσταση λειτουργίας τή συναντᾶμε σέ μικρά ἀνοδικά ρεύματα I_A καί κύριο χαρακτηριστικό της εἶναι ἡ ὕπαρξη δέσμης ἠλεκτρονίων στό πλάσμα, γι' αὐτό καί θά τήν ὀνομάζουμε "ἐκκένωση δέσμης". Στήν ἐκκένωση δέσμης ἡ διέλευση τοῦ ρεύματος I_A μέσα ἀπό τό πλάσμα ὀφείλεται στήν ὁλίσθηση μέρους μόνο τῶν ἠλεκτρονίων του, ἐνῶ τά ὑπόλοιπα ἠλεκτρόνια δέν συμμετέχουν σέ αὐτή τήν ὀργανωμένη κίνηση πού προκαλεῖ τό ἐξωτερικά ἐπιβαλλόμενο ἀνοδικό ἠλεκτρικό πεδίο. Ἀντίθετα, στή δεύτερη κατάσταση λειτουργίας, πού τή συναντᾶμε σέ μεγάλα ἀνοδικά

ρεύματα I_A, ὅλα τά ἠλεκτρόνια τοῦ πλάσματος ὁλισθαίνουν συμμετέχοντας στήν κίνηση γιά τό I_A, γι' αὐτό καί θά τήν ὀνομάζουμε "ἐκκένωση ὁλισθήσεως". Ἡ μετάπτωση ἀπό τή μία μορφή ἐκκενώσεως στήν ἄλλη συμβαίνει γιά κάποια τιμή τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος $I_{A,M}$, ἡ ὁποία παρουσιάζει ἰσχυρή ἐξάρτηση ἀπό τήν πίεση τοῦ ἀερίου. Ἔτσι, ὅταν ἡ πίεση τοῦ ἀερίου εἶναι $p_A = 0{,}08$ mTorr ἡ τιμή τοῦ ρεύματος μεταπτώσεως εἶναι ἀντιστοίχως $I_{A,M} = 0{,}93$ Amps, ἐνῶ ὅταν ἡ πίεση εἶναι $p_\Delta = 1$ mTorr ἡ τιμή τοῦ ρεύματος εἶναι $I_{A,M} = 0{,}4$ Amps. Παρατηροῦμε δηλαδή ὅτι σέ χαμηλότερες πιέσεις ἡ ἐκκένωση δέσμης ὑπερισχύει τῆς ἐκκενώσεως ὁλισθήσεως ἐνῶ τό ἀντίθετο συμβαίνει στίς ὑψηλότερες πιέσεις, ὅπου ἐμφανίζεται κυρίως ἡ ἐκκένωση ὁλισθήσεως.

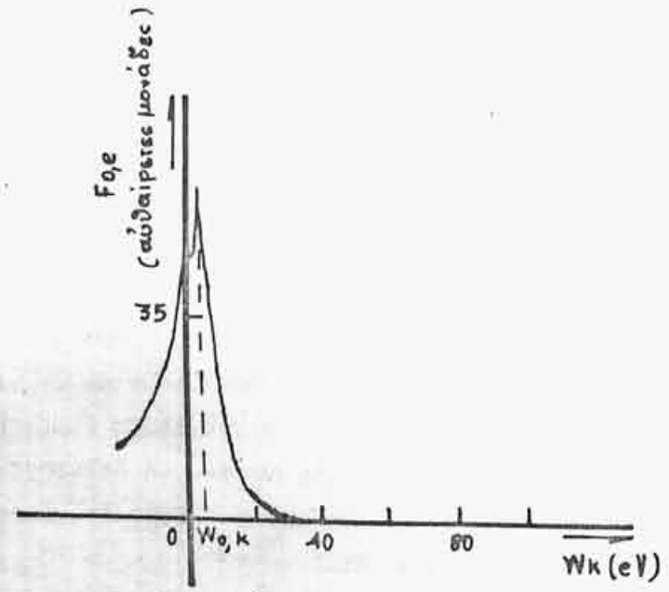
Στό σχῆμα 15 παρουσιάζουμε δύο συναρτήσεις κατανομῆς $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων πού μετρήσαμε κατά τή διάρκεια τοῦ πρώτου πειράματος, ὅπου φαίνονται τόσο ἡ δέσμη τῶν ἠλεκτρονίων (σχῆμα 15a) ὅσο καί ἡ ὁλική ὁλίσθησή τους (σχῆμα 15b). Οἱ δύο αὐτές κατανομές εἶναι χαρακτηριστικές γιά τούς δύο τύπους ἐκκενώσεως πού μόλις συζητήσαμε.

β) Οἱ μετρήσεις τῆς πυκνότητας n_o καί τῆς θερμοκρασίας T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος βρίσκονται σέ συμφωνία μέ τίς παρατηρήσεις τοῦ Klarfeld, ὁ ὁποῖος ἔχει κάνει μιά πρώτη λεπτομερή περιγραφή τῶν μεταβολῶν τῶν παραμέτρων αὐτῶν σέ θερμιονικές ἐκκενώσεις αὐτοῦ τοῦ τύπου [100].

γ) Καί στούς δύο τύπους τῆς ἐκκενώσεως ἔχουμε σχεδόν πάντα διέγερση ἰονοακουστικῶν κυμάτων μέσα στό πλάσμα πού σταθεροποιοῦνται ἐν γένει στό σχετικά χαμηλό ἐπίπεδο τοῦ $\frac{\delta n}{n_o} \leq 0{,}10$. Στήν περίπτωση ὅμως τῆς ἐκκενώσεως ὁλισθήσεως καί κάτω ἀπό ὁρισμένες συνθῆκες, ἡ διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων γίνεται πολύ ἰσχυρή καί τό πλάτος διεγέρσεως αὐτῶν προσεγγίζει ἀκόμα καί τή μονάδα, ἤτοι $\frac{\delta n}{n_o} \simeq 1$.



(a)



(b)

Σχῆμα 15: Ἐνδεικτικές συναρτήσεις κατανομῆς ἠλεκτρονίων γιά τό πρῶτο πείραμα πού ἀντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις Β-1 (a) καί Γ-9 (b).

4.3 Πρῶτο Πείραμα

4.3.1 Εἰσαγωγή

Στό πρῶτο πείραμα, προκειμένου νά μελετήσουμε τή μεταβολή τῶν διαφόρων παραμέτρων τῆς ἐκκενώσεως καί τήν ἐπίπτωσή τους στή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων, πήραμε τέσσερις σειρές μετρήσεων, τίς Α,Β,Γ καί Δ, γιά τέσσερις διαφορετικές τιμές τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου, τίς

$$p_A = 0{,}08 \text{ mTorr}, \; p_B = 0{,}2 \text{ mTorr}, \; p_\Gamma = 0{,}5 \text{ mTorr} \qquad (4\text{-}2)$$

$$\text{καί} \quad p_\Delta = 1 \text{ mTorr}$$

Σέ κάθε σειρά μετρήσεως κρατᾶμε τήν πίεση σταθερή καί μεταβάλλουμε τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A ἀπό 0 ἕως 1,2 Α περίπου, διά μεταβολῆς τῆς ἀνοδικῆς τάσεως V_A ἀπό 0 ἕως 270 V. Σέ κάθε μέτρηση χρησιμοποιοῦμε τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή καί τούς ἠλεκτρικούς ἀνιχνευτές γιά νά μετρήσουμε τήν κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων $F_{o,e}$, τή χαρακτηριστική τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ καί τό φάσμα τῶν κυμάτων πού ἀναπτύσσονται στό πλάσμα. Οἱ μετρήσεις γίνονται στό χῶρο τοῦ πειράματος, δηλαδή στήν κυλινδρική στήλη πλάσματος πού σχηματίζεται στόν ἰσοδυναμικό χῶρο μεταξύ τοῦ πλέγματος καί τῆς ἀνόδου Α (βλ. σχῆμα 5). Στό πρῶτο πείραμα οἱ διαστάσεις τῆς στήλης τοῦ πλάσματος ἦταν μεταβλητές γιά νά μπορέσουμε νά μελετήσουμε τήν ἐπίδρασή τους στή συχνότητα τῶν κυμάνσεων (βλ. παράγραφο 4.3.5.1β). Συνεπῶς,μετακινώντας τόν ἀνοδικό δίσκο μποροῦμε καί μεταβάλλουμε συνεχῶς τό μῆκος τῆς στήλης L ἀπό 4 μέχρι 10 ἑκ., ἐνῶ ἀλλάζοντας τό γυάλινο σωλήνα μεταβάλλουμε τήν ἀκτίνα R αὐτῆς. Ὅπως ἀναφέρουμε καί στήν παράγραφο (3.2.2), στό πρῶτο πείραμα χρησιμοποιήσαμε δύο τύπους σωλήνων μέ ἐσωτερικές ἀκτίνες 1,2 καί 1,4 ἑκ. ἀντίστοιχα, ὁ κύριος ὄγκος ὅμως τῶν μετρήσεων πάρθηκε μέ τό λεπτότερο σωλήνα καί μέ μῆκος στήλης L = 7,5 ἑκ. Ὁ δεύτερος σωλήνας καί οἱ ὑπόλοιπες τιμές τοῦ

μήκους L χρησιμοποιήθηκαν γιά νά πάρουμε μόνο μερικές ἐνδεικτικές μετρήσεις.

Τίς θερμοκρασίες τῶν ἰόντων T_i καί τῶν οὐδετέρων ἀτόμων T_n δέν τίς μετράμε ἀλλά τίς ἐκτιμᾶμε ἀπό τίς συνθῆκες τοῦ πειράματός μας καί ἔτσι ἔχουμε,

$$T_i = T_n = 350^{o}K \qquad (4\text{-}3)$$

Ὁ λόγος πού δεχόμαστε ὅτι τά ἰόντα ἔχουν τήν ἴδια θερμοκρασία μέ τά οὐδέτερα ἄτομα εἶναι αὐτός πού ἀναπτύξαμε καί στήν παράγραφο (2.2.3). Ἐκεῖ ἀναφέραμε ὅτι ὁ πιό σπουδαῖος μηχανισμός ἀπώλειας τῆς ἐνέργειας τῶν ἰόντων εἶναι οἱ συγκρούσεις τους μέ τά οὐδέτερα ἄτομα (σχέση 2-36a). Αὐτό συμβαίνει ἀφενός γιατί ἡ πυκνότητα τῶν οὐδετέρων ἀτόμων $n_{o,n}$ στό πείραμά μας εἶναι ἀρκετά μεγαλύτερη ἀπό τήν πυκνότητα τῶν φορτισμένων σωματίων n_o — ὅπως θά δοῦμε στίς ἑπόμενες παραγράφους — καί ἀφετέρου γιατί, ἔχοντας ἴδιες περίπου μάζες, τά ἰόντα καί τά οὐδέτερα ἄτομα σέ κάθε σύγκρουση ἀναμεταξύ τους εἶναι δυνατόν νά μεταφερθεῖ πολλή ἐνέργεια ἀπό τό ἕνα σωμάτιο στό ἄλλο. Τέλος ὁ λόγος πού δεχόμαστε ὅτι τό ἀέριο τῶν οὐδετέρων ἀτόμων ἔχει θερμοκρασία T_n λιγάκι μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ περιβάλλοντος, εἶναι γιατί ἡ συσκευή τοῦ πλάσματος θερμαίνεται ἀρκετά λόγω τῆς ἰσχύος πού καταναλώνεται μέσα της, εἴτε σάν ἰσχύς θερμάνσεως τῆς καθόδου, εἴτε σάν ἀνοδική ἰσχύς. Ἡ πρώτη, ὅπως εἴπαμε καί στήν προηγούμενη παράγραφο, εἶναι σταθερή καί ἴση περίπου μέ $P_\theta = 100$ Watts. Ἡ ἀνοδική ἰσχύς ὅμως δέν εἶναι σταθερή ἀλλά κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $0,3 \leq P_A \leq 300$ Watts, ἐξαρτώμενη ἀπό τίς τιμές τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος I_A καί τῆς ἀνοδικῆς τάσεως V_A, ὅπως φαίνεται καί στούς πίνακες $A_1, B_1, \Gamma_1, \Delta_1$ τῶν μετρήσεων. Ἔτσι, γιά νά ἀποφεύγουμε τήν ὑπερθέρμανση τῆς συσκευῆς τοῦ πλάσματος, τήν ψύχουμε μέ ἀέρα καθόλη τή διάρκεια τοῦ πειράματος.

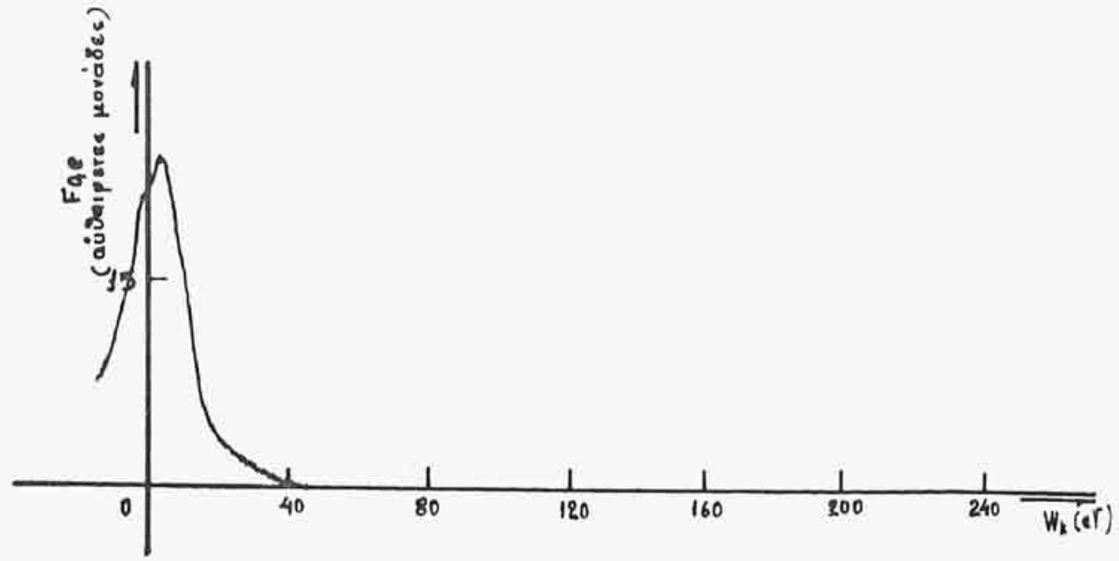
Μετά ἀπό αὐτή τήν ἀρκετά γενική εἰσαγωγή εἴμαστε πλέον σέ θέση νά προχωρήσουμε σέ μιά λεπτομερή περιγραφή τῶν μετρήσεων τοῦ πρώτου

πειράματος, τά ἀποτελέσματα τῶν ὁποίων εἶναι ταξινομημένα στούς πίνακες $A_1, B_1, \Gamma_1, \Delta_1, A_2, B_2, \Gamma_2$ καί Δ_2 πού βρίσκονται στό τέλος τοῦ κεφαλαίου.

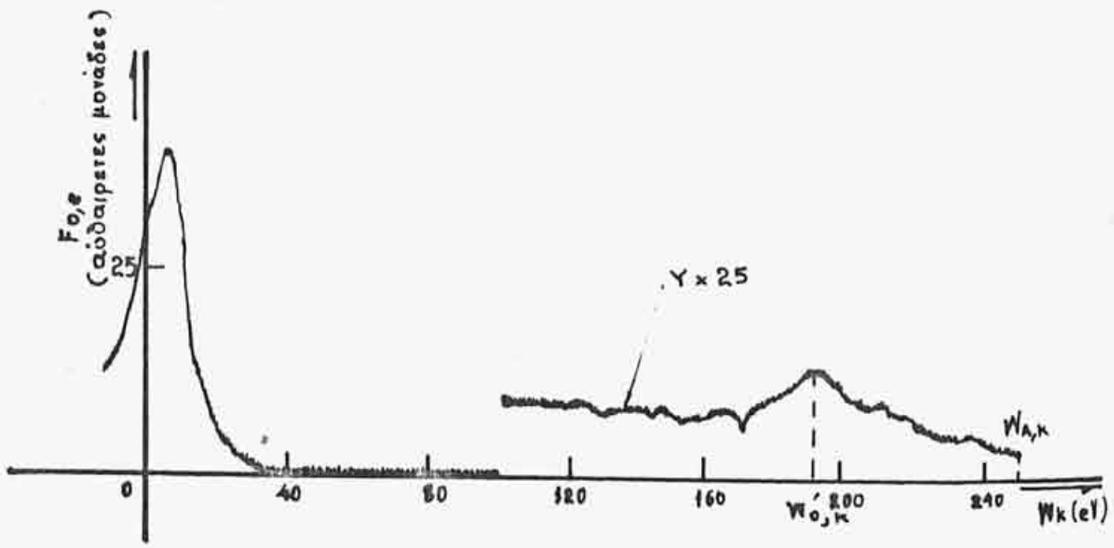
4.3.2 Μετρήσεις μέ τόν Ἠλεκτροστατικό Ἀναλυτή

Χρησιμοποιώντας τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή πού βρίσκεται πίσω ἀπό τόν ἀνοδικό δίσκο καί τή μέθοδο πού ἀναπτύξαμε στίς παραγράφους (3.3.2.2) καί (3.3.2.3), μετράμε κάθε φορά τή συνάρτηση κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων $F_{o,e}(W_K)$ σέ μία διάσταση παράλληλη πρός τόν ἄξονα τοῦ γυάλινου σωλήνα στό χῶρο τοῦ πειράματος καί τήν ἀποδίδουμε σέ ἐνεργειακές μονάδες. Οἱ κατανομές τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος, τίς ὁποῖες μετρήσαμε κατά τή διάρκεια τοῦ πρώτου πειράματος, παρουσιάζουν ἐν γένει ἀποκλίσεις ἀπό τήν κατανομή τῆς θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας ἀνάλογες μέ αὐτές πού περιγράψαμε στήν παράγραφο (3.2.2) (βλ. π.χ. σχῆμα 13). Ἔτσι, οἱ κατανομές πού ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση ὀλισθήσεως μποροῦν νά θεωρηθοῦν σάν μετατοπισμένες κατανομές Maxwell-Boltzmann, δηλαδή κατανομές πού παρουσιάζουν μιά ἀνισοτροπία ὡς πρός τίς ταχύτητες, μιά καί τό μέγιστό τους δέν βρίσκεται στό μηδέν ἀλλά σέ κάποια ἐνέργεια $W_{o,K} \neq 0$. Ἡ ἐνέργεια $W_{o,K}$ ἀντιστοιχεῖ στήν ταχύτητα ὀλισθήσεως τήν ὁποία ἔχουν τά ἠλεκτρόνια τοῦ πλάσματος (σχήματα 15b καί 16). Οἱ κατανομές ὅμως πού ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση δέσμης μποροῦν νά θεωρηθοῦν σάν ὑπέρθεση κατανομῶν Maxwell-Boltzmann διαφορετικῶν ἐν γένει θερμοκρασιῶν, ἐκ τῶν ὁποίων ἡ μία, πού ἀντιστοιχεῖ στά ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης εἶναι μετατοπισμένη ἐξαιτίας τῆς ταχύτητας ὀλισθήσεως πού ἔχουν τά ἠλεκτρόνια (σχήματα 15a καί 17a).

Μία ἀκόμη ἰδιομορφία τήν ὁποία παρουσιάζουν ὅλες οἱ κατανομές πού μετρήσαμε καί ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση δέσμης, μέ ἐξαίρεση μόνον τίς κατανομές τῶν μετρήσεων Β-1 καί Δ-1, εἶναι ἡ ἀκόλουθη. Ὁ κύριος πληθυσμός τῶν ἠλεκτρονίων καί τά ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης παρουσιάζουν μία ἐπικάλυψη μεταξύ τους - μιά πιθανή ἐξήγηση τοῦ φαινομένου δίνεται

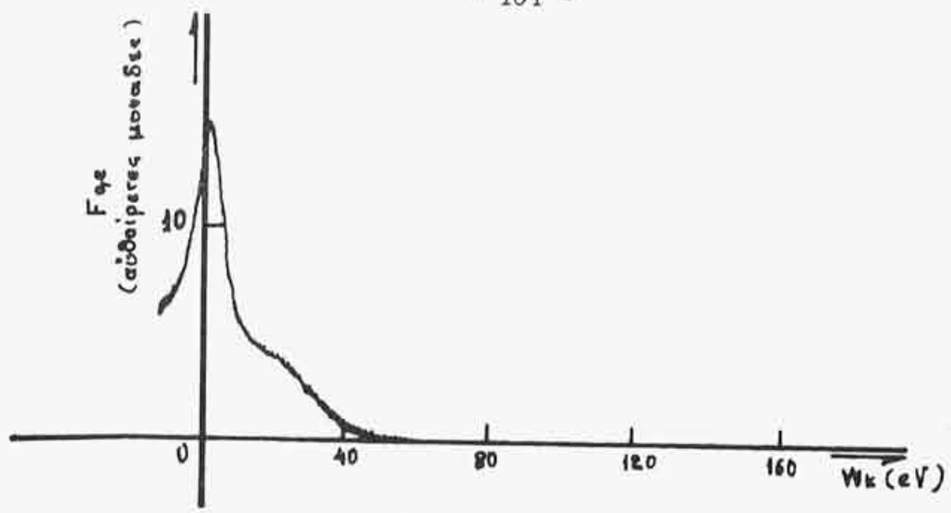


(a)

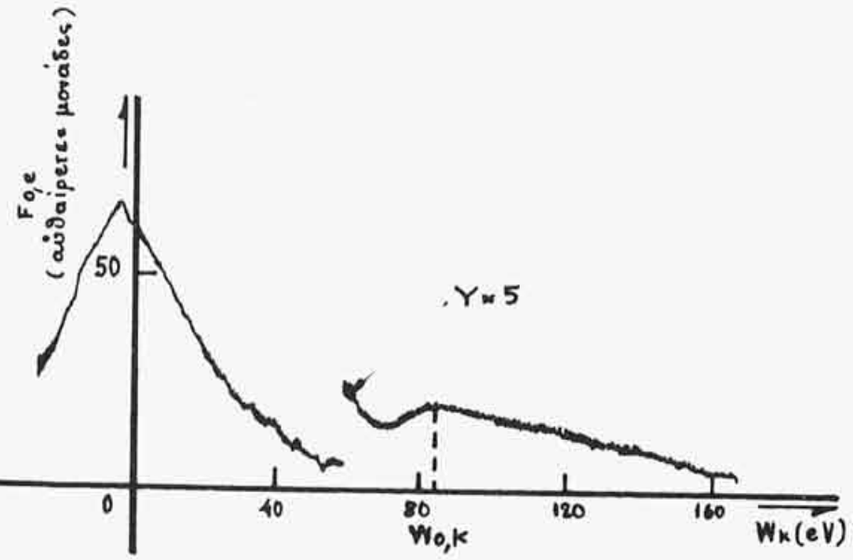


(b)

Σχῆμα 16: Ἐνδεικτικές συναρτήσεις κατανομῆς ἠλεκτρονίων πού ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση ὀλισθήσεως - μετρήσεις Γ-0 (a) καί Α-17 (b) τοῦ πρώτου πειράματος.



(a)



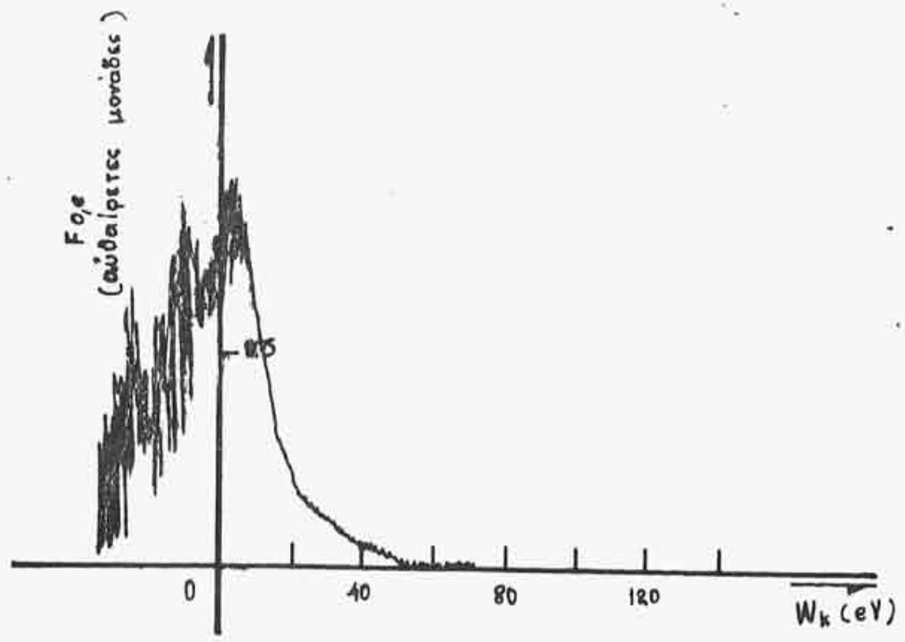
(b)

Σχῆμα 17: Ἐνδεικτικές συναρτήσεις κατανομῆς ἠλεκτρονίων πού ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση δέσμης - μετρήσεις Β-3 (a) καί Α-15 (b) τοῦ πρώτου πειράματος.

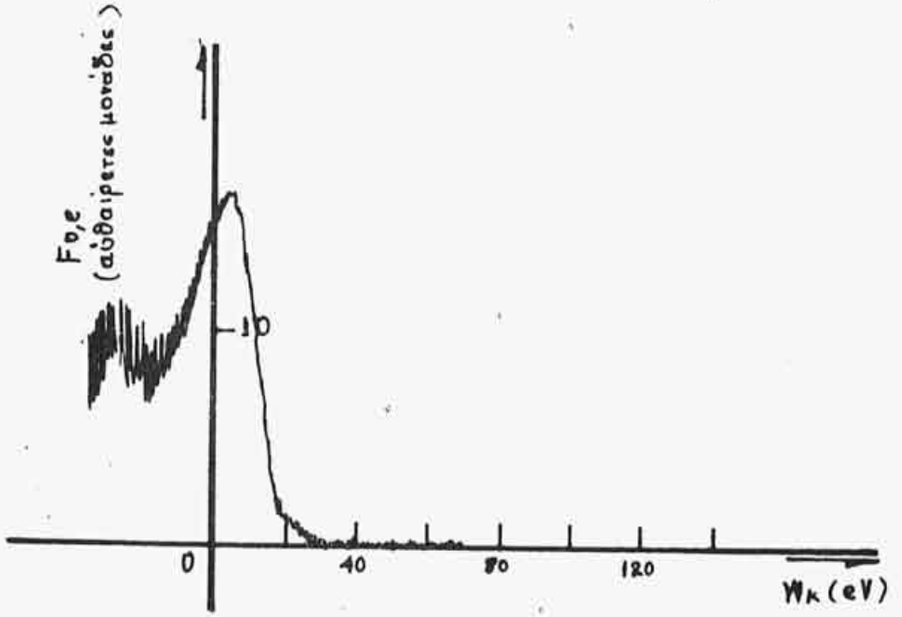
στήν παράγραφο (4.3.5.2) - ἡ ὁποία μάλιστα αὐξανομένου τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος I_A γίνεται πιό ἔντονη (βλ. σχῆμα 17a). Συνεπῶς, μέ τήν αὔξηση τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος, ἡ δέσμη βαθμηδόν ἐξαφανίζεται καί ἡ κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος μεταπίπτει σέ μιά κατανομή Maxwell-Boltzmann, πού παρουσιάζει ὅμως ἀπό κάποια ἐνέργεια καί πάνω μία ἀπόκλιση ταχέων ἠλεκτρονίων (runaway electrons). Στό σχῆμα 17b φαίνεται μία τέτοια κατανομή, τῆς ὁποίας τήν οὐρά ἔχουμε καταγράψει καί μέ πενταπλάσια εὐαισθησία γιά νά ἀναδεικνύεται τό φαινόμενο. Ἀπόκλιση ταχέων ἠλεκτρονίων παρουσιάζεται καί στήν ἐκκένωση ὀλισθήσεως, μόνο πού ἡ ἀπόκλιση ἐδῶ εἶναι μικρότερη ἀπό τήν ἀντίστοιχη τῆς ἐκκενώσεως δέσμης. Ἐπιπλέον, σέ κάποια ἐνέργεια $W'_{o,\kappa}$ ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ στό ἀνοδικό δυναμικό V_A τῆς ἐκκενώσεως (βλ. σχέση 3-17) πού συνήθως σέ αὐτές τίς περιπτώσεις εἶναι πάνω ἀπό 200 Volts, παρατηρεῖται μία συσσώρευση τῶν ταχέων ἠλεκτρονίων καί σχηματίζεται δέσμη. Ἡ πίεση δέν φαίνεται νά ἐπηρεάζει αἰσθητά τήν ἀπόκλιση τῶν ταχέων ἠλεκτρονίων καί ἡ μόνη ἴσως ἐπίδραση εἶναι ἡ μετάθεση τῆς ἐνέργειας $W'_{o,\kappa}$ σέ μικρότερες ἀπό τήν $W_{A,\kappa}$ τιμές στίς χαμηλές πιέσεις. Αὐτή ἡ ἀπόκλιση ἀνάμεσα στίς $W_{A,\kappa}$ καί $W'_{o,\kappa}$ μπορεῖ νά φθάσει μέχρι 60 eV. Στό σχῆμα 16b φαίνεται μία τέτοια κατανομή, τῆς ὁποίας τήν οὐρά ἔχουμε καταγράψει καί μέ εἰκοσιπενταπλάσια εὐαισθησία γιά νά ἀναδείξουμε τό φαινόμενο.

Κατά τή μετάπτωση τῆς ἐκκενώσεως ἀπό ἐκκένωση δέσμης σέ ἐκκένωση ὀλισθήσεως, ἐπέρχεται μία ἀλλαγή στίς συνθῆκες τῆς ἐκκενώσεως, ἀλλάζουν δηλαδή ἡ πυκνότητα n_o καί ἡ θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων καί ἡ κατανομή $F_{o,e}$ παρουσιάζεται ἀρκετά συγκεχυμένη καί θορυβώδης ἰδίως στίς χαμηλές ἐνέργειες. Αὐτό τό φαινόμενο εἶναι πιό ἔντονο στίς χαμηλές πιέσεις ἀλλά αὐξανομένης τῆς πιέσεως τόσο ἡ μετάπτωση στίς συνθῆκες τῆς ἐκκενώσεως ὅσο καί ἡ ἀνωμαλία στήν κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων ἐξαφανίζονται βαθμηδόν. Στό σχῆμα 18 φαίνονται δύο τέτοιες κατανομές "μεταπτώσεως" γιά δύο διαφορετικές τιμές τῆς πιέσεως, ὥστε νά φανεῖ ἡ ἐπιρροή της.

Τέλος, μία ἀκόμη ἰδιομορφία πού παρατηρήθηκε στίς κατανομές πού



(a)



(b)

Σχῆμα 18: Συναρτήσεις κατανομῆς ἠλεκτρονίων πού ἀντιστοιχοῦν σέ μετάπτωση τῆς ἐκκενώσεως ἀπό δέσμη σέ ὀλίσθηση - μετρήσεις B-5 (a) καί Δ-4 (b) τοῦ πρώτου πειράματος.

μετρήσαμε εἶναι αὐτή πού ἔχουμε συζητήσει στήν παράγραφο (2.3.1.1). Δηλαδή, ἡ ὕπαρξη ἰονοακουστικῶν κυμάτων στό πλάσμα ἔχει σάν συνέπεια τήν ἰσοπέδωση τῆς κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων $F_{o,e}$ σέ μία μικρή περιοχή ἐνεργειῶν γύρω ἀπό τήν ἐνέργεια $W_{c,\kappa}$ πού ἀντιστοιχεῖ στή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος, ὥστε νά ἰσχύει ἡ συνθήκη $\frac{dF_{o,e}(W_{c,\kappa})}{dW_{\kappa}} = 0$. Στά σχήματα 15, 16 καί 17 παρατηροῦμε ὅτι τό φαινόμενο αὐτό εἶναι ἐμφανές σέ ὅλες σχεδόν τίς κατανομές.

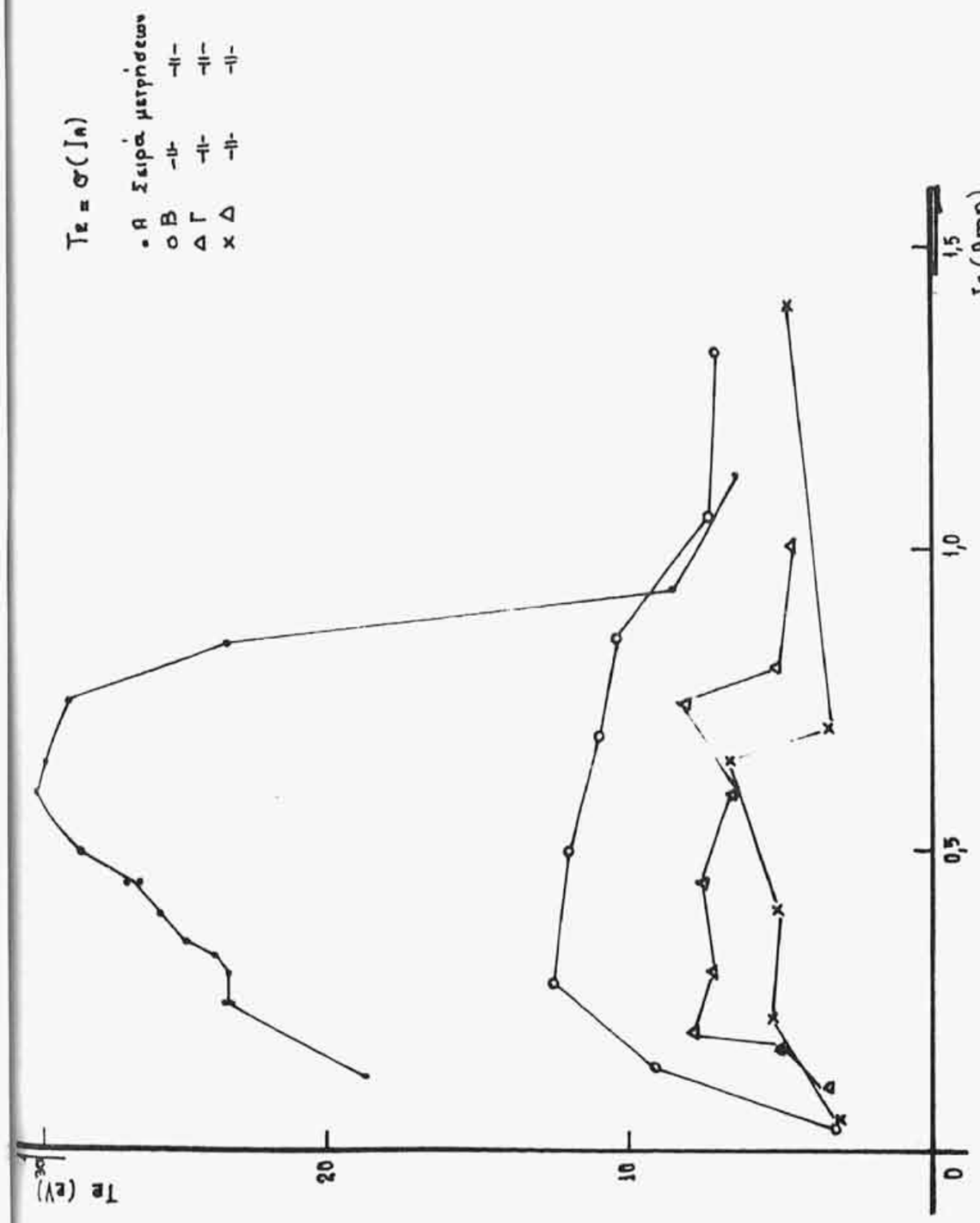
4.3.2.1 Ὑπολογισμός τῆς Θερμοκρασίας T_e τῶν Ἠλεκτρονίων

Χρησιμοποιώντας τόν τύπο (3-23) καί τόν τρόπο πού ἀναπτύξαμε στήν παράγραφο (3.3.2.2), ὑπολογίζουμε ἀπό τίς κατανομές τή θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος καί τή θερμοκρασία T_b τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης ὅταν ἡ τελευταία ὑπάρχει. Στήν ἐργασία αὐτή γιά μονάδα μετρήσεως τῶν T_e καί T_b χρησιμοποιοῦμε τό ἠλεκτρονιοβόλτ (eV). Αὐτή εἶναι μιά εὔχρηστη καί βολική μονάδα γιά νά κάνουμε τούς ὑπολογισμούς μας καί χρησιμοποιεῖται εὐρύτατα στή Φυσική Πλάσματος. Ὄντας μιά ἐνεργειακή μονάδα στήν πραγματικότητα ἐκεῖνο πού μᾶς δίνει εἶναι τό γινόμενο $\kappa_B T_e$, μποροῦμε ὅμως εὔκολα νά ὑπολογίσουμε τούς βαθμούς Kelvin (^oK) πού ἀντιστοιχοῦν σέ 1 eV ἀπό τή σχέση (3-21a), ὁπότε ἔχουμε ὅτι,

$$1\ eV \leftrightarrow 11.600\ ^oK \qquad (4\text{-}4)$$

Στούς πίνακες A_1, B_1, Γ_1 καί Δ_1 φαίνονται τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ἀναλύσεων καί στό σχῆμα 19 ὑπάρχει ἡ ἀπεικόνιση τῆς μεταβολῆς τῆς θερμοκρασίας T_e σέ συνάρτηση μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A γιά κάθε μιά ἀπό τίς τέσσερις πιέσεις ἐργασίας τοῦ πρώτου πειράματος. Σέ γενικές γραμμές μποροῦμε νά παρατηρήσουμε τά ἑξῆς:

α) Ἡ θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος ἐξαρτᾶται ἀπό



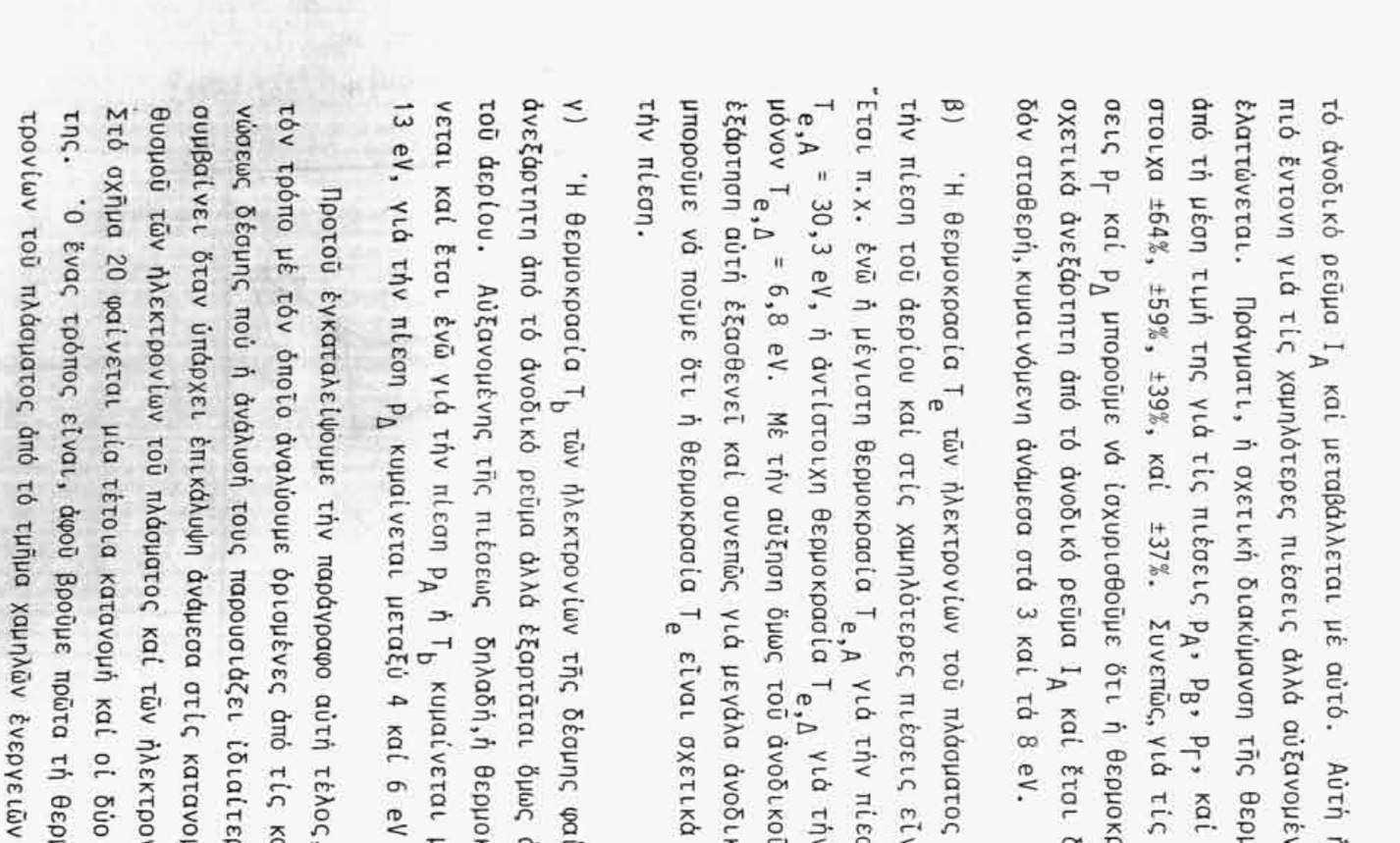
Σχῆμα 19: Μεταβολή τῆς θερμοκρασίας τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος σέ συνάρτηση μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα γιά τό πρῶτο πείραμα.

τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A καί μεταβάλλεται μέ αὐτό. Αὐτή ἡ ἐξάρτηση εἶναι πιό ἔντονη γιά τίς χαμηλότερες πιέσεις ἀλλά αὐξανομένης τῆς πιέσεως ἐλαττώνεται. Πράγματι, ἡ σχετική διακύμανση τῆς θερμοκρασίας T_e γύρω ἀπό τή μέση τιμή της γιά τίς πιέσεις p_A, p_B, p_Γ, καί p_Δ εἶναι ἀντίστοιχα $\pm 64\%$, $\pm 59\%$, καί $\pm 37\%$. Συνεπῶς, γιά τίς μεγαλύτερες πιέσεις p_Γ καί p_Δ μποροῦμε νά ἰσχυριστοῦμε ὅτι ἡ θερμοκρασία T_e εἶναι σχεδόν ἀνεξάρτητη ἀπό τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A καί ἴσαι μέ 3 καί τά 8 eV.

β) Ἡ θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος ἐξαρτᾶται ἀπό τήν πίεση τοῦ ἀερίου καί στίς χαμηλότερες πιέσεις εἶναι μεγαλύτερη. Ἔτσι π.χ. ἐνῶ ἡ μέγιστη θερμοκρασία $T_{e,A}$ γιά τήν πίεση p_A εἶναι $T_{e,A} = 30,3$ eV, ἡ ἀντίστοιχη θερμοκρασία $T_{e,\Delta}$ γιά τήν πίεση p_Δ εἶναι μόνον $T_{e,\Delta} = 6,8$ eV. Μέ τήν αὔξηση ὅμως τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος I_A ἡ ἐξάρτηση αὐτή ἐξασθενεῖ καί συνεπῶς γιά μεγάλα ἀνοδικά ρεύματα I_A ἡ θερμοκρασία T_e εἶναι σχεδόν ἀνεξάρτητη ἀπό τήν πίεση.

γ) Ἡ θερμοκρασία T_b τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης φαίνεται νά εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τό ἀνοδικό ρεῦμα ἐξόδου I_A καί ἀπό τήν πίεση τοῦ ἀερίου. Αὐξανομένης τῆς πίεσης παρατηροῦμε ἐλάττωση τῆς T_b ἀπό 10 καί νά ἔχει γιά τήν πίεση p_A ἡ T_b κυμαίνεται μεταξύ 4 καί 6 eV μόνο.

Προτοῦ ξεκινήσωμε τήν παράγραφο αὐτή τέλος, θά πρέπει νά τονίσωμε τόν τρόπο μέ τόν ὁποῖο ἀναλύσαμε τήν καμπύλη τῆς ἔκκενώσεως ἡλεκτρονίων τοῦ ἠλεκτρονικοῦ πυροβόλου. Αὐτό ὑπόκειται ἐπικάλυψη ἀνάμεσα στίς κατανομές τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης καί τῶν ἠλεκτρονίων τῆς ἀναλύσεως. Στό σχῆμα 20 φαίνεται μία τέτοια κατανομή καί οἱ δύο τρόποι ἀναλύσεώς της. Ὁ ἕνας τρόπος εἶναι, ὅπου βρίσκεται πιθανόν ἡ θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος ἀπό τό ὁποῖο ἐξέρχεται ἡ δέσμη καί ὁ ἄλλος



Σχῆμα 20: Ἀνάλυση τῆς συναρτήσεως κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων πού ἀντιστοιχεῖ στή μέτρηση Α-1 τοῦ πρώτου πειράματος.

$F_{o,e}$, ὅπου ἡ ἐπίδραση τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης εἶναι ἀμελητέα, ἀναπαράγουμε θεωρητικά ὅλη τήν κατανομή τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων, χρησιμοποιώντας τόν τύπο (3-19). Οἱ διακεκομένες γραμμές στό σχῆμα 20 παριστάνουν ἀκριβῶς αὐτή τή "θεωρητική" κατανομή, πού ἡ ἀφαίρεσή της ἀπό τήν πειραματική κατανομή $F_{o,e}$ μᾶς δίνει τελικά τήν κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης. Ἕνας πιό εὔκολος τρόπος ἀναλύσεως τῆς κατανομῆς $F_{o,e}$ βασίζεται στόν τύπο (3-23). Ἔτσι, ἀφοῦ χωρίσουμε τήν κατανομή σέ τμήματα πού ἀντιστοιχοῦν σέ ΔW_K = 5 eV, ὑπολογίζουμε μέ τή βοήθεια αὐτοῦ τοῦ τύπου μιά θερμοκρασία γιά τά ἠλεκτρόνια - στό σχῆμα 20 αὐτή εἶναι γραμμένη δίπλα σέ κάθε τμῆμα. Ἡ μέση θερμοκρασία πού βγαίνει ἀπό τίς θερμοκρασίες τοῦ τμήματος χαμηλῶν ἐνεργειῶν τῆς κατανομῆς $F_{o,e}$, ὅπου ἡ ἐπίδραση τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης εἶναι ἀμελητέα, μᾶς δίνει τή θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ. Ἡ μέση θερμοκρασία ἀπό τό τμῆμα ὑψηλῶν ἐνεργειῶν τῆς καμπύλης, ὅπου ἡ ἐπιρροή τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ εἶναι ἀμελητέα, μᾶς δίνει τή θερμοκρασία T_b τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης. Τέλος, τό τμῆμα ἐκεῖνο τῆς κατανομῆς $F_{o,e}$, πού ἡ θερμοκρασία παίρνει τή μεγίστη τιμή της, ἀντιστοιχεῖ στήν περιοχή τῶν ἐνεργειῶν πού ἡ κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης ἔχει τό μέγιστό της, δηλαδή, μποροῦμε νά ὑπολογίσουμε τήν ἐνέργεια $W_{o,\kappa}$ πού μᾶς δίνει τήν ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων.

4.3.2.2 Ὑπολογισμός τῆς Ταχύτητας Ὀλισθήσεως τῶν Ἠλεκτρονίων u_o καί τῆς Πυκνότητας n_b τῶν Ἠλεκτρονίων τῆς Δέσμης

Ἀπό τόν τύπο (3-20) τῆς παραγράφου (3.3.2.2) ἔχουμε ὅτι ἡ ταχύτητα ὀλισθήσεως τῶν ἠλεκτρονίων u_o καί ἡ ἐνέργεια $W_{o,\kappa}$ πού ἀντιστοιχεῖ σέ αὐτήν συνδέονται μέ τή σχέση,

$$u_o = 5{,}93 \times 10^7 \, (W_{o,\kappa})^{\frac{1}{2}} \, \frac{cm}{sec} \qquad (4\text{-}5a)$$

ὅπου ἡ ἐνέργεια $W_{o,\kappa}$ μετριέται σέ eV. Μετρώντας συνεπῶς τήν ἐνέργεια $W_{o,\kappa}$ ἀπό τήν κατανομή $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων, ἀφοῦ τήν ἀναλύσουμε προηγουμένως ἐάν χρειάζεται μέ τή μέθοδο πού περιγράψαμε στό τέλος τῆς προηγούμενης παραγράφου, ὑπολογίζουμε τελικά τήν ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος ἤ τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης μέ τή σχέση (4-5a). Τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν βρίσκονται στούς πίνακες A_1,B_1,Γ_1 καί Δ_1 ἐνῶ στό σχῆμα 21 δίνουμε μιά ἀπεικόνιση τοῦ λόγου τῶν ταχυτήτων $\frac{u_o}{V_e}$ σέ συνάρτηση μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A, γιά τίς διάφορες πιέσεις τοῦ πρώτου πειράματος. Ὑπενθυμίζουμε ὅτι V_e εἶναι ἡ θερμική ταχύτητα τῶν ἠλεκτρονίων (βλ. σχέση 2-31a) πού ὑπολογίζεται ἀπό τήν,

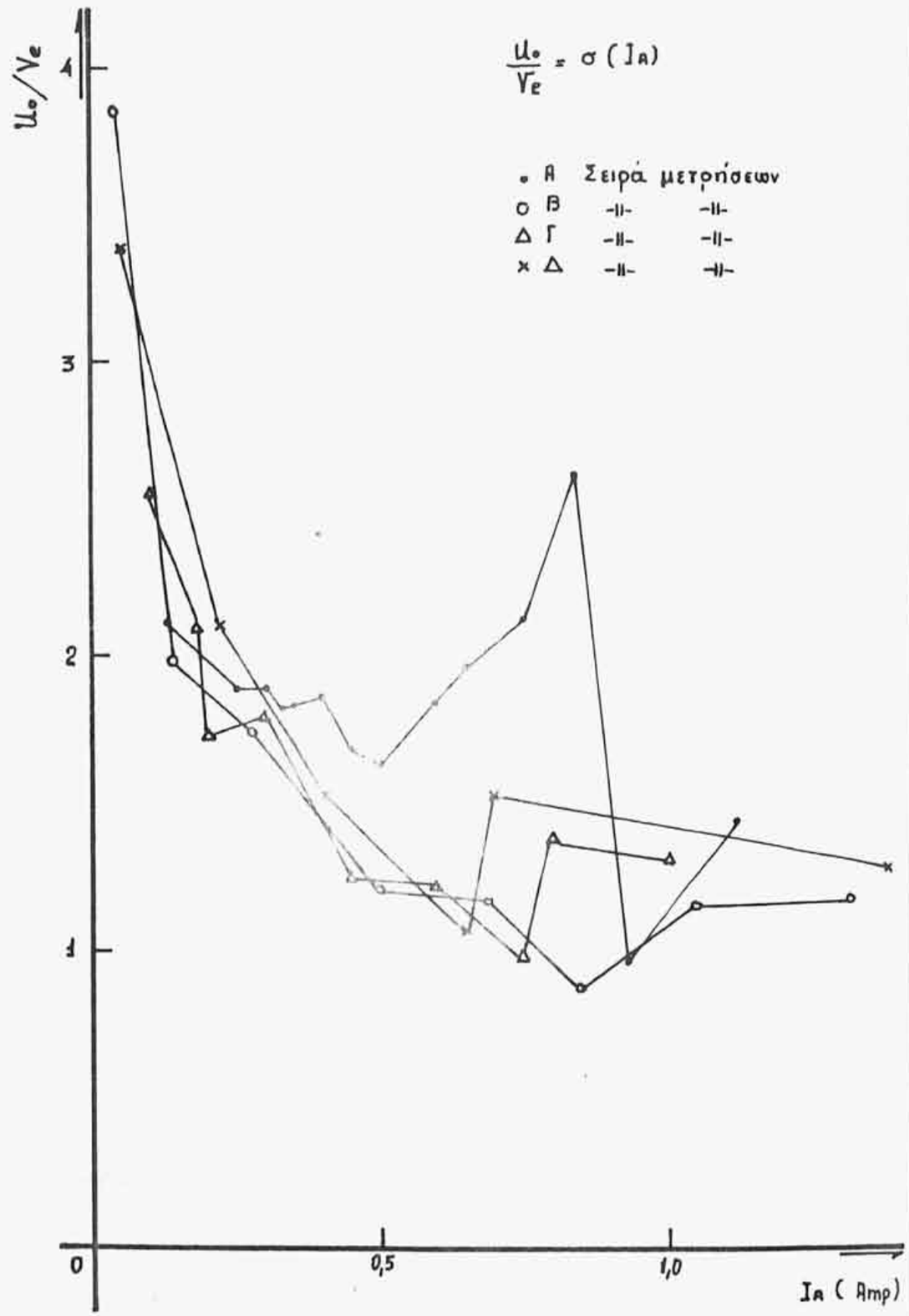
$$V_e = 4{,}19 \times 10^7 (T_e)^{\frac{1}{2}} \, \frac{cm}{sec} \qquad (4\text{-}5b)$$

ὅπου ἡ θερμοκρασία T_e μετριέται σέ eV.

Παρατηροῦμε ὅτι γιά μικρά ρεύματα I_A, ὅπου ἡ ἐκκένωση εἶναι ἐκκένωση δέσμης, ὁ λόγος $\frac{u_o}{V_e}$ παρουσιάζεται ἀρκετά μεγάλος καί παίρνει τιμές μεταξύ τοῦ 1,6 καί τοῦ 4, ἐνῶ στά μεγαλύτερα ρεύματα, ὅπου ἔχουμε ἐκκένωση ὀλισθήσεως, οἱ τιμές του κυμαίνονται μεταξύ τοῦ 0,8 καί τοῦ 1,6. Ἔτσι, αὐξανομένου τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος καί τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου, μποροῦμε νά ἐκμεταλλευτοῦμε τίς μεταβολές στή θερμοκρασία T_e καί στήν ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος γιά νά φέρουμε τό λόγο $\frac{u_o}{V_e}$ κοντά στή μονάδα κάτι πού, ὅπως θά δοῦμε, εἶναι ἀρκετά χρήσιμο γιά τό δεύτερο πείραμα.

Ἕνας ἄλλος ὑπολογισμός πού μπορεῖ νά γίνει, ἐάν γνωρίζουμε τήν ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων καί τήν τιμή τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος I_A, εἶναι αὐτός τῆς πυκνότητας n_b τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης. Πράγματι, ἡ σχέση πού συνδέει αὐτά τά μεγέθη, ὅπως πολύ εὔκολα μπορεῖ νά δεῖ κανείς, εἶναι ἡ ἀκόλουθη,

$$I_A = n_b \cdot u_o \cdot e \cdot S_{A\Delta} \qquad (4\text{-}6a)$$



Σχῆμα 21: Μεταβολή τοῦ λόγου τῆς ταχύτητας ὁλισθήσεως τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος πρός τή θερμική τους ταχύτητα σέ συνάρτηση μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα γιά τό πρῶτο πείραμα.

ὅπου $S_{A\Delta}$ εἶναι τό ἐμβαδό τοῦ ἀνοδικοῦ δίσκου πού στήν προκειμένη περίπτωση ἰσοῦται μέ $S_{A\Delta} = \frac{\pi d^2_{A\Delta}}{4} = \frac{\pi(2,3\ cm)^2}{4} = 4,15\ cm^2$. Ἔτσι, ἄν χρησιμοποιήσουμε καί τήν τιμή τοῦ $e = 1,602 \times 10^{-19}$ Cb, ἡ σχέση (4-6a) γίνεται τελικά,

$$n_b = 1,50 \times 10^{18} \frac{I_A}{u_o} \frac{\text{σωμάτια}}{cm^3} \qquad (4\text{-}6b)$$

ὅπου τό I_A μετριέται σέ Ampères καί ἡ u_o σέ $\frac{cm}{sec}$.

Τά ἀποτελέσματα αὐτοῦ τοῦ ὑπολογισμοῦ εἶναι γραμμένα στούς πίνακες A_1, B_1, Γ_1 καί Δ_1 καί θά σχολιασθοῦν σέ ἑπόμενη παράγραφο μαζί μέ τίς μετρήσεις τῆς πυκνότητας n_o τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος μέ τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή.

4.3.3 Μετρήσεις μέ τόν Ἠλεκτρικό Ἀνιχνευτή

Χρησιμοποιώντας ἕνα ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή, πού τοποθετοῦμε στό κέντρο τῆς στήλης τοῦ πλάσματος ἀπό τόν πλευρικό σωλήνα τοῦ χώρου τοῦ πειράματος (βλ. παράγραφο 3.2.2), μετρᾶμε κάθε φορά τή χαρακτηριστική τοῦ ἀνιχνευτῆ καί τήν ἀναλύουμε μέ τή μέθοδο πού ἀναπτύξαμε στήν παράγραφο (3.3.1.2). Ἐν γένει, κατά τίς μετρήσεις τοῦ πρώτου πειράματος, καταγράψαμε καί τούς δύο τύπους χαρακτηριστικῶν πού περιγράψαμε στήν παράγραφο (3.3.1.2) καί φαίνονται στό σχῆμα 11. Ἔτσι, στήν ἐκκένωση δέσμης, ἡ ἡμιλογαριθμική ἀπεικόνιση τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀνιχνευτῆ παρουσιάζει δύο εὐθύγραμμα τμήματα πού φανερώνουν πλάσμα μέ δύο πληθυσμούς ἠλεκτρονίων, διαφορετικῶν θερμοκρασιῶν - στήν προκειμένη περίπτωση τά ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης καί τά ἠλεκτρόνια τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ. Ἐνῶ, στήν ἐκκένωση ὁλισθήσεως, ἡ ἡμιλογαριθμική ἀπεικόνιση τῆς χαρακτηριστικῆς φανερώνει τήν ὕπαρξη στό πλάσμα ἑνός μόνο πληθυσμοῦ

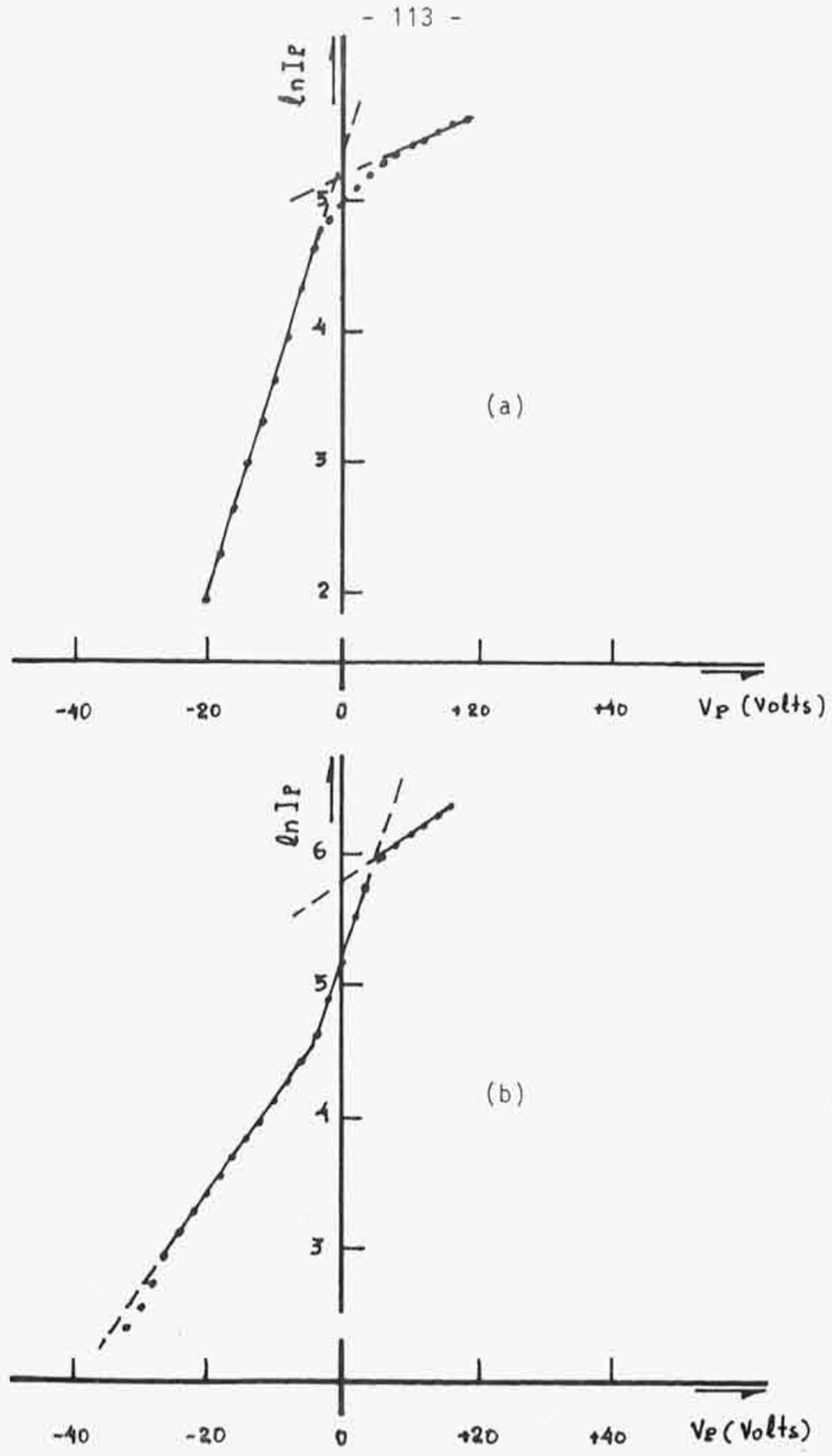
πού περιγράφεται άπό μία θερμοκρασία. Στό σχῆμα 22 παρουσιάζουμε δύο ἐνδεικτικές χαρακτηριστικές άπό τήν Α σειρά μετρήσεων τῶν ὁποίων ἡ ἀντιστοιχία εἶναι προφανής. Οἱ χαρακτηριστικές πού ἀντιστοιχοῦν στίς κατανομές μεταπτώσεως ὑποδηλώνουν πλάσμα μέ ἕνα πληθυσμό ἠλεκτρονίων.

Ἕνα πρῶτο συμπέρασμα πού βγαίνει άπό τίς χαρακτηριστικές τοῦ ἀνιχνευτῆ εἶναι ὅτι τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP}(βλ. παράγραφο 3.3.1.2) συμπίπτει ἐν γένει μέ τό δυναμικό τῆς ἀνόδου, ἰσχύει δηλαδή $V_{SP} \simeq 0$. Ἐξαίρεση ἀποτελοῦν οἱ ἐκκενώσεις δέσμης στίς χαμηλές κυρίως πιέσεις p_A καί p_B, ὅπου τό δυναμικό τοῦ πλάσματος ἐμφανίζεται θετικότερο τῆς ἀνόδου καί κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $0 \leq V_{SP} \leq 6$ Volts. Αὐτή ἡ ἀπόκλιση τοῦ V_{SP} άπό τό μηδέν εἶναι ἐμφανής καί στίς καταγραφές τῶν κατανομῶν τῶν ἠλεκτρονίων $F_{o,e}$,τῶν ὁποίων τό μέγιστο ἐμφανίζεται ὅταν τό δυναμικό V_Σ στό συλλέκτη τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ ἀναλυτῆ γίνει ἴδιο μέ τό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP}. Αὐτό προκύπτει άπό τή σχέση (3-19) κάνοντας χρήση καί τῆς σχέσεως (3-15) χωρίς νά θέσουμε $V_{SP}= 0$. Σέ αὐτές λοιπόν τίς καταγραφές, τό μέγιστο τῆς $F_{o,e}$ δέν ἐμφανίζεται ὅταν τό $V_\Sigma = 0$ ἀλλά ὅταν παίρνει τήν ἀνάλογη θετική τιμή πού φαίνεται καί άπό τή χαρακτηριστική τοῦ ἀνιχνευτῆ ὅτι εἶναι ἡ τιμή τοῦ δυναμικοῦ τοῦ πλάσματος (βλ. π.χ. σχήματα 17b καί 22b).

4.3.3.1 Ὑπολογισμός τῆς θερμοκρασίας T_e τῶν Ἠλεκτρονίων

Χρησιμοποιώντας τόν τύπο (3-7) τῆς παραγράφου (3.3.1.2), παίρνουμε ὅτι ἡ σχέση πού συνδέει τή θερμοκρασία (τίς θερμοκρασίες)τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος μέ τήν κλίση τοῦ εὐθύγραμμου τμήματος (τίς κλίσεις τῶν εὐθυγράμμων τμημάτων) τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀνιχνευτῆ εἶναι ἡ ἀκόλουθη,

$$\kappa_B T_e = \frac{dV_p}{d\ell n I_p} eV \qquad (4\text{-}7)$$



Σχῆμα 22: Ἐνδεικτικές χαρακτηριστικές καμπύλες ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ γιά τό πρῶτο πείραμα πού ἀντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις Α-17 (a) καί Α-15 (b).

ὅπου τό δυναμικό τοῦ ἀνιχνευτῆ μετριέται σέ Volts, ἐνῶ δέν ὑπάρχει κανένας περιορισμός γιά τίς μονάδες τοῦ ρεύματός του I_p. Ἀπό τήν κλίση συνεπῶς τῆς χαρακτηριστικῆς ὑπολογίζουμε μέ τόν τύπο (4-7) τή θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων καί στούς πίνακες A_1,B_1,Γ_1 καί Δ_1 φαίνονται τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν.

Ἄν συγκρίνουμε τά ἀποτελέσματα αὐτά μέ τίς ἀντίστοιχες μετρήσεις πού πήραμε μέ τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή (βλ. παράγραφο 4.3.2.1) σέ γενικές γραμμές μποροῦμε νά παρατηρήσουμε τά ἑξῆς:

α) Στήν ἐκκένωση ὀλισθήσεως ἡ θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων πού ὑπολογίζουμε μέ τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή, ἀποκλίνει ἐν γένει λιγότερο τοῦ 30% ἀπό τήν ἀντίστοιχη θερμοκρασία πού ἔχουμε ὑπολογίσει μέ τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή. Στίς χαμηλότερες πιέσεις μάλιστα p_A καί p_B αὐτή ἡ ἀπόκλιση εἶναι μικρότερη τοῦ 20% καί σέ ὁρισμένες περιπτώσεις παρατηρεῖται ἀκόμα καί σύμπτωση ἀνάμεσα στίς δύο μετρήσεις. Στήν ἐκκένωση ὀλισθήσεως ἡ τιμή τῆς θερμοκρασίας T_e πού ὑπολογίζουμε μέ τόν ἀνιχνευτή βγαίνει πάντοτε μικρότερη ἀπό τήν ἀντίστοιχη τιμή της πού ὑπολογίζουμε μέ τόν ἀναλυτή καί αὐτό εἶναι κάτι πού ἔχει παρατηρηθεῖ καί ἀναφερθεῖ καί σέ ἄλλες ἐργασίες, μιά ἐνδιαφέρουσα μάλιστα ἄποψη γιά τό θέμα ὑπάρχει στήν ἐργασία τοῦ T.K. Mau [97]. Πάντως, αὐτή ἡ ἀπόκλιση ἀνάμεσα στίς δύο μετρήσεις δέν μπορεῖ νά θεωρηθεῖ σάν ἀνησυχητική μιά καί μπορεῖ νά ἐξηγηθεῖ μέ βάση τό σφάλμα τῶν ἀνιχνευτῶν τό ὁποῖο, ὅπως ἔχουμε ἀναφέρει σέ ἄλλη παράγραφο, εἶναι αὐτῆς τῆς τάξεως μεγέθους (βλ. παράγραφο 3.3.1.1).

β) Στήν ἐκκένωση δέσμης, ὅπως εἴπαμε παραπάνω, ἀπό τή χαρακτηριστική τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ ὑπολογίζουμε δύο θερμοκρασίες γιά τά ἠλεκτρόνια τοῦ πλάσματος. Ἄν λοιπόν ἀποδώσουμε τή θερμοκρασία T' πού ὑπολογίζουμε ἀπό τό εὐθύγραμμο τμῆμα τῆς χαρακτηριστικῆς τό ὁποῖο βρίσκεται σέ ἰσχυρά ἀνασταλτικά (ἀρνητικά) δυναμικά στά ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης, τότε μποροῦμε νά ἀποδώσουμε τή θερμοκρασία T_e πού ὑπολογίζουμε ἀπό τό δεύτερο εὐθύγραμμο τμῆμα τῆς ἡμιλογαριθμικῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀνιχνευτῆ στόν κύριο πληθυσμό τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος.

Αὐτή εἶναι μία λογική ἀντιστοιχία τήν ὁποία κάνουμε βασιζόμενοι στή σκέψη ὅτι τά ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης ἐμποδίζονται δυσκολότερα ἀπό τοῦ νά πλησιάσουν τόν ἀνιχνευτή, λόγω τῆς ταχύτητας ὀλισθήσεως u_o πού ἔχουν καί πού, ὅπως εἴδαμε, στό πείραμά μας εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή θερμική ταχύτητα V_e τοῦ κυρίως πληθυσμοῦ (βλ. σχῆμα 21 καί παράγραφο 4.3.2.2).

Ἡ θερμοκρασία λοιπόν T', τήν ὁποία ὑπολογίζουμε μέ τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή γιά τά ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης, εἶναι πολύ κοντά στήν ἀντίστοιχη θερμοκρασία T_b πού ὑπολογίζουμε μέ τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή. Ἐν γένει δηλαδή οἱ ἀποκλίσεις ἀνάμεσα στίς δύο θερμοκρασίες εἶναι μικρότερες τοῦ 20% καί πολύ σπάνια γίνονται μεγαλύτερες τοῦ 20% ἀλλά ὁπωσδήποτε παραμένουν μικρότερες τοῦ 30%. Συνεπῶς, ἡ ἀκρίβεια τῆς μετρήσεως γιά τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης κρίνεται ἱκανοποιητική, ἐφόσον ἡ ἀπόκλιση ἀνάμεσα στίς δύο θερμοκρασίες T' καί T_b εἶναι μικρή καί πάντα μέσα στό σφάλμα πού μᾶς βάζει ἡ μέτρηση μέ τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή. Ἡ θερμοκρασία ὅμως T_e, τήν ὁποία ὑπολογίζουμε μέ τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή στήν ἐκκένωση δέσμης γιά τόν κύριο πληθυσμό τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος, ἐν γένει ἀποκλίνει πολύ περισσότερο τοῦ 30% σέ σχέση μέ τή μέτρηση τῆς ἴδιας θερμοκρασίας μέ τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή. Συνήθως ἡ ἀπόκλιση κυμαινόταν μεταξύ 40% καί 60%, λίγες φορές ξεπέρασε τό 60% καί ἔφθασε μέχρι 80%, ἐνῶ μερικές ἄλλες ἔπεσε κάτω ἀπό 30%. Αὐτή ἡ ἀπόκλιση μπορεῖ νά ἐξηγηθεῖ ἴσως ἀπό τό γεγονός ὅτι στό δεύτερο εὐθύγραμμο τμῆμα τῆς ἡμιλογαριθμικῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀνιχνευτῆ, ἀπό ὅπου ὑπολογίζουμε τή θερμοκρασία T_e τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος, τό ρεῦμα δέν ὀφείλεται μόνο σέ αὐτά τά ἠλεκτρόνια ἀλλά καί στά ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης. Τό ποσοστό αὐτῶν τῶν τελευταίων, ὅπως θά δοῦμε στήν ἑπόμενη παράγραφο, εἶναι ἀρκετά μεγάλο ὥστε εἶναι ἱκανό νά ἐπηρεάσει καί νά ἀλλοιώσει τή μέτρηση τῆς θερμοκρασίας T_e. Αὐτό τό ἐπιχείρημα ἐνισχύεται καί ἀπό τήν παρατήρηση ὅτι ὅταν ἡ θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης εἶναι μικρότερη ἀπό τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ κυρίου

πληθυσμοῦ, τότε ἡ μέτρηση τῆς θερμοκρασίας T_e μέ τόν ἀνιχνευτή δίνει μικρότερη τιμή γιά τήν T_e ἀπ'ὅτι ἡ ἀντίστοιχη μέτρησή της μέ τόν ἀναλυτή καί ἀντίστροφα. Αὐτό βρίσκεται σέ ἀντίθεση μέ τίς ἀνάλογες μετρήσεις σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως, ὅπου εἴδαμε ὅτι ἡ μέτρηση τῆς T_e μέ ἀνιχνευτή βγαίνει συστηματικά μικρότερη ἀπό τή μέτρηση μέ ἀναλυτή. Στήν παρούσα ἐργασία θεωροῦμε τή μέτρηση τοῦ ἀναλυτῆ πιό ἀξιόπιστη ἀπό αὐτήν τοῦ ἀνιχνευτῆ καί ἔτσι τελικά, σέ ὅλους τούς ὑπολογισμούς οἱ ὁποῖοι ἀκολουθοῦν, σάν θερμοκρασία ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος T_e παίρνουμε αὐτήν πού μετρήσαμε μέ τόν ἀναλυτή. Ἐξαίρεση ἀποτελεῖ ἡ μέτρηση Α-16 τῆς ὁποίας ἡ κατανομή εἶναι κατανομή μεταπτώσεως καί ἐπειδή αὐτή παρουσιάζεται ἀρκετά θορυβώδης γιά τόν ὑπολογισμό τῆς θερμοκρασίας T_e, τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος τήν ὑπολογίζουμε ἀπό τή μέτρηση τοῦ ἀνιχνευτῆ.

4.3.3.2 Ὑπολογισμός τῆς Πυκνότητας n_o τῶν Φορτίων τοῦ Πλάσματος

Χρησιμοποιώντας τόν τύπο (3-9) τῆς παραγράφου (3.3.1.2), παίρνουμε ὅτι ἡ σχέση πού συνδέει τήν πυκνότητα n_o τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος (συνεπῶς καί τῶν ἰόντων), τό ρεῦμα κόρου $I_{o,e}$ τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ καί τή θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος, τήν ὁποία ὑπολογίζουμε μέ τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή, εἶναι ἡ ἀκόλουθη,

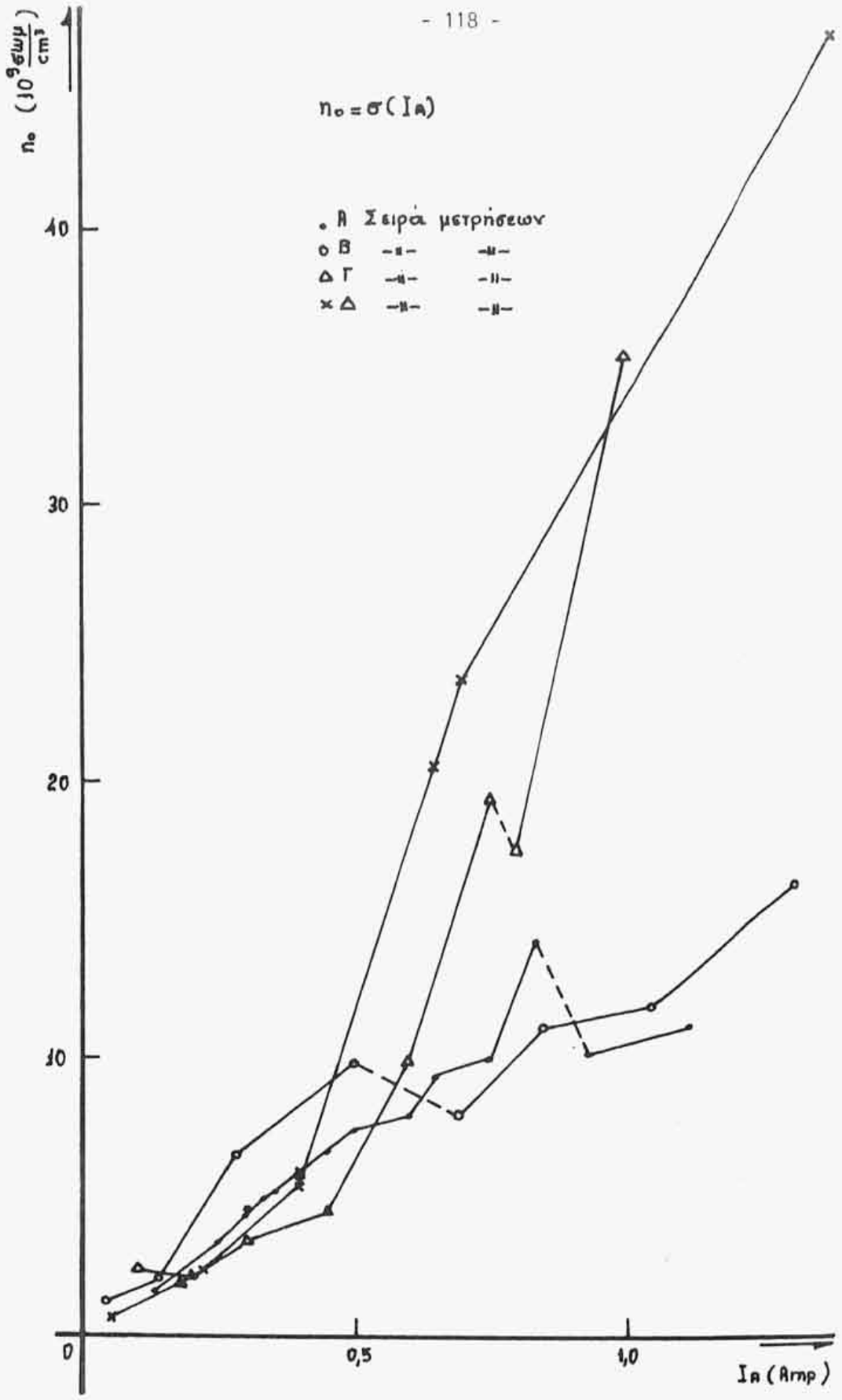
$$n_o = 1,70 \times 10^{13} \frac{I_{o,e}}{\sqrt{T_e}} \quad \frac{\text{σωμάτια}}{\text{cm}^3} \qquad (4\text{-}8)$$

ὅπου τό ρεῦμα κόρου $I_{o,e}$ μετριέται σέ Ampères καί ἡ θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων σέ eV. Κατά τόν ὑπολογισμό τῆς σχέσεως (4-8) ἔχουμε λάβει ὑπ'ὄψη μας ἀκόμη ὅτι ὁ ἀνιχνευτής εἶναι ἕνας μικρός κύλινδρος μήκους

$\ell_p = 2,8$ χιλ. καί διαμέτρου $d_p = 0,25$ χιλ., συνεπῶς ἡ ἐπιφάνειά του εἶναι $S_p = \pi \cdot d_p \cdot \ell_p = 2,2$ mm^2.

Ἀπό τό ρεῦμα κόρου λοιπόν τῆς χαρακτηριστικῆς καί τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων ὑπολογίζουμε μέ τή σχέση (4-8) τήν πυκνότητα τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος. Τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν βρίσκονται στούς πίνακες A_1, B_1, Γ_1 καί Δ_1. Στό σχῆμα 23 κάνουμε μιά ἀπεικόνιση αὐτῶν τῶν μετρήσεων σέ συνάρτηση μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A γιά τίς διάφορες πιέσεις τοῦ πρώτου πειράματος. Παρατηροῦμε ὅτι ἡ πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος κυμαίνεται ἀπό 10^8 μέχρι 10^{11} $\frac{\text{σωμάτια}}{\text{cm}^3}$. Αὐτοί οἱ ἀριθμοί σέ συνδυασμό μέ τίς πυκνότητες $n_{o,n}$ τῶν οὐδετέρων ἀτόμων, τίς ὁποῖες ὑπολογίζουμε ἀπό τόν τύπο (4-1) καί τίς τιμές τῶν πιέσεων τοῦ πρώτου πειράματος (σχέσεις 4-2), δείχνουν ὅτι ὁ ἰονισμός κυμαίνεται μεταξύ τοῦ 0,01 ο/οο καί τοῦ 7 ο/οο, ἀριθμοί πού εἶναι συνηθισμένοι γιά αὐτοῦ τοῦ εἴδους τίς ἐκκενώσεις σέ αὐτές τίς πιέσεις [29]. Ὁ μέγιστος ἰονισμός (7 ο/οο) ἐπιτυγχάνεται στή μικρότερη πίεση (p_A = 0,08 m Torr) ἐνῶ αὐξανόμενης τῆς πιέσεως ὁ ἰονισμός μειώνεται καί ἔτσι στή μεγαλύτερη πίεση (p_Δ = 1 mTorr) ὁ μέγιστος ἰονισμός εἶναι 2 ο/οο.

Μιά ἀκόμα παρατήρηση εἶναι ὅτι μέ σταθερή τήν πίεση p τοῦ ἀερίου ἡ πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος αὐξάνει ἀνάλογα μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A, ὅπως ἐπίσης καί ὁ ἰονισμός, κάτι πού ἀναμένεται γιά ἐκκενώσεις αὐτοῦ τοῦ τύπου (βλ. π.χ. [100]). Σέ μικρά ἀνοδικά ρεύματα I_A, ὅταν δηλαδή ἔχουμε ἐκκένωση δέσμης, δέν φαίνεται νά ὑπάρχει κάποια ξεκάθαρη σχέση ἀνάμεσα στήν πίεση p τοῦ ἀερίου καί στήν πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων. Αὐξανομένης ὅμως τῆς τιμῆς τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος καί γιά τιμές $I_A \geq 0,6$A, μέ σταθερή τήν τιμή τοῦ I_A, ἡ πυκνότητα n_o αὐξάνει μέ τήν πίεση τοῦ ἀερίου. Τό φαινόμενο ἐνισχύεται ἰδίως μετά τή μετάπτωση τῆς ἐκκενώσεως σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως. Κατά τή μετάπτωση τῆς ἐκκενώσεως, ἀπό ἐκκένωση δέσμης σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως, ἡ πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων ἐλαττώνεται. Αὐτή ἡ ἐλάττωση ἐπηρεάζεται αἰσθητά ἀπό τήν πίεση p τοῦ ἀερίου καί εἶναι τόσο



Σχῆμα 23: Μεταβολή τῆς πυκνότητας τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος σέ συνάρτηση μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα γιά τό πρῶτο πείραμα.

πιό ἔντονη ὅσο ἡ πίεση εἶναι πιό μικρή. Ἔτσι π.χ. γιά τή μικρότερη πίεση p_A, ἡ ἐλάττωση στήν πυκνότητα n_o φθάνει στό 30% τῆς τιμῆς πού ἔχει πρίν ἀπό τή μετάπτωση ἀλλά αὐξανομένης τῆς πιέσεως αὐτή ἡ ἐλάττωση βαθμιαία μειώνεται, ἕως ὅτου τελικά ἐξαφανίζεται στή μεγαλύτερη πίεση p_Δ.

Μετά ἀπό ὅλη αὐτή τή συζήτηση εἴμαστε πιά ἕτοιμοι νά συγκρίνουμε τήν πυκνότητα n_o τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος μέ τήν πυκνότητα n_b τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης, τῆς ὁποίας ὁ ὑπολογισμός περιγράφεται στήν παράγραφο (4.3.2.2). Προτοῦ ὅμως προχωρήσουμε σέ αὐτή τή σύγκριση, θά θέλαμε γιά λίγο νά συζητήσουμε ἕναν ἄλλο τρόπο ὑπολογισμοῦ τῆς πυκνότητας n_b καί τῶν ὑπολοίπων παραμέτρων τοῦ πλάσματος πού ἐφαρμόζεται στήν περίπτωση τῶν ἐκκενώσεων δέσμης καί ὁ ὁποῖος βασίζεται σέ μιά πιό λεπτομερή ἀνάλυση τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἀνιχνευτῆ. Ἀκολουθώντας λοιπόν γνωστή μέθοδο [93], πού δέν πρόκειται νά περιγράψουμε ἐδῶ, χωρίζουμε τή χαρακτηριστική τοῦ ἀνιχνευτῆ σέ δύο καμπύλες, κάθε μία ἀπό τίς ὁποῖες ἀναφέρεται σέ ἕνα ἀπό τούς δύο πληθυσμούς τῶν ἠλεκτρονίων τῆς ἐκκενώσεως. Ἀναλύοντας πλέον τίς δύο νέες καμπύλες, στίς ὁποῖες χωρίσθηκε ἡ πειραματική χαρακτηριστική τοῦ ἀνιχνευτῆ, μέ τό γνωστό τρόπο, ὑπολογίζουμε ἀπό τίς κλίσεις τους τίς θερμοκρασίες T_e καί T_b (σχέση 4-7) καί ἀπό τά ρεύματα κόρου τίς πυκνότητες n_b καί n_o (σχέση 4-8). Ἡ μέθοδος αὐτή ἐφαρμόσθηκε σέ περιορισμένο μόνο ἀριθμό χαρακτηριστικῶν περιπτώσεων ἐκκενώσεως δέσμης ἐξαιτίας τοῦ μεγάλου ὄγκου ὑπολογισμῶν πού αὐτή συνεπάγεται. Τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν δέν φαίνονται στούς γνωστούς πίνακες ἀλλά μποροῦν νά συνοψισθοῦν ὡς ἑξῆς. Ὑπάρχει ἱκανοποιητική σύμπτωση ἀνάμεσα στίς θερμοκρασίες T_e καί T_b πού ὑπολογίζουμε μέ αὐτή τή μέθοδο καί στίς ἀντίστοιχες θερμοκρασίες T_e καί T' τῆς παραγράφου (4.3.3.1). Ἡ τιμή τῆς πυκνότητας n_o τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος βρέθηκε αὐξημένη σέ σχέση μέ τήν τιμή τοῦ ἰδίου μεγέθους πού ὑπολογίζεται μέ τή μέθοδο πού περιγράφουμε στήν παράγραφο (4.3.3.2). Ἡ μέγιστη ἀπόκλιση ἀνάμεσα στίς δύο τιμές φθάνει τό 40%. Τό ἴδιο ἰσχύει

καί γιά τήν τιμή τῆς πυκνότητας n_b τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης σέ σχέση μέ τήν τιμή της πού ὑπολογίζεται στήν παράγραφο (4.3.2.2), μόνο πού γι'αὐτό τό μέγεθος ἡ μέγιστη ἀπόκλιση εἶναι λιγάκι μεγαλύτερη καί φθάνει στό 55%. Αὐτές οἱ ἀποκλίσεις δέν θεωροῦνται οὐσιώδεις γιά τήν ἀκρίβεια τοῦ ὑπολογισμοῦ τῶν πυκνοτήτων n_b καί n_o, μέ τόν τρόπο πού αὐτός γίνεται στίς παραγράφους (4.3.2.2) καί (4.3.3.2), καί ἐπομένως μποροῦμε πλέον νά προχωρήσουμε στή σύγκριση αὐτῶν τῶν δύο μεγεθῶν.

4.3.3.3 Σύγκριση τῶν Πυκνοτήτων n_o καί n_b

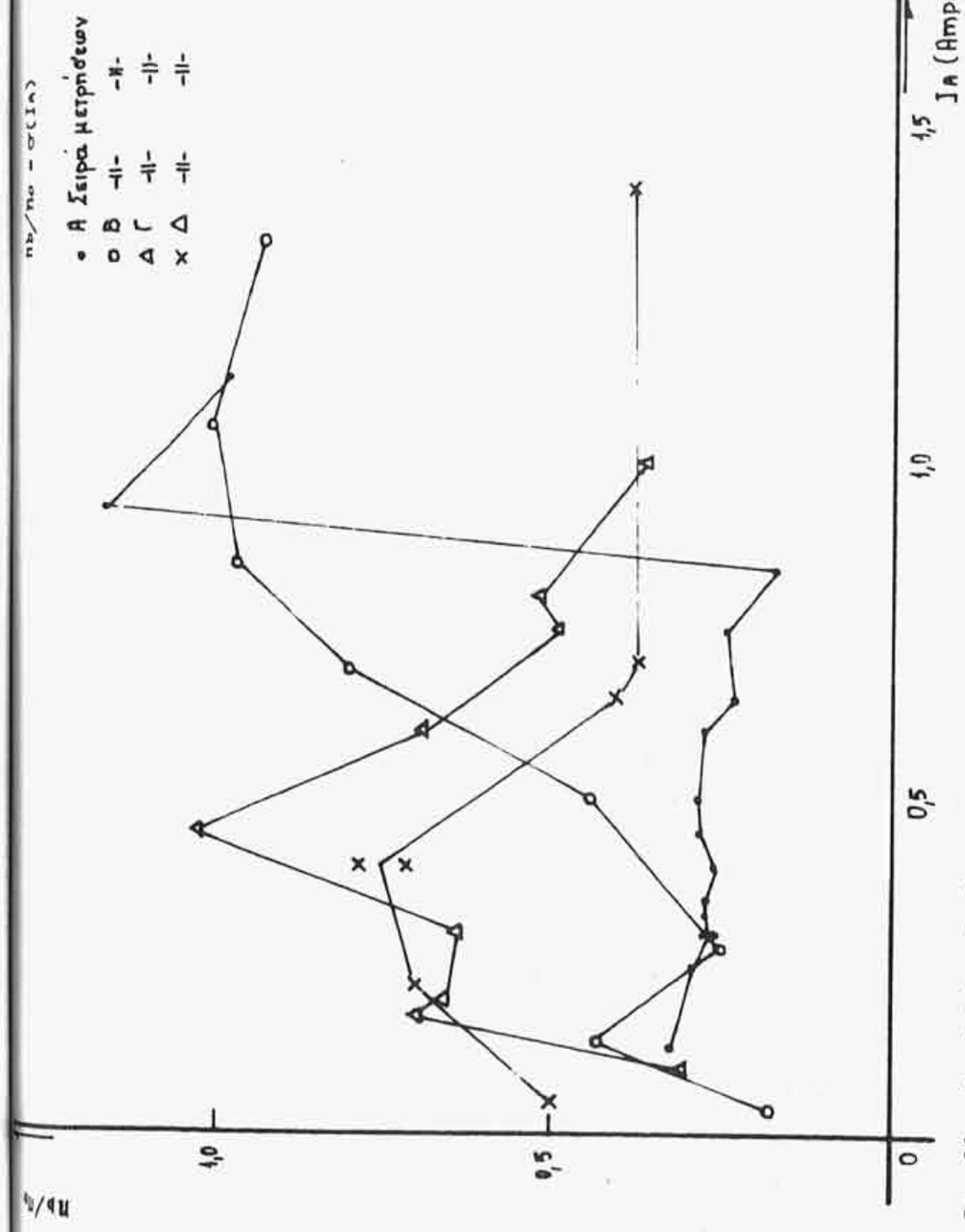
Στούς πίνακες A_1,B_1,Γ_1 καί Δ_1 βρίσκονται οἱ τιμές τοῦ λόγου $\frac{n_b}{n_o}$ καί στό σχῆμα 24 ἀπεικονίζεται ὁ λόγος αὐτός σέ συνάρτηση μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα γιά κάθε τιμή τῆς πιέσεως. Παρατηροῦμε ὅτι ὁ λόγος $\frac{n_b}{n_o}$ στήν ἐκκένωση δέσμης ἐπηρεάζεται πάρα πολύ ἀπό τήν πίεση p τοῦ ἀερίου. Ἔτσι αὐξανομένης τῆς πιέσεως ἡ τιμή τοῦ λόγου καθώς ἐπίσης καί ἡ διακύμανσή του αὐξάνονται, ὥστε ἔχουμε,

$$0,17 \leq \left(\frac{n_b}{n_o}\right)_A \leq 0,32, \quad 0,18 \leq \left(\frac{n_b}{n_o}\right)_B \leq 0,44, \quad 0,30 \leq \left(\frac{n_b}{n_o}\right)_\Gamma \leq 0,70,$$

$$0,50 \leq \left(\frac{n_b}{n_o}\right)_\Delta \leq 0,78 \qquad (4\text{-}9)$$

γιά τίς τέσσερις τιμές τῆς πιέσεως τοῦ πρώτου πειράματος.

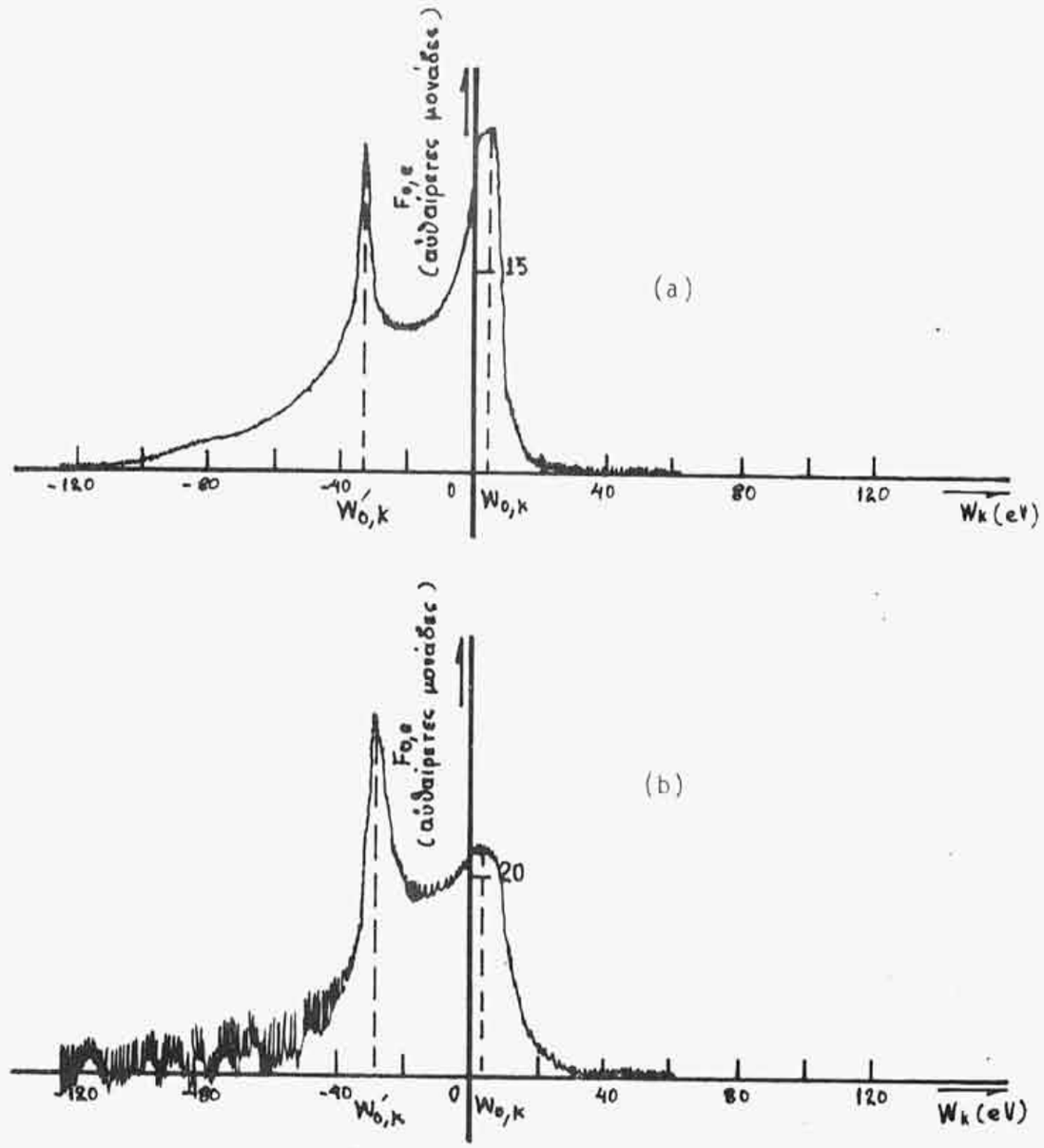
Μετά τή μετάπτωση τῆς ἐκκενώσεως, ἀπό ἐκκένωση δέσμης σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως, περιμένουμε ἡ τιμή τοῦ λόγου $\frac{n_b}{n_o}$ νά πλησιάσει στή μονάδα μιά καί οἱ δύο πυκνότητες n_o καί n_b πρέπει νά ταυτιστοῦν ἐφόσον ὅλα πλέον τά ἠλεκτρόνια τοῦ πλάσματος ὁλισθαίνουν. Αὐτό πράγματι συμβαίνει καί εἶναι ἕνα ἀρκετά ἐνθαρρυντικό στοιχεῖο γιά τήν ἀκρίβεια τῶν μετρήσεών μας, μόνο πού, ἐνῶ στίς δύο χαμηλότερες πιέσεις p_A καί p_B ὁ λόγος $\frac{n_b}{n_o}$ σταθεροποιεῖται στή μονάδα, στίς δύο μεγαλύτερες πιέσεις p_Γ καί p_Δ ὁ λόγος $\frac{n_b}{n_o}$ ἐλαττώνεται ξανά καί σταθεροποιεῖται γύρω ἀπό τό 0,4 !



Σχῆμα 24: Μεταβολή τοῦ λόγου τῆς πυκνότητας τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης πρός τήν πυκνότητα τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος σέ συνάρτηση μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα γιά τό πρῶτο πείραμα.

Στήν προσπάθειά μας νά ἐντοπίσουμε τήν αἰτία τῆς παράδοξης συμπεριφορᾶς τοῦ λόγου $\frac{n_b}{n_o}$, στίς μεγάλες πιέσεις καί στά μεγάλα ἀνοδικά ρεύματα I_A, ἀναγκαζόμαστε νά ξαναελέγξουμε τίς μετρήσεις μας. Ἡ μέτρηση τῆς πυκνότητας n_o δέν μπορεῖ νά εἶναι λάθος ἀφενός γιατί οἱ τιμές της καί ἡ συμπεριφορά της εἶναι οἱ προβλεπόμενες καί ἀπό ἄλλα σχετικά πειράματα καί ἀφετέρου γιατί θά ἔπρεπε νά εἶναι λανθασμένη ἡ λειτουργία τοῦ ἀνιχνευτῆ στίς συνθῆκες ἐκεῖνες πού εἶναι εὐνοϊκές γιά αὐτόν. Ἐπειδή τώρα οὔτε οἱ μετρήσεις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος I_A καί τῆς ταχύτητας ὀλισθήσεως u_o ἀπό ὅπου ὑπολογίζουμε τήν πυκνότητα n_b δέν μπορεῖ νά εἶναι λάθος, μοιραῖα καταλήγουμε στό συμπέρασμα ὅτι ἡ μέτρηση ἡ ὁποία μπορεῖ νά μᾶς ἔχει ὁδηγήσει σέ ἐσφαλμένη ἑρμηνεία τῶν μετρήσεών μας εἶναι ἡ κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων $F_{o,e}$. Πράγματι, ἡ μέτρηση αὐτή εἶναι ἡ μοναδική πού εἶναι ἐλλιπής, γιατί μετράμε μέν τήν κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων $F_{o,e}$ σέ μιά διάσταση παράλληλη πρός τόν ἄξονα τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος, ἀναλύοντας ὅμως μόνο τά ἠλεκτρόνια πού κινοῦνται πρός τόν ἀνοδικό δίσκο ἀλλά ὄχι καί αὐτά πού κινοῦνται κατά τήν ἀντίθετη φορά. Δεδομένου τώρα ὅτι δέν εἶναι δυνατό λόγω τῶν μικρῶν διαστάσεων τοῦ συστήματός μας νά τοποθετηθεῖ ἠλεκτροστατικός ἀναλυτής καί ἀπό τή μεριά τοῦ πλέγματος, ἀναγκαζόμαστε νά ἐπεκτείνουμε τή λειτουργία τοῦ ὑπάρχοντος ἀναλυτῆ καί σέ μεγάλα θετικά δυναμικά γιά νά τραβήξει καί νά ἀναλύσει καί τά ὑπόλοιπα ἠλεκτρόνια. Βέβαια, ἡ λειτουργία τοῦ ἀναλυτῆ κατ'αὐτόν τόν τρόπο δέν ἐνδείκνυται ἐπειδή ὑπάρχει φόβος νά ἐκσπάσει μέσα σέ αὐτόν ἐκκένωση. Στή δικιά μας περίπτωση ὅμως αὐτό δέν συμβαίνει, ἴσως γιατί ἡ μέση ἐλευθέρα διαδρομή τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι κατά πολύ μεγαλύτερη ἀπό τίς διαστάσεις τοῦ ἀναλυτῆ καί ἔτσι τά ἀποτελέσματα τῶν μετρήσεων πού παίρνουμε εἶναι πράγματι ἐντυπωσιακά. Καί αὐτό γιατί στίς περιπτώσεις πού ἔχουμε ἀπόκλιση τοῦ λόγου n_b/n_o ἀπό τή μονάδα ἐντοπίζουμε τήν ὕπαρξη μιᾶς δέσμης ἠλεκτρονίων πού κινεῖται ἀντίστροφα ἀπό τή φορά κινήσεως τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ.

Στό σχῆμα 25 παρουσιάζουμε δύο τέτοια ἐνδεικτικά παραδείγματα ὅπου ἔχουμε καταγράψει τήν ὑπό συζήτηση δέσμη, στό ἕνα μάλιστα ἀπό αὐτά



Σχῆμα 25: Συναρτήσεις κατανομῆς ἠλεκτρονίων στίς ὁποῖες ἔχουμε τήν ἐμφάνιση δέσμης πού κινεῖται ἀντίστροφα ἀπό τόν κύριο πληθυσμό τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος - μετρήσεις Δ-6 (a) καί Δ-5 (b) τοῦ πρώτου πειράματος.

(25b) ή παρουσία της είναι έντονη ίσως γιατί σέ αὐτό τό παράδειγμα, ὅπως θά δοῦμε καί σέ ἐπόμενη παράγραφο, ὑπάρχει ἰσχυρή διέγερση ἰονοακουστικῶν κυμάτων. Ἡ ἐνέργεια $W'_{o,\kappa}$, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ στήν ταχύτητα ὀλισθήσεως u'_o τῆς δέσμης, παίρνει τιμές πού κυμαίνονται μεταξύ 20 καί 30 eV. Ἄν λοιπόν, χρησιμοποιώντας τή σχέση (4-6b), ζητήσουμε νά βροῦμε τήν τιμή I'_A τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος γιά τήν ὁποία ὁ λόγος $\frac{n_b}{n_o} = 1$ καί ἄν ἀποδώσουμε στή δέσμη τή διαφορά $\Delta I_A = I'_A - I_A$ ἀνάμεσα στήν τιμή I'_A πού ὑπολογίζουμε μέ αὐτόν τόν τρόπο καί στήν τιμή I_A πού μετράμε, τότε ἀντικαθιστώντας στή σχέση (4-6b) τό I_A μέ τό ΔI_A μποροῦμε νά ὑπολογίσουμε τήν πυκνότητα n'_b τῆς δέσμης. Ἀπό αὐτούς τούς ὑπολογισμούς προκύπτει ὅτι ἡ πυκνότητα n'_b τῆς δέσμης κυμαίνεται μεταξύ $0,1\ n_o \leq n'_b \leq 0,2\ n_o$, τιμές πού κρίνονται ρεαλιστικές γιά τίς περιπτώσεις πού μελετᾶμε.

4.3.4 Ὑπολογισμοί Μερικῶν Χρήσιμων Παραμέτρων

Μετά τούς ὑπολογισμούς ἤ τίς ἐκτιμήσεις τῶν πυκνοτήτων καί τῶν θερμοκρασιῶν τῶν φορτισμένων καί οὐδέτερων σωματίων τοῦ πλάσματος, εἴμαστε πιά σέ θέση νά προχωρήσουμε στόν ὑπολογισμό διαφόρων ἄλλων χρησίμων παραμέτρων, πού θά μᾶς βοηθήσουν νά ἐλέγξουμε τήν ἀλήθεια τῶν ὑποθέσεων πού ἔχουμε κάνει ἤ πού θά κάνουμε, προκειμένου νά ἐξηγήσουμε τά πειραματικά ἀποτελέσματά μας. Αὐτές οἱ παράμετροι εἶναι: ἡ κυκλική συχνότητα πλάσματος ω_i τῶν ἰόντων, τό μῆκος Debye λ_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος, ἡ ἐνεργός θερμοκρασία T_{eff} γιά τή διάδοση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων, ἡ ταχύτητα διαδόσεως C_s αὐτῶν καί τέλος οἱ συχνότητες συγκρούσεως τῶν ἠλεκτρονίων $\nu_{e,n}$ καί τῶν ἰόντων $\nu_{i,n}$ μέ τά οὐδέτερα ἄτομα καθώς ἐπίσης καί μεταξύ τους $\nu_{e,i}$.

4.3.4.1 Ὑπολογισμός τῆς Συχνότητας Πλάσματος ω_i καί τοῦ Μήκους Debye λ_e

Χρησιμοποιώντας τόν τύπο (2-29a) τῆς παραγράφου (2.2.1), παίρνουμε ὅτι ἡ σχέση πού συνδέει τήν πυκνότητα n_o τῶν ἰόντων τοῦ πλάσματος μέ τήν κυκλική συχνότητα πλάσματος ω_i αὐτῶν εἶναι ἡ ἀκόλουθη,

$$\omega_i = 208,2\ (n_o)^{\frac{1}{2}}\ \frac{rad}{sec} \qquad (4\text{-}10)$$

ὅπου ἡ πυκνότητα n_o μετριέται σέ σωμάτια ἀνά κυβικό ἑκατοστό. Ἀπό τίς τιμές τῆς πυκνότητας n_o λοιπόν, μέ τή βοήθεια τοῦ παραπάνω τύπου, ὑπολογίζουμε τή συχνότητα ω_i καί τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν φαίνονται στούς πίνακες A_2, B_2, Γ_2 καί Δ_2. Παρατηροῦμε ὅτι γιά τίς συνθῆκες τοῦ πρώτου πειράματος ἡ τιμή τῆς συχνότητας πλάσματος ω_i κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $0,4 \times 10^7\ \frac{rad}{sec} \leq \omega_i \leq 4,5 \times 10^7\ \frac{rad}{sec}$.

Χρησιμοποιώντας τόν τύπο (2-30a) τῆς παραγράφου (2.2.1), ἔχουμε ὅτι ἡ σχέση πού συνδέει τό μῆκος Debye λ_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος μέ τήν πυκνότητα n_o καί τή θερμοκρασία τους εἶναι ἡ,

$$\lambda_e = 7,43 \times 10^2 \left(\frac{T_e}{n_o}\right)^{\frac{1}{2}}\ cm \qquad (4\text{-}11)$$

ὅπου ἡ θερμοκρασία T_e μετριέται σέ eV καί ἡ πυκνότητα n_o σέ σωμάτια ἀνά κυβικό ἑκατοστό. Ἔτσι, μέ τόν τύπο (4-11) καί ἀπό τίς τιμές τῆς πυκνότητας n_o καί τῆς θερμοκρασίας T_e ὑπολογίζουμε τό μῆκος Debye λ_e. Τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν φαίνονται στούς πίνακες A_2, B_2, Γ_2 καί Δ_2, ὅπου καί παρατηροῦμε ὅτι ἡ τιμή τοῦ λ_e κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $0,075\ mm \leq \lambda_e \leq 0,806\ mm$.

4.3.4.2 Υπολογισμός τῆς Ἐνεργοῦ Θερμοκρασίας T_{eff} καί τῆς Ταχύτητας Ἤχου C_s γιά τά Ἰονακουστικά Κύματα

Χρησιμοποιώντας τόν τύπο (2-34c) τῆς παραγράφου (2.2.2), ἔχουμε ὅτι ἡ σχέση πού συνδέει τήν ταχύτητα διαδόσεως τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων C_s μέ τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος T_e εἶναι ἡ,

$$C_s = 1,55 \times 10^5 \ (T_e)^{\frac{1}{2}} \ \frac{cm}{sec} \qquad (4\text{-}12)$$

ὅπου ἡ θερμοκρασία T_e μετριέται σέ eV. Ὅταν στό πλάσμα ὅμως ὑπάρχουν δύο πληθυσμοί ἠλεκτρονίων μέ διαφορετικές θερμοκρασίες T_1 καί T_2, ὅπως συμβαίνει στή δικιά μας περίπτωση ὅταν ἔχουμε ἐκκένωση δέσμης, τότε στή θέση τῆς T_e στή σχέση (4-12) πρέπει νά βάλουμε μία ἐνεργό θερμοκρασία T_{eff} πού ὁρίζεται ἀπό τή σχέση (βλ. [101]),

$$T_{eff} = \frac{(n_1+n_2)T_1T_2}{n_1T_2 + n_2T_1} \qquad (4\text{-}13)$$

ὅπου n_1, n_2 καί T_1, T_2 εἶναι οἱ πυκνότητες καί οἱ θερμοκρασίες τῶν δύο πληθυσμῶν ἀντίστοιχα. Χρησιμοποιώντας τίς πυκνότητες n_o, n_b καί τίς θερμοκρασίες T_e, T_b, ὑπολογίζουμε μέ τόν τύπο (4-13) τήν ἐνεργό θερμοκρασία T_{eff} ὅπου εἶναι ἀναγκαῖο, καί ἀπό αὐτήν ἤ ἀπό τήν T_e ὅταν τό πλάσμα ἔχει μόνο ἕνα πληθυσμό ἠλεκτρονίων, μέ τή σχέση (4-12) ὑπολογίζουμε τήν ταχύτητα C_s. Τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν βρίσκονται στούς πίνακες A_2, B_2, Γ_2 καί Δ_2. Παρατηροῦμε ὅτι ἡ τιμή τῆς ταχύτητας C_s κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $2,85 \times 10^5 \ \frac{cm}{sec} \leq C_s \leq 7,57 \times 10^5 \ \frac{cm}{sec}$.

4.3.4.3 Υπολογισμός τῶν Συχνοτήτων Συγκρούσεως $\nu_{i,n}$, $\nu_{e,n}$ καί $\nu_{e,i}$ καί τῆς Μέσης Ἐλευθέρας Διαδρομῆς τῶν Ἠλεκτρονίων ℓ_e

Ἡ συχνότητα συγκρούσεων $\nu_{\alpha,\beta}$ τῶν σωματίων τύπου α μέ τά σωμάτια

τύπου β δίνεται ἀπό τή σχέση (βλ. π.χ. σελ. 321 [45]),

$$\nu_{\alpha,\beta} = n_\beta \cdot \sigma_s \cdot V_\alpha = \frac{V_\alpha}{\ell_\alpha} \qquad (4\text{-}14)$$

ὅπου n_β εἶναι ἡ πυκνότητα τῶν σωματίων β, σ_s εἶναι ἡ ἐνεργός διατομή πού ἀναφέρεται στόν τύπο τῆς συγκρούσεως πού μελετᾶμε, ℓ_α εἶναι ἡ μέση ἐλευθέρα διαδρομή γιά τά σωμάτια α καί V_α εἶναι μέση ταχύτητα αὐτῶν πού συνήθως λαμβάνεται ἡ θερμική τους ταχύτητα, δηλαδή $V_\alpha = \left(\frac{\kappa_B T_\alpha}{m_\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}$.

Γιά τίς συχνότητες συγκρούσεων ἠλεκτρονίων καί ἰόντων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα $\nu_{e,n}$ καί $\nu_{i,n}$ ἡ ἐνεργός διατομή προσδιορίζεται ἀπό τίς διαστάσεις τοῦ ἀτόμου τοῦ Ἀργοῦ (hard sphere cross section) καί ἔτσι ἔχουμε $\sigma_s = 2 \times 10^{-15} \ cm^2$ [13], ἐνῶ γιά τή συχνότητα συγκρούσεων τῶν ἠλεκτρονίων μέ τά ἰόντα $\nu_{e,i}$ ἡ σ_s εἶναι ἡ ἐνεργός διατομή Coulomb. Ἡ τελευταία δίνεται ἀπό τόν τύπο $\sigma_s = 8\pi\left(\frac{e^2}{3\kappa_B T_e}\right) \ell n\Lambda$, ὅπου ἡ σταθερά $\ell n\Lambda$ εἶναι συνήθως περίπου 10 καί ἐπιπλέον ἔχουμε δεχτεῖ ὅτι τό φορτίο τοῦ ἰόντος εἶναι e (βλ. σελ. 294 [45]). Ἀντικαθιστώντας λοιπόν αὐτές τίς ἐκφράσεις γιά τίς ἐνεργούς διατομές σ_S στή σχέση (4-14), παίρνουμε τελικά τίς ἀκόλουθες ἐκφράσεις γιά τίς συχνότητες συγκρούσεων,

$$\nu_{e,n} = 8,38 \times 10^{-8} \ n_n \cdot T_e^{\frac{1}{2}} \ sec^{-1} \qquad (a)$$
$$\nu_{i,n} = 1,81 \times 10^{-10} n_n \ sec^{-1} \qquad (b) \qquad (4\text{-}15)$$
$$\nu_{e,i} = 2,90 \times 10^{-5} \ n_i \ T_e^{-3/2} \ sec^{-1} \qquad (c)$$

ὅπου οἱ πυκνότητες n_i καί n_n μετριῶνται σέ σωμάτια ἀνά κυβικό ἑκατοστό, ἡ θερμοκρασία T_e σέ eV καί ἔχουμε κάνει χρήση τοῦ γεγονότος ὅτι ἡ θερμοκρασία τῶν ἰόντων εἶναι $T_i = 350^0 K$. Τέλος, μία ἀκόμη σχέση πού μποροῦμε νά πάρουμε ἀπό τήν (4-14) εἶναι ἡ σχέση γιά τή μέση ἐλευθέρα διαδρομή ℓ_e τῶν ἠλεκτρονίων. Ἔτσι ἔχουμε,

$$\ell_e = \frac{v_e}{\nu_{e,n}} = 5{,}00 \times 10^{14}\ \frac{1}{n_n}\ \text{cm} \qquad (4\text{-}16)$$

ὅπου ἡ πυκνότητα n_n μετριέται σέ σωμάτια ἀνά κυβικό ἑκατοστό καί ἔχουμε χρησιμοποιήσει τίς σχέσεις (4-15a) καί (4-5b).

Τά ἀποτελέσματα τῶν ὑπολογισμῶν γιά τίς συχνότητες συγκρούσεων βρίσκονται στούς πίνακες A_2, B_2, Γ_2 καί Δ_2 καί μποροῦν νά συνοψιστοῦν ὡς ἑξῆς: Ἡ τιμή τῆς συχνότητας συγκρούσεων $\nu_{e,n}$ κυμαίνεται μεταξύ τῶν $0{,}48 \times 10^6\ \text{sec}^{-1} \leq \nu_{e,n} \leq 6{,}03 \times 10^6\ \text{sec}^{-1}$, ἐνῶ ἡ τιμή τῆς συχνότητας $\nu_{e,i}$ κυμαίνεται μεταξύ $0{,}06 \times 10^4\ \text{sec}^{-1} \leq \nu_{e,i} \leq 12{,}96 \times 10^4\ \text{sec}^{-1}$. Ἔτσι, βλέπουμε ὅτι ὁ κυριότερος μηχανισμός συγκρούσεων γιά τά ἠλεκτρόνια εἶναι αὐτός μέ τά οὐδέτερα ἄτομα. Ἡ τιμή τῆς συχνότητας συγκρούσεων τῶν ἰόντων παίρνει τίς ἀκόλουθες τέσσερις τιμές πού ἀντιστοιχοῦν στίς πιέσεις p_A, p_B, p_Γ καί p_Δ τοῦ πρώτου πειράματος: $(\nu_{i,n})_A = 0{,}4 \times 10^3 \text{sec}^{-1}$, $(\nu_{i,n})_B = 1 \times 10^3\ \text{sec}^{-1}$, $(\nu_{i,n})_\Gamma = 2{,}5 \times 10^3 \text{sec}^{-1}$ καί $(\nu_{i,n})_\Delta = 4{,}99 \times 10^3\ \text{sec}^{-1}$. Τέλος, οἱ ἀντίστοιχες τέσσερις τιμές γιά τή μέση ἐλευθέρα διαδρομή τῶν ἠλεκτρονίων ℓ_e εἶναι $(\ell_e)_A = 226$ cm, $(\ell_e)_B = 91$ cm, $(\ell_e)_\Gamma = 36$ cm καί $(\ell_e)_\Delta = 18$ cm. Παρατηροῦμε ὅτι οἱ τιμές αὐτές εἶναι μεγαλύτερες ἀπό τίς διαστάσεις τῆς συσκευῆς μας (βλ. παράγραφο 4.3.1).

4.3.5 Μετρήσεις Κυμάτων

Χρησιμοποιώντας τή μέθοδο πού ἀναπτύξαμε στήν παράγραφο (3.3.1.3), μέ τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή πού τοποθετοῦμε ἀπό τό πλάϊ στό χῶρο τοῦ πειράματος (βλ. παράγραφο 3.2.2), ἀνιχνεύουμε τή δημιουργία κυμάτων στό πλάσμα. Πολώνοντας δηλαδή τόν ἀνιχνευτή στό δυναμικό μηδενικοῦ ρεύματος V_F ἤ στό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP}, παρακολουθοῦμε τίς διακυμάνσεις στό δυναμικό V_F καί στό ἠλεκτρονικό ρεῦμα κόρου $I_{o,e}$ τοῦ ἀνιχνευτῆ πού εἶναι ἀνάλογο πρός τήν πυκνότητα n_o τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος (σχέση 3-9). Ἐν γένει, ἡ κυλινδρική στήλη τοῦ πλάσματος στό χῶρο τοῦ πειράματος ἐμφανίζεται πλούσια σέ ταλαντώσεις. Ἔτσι, κάθε

φορά φωτογραφίζουμε τίς διακυμάνσεις στό δυναμικό δV_F καί στήν πυκνότητα δn ἀπό τήν ὀθόνη τοῦ παλμογράφου, μετά τίς ἀναλύουμε φασματικά καί τέλος καταγράφουμε τό φάσμα τους σέ χαρτί. Στά σχήματα 26, 27 καί 28 φαίνονται μερικές ἐνδεικτικές καταγραφές τέτοιων φασμάτων γιά ὁρισμένες ἀπό τίς περιπτώσεις τῶν ἐκκενώσεων δέσμης καί ὀλισθήσεως. Ἀπό αὐτές τίς καταγραφές ὑπολογίζουμε τίς συχνότητες ν τῶν κυμάτων πού διεγείρονται στό πλάσμα, καθώς ἐπίσης καί τό πλάτος διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o}$ αὐτῶν, δηλαδή τό ποσοστό τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος πού συμμετέχουν στήν κυματική κίνηση (βλ. σχέση 3-13).

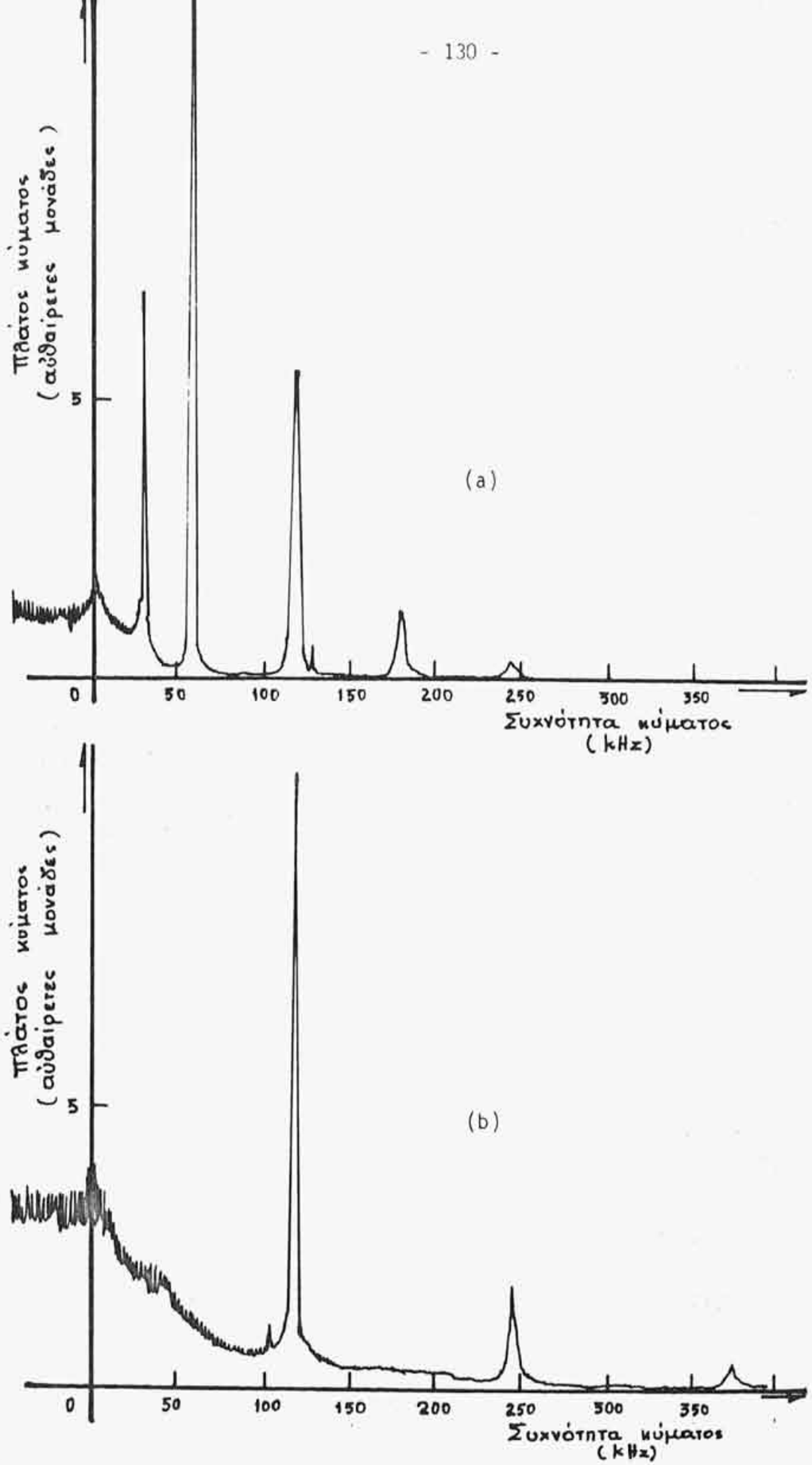
Σέ γενικές γραμμές μποροῦμε νά παρατηρήσουμε τά ἑξῆς:

α) Τά φάσματα πού μετρᾶμε εἶναι κβαντισμένα καί περιέχουν κυρίως τίς ἰδιοσυχνότητες τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος, ἔχουμε δηλαδή τήν ἀνάπτυξη στασίμων κυμάτων σέ αὐτή.

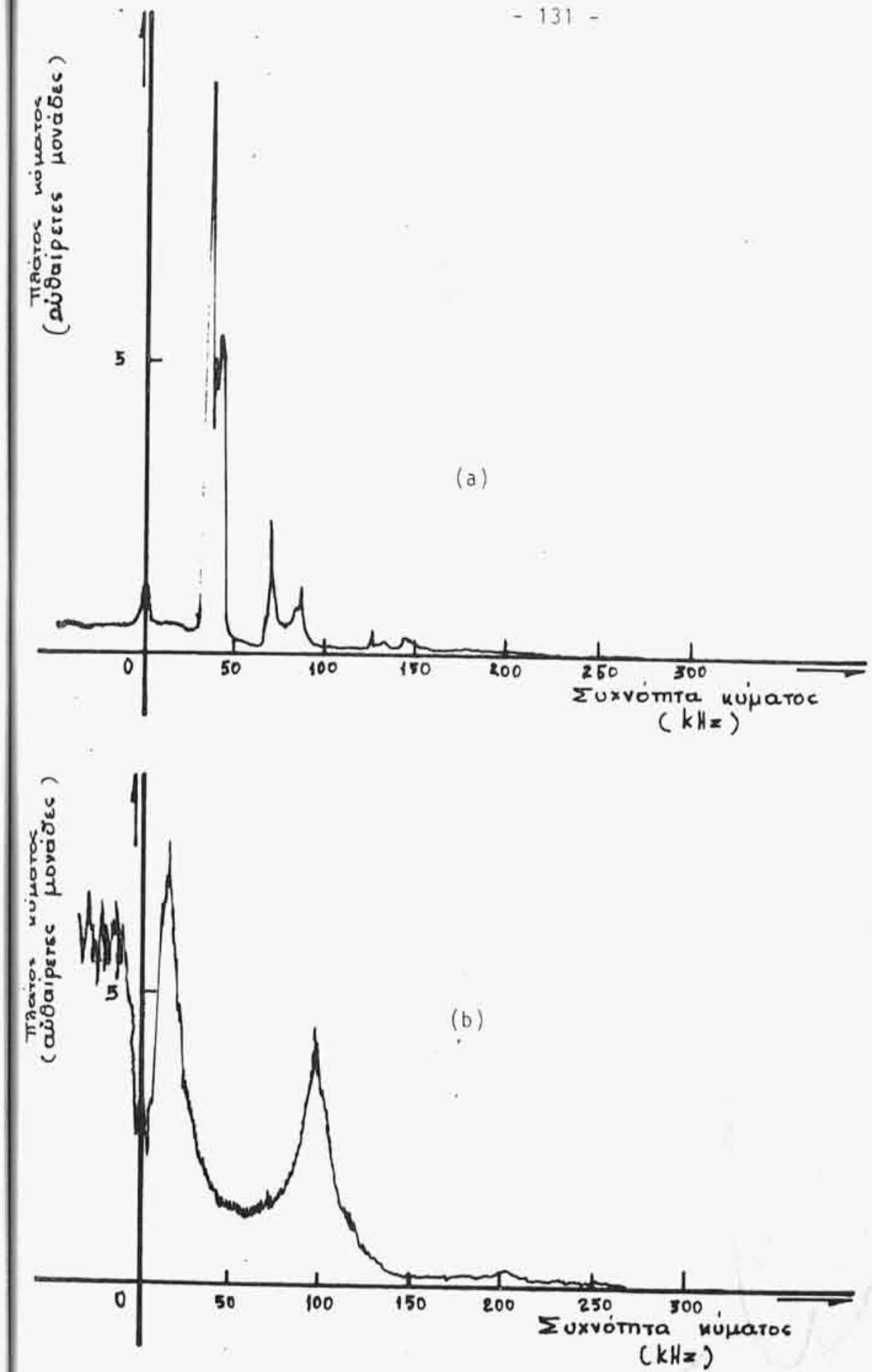
β) Τά κύματα διεγείρονται καί σταθεροποιοῦνται σέ χαμηλά ἐν γένει ἐπίπεδα, $\frac{\delta n}{n_o} \leq 0{,}1$, συνήθη γιά αὐτές τίς περιπτώσεις τόσο στήν ἐκκένωση δέσμης ὅσο καί στήν ἐκκένωση ὀλισθήσεως. Στήν περίπτωση ὅμως τῆς ἐκκενώσεως ὀλισθήσεως καί κάτω ἀπό ὁρισμένες συνθῆκες παρατηροῦμε ἰσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων, πού γιά τό πρῶτο πείραμα κυμάνθηκε μεταξύ τῶν τιμῶν $0{,}35 \leq \frac{\delta n}{n_o} \leq 0{,}71$.

4.3.5.1 Ὑπολογισμός τῆς Συχνότητας ν καί τοῦ Μήκους Κύματος λ τῶν Κυμάτων

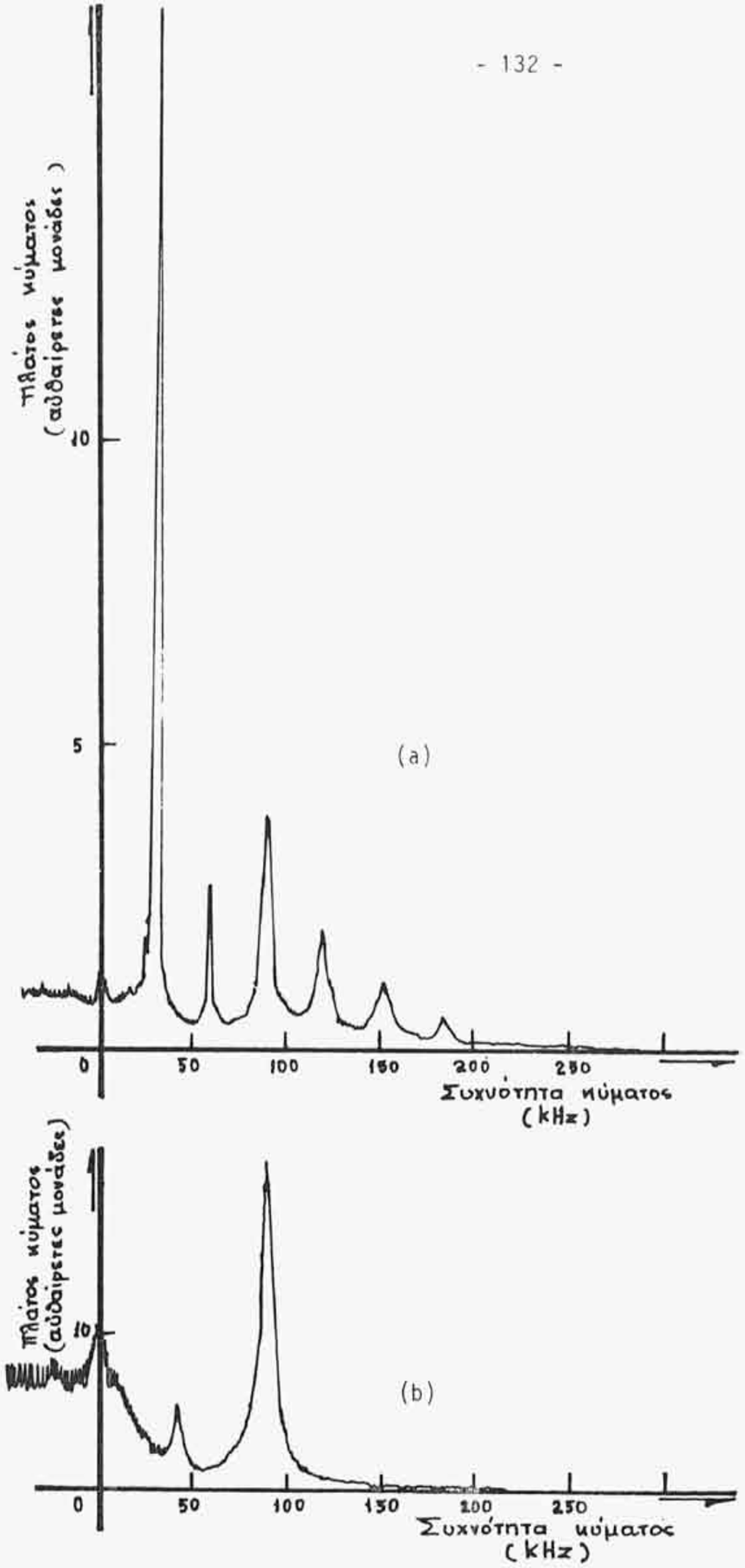
Χρησιμοποιώντας μία γεννήτρια χαμηλῶν συχνοτήτων (ἀπό 0 ἕως 1 MHz), βαθμολογοῦμε τά φάσματα κατά συχνότητα καί μετρᾶμε ἀπό αὐτά τίς συχνότητες τῶν κυμάνσεων πού ἀναπτύσσονται στό πλάσμα. Στούς πίνακες A_2, B_2, Γ_2 καί Δ_2 φαίνεται τό πλῆθος τῶν συχνοτήτων πού περιέχεται στό φάσμα κάθε μετρήσεως, καθώς ἐπίσης καί ἡ συχνότητα ἐκείνη πού ἔχει τήν ἰσχυρότερη διέγερση σέ κάθε φάσμα· τή συχνότητα αὐτή θά τήν ὀνομάζουμε



Σχῆμα 26: Ἐνδεικτικά φάσματα κυμάτων γιά ἐκκένωση δέσμης-μετρήσεις Α-7 (a) καί Δ-3 (b) πρώτου πειράματος.



Σχῆμα 27: Ἐνδεικτικά φάσματα κυμάτων γιά ἐκκένωση δέσμης-μετρήσεις Α-2 (a) καί Γ-3 (b) πρώτου πειράματος.



Σχῆμα 28. Ἐνδεικτικά φάσματα κυμάτων γιά ἐκκένωση ὀλισθήσεως-μετρήσεις Β-7 (a) καί Δ-4 (b) πρώτου πειράματος.

"βασική". Τά φάσματα σχεδόν πάντα περιέχουν περισσότερες ἀπό μία συχνότητες πού συνήθως εἶναι ἡ βασική καί οἱ ἁρμονικές της (βλ. φάσματα). Σέ ὅλες τίς περιπτώσεις πού ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση κυμάτων καί σέ μερικές περιπτώσεις πού ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση δέσμης στή χαμηλότερη πίεση p_A, ἐκτός ἀπό τίς ἁρμονικές, διεγείρονται καί ὑπαρμονικές τῆς βασικῆς (βλ. σχῆμα 26a),γιά διαφορετικούς βεβαίως λόγους σέ κάθε περίπτωση. Μία ἄλλη ἰδιομορφία τῶν φασμάτων πού ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση δέσμης στή χαμηλή πίεση p_A εἶναι ὅτι μερικές φορές ἀναπτύσσεται καί δεύτερη ὁμάδα ἁρμονικῶν (βλ. σχ. 27a). Τέλος, στίς μεγαλύτερες πιέσεις p_B, p_Γ, καί p_Δ ἐμφανίζεται συχνά – στήν p_Δ πάντα – μία χαμηλή συχνότητα, τῆς ὁποίας ἡ τιμή κυμαίνεται μεταξύ 5 καί 15 kHz καί τῆς ὁποίας ἡ διέγερση εἶναι συνήθως ἰσχυρότερη ἀπό τή διέγερση τῆς βασικῆς (βλ. σχῆμα 27b). Ὅλες αὐτές οἱ ἰδιομορφίες περιέχονται στούς πίνακες A_2,B_2,Γ_2,Δ_2 μαζί μέ τή βασική συχνότητα, καθώς ἐπίσης καί ὅσες ἁρμονικές παρουσιάζουν διέγερση πάνω ἀπό 1%. Εἰδικότερα, τά φάσματα πού ἀναφέρονται στήν ἰσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων (μετρήσεις Α-16, Β-6, Γ-7 καί Δ-5) παρουσιάζονται ἀναλυτικά στούς ἐν λόγω πίνακες.

Προκειμένου νά ἐλέγξουμε τήν ταυτότητα τῶν κυμάτων μας, ἐπιλέγοντας περιπτώσεις πού ἡ διέγερση τῶν ἀνωτέρων ἁρμονικῶν εἶναι μικρή καί ἔτσι ἡ κύμανσή μας μπορεῖ νά θεωρηθεῖ σχετικά μονοχρωματική, κάνουμε τούς ἀκόλουθους ἐλέγχους:

α) Μεταβάλλουμε τήν ἰσχύ θερμάνσεως τῆς καθόδου, διατηρώντας τίς ἄλλες παραμέτρους τῆς ἐκκενώσεως σταθερές, ὁπότε παρατηροῦμε μεταβολή στή συχνότητα τῆς κυμάνσεώς μας. Αὐτό εἶναι κάτι πού τό περιμένει κανείς στήν περίπτωση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων,γιά τά ὁποῖα ἔχει παρατηρηθεῖ [13] ὅτι ἡ θερμοκρασία τῆς καθόδου ἔχει τή μεγαλύτερη ἐπίδραση στή συχνότητά τους. Ἐν γένει, πρίν ἀπό κάθε σειρά μετρήσεων ρυθμίζουμε τή θερμοκρασία τῆς καθόδου κατά τέτοιο τρόπο, ὥστε νά διεγείρουμε τό ἰσχυρότερο μονοχρωματικό κύμα.

β) Μεταβάλλουμε τίς διαστάσεις τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος στό χῶρο τοῦ πειράματος καί παρατηροῦμε τήν ἐπίδρασή τους στή συχνότητα τοῦ κύματός μας. Ὅσον ἀφορᾶ τήν ἀλλαγή στή διάμετρο, πού ἐπιτυγχάνεται μέ ἀλλαγή στό γυάλινο σωλήνα (βλ. παραγράφους 3.2.2 καί 4.3.1),αὐτή δέν φαίνεται νά ἔχει οὐσιώδη ἐπίδραση στή συχνότητα τοῦ κύματός μας. Μιά πιθανή ἐξήγηση γι'αὐτό εἶναι ὅτι ἡ ἐπίδραση αὐτή στή συχνότητα, ὅταν ὑπάρχει, εἶναι ἀρκετά μικρή καί ἔτσι χάνεται μέσα στίς ἄλλες διακυμάνσεις τῶν παραμέτρων τῆς ἐκκενώσεως· γιά τεχνικούς λόγους ἡ αὔξηση στή διάμετρο περιορίστηκε μόνο σέ ἕνα 17%. Ἕνας δεύτερος λόγος εἶναι ὅτι μπορεῖ αὐτή ἡ ἀλλαγή στή διάμετρο νά μήν ἐπιδρᾶ στή συχνότητα, γιατί, ὅπως ἔχει ὑποδειχθεῖ θεωρητικά [30] καί ἐπιβεβαιωθεῖ πειραματικά [13], περιμένει κανείς σέ αὐτές τίς χαμηλές πιέσεις τή διέγερση ἑνός ἐπιπέδου κύματος συμμετρικοῦ ὡς πρός τόν ἄξονα τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος τό ὁποῖο ἐπηρεάζεται μόνο ἀπό τό μῆκος αὐτῆς, ὅπως ἀκριβῶς συμβαίνει καί μέ τά ἠχητικά κύματα μέσα στούς ἠχητικούς σωλῆνες. Δέν διεγείρονται δηλαδή, ἀνώτερες ἰδιοκυμάνσεις τῆς στήλης πού ἐπηρεάζονται καί ἀπό τήν ἀκτίνα της, ἐπειδή αὐτές οἱ τελευταῖες παρουσιάζουν μεγαλύτερη ἀπόσβεση. Ἂν μεταβάλλουμε κατόπιν τό μῆκος τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος, παρατηροῦμε ὅτι ἐν γένει μεταβάλλεται καί ἡ συχνότητα τῆς κυμάνσεως καί μάλιστα ὅταν αὐξάνει τό μῆκος τῆς στήλης ἐλαττώνεται ἡ συχνότητα καί ἀντιστρόφως, ὅπως ἀκριβῶς συμβαίνει ὅταν ἔχουμε τήν ἀνάπτυξη ἑνός στασίμου ἰονοακουστικοῦ κύματος σέ αὐτές τίς χαμηλές συχνότητες. Πάντως ὑπάρχουν καί ἀποκλίσεις ἀπό αὐτή τή συμπεριφορά, ἰδίως στίς περιπτώσεις κυμάτων πού διεγείρονται σέ ἐκκένωση δέσμης.

Δέν προχωροῦμε σέ ξεχωριστές συστηματικές μετρήσεις γιά αὐτά τά δύο φαινόμενα, τῆς ἐξαρτήσεως δηλαδή τῆς συχνότητας τῶν κυμάτων μας ἀπό τή θερμοκρασία τῆς καθόδου καί τό μῆκος τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος, γιατί εἶναι ἔξω ἀπό τούς σκοπούς αὐτῆς τῆς ἐργασίας, περιοριζόμαστε μόνο σέ γενικές παρατηρήσεις πού ἀναδεικνύουν τή φυσιογνωμία τῶν κυμάτων μας καί ἐντοπίζουν τίς βέλτιστες συνθῆκες

λειτουργίας γιά τό πείραμά μας. Ἔτσι π.χ. βλέπουμε ὅτι ἕνα καλό μῆκος γιά τήν κυλινδρική στήλη τοῦ πλάσματος εἶναι L = 7,5 ἑκ.

Μετά ἀπό αὐτές τίς γενικές παρατηρήσεις, εἴμαστε πιά ἕτοιμοι νά προχωρήσουμε σέ μερικούς ποσοτικούς ὑπολογισμούς γύρω ἀπό τίς βασικές συχνότητες τῶν μετρήσεων τοῦ πρώτου πειράματος. Ἂν λοιπόν, μέ βάση καί τήν παραπάνω συζήτηση, δεχτοῦμε ὅτι τά κύματά μας εἶναι ἰονοακουστικά, τότε χρησιμοποιώντας τή σχέση (2-35), μιά καί οἱ κυκλικές συχνότητες ω αὐτῶν εἶναι κατά πολύ μικρότερες ἀπό τή συχνότητα πλάσματος ω_j τῶν ἰόντων,παίρνουμε ὅτι τό μῆκος κύματός τους εἶναι,

$$\lambda = \frac{C_s}{\nu} \qquad (4\text{-}17)$$

Χρησιμοποιώντας λοιπόν τίς τιμές τῶν βασικῶν συχνοτήτων πού ἔχουμε μετρήσει καί τίς τιμές τῆς ταχύτητας "ἤχου" C_s πού ἔχουμε λογαριάσει, ὑπολογίζουμε τίς τιμές τῶν μηκῶν κύματος λ πού ἀντιστοιχοῦν στίς βασικές συχνότητες τῶν μετρήσεών μας. Τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν φαίνονται στούς πίνακες A_2,B_2,Γ_2 καί Δ_2.

Ἂν πρός στιγμή περιοριστοῦμε στίς μετρήσεις τῆς χαμηλότερης πιέσεως p_A πού εἶναι καί οἱ πολυπληθέστερες, παρατηροῦμε ὅτι τό μῆκος κύματος τῆς βασικῆς συχνότητας κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν 19 ἑκ. $\leq$ λ $\leq$ 11 ἑκ. Ἡ μέση τιμή αὐτῶν τῶν μετρήσεων εἶναι $\lambda_\mu = (15 \pm 1)$ ἑκ. καί ἡ μέγιστη ἀπόκλιση 4 ἑκ., δηλαδή μιά ἀπόκλιση μόνο 27%, ἡ ὁποία εὐχερῶς μπορεῖ νά ἐξηγηθεῖ μιά καί εἶναι μέσα στό σφάλμα τῶν πειραματικῶν μετρήσεων. Συνεπῶς μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι ἡ βασική συχνότητα τῶν κυμάτων, πού ἀναπτύσσονται εἴτε σέ ἐκκένωση δέσμης εἴτε σέ ἐκκένωση ὀλισθήσεως στή χαμηλότερη πίεση p_A, συμπίπτει μέ τή θεμελιώδη ἰδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος ἐφόσον ἰσχύει,

$$\lambda \simeq 2\,L \qquad (4\text{-}18a)$$

ὅπου L εἶναι τό μῆκος τῆς στήλης πού ὅπως εἴδαμε εἶναι 7,5 ἑκ. Ἐξαίρεση φαίνεται νά ἀποτελοῦν οἱ μετρήσεις A-11 καί A-17 οἱ ὁποῖες,μέ μήκη

κύματος 6 έκ. καί 8 έκ. άντίστοιχα, έχουν συχνότητα πού συμπίπτει μέ τή δεύτερη άρμονική ίδιοσυχνότητα τῆς στήλης έφόσον ίσχύει,

$$\lambda \simeq L \qquad (4\text{-}18b)$$

Αὐξανομένης τώρα τῆς πιέσεως p τοῦ άερίου, παρατηροῦμε ὅτι τά κύματα πού διεγείρονται στήν έκκένωση όλισθήσεως παρουσιάζουν διαφορετική συμπεριφορά άπό αὐτά πού διεγείρονται στήν έκκένωση δέσμης. Ἔτσι, βλέπουμε ὅτι ἡ βασική συχνότητα τῶν πρώτων δέν έπηρεάζεται άπό τίς μεταβολές τῆς πιέσεως καί συμπίπτει μᾶλλον μέ τή θεμελιώδη ίδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος, δηλαδή ἡ βασική συχνότητα τῶν κυμάτων αὐτῶν εἶναι άνεξάρτητη άπό τήν πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος. Αὐτό τό συμπέρασμα εἶναι συνέπεια καί τῆς συζητήσεως τῆς παραγράφου (4.3.3.2) στήν όποία εἴδαμε ὅτι γιά μεγάλα άνοδικά ρεύματα I_A - σέ έκκενώσεις όλισθήσεως δηλαδή - ἡ πυκνότητα n_o αὐξάνει μέ τήν πίεση p τοῦ άερίου. Ἐξαίρεση άποτελοῦν οἱ μετρήσεις Γ-7 καί Δ-5 στίς όποῖες ἡ βασική συχνότητα τῶν κυμάτων συμπίπτει μέ τή δεύτερη άρμονική ίδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος. Μιά τέτοια συμπεριφορά άναμένεται άπό τή βασική συχνότητα στασίμων ίονοακουστικῶν κυμάτων, έφόσον ἡ σχέση πού αὐτή ίκανοποιεῖ εἶναι ἡ (4-17). Πράγματι, ἡ σχέση (4-17) εἶναι άνεξάρτητη άπό τήν πυκνότητα n_o, διότι τό μέν μῆκος κύματος λ έξαρτᾶται άπό τό μῆκος τῆς στήλης τοῦ πλάσματος L, ἡ δέ ταχύτητα τοῦ "ἤχου" C_s άπό τή θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων T_e καί τή μάζα τῶν ίόντων m_i (σχέση 2-34c). Ἡ μικρή μετατόπιση τῆς βασικῆς συχνότητας τῶν κυμάτων πρός τίς άνώτερες ίδιοσυχνότητες τῆς στήλης τοῦ πλάσματος μπορεῖ ἴσως νά έξηγηθεῖ μέ βάση τήν παρατήρηση ὅτι, αὐξανομένης τῆς πιέσεως, αὐξάνει ἡ άπόσβεση τῶν κυμάτων μας έξαιτίας τῆς αὐξήσεως τῶν συγκρούσεων τῶν ίόντων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα (βλ. παράγραφο 2.2.3), όπότε έπηρεάζονται κυρίως οἱ χαμηλότερες συχνότητες καί ἔτσι εὐνοεῖται ἡ διέγερση τῶν άνώτερων άρμονικῶν [13]. Τά κύματα ὅμως τῆς έκκενώσεως δέσμης παρουσιάζουν ἔντονη έξάρτηση τῆς βασικῆς τους

συχνότητας άπό τήν πίεση p τοῦ άερίου. Ἔτσι, ἐνῶ γιά τήν πίεση p_A ἡ βασική συμπίπτει μέ τή θεμελιώδη ίδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος (σχέση 4-18a), στήν πίεση p_B αὐτή συμπίπτει μέ τή δεύτερη άρμονική (σχέση 4-18b) καί στίς μεγαλύτερες πιέσεις p_Γ καί p_Δ μέ ὑψηλότερες άκόμα ίδιοσυχνότητες τῆς στήλης. Ἡ συμπεριφορά αὐτή τῶν κυμάτων δέν μπορεῖ νά έξηγηθεῖ μέ βάση μόνο τό γεγονός τῆς αὐξημένης άποσβέσεώς τους λόγω συγκρούσεων, διότι παρόλη τήν αὔξηση τῆς πιέσεως πάνω άπό μία τάξη μεγέθους αὐτός ὁ μηχανισμός άποσβέσεως δέν φθάνει σέ τόσο κρίσιμα έπίπεδα γιά τίς ύπό μελέτη συχνότητες [13]. Συνεπῶς πρέπει νά άναζητήσουμε μία άκόμη αἰτία γιά τήν έξήγηση αὐτῆς τῆς συμπεριφορᾶς, τῆς έξαρτήσεως δηλαδή τῆς συχνότητας τῶν κυμάτων άπό τήν πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος.

Γιά τή μελέτη αὐτῆς τῆς έξαρτήσεως καταφεύγουμε σέ μιά πιό λεπτομερή άνάλυση τῶν φασμάτων τῶν μετρήσεων τῆς Α σειρᾶς καί αὐτό γιατί στίς έκκενώσεις δέσμης – σέ χαμηλά δηλαδή άνοδικά ρεύματα I_A - δέν φαίνεται νά ὑπάρχει ξεκάθαρη σχέση άνάμεσα στήν πίεση p καί τήν πυκνότητα n_o, ἐνῶ άντίθετα μέ τήν αὔξηση τοῦ άνοδικοῦ ρεύματος I_A έχουμε παρατηρήσει άνάλογη αὔξηση καί στήν πυκνότητα n_o (βλ. παράγραφο 4.3.3.2). Ἄρα, έάν ὑπάρχει έξάρτηση τῆς βασικῆς συχνότητας άπό τήν πυκνότητα, θά πρέπει νά έμφανιστεῖ στά φάσματα τῆς Α σειρᾶς, πού εἶναι καί ἡ πιό λεπτομερής σειρά μετρήσεων γιά έκκένωση δέσμης. Πράγματι, παρατηροῦμε ὅτι μέ τήν αὔξηση τοῦ άνοδικοῦ ρεύματος I_A, ἡ διέγερση τῶν κυμάτων μετατοπίζεται πρός ὑψηλότερες συχνότητες καί ἡ αὔξηση αὐτή στή συχνότητα δέν μπορεῖ νά έξηγηθεῖ άπό τήν αὔξηση τῆς θερμοκρασίας T_e τῶν ἠλεκτρονίων μόνο. Ἔτσι π.χ. στή μέτρηση Α-6 ἡ βασική συχνότητα συμπίπτει μέ τή θεμελιώδη ίδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος, ἐνῶ παράλληλα έχουμε ίσχυρή διέγερση καί ὑπαρμονικῆς μέ ὑποδιπλάσια συχνότητα, πού δέν εὐνοεῖται μάλιστα άπό τίς ὁριακές συνθῆκες μιά καί έχει τετραπλάσιο μῆκος κύματος άπό τό μῆκος τῆς στήλης τοῦ πλάσματος. Στή μέτρηση ὅμως Α-11, πού έχει διπλάσια πυκνότητα περίπου, ἡ βασική συχνότητα συμπίπτει μέ τή δεύτερη άρμονική ίδιοσυχνότητα τῆς στήλης,

ἐνῶ παράλληλα ἔχει διεγερθεῖ καί ἡ θεμελιώδης ἰδιοσυχνότητα σάν ὑπαρμονική τῆς βασικῆς σέ παραπλήσιο ἐπίπεδο.

Τό ἐρώτημα πού γεννιέται ἀπό τήν παραπάνω συζήτηση εἶναι: τί κάνει τή συχνότητα τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων, πού δημιουργοῦνται στήν ἐκκένωση δέσμης, νά ἐπηρεάζεται ἀπό τήν πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος, σέ ἀντίθεση μέ τή σχέση (4-17) καί σέ ἀντίθεση μέ τή συμπεριφορά τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων στήν ἐκκένωση ὀλισθήσεως ; Ἡ ἀπάντηση σέ αὐτό τό ἐρώτημα πρέπει μᾶλλον νά δοθεῖ ἀπό τούς μηχανισμούς πού εἶναι ὑπεύθυνοι γιά τή δημιουργία τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων στούς δύο τύπους ἐκκενώσεως. Ἔτσι, ἐνῶ στήν ἐκκένωση ὀλισθήσεως εἶναι ὑπεύθυνοι ὁ μηχανισμός Landau καί ὁ μηχανισμός ὀλισθήσεως (βλ. παράγραφο 2.2.3), στήν ἐκκένωση δέσμης ὁ μηχανισμός εἶναι τελείως διαφορετικός. Πράγματι, δεδομένου ὅτι ἡ ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o τῆς δέσμης κυμαίνεται μεταξύ 1,6 V_e καί 4 V_e (βλ. παράγραφο 4.3.2.2), ἡ δέσμη μέσω τοῦ μηχανισμοῦ Landau διεγείρει κύματα πλάσματος μέ συχνότητες κοντά στή συχνότητα πλάσματος ω_e τῶν ἠλεκτρονίων [84,102]. Αὐτά μέ τή σειρά τους διασπῶνται σέ ἄλλα κύματα πλάσματος χαμηλότερης συχνότητας καί σέ ἰονοακουστικά κύματα, μέσω τοῦ μηχανισμοῦ ἀλληλεπιδράσεως τριῶν κυμάτων (βλ. παράγραφο 2.3.2.1). Συνεπῶς, ἡ συχνότητα τῶν διεγειρόμενων ἰονοακουστικῶν κυμάτων ἐξαρτᾶται ἀπό τή συχνότητα πλάσματος ω_e καί ἔτσι ἐξαρτᾶται ἐμμέσως ἀπό τήν πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος (σχέση 2-29a). Εἶναι γεγονός ὅτι, ξεκινώντας ἀπό ἕνα κύμα πλάσματος μεγάλου πλάτους, εἶναι δυνατόν νά ἐξηγήσουμε τή διέγερση ἑνός ἰονοακουστικοῦ κύματος καί ἑνός κύματος πλάσματος καί μέ ἄλλο τρόπο (βλ. π.χ. "oscillating two-stream instability" [103,104, 105]), ὅμως ὁ τρόπος πού περιγράψαμε φαίνεται νά εἶναι ὁ ἐπικρατέστερος γιά πειράματα σάν τό δικό μας [84]. Βέβαια γιά νά γίνουν ἀκριβεῖς ποσοτικές μετρήσεις θά ἔπρεπε νά ληφθοῦν ταυτόχρονα καί τά φάσματα τῶν κυμάτων πλάσματος, αὐτό ὅμως εἶναι κάτι πού ἀφενός ὁ ἐξοπλισμός τοῦ ἐργαστηρίου δέν εὐνοεῖ καί ἀφετέρου εἶναι ἔξω ἀπό τίς ἐπιδιώξεις αὐτῆς τῆς ἐργασίας.

Τέλος, προτοῦ κλείσουμε τή συζήτηση γύρω ἀπό τίς συχνότητες τῶν κυμάτων πού διεγείρονται στό πείραμά μας, ἄς σχολιάσουμε λίγο τή χαμηλή συχνότητα πού ἐμφανίζεται στίς μεγαλύτερες κυρίως πιέσεις καί παρουσιάζει συνήθως ἰσχυρότερη διέγερση ἀπό ἐκείνη τῆς βασικῆς (βλ. σχ. 27b). Δεδομένου ὅτι τό κύμα αὐτό ἐμφανίζεται κυρίως στίς μεγαλύτερες πιέσεις, σκεφτήκαμε μήπως ἀνήκει στήν ἄλλη κατηγορία κυμάτων χαμηλῶν συχνοτήτων πού ἀναπτύσσονται σέ αὐτοῦ τοῦ εἴδους τίς ἐκκενώσεις, δηλαδή στά κύματα ἰονισμοῦ [16,106,107]. Γιά τή διέγερση αὐτῶν τῶν κυμάτων ὅμως, προϋποτίθεται ὅτι ἡ μέση ἐλευθέρα διαδρομή τῶν ἠλεκτρονίων ℓ_e, στίς συγκρούσεις τους μέ τά οὐδέτερα ἄτομα τοῦ ἀερίου, πρέπει νά εἶναι μικρότερη ἀπό τίς διαστάσεις τῆς συσκευῆς [108,109]. Αὐτό στό πείραμά μας δέν ἰσχύει γιατί, ἀκόμα καί στήν περίπτωση τῆς μεγαλύτερης πιέσεως p_Δ, ἡ μέση ἐλευθέρα διαδρομή ℓ_e εἶναι 2,5 φορές μεγαλύτερη ἀπό τό μῆκος καί 15 φορές μεγαλύτερη ἀπό τήν ἀκτίνα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος (βλ. παράγραφο 4.3.4.3). Συνεπῶς, αὐτή ἡ αἰτιολόγηση δέν φαίνεται πιθανή καί ἔτσι πρέπει νά καταφύγουμε πάλι στά ἰονοακουστικά κύματα προκειμένου νά ἐξηγηθεῖ ἡ διέγερση αὐτοῦ τοῦ κύματος. Τό πρόβλημα πού παρουσιάζεται μέ αὐτή τήν ἐξήγηση εἶναι ὅτι τό μῆκος κύματος, τό ὁποῖο ἀντιστοιχεῖ σ'αὐτή τή χαμηλή συχνότητα, εἶναι πολύ μεγαλύτερο ἀπό τό μῆκος τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος – ἀπό 4 μέχρι 15 φορές – καί ἔτσι δέν μπορεῖ νά θεωρηθεῖ σάν στάσιμο κύμα, ἀλλά μᾶλλον πρέπει νά θεωρηθεῖ σάν ἕνα "ἐξαφανιζόμενο" (evanescent) κύμα μιά καί δέν τό εὐνοοῦν πλέον οἱ ὁριακές συνθῆκες. Τό γεγονός τώρα τῆς παρατηρήσεώς του πρέπει νά ἀποδοθεῖ στό ὅτι,ἐπειδή ὁ ἠλεκτρικός ἀνιχνευτής βρίσκεται σέ ἀπόσταση 3 ἑκ. μόνο – μικρότερη δηλαδή ἀπό $\frac{\lambda}{10}$ – ἀπό τήν περιοχή γενέσεως τοῦ κύματος, αὐτό δέν προλαβαίνει νά σβύσει. Δέν ἔγιναν οὔτε σέ αὐτή τήν περίπτωση λεπτομερεῖς μετρήσεις, μιά καί αὐτό ἦταν ἔξω ἀπό τίς ἐπιδιώξεις αὐτοῦ τοῦ πειράματος. Ἀξίζει ὅμως νά σημειωθεῖ ὅτι σέ αὐτές τίς πιέσεις εἶναι δυνατή ἡ διέγερση ἰονοακουστικῶν κυμάτων, μέ τόσο μεγάλο μῆκος κύματος [29].

4.3.5.2 Υπολογισμός τοῦ Πλάτους Διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o}$ τῶν Κυμάτων

Χρησιμοποιώντας τή γεννήτρια χαμηλῶν συχνοτήτων καί σήματα γνωστοῦ πλάτους, βαθμολογοῦμε τή διάταξη καταγραφῆς τῶν φασμάτων κατά πλάτος γιά τίς διάφορες εὐαισθησίες ε_δ στίς συχνότητες 50, 100 καί 200 kHz. Σέ γενικές γραμμές μποροῦμε νά παρατηρήσουμε ὅτι τό πλάτος τῶν φασματικῶν γραμμῶν, ὅπως ἀναμένεται, μεταβάλλεται ἀνάλογα μέ τήν εὐαισθησία τῆς διατάξεως καί εἶναι ἀνεξάρτητο ἀπό τή συχνότητα τοῦ σήματος εἰσόδου, ἐξαρτώμενο μόνο ἀπό τό πλάτος του. Κρατώντας σταθερή τήν εὐαισθησία τῆς διατάξεως, βλέπουμε ὅτι τό πλάτος τῆς φασματικῆς γραμμῆς αὐξάνει ἀνάλογα πρός τό πλάτος τοῦ σήματος εἰσόδου, γιά μεγάλα ὅμως πλάτη φασματικῆς γραμμῆς παρουσιάζονται ἀποκλίσεις πού ὀφείλονται σέ φαινόμενα ἀδρανείας τοῦ καταγραφικοῦ. Παρότι ἀπό τήν ἐξέταση τῶν φασμάτων τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων προκύπτει ὅτι τά φαινόμενα αὐτά δέν ἐπηρεάζουν αἰσθητά τό πλάτος τῶν φασματικῶν γραμμῶν τους, διότι τό εὖρος αὐτῶν εἶναι ἀρκετά μεγαλύτερο ἀπό τό εὖρος τῶν γραμμῶν πού ἀντιστοιχοῦν στά σήματα τῆς γεννήτριας, κατά τή διάρκεια τῶν μετρήσεων, μεταβάλλοντας τήν εὐαισθησία τῆς διατάξεως, φροντίζαμε τό πλάτος τῶν γραμμῶν νά βρίσκεται πάντα μέσα στά ὅρια ἐκεῖνα πού ἡ βαθμολογία ὑπέδειξε ὅτι τά φαινόμενα ἀδρανείας εἶναι μικρά.

Ἀναλύοντας τά βαθμολογημένα φάσματα μέ τή μέθοδο πού περιγράφουμε στήν παράγραφο (3.3.1.3), ὑπολογίζουμε τό πλάτος διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o}$ (βλ. σχ. 3-13) γιά κάθε μιά ἀπό τίς ἰδιοκυμάνσεις πού ἐμφανίζεται σέ αὐτά. Ἐπιπλέον ὑπολογίζουμε τό ὁλικό πλάτος διεγέρσεως $(\frac{\delta n}{n_o})_{ΟΛ}$ ἀπό τό ὁλικό πλάτος τῶν κυμάτων, ὅπως αὐτό προσδιορίζεται ἀπό τίς φωτογραφίες τους. Τά ἀποτελέσματα καί αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν φαίνονται στούς πίνακες A_2, B_2,Γ_2 καί Δ_2 καί ἀπό τή μελέτη τους βγαίνουν τά ἀκόλουθα συμπεράσματα:

α) Ὑπάρχει ἱκανοποιητική σύμπτωση ἀνάμεσα στό $(\frac{\delta n}{n_o})_{ΟΛ}$ καί στό ἄθροισμα τῶν ἐπί μέρους $\frac{\delta n}{n_o}$ τῶν κυμάτων κάθε μετρήσεως τοῦ πρώτου πειράματος.

β) Μέ τήν αὔξηση τῆς πιέσεως παρατηροῦμε ὅτι ἐν γένει αὐξάνει καί τό ὁλικό πλάτος διεγέρσεως τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων.

γ) Στήν περίπτωση τῆς ἐκκενώσεως δέσμης τά ἰονοακουστικά κύματα σταθεροποιοῦνται σέ ἐπίπεδα $(\frac{\delta n}{n_o})_{ΟΛ} \leq 15\%$, κάτι πού βρίσκεται σέ συμφωνία μέ τά συμπεράσματα καί ἄλλων σχετικῶν πειραμάτων [84], ὅπως θά συζητήσουμε παρακάτω.

δ) Τέλος, στήν περίπτωση τῆς ἐκκενώσεως ὀλισθήσεως καί κάτω ἀπό ὁρισμένες συνθῆκες παρατηροῦμε ἰσχυρή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων καί σταθεροποίησή τους σέ ὑψηλά ἐπίπεδα, ἤτοι μέχρι καί $(\frac{\delta n}{n_o})_{ΟΛ} \simeq 70\%$.

Ἐπειδή τό φαινόμενο τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων θά ἐξετασθεῖ λεπτομερῶς στίς παραγράφους πού ἀκολουθοῦν, μιά καί ἀποτελεῖ τό κύριο ἀντικείμενο αὐτῆς τῆς μελέτης, ἐδῶ θά συζητήσουμε τά φαινόμενα πού εἶναι ὑπεύθυνα γιά τή σταθεροποίηση τῶν κυμάτων κυρίως στήν περίπτωση τῆς ἐκκενώσεως δέσμης. Ὅπως ἔχουμε ἀναφέρει καί στήν παράγραφο (2.3), ἡ σταθεροποίηση τῶν κυμάτων – ἐξαιτίας τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεώς τους – ἐπιτυγχάνεται μέ τήν ἐμφάνιση καινούργιων φαινομένων, τά ὁποῖα ἐπιδροῦν εἴτε στούς μηχανισμούς διεγέρσεως αὐτῶν, περιορίζοντάς τους, εἴτε στά ἴδια τά κύματα, παίρνοντας ἐνέργεια ἀπό αὐτά καί μεταφέροντάς την σέ ἄλλα κύματα ἤ στά σωμάτια τοῦ πλάσματος. Στήν προηγούμενη παράγραφο εἴδαμε ὅτι, στήν περίπτωση τῆς ἐκκενώσεως δέσμης, τά ἰονοακουστικά κύματα διεγείρονται ἀπό κύματα πλάσματος τῶν ἠλεκτρονίων μέσω τοῦ μηχανισμοῦ ἀλληλεπιδράσεως τριῶν κυμάτων. Ἡ σταθεροποίηση τῆς ἀστάθειας σέ αὐτή τήν περίπτωση στό σχετικά χαμηλό ἐπίπεδο τοῦ $(\frac{\delta n}{n_o}) \leq 15\%$ φαίνεται νά γίνεται κυρίως μέ τόν ἀκόλουθο τρόπο: Ὅπως ἔχει ὑποδειχθεῖ θεωρητικά [110,111,112] καί ἐπιβεβαιωθεῖ πειραματικά [84], ὅταν τά ἰονοακουστικά κύματα διεγερθοῦν στό ἐπίπεδο τοῦ $(\frac{\delta n}{n_o}) \simeq 10\%$ τότε ἐπιδροῦν ξανά στό ἀρχικό κύμα καί τό συζευγνύουν μέ ἕνα καινούργιο κύμα πλάσματος ὑψηλότερης συχνότητας ἀλλά μικρότερης φασικῆς ταχύτητας. Ἡ σύζευξη αὐτή μπορεῖ νά γίνει ἀκόμα καί ὅταν δέν ἱκανοποιοῦνται οἱ συνθῆκες ἀλληλεπιδράσεως τριῶν κυμάτων (σχέσεις 2-49) [112] καί ἔχει σάν συνέπεια τήν ἔντονη μεταφορά ἐνέργειας ἀπό τό ἀρχικό κύμα πλάσματος στό καινούργιο, προκαλώντας ἔτσι τήν ἀπόσβεση τοῦ πρώτου καί τή σταθεροποίηση τῆς ἀστάθειας [111]. Τελικά, μέσω τῶν μηχανισμῶν ἀλληλεπιδράσεως

σωματίων-κύματος καί τῶν συγκρούσεων, τά ἰονοακουστικά κύματα καί τά κύματα πλάσματος μικρῆς φασικῆς ταχύτητας δίνουν τήν ἐνέργειά τους στά σωμάτια τοῦ πλάσματος καί συνεπῶς, μετά ἀπ'ὅλες αὐτές τίς μετατροπές, ἡ ἐνέργεια τῆς δέσμης γίνεται θερμική ἐνέργεια μέσα στό πλάσμα.

Παρότι γιά νά γίνουν ἀκριβεῖς ποσοτικές συγκρίσεις χρειάζονται καί ἐδῶ τά φάσματα τῶν κυμάτων πλάσματος πού δέν ἔχουν ληφθεῖ, ὑπάρχει μία μέτρηση – αὐτή τῆς κατανομῆς $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων – ἡ ὁποία φαίνεται νά ὑποστηρίζει τήν παραπάνω ἄποψη. Πράγματι, ἄν ὁ μηχανισμός σταθεροποιήσεως τοῦ ἀρχικοῦ κύματος πλάσματος ὀφειλόταν σέ φαινόμενα ἀλληλεπιδράσεως σωματίων κύματος, αὐτό θά ἔπρεπε νά ὁδηγεῖ σέ μηδενισμό τῆς παραγώγου τῆς κατανομῆς $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων, δηλαδή σέ ἰσοπέδωση αὐτῆς στήν περιοχή τῆς δέσμης γύρω ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος (βλ. παράγραφο 2.3.1.1 καί σχῆμα 4c). Στίς μετρήσεις μας ὅμως, ὅπως ἀναφέρουμε καί στήν παράγραφο (4.3.2), αὐτό τό φαινόμενο παρατηρεῖται μόνο στίς χαμηλές ταχύτητες ὅπου βρίσκεται ἡ φασική ταχύτητα τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων, ἐνῶ στίς μεγάλες ταχύτητες, ὅπου βρίσκονται οἱ φασικές ταχύτητες τῶν κυμάτων πλάσματος, παρατηροῦμε μιά ἀνάμειξη ἀνάμεσα στά ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης καί στά ἠλεκτρόνια τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ. Αὐτό τό φαινόμενο εὔκολα ἐξηγεῖται μέ τό μηχανισμό σταθεροποιήσεως πού προτείνουμε, μιά καί ἔχει ἀποδειχθεῖ πειραματικά [84] ὅτι ἡ διέγερση ἑνός κύματος πλάσματος μέ μικρή σχετικά φασική ταχύτητα, σέ αὐτές τίς περιπτώσεις, ὁδηγεῖ σέ ἐπιτάχυνση ἑνός ἀρκετά μεγάλου (10-15%) ἀριθμοῦ ἠλεκτρονίων ἀπό τόν κύριο πληθυσμό, μέ συνέπεια αὐτά νά γεμίζουν τό κενό μεταξύ τοῦ κυρίου πληθυσμοῦ καί τῆς δέσμης, δημιουργώντας ἔτσι τή μονότονα φθίνουσα συνάρτηση κατανομῆς $F_{o,e}$ πού φαίνεται στά σχήματα 17a καί 20.

Δεδομένου ὅτι τή σταθεροποίηση τῶν κυμάτων στήν ἐκκένωση ὀλισθήσεως θά τή συζητήσουμε διεξοδικά στίς ἑπόμενες παραγράφους, τελειώνοντας ἄς σχολιάσουμε γιά λίγο ἕνα φαινόμενο πού ἐνδιαφέρει καί τούς δύο τύπους ἐκκενώσεως αὐτοῦ τοῦ πειράματος. Τό φαινόμενο αὐτό σχετίζεται μέ τό γεγονός ὅτι ἡ ἐνέργεια τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων δέν συγκεντρώνεται σέ μία μόνο συχνότητα, τή "βασική", ἀλλά κατανέμεται καί σέ ἀνώτερες ἁρμονικές τῆς βασικῆς, μερικές δέ φορές, καί σέ ὑπαρμονικές της.

Ἡ διέγερση τῶν ἀνωτέρων ἁρμονικῶν μπορεῖ εὐχερῶς νά ἐξηγηθεῖ, σύμφωνα καί μέ αὐτά πού ἀναφέρουμε στήν παράγραφο (2.3.2.2), σάν ἀποτέλεσμα τῆς μή γραμμικῆς ἀποκρίσεως τοῦ πλάσματος στή διαταραχή πού ἐπιβάλλει ἡ βασική συχνότητα. Πράγματι, γιά τά μεγάλου μήκους κύματος ἰονοακουστικά κύματα πού διεγείρονται στό πείραμά μας, ἰσχύει (βλ.μετρήσεις),

$$\frac{k^2\lambda_e^2}{2} < 0,01 \qquad (4\text{-}19a)$$

καί ἔτσι κάνοντας χρήση καί τῆς σχέσεως (2-61), περιμένουμε ὅτι ὅταν τό πλάτος διεγέρσεως τῆς βασικῆς εἶναι,

$$\left(\frac{\delta n}{n_o}\right)_1 > 0,01 \qquad (4\text{-}19b)$$

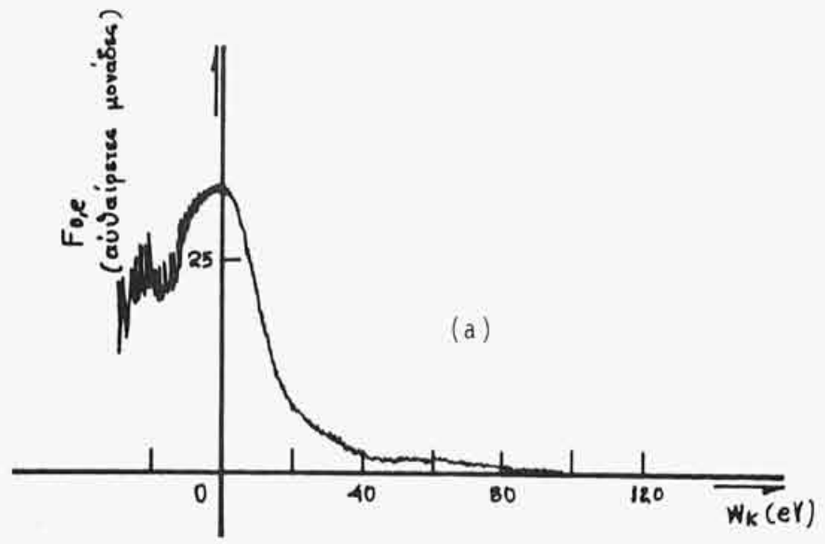
τότε ἔχουμε διέγερση ἁρμονικῶν μέ συνέπεια νά μεταφέρεται ἐνέργεια ἀπό τή βασική σέ αὐτές, προκαλώντας ἔτσι τή σταθεροποίηση τοῦ πλάτους της. Ἡ διέγερση ὑπαρμονικῶν ἐπίσης εὔκολα γίνεται κατανοητή καί ἐπεξηγεῖται μέσω γραμμικῶν ἤ μή γραμμικῶν μηχανισμῶν, εἰδικότερα στήν περίπτωση πού ἡ βασική συχνότητα ταυτίζεται μέ ἀνώτερη ἁρμονική ἰδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος, ὁπότε ἡ θεμελιώδης ἰδιοσυχνότητα τῆς στήλης καί οἱ κατώτερες ἁρμονικές της συμπίπτουν μέ τίς ὑπαρμονικές τῆς βασικῆς [113].

4.3.6 Μετρήσεις Ἰσχυρῆς Διεγέρσεως Ἰονακουστικῶν Κυμάτων

Σέ αὐτή τήν παράγραφο παρουσιάζουμε τά πειραματικά ἀποτελέσματα πού ἀντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις τῶν ἰσχυρῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων τά ὁποῖα διεγείρονται στίς ἐκκενώσεις ὀλισθήσεως καί τά ὁποῖα ἀποτελοῦν τό κύριο ἀντικείμενο μελέτης αὐτῆς τῆς ἐργασίας. Σέ ἀντίθεση μέ τό δεύτερο πείραμα, στό πρῶτο πείραμα ἕνα μικρό μόνο μέρος τοῦ συνολικοῦ ἀριθμοῦ τῶν μετρήσεων ἀναφέρεται στήν ἰσχυρή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων. Αὐτές εἶναι οἱ μετρήσεις Α-16, Β-6, Γ-7 καί Δ-5 πού

περιέχονται στούς πίνακες A_2,B_2,Γ_2 καί Δ_2 καί άντιστοιχοῦν στό 30% περίπου τῶν μετρήσεων σέ έκκενώσεις όλισθήσεως καί στό 10% όλων τῶν μετρήσεων. Αὐτό συμβαίνει γιατί τό πρῶτο πείραμα σχεδιάστηκε μέ στόχο τή συγκριτική μελέτη τῆς έξελίξεως τῆς έκκενώσεως, γιά νά καταλάβουμε τή συμπεριφορά τοῦ πλάσματος άφενός καί νά έντοπίσουμε τίς τιμές έκεῖνες τῶν παραμέτρων άφετέρου γιά τίς όποῖες έχουμε ίσχυρή διέγερση τῆς κυματικῆς άστάθειας, ὥστε νά κατανοηθοῦν οί διαδικασίες πού όδηγοῦν στή γένεσή της καί νά έρμηνευθοῦν συσχετιζόμενες μέ τίς θεωρητικές ύποδείξεις τοῦ δεύτερου κεφαλαίου.

Στό σχῆμα 29 φαίνονται οί κατανομές τῶν ήλεκτρονίων $F_{o,e}$ οί όποῖες άντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις Β-6 καί Γ-7, ένῶ ή κατανομή της Δ-5 βρίσκεται στό σχῆμα 25b. Ἡ κατανομή τῆς Α-16 δέν φαίνεται πουθενά έπειδή εἶναι μία κατανομή μεταπτώσεως καί ὡς έκ τούτου παρουσιάζεται πολύ θορυβώδης καί συγκεχυμένη (βλ. παράγραφο 4.3.2). Ἄν συγκρίνουμε αὐτές τίς κατανομές μέ τίς ἄλλες κατανομές πού άντιστοιχοῦν σέ έκκένωση όλισθήσεως (βλ. σχῆμα 16), παρατηροῦμε ὅτι ή κύρια διαφορά άναμεταξύ τους έμφανίζεται ὡς πρός τό εὖρος τῆς περιοχῆς στήν όποία έχουμε ίσοπέδωση τῆς κατανομῆς, λόγω τῆς ήμιγραμμικῆς άλληλεπιδράσεως τῶν κυμάτων μέ τά ήλεκτρόνια τοῦ πλάσματος. Ἔτσι, ένῶ στίς περιπτώσεις πού ή διέγερση τῶν ίονοακουστικῶν κυμάτων έμφανίζεται χαμηλή, δηλαδή μικρότερη τοῦ 10%, τό εὖρος αὐτῆς τῆς περιοχῆς δέν ύπερβαίνει τά 1-2 eV, στίς περιπτώσεις γιά τίς όποῖες έχουμε ίσχυρή διέγερση κυμάτων τό εὖρος φθάνει τά 6-8 eV. Δηλαδή παρατηροῦμε μία διεύρυνση τῆς άλληλεπιδράσεως (resonance broadening) άνάμεσα στό κύμα καί στά ήλεκτρόνια έφόσον τώρα δέν άλληλεπιδροῦν μόνο έκεῖνα τά ήλεκτρόνια πού έχουν ταχύτητες γύρω άπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος, άλλά πολύ περισσότερα. Αὐτό όφείλεται στό ὅτι, καθώς μεγαλώνει τό πλάτος τοῦ κύματος, διαταράσσει οὐσιωδῶς τίς τροχιές τῶν ήλεκτρονίων, προκαλώντας ἔτσι τή συμμετοχή περισσότερων ήλεκτρονίων στήν άλληλεπίδραση μέ τό κύμα. Τό ὅλο φαινόμενο έπιτείνεται έξαιτίας τῆς διεγέρσεως ένός μεγάλου άριθμοῦ κυμάτων στό πλάσμα (τύρβη) [114,115], ὅπως θά δοῦμε άργότερα κατά τήν έξέταση τῶν φασμάτων.



Σχῆμα 29: Κατανομές ήλεκτρονίων πού άντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις Β-6 (a) καί Γ-7 (b) τοῦ πρώτου πειράματος, γιά τίς όποῖες παρατηρήθηκε ίσχυρή διέγερση ίονακουστικῶν κυμάτων.

Ἡ διέγερση ἰονοακουστικῶν κυμάτων στήν ἐκκένωση ὁλισθήσεως μπορεῖ εὔκολα νά ἐξηγηθεῖ μέ βάση τά ὅσα ἔχουν ἀναπτυχθεῖ στήν παράγραφο (2.2.3). Πράγματι, οἱ συνθῆκες οἱ ὁποῖες ὑποδηλώνουν τή διέγερση ἰονοακουστικῶν κυμάτων στό πλάσμα, μέσω τῶν μηχανισμῶν Landau καί ὁλισθήσεως (σχέσεις 2-38, 2-39 καί 2-40), γιά τήν περίπτωση τῶν μετρήσεων τοῦ πρώτου πειράματος συνοψίζονται στή σχέση,

$$u_o \geq 0,3\ V_e >> C_s \qquad (4\text{-}20)$$

Εὐνόητο εἶναι πώς γιά τόν ὑπολογισμό τῆς σχέσεως (4-20) ἔχουμε χρησιμοποιήσει τίς λιγότερο εὐνοϊκές τιμές παραμέτρων τῶν μετρήσεων πού ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως. Αὐτό σημαίνει ὅτι σέ πολλές ἀπό τίς μετρήσεις εἶναι δυνατή ἡ διέγερση τῶν κυμάτων καί μέ μικρότερες τιμές τῆς ταχύτητας ὁλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων. Ἐπειδή τώρα γιά τίς ἴδιες μετρήσεις, ὅπως φαίνεται στήν παράγραφο (4.3.2.2), ὁ λόγος $\frac{u_o}{V_e}$ κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν,

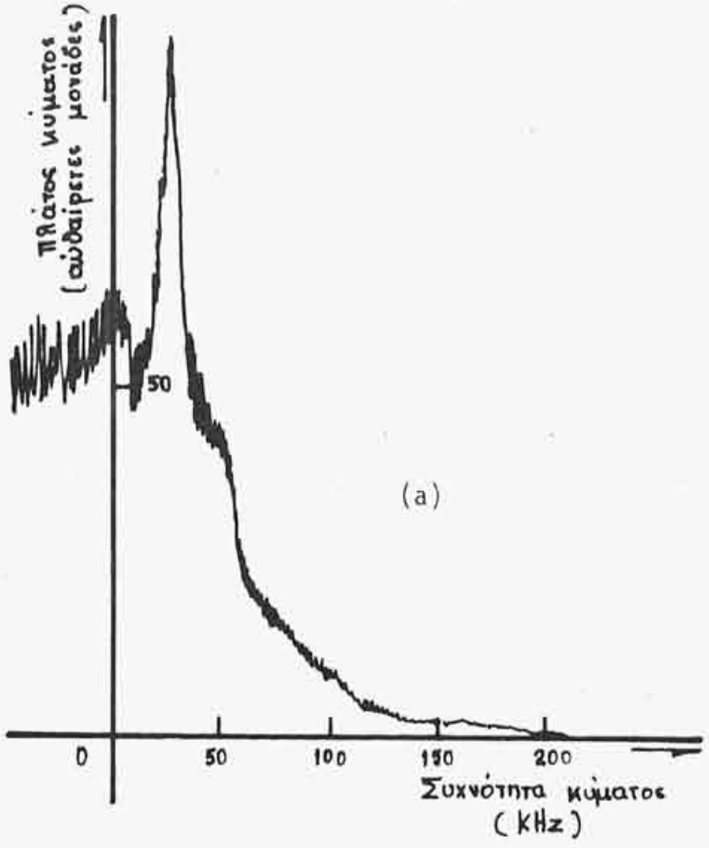
$$0,8 \leq \frac{u_o}{V_e} \leq 1,6 \qquad (4\text{-}21)$$

βλέπουμε ὅτι ἡ σχέση (4-20) ἱκανοποιεῖται εὐχερῶς. Συνεπῶς περιμένουμε γιά τίς συνθῆκες πού ἐπικρατοῦν στό πείραμά μας καί οἱ δύο μηχανισμοί νά παίρνουν μέρος στή διέγερση τῆς ἰονοακουστικῆς ἀστάθειας. Τό γεγονός ὅμως τῆς ἰσοπεδώσεως τῆς κατανομῆς $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων γύρω ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος γιά χαμηλά ἀκόμα ἐπίπεδα διεγέρσεώς του, μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι ἀποκλείει τή συμμετοχή τοῦ μηχανισμοῦ Landau ἀπό τήν ἰσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων. Δηλαδή, ὁ μηχανισμός Landau μπορεῖ νά συμμετέχει στό ἀρχικό στάδιο διεγέρσεως τῆς ἀστάθειας - ἀφοῦ σέ αὐτό τό στάδιο ἰσχύει $F'_{o,e} > 0$ - ἀλλά καθώς τό πλάτος διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o}$ τῶν κυμάτων αὐξάνει, ἡ παγίδευση τῶν ἠλεκτρονίων ἀπό τό κύμα ὁδηγεῖ στή σταθεροποίησή του - ἐφόσον τότε ἰσχύει $F'_{o,e} = 0$ (βλ. παράγραφο 2.3.1.1).

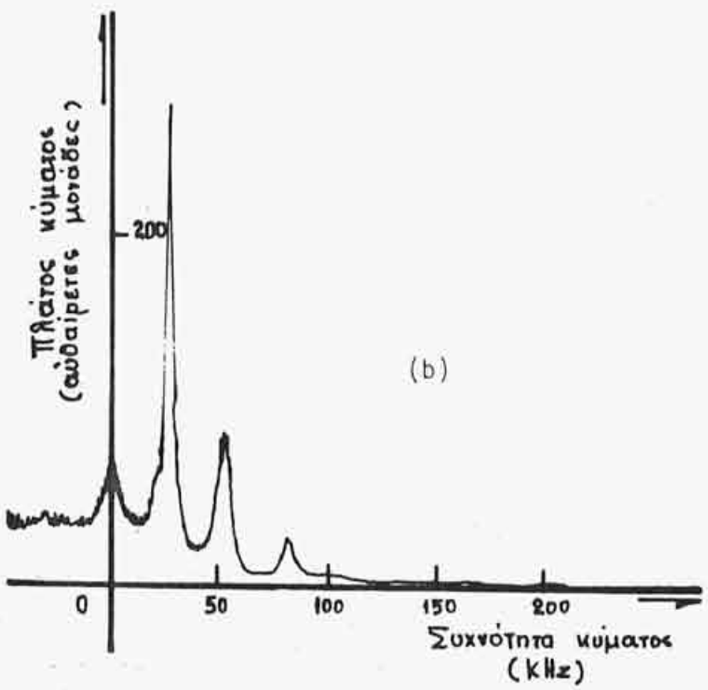
Ἡ τιμή τοῦ ὁλικοῦ πλάτους διεγέρσεως $(\frac{\delta n}{n_o})_{OΛ}$ γιά τό ὁποῖο ἔχουμε σταθεροποίηση τοῦ μηχανισμοῦ Landau, ὅπως ἀναφέραμε καί στήν ἀρχή αὐτῆς τῆς παραγράφου, δέν πρέπει νά ὑπερβαίνει τό 10%. Αὐτό τό πειραματικό δεδομένο βρίσκεται σέ συμφωνία μέ τά συμπεράσματα καί ἄλλων πειραμάτων [37,38], τά ὁποῖα ἔχουν μελετήσει τή σταθεροποίηση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων σάν ἀποτέλεσμα τῆς παγιδεύσεως τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος ἀπό τό κύμα. Καί σέ αὐτά τά πειράματα δηλαδή παρατηρήθηκε ὅτι ἡ σταθεροποίηση τῶν κυμάτων, πού διεγείρονται μέ τό μηχανισμό Landau, συμβαίνει γιά πλάτη διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o} \simeq 0,1$. Αὐτό τό πλάτος μετρήθηκε ἀκόμα καί στήν περίπτωση πού, ἐξαιτίας τῆς αὐξημένης πιέσεως, οἱ συγκρούσεις τῶν ἠλεκτρονίων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα σκεδάζουν τά πρῶτα ἐλευθερώνοντάς τα μέσα ἀπό τήν "κυματική φυλακή" τους [38,39] καί παρεμποδίζουν ἔτσι ὡς ἕνα σημεῖο τήν ὁλοκληρωτική παγίδευση αὐτῶν. Ἀντίθετα ὁ μηχανισμός ὁλισθήσεως, πού ἀπό τή φύση του δέν ἐπηρεάζεται ἀπό τίς μεταβολές στή συνάρτηση κατανομῆς $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων, συνεχίζει νά διεγείρει τό κύμα ὁδηγώντας το σέ ὑψηλότερα ἐπίπεδα διεγέρσεως, ὁπότε περιμένουμε νά ἔχουμε σταθεροποίηση τῆς ἀστάθειας ὅταν θά ἀρχίσουν νά ἐπηρεάζονται οὐσιωδῶς ἀπό αὐτήν οἱ τροχιές τῶν ἰόντων [116]. Ἀλλά ἐπειδή τό θέμα τῆς σταθεροποιήσεως τοῦ μηχανισμοῦ ὁλισθήσεως θά συζητηθεῖ ἀναλυτικά στό πείραμα πού ἀκολουθεῖ τό ὁποῖο σχεδιάσθηκε γιά αὐτόν τό σκοπό, συνεχίζοντας τή συζήτηση, θά προχωρήσουμε τώρα στήν περιγραφή τῶν φασμάτων πού ἀντιστοιχοῦν στήν ἰσχυρή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων.

Στά σχήματα 30 καί 31 φαίνονται τά φάσματα τά ὁποῖα ἀντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις Α-16, Β-6, Γ-7 καί Δ-5 καί τά ἀποτελέσματα τῶν ἀναλύσεών τους περιέχονται στούς πίνακες A_2,B_2,Γ_2 καί Δ_2. Ἀπό αὐτές τίς ἀναλύσεις προκύπτουν τά ἀκόλουθα:

α) Γιά τίς δύο πρῶτες μετρήσεις ἡ βασική συχνότητα τῶν φασμάτων συμπίπτει μέ τή θεμελιώδη ἰδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος ($\lambda = 2L$), ἐνῶ γιά τίς ἄλλες δύο αὐτή συμπίπτει μέ τή δεύτερη ἁρμονική ἰδιοσυχνότητά της ($\lambda = L$). Οἱ μετρήσεις Γ-7 καί Δ-5 φαίνεται νά εἶναι

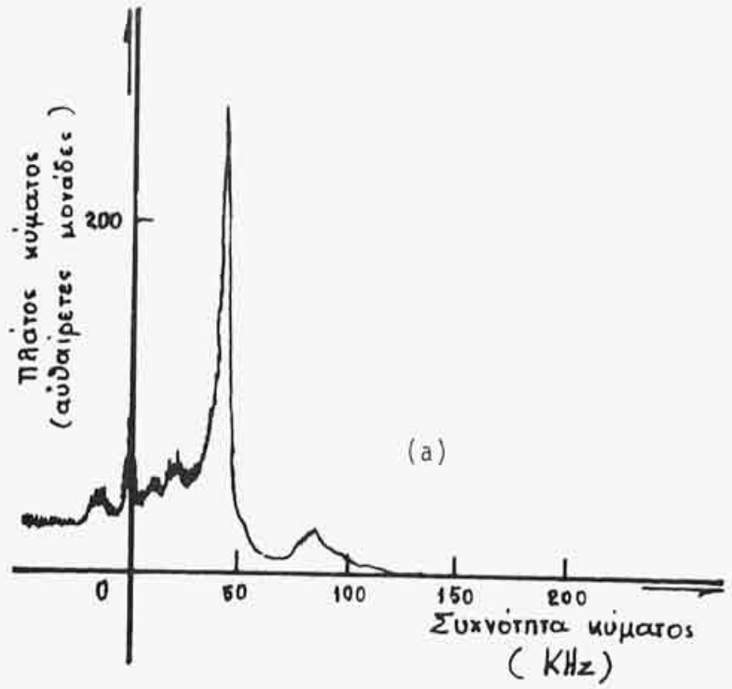


(a)

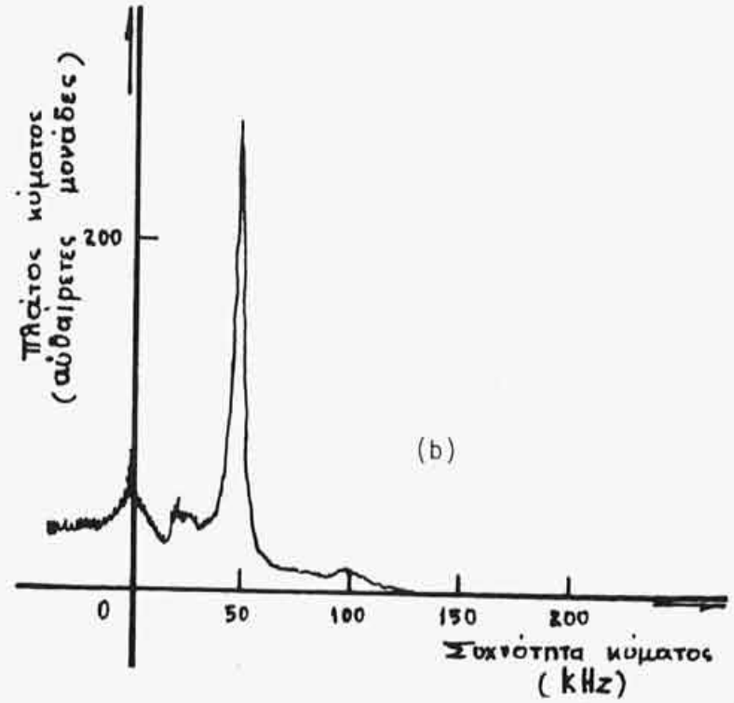


(b)

Σχῆμα 30: Φάσματα κυμάτων πού ἀντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις Α-16 (a) καί Β-6 (b) τοῦ πρώτου πειράματος, γιά τίς ὁποῖες ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση ἰονακουστικῶν κυμάτων.



(a)



(b)

Σχῆμα 31: Φάσματα κυμάτων πού ἀντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις Γ-7 (a) καί Δ-5 (b) τοῦ πρώτου πειράματος, γιά τίς ὁποῖες ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση ἰονακουστικῶν κυμάτων.

μαζί μέ τήν Α-17,οί μοναδικές μετρήσεις τοῦ πρώτου πειράματος πού ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως, γιά τίς ὁποῖες ἡ βασική συχνότητα τοῦ φάσματός τους συμπίπτει μέ τή δεύτερη ἁρμονική ἰδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος, μιά καί σέ ὅλες τίς ἄλλες μετρήσεις τῆς ἐκκενώσεως ὁλισθήσεως αὐτή συμπίπτει μέ τή θεμελιώδη (βλ. παράγραφο 4.3.5.1).

β) Σέ ὅλες τίς μετρήσεις παράλληλα μέ τή διέγερση τῆς βασικῆς ἔχουμε διέγερση καί ἀνωτέρων ἁρμονικῶν τῶν ὁποίων τά πλάτη διεγέρσεως ἐξαρτῶνται ἀπό τό πλάτος τῆς βασικῆς. Ἐπιπλέον, στήν περίπτωση Γ-7 καί Δ-5, πού ἡ βασική συχνότητα συμπίπτει μέ τή δεύτερη ἁρμονική ἰδιοσυχνότητα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος, παρατηρεῖται ἀρκετά ἰσχυρή διέγερση καί ὑπαρμονικῶν. Τέλος, ἐκτός ἀπό τίς ἁρμονικές καί τίς ὑπαρμονικές, παρατηροῦμε ὅτι ἐξαιτίας τῆς ἀστάθειας διεγείρεται στό πλάσμα ἕνας μεγάλος ἀριθμός ἄλλων συχνοτήτων (τύρβη) καί ἔτσι τά φάσματα παρουσιάζουν μία συνεχή κατανομή κυμάτων πού ἐκτείνεται σχεδόν μέχρι τούς 200 kHz. Τά κύματα αὐτά, ἐνῶ στίς μικρότερες πιέσεις διεγείρονται σέ παραπλήσιο ἐπίπεδο μέ τίς ἁρμονικές (βλ. π.χ. σχῆμα 30a), στίς μεγαλύτερες πιέσεις ἔχουν μικρότερο πλάτος διεγέρσεως ἀπό αὐτές.

γ) Τό πλάτος διεγέρσεως $(\frac{\delta n}{n_o})_1$ τῆς βασικῆς συχνότητας γιά τίς τέσσερις αὐτές μετρήσεις εἶναι 39%, 53%, 37% καί 26%, ἐνῶ τό ὁλικό πλάτος διεγέρσεως $(\frac{\delta n}{n_o})_{O\Lambda}$ εἶναι 52%, 71%, 50% καί 35% ἀντιστοίχως. Δεδομένης τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως τῆς βασικῆς συχνότητας γίνεται εὔκολα κατανοητή ἡ διέγερση τῶν ἁρμονικῶν καί ὑπαρμονικῶν σέ αὐτές τίς μετρήσεις μέ βάση τά ὅσα συζητήθηκαν στήν προηγούμενη παράγραφο (βλ. σχέση 4-19b). Γιά τήν ἐξήγηση ὅμως τῆς διεγέρσεως τῶν ὑπολοίπων κυμάτων τοῦ φάσματος ἀπαιτεῖται ἡ χρησιμοποίηση καί ἄλλων μηχανισμῶν, ἀνάμεσα στούς ὁποίους ὁ πιό βασικός φαίνεται νά εἶναι αὐτός πού συζητήθηκε στήν παράγραφο (2.3.1.2). Σύμφωνα μέ αὐτό τό μηχανισμό, ἡ ταλάντωση τῶν παγιδευμένων φορτισμένων σωματίων στό δυναμικό τοῦ κύματος μεγάλου πλάτους προκαλεῖ τή διέγερση πλευρικῶν συχνοτήτων (sidebands), δηλαδή κυμάτων μέ συχνότητες κοντά στή συχνότητα τοῦ κύματος μεγάλου πλάτους [77,117].

Τοιουτοτρόπως ἐξηγεῖται ἡ διέγερση κυμάτων μέ συχνότητες ἀνάμεσα στίς συχνότητες τῶν διαφόρων ἁρμονικῶν καί ὡς ἕνα σημεῖο ἡ ἐμφάνιση τῆς συνεχοῦς κατανομῆς κυμάτων στό φάσμα. Ἡ ἄποψη αὐτή φαίνεται νά ἐνισχύεται καί ἀπό τήν παρατήρηση κατά τήν ὁποία τό πλάτος διεγέρσεως αὐτῶν τῶν κυμάτων μειώνεται μέ τήν αὔξηση τῆς πιέσεως. Ἡ συμπεριφορά αὐτή ἀναμένεται γιά αὐτόν τό μηχανισμό μιά καί ἡ αὔξηση τῶν συγκρούσεων, ὅπως ἤδη ἔχουμε ἀναφέρει προηγουμένως, εὐνοεῖ τήν ἀπελευθέρωση τῶν παγιδευμένων σωματίων λόγω σκεδάσεως αὐτῶν ἀπό τά οὐδέτερα ἄτομα, μειώνοντας ἔτσι τόν ἀριθμό τους καί κατά συνέπεια τή διέγερση τῶν κυμάτων [39]. Τά φαινόμενα αὐτά, τῆς διεγέρσεως δηλαδή ὅλων αὐτῶν τῶν δευτερογενῶν κυμάτων (ἁρμονικές, ὑπαρμονικές, sidebands κλπ.), μποροῦν νά ἀποτελέσουν τή βάση γιά τήν κατανόηση τοῦ τρόπου σταθεροποιήσεως τοῦ μηχανισμοῦ διεγέρσεως τοῦ βασικοῦ κύματος (μηχανισμός ὁλισθήσεως) μέσω τῶν ἀλληλεπιδράσεων κύματος-κύματος καί σωματίων-κύματος, γι'αὐτό καί θά συζητηθοῦν ἐκτενέστερα μαζί μέ τίς μετρήσεις τοῦ δεύτερου πειράματος.

Προτοῦ κλείσουμε τέλος αὐτή τή συζήτηση γύρω ἀπό τίς μετρήσεις Α-16, Β-6, Γ-7 καί Δ-5, γιά τίς ὁποῖες ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση ἰονοακουστικῶν κυμάτων στό πρῶτο πείραμα, ἄς τίς συσχετίσουμε μέ τίς τιμές τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$ πού εἶναι μία βασική παράμετρος γιά τήν κατανόηση καί περιγραφή τῆς συμπεριφορᾶς τῶν κυμάτων σέ αὐτοῦ τοῦ εἴδους τά πειράματα. Οἱ τιμές λοιπόν πού παίρνει αὐτός ὁ λόγος γι'αὐτές τίς μετρήσεις εἶναι: 0,97, 0,87, 0,98 καί 1,07 ἀντιστοίχως καί εἶναι οἱ ἐλάχιστες τιμές τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$ γιά κάθε μία ἀπό τίς τέσσερις σειρές μετρήσεων τοῦ πρώτου πειράματος. Οἱ ὑπόλοιπες δηλαδή τιμές αὐτοῦ τοῦ λόγου, οἱ ὁποῖες ἀντιστοιχοῦν σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως, παρουσιάζονται αὐξημένες ἀπό 25% μέχρι 50% σέ σχέση μέ τήν ἐλαχίστη τιμή τους σέ κάθε σειρά μετρήσεως καί ἐπιπλέον δέν παρατηροῦμε ἰσχυρή διέγερση κυμάτων σέ ὅλες αὐτές τίς μετρήσεις. Ἐμφανίζεται δηλαδή ἕνα ἄνω ὅριο ὅσον ἀφορᾶ τήν τιμή τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$ γιά τήν ὁποία μποροῦμε νά ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση κυμάτων στό πείραμά μας, τό ὁποῖο φαίνεται νά εἶναι μεταξύ τῶν τιμῶν,

$$1,1 \leq \frac{u_o}{V_e} \leq 1,2 \qquad (4\text{-}22)$$

Δεδομένου τώρα ὅτι ἡ τιμή τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$ στό πείραμά μας δέν μπορεῖ νά ἐπιλεγεῖ κατά βούληση, διότι αὐτή ἐπιβάλλεται ἀπό τίς συνθῆκες τῆς ἐκκενώσεως, δέν εἶναι δυνατόν νά ἐπιτύχουμε μιά πιό ὁμαλή μεταβολή τῆς τιμῆς του καί συνεπῶς δέν μποροῦμε νά ἔχουμε μιά πιό λεπτομερή εἰκόνα τῆς ἐξαρτήσεως τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως τῶν κυμάτων ἀπό τήν τιμή τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$. Ἔτσι, οὔτε τό θεωρητικό κατώφλιο διεγέρσεως τῶν κυμάτων (σχέση 4-20) εἶναι δυνατόν νά ἐλέγξουμε πειραματικά, μιά καί ἡ ἐλαχίστη τιμή τοῦ λόγου σέ αὐτό τό πείραμα βρίσκεται ἀρκετά πιό πάνω ἀπό αὐτό, ἀλλά οὔτε καί τό πειραματικά εὑρεθέν ἄνω ὅριο γιά τή διέγερσή τους καί τήν πιθανή ἐξάρτησή του ἀπό τήν πίεση μποροῦμε νά μελετήσουμε μέ μεγαλύτερη ἀκρίβεια, μιά καί οἱ μεταβολές τῆς τιμῆς τοῦ λόγου εἶναι ἀρκετά ἀπότομες δεδομένου ὅτι αὐτές ἐπιτυγχάνονται μέ τή μεταβολή τῶν συνθηκῶν τῆς ἐκκενώσεως. Στό πείραμα πού ἀκολουθεῖ, ὅπως θά δοῦμε, ἔχουμε πετύχει μία μείωση τῆς ἐλαχίστης τιμῆς τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$ γιά τήν ὁποία ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση κυμάτων, πλησιάζοντας ἔτσι τό θεωρητικό κατώφλιο διεγέρσεώς τους. Συνεπῶς καί οἱ παραπάνω παρατηρήσεις γύρω ἀπό τίς μετρήσεις τοῦ πρώτου πειράματος θά σχολιασθοῦν μαζί μέ τίς ἀντίστοιχες παρατηρήσεις τοῦ δεύτερου πειράματος ἀφοῦ διασταυρωθοῦν πρῶτα καί μέ τά συμπεράσματα ἄλλων ἀναλόγων πειραμάτων προκειμένου νά σχηματίσουμε μιά πιό ὁλοκληρωμένη εἰκόνα τοῦ ὑπό συζήτηση θέματος.

4.3.7 Ἀνακεφαλαίωση τῶν Συμπερασμάτων τοῦ Πρώτου Πειράματος

Προτοῦ προχωρήσουμε ὅμως στήν περιγραφή τοῦ δεύτερου πειράματος, ἄς κάνουμε μιά σύντομη ἀνακεφαλαίωση τῶν κυριοτέρων συμπερασμάτων τοῦ πρώτου. Δέν πρέπει βέβαια νά ξεχνᾶμε ὅτι οἱ σκοποί τοῦ πρώτου πειράματος ἦταν: α) ἡ περιγραφή τῆς ἐκκενώσεως, β) ἡ μελέτη τῆς μεταβολῆς

τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος, γ) ὁ προσδιορισμός τῆς ταυτότητας τῶν κυμάτων χαμηλῶν συχνοτήτων πού ἀναπτύσσονται στήν κυλινδρική στήλη τοῦ πλάσματος καί δ) ὁ ἐντοπισμός τῶν συνθηκῶν γιά τίς ὁποῖες παρατηρεῖται ἰσχυρή διέγερση κυμάτων.

Ἀπό τή συζήτηση πού προηγήθηκε, μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι ἐξάγονται τά ἀκόλουθα συμπεράσματα:

α) Ἐντοπίσαμε δύο καταστάσεις λειτουργίας τῆς ἐκκενώσεως πού τίς ὀνομάσαμε ἀντιστοίχως "ἐκκένωση δέσμης" καί "ἐκκένωση ὁλισθήσεως". Ἡ πρώτη ἀπαντᾶται στά μικρότερα ἀνοδικά ρεύματα I_A, ἐνῶ ἡ δεύτερη στά μεγαλύτερα. Ἡ ἐκκένωση δέσμης εὐνοεῖται στίς χαμηλότερες πιέσεις, ὅπου παρατηρήσαμε ὅτι ἡ μετάπτωση σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως γίνεται γιά μεγάλη τιμή τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος ($I_A \simeq 1A$). Ἀντίθετα, ἡ ἐκκένωση ὁλισθήσεως εὐνοεῖται στίς μεγαλύτερες πιέσεις, ὅπου ἡ μετάπτωση ἀπό ἐκκένωση δέσμης γίνεται σέ μικρή σχετικά τιμή τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος ($I_A \simeq 0,4$ A).

β) Ἡ μεταβολή τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος εἶναι ἡ ἀναμενόμενη. Ἔτσι, ἡ πυκνότητα n_o τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος αὐξάνει ἀνάλογα μέ τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A καί ἐπίσης αὐξάνει μέ τήν αὔξηση τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου. Αὐτό τό τελευταῖο εἶναι ἐμφανές κυρίως γιά μεγάλα ἀνοδικά ρεύματα, ὅπου συνήθως ἔχουμε ἐκκένωση ὁλισθήσεως. Ἡ θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος σέ χαμηλές πιέσεις παρουσιάζει ἀρκετά μεγάλες διακυμάνσεις, ἰδίως μεταξύ τῶν τιμῶν πού αὐτή παίρνει στήν ἐκκένωση δέσμης καί στήν ἐκκένωση ὁλισθήσεως. Γιά μεγαλύτερες πιέσεις ὅμως ἡ διακύμανση αὐτή μειώνεται αἰσθητά καί μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι ἡ θερμοκρασία T_e διατηρεῖται σχετικά σταθερή, κυμαινόμενη μεταξύ τῶν τιμῶν 4 καί 8 eV. Ὅπου ἐπιχειρήσαμε διασταύρωση τῶν τιμῶν τῶν παραμέτρων, μετρώντας αὐτές μέ τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή καί μέ τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή, ἡ σύμπτωση τῶν μετρήσεων ὑπῆρξε ἐν γένει ἱκανοποιητική.

γ) Καί στίς δύο μορφές ἐκκενώσεως παρατηρήσαμε τή διέγερση κυμάτων χαμηλῶν συχνοτήτων, πού ἐξηγοῦνται εὐχερῶς μέ τήν εἰκόνα τῶν στασίμων

ἰονοακουστικῶν κυμάτων πού ἀναπτύσσονται μέσα στήν κυλινδρική στήλη τοῦ πλάσματος. Ἡ διέγερση καί σταθεροποίηση αὐτῶν τῶν κυμάτων στό ἐπίπεδο τοῦ $\frac{\delta n}{n_o} \simeq 0,1$ γίνεται εὔκολα κατανοητή μέσω γνωστῶν μηχανισμῶν τῆς Φυσικῆς Πλάσματος.
Καί δ) Ὅταν ὁ λόγος $\frac{u_o}{V_e}$ παίρνει τήν ἐλαχίστη τιμή του, παρατηρήσαμε ἰσχυρή διέγερση ἰονοακουστικῶν κυμάτων σέ ἐπίπεδα πού φθάνουν μέχρι $\frac{\delta n}{n_o} \simeq 0,7$. Ἡ τιμή αὐτή τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$ βρέθηκε γύρω ἀπό τή μονάδα καί συνεπῶς ἡ ἰσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων μπορεῖ νά ἐξηγηθεῖ σύμφωνα μέ τίς ὑποδείξεις τοῦ θεωρητικοῦ μοντέλου, τό ὁποῖο προτείνει τό μηχανισμό ὀλισθήσεως – μέσω τῶν συγκρούσεων τῶν ἠλεκτρονίων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα – σάν τόν πιθανό μηχανισμό διεγέρσεως τῆς ἀστάθειας.

4.4 Δεύτερο Πείραμα

4.4.1 Εἰσαγωγή

Σέ αὐτό τό πείραμα, πού χρονικά προηγήθηκε τοῦ πρώτου πειράματος, δόθηκε ἡ πρώτη πειραματική ἀπόδειξη τῆς διεγέρσεως ἰσχυρῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 1$) σάν ἀποτέλεσμα τῆς ὀλισθήσεως τῶν ἠλεκτρονίων στό πλάσμα καί τῆς ἀλληλεπιδράσεώς τους μέ τό κύμα μέσω τῶν συγκρούσεων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα [40]. Ὅπως ἀναφέρουμε καί στήν παράγραφο(4.3.6), προηγούμενα πειράματα [37,38] ὑποδεικνύουν τή σταθεροποίηση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων σέ χαμηλότερα ἐπίπεδα ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 0,1$) σάν ἀποτέλεσμα τῆς παγιδεύσεως τῶν ἠλεκτρονίων ἀπό τό κύμα, κάτι πού εἶναι σωστό ὅταν οἱ συγκρούσεις παίζουν μικρό ἤ ἀμελητέο ρόλο στήν κίνηση τῶν ἠλεκτρονίων [39].

Στό δεύτερο πείραμα ἐνδιαφερθήκαμε κυρίως γιά τή μελέτη τοῦ φαινομένου τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως τῆς κυματικῆς ἀστάθειας στό πλάσμα, σέ μιά προσπάθεια νά κατανοηθοῦν οἱ διαδικασίες πού ὁδηγοῦν στή σταθεροποίησή της. Ἡ διέγερση καί ἡ μελέτη τῆς ἰονοακουστικῆς ἀστάθειας

γίνεται καί σέ αὐτό τό πείραμα μέ τόν ἴδιο τρόπο καί σέ μία συσκευή τελείως ὅμοια μέ αὐτή τοῦ πρώτου πειράματος (βλ. σχῆμα 5). Ἡ μοναδική διαφορά ἔγκειται στό ὅτι οἱ διαστάσεις τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος, ὅπου διεξάγονται οἱ μετρήσεις (χῶρος πειράματος), αὐτή τή φορά διατηρήθηκαν σταθερές καθόλη τή διάρκεια τοῦ πειράματος καί ἦταν οἱ ἑξῆς: ἀκτίνα R = 1,1 ἑκ. καί μῆκος L = 4,7 ἑκ.

Ἐφόσον τό ἐνδιαφέρον σ'αὐτό τό πείραμα στρέφεται πρός τή μεριά τῶν κυμάτων, ἀλλάξαμε καί τόν τρόπο διεξαγωγῆς τῶν μετρήσεων. Ἔτσι, μεταβάλλουμε τίς παραμέτρους τῆς ἐκκενώσεως (θερμοκρασία καθόδου, πίεση ἀερίου p καί ἀνοδικό ρεῦμα I_A), ἐπιδιώκοντας πρῶτα τήν ἰσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων καί μετά χρησιμοποιοῦμε τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή γιά νά καταγράψουμε, ὅπως καί στό πρῶτο πείραμα, τό φάσμα τῶν κυμάτων. Κατά τή διάρκεια τοῦ πειράματος χρησιμοποιοῦμε ἐπίσης τόν ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή καί τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή προκειμένου νά πάρουμε μερικές ἐνδεικτικές μετρήσεις τῆς κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων $F_{o,e}$ καί τῆς χαρακτηριστικῆς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ. Οἱ τιμές τῶν παραμέτρων τῆς ἐκκενώσεως γιά τίς ὁποῖες ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση κυμάτων κυμαίνονται καί εἶναι, γιά μέν τήν πίεση τοῦ ἀερίου p ἀπό 1 ἕως 3 mTorr, γιά δέ τό ἀνοδικό ρεῦμα I_A καί τήν ἀνοδική τάση V_A ἀπό 1,1 ἕως 1,8 A καί ἀπό 160 ἕως 200 V ἀντίστοιχα. Δεδομένου ὅτι σέ αὐτές τίς πιέσεις παρατηρεῖται αὐξημένη διάχυση τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος πρός τά τοιχώματα τοῦ γυάλινου σωλήνα, χρησιμοποιοῦμε καθόλη τή διάρκεια τοῦ πειράματος ἕνα μικρό σταθερό μαγνητικό πεδίο B_o = 110 G πού περιορίζει τίς ἀπώλειες αὐτές, οἱ ὁποῖες θά εἶχαν σάν συνέπεια ἐκτός τῶν ἄλλων καί τήν ἰσχυρότερη ἀπόσβεση τῶν κυμάτων [10]. Ἡ αὐξημένη αὐτή διάχυση ὀφείλεται στή σκέδαση τῶν φορτισμένων σωματίων λόγω συγκρούσεων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα, ἡ πυκνότητα $n_{o,n}$ τῶν ὁποίων κυμαίνεται ἀπό $2,76 \times 10^{13}$ ἕως $8,28 \times 10^{13}$ σωμ/cm^3 (βλ. παράγραφο 4.1). Τέλος, γιά τούς λόγους πού ἀναπτύχθηκαν στήν παράγραφο (4.3.1) καί σέ αὐτό τό πείραμα οἱ θερμοκρασίες ἰόντων T_i καί οὐδετέρων ἀτόμων T_n λαμβάνονται ἴσες μέ 350^oK.

4.4.2 Υπολογισμός τῶν Παραμέτρων τοῦ Πλάσματος

Ἀπό τήν ἀνάλυση τῶν μετρήσεων τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ ἀναλυτῆ καί τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ μέ τίς μεθόδους πού ἀναπτύξαμε στό τρίτο κεφάλαιο καί ἐφαρμόσαμε στό πρῶτο πείραμα (παράγραφοι 3.3.1, 3.3.2, 4.3.2 καί 4.3.3), βγαίνουν τά ἀκόλουθα συμπεράσματα:

α) Σέ ὅλες τῆς ὑπό συζήτηση περιπτώσεις τοῦ δεύτερου πειράματος ἡ ἐκκένωση εἶναι ἐκκένωση ὁλισθήσεως. Αὐτό εἶναι κάτι πού ἀναμένεται δεδομένων τῶν σχετικά ὑψηλῶν τιμῶν ἐργασίας τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος I_A καί τῆς πιέσεως p τοῦ ἀερίου (βλ. παράγραφο 4.2).

β) Ἡ πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος κυμαίνεται γύρω ἀπό τήν τιμή $n_o \approx 10^{11} \frac{\text{σωμ.}}{\text{cm}^3}$, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $5\ eV \leq T_e \leq 9\ eV$. Οἱ ἀριθμοί αὐτοί θεωροῦνται ἱκανοποιητικοί, ἐφόσον βρίσκονται σέ συμφωνία μέ τίς ἀνάλογες μετρήσεις τοῦ πρώτου πειράματος (παράγραφοι 4.3.2.1 καί 4.3.3.2).

γ) Ἡ ταχύτητα ὁλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $5{,}9 \times 10^7$ καί $1{,}2 \times 10^8$ cm/sec. Συνεπῶς οἱ τιμές τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$ γιά τίς ὁποῖες ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση κυμάτων στό δεύτερο πείραμα εἶναι,

$$0{,}55 \leq \frac{u_o}{V_e} \leq 1{,}15 \qquad (4\text{-}23)$$

Ὅπως εἴδαμε καί στό προηγούμενο πείραμα ὁ λόγος $\frac{u_o}{V_e}$ εἶναι ἴσως ἡ πιό βασική παράμετρος γιά τήν κατανόηση καί περιγραφή τῶν πειραματικῶν ἀποτελεσμάτων μας.

Χρησιμοποιώντας πλέον τίς παραπάνω τιμές τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος πού ὑπολογίσαμε καί τούς τύπους τῆς παραγράφου (4.3.4), μποροῦμε νά κάνουμε ἐπιπλέον τούς ἑξῆς ὑπολογισμούς:

δ) Ἡ συχνότητα πλάσματος ω_i τῶν ἰόντων κυμαίνεται γύρω ἀπό τήν

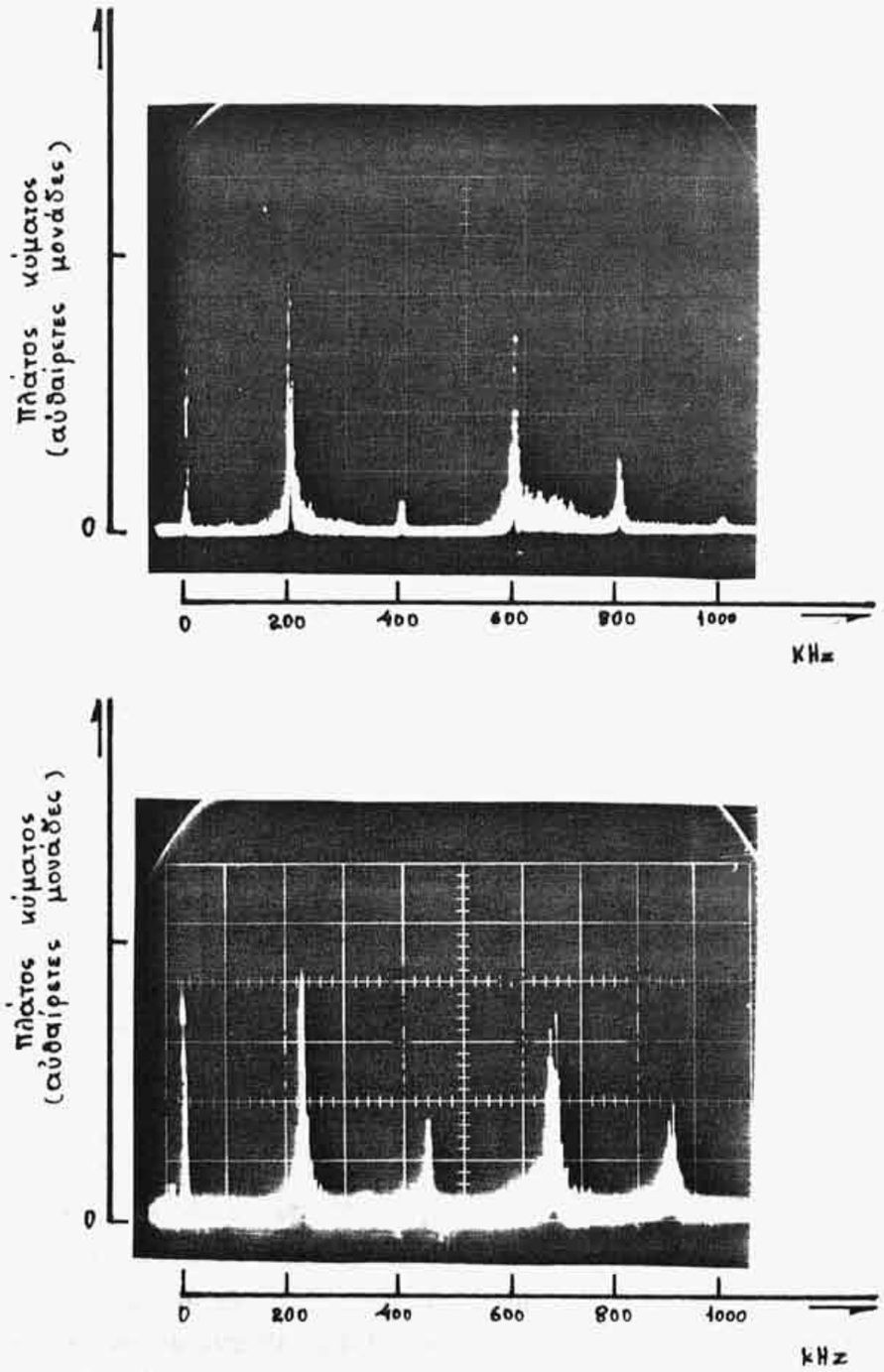
τιμή $\omega_i \approx 6{,}58 \times 10^7$ rad/sec, ἐνῶ τό μῆκος Debye λ_e τῶν ἠλεκτρονίων κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $0{,}053\ mm \leq \lambda_e \leq 0{,}071\ mm$. Συνεπῶς ἡ ταχύτητα ἤχου C_s γιά τά ἰονοακουστικά κύματα παίρνει τίς τιμές,

$$3{,}5 \times 10^5 \ \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \leq C_s \leq 4{,}7 \times 10^5 \ \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \qquad (4\text{-}24)$$

ε) Οἱ συχνότητες συγκρούσεων $\nu_{e,n}$ καί $\nu_{i,n}$ τῶν ἠλεκτρονίων καί τῶν ἰόντων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα παίρνουν ἀντίστοιχα τιμές μεταξύ $0{,}5 \times 10^7\ \text{sec}^{-1} \leq \nu_{e,n} \leq 2{,}1 \times 10^7\ \text{sec}^{-1}$ καί $0{,}5 \times 10^4\ \text{sec}^{-1} \leq \nu_{i,n} \leq 1{,}5 \times 10^4\ \text{sec}^{-1}$, ἐνῶ ἡ συχνότητα συγκρούσεων $\nu_{e,i}$ τῶν ἠλεκτρονίων μέ τά ἰόντα κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν $1{,}1 \times 10^5\ \text{sec}^{-1} \leq \nu_{e,i} \leq 2{,}6 \times 10^5\ \text{sec}^{-1}$. Ἔτσι, βλέπουμε ὅτι καί γιά τίς συνθῆκες τοῦ δεύτερου πειράματος, ὁ κυριότερος μηχανισμός συγκρούσεων γιά τά ἠλεκτρόνια παραμένει αὐτός τῶν συγκρούσεών τους μέ τά οὐδέτερα ἄτομα. Τέλος, ἡ μέση ἐλευθέρα διαδρομή ℓ_e τῶν ἠλεκτρονίων σέ αὐτό τό πείραμα παίρνει τιμές ἀπό 6 ἕως 18 ἑκ.

4.4.3 Μετρήσεις Κυμάτων

Χρησιμοποιώντας τή μέθοδο πού ἀναπτύξαμε στήν παράγραφο (3.3.1.3) καί ἐφαρμόσαμε στό πρῶτο πείραμα (βλ. παράγραφο 4.3.5), καταγράφουμε τά φάσματα τῶν κυμάτων πού ἀναπτύσσονται στό πλάσμα. Δηλαδή, μέ τόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή πολωμένο στό δυναμικό τοῦ πλάσματος V_{SP}, ἀφενός μετρᾶμε τή συνεχή συνιστώσα $I_{o,e}$ τοῦ ρεύματος κόρου τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος καί ἀφετέρου τήν ἐναλλασσόμενη συνιστώσα $\delta I_{o,e}$ αὐτοῦ, τήν ὁποία καί ἀναλύουμε φασματικά. Αὐτή τή φορά φωτογραφίζουμε τά φάσματα ἀπό τήν ὀθόνη τοῦ παλμογράφου ἀντί νά τά καταγράψουμε σέ χαρτί, προκειμένου νά ἀποφύγουμε τά φαινόμενα ἀδρανείας πού περιγράψαμε στό πρῶτο πείραμα (βλ. παράγραφο 4.3.5.2). Στό σχῆμα 32 φαίνονται οἱ φωτογραφίες δύο χαρακτηριστικῶν φασμάτων τῶν μετρήσεων τοῦ



Σχῆμα 32: Ἐνδεικτικά φάσματα κυμάτων πού ἀντιστοιχοῦν στίς μετρήσεις E-5 (a) καί E-7 (b) τοῦ δεύτερου πειράματος.

δεύτερου πειράματος. Μέ τή βοήθεια μιᾶς γεννήτριας βαθμολογοῦμε τά φάσματα κατά πλάτος καί συχνότητα, ὅπως καί στό πρῶτο πείραμα, ὑπολογίζοντας ἔτσι ἀπό αὐτά τίς συχνότητες ν καί τά πλάτη διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o}$ τῶν κυμάτων μας. Τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν παρουσιάζονται στόν πίνακα Ε ὁ ὁποῖος βρίσκεται στό τέλος τῆς περιγραφῆς τοῦ πειράματος.

4.4.3.1 Ὑπολογισμός τῆς Συχνότητας ν καί Μέτρηση τοῦ Μήκους Κύματος λ τῶν Κυμάτων

Ὅπως φαίνεται στά φάσματα πού παρουσιάζονται στό σχῆμα 32, στό δεύτερο πείραμα, ἐκτός ἀπό τή διέγερση τῆς βασικῆς συχνότητας, ἔχουμε πάντοτε ταυτόχρονη διέγερση ἀνωτέρων ἁρμονικῶν. Ἐπίσης, παρατηροῦμε τή διέγερση καί ἄλλων κυμάτων μέ πλευρικές συχνότητες (sidebands) εἴτε πρός τή βασική εἴτε πρός τίς ἁρμονικές της. Δέν παρατηρήθηκε σέ αὐτό τό πείραμα καμμία διέγερση ὑπαρμονικῶν τῆς βασικῆς συχνότητας, ἀκόμα καί ὅταν τό πλάτος διεγέρσεως $(\frac{\delta n}{n_o})_1$ τῆς τελευταίας πλησίασε τή μονάδα.

Προκειμένου νά ἐπιβεβαιώσουμε καί ἐδῶ τήν ταυτότητα τῶν κυμάτων, μελετήσαμε τήν ἐπίδραση τῶν παραμέτρων τῆς ἐκκενώσεως πάνω στή βασική συχνότητα. Ἔτσι, βλέπουμε ὅτι, ὅπως καί στό πρῶτο πείραμα (βλ. παράγραφο 4.3.5.1α), ὁ κύριος παράγων ἐπιρροῆς στή συχνότητα συνεχίζει νά εἶναι ἡ θερμοκρασία τῆς καθόδου. Ἡ ἐπιρροή τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου B_o στή συχνότητα τῶν κυμάτων εἶναι μικρή καί τό κύμα διεγείρεται, ὅπως καί στό πρῶτο πείραμα πού δέν ὑπῆρχε μαγνητικό πεδίο, ἀκόμα καί χωρίς αὐτό. Ἡ παρατηρούμενη μικρή διακύμανση στή βασική συχνότητα ν_1 μέ τή μεταβολή τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου μπορεῖ νά ἀποδοθεῖ σέ μεταβολές τῆς ἀκτινικῆς κατανομῆς τῶν φορτίων τοῦ πλάσματος, μέ συνέπεια νά ἐπηρεάζεται ἡ ἀκτίνα R τῆς κυλινδρικῆς στήλης [10]. Δηλαδή, ἡ ὕπαρξη τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου φαίνεται νά εὐνοεῖ τήν ἀνάπτυξη κυμάτων

πού ή συχνότητά τους συμπίπτει μέ άνώτερες ίδιοκυμάνσεις τῆς στήλης τοῦ πλάσματος, οί όποῖες έπηρεάζονται ὄχι μόνο άπό τό μῆκος της L άλλά καί άπό τήν άκτίνα R αὐτῆς. Ἡ διέγερση αὐτοῦ τοῦ τύπου κυμάτων πρέπει νά συνοδεύεται άπό μιά μετατόπιση ὅλου τοῦ φάσματος πρός ὑψηλότερες συχνότητες ὅπου παύει νά εἶναι προτιμητέα ή διέγερση έπιπέδων κυμάτων (βλ. παράγραφο 4.3.5.1 β), διότι στίς ὑψηλότερες συχνότητες ή άπόσβεση καί τῶν δύο τύπων κυμάτων γίνεται συγκρίσιμη [30]. Μέ βάση λοιπόν αὐτό τό δεδομένο, πού ἔχει έπιβεβαιωθεῖ έπανειλημμένα πειραματικά [5,10,14,43], γίνεται κατανοητή ή παρατηρούμενη αὔξηση στίς συχνότητες τῶν κυμάτων τοῦ δεύτερου πειράματος συγκριτικά μέ τίς παρατηρηθεῖσες συχνότητες τοῦ πρώτου. Τέλος, μιά έπιπλέον έπίπτωση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου πάνω στά κύματα, ένισχυτική μάλιστα καί γιά τήν προηγουμένως περιγραφεῖσα έπίδρασή του, φαίνεται νά εἶναι καί ή άκόλουθη: ὅπως ἔχει ὑποδειχθεῖ θεωρητικά [30] καί έπιβεβαιωθεῖ πειραματικά [16], τά άσθενή μαγνητικά πεδία ($B_o \simeq 50$ Gauss) έπιδρώντας πάνω στά ἰονοακουστικά κύματα πού άναπτύσσονται στό πλάσμα, περιορίζουν αἰσθητά τήν άπόσβεση αὐτῶν εὐνοώντας ἔτσι τή διέγερσή τους.

Ἡ ἐξάρτηση αὐτή τῆς συχνότητας τῶν κυμάτων άπό τίς άλλαγές τῶν παραμέτρων τῆς ἐκκενώσεως (έπηρεάζεται κυρίως άπό τή θερμοκρασία τῆς καθόδου, ή έπίδραση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου B_o εἶναι μικρή) κάνει τήν ὑπόθεση τῶν στασίμων ἰονοακουστικῶν κυμάτων σάν τήν πιό πιθανή ἐξήγηση καί γιά τά κύματα τοῦ δεύτερου πειράματος. Δεδομένου ὅτι ή συχνότητά τους παραμένει πολύ μικρότερη άπό τήν κυκλική συχνότητα πλάσματος ω_i τῶν ἰόντων, αὐτά πρέπει νά ἱκανοποιοῦν τή γνωστή σχέση διασπορᾶς (2-35),

$$\omega = k \cdot C_s$$

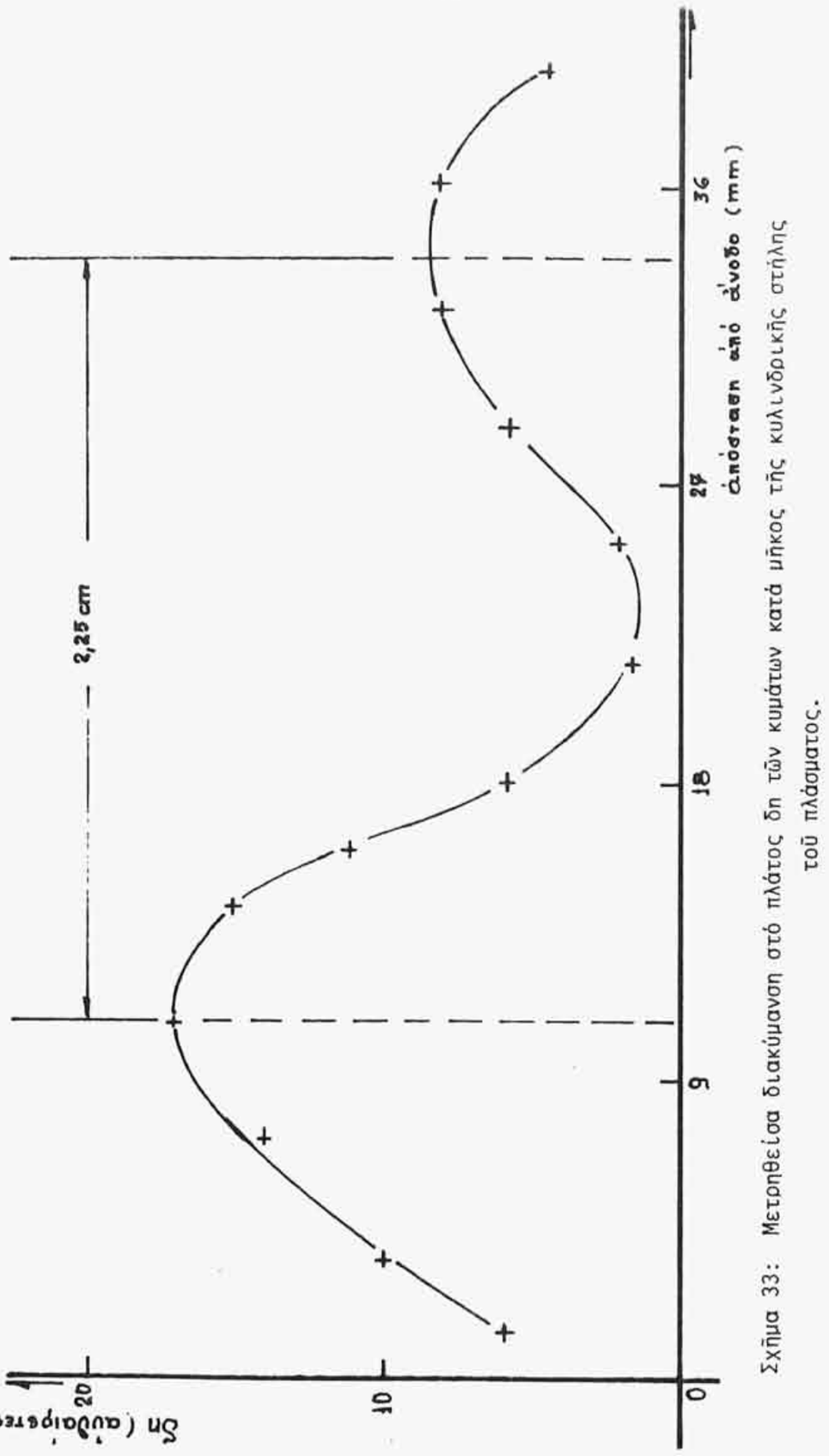
συμπληρωμένη άπό τίς κατάλληλες ὁριακές συνθῆκες, πού κάνουν τό φάσμα τῶν κυμάτων νά εἶναι κβαντισμένο. Οἱ ὁριακές συνθῆκες γιά τό δεύτερο πείραμα, ὅπως ἤδη ἔχουμε άναφέρει καί στήν εἰσαγωγή, ἔχουν

ὑπολογισθεῖ άλλοῦ [43] καί εἶναι,

$$k_{\perp}^2 = \mu_{mn}/R^2 \quad (a) \qquad k_{||}^2 = q^2\pi^2/L^2 \quad (b) \qquad (4\text{-}25)$$

ὅπου $k_{\perp}$ καί $k_{||}$ εἶναι άντίστοιχα ή κάθετη καί ή παράλληλη πρός τό μαγνητικό πεδίο B_o συνιστώσα τοῦ κυματάριθμου, μ_{mn} εἶναι ή νιοστή ρίζα τῆς συναρτήσεως Bessel $J_m(x)$, q εἶναι ἕνας άριθμός πού παίρνει άκέραιες τιμές καί R, L εἶναι άντίστοιχα ή άκτίνα καί τό μῆκος τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος.

Προκειμένου λοιπόν νά έπιβεβαιώσουμε τήν άλήθεια τῆς παραπάνω ὑποθέσεως γύρω άπό τήν ταυτότητα τῶν κυμάτων, μετρήσαμε τό μῆκος κύματος λ αὐτῶν μέ τόν άκόλουθο τρόπο: Τοποθετοῦμε στή θέση τοῦ ήλεκτροστατικοῦ άναλυτῆ πού βρίσκεται πίσω άπό τόν άνοδικό δίσκο A ἕνα κινούμενο ήλεκτρικό άνιχνευτή, ὁ ὁποῖος μπορεῖ νά μετακινηθεῖ κατά μῆκος τοῦ ἄξονα τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος. Πολώνουμε τόν ήλεκτρικό άνιχνευτή στό δυναμικό V_{SP} τοῦ πλάσματος καί ἔτσι μετράμε τίς διακυμάνσεις δn στήν πυκνότητα n_o τῶν ήλεκτρονίων τοῦ πλάσματος. Στό σχῆμα 33 άποδίδεται ή μετρηθεῖσα διακύμανση στήν πυκνότητα δn συναρτήσει τῆς θέσεως τοῦ άνιχνευτῆ κατά μῆκος τοῦ ἄξονα τῆς στήλης τοῦ πλάσματος. Παρατηροῦμε ὅτι κατά μῆκος τῆς κυλινδρικῆς στήλης άναπτύσσεται ἕνα στάσιμο κύμα μέ δύο κοιλίες ταλαντώσεως πού άπέχουν μεταξύ τους 2,25 cm ὅταν ή βασική συχνότητα τοῦ κύματος εἶναι $\nu_1 = 170$ kHz. Αὐτό μᾶς δίνει γιά τό $k_{||}$ τήν ἑξῆς τιμή: $k_{||} = \frac{\pi}{2{,}25 \text{ cm}} = 1{,}4 \text{ cm}^{-1}$ ή ὁποία, ὅπως μποροῦμε πολύ εὔκολα νά έπιβεβαιώσουμε, προκύπτει καί άπό τή σχέση (4-25b) ἄν σέ αὐτή θέσουμε L = 4,7 cm καί q = 2. Δεδομένου ὅτι ή τιμή τοῦ ρυθμοῦ αὐξήσεως γ τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων εἶναι άνάλογη πρός τό γινόμενο $\vec{k}\cdot\vec{v}_o$ (βλ. σχέση 2-36), δεχόμενοι πώς ή ταχύτητα ὁλισθήσεως u_o τῶν ήλεκτρονίων εἶναι παράλληλη πρός τό μαγνητικό πεδίο B_o, ζητοῦμε ὁ $k_{\perp}$ νά πάρει τήν έλαχίστη τιμή του [30,43]. Αὐτό μᾶς δίνει $k_{\perp} = \frac{\mu_{01}}{R} = 2{,}18 \text{ cm}^{-1}$



Σχῆμα 33: Μετρηθεῖσα διακύμανση στό πλάτος δη τῶν κυμάτων κατά μῆκος τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος.

καί συνεπῶς τό μῆκος κύματος λ τῶν κυμάτων εἶναι,

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi}{(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2)^{\frac{1}{2}}} = 2{,}4 \text{ cm} \qquad (4\text{-}26)$$

Ὑπολογίζοντας πλέον τή φασική ταχύτητα τῶν κυμάτων ἔχουμε, $\frac{\omega}{k} = \nu \cdot \lambda = 4{,}1 \times 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, τιμή ἡ ὁποία βρίσκεται σέ συμφωνία μέ τίς ὑπολογισθεῖσες τιμές τῆς ταχύτητας ἤχου C_s τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων (βλ. σχέση 4-24)· σύμφωνα μέ τή γνωστή σχέση διασπορᾶς (2-35), ἡ C_s εἶναι ἡ φασική ταχύτητα τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων γι᾽αὐτές τίς χαμηλές συχνότητες. Ἡ παραπάνω μέτρηση πιστεύουμε ὅτι ἐπαληθεύει πλήρως τήν ὑπόθεση ὅτι τά κύματα χαμηλῶν συχνοτήτων πού μελετᾶμε στό δεύτερο πείραμα εἶναι στάσιμα ἰονοακουστικά κύματα.

Μετά τήν ἐπιβεβαίωση τῆς ὑποθέσεως γύρω ἀπό τήν ταυτότητα τῶν κυμάτων, μποροῦμε πλέον νά κατανοήσουμε τίς διακυμάνσεις πού παρουσιάζει ἡ βασική συχνότητα ν_1 τῶν κυμάτων τοῦ δεύτερου πειράματος. Ὅπως φαίνεται στόν πίνακα Ε, σέ αὐτό τό πείραμα, οἱ τιμές τῆς βασικῆς συχνότητας εἶναι μεταξύ $155 \text{ kHz} \leq \nu_1 \leq 220 \text{ kHz}$. Αὐτές οἱ μεταβολές μποροῦν εὐχερῶς νά ἐξηγηθοῦν μόνο μέ τίς μετρηθεῖσες μεταβολές τῆς θερμοκρασίας T_e τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος, ἄν δεχθοῦμε ὅτι καθόλη τή διάρκεια τοῦ πειράματος τό μῆκος κύματος λ διατηρεῖται σταθερό. Δεχόμαστε δηλαδή ὅτι διεγείρεται συνεχῶς ἡ ἴδια ἰδιοκύμανση τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος, ὁπότε οἱ διακυμάνσεις τῆς ταχύτητας ἤχου C_s τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων, λόγω τῶν μεταβολῶν τῆς T_e, ἐπηρεάζουν μόνο τή βασική συχνότητα τῶν κυμάτων (βλ. σχέσεις 2-34c, 2-35 καί 4-17).

4.4.3.2 Ὑπολογισμός τοῦ Πλάτους Διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_0}$ τῶν Κυμάτων

Μέ τή μέθοδο πού περιγράφουμε στήν παράγραφο (3.3.1.3), ἀπό τήν

ἀνάλυση τῶν βαθμολογημένων φασμάτων ὑπολογίζουμε τό πλάτος διεγέρσεως $(\frac{\delta n}{n_o})_m$ τόσο τῆς βασικῆς συχνότητας (m=1) ὅσο καί τῶν ἁρμονικῶν (m=2,3,...). Δηλαδή, χρησιμοποιώντας τόν τύπο (3-13) παίρνουμε,

$$(\frac{\delta n}{n_o})_m = \frac{\delta I_m}{I_{o,e}} \qquad (4\text{-}27)$$

ὅπου $I_{o,e}$ εἶναι τό ρεῦμα κόρου τῶν ἠλεκτρονίων καί δI_m οἱ ἐναλλασσόμενες συνιστῶσες του πού ἀντιστοιχοῦν στίς διάφορες συχνότητες [36,40].

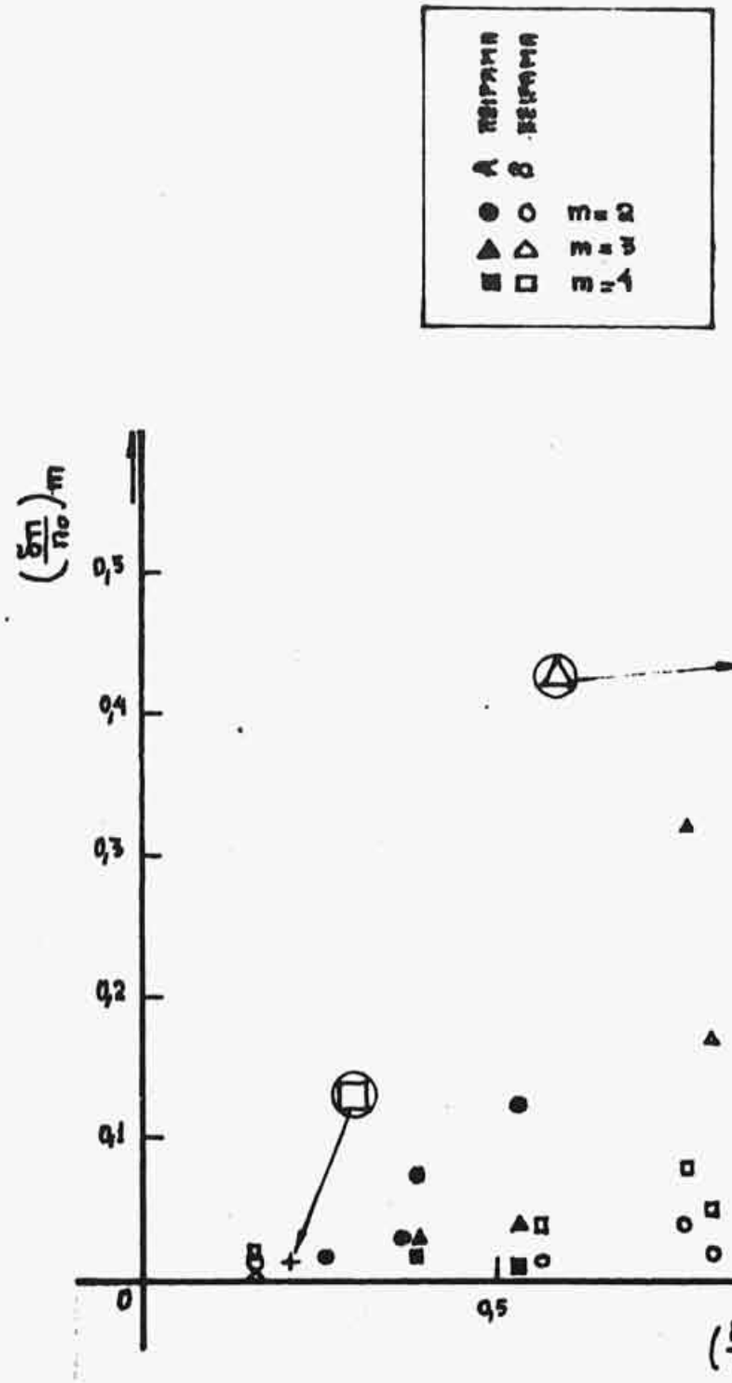
Στόν πίνακα Ε φαίνονται τά ἀποτελέσματα αὐτῶν τῶν ὑπολογισμῶν καί στό σχῆμα 34 ἀπεικονίζεται τό πλάτος τῶν ἁρμονικῶν $(\frac{\delta n}{n_o})_m$ (m=2,3,4) σέ συνάρτηση μέ τό πλάτος $(\frac{\delta n}{n_o})_1$ τῆς βασικῆς συχνότητας γιά ὅλες τίς μετρήσεις πού ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση ἰονοακουστικῶν κυμάτων καί στά δύο πειράματα. Τό κυριότερο συμπέρασμα πού βγαίνει ἀπό αὐτό τό σχῆμα, εἶναι ἡ ὕπαρξη μιᾶς ὁρικῆς τιμῆς $(\frac{\delta n}{n_o})_{1,op}$ γιά τό πλάτος διεγέρσεως τῆς θεμελιώδους γύρω ἀπό τήν ὁποία τό πλάτος διεγέρσεως τῶν ἁρμονικῶν αὐξάνει πολύ γρήγορα καί γίνεται συγκρίσιμο μέ αὐτό τῆς θεμελιώδους. Ἡ ὁρική τιμή, ὅπως μποροῦμε πολύ εὔκολα νά δοῦμε, βρίσκεται μεταξύ τῶν τιμῶν,

$$0,8 < (\frac{\delta n}{n_o})_{1,op} < 0,9 \qquad (4\text{-}28)$$

4.5 Σχολιασμός Πειραματικῶν Ἀποτελεσμάτων Ἰσχυρῆς Διεγέρσεως Ἰονακουστικῶν Κυμάτων

Ἤδη, μετά τήν περιγραφή τῶν μετρήσεων τοῦ δεύτερου πειράματος, εἴμαστε πλέον σέ θέση νά συζητήσουμε ἀναλυτικά τήν ἰσχυρή διέγερση καί σταθεροποίηση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων στά πειράματα αὐτῆς τῆς ἐργασίας, συγκρίνοντας τά ἀποτελέσματά τους καί μέ τά συμπεράσματα ἄλλων ἀναλόγων πειραμάτων.

Ὅσον ἀφορᾶ τή διέγερση τῶν κυμάτων, τά ἀποτελέσματα τοῦ δεύτερου πειράματος ὄχι μόνο ἐπιβεβαιώνουν τά συμπεράσματα τοῦ πρώτου



Σχῆμα 34: Τό πλάτος τῶν ἁρμονικῶν σέ συνάρτηση μέ τό πλάτος τῆς βασικῆς συχνότητας, γιά τίς μετρήσεις πού ἔχουμε ἰσχυρή διέγερση ἰονακουστικῶν κυμάτων στό πρῶτο καί στό δεύτερο πείραμα.

(βλ. παράγραφο 4.3.6), άλλά συγχρόνως τά ένισχύουν. Πράγματι, σέ όλες τίς περιπτώσεις πού παρατηρήθηκε ίσχυρή διέγερση κυμάτων, ό λόγος $\frac{u_o}{V_e}$ βρέθηκε νά έχει τιμή μεγαλύτερη άπό 0,3 (βλ. σχέση 4-23), ή όποία άποτελεῖ τό θεωρητικό κατώφλιο ένεργοποιήσεως τοῦ μηχανισμοῦ όλισθήσεως γιά τίς συνθῆκες πού έπικρατοῦν στά πειράματά μας (βλ. σχέση 4-20). Έτσι, σέ άντίθεση μέ προηγούμενα πειράματα [37,38] όπου ή διέγερση τῶν κυμάτων όφείλεται μόνο στό μηχανισμό Landau διότι ό λόγος $\frac{u_o}{V_e}$ κυμαίνεται μεταξύ 0,1 καί 0,25, στά δύο πειράματα πού περιγράψαμε σέ αὐτή τήν έργασία συμμετέχει καί ό μηχανισμός όλισθήσεως στή διέγερση τῶν ίονοακουστικῶν κυμάτων. Ένα πρόσθετο στοιχεῖο ένισχυτικό αὐτῆς τῆς άπόψεως εἶναι καί τό άκόλουθο: ή ένέργεια τῶν ίονοακουστικῶν κυμάτων στό δεύτερο πείραμα αὐξάνει πάνω άπό μία τάξη μεγέθους (βλ. σχῆμα 34) μέ διπλασιασμό μόνο τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$ (βλ. σχέση 4-23). Αὐτό μπορεῖ νά έξηγηθεῖ εὔκολα ἄν άνατρέξουμε στή σχέση (2-36b) όπου βλέπουμε ὅτι ό ὅρος γ_2 τοῦ ρυθμοῦ αὐξήσεως γ τῶν κυμάτων, ό όποῖος όφείλεται στό μηχανισμό όλισθήσεως, εἶναι άνάλογος τοῦ $\frac{u_o}{V_e}$ ὅταν έχουμε $u_o >> C_s$. Συνεπῶς άρκοῦν μικρές μόνο μεταβολές αὐτοῦ τοῦ λόγου γιά νά έπιτύχουμε μεγάλες μεταβολές στή διέγερση τῶν κυμάτων.

Μία έργασία τά συμπεράσματα τῆς όποίας παρουσιάζουν άρκετό ένδιαφέρον γιά τήν παρούσα μελέτη, εἶναι ή έργασία έκείνη πού έπιβεβαίωσε τά πειραματικά εὑρήματα τῆς δικῆς μας. Έτσι, τό 1976 οί Quon καί Wong μελετώντας τή δημιουργία περιοχῶν διαφορετικοῦ δυναμικοῦ μέσα στό πλάσμα (double layers) παρατήρησαν παράλληλα καί τήν άνάπτυξη κυματικῶν φαινομένων άναλόγων πρός τά δικά μας [41]. Συνοψίζοντας τά συμπεράσματα τῆς έργασίας τους βλέπουμε τά έξῆς: Άπό τίς τιμές πού παίρνει ή ταχύτητα όλισθήσεως u_o τῶν ήλεκτρονίων στό πείραμά τους προκύπτουν τρεῖς περιοχές λειτουργίας. Στήν πρώτη ($C_s < u_o < 0.3\ V_e$) έχουμε διέγερση ίονοακουστικῶν κυμάτων πού σταθεροποιοῦνται στό έπίπεδο $\frac{\delta n}{n_o} \leq 0,1$ Στή δεύτερη ($V_e \leq u_o \leq 3V_e$) έχουμε τή δημιουργία δύο ίσοδυναμικῶν περιοχῶν διαφορετικοῦ δυναμικοῦ στό πλάσμα (double layers) καί παρατηροῦμε ταυτόχρονα διέγερση ίονοακουστικῶν κυμάτων στήν περιοχή χαμηλοῦ δυναμικοῦ

πού σταθεροποιοῦνται στό έπίπεδο $(\frac{\delta n}{n_o}) \leq 0,5$. Τέλος, στήν τρίτη περιοχή ($3V_e < u_o \leq 10\ V_e$) παρατηροῦμε ίσχυρή διέγερση ίονοακουστικῶν κυμάτων πού σταθεροποιοῦνται σέ έπίπεδα άνάλογα πρός αὐτά πού παρατηρήσαμε στό δεύτερο πείραμα ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 1$). Στίς δύο πρῶτες περιοχές ή κατανομή ταχυτήτων τῶν ήλεκτρονίων εἶναι κατανομή όλισθήσεως ένῶ στήν τρίτη εἶναι κατανομή μέ δέσμη (βλ. σχῆμα 3). Άπό τή σύγκριση τῶν άποτελεσμάτων αὐτῶν μέ τά δικά μας προκύπτει ὅτι αὐτά ένισχύουν τά συμπεράσματα τοῦ θεωρητικοῦ μας μοντέλου άλλά έρχονται σέ μερική άντίθεση μέ τά πειραματικά μας άποτελέσματα. Έτσι, ένῶ στήν πρώτη περιοχή γιά τή διέγερση τῶν κυμάτων στό πλάσμα έπενεργεῖ μόνο ό μηχανισμός Landau, στίς άλλες δύο περιοχές ταχυτήτων συμμετέχει καί ό μηχανισμός όλισθήσεως όδηγώντας τήν άστάθεια σέ ὑψηλότερα έπίπεδα. Άν καί ό χωρισμός τοῦ πλάσματος στή δεύτερη περιοχή ταχυτήτων σέ δύο ίσοδυναμικές περιοχές (double layers) φαίνεται νά περιορίζει αἰσθητά τή διέγερση τῶν κυμάτων, τά άποτελέσματα αὐτά βρίσκονται σέ συμφωνία μέ τά συμπεράσματα τοῦ θεωρητικοῦ μας μοντέλου. Ή βασική διαφορά τους μέ τό δικό μας πείραμα ἔγκειται στό ὅτι έχουν παρατηρήσει τήν ίσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων σέ διαφορετική περιοχή ταχυτήτων. Τό γεγονός αὐτό δέν θά ἦταν περίεργο — άφοῦ δέν έχουν πάρει μετρήσεις στήν περιοχή ταχυτήτων πού βρίσκονται οί δικές μας ($0,3\ V_e < u_o < V_e$) — ἄν δέν βρισκόταν σέ άντίθεση μέ τό άνω ὅριο τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$, τό όποῖο βρίσκουμε στά πειράματά μας καί πάνω άπό τό όποῖο δέν έχουμε παρατηρήσει ίσχυρή διέγερση κυμάτων.

Οί μετρήσεις τοῦ δεύτερου πειράματος έπιβεβαιώνουν αὐτές τοῦ πρώτου ὅσον άφορᾶ τήν ὕπαρξη αὐτοῦ τοῦ ὁρίου πού ή τιμή του βρίσκεται μεταξύ 1,1 καί 1,2 (βλ. σχέσεις 4-22 καί 4-23). Προκειμένου πλέον νά προχωρήσουμε στήν ποιοτική έξήγησή του, άφοῦ ή ὕπαρξή του δέν προβλέπεται άπό τή θεωρία τουλάχιστον στήν τωρινή της μορφή, σκεφτήκαμε άρχικά ὅτι πιθανόν νά άναπτύσσονται καί στό δικό μας πείραμα double layers μιά καί οί ταχύτητες γιά τίς όποῖες δέν παρατηρήσαμε ίσχυρή διέγερση κυμάτων ($u_o > 1,2\ V_e$) εὐνοοῦν τήν άνάπτυξή τους. Άν καί μετρήσαμε

διαφορές στό δυναμικό τοῦ πλάσματος κατά μῆκος τῆς κυλινδρικῆς στήλης, αὐτές ὑπῆρξαν μικρές (∿ 1 Volt) συγκρινόμενες μέ αὐτές πού μέτρησαν οἱ Quon καί Wong στό πείραμά τους· συνεπῶς, ἡ δικαιολογία αὐτή δέν κρίθηκε ἱκανοποιητική. Προσπαθώντας λοιπόν νά προσδιορίσουμε τήν αἰτία τῆς διαφορετικῆς συμπεριφορᾶς ὅσον ἀφορᾶ τήν ἰσχυρή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων ἀνάμεσα στά δύο πειράματα, εἴδαμε ὅτι παρόλες τίς ὁμοιότητες πού αὐτά παρουσιάζουν ἔχουν καί μία βασική διαφορά. Ἡ συσκευή τῶν Quon καί Wong εἶναι περίπου 13 φορές μεγαλύτερη ἀπό τή δική μας ἀφοῦ ἔχει 60 ἑκ. μῆκος καί 30 ἑκ. διάμετρο [118]. Συνεπῶς, ἡ διαφορετική συμπεριφορά πρέπει νά ἀποδοθεῖ στή διαφορετική ἐπίδραση τῶν ὁριακῶν συνθηκῶν στά ὑπό μελέτη φαινόμενα στά δύο πειράματα. Στή δική μας περίπτωση, οἱ ὁριακές συνθῆκες παίζουν οὐσιαστικό ρόλο στή διαμόρφωση τῶν ἀποτελεσμάτων μας, ὅπως φανερώνει ἡ κβάντωση τῶν φασμάτων, καί ὡς ἐκ τούτου μποροῦν νά ἀποτελέσουν τή βάση γιά τήν ἐξήγηση τοῦ ἄνω ὁρίου στήν τιμή τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$. Ἐπιπλέον, αὐτές μπορεῖ νά ἐπηρεάζουν καί τήν ἀνάπτυξη double layers στή συσκευή μας ἐμποδίζοντας τήν πλήρη διαμόρφωσή τους ἄν καί αὐτό τό τελευταῖο ἀναφέρεται μέ ἐπιφύλαξη, δεδομένου ὅτι δέν ἔγινε συστηματικός ἔλεγχος αὐτοῦ τοῦ φαινομένου στό πείραμά μας. Ἐπανερχόμενοι ὅμως στήν ἐξήγηση τοῦ ὁρίου, ἄν ἀνατρέξουμε στή σχέση (2-36b) βλέπουμε ὅτι ὁ ὅρος γ_2 τοῦ ρυθμοῦ αὐξήσεως γ τοῦ κύματος εἶναι ἀνάλογος ἀφενός πρός τό λόγο $\frac{u_o}{V_e}$ καί ἀφετέρου πρός τή συχνότητα συγκρούσεως $\nu_{e,n}$ τῶν ἠλεκτρονίων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα. Ἄν λοιπόν ἡ συχνότητα $\nu_{e,n}$ διατηρεῖται σταθερή, μία αὔξηση στό λόγο $\frac{u_o}{V_e}$ συνεπάγεται αὔξηση στόν ὅρο γ_2 καί κατά συνέπεια αὔξηση στή διέγερση τῶν κυμάτων. Στή δική μας ὅμως περίπτωση, πού ἡ μέση ἐλευθέρα διαδρομή ℓ_e τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι μεγαλύτερη ἤ τό πολύ ἴση μέ τίς διαστάσεις τῆς συσκευῆς (βλ. παραγράφους 4.3.4 καί 4.4.2), ὅλα τά ἠλεκτρόνια τοῦ πλάσματος δέν συγκρούονται μέ τά οὐδέτερα ἄτομα προτοῦ ἐγκαταλείψουν τή συσκευή καί ἀπορροφηθοῦν ἀπό τίς ὁριακές ἐπιφάνειες. Ἄρα, αὐτά πού δέν ἔχουν ὑποστεῖ οὔτε μία σύγκρουση δέν συμμετέχουν στή διέγερση τῶν κυμάτων

μέσω τοῦ μηχανισμοῦ ὀλισθήσεως καί κατά συνέπεια, στή σχέση (2-36b), ἡ συχνότητα $\nu_{e,n}$ θά πρέπει νά ἀντικατασταθεῖ ἀπό μία ἐνεργό συχνότητα συγκρούσεων ν_{eff}, ἡ ὁποία θά πρέπει νά εἶναι μικρότερη ἀπό τήν πρώτη προκειμένου νά περιγραφεῖ αὐτό τό φαινόμενο. Αὐξανομένης μάλιστα τῆς ταχύτητας ὀλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων πάνω ἀπό τή θερμική τους ταχύτητα V_e, ὅλο καί μικρότερος ἀριθμός ἠλεκτρονίων θά συγκρούεται μέ τά οὐδέτερα ἄτομα, δεδομένου ὅτι θά παραμένουν μικρότερο χρόνο στό πλάσμα προτοῦ χαθοῦν στήν ἄνοδο, προκαλώντας ἔτσι τήν περαιτέρω ἐλάττωση τοῦ ν_{eff}. Συνεπῶς, ἄν αὐτή ἡ ἐλάττωση τοῦ ν_{eff} εἶναι γρηγορώτερη ἀπό τήν αὔξηση τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$, ὅπως εἶναι πολύ πιθανό, τότε τό γινόμενό τους θά μειώνεται ὁδηγώντας τελικά στό μηδενισμό τοῦ γ_2 καί στήν ἐξάλειψη τοῦ μηχανισμοῦ ὀλισθήσεως ἀπό τή διέγερση τῶν κυμάτων. Ἡ παραπάνω συζήτηση νομίζουμε ὅτι παρέχει μία ἱκανοποιητική ἐξήγηση στό πειραματικά εὑρεθέν ἄνω ὅριο στήν τιμή τοῦ λόγου $\frac{u_o}{V_e}$, πάνω ἀπό τήν ὁποία δέν παρατηρεῖται ἰσχυρή διέγερση κυμάτων.

Μετά τήν ὁλοκλήρωση τῆς συζητήσεως γύρω ἀπό τά φαινόμενα πού σχετίζονται μέ τή διέγερση τῶν κυμάτων, μποροῦμε πλέον νά προχωρήσουμε στήν ἀνάλυση τῶν φαινομένων πού σχετίζονται μέ τή σταθεροποίησή τους. Ὅπως ἐπανειλημμένα ἔχουμε ἀναφέρει (βλ. π.χ. παράγραφο 4.3.6) στήν περίπτωση πού ἡ διέγερση τῶν κυμάτων ὀφείλεται στό μηχανισμό Landau, ἡ σταθεροποίησή τους συμβαίνει ὅταν τό πλάτος τους φθάσει στήν τιμή $(\frac{\delta n}{n_o}) \approx 0,1$. Σέ αὐτό τό πλάτος δηλαδή, παγιδεύονται ἀπό τό κύμα τά ἠλεκτρόνια ἐκεῖνα τοῦ πλάσματος τά ὁποῖα, μέσω τοῦ μηχανισμοῦ Landau, τό διεγείρουν καί κατά συνέπεια ἐπέρχεται ἐπιπεδοποίηση τῆς κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων ($F'_{e,o} = 0$) γύρω ἀπό τή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος, ὁδηγώντας ἔτσι τόν ὅρο γ_3 τοῦ ρυθμοῦ διεγέρσεως τῶν κυμάτων (βλ. σχέση 2-36c) σέ μηδενισμό. Ἐπειδή τό ὅλο φαινόμενο ἔχει περιγραφεῖ ἀναλυτικά σέ προηγούμενες παραγράφους (βλ. π.χ. παρ. 2.2.3γ καί 2.3.1.1) καί ἔχει μελεγηθεῖ ἐπισταμένως τόσο πειραματικά [37,38] ὅσο καί θεωρητικά [39] ἀπό ἄλλους ἐρευνητές, νομίζουμε ὅτι δέν ἀξίζει τόν κόπο νά ἐπεκταθοῦμε περισσότερο γύρω ἀπό αὐτό.

Στήν περίπτωση τώρα τοῦ μηχανισμοῦ ὀλισθήσεως, ὁ ὁποῖος εἶναι ἕνας "μακροσκοπικός" μηχανισμός, αὐτός ἀπό τή φύση του δέν ἐπηρεάζεται ἀπό τίς μεταβολές στή συνάρτηση κατανομῆς $F_{o,e}$ τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος. Συνεπῶς, μποροῦμε νά καταλάβουμε πλέον, γιατί στό πείραμά μας ἡ διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων δέν σταματάει ὅταν τό πλάτος τους φθάσει στήν τιμή $(\frac{\delta n}{n_o}) \simeq 0,1$, ἀλλά συνεχίζεται σέ ὑψηλότερα ἐπίπεδα. Τά τελευταῖα χρόνια ἔχει γίνει εὐρέως ἀποδεκτό ὅτι ἡ σταθεροποίηση τοῦ μηχανισμοῦ ὀλισθήσεως συμβαίνει ὅταν οἱ τροχιές τῶν ἰόντων διαταράσσονται οὐσιωδῶς ἀπό τό κύμα [116], ὁπότε αὐτά ἀρχίζουν νά ἀλληλεπιδροῦν μέ αὐτό (resonance broadening). Τό φαινόμενο αὐτό περιγράφεται ἀπό μία διάχυση τῶν ἰόντων στό χῶρο τῶν ταχυτήτων (βλ. παράγραφο 2.3.1.1), ὁ συντελεστής διαχύσεως τῆς ὁποίας εἶναι $D_u \sim (\frac{\delta n}{n_o})^2 \sim \gamma^3 \sim u_o^3$ [114,115]. Ἄρα, μέ μικρές μόνο ἀλλαγές στήν ταχύτητα ὀλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων καί κατά συνέπεια στό πλάτος διεγέρσεως $\frac{\delta n}{n_o}$ τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων, μποροῦμε νά ἔχουμε ἰσχυρή διάχυση τῶν ἰόντων στό χῶρο τῶν ταχυτήτων λόγω τῆς διαταραχῆς τῶν τροχιῶν τους, ὁπότε λαμβάνει χώρα μεταφορά ἐνέργειας ἀπό τό κύμα σέ αὐτά. Βέβαια αὐτό τό φαινόμενο δέν εἶναι τό μοναδικό πού μπορεῖ νά μᾶς βοηθήσει στήν ἐξήγηση τῆς σταθεροποιήσεως τοῦ κύματός μας, δεδομένου ὅτι τά πειραματικά μας ἀποτελέσματα ὑποδεικνύουν ὅτι τουλάχιστον ἕνα ἀκόμη φαινόμενο συμμετέχει σέ αὐτή. Πράγματι, ἡ διέγερση ἁρμονικῶν,ὑπαρμονικῶν ἤ ἀκόμα καί πλευρικῶν συχνοτήτων (sidebands) στά φάσματα τῶν κυμάτων εἶναι ἐνδεικτική ὅτι στή σταθεροποίηση τῆς βασικῆς συχνότητας τῶν κυμάτων παίζει οὐσιαστικό ρόλο καί ἡ μεταφορά ἐνέργειας ἀπό αὐτή στά ἄλλα κύματα [79,87]. Βασιζόμενοι στίς θεωρητικές ὑποδείξεις τῶν παραγράφων (2.3.1.2), (2.3.2.1) καί (2.3.2.2) ἔχουμε ἀναλύσει λεπτομερῶς στίς παραγράφους (4.3.5) καί(4.3.6) τόν τρόπο διεγέρσεως ὅλων αὐτῶν τῶν κυμάτων καί ὡς ἐκ τούτου δέν πρόκειται νά ἀσχοληθοῦμε ἐδῶ ἄλλο μέ αὐτά τά μή γραμμικά φαινόμενα, προκειμένου νά συζητήσουμε ἕνα ἀκόμη μή γραμμικό φαινόμενο πού παρουσιάζει ἐνδιαφέρον γιά τήν κατανόηση τῶν μετρήσεών μας.

Οἱ μηχανισμοί πού συζητήθηκαν παραπάνω φαίνεται νά εἶναι ὑπεύθυνοι γιά τή σταθεροποίηση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων ὅταν αὐτή συμβαίνει σέ χαμηλά σχετικά ἐπίπεδα $(\frac{\delta n}{n_o} < 0,5)$. Ὅταν ὅμως ὁ μηχανισμός ὀλισθήσεως ὁδηγεῖ τήν ἀστάθεια σέ ὑψηλότερα ἐπίπεδα, περιμένουμε ἡ παγίδευση τῶν ἰόντων ἀπό τό κύμα νά παίξει πλέον οὐσιαστικό ρόλο στή σταθεροποίησή του ὅπως θά ἐξηγήσουμε ἀμέσως. Γιά νά ἔχουμε παγίδευση τῶν ἰόντων ἀπό τό κύμα, δεδομένου ὅτι ἡ θερμοκρασία τῶν ἰόντων στά πειράματά μας παραμένει πολύ μικρή (βλ. σχέση 4-3), πρέπει νά ἰσχύει ἡ σχέση [119],

$$e\Phi_k > \frac{1}{2} m_i C_s^2 \qquad (4\text{-}29)$$

ὅπου Φ_k εἶναι τό δυναμικό τοῦ κύματος, δηλαδή ἰσχύει $\Phi_k = \frac{E_k}{k}$. Ἐπειδή ὅμως τά ὑπό μελέτη ἰονοακουστικά κύματα εἶναι μεγάλου μήκους κύματος $(\lambda >> \lambda_e)$ ἰσχύει ἐπίσης [119],

$$\frac{eE_k}{k} = e\Phi_k \simeq \kappa_B T_e \frac{\delta n}{n_o} \qquad (4\text{-}30)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (4-29) καί (4-30) προκύπτει ἀμέσως ὅτι γιά νά ἔχουμε παγίδευση τῶν ἰόντων ἀπό τό κύμα, πρέπει τό πλάτος $\frac{\delta n}{n_o}$ τοῦ κύματος νά ὑπερβεῖ τήν τιμή,

$$\frac{\delta n}{n_o} > \frac{1}{2} \qquad (4\text{-}31)$$

Μόλις λοιπόν τό πλάτος τοῦ κύματος ὑπερβεῖ τήν τιμή πού ὁρίζει ἡ σχέση (4-31), τά ἰόντα θά ἀρχίσουν νά παγιδεύονται ἀπό τό κύμα καί ὁ ἀριθμός τους θά αὐξάνει ὅσο αὐξάνει τό πλάτος τοῦ κύματος. Ἄν θυμηθοῦμε τώρα τή συζήτηση τῆς παραγράφου (2.3.1.2) θά δοῦμε ὅτι τά ἰόντα θά ἀρχίσουν νά κινοῦνται μαζί μέ τό κύμα μέ μέση ταχύτητα τή φασική ταχύτητα τοῦ

κύματος C_s καί ἐπιπλέον θά ταλαντώνονται μέσα στό κύμα μέ τήν ἴδια σχεδόν συχνότητα, ω_B, πού δίνεται ἀπό τή σχέση (2-46),

$$\omega_B = \left(\frac{e\,k\,E_k}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Συνεπῶς, αὐτά θά συμπεριφέρονται σάν μία δέσμη συμφώνων ταλαντωτῶν καί θά διεγείρουν τά κύματα ἐκεῖνα τῶν ὁποίων ἡ μετατοπισμένη συχνότητα Ω, ἐξαιτίας τοῦ φαινομένου Doppler, στό σύστημα ἀναφορᾶς τοῦ ἀρχικοῦ κύματος, συμπίπτει μέ τήν ω_B. Μέ αὐτόν τόν τρόπο ἡ ἐνέργεια μεταφέρεται ἀπό τό ἀρχικό κύμα στά νέα πλευρικά κύματα (sidebands) ὁδηγώντας ἔτσι στή σταθεροποίηση τοῦ πρώτου. Τό ἐνδιαφέρον αὐτῆς τῆς συζητήσεως δέν βρίσκεται βέβαια σέ αὐτό τό συμπέρασμα, μιά καί τό φαινόμενο πού περιγράφουμε εἶναι ἕνα ἀρκετά γνωστό φαινόμενο τῆς Φυσικῆς Πλάσματος ἔχοντας μελετηθεῖ ἀπό πολλούς ἐρευνητές [73,77,117, 119,120], προκύπτει ὅμως ἀπό τό γεγονός ὅτι αὐτός ὁ μηχανισμός μπορεῖ νά χρησιμοποιηθεῖ γιά νά ἐξηγήσει τήν ἰσχυρή διέγερση τῶν ἁρμονικῶν πού παρατηρήσαμε στό δεύτερο πείραμα. Ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 34 καί περιγράφεται στήν παράγραφο (4.4.3.2), ὅταν τό πλάτος $\left(\frac{\delta n}{n_o}\right)_1$ τῆς βασικῆς συχνότητας βρεθεῖ μεταξύ τῶν τιμῶν 0,8 καί 0,9, παρατηροῦμε διέγερση ἁρμονικῶν σέ πλάτη συγκρίσιμα μέ τή βασική. Ἄν λοιπόν συνδυαστουν οἱ σχέσεις (2-34c), (2-35), (2-46) καί (4-30) ἡ συχνότητα ω_B δίνεται ἀπό τήν,

$$\omega_B \simeq \left(\frac{\delta n}{n_o}\right)_1^{\frac{1}{2}} \cdot \omega_r \qquad (4\text{-}32)$$

ὅπου ω_r εἶναι ἡ βασική συχνότητα τοῦ ἰονοακουστικοῦ κύματος μεγάλου πλάτους. Ὅταν τώρα $\left(\frac{\delta n}{n_o}\right)_1 \simeq 0{,}9$, τότε ἀπό τήν παραπάνω σχέση προκύπτει πώς $\omega_B \simeq \omega_r$. Ἑπομένως, περιμένουμε ὅτι ἡ συχνότητα τῶν πλευρικῶν συχνοτήτων θά συμπέσει μέ τή συχνότητα τῶν ἁρμονικῶν, ὁπότε θά μεταφερθεῖ ἐνέργεια ἀπό τή βασική στίς ἁρμονικές, ὁδηγώντας τίς

τελευταῖες σέ μεγάλα πλάτη καί σταθεροποιώντας τήν πρώτη. Τό ὅλο φαινόμενο εὐνοεῖται ἀπό τήν ὕπαρξη τῶν ὁριακῶν συνθηκῶν, διότι ὅταν ἡ ω_B ταυτίζεται μέ τήν ω_r οἱ πλευρικές συχνότητες ταυτίζονται μέ τίς ἰδιοσυχνότητες τοῦ συστήματος, αὐξάνοντας τοιουτοτρόπως τή σύζευξη μεταξύ τῶν κυμάτων.



5. ΑΝΑΚΕΦΑΛΑΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Σέ αὐτή τήν ἐργασία μελετήσαμε θεωρητικά καί πειραματικά τήν ἰσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων χαμηλῶν συχνοτήτων (0-1 MHz) τά ὁποῖα ἀναπτύσσονται στό πλάσμα πού δημιουργεῖται μέ ἠλεκτρική ἐκκένωση σέ ἀέριο Ἀργοῦ. Αὐτά τά κύματα παρατηρήσαμε ὅτι παρουσιάζουν διαμόρφωση πυκνότητας μεγάλου πλάτους πού πλησιάζει ἀκόμα καί τή μονάδα, δηλ. $\frac{\delta n}{n_o} = 1$.

Τό πειραματικό μέρος αὐτῆς τῆς ἐργασίας ἀποτελεῖται ἀπό δύο πειράματα σχεδιασμένα τό καθένα γιά διαφορετικό σκοπό. Γιά τή λήψη τῶν μετρήσεων αὐτῶν τῶν πειραμάτων χρησιμοποιήσαμε κυρίως δύο διαγνωστικά ὄργανα: ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή καί ἠλεκτροστατικό ἀναλυτή, καί τά ἀποτελέσματα τῶν δύο πειραμάτων εἶναι τελείως ἐπαναλήψιμα.

Στό πρῶτο πείραμα ἀσχοληθήκαμε μέ τή μελέτη τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως, τόν προσδιορισμό τῆς ταυτότητας τῶν κυμάτων καί τήν εὕρεση τῶν τιμῶν τῶν παραμέτρων γιά τίς ὁποῖες παρατηρεῖται ἡ ἰσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων. Τά συμπεράσματα αὐτοῦ τοῦ πειράματος μποροῦν νά συνοψισθοῦν ὡς ἑξῆς:

α) Ἐντοπίσαμε δύο καταστάσεις λειτουργίας τῆς ἐκκενώσεως πού τίς ὀνομάσαμε ἀντιστοίχως ἐκκένωση δέσμης καί ἐκκένωση ὁλισθήσεως. Κύριο χαρακτηριστικό αὐτῶν τῶν καταστάσεων εἶναι ἡ ἀπόκλιση τῆς κατανομῆς ταχυτήτων, $F_{o,e}$, τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος ἀπό τήν κατανομή τῆς θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας, δηλαδή τήν κατανομή Maxwell-Boltzmann.

β) Ἡ μεταβολή τῶν κυριοτέρων παραμέτρων τοῦ πλάσματος εἶναι ἡ ἀναμενόμενη ἀφοῦ οἱ τιμές τους βρίσκονται μέσα στά ὅρια πού ἔχουν προσδιοριστεῖ καί ἀπό ἄλλα παλαιότερα σχετικά πειράματα. Ἔτσι, βρήκαμε π.χ. ὅτι ἡ πυκνότητα n_o τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος μεταβάλλεται μεταξύ τῶν τιμῶν 10^9 καί 10^{11} $\frac{\text{σωμ}}{\text{cm}^3}$, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία T_e τῶν ἠλεκτρονίων, γιά τίς ὑψηλότερες τουλάχιστον πιέσεις (p = 1-3 mTorr) πού παρουσιάζουν καί τό μεγαλύτερο ἐνδιαφέρον γιά τήν παρούσα ἐργασία, κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν 4 καί 9 eV.

γ) Τά κύματα χαμηλῶν συχνοτήτων πού παρατηρήσαμε κατά τή διάρκεια τῶν πειραμάτων, ἀπό τήν ἐξάρτηση πού αὐτά ἔδειξαν ἀπέναντι στίς μεταβολές τῶν παραμέτρων τοῦ πλάσματος, προσδιορίσθηκε ὅτι εἶναι στάσιμα ἰονακουστικά κύματα τῶν ὁποίων ἡ συχνότητα ταυτίζεται μέ τή συχνότητα τῶν ἰδιοκυμάνσεων τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος.

Καί δ) ὅταν ὁ λόγος τῆς ταχύτητας ὀλισθήσεως u_o τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος πρός τή θερμική τους ταχύτητα V_e παίρνει τήν ἐλαχίστη τιμή του, πού γιά τό πρῶτο πείραμα εἶναι γύρω ἀπό τή μονάδα ($\frac{u_o}{V_e} \approx 1$), τότε παρατηρήσαμε ἰσχυρή διέγερση τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων σέ πλάτη διεγέρσεως πού φθάνουν μέχρι ($\frac{\delta n}{n_o} \approx 0,7$).

Τό δεύτερο πείραμα, πού χρονικά προηγήθηκε τοῦ πρώτου, εἶναι τό πρῶτο πείραμα στό ὁποῖο ἀποδείχθηκε ἡ δυνατότητα διεγέρσεως ἰσχυρῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων σέ ἠλεκτρικές ἐκκενώσεις. Ἔτσι, ἀσχοληθήκαμε ἀποκλειστικά καί μόνο μέ τή μελέτη τῶν κυμάτων, σέ μιά προσπάθεια νά προσδιορισθοῦν καί νά μελετηθοῦν οἱ μηχανισμοί πού ὁδηγοῦν στή διέγερση καί σταθεροποίησή τους. Τά συμπεράσματα αὐτοῦ τοῦ πειράματος μποροῦν νά συνοψισθοῦν ὡς ἑξῆς:

α) Μέ μετρήσεις τοῦ μήκους κύματος λ καί τῆς συχνότητας ν τῶν κυμάτων, ἐπιβεβαιώσαμε τήν ταυτότητά τους καί βρήκαμε ὅτι εἶναι ἰονακουστικά κύματα.

β) Ὁ λόγος $\frac{u_o}{V_e}$, πού εἶναι ἡ πιό κατάλληλη παράμετρος γιά τήν κατάταξη τῶν μηχανισμῶν διεγέρσεως τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων στό πλάσμα, κυμαίνεται μεταξύ τῶν τιμῶν 0,5 καί 1,2 σ' ὅλες τίς περιπτώσεις πού παρατηρεῖται ἰσχυρή διέγερση κυμάτων. Αὐτό φανερώνει ὅτι ἡ διέγερσή τους ὀφείλεται στό μηχανισμό ὀλισθήσεως, δηλαδή στήν ὀλίσθηση τῶν ἠλεκτρονίων καί στίς συγκρούσεις τους μέ τά οὐδέτερα ἄτομα.

Καί γ) ἡ διέγερση ἁρμονικῶν ὑποδηλώνει ὅτι μή γραμμικά φαινόμενα, ὅπως οἱ ἀλληλεπιδράσεις "κύματος-κύματος" καί "σωματίου-κύματος", εἶναι ὑπεύθυνα γιά τή σταθεροποίηση τῆς κυματικῆς ἀστάθειας. Κυρίαρχο

ρόλο σέ αὐτά τά φαινόμενα φαίνεται νά παίζει ἡ ἰσχυρή διαταραχή τῶν τροχιῶν τῶν ἰόντων ἀπό τό κύμα. Ἔτσι, ἡ ἰσχυρή διέγερση τῶν ἁρμονικῶν σέ πλάτη $(\frac{\delta n}{n_o})_m$ ἀνάλογα πρός αὐτό τῆς θεμελιώδους, ὅταν τό πλάτος τῆς τελευταίας βρίσκεται μεταξύ τῶν τιμῶν $0,8 < (\frac{\delta n}{n_o})_1 < 0,9$, μπορεῖ νά ἐξηγηθεῖ εὔκολα μέ τήν παγίδευση τῶν ἰόντων ἀπό τό βασικό κύμα μεγάλου πλάτους.

Προκειμένου νά ἐξηγήσουμε τά πειραματικά μας ἀποτελέσματα, τουλάχιστον ὅσον ἀφορᾶ τό σκέλος πού ἀναφέρεται στήν ἰσχυρή διέγερση τῶν κυμάτων, ἀναπτύξαμε ἕνα ἁπλό τρισδιάστατο θεωρητικό ὑπόδειγμα, βασισμένο στίς ἐξισώσεις Boltzmann καί Poisson, καί συμπληρωμένο μέ τό μοντέλο B.G.K. γιά τήν περιγραφή τῶν συγκρούσεων τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος μέ τά οὐδέτερα ἄτομα. Μέ αὐτό τό ὑπόδειγμα πετυχαίνουμε ἕνα συνδυασμό τῶν συμπερασμάτων τόσο τῆς ὑδροδυναμικῆς ὅσο καί τῆς στατιστικῆς θεωρίας τοῦ πλάσματος, προτείνοντας ἔτσι δύο μηχανισμούς σάν ὑπεύθυνους γιά τή διέγερση τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων στό πλάσμα: τό μηχανισμό Landau καί τό μηχανισμό ὀλισθήσεως. Δεδομένου ὅτι ἔχει βρεθεῖ πώς ὁ πρῶτος σταθεροποιεῖται σέ χαμηλά σχετικά πλάτη διεγέρσεως $(\frac{\delta n}{n_o} \simeq 0,1)$ μένει ὁ δεύτερος γιά τήν ἐξήγηση τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως τῆς κυματικῆς ἀστάθειας. Τό κυριότερο συμπέρασμα αὐτῆς τῆς θεωρίας εἶναι ὅτι, γιά τίς συνθῆκες πού ἐπικρατοῦν στά πειράματά μας, ὅταν ὁ λόγος $\frac{u_o}{v_e}$ γίνει μεγαλύτερος ἀπό 0,3 τότε ὁ μηχανισμός ὀλισθήσεως ὑπερισχύει τῶν μηχανισμῶν ἀπωλειῶν, ἐξαιτίας τῶν συγκρούσεων τῶν ἰόντων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα, ὁδηγώντας ἔτσι τά κύματα σέ μεγάλα πλάτη.

Μέ αὐτή τήν ἐργασία ἐπιχειρήσαμε μιά πρώτη προσέγγιση στό θέμα τῆς ἰσχυρῆς διεγέρσεως ἰονακουστικῶν κυμάτων μέσα σέ ἠλεκτρικές ἐκκενώσεις, προσπαθώντας νά προσδιορίσουμε τά γενικά χαρακτηριστικά γνωρίσματα αὐτῆς τῆς κυματικῆς ἀστάθειας, προκειμένου νά ἐντοπίσουμε τούς μηχανισμούς πού εἶναι ὑπεύθυνοι γιά τή διέγερση καί σταθεροποίησή της. Αὐτή ἡ γενική περιγραφή τοῦ φαινομένου ἀπέχει πολύ ἀπό τοῦ νά ἐξαντλεῖ πλήρως τό θέμα, δεδομένου ὅτι τά ἐρωτήματα πού ἔθεσε εἶναι

περισσότερα ἀπό αὐτά στά ὁποῖα ἔδωσε ἀπάντηση καί συνεπῶς αὐτό χρειάζεται περαιτέρω θεωρητική καί πειραματική διερεύνηση. Ἔτσι, ἀπαιτεῖται ἕνας λεπτομερέστερος πειραματικός ἔλεγχος τόσο τοῦ θεωρητικοῦ ὁρίου διεγέρσεως τῶν κυμάτων ὅσο καί τῶν μηχανισμῶν σταθεροποιήσεώς τους, μέ ἔμφαση στό φαινόμενο τῆς παγιδεύσεως τῶν ἰόντων. Παρότι ἡ γραμμική θεωρία προβλέπει μέ μεγάλη ἀκρίβεια τίς συχνότητες τῶν κυμάτων καί περιγράφει σωστά τήν ἐξάρτησή τους ἀπό τίς παραμέτρους τοῦ πλάσματος, ἡ ἀνάπτυξη ἑνός μή γραμμικοῦ ὑποδείγματος εἶναι ἐπιθυμητή ἀφοῦ τά πειράματα ἀσχολοῦνται μέ τή μελέτη κυμάτων μεγάλου πλάτους. Στό ὑπόδειγμα αὐτό πρέπει νά περιέχονται καί οἱ ὁριακές συνθῆκες προκειμένου νά ἐλεγχθεῖ θεωρητικά ἡ ἐπίδρασή τους στίς συχνότητες καθώς ἐπίσης καί τό πειραματικά εὑρεθέν ἄνω ὅριο στή διέγερση τῶν κυμάτων. Τέλος, μία λογική ἐπέκταση τῆς παρούσας μελέτης εἶναι ἡ θεωρητική καί πειραματική διερεύνηση τῆς ἐπιδράσεως τῶν ἰσχυρῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων στίς διάφορες παραμέτρους τοῦ πλάσματος.

ΠΙΝΑΚΑΣ A_1

	ΑΝΟΔΙΚΟ ΚΥΚΛΩΜΑ			ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΟΣ ΑΝΑΛΥΤΗΣ						ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗΣ			
Α/Α	V_A Volts	I_A Amps	P_A Watts	T_e eV	V_e $10^8 \frac{cm}{sec}$	u_o $10^8 \frac{cm}{sec}$	$\frac{u_o}{V_e}$	n_b $10^9 \frac{σωμ}{cm^3}$	T_b eV	T' eV	T_e eV	n_o $10^9 \frac{σωμ}{cm^3}$	$\frac{n_b}{n_o}$
1	72	0,13	9,4	18,7	1,81	3,82	2,11	0,51	11	9,0	15,5	1,59	0,32
2	75	0,25	18,8	23,4	2,03	3,82	1,88	0,98	10	13,0	11,0	3,32	0,29
3	75	0,25	18,8	23,2	2,02	3,82	1,89	0,98	10	12,5	11,5	3,34	0,29
4	72	0,33	23,8	23,8	2,05	3,73	1,82	1,32	11	13,0	9,5	4,92	0,27
5	73	0,30	21,9	23,3	2,02	3,82	1,89	1,17	11	12,0	9,0	4,50	0,26
6	73	0,30	21,9	23,3	2,02	3,82	1,89	1,17	10	12,5	9,5	4,28	0,27
7	75	0,35	26,3	24,8	2,09	3,82	1,83	1,37	11	12,5	8,5	5,06	0,27
8	77	0,40	30,8	25,7	2,13	3,96	1,86	1,51	13	13,5	8,0	5,78	0,26
9	80	0,45	36,0	26,4	2,15	3,64	1,69	1,85	12	13,0	8,5	6,62	0,28
10	80	0,45	36,0	26,8	2,17	3,64	1,68	1,85	12	13,0	7,5	6,58	0,28
11	85	0,50	42,5	28,4	2,23	3,64	1,63	2,05	14	13,0	7,5	7,42	0,28
12	90	0,60	54,0	30,3	2,31	4,25	1,84	2,11	12	13,5	7,5	7,94	0,27
13	100	0,65	65,0	29,8	2,29	4,49	1,96	2,16	14	14,5	8,0	9,30	0,23
14	110	0,75	82,5	28,8	2,25	4,76	2,12	2,35	-	14,0	8,0	9,95	0,24
15	156	0,84	131	23,3	2,02	5,28	2,61	2,38	-	13,5	7,0	14,2	0,17
16	177	0,93	165	-	1,22	1,18	0,97	11,8			8,5	10,1	1,17
17	253	1,12	283	6,6	1,08	1,56	1,44	10,7			6,0	10,9	0,98

ΠΙΝΑΚΑΣ A_2

Α/Α	ν kHz	Πλήθος Αρμονικών	$(\frac{δn}{n_o})_m$ 10^{-2}	$(\frac{δn}{n_o})_{ΟΛ}$ 10^{-2}	T_{eff} eV	C_s $10^5 \frac{cm}{sec}$	$λ_1$ cm	$λ_e$ 10^{-2}cm	$ω_i$ $10^7 \frac{rad}{sec}$	$ν_{e,i}$ 10^3 sec^{-1}	$ν_{e,n}$ 10^5 sec^{-1}
1	50	3	7,0	6,3	13,9	5,8	12	8,06	0,83	0,57	8,01
2	35 44 70	8	3,4 1,9 0,8	5,2	18,9	6,7	19	6,24	1,20	0,85	8,96
3	35 40 70	5	2,7 1,9 1,1	5,8	18,5	6,7	19	6,19	1,20	0,87	8,92
4	25 50 110	10	2,2 3,1 0,6	5,1	19,5	6,8	14	5,17	1,46	1,23	9,04
5	24 46	9	1,8 2,8	4,3	18,7	6,7	15	5,35	1,40	1,16	8,94
6	23 48 96	9	0,9 3,0 0,5	5,4	18,9	6,7	14	5,48	1,36	1,10	8,94
7	29 56 115	6	1,5 2,7 1,2	3,6	19,6	6,8	12	5,20	1,48	1,19	9,23
8	22 55 110	6	0,5 1,5 1,1	2,8	20,8	7,1	13	4,96	1,58	1,29	9,39

A/A	ν kHz	Πλῆθος Ἁρμονικῶν	$(\frac{\delta n}{n_o})_m$ 10^{-2}	$(\frac{\delta n}{n_o})_{O\Lambda}$ 10^{-2}	T_{eff} eV	C_s $10^5 \frac{cm}{sec}$	λ_1 cm	λ_e 10^{-2} cm	ω_i $10^7 \frac{rad}{sec}$	$\nu_{e,i}$ 10^3 sec^{-1}	$\nu_{e,n}$ 10^5 sec^{-1}
9	58 118	3	1,5 1,1	2,4	20,8	7,1	12	4,69	1,69	1,41	9,52
10	58 114 121	5	1,2 0,6 1,0	2,4	20,6	7,0	12	4,74	1,69	1,37	9,59
11	58 119	6	0,6 0,9	2,0	21,4	7,2	6	4,60	1,79	1,42	9,87
12	50	4	2,1	2,2	22,8	7,4	15	4,59	1,85	1,38	10,2
13	43	6	0,4	1,1	23,9	7,6	18	4,21	2,01	1,66	10,1
14	-	3	-	-	23,1	7,4	-	4,00	2,08	1,87	9,94
15	41 83 125	6	3,3 1,9 0,8	5,4	20,8	7,1	17	3,01	2,48	3,66	8,94
16	26 50 75 100	4	39,2 7,5 3,1 1,7	52,2	8,5	4,5	17	2,16	2,09	11,8	5,40
17	52	6	0,5	2,5	6,6	4,0	8	1,83	2,17	18,6	4,76

ΠΙΝΑΚΑΣ B_1

	ΑΝΟΔΙΚΟ ΚΥΚΛΩΜΑ			ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΟΣ ΑΝΑΛΥΤΗΣ						ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗΣ			
A/A	V_A Volts	I_A Amps	P_A Watts	T_e eV	V_e $10^8 \frac{cm}{sec}$	u_o $10^8 \frac{cm}{sec}$	$\frac{u_o}{V_e}$	n_b $10^9 \frac{σωμ}{cm^3}$	T_b eV	T' eV	T_e eV	n_o $10^9 \frac{σωμ}{cm^3}$	$\frac{n_b}{n_o}$
1	46	0,04	1,8	3,2	0,75	2,89	3,85	0,21	9	11,2	-	1,19	0,18
2	57	0,28	16,0	12,5	1,48	2,57	1,74	1,63	10	8,3	6,5	6,45	0,25
3	51	0,14	7,1	9,1	1,26	2,50	1,98	0,83	8	8,0	13,5	1,96	0,43
4	60	0,50	30,0	12,0	1,45	1,74	1,20	4,31	-	8,5	6,2	9,83	0,44
5	64	0,69	44,2	11,0	1,39	1,62	1,17	6,39			10,5	7,99	0,80
6	88	0,85	74,8	10,4	1,35	1,18	0,87	10,75			8,3	11,10	0,97
7	100	1,05	105	7,4	1,14	1,32	1,16	11,96			6,8	11,90	1,01
8	228	1,32	301	7,2	1,12	1,32	1,18	15,07			5,7	16,29	0,93

ΠΙΝΑΚΑΣ B_2

Α/Α	ν kHz	Πλῆθος Ἁρμο-νικῶν	$(\frac{\delta n}{n_o})_m$ 10^{-2}	$(\frac{\delta n}{n_o})_{ΟΛ}$ 10^{-2}	T_{eff} eV	C_s $10^5 \frac{cm}{sec}$	λ_1 cm	λ_e 10^{-2} cm	ω_i $10^7 \frac{rad}{sec}$	$\nu_{e,i}$ 10^3 sec^{-1}	$\nu_{e,n}$ 10^6 sec^{-1}
1	70 140	3	10,3 1,8	8,8	3,7	3,0	4	3,85	0,72	6,02	0,83
2	55 110	2	3,5 0,6	4,1	11,1	5,2	9	3,27	1,67	4,23	1,64
3	10 70 145	4	1,6 1,9 1,2	6,3	8,6	4,5	6	5,06	0,92	2,07	1,40
4	45	6	0,4	1,7	10,0	4,9	11	2,60	2,06	6,85	1,60
5	5 65 155	3	8,8 1,3 2,8	9,5	11,0	5,1	3	2,76	1,86	6,35	1,54
6	27 54 80 100 125	5	53,1 12,7 4,0 1,0 0,4	70,6	8,3	4,5	17	2,27	2,19	9,59	1,49
7	29 58 90	7	2,6 0,4 0,5	3,7	7,4	4,2	15	1,85	2,27	17,1	1,26
8	35	5	0,3	1,2	7,2	4,2	12	1,56	2,66	24,4	1,24

Γ' ΣΕΙΡΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

ΠΙΝΑΚΑΣ $Γ_1$

	ΑΝΟΔΙΚΟ ΚΥΚΛΩΜΑ			ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΟΣ ΑΝΑΛΥΤΗΣ						ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗΣ			
Α/Α	V_A Volts	I_A Amps	P_A Watts	T_e eV	V_e $10^8 \frac{cm}{sec}$	u_o $10^8 \frac{cm}{sec}$	$\frac{u_o}{V_e}$	n_b $10^9 \frac{σωμ}{cm^3}$	T_b eV	T' eV	T_e eV	n_o $10^9 \frac{σωμ}{cm^3}$	$\frac{n_b}{n_o}$
0*	72	0,63	45,4	6,5	1,07	1,32	1,23	7,13			5,7	7,70	0,93
1	5	0,18	0,9	5,0	0,94	1,96	2,09	1,37	8	7,2	16,3	1,96	0,70
2	4	0,10	0,4	3,6	0,80	2,04	2,55	0,73	8	6,7	10,5	2,43	0,30
3	5	0,20	1,0	7,9	1,18	2,04	1,73	1,46	7	7,9	11,1	2,21	0,66
4	9	0,30	2,7	7,4	1,14	2,04	1,79	2,19	8	7,9	15,0	3,43	0,64
5	13	0,45	5,9	7,7	1,16	1,45	1,25	4,66	-	8,5	-	4,51	1,03
6	30	0,60	18,0	6,6	1,08	1,32	1,22	6,79	-	5,5	-	9,82	0,69
7	40	0,75	30,0	8,2	1,20	1,18	0,98	9,49			5,8	19,4	0,49
8	60	0,80	48,0	5,1	0,95	1,32	1,39	9,05			3,6	17,5	0,52
9	220	1,00	220	4,6	0,90	1,18	1,31	12,65			3,3	35,3	0,36

*Παρατήρηση: Ἡ μέτρηση Γ-0 ἔχει ληφθεῖ μαζί μέ τίς μετρήσεις τῶν σειρῶν Α καί Β, δηλαδή σέ διαφορετική μέρα ἀπό τίς ὑπόλοιπες μετρήσεις τῆς σειρᾶς Γ. Ἔχει ὅμως συμπεριληφθεῖ στούς πίνακες Γ-1 καί Γ-2 χάριν συγκρίσεως προκειμένου νά ὑπογραμμιστεῖ ἡ ἐπαναληπτικότητα τοῦ πειράματος.



ΠΙΝΑΚΑΣ Γ_2

Α/Α	ν kHz	Πλῆθος Αρμονικῶν	$(\frac{\delta n}{n_o})_m$ 10^{-2}	$(\frac{\delta n}{n_o})_{O\Lambda}$ 10^{-2}	T_{eff} eV	C_s $10^5 \frac{cm}{sec}$	λ_1 cm	λ_e 10^{-2}cm	ω_i $10^7 \frac{rad}{sec}$	$\nu_{e,i}$ 10^4 sec^{-1}	$\nu_{e,n}$ 10^6 sec^{-1}
1	12 95 190	3	2,3 1,9 0,6	7,6	6,4	3,9	4	3,75	0,92	0,51	2,59
2	14 95	2	3,9 1,1	-	4,2	3,2	3	2,86	1,03	1,03	2,20
3	15 98	3	6,1 3,5	12,2	7,9	4,4	4	4,44	0,98	0,29	3,25
4	11 97 105 195	4	8,2 4,5 2,8 0,5	15,6	7,7	4,3	4	3,45	1,22	0,49	3,15
5	13 102 115 146	6	4,5 3,2 2,5 0,5	14,1	8,5	4,5	4	3,07	1,40	0,61	3,21
6	35 105	3	0,8 5,0	8,6	6,6	4,0	4	1,93	2,06	1,68	2,97

ΠΙΝΑΚΑΣ Γ_2 (συνέχεια)

Α/Α	ν kHz	Πλῆθος Αρμονικῶν	$(\frac{\delta n}{n_o})_m$ 10^{-2}	$(\frac{\delta n}{n_o})_{O\Lambda}$ 10^{-2}	T_{eff} eV	C_s $10^5 \frac{cm}{sec}$	λ_1 cm	λ_e 10^{-2} cm	ω_i $10 \frac{rad}{sec}$	$\nu_{e,i}$ 10^4 sec^{-1}	$\nu_{e,n}$ 10^6 sec^{-1}
7	7 15 21 43 85	5	4,3 5,4 5,9 37,1 2,8	50,1	5,8	3,7	8	1,53	2,90	2,40	3,31
8	33	9	0,9	2,3	5,1	3,5	11	1,27	2,75	4,41	2,61
9	-	-	-	-	4,6	3,3	-	0,85	3,91	10,40	2,48
0					6,5	4,0		2,16	1,83	1,35	2,95



ΠΙΝΑΚΑΣ $Δ_1$

	ΑΝΟΔΙΚΟ ΚΥΚΛΩΜΑ			ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΟΣ ΑΝΑΛΥΤΗΣ						ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΑΝΙΧΝΕΥΤΗΣ			
A/A	V_A Volts	I_A Amps	P_A Watts	T_e eV	V_e $10^8 \frac{cm}{sec}$	u_o $10^8 \frac{cm}{sec}$	$\frac{u_o}{V_e}$	n_b $10^9 \frac{σωμ}{cm^3}$	T_b eV	T' eV	T_e eV	n_o $10^9 \frac{σωμ}{cm^3}$	$\frac{n_b}{n_o}$
1	5	0,05	0,25	3,1	0,74	2,50	3,38	0,30	3,8	5,6	13,3	0,60	0,50
2	18	0,22	4,0	5,4	0,97	2,04	2,10	1,61	5,6	5,7	11,5	2,30	0,70
3	34	0,40	13,6	5,1	0,95	1,45	1,53	4,13	-	* -	5,5	5,27	0,78
4	50	0,40	20,0	5,1	0,95	1,45	1,53	4,13			4,6	5,83	0,71
5	57	0,65	37,1	6,8	1,10	1,18	1,07	8,22			4,8	20,47	0,40
6	140	0,70	98,0	3,4	0,77	1,18	1,53	8,86			2,7	23,70	0,37
7	220	1,40	308	4,8	0,92	1,18	1,28	17,71			3,4	47,04	0,38

*Παρατήρηση: Ἡ παύλα ὑποδηλώνει ὅτι ἡ τιμή τοῦ φυσικοῦ μεγέθους γιά τή συγκεκριμένη μέτρηση εἶναι ἀβέβαιη.

ΠΙΝΑΚΑΣ $Δ_2$

A/A	ν kHz	Πλῆθος Ἀρμονικῶν	$(\frac{δn}{n_o})_m$ 10^{-2}	$(\frac{δn}{n_o})_{ΘΛ}$ 10^{-2}	T_{eff} eV	C_s $10^5 \frac{cm}{sec}$	$λ_1$ cm	$λ_e$ 10^{-2}cm	$ω_i$ $10^7 \frac{rad}{sec}$	$ν_{e,i}$ 10^4 sec^{-1}	$ν_{e,n}$ 10^6 sec^{-1}
1	7 105 175	3	1,0 1,4 0,9	-	4,0	3,1	3	6,17	0,44	0,24	4,07
2	14 146	3	2,0 3,7	8,4	5,6	3,7	3	3,60	1,00	0,53	5,38
3	8 39 118 235	5	1,2 0,7 3,6 0,7	5,3	5,1	3,5	3	2,31	1,51	1,33	5,23
4	8 45 92	3	2,2 1,5 6,3	10,8	5,1	3,5	4	2,20	1,59	1,47	5,23
5	20 25 48 75 95	5	5,3 4,3 25,5 1,0 1,4	34,7	6,8	4,0	8	1,35	2,98	3,35	6,03
6	22	3	0,2	-	3,4	2,9	13	0,89	3,20	11,0	4,27
7	-	-	-	-	4,8	3,4	-	0,75	4,51	13,0	5,07

ΠΙΝΑΚΑΣ Ε

A/A	V_A Volts	I_A Amps	ν_1 kHz	$(\frac{\delta n}{n_o})_1$	$(\delta n/n_o)_m$ m = 2	m = 3	m = 4
1	160	1,1	155	0,21	0,015	0,001	0,015
2	160	1,2	175	0,56	0,015	0,001	0,04
3	160	1,5	160	0,16	0,01	0,003	0,02
4	160	1,5	225	0,76	0,04	0,32	0,08
5	160	1,6	200	0,80	0,02	0,17	0,05
6	200	1,7	210	0,88	0,44	0,44	0,27
7	200	1,8	220	0,89	0,36	0,55	0,36

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

Στό παράρτημα αὐτό, θά ἐπιχειρήσουμε μία σύντομη ἀνακεφαλαίωση τῶν συμβόλων πού χρησιμοποιήσαμε σέ αὐτή τήν ἐργασία.

Ἀγγλικά Σύμβολα

A: - Σάν δείκτης προσδιορίζει μεγέθη πού ἐμφανίζονται στό ἀνοδικό κύκλωμα.
- Ἐνεργός ἐπιφάνεια πλέγματος

$\vec{B}$: Ὁλικό μαγνητικό πεδίο

$\vec{B}_{E\Xi}, \vec{B}_o$: Ἐξωτερικό μαγνητικό πεδίο

$\vec{B}_{E\Sigma}$: Ἐσωτερικό μαγνητικό πεδίο

c: Ταχύτητα τοῦ φωτός

C_s: Ἰονοακουστική ταχύτητα ἤχου

$C_{1,2,3}$: Συντελεστής συζεύξεως κατά τήν ἀλληλεπίδραση τριῶν κυμάτων

D: Συνάρτηση κατανομῆς θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας Gibbs

D_u: Συντελεστής διαχύσεως στό χῶρο τῶν ταχυτήτων

$d\vec{r} = dx \cdot d\psi \cdot dz$: Στοιχειώδης ὄγκος

$d\vec{u} = du_x du_\psi du_z$: " " στό χῶρο τῶν ταχυτήτων

$\vec{E}$: Ὁλικό ἠλεκτρικό πεδίο

$\vec{E}_{E\Xi}$: Ἐξωτερικό " "

$\vec{E}_{E\Sigma}$: Ἐσωτερικό " "

$\vec{E}_k$: Πλάτος ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐπιπέδου κύματος

e : - Σάν δείκτης προσδιορίζει ποσότητες πού ἀναφέρονται στά ἠλεκτρόνια
- Ἀριθμητική τιμή τοῦ φορτίου τοῦ ἠλεκτρονίου

F: Συνάρτηση κατανομῆς πολλῶν σωματίων

$F_{o,e}$: Συνάρτηση κατανομῆς ταχυτήτων θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας ἠλεκτρονίων σέ μία διάσταση

$F'_{o,e}$: Παράγωγος ὡς πρός τήν ταχύτητα τῆς $F_{o,e}$

f_α: Συνάρτηση κατανομῆς ταχυτήτων σωματίων τύπου α. Ὅταν α=e αὐτά εἶναι τά ἠλεκτρόνια καί ὅταν α=i αὐτά εἶναι τά ἰόντα.

f_e: Συνάρτηση κατανομῆς ταχυτήτων ἠλεκτρονίων

f_i: Συνάρτηση κατανομῆς ταχυτήτων ἰόντων

$f_{o,\alpha}$: Συνάρτηση κατανομῆς ταχυτήτων θερμοδυναμικῆς ἰσορροπίας Maxwell-Boltzmann σωματίων τύπου α.

$f_{1,\alpha}$: Γραμμική διαταραχή συναρτήσεως κατανομῆς ταχυτήτων σωματίων τύπου α

$f_{\alpha,k}$: Πλάτος κυματικῆς διαταραχῆς στή συνάρτηση κατανομῆς ταχυτήτων σωματίων τύπου α.

g_α: Φορτίο σωματίων τύπου α.

$g_e=-e$: Φορτίο ἠλεκτρονίων

$g_i=+e$: Φορτίο ἰόντων

i: Δείκτης ὁ ὁποῖος προσδιορίζει ποσότητες πού ἀναφέρονται στά ἰόντα

I_A: Ἔνταση ἀνοδικοῦ ρεύματος

$I_{A,M}$: Τιμή ἀνοδικοῦ ρεύματος πού ἔχουμε μετάπτωση ἀπό ἐκκένωση δέσμης σέ ἐκκένωση ὁλισθήσεως

I_p: Ἔνταση ρεύματος ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ

I_e: Ἠλεκτρονική συνιστώσα τοῦ I_p

I_i: Ἰοντική συνιστώσα τοῦ I_p

$I_{o,e}$: Ρεύμα κόρου τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ πλάσματος πού φθάνουν στόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή

$\delta I_{o,e}$: Πλάτος ἐναλλασσόμενης συνιστώσας τοῦ $I_{o,e}$

I_Σ: Ἔνταση ρεύματος στό συλλέκτη τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ ἀναλυτῆ

$i_{1,\Sigma}$: Πλάτος ἐναλλασσόμενης συνιστώσας τοῦ I_Σ

j: $(-1)^{\frac{1}{2}}$

$\vec{J}_{E\Xi}$: Ἐξωτερική πυκνότητα ρεύματος

$\vec{k}$: Κυματάριθμος

k: Σάν δείκτης προσδιορίζει τά πλάτη τῶν κυματικῶν διαταραχῶν

$\hat{k}$: Μοναδιαῖο διάνυσμα κατά τή διεύθυνση τοῦ κύματος

$k_\perp$: Κάθετη συνιστώσα τοῦ $\vec{k}$ πρός τό ἐξωτερικό μαγνητικό πεδίο

$k_{||}$: Παράλληλη " " " " "

ℓ_α: Μέση ἐλευθέρα διαδρομή γιά τά σωμάτια τύπου α

ℓ_e: " " " γιά τά ἠλεκτρόνια

L: Μῆκος κυλινδρικῆς στήλης πλάσματος

m: Σάν δείκτης παίρνει τίς τιμές 1,2,3,4 καί χαρακτηρίζει ποσότητες πού ἀναφέρονται στή βασική συχνότητα καί στίς ἀνώτερες ἁρμονικές

m_α: Μάζα σωματίων τύπου α

m_e: Μάζα ἠλεκτρονίων

m_i: Μάζα ἰόντων

N: Πλῆθος σωματίων

N_α: Πλῆθος σωματίων τύπου α

N_e: Πλῆθος ἠλεκτρονίων

N_i: Πλῆθος ἰόντων

n: Σάν δείκτης προσδιορίζει ποσότητες πού ἀναφέρονται στά οὐδέτερα ἄτομα

n_α: Πυκνότητα σωματίων τύπου α. Ὅταν α=e αὐτά εἶναι τά ἠλεκτρόνια καί ὅταν α=i αὐτά εἶναι τά ἰόντα

n_e: Πυκνότητα ἠλεκτρονίων

n_i: Πυκνότητα ἰόνιων

n_n: Πυκνότητα οὐδετέρων ἀτόμων

n_b: Πυκνότητα ἠλεκτρονίων δέσμης

n_o: Μέση πυκνότητα φορτισμένων σωματίων πλάσματος

$n_{o,\alpha}$: Μέση πυκνότητα σωματίων τύπου α

$n_{1,\alpha}$: Γραμμική διαταραχή στήν πυκνότητα σωματίων τύπου α

$n_{\alpha,k}$: Πλάτος κυματικῆς διαταραχῆς στήν πυκνότητα σωματίων τύπου α

p: Πίεση ἀερίου

P: Σάν δείκτης προσδιορίζει ποσότητες πού ἀναφέρονται στόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή

P_A: Ἀνοδική ἰσχύς

P_θ : Ἰσχύς θερμάνσεως καθόδου

q: Ἀκέραιος ἀριθμός πού παίρνει τιμές 1,2,3,...

$\vec{r}_\kappa$: Διάνυσμα θέσεως κ σωματίου

R: Ἀκτίνα κυλινδρικῆς στήλης πλάσματος

R_A: Ὡμική ἀντίσταση προστασίας στό ἀνοδικό κύκλωμα

R_p: " " πού ὑπάρχει στό κύκλωμα τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ

S_p: Ἐμβαδό ἐπιφάνειας ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ

T_a: θερμοκρασία σωματίων τύπου α

T_e: θερμοκρασία ἠλεκτρονίων

T_i: θερμοκρασία ἰόντων

T_n: θερμοκρασία οὐδετέρων ἀτόμων

T_{eff}: Ἐνεργός θερμοκρασία γιά τή διάδοση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων σέ πλάσμα μέ δύο θερμοκρασίες ἠλεκτρονίων

t: Χρόνος

u: Ταχύτητα ἠλεκτρονίων σέ μία διάσταση

u_o: Μέση ταχύτητα ὀλισθήσεως ἠλεκτρονίων σέ μία διάσταση παράλληλη πρός τή διεύθυνση διαδόσεως τοῦ κύματος

u_{EL}: Ἐλάχιστη ταχύτητα πού πρέπει νά ἔχει τό ἠλεκτρόνιο γιά νά φθάσει στό συλλέκτη τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ ἀναλυτῆ

U_e, V_e ($U_e = 2^{\frac{1}{2}} V_e$): θερμικές ταχύτητες ἠλεκτρονίων

V_i: θερμική ταχύτητα ἰόντων

V: Ὄγκος

V_A: Διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ ἀνόδου καί καθόδου

V_p: Πόλωση ἠλεκτρικοῦ ἀνιχνευτῆ

V_{SP}: Δυναμικό πλάσματος

V_F: Δυναμικό μηδενικοῦ ρεύματος στόν ἠλεκτρικό ἀνιχνευτή

V_Σ: Πόλωση στό συλλέκτη τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ ἀναλυτῆ

W: Ὁλική ἐνέργεια ἑνός ἠλεκτρονίου

W_K: Κινητική ἐνέργεια ἑνός ἠλεκτρονίου

$W_{c,K}$: " " " " πού ἀντιστοιχεῖ στή φασική ταχύτητα τοῦ κύματος

$W_{o,K}$: Κινητική ἐνέργεια ἑνός ἠλεκτρονίου πού ἀντιστοιχεῖ στήν ταχύτητα ὀλισθήσεώς του

x,ψ,z: - Συντεταγμένες θέσεως
- Σάν δεῖκτες προσδιορίζουν τίς προβολές τῶν διαφόρων διανυσμάτων πάνω στούς τρεῖς ἄξονες συντεταγμένων

$\hat{x}, \hat{\psi}, \hat{z}$: Μοναδιαία διανύσματα στούς τρεῖς ἄξονες συντεταγμένων

x': Συντεταγμένη θέσεως στό σύστημα ἀναφορᾶς τοῦ κύματος

Z(ζ): Συνάρτηση διασπορᾶς τοῦ πλάσματος

Ἑλληνικά Σύμβολα

α: Δείκτης ὁ ὁποῖος προσδιορίζει ποσότητες πού ἀναφέρονται στά φορτισμένα σωμάτια τύπου α.

γ: Ρυθμός αὐξήσεως τοῦ κύματος.

ε: Μικρή παράμετρος γιά τήν ὁποία ἰσχύει $\varepsilon << 1$

$\zeta_{i,e}$: Ὅρισμα τῆς συναρτήσεως διασπορᾶς τοῦ πλάσματος

κ : Δείκτης ὁ ὁποῖος προσδιορίζει ἕνα σωμάτιο, τό κ. Παίρνει τιμές 1,...,N.

λ: Μῆκος κύματος

λ_1: Μῆκος κύματος θεμελιώδους

λ_e: Μῆκος Debye γιά τά ἠλεκτρόνια

λ_i: " " " " ἰόντα

M: Δείκτης ὁ ὁποῖος προσδιορίζει τίς δυνάμεις μακρᾶς ἐμβέλειας

ν: Συχνότητα κύματος

ν_1: Συχνότητα θεμελιώδους

$\nu_{2,3,4}$: " ἁρμονικῶν

ν_e: " συγκρούσεων ἠλεκτρονίων

$\nu_{e,n}$: " " μέ τά οὐδέτερα ἄτομα

ν_i: " " ἰόντων

$\nu_{i,n}$: " " " μέ τά οὐδέτερα ἄτομα

$\nu_{e,i}$: Συχνότητα συγκρούσεων ήλεκτρονίων μέ τά ίόντα

$\nu_{\alpha,\beta}$: " " σωματίων τύπου α μέ τά σωμάτια τύπου β

ν_{eff}: Ένεργός συχνότητα συγκρούσεων

ξ: "Παραμορφωμένη" χωροχρονική μεταβλητή

ρ: Άκτίνα κυλινδρικοῦ ήλεκτρικοῦ άνιχνευτῆ

$\rho_{E\Xi}$: Έξωτερική πυκνότητα φορτίου

Σ: Δείκτης ό όποῖος προσδιορίζει τίς δυνάμεις μικρῆς έμβέλειας

σ_s: Ένεργός διατομή συγκρούσεων

τ: "Παραμορφωμένη" χρονική μεταβλητή

$\vec{u}_K$: Διάνυσμα ταχύτητας κ σωματίου

u: Ταχύτητα ένός σωματίου

u': " " " στό σύστημα άναφορᾶς τοῦ κύματος

$\vec{u}_o$: Μέση ταχύτητα όλισθήσεως τῶν ήλεκτρονίων

Φ: Δυναμικό τοῦ κύματος

ω: Κυκλική συχνότητα κύματος

ω_1: Κυκλική συχνότητα θεμελιώδους

$\omega_{2,3,4}$: " " άρμονικῶν

ω_r: Πραγματικό μέρος τῆς ω

ω_B: Κυκλική συχνότητα ταλαντώσεως τῶν παγιδευμένων σωματίων στό δυναμικό τοῦ κύματος.

ω_e: Συχνότητα πλάσματος τῶν ήλεκτρονίων

ω_i: " " " ίόντων

Ω_e: Κυκλοτρονική συχνότητα τῶν ήλεκτρονίων

Ω: Μετατοπισμένη κυκλική συχνότητα κύματος έξαιτίας τοῦ φαινομένου Doppler στό σύστημα άναφορᾶς άλλου κύματος.

Είδικά Σύμβολα καί Τελεστές

$\perp,\parallel$: Δεῖκτες οί όποῖοι σημαίνουν "κάθετο" καί "παράλληλο" διάνυσμα πρός τό έξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

0: Δείκτης ό όποῖος σημαίνει άδιατάρακτη ή μέση τιμή ίσορροπίας γιά τό φυσικό μέγεθος πού προσδιορίζει.

1: Δείκτης ό όποῖος σημαίνει μικρή γραμμική διαταραχή γιά τό φυσικό μέγεθος πού προσδιορίζει.

$\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \equiv \nabla$: ό τελεστής grad $(= \hat{x}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{\psi}\frac{\partial}{\partial \psi} + \hat{z}\frac{\partial}{\partial z})$

$\frac{\partial}{\partial \vec{u}} \equiv \nabla_u$: " " " στό χῶρο τῶν ταχυτήτων $(= \hat{x}\frac{\partial}{\partial u_x} + \hat{\psi}\frac{\partial}{\partial u_\psi} + \hat{z}\frac{\partial}{\partial u_z})$

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

Σέ αὐτό τό Παράρτημα θά δείξουμε τίς πράξεις μέ τίς ὁποῖες ἀπό τή σχέση (2-29) καταλήγουμε στή σχέση (2-30). Πρός τοῦτο θά χρησιμοποιήσουμε καί τίς σχέσεις,

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int \frac{\exp(-u^2)du}{u-\zeta} \quad (a), \quad \int \exp(-\beta x^2)dx = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \quad (b) \quad (B\text{-}1)$$

ὅπου $Z(\zeta)$ εἶναι ἡ συνάρτηση διασπορᾶς τοῦ πλάσματος, ὅπως αὐτή ὁρίζεται ἀπό τούς Fried καί Conte [49]. Γιά τή σχέση (B-1) βλέπε π.χ. τόν Tolman [121]. Δέν πρέπει νά ξεχνᾶμε ὅτι τά ὁλοκληρώματα πού ἐμφανίζονται σέ αὐτή τήν ἐργασία εἶναι γενικευμένα ὁλοκληρώματα α' εἴδους, μέ ὅρια ὁλοκληρώσεως $(-\infty, +\infty)$. Προκειμένου νά ἁπλοποιήσουμε τούς ὑπολογισμούς τούς ὁποίους θά κάνουμε σέ αὐτό τό παράρτημα, δεχόμαστε ὅτι ἡ διεύθυνση διαδόσεως τῶν ἐπιπέδων κυμάτων εἶναι αὐτή τοῦ ἄξονα τῶν x, δηλαδή ἰσχύει,

$$\vec{k} = k_x \cdot \hat{x} = k \cdot \hat{x} \qquad (B\text{-}2)$$

μέ $\hat{x}$ τό μοναδιαῖο διάνυσμα στόν ἄξονα τῶν x. Ἡ παραδοχή αὐτή δέν περιορίζει τή γενικότητα τῆς ἀποδείξεως.

Συνεπῶς ἄν χρησιμοποιήσουμε καί τίς σχέσεις (2-23), ἔχουμε:

$$\alpha)\ jv_i \int \frac{f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i} d\vec{u} = \frac{jv_i}{U_i^3\pi^{3/2}} \int \frac{\exp(-u^2/U_i^2)}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i} d\vec{u} =$$

$$= \frac{jv_i}{U_i^3\pi^{3/2}} \int \frac{\exp(-\frac{u_x^2+u_\psi^2+u_z^2}{U_i^2})}{ku_x-\omega-jv_i} du_x du_\psi du_z =$$

$$= \frac{jv_i}{U_i^3\pi^{3/2}} \int \exp(-u_\psi^2/U_i^2)du_\psi \cdot \int \exp(-u_z^2/U_i^2)du_z \cdot \int \frac{\exp(-u_x^2/U_i^2)}{ku_x-\omega-jv_i} du_x =$$

$$= \frac{jv_i}{U_i^3\pi^{3/2}} U_i^2 \pi \frac{1}{k} \int \frac{\exp(-u_x^2/U_i^2)}{u_x - \frac{\omega+jv_i}{k}} du_x = \frac{jv_i}{kU_i} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int \frac{\exp(-u_x^2/U_i^2)}{\frac{u_x}{U_i} - \frac{\omega+jv_i}{kU_i}} d(\frac{u_x}{U_i})$$

καί ἔτσι τελικά παίρνουμε,

$$jv_i \int \frac{f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i} d\vec{u} = \frac{jv_i}{kU_i} Z\left(\frac{\omega+jv_i}{kU_i}\right) \qquad (B\text{-}3)$$

$$\beta)\ \frac{\omega_i^2}{k} \int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u f_{o,i}}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i} d\vec{u} = \frac{\omega_i^2}{k} \frac{1}{U_i^3\pi^{3/2}} \int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_u \exp(-\frac{u^2}{U_i^2})}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i} d\vec{u} =$$

$$= \frac{\omega_i^2}{kU_i^3\pi^{3/2}} \int \frac{-\frac{2\hat{k}\cdot\vec{u}}{U_i^2}\exp(-\frac{u^2}{U_i^2})}{\vec{k}\cdot\vec{u}-\omega-jv_i} d\vec{u} = -\frac{2\omega_i^2}{kU_i^5\pi^{3/2}} \int \frac{u_x \exp(-\frac{u_x^2+u_\psi^2+u_z^2}{U_i^2})}{ku_x-\omega-jv_i} du_x du_\psi du_z =$$

$$= -\frac{2\omega_i^2}{kU_i^5\pi^{3/2}} \int \exp(-\frac{u_\psi^2}{U_i^2})du_\psi \cdot \int \exp(-\frac{u_z^2}{U_i^2})du_z \cdot \int \frac{u_x \exp(-\frac{u_x^2}{U_i^2})}{ku_x-\omega-jv_i} du_x =$$

$$= -\frac{2\omega_i^2}{kU_i^5\pi^{3/2}} U_i^2\pi \frac{1}{k} \int \frac{(ku_x-\omega-jv_i+\omega+jv_i)\exp(-\frac{u_x^2}{U_i^2})}{ku_x-\omega-jv_i} du_x =$$

$$= - \frac{2\omega_i^2}{k^2 U_i^3 \pi^{1/2}} \left[\int \exp(- \frac{u_x^2}{U_i^2}) du_x + \frac{\omega+jv_i}{k} \int \frac{\exp(- \frac{u_x^2}{U_i^2})}{\frac{u_x}{U_i} - \frac{\omega+jv_i}{kU_i}} d(\frac{u_x}{U_i}) \right] =$$

$$= - \frac{2\omega_i^2}{k^2 U_i^3 \pi^{1/2}} \left[U_i \pi^{1/2} + \pi^{1/2} \frac{\omega+jv_i}{k} Z(\frac{\omega+jv_i}{kU_i}) \right]$$

όπότε τελικά, χρησιμοποιώντας και τίς σχέσεις (2-29a), (2-30a) και (2-31a) γιά τά ω_i, λ_i και U_i, παίρνουμε,

$$\frac{\omega_i^2}{k} \int \frac{\hat{k} \cdot \nabla_u f_{o,i}}{\vec{k} \cdot \vec{u} - \omega - jv_i} d\vec{u} = - \frac{1}{(k\lambda_i)^2} \left[1 + \frac{\omega+jv_i}{kU_i} Z(\frac{\omega+jv_i}{kU_i}) \right] \qquad (B\text{-}4)$$

γ) $$jv_e \int \frac{f_{o,e}}{\vec{k} \cdot \vec{u} - \omega - jv_e} d\vec{u} = \frac{jv_e}{U_e^3 \pi^{3/2}} \int \frac{\exp\left[- \frac{(\vec{u}-\vec{u}_o)^2}{U_e^2} \right]}{\vec{k} \cdot \vec{u} - \omega - jv_e} d\vec{u} =$$

$$= \frac{jv_e}{U_e^3 \pi^{3/2}} \int \exp\left[- \frac{(u_\psi - u_{o,\psi})^2}{U_e^2} \right] du_\psi \cdot \int \exp\left[- \frac{(u_z - u_{o,z})^2}{U_e^2} \right] du_z \cdot \int \frac{\exp\left[- \frac{(u_x - u_{o,x})^2}{U_e^2} \right]}{ku_x - \omega - jv_e} du_x =$$

$$= \frac{jv_e}{U_e^3 \pi^{3/2}} U_e^2 \pi \frac{1}{k} \int \frac{\exp\left[- \frac{(u_x - u_{o,x})^2}{U_e^2} \right]}{\frac{u_x - u_{o,x}}{U_e} - \frac{\omega + jv_e + ku_{o,x}}{kU_e}} d(\frac{u_x}{U_e})$$

και έτσι τελικά παίρνουμε,

$$jv_e \int \frac{f_{o,e}}{\vec{k} \cdot \vec{u} - \omega - jv_e} d\vec{u} = \frac{jv_e}{kU_e} Z\left(\frac{\omega - \vec{k} \cdot \vec{u}_o + iv_e}{kU_e} \right) \qquad (B\text{-}5)$$

δ) $$\frac{\omega_e^2}{k} \int \frac{\hat{k} \cdot \nabla_u f_{o,e}}{\vec{k} \cdot \vec{u} - \omega - jv_e} d\vec{u} = \frac{\omega_e^2}{k} \frac{1}{U_e^3 \pi^{3/2}} \int \frac{\vec{k} \cdot \nabla_u \exp - \left[\frac{(\vec{u}-\vec{u}_o)^2}{U_e^2} \right]}{\vec{k} \cdot \vec{u} - \omega - jv_e} d\vec{u} =$$

$$= \frac{\omega_e^2}{kU_e^3 \pi^{3/2}} \int \frac{- \frac{2\vec{k} \cdot (\vec{u}-\vec{u}_o)}{U_e^2} \exp\left[- \frac{(\vec{u}-\vec{u}_o)^2}{U_e^2} \right]}{\vec{k} \cdot \vec{u} - \omega - jv_e} d\vec{u} =$$

$$= - \frac{2\omega_e^2}{kU_e^5 \pi^{3/2}} \int \frac{(u_x - u_{o,x}) \exp\left[- \frac{(\vec{u}-\vec{u}_o)^2}{U_e^2} \right]}{ku_x - \omega - jv_e} du_x du_\psi du_z =$$

$$= - \frac{2\omega_e^2}{kU_e^5 \pi^{3/2}} \int \exp\left[- \frac{(u_\psi - u_{o,\psi})^2}{U_e^2} \right] du_\psi \cdot \int \exp\left[- \frac{(u_z - u_{o,z})^2}{U_e^2} \right] du_z \cdot$$

$$\cdot \int \frac{(u_x - u_{o,x}) \exp\left[- \frac{(u_x - u_{o,x})^2}{U_e^2} \right]}{k(u_x - u_{o,x}) + ku_{o,x} - \omega - jv_e} du_x =$$

$$= - \frac{2\omega_e^2}{kU_e^5\pi^{3/2}} U_e^2 \pi \frac{1}{k} \int \frac{(v_x-v_{o,x}) - \frac{\omega-kv_{o,x}+jv_e}{k} + \frac{\omega-kv_{o,x}+jv_e}{k}}{(v_x-v_{o,x}) - \frac{\omega-kv_{o,x}+jv_e}{k}} \exp\left[-\frac{(v_x-v_{o,x})^2}{U_e^2}\right] dv_x =$$

$$= - \frac{2\omega_e^2}{k^2U_e^3\pi^{1/2}} \left[\int \exp\left[-\frac{(v_x-v_{o,x})^2}{U_e^2}\right] dv_x + \frac{\omega-kv_{o,x}+jv_e}{k} \int \frac{\exp\left[-\frac{(v_x-v_{o,x})^2}{U_e^2}\right]}{\frac{v_x-v_{o,x}}{U_e} - \frac{\omega-kv_{o,x}+jv_e}{kU_e}} d\left(\frac{v_x}{U_e}\right) \right] =$$

$$= - \frac{2\omega_e^2}{k^2U_e^3\pi^{1/2}} \left[U_e\pi^{1/2} + \frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{v}_o+jv_e}{k} \pi^{1/2} Z\left(\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{v}_o+jv_e}{kU_e}\right) \right]$$

όπότε τελικά, χρησιμοποιώντας καί τίς σχέσεις (2-29a), (2-30a) καί (2-31a) γιά τά ω_e, λ_e καί U_e, παίρνουμε,

$$\frac{\omega_e^2}{k} \int \frac{\hat{k}\cdot\nabla_v f_{o,e}}{\vec{k}\cdot\vec{v}-\omega-jv_e} d\vec{v} = - \frac{1}{(k\lambda_e)^2} \left[1 + \frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{v}_o+jv_e}{kU_e} Z\left(\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{v}_o+jv_e}{kU_e}\right) \right] \qquad (B\text{-}6)$$

Αντικαθιστώντας πλέον τίς σχέσεις (B-3), (B-4), (B-5) καί (B-6) στή (2-29) άμέσως προκύπτει ή σχέση (2-30).

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ

Στό Παράρτημα αὐτό, θά δείξουμε τίς πράξεις μέ τίς όποῖες άπό τή σχέση (2-30) καταλήγουμε στή σχέση (2-31). Γιά τό σκοπό αὐτό θά χρησιμοποιήσουμε τίς άσυμπτωτικές έκφράσεις γιά τή συνάρτηση διασποράς $Z(\zeta)$ τοῦ πλάσματος, όταν τό όρισμά της ζ εἶναι πολύ μικρότερο ἤ πολύ μεγαλύτερο άπό τή μονάδα [49]. Έτσι έχουμε,

$$Z(\zeta) = j\pi^{1/2} \exp(-\zeta^2) - 2\zeta\left(1 - \frac{2\zeta^2}{3} + \frac{4\zeta^4}{15} - \frac{8\zeta^6}{105} + \ldots\right) \qquad \text{(a)}$$

$$Z(\zeta) = j\pi^{1/2}\sigma\exp(-\zeta^2) - \zeta^{-1}\left(1 + \frac{1}{2\zeta^2} + \frac{3}{4\zeta^4} + \ldots\right) \qquad \text{(b)} \qquad (\Gamma\text{-}1)$$

Έπειδή στίς ήλεκτρικές έκκενώσεις, όπως εἴδαμε καί στό κεφάλαιο 4, έν γένει ἰσχύει $\zeta_e << 1$ καί $\zeta_i >> 1$, οἱ συναρτήσεις $Z(\zeta_e)$ καί $Z(\zeta_i)$ προσεγγίζονται ὡς ἑξῆς:

$$Z(\zeta_e) \simeq j\pi^{1/2} \exp(-\zeta_e^2) - 2\zeta_e \qquad \text{(a)}$$

$$Z(\zeta_i) \simeq -\frac{1}{\zeta_i}\left(1 + \frac{1}{2\zeta_i^2}\right) \qquad \text{(b)} \qquad (\Gamma\text{-}2)$$

Στίς σχέσεις (Γ-2) έχουμε προχωρήσει μέχρι δευτέρας τάξεως προσέγγιση καί έπιπλέον στή (Γ-2b) έχουμε θέσει $\sigma=0$ διότι $Im\zeta_i > 0$.

Συνεπῶς έχουμε:

$$\alpha)\ \frac{1}{(k\lambda_i)^2} \frac{1+\zeta_i Z(\zeta_i)}{1 + \frac{jv_i}{kU_i} Z(\zeta_i)} = \frac{1}{(k\lambda_i)^2} \frac{1 + \zeta_i\left(-\frac{1}{\zeta_i} - \frac{1}{2\zeta_i^3}\right)}{1 + \frac{jv_i}{kU_i}\left(-\frac{1}{\zeta_i} - \frac{1}{2\zeta_i^3}\right)} \simeq \frac{1}{(k\lambda_i)^2} \frac{-\frac{1}{2\zeta_i^2}}{1 - \frac{jv_i}{kU_i}\frac{1}{\zeta_i}} = \Gamma$$

έχοντας έγκαταλείψει καί τόν όρο $\frac{1}{2\zeta_i^3}$ άπό τόν παρανομαστή, διότι εἶναι

πολύ μικρός. Αντικαθιστώντας πλέον τό $\zeta_i = \frac{\omega+jv_i}{kU_i}$ παίρνουμε,

$$\Gamma = -\frac{1}{2(k\lambda_i)^2}\ \frac{1}{\frac{\omega+jv_i}{kU_i}\left(\frac{\omega+jv_i}{kU_i}-\frac{jv_i}{kU_i}\right)} = -\frac{1}{2}\frac{1}{(k\lambda_i)^2}\ \frac{(kU_i)^2}{\omega(\omega+jv_i)}$$

όπότε, χρησιμοποιώντας καί τίς σχέσεις (2-29a), (2-30a) καί (2-31a) γιά τά ω_i, λ_i καί U_i, τελικά βγαίνει ότι,

$$\frac{1}{(k\lambda_i)^2}\ \frac{1+\zeta_i Z(\zeta_i)}{1+\frac{jv_i}{kU_i}Z(\zeta_i)} = -\frac{\omega_i^2}{\omega(\omega+jv_i)} \qquad (\Gamma\text{-}3)$$

β) $$\frac{1}{(k\lambda_e)^2}\ \frac{1+\zeta_e Z(\zeta_e)}{1+\frac{jv_e}{kU_e}Z(\zeta_e)} = \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\ \frac{1+\zeta_e\left[j\pi^{\frac{1}{2}}\exp(-\zeta_e^2)-2\zeta_e\right]}{1+\frac{jv_e}{kU_e}\left[j\pi^{\frac{1}{2}}\exp(-\zeta_e^2)-2\zeta_e\right]} =$$

$$= \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\ \frac{1+j\pi^{\frac{1}{2}}\zeta_e\exp(-\zeta_e^2)-2\zeta_e^2}{1+\frac{jv_e}{kU_e}\left[j\pi^{\frac{1}{2}}\exp(-\zeta_e^2)-2\zeta_e\right]} = \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\ \frac{1+j\pi^{\frac{1}{2}}\zeta_e\exp(-\zeta_e^2)}{1+\frac{jv_e}{kU_e}(j\pi^{\frac{1}{2}}-2\zeta_e)} = \Gamma'$$

έχοντας έγκαταλείψει τόν όρο $2\zeta_e^2$ από τόν άριθμητή, διότι είναι πολύ μικρός σέ σχέση μέ τή μονάδα καί έχοντας προσεγγίσει, γιά τόν ίδιο λόγο, στόν παρανομαστή τόν έκθετικό όρο $\exp(-\zeta_e^2) = 1-\zeta_e^2+\ldots \approx 1$. Επιπλέον, έπειδή ό όρος $\frac{jv_e}{kU_e}(j\pi^{\frac{1}{2}}-2\zeta_e)$ είναι μικρότερος από τή μονάδα, χρησιμοποιώντας τή σχέση $\frac{1}{1+\varepsilon} \approx 1-\varepsilon$ $(\varepsilon << 1)$ ή Γ' γίνεται,

$$\Gamma' = \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\left[1+j\pi^{\frac{1}{2}}\zeta_e\exp(-\zeta_e^2)\right]\left[1-\frac{jv_e}{kU_e}(j\pi^{\frac{1}{2}}-2\zeta_e)\right] = \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\Big[1+j\pi^{\frac{1}{2}}\zeta_e\exp(-\zeta_e^2)+$$

$$+\pi^{\frac{1}{2}}\frac{v_e}{kU_e}+\pi\frac{jv_e}{kU_e}\zeta_e\exp(-\zeta_e^2)+2\frac{jv_e}{kU_e}\zeta_e-2\pi^{\frac{1}{2}}\frac{v_e}{kU_e}\zeta_e^2\exp(-\zeta_e^2)\Big]$$

Εγκαταλείποντας τόν τελευταίο όρο μέσα στήν άγκύλη, διότι είναι πολύ μικρός σέ σχέση μέ τή μονάδα καί άντικαθιστώντας τό $\zeta_e = \frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o+jv_e}{kU_e}$ παίρνουμε,

$$\Gamma' = \frac{1}{(k\lambda e)^2}\Big[1+j\pi^{\frac{1}{2}}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o+jv_e}{kU_e}\exp(-\zeta_e^2)+\pi^{\frac{1}{2}}\frac{v_e}{kU_e}+\pi\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o+jv_e}{kU_e}\exp(-\zeta_e^2)+$$

$$+2\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o+jv_e}{kU_e}\Big] = \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\Big[1+j\pi^{\frac{1}{2}}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\exp(-\zeta_e^2)-\pi^{\frac{1}{2}}\frac{v_e}{kU_e}\exp(-\zeta_e^2)+$$

$$+\pi^{\frac{1}{2}}\frac{v_e}{kU_e}+\pi\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\exp(-\zeta_e^2)-\pi\frac{v_e^2}{(kU_e)^2}\exp(-\zeta_e^2)+2\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}-2\left(\frac{v_e}{kU_e}\right)^2\Big] =$$

$$\approx \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\Big[1+j\pi^{\frac{1}{2}}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\exp(-\zeta_e^2)+\pi\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\exp(-\zeta_e^2)+2\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\Big]$$

έχοντας έγκαταλείψει τούς όρους πού έχουν $\left(\frac{v_e}{kU_e}\right)^2$, διότι είναι πολύ μικροί σέ σχέση μέ τή μονάδα, καί έχοντας προσεγγίσει τόν όρο $-\pi^{\frac{1}{2}}\frac{v_e}{kU_e}\exp(-\zeta_e^2) \approx -\pi^{\frac{1}{2}}\frac{v_e}{kU_e}$, όπότε άπλοποιείται μέ τόν $\pi^{\frac{1}{2}}\frac{v_e}{kU_e}$.

Προσεγγίζοντας έπιπλέον τόν έκθετικό όρο $\exp(-\zeta_e^2)$ μέ,

$$\exp(-\zeta_e^2) = \exp\left[-\left(\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o+jv_e}{kU_e}\right)^2\right] = \exp\left[-\left(\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\right)^2\right]\cdot\exp\left[-\frac{2jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}+\left(\frac{v_e}{kU_e}\right)^2\right] =$$

$$= \exp\left[-\left(\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\right)^2\right]\cdot 1$$

καί χρησιμοποιώντας τή σχέση (2-32), ήτοι

$$F_{e,o}(u) = \frac{1}{\pi^{\frac{1}{2}}U_e}\exp\left[-\left(\frac{u-\hat{k}\cdot\vec{U}_o}{U_e}\right)^2\right] \quad \text{καί} \quad \frac{dF_{o,e}(u)}{du} = F'_{o,e}(u) =$$

$$= -\frac{2}{\pi^{\frac{1}{2}}U_e^2}\frac{u-\hat{k}\cdot\vec{U}_o}{U_e}\exp\left[-\left(\frac{u-k\cdot\vec{U}_o}{U_e}\right)^2\right] \qquad (\Gamma\text{-}4)$$

έχουμε ότι,

$$\Gamma' = \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\left\{1+j\pi^{\frac{1}{2}}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\right)^2\right]+\pi\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\right)^2\right]+\right.$$

$$\left.+\,2\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\right\} = \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\left[1-\frac{j\pi U_e^2}{2}F'\left(\frac{\omega}{k}\right)-\frac{j\pi U_e^2}{2}F'\left(\frac{\omega}{k}\right)\frac{\pi^{\frac{1}{2}}v_e}{kU_e}+2\frac{jv_e}{kU_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kU_e}\right]$$

Αντικαθιστώντας λοιπόν τό $\frac{U_e^2}{2}$ μέ τό V_e^2 (βλ. σχέση 2-31a) τελικά προκύπτει,

$$\frac{1}{(k\lambda_e)^2}\frac{1+\zeta_e Z(\zeta_e)}{1+\frac{jv_e}{kU_e}Z(\zeta_e)} = \frac{1}{(k\lambda_e)^2}\left\{1+\frac{jv_e}{kV_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{U}_o}{kV_e}-j\pi V_e^2F'\left(\frac{\omega}{k}\right)\cdot\left[1+\frac{v_e}{kU_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}}\right]\right\} \qquad (\Gamma\text{-}5)$$

Συνεπῶς, χρησιμοποιώντας τίς σχέσεις (Γ-3) καί (Γ-5), παίρνουμε άπό τή (2-30) τή σχέση (2-31).

Παρατήρηση: Κατά τόν ύπολογισμό τῆς (Γ-4) άλλες φορές προσεγγίζουμε τόν έκθετικό όρο $\exp(-\zeta_e^2)$ μέ τή μονάδα καί άλλες όχι. Αὐτό γίνεται σκοπίμως προκειμένου ή (2-31) νά διατυπωθεῖ κατά τέτοιο τρόπο, ὥστε νά μᾶς βοηθήσει νά διακρίνουμε τή φύση τῶν διαφόρων μηχανισμῶν πού εἶναι ύπεύθυνοι γιά τή διέγερση τῶν ἰονοακουστικῶν κυμάτων.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Δ

Σέ αὐτό τό παράρτημα θά δείξουμε τίς πράξεις μέ τίς ὁποῖες ἀπό τή σχέση (2-31) καταλήγουμε στή σχέση (2-34). Γιά τό σκοπό αὐτό ἡ σχέση (2-31) γράφεται,

$$\omega = \frac{\omega_i^2}{\omega+j\nu_i} - \frac{\omega}{(k\lambda_e)^2}\left\{1+\frac{j\nu_e}{kV_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} - j\pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega}{k}\right)\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right]\right\} \quad (\Delta\text{-}1)$$

Αντικαθιστώντας στή σχέση (Δ-1) ὅπου $\omega = \omega_r + j\gamma$ ($\gamma << \omega_r$) ἔχουμε:

α) $$\frac{\omega_i^2}{\omega+j\nu_i} = \frac{\omega_i^2}{\omega_r+j(\gamma+\nu_i)} = \frac{\omega_i^2\left[\omega_r-j(\gamma+\nu_i)\right]}{\omega_r^2+(\gamma+\nu_i)^2} = \frac{\omega_i^2}{\omega_r^2}\,\frac{\omega_r-j(\gamma+\nu_i)}{1+\dfrac{(\gamma+\nu_i)^2}{\omega_r^2}}$$

Συνεπῶς, ἐγκαταλείποντας τόν ὅρο $\left(\frac{\gamma+\nu_i}{\omega_r}\right)^2$ ἀπό τόν παρανομαστή διότι εἶναι πολύ μικρότερος ἀπό τή μονάδα, παίρνουμε τελικά,

$$\frac{\omega_i^2}{\omega+j\nu_i} = \frac{\omega_i^2}{\omega_r^2}\left[\omega_r-j(\gamma+\nu_i)\right] \quad (\Delta\text{-}2)$$

β) $$-j\pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega}{k}\right)\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right] = -j\pi V_e^2\left(-\frac{1}{\pi^{1/2}V_e^2}\right)\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\right)^2\right].$$

$$\cdot\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right] = -j\pi V_e^2\left(-\frac{1}{\pi^{1/2}V_e^2}\right)\frac{\omega_r+j\gamma-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\exp\left[-\left(\frac{\omega_r+j\gamma-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\right)^2\right]\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right] = \Delta$$

ἔχοντας χρησιμοποιήσει τή σχέση (Γ-4) γιά τό $F'_{o,e}\left(\frac{\omega}{k}\right)$. Προσεγγίζοντας λοιπόν τόν ἐκθετικό ὅρο μέ,

$$\exp\left[-\left(\frac{\omega_r+j\gamma-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\right)^2\right] = \exp\left[-\left(\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\right)^2\right]\exp\left[-\frac{2j\gamma(\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o)}{(kU_e)^2}+\left(\frac{\gamma}{kU_e}\right)^2\right] \simeq$$

$$\simeq \exp\left[-\left(\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\right)^2\right]\cdot 1 \quad \text{ἔχουμε,}$$

$$\Delta = -j\pi V_e^2\left(-\frac{1}{\pi^{1/2}V_e^2}\right)\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\exp\left[-\left(\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\right)^2\right]\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\pi/2\right)^{1/2}\right] -$$

$$-\frac{\pi^{1/2}\gamma}{kU_e}\exp\left[-\left(\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kU_e}\right)^2\right]\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right]$$

Ὁπότε, προσεγγίζοντας τό δεύτερο ἐκθετικό ὅρο μέ τή μονάδα καί χρησιμοποιώντας τή σχέση (Γ-4), τελικά ἔχουμε,

$$-j\pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega}{k}\right)\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right] = \left[-j\pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega_r}{k}\right)-\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\frac{\gamma}{kV_e}\right]\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right] \quad (\Delta\text{-}3)$$

γ) Ἄν χρησιμοποιήσουμε συνεπῶς τή (Δ-3) ὁ δεύτερος ὅρος τῆς (Δ-1) γράφεται,

$$-\frac{\omega}{(k\lambda_e)^2}\left\{1+\frac{j\nu_e}{kV_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} - j\pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega}{k}\right)\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right]\right\} =$$

$$= -\frac{\omega_r+j\gamma}{(k\lambda_e)^2}\left\{1+\frac{j\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r+j\gamma-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} -\right.$$

$$\left.-\left[j\pi V_e^2 F'_{o,e}\left(\frac{\omega_r}{k}\right)+\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\frac{\gamma}{kV_e}\right]\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}\left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}\right]\right\} = -\frac{\omega_r+j\gamma}{(k\lambda_e)^2}\left\{1-\frac{\nu_e\gamma}{(kV_e)^2}+\frac{j\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} -\right.$$

$$-j\pi V_e^2 F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\right] -(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e} - \frac{\pi}{2}\frac{\gamma\nu_e}{(kV_e)^2}\} = -\frac{\omega_r+j\gamma}{(k\lambda_e)^2}\{1-(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e}+$$

$$+\frac{j\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} - j\pi V_e^2 F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\right]\} = \Delta'$$

έχοντας έγκαταλείψει τούς όρους $\frac{\nu_e\gamma}{(kV_e)^2}$, διότι εἶναι πολύ μικροί σέ σχέση μέ τή μονάδα. Ἄν κάνουμε πλέον τίς πράξεις καί χωρίσουμε τό πραγματικό ἀπό τό φανταστικό μέρος, παίρνουμε

$$\Delta' = -\frac{\omega_r}{(k\lambda_e)^2}\left[1-(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e}\right] + \frac{\gamma}{(k\lambda_e)^2}\{\frac{\nu_e}{kV_e} - \frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} -\pi V_e^2 F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\right]\}-$$

$$-j\{\frac{\gamma}{(k\lambda_e)^2}\left[1-(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e}\right] + \frac{\omega_r}{(k\lambda_e)^2}\left[\frac{\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} -\pi V_e^2 F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})(1+\frac{\nu_e}{kV_e}\sqrt{\frac{\pi}{2}})\right]\} =$$

$$=-\frac{\omega_r}{(k\lambda_e)^2}\left[1-(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e}+\frac{\gamma}{\omega_r}\frac{\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e}+(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{\omega_r}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e}+\frac{\pi}{2}\frac{\gamma}{\omega_r}\frac{\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e}\right]-$$

$$-j\frac{\omega_r}{(k\lambda_e)^2}\{\frac{\gamma}{\omega_r}\left[1-(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e}\right]+\frac{\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} -\pi V_e^2 F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\right]\}$$

έχοντας ἀντικαταστήσει στό πραγματικό μέρος τῆς Δ' τό $F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})$ μέ τό ἴσο του (βλ. σχέση Γ-4) καί ἔχοντας προσεγγίσει τό ἐκθετικό τμῆμα τοῦ $F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})$ μέ τή μονάδα. Συνεπῶς, ἄν κάνουμε ἀπαλοιφή ὁμοίων ὅρων, δεδομένου ὅτι οἱ ὅροι πού ἀπομένουν στό πραγματικό μέρος τῆς Δ' εἶναι πολύ μικρότεροι ἀπό τή μονάδα, ἄν τούς ἐγκαταλείψουμε ἔχουμε τελικά,

$$-\frac{\omega}{(k\lambda_e)^2}\{1+\frac{j\nu_e}{kV_e}\frac{\omega-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} -j\pi V_e^2 F'_{o,e}(\frac{\omega}{k})\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\right]\} = \qquad (\Delta\text{-}4)$$

$$=-\frac{\omega_r}{(k\lambda_e)^2} -j\frac{\omega_r}{(k\lambda_e)^2}\{\frac{\gamma}{\omega_r}\left[1-(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e}\right]+\frac{\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} -\pi V_e^2 F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\right]\}$$

Χρησιμοποιώντας πλέον τίς (Δ-2) καί (Δ-4) ἤ (Δ-1) γράφεται,

$$\omega_r+j\gamma = \frac{\omega_i^2}{\omega_r} - j\frac{\omega_i^2}{\omega_r^2}(\gamma+\nu_i) - \frac{\omega_r}{(k\lambda_e)^2} -j\frac{\omega_r}{(k\lambda_e)^2}\{\frac{\gamma}{\omega_r}\left[1-(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e}\right]+$$

$$+\frac{\nu_e}{kV_e}\frac{\omega_r-\vec{k}\cdot\vec{u}_o}{kV_e} -\pi V_e^2 F'_{o,e}(\frac{\omega_r}{k})\left[1+\frac{\nu_e}{kV_e}(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\right]\} \qquad (\Delta\text{-}5)$$

Μέ ἁπλές ἀλγεβρικές πράξεις, ἀπό τή (Δ-5) πολύ εὔκολα παίρνουμε τίς σχέσεις (2-34a) καί (2-34b) ἐάν ἐξισώσουμε τά πραγματικά καί τά φανταστικά μέλη της ἀντιστοίχως, ἀφοῦ προηγουμένως ἐγκαταλείψουμε καί τόν ὅρο $(\frac{\pi}{2})^{\frac{1}{2}}\frac{\gamma}{kV_e}$ συγκρίνοντάς τον μέ τή μονάδα. Καί στό παράρτημα Δ ἰσχύει ἡ παρατήρηση πού κάναμε στό παράρτημα Γ σχετικά μέ τήν προσέγγιση τῶν ἐκθετικῶν ὅρων.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σέ μιά προσπάθεια γιά τήν καλύτερη κατανόηση τῶν φαινομένων πού σχετίζονται μέ τή διέγερση καί σταθεροποίηση τῶν ἰονακουστικῶν κυμάτων στίς ἠλεκτρικές ἐκκενώσεις, μελετήσαμε πειραματικά τήν ἰονακουστική ἀστάθεια γιά ἕνα εὐρύ φάσμα πλασματικῶν παραμέτρων. Ἔτσι, σέ ἀέριο Ἀργό πού ἡ πίεσή του κυμαίνεται ἀπό 8×10^{-5} ἕως 3×10^{-3} Torr δημιουργοῦμε μέ ἠλεκτρική ἐκκένωση πλάσμα. Ἡ πυκνότητα τῶν φορτισμένων σωματίων τοῦ πλάσματος μεταβάλλεται μεταξύ τῶν τιμῶν 10^9 καί 10^{11} $\frac{\text{σωμ.}}{\text{cm}^3}$, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία τῶν ἠλεκτρονίων μεταξύ τῶν τιμῶν 3 καί 30 eV. Τό πλάσμα διαχεόμενο σέ ἕνα ἰσοδυναμικό χῶρο σχηματίζει μιά κυλινδρική στήλη μεταβλητῶν ἐν γένει διαστάσεων, διαμέτρου μεταξύ 2 καί 3 cm καί μήκους μεταξύ 4 καί 10 cm. Ἡ μελέτη τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως καί τῆς ἰονακουστικῆς ἀστάθειας, ἡ ὁποία διεγείρεται σέ αὐτήν ἀπό τό ἠλεκτρονικό ρεῦμα πού διέρχεται μέσα ἀπό τό πλάσμα, ὁδήγησε στίς ἀκόλουθες παρατηρήσεις: (α) Ἐντοπίσαμε δύο καταστάσεις λειτουργίας γιά τήν ἠλεκτρική ἐκκένωση. Σέ μικρά ἀνοδικά ρεύματα ἔχουμε τή δημιουργία δέσμης ἠλεκτρονίων στό πλάσμα, ἐνῶ σέ μεγάλα ἀνοδικά ρεύματα ἔχουμε ὀλίσθηση ὁλόκληρου τοῦ πληθυσμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων. (β) Καί στίς δύο περιπτώσεις διεγείρονται στάσιμα ἰονακουστικά κύματα τῶν ὁποίων ἡ συχνότητα ταυτίζεται μέ κάποια ἀπό τίς συχνότητες τῶν ἰδιοκυμάνσεων τῆς κυλινδρικῆς στήλης τοῦ πλάσματος: τή θεμελιώδη ἤ τίς ἀνώτερες ἁρμονικές. (γ) Καί στίς δύο περιπτώσεις τά ἰονακουστικά κύματα πού διεγείρονται σταθεροποιοῦνται σέ χαμηλά πλάτη ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 0{,}1$). Στήν περίπτωση ὅμως τῆς ἐκκενώσεως ὀλισθήσεως καί ὅταν ὁ λόγος τῆς ταχύτητας ὀλισθήσεως τῶν ἠλεκτρονίων πρός τή θερμική τους ταχύτητα βρίσκεται μεταξύ τῶν τιμῶν 0,5 καί 1,2, τότε ἡ ἰονακουστική ἀστάθεια ὁδηγεῖται σέ μεγάλα πλάτη ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 1$). (δ) Σχεδόν πάντα παράλληλα μέ τή διέγερση τῆς βασικῆς συχνότητας διεγείρονται καί ἄλλες συχνότητες — ἁρμονικές, ὑπαρμονικές κλπ. — σέ χαμηλό ἐπίπεδο. Ὅταν ὅμως τό πλάτος τῆς βασικῆς συχνότητας πλησιάζει τή μονάδα τότε καί οἱ ἁρμονικές διεγείρονται σέ ἀνάλογο πρός αὐτήν ἐπίπεδο. Ἡ

θεωρητική περιγραφή τῆς διεγέρσεως τῶν κυμάτων γίνεται μέ ἕνα ἁπλό τρισδιάστατο γραμμικό ὑπόδειγμα βασισμένο στίς ἐξισώσεις Boltzmann καί Poisson. Προκειμένου νά συμπεριλάβουμε στό ὑπόδειγμά μας τίς συγκρούσεις ἠλεκτρονίων καί ἰόντων μέ τά οὐδέτερα ἄτομα, συμπληρώσαμε τήν ἐξίσωση Boltzmann μέ τό μοντέλο BGK. Γιά τήν αἰτιολόγηση ὅμως τῆς σταθεροποιήσεως τῆς ἰονακουστικῆς ἀστάθειας καταφεύγουμε σέ ὁρισμένα μή γραμμικά φαινόμενα ὅπως εἶναι οἱ ἀλληλεπιδράσεις σωματίων-κύματος καί κύματος-κύματος.

SUMMARY

We have studied experimentally the excitation of the ion-acoustic waves in an argon plasma discharge. An electron beam generated plasma, at pressures ranging from 8×10^{-5} to 3×10^{-3} Torr, drifts into an equipotential volume beyond the grid, forming a cylindrical plasma column. The diameter and the length of the column are between 2 and 3 cm and 4 and 10 cm respectively. Our operating conditions are varied from 10^{9} to 10^{11} cm^{-3} for plasma density and 3 to 30 eV for electron temperature, depending on the discharge. The DC electric field between the cathode and the grid drives an electron current through the plasma and excites ion-acoustic waves. We have observed the following: (a) There are two regimes of operation for the discharge. For low currents we have beam-plasma flows with "bump-on-tail" electron distributions, whereas, for high currents we have electron-ion drifts with drifting Maxwellian distributions for the electrons. (b) In both cases, we have the excitation of standing ion-acoustic waves which coincide with the favored eigenmodes of the system. (c) In both cases also, ion-acoustic wave instability saturates at low levels ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 0{,}1$). But in the second case and under certain conditions ($0{,}5 < \frac{u_o}{V_e} < 1{,}2$) the excitation of the ion-acoustic wave instability becomes very strong ($\frac{\delta n}{n_o} \simeq 1$). (d) Wave breaking and intense harmonic generation occurs for sufficiently large amplitudes of the fundamental. We have also observed the formation of sidebands near the fundamental or the harmonics. A threshold exists in the amplitude of the fundamental beyond which the harmonics become comparable in amplitude. A theoretical analysis of the above is presented in terms of the Poisson and the BGK kinetic equations (wave excitation) and of nonlinear wave-wave and wave-particle interactions (wave saturation).

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1) I. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Sci. 14, 627 (1926).
2) L. Tonks and I. Langmuir, Phys. Rev. 33, 195 (1929).
3) R.W. Revans, Phys. Rev. 44, 798 (1933).
4) M.Y. Vasileva, A.A. Zaitsev and E.D. Andryukhina, Izv. Akad. Nauk, S.S.S.R., Ser. Fiz. 23, 995 (1959). [Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 23, 982 (1959)].
5) F.W. Crawford, Phys. Rev. Letters 6, 663 (1961).
6) F.W. Crawford, Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 1, p. 593.
7) I. Alexeff and R.V. Neidigh, Phys. Rev. Letters 7, 223 (1961).
8) I. Alexeff and R.V. Neidigh, Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2, p. 1523.
9) R. Geller and M. Lucarain, Comptes Rendus de l'Acad. des Sciences 253, 1542 (1961).
10) P.F. Little, Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2, p. 1440.
11) P.F. Little, Nature 194, 1137 (1962).
12) Y. Hatta and N. Sato, Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 1, p. 478.
13) I. Alexeff and R.V. Neidigh, Phys. Rev. 129, 516 (1963).
14) F.W. Crawford and S.A. Self, Proc. 6th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Paris 1963, Vol. 3, p. 129.
15) R.W. Motley and A.Y. Wong, Proc. 6th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Paris 1963, Vol. 3, p. 133.
16) P.J. Barrett and P.F. Little, Phys. Rev. Letters 14, 356 (1965).
17) W.D. Jones and I. Alexeff, Proc. 7th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd 1965, Vol. 2, p. 330.
18) F.W. Crawford and R.J. Kuhler, Proc. 7th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd 1965, Vol. 2, p. 326.

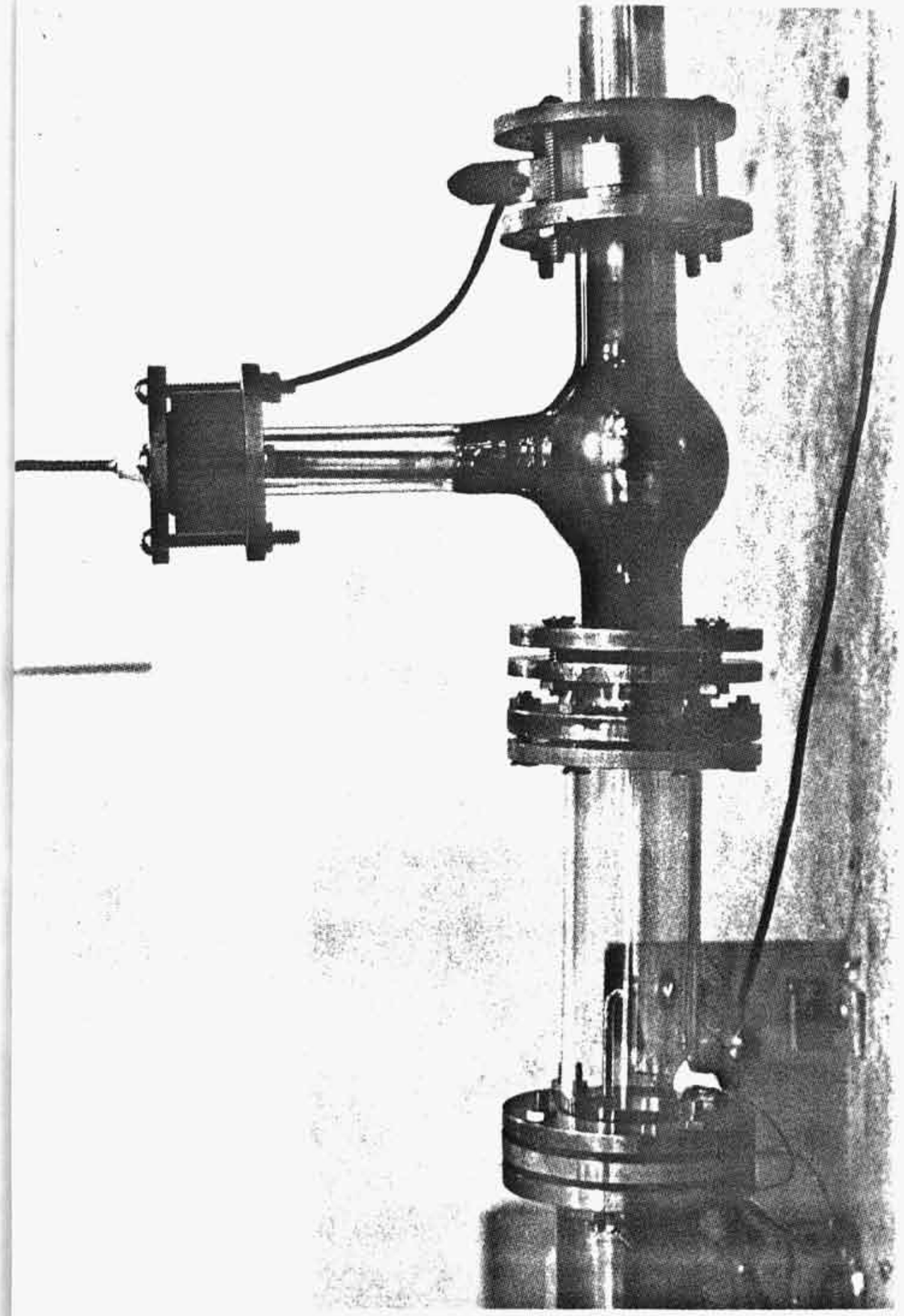
19) A.Y. Wong, N. D'Angelo and R.W. Motley, Phys. Rev. Letters 9, 415 (1962).
20) A. Wong, R.W. Motley and N. D'Angelo, Phys. Rev. 133, A436 (1964).
21) L. Enriques, G.B. Righetti, F. Magistrelli and A. Boschi, Nuovo Cimento 38, 26 (1965).
22) G.M. Sessler, Phys. Letters 16, 277 (1965).
23) G.M. Sessler, Phys. Rev. Letters 17, 243 (1966).
24) G.M. Sessler, Phys. Letters 22, 363 (1966).
25) J.D. Jackson, J. Nucl. En., Pt C, 1, 171 (1960).
26) B.D. Fried and R.W. Gould, Phys. Fluids 4, 139 (1961).
27) R.W. Gould, Phys. Rev. 136, A991 (1964).
28) S. Ichimaru and T. Nakano, Phys. Rev. 165, 231 (1968).
29) A.A. Zaitsev, B. Milich, A.A. Rukhadze and B.N. Shvilkin, Zh. Tekh. Fiz. 37, 1607 (1967) [Sov.Phys.-Tech. Phys. 12, 1175 (1968)].
30) H.N. Ewald, F.W. Crawford and S.A. Self, Phys. Fluids 12, 303 (1969).
31) H. Washimi and T. Taniuti, Phys. Rev. Letters 17, 996 (1966).
32) D.I. Korteweg and G. de Vries, Phil. Mag. 39, 422 (1895).
33) N.J. Zabusky and M.D. Kruskal, Phys. Rev. Letters 15, 240 (1965).
34) Y.H. Ichikawa and M. Wadati, Nagoya University, Institute of Plasma Physics Research Report IPPJ-283 (1977).
35) R.C. Davidson, "Methods in Nonlinear Plasma Theory", Academic Press (1972).
36) N.S. Buchel'nikova, R.A. Salimov and Yu. I. Eidel'man, Zh. Tekh. Fiz 37, 1477 (1967) [Sov. Phys.-Tech.Phys. 12, 1072 (1968)].
37) A.Y. Wong, B.H. Quon and B.H. Ripin, Phys. Rev. Letters 30, 1299 (1973).
38) M. Yamada and M. Raether, Phys. Rev. Letters 32, 99 (1974).
39) K. Nishikawa and C.S. Wu, Phys. Rev. Letters 23, 1020 (1969).
40) N.Th. Karatzas, A.J. Anastassiadis and K. Papadopoulos, Phys. Rev. Letters 35, 33 (1975).

41) B.H. Quon and A.Y. Wong, Phys. Rev. Letters 37, 1393 (1976).
42) A.J. Anastassiadis and N.Th. Karatzas, N.C. Christophilos International Summer School and Conference in Plasma Physics, Spetses-Greece 1977, Book of Abstracts, p. 44.
43) A.J. Anastassiadis and N.Th. Karatzas, J. Appl. Phys. 44, 4486 (1973).
44) Δ.Α. Κάππος, Ἀσκήσεις Ἀναλύσεως (Μετά Θεωρίας ἐν Περιλήψει), "Ι. Ἀπειροστικός Λογισμός. Τεῦχος Β", σελ. 45, Ἀθῆναι 1965.
45) N. Krall and A. Trivelpiece, "Principles of Plasma Physics", McGraw-Hill (1973).
46) M.N. Rosenbluth, W.M. MacDonald and D. Judd, Phys. Rev. 107, 1 (1957).
47) P.L. Bhatnagar, E.P. Gross and M. Krook, Phys. Rev. 94, 511 (1954).
48) B.S. Tanenbaum, "Plasma Physics", McGraw-Hill (1967).
49) B.D. Fried and S.D. Conte, "The Plasma Dispersion Function", pp. 1-3, Academic, New York (1961).
50) S.L. Ossakow, K. Papadopoulos, J. Orens and T. Coffey, J. Geophys. Res. 80, 141 (1975).
51) B. Milich and A.A. Rukhadze, Zh. Tekh. Fiz. 38, 229 (1968) [Sov. Phys.-Tech. Phys. 13, 166 (1968)].
52) D.B. Fenneman, M. Raether and M. Yamada, Phys. Fluids 16, 871 (1973).
53) D. Pines and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 124, 1387 (1961).
54) S. Ichimaru, Ann. Phys. (N.Y.) 20, 78 (1962).
55) I.B. Bernstein and R.M. Kulsrud, Phys. Fluids 3, 937 (1960) - 4, 1037 (1961) - 5, 210 (1962).
56) S.A. Self, J. Plasma Phys. 4, 693 (1970).
57) D.C. Montgomery and D.A. Tidman, "Plasma Kinetic Theory", p. 127 and p. 265, McGraw Hill (1964).
58) T.H. Stix, Phys. Fluids 12, 627 (1969).
59) J. Millman, "Vacuum-tube and Semiconductor Electronics", p. 474, McGraw-Hill (1965), 2nd edition.

60) L.D. Landau, J. Phys. U.S.S.R. 10, 25 (1946).
61) E.A. Jackson, Phys. Fluids 3, 786 (1960).
62) R.Z. Sagdeev and A.A. Galeev, "Nonlinear Plasma Theory", Benjamin, New York (1969).
63) B.B. Kadomtsev, "Plasma Turbulence", Academic Press, New York (1965).
64) A. Vedenov, E. Velikhov and R. Sagdeev, Nucl. Fusion 1, 82 (1961) and Suppl. 2, 465 (1962).
65) W.E. Drummond and D. Pines, Nucl. Fusion Suppl. 3, 1049 (1962).
66) I.B. Bernstein and F. Englemmann, Phys. Fluids, 9, 937 (1966).
67) L.M. Al'tshul' and V.I. Karpman, Sov. Phys. JETP 22, 361 (1966).
68) I.F. Kharchenko, T.B. Fainberg, R.M. Nikolaev, E.A.Kornilov, E.J. Lutsenko, and N.S. Pedenko, Nucl. Fusion Suppl. 3, 1101 (1962).
69) I. Alexeff, R.V. Neidigh, W.F. Peed, E.D. Shipley, and E.G. Harris, Phys. Rev. Letters, 10, 273 (1963).
70) Y. Kawai and H. Ikegami, Nagoya University, Institute of Plasma Physics, Research Report IPPJ-94 (1970).
71) I.B. Bernstein, J.M. Greene and M.D. Kruskal, Phys. Rev. 108, 546 (1957).
72) T.M. O'Neil, Phys. Fluids 8, 2255 (1965).
73) W.L. Kruer, J.M. Dawson and R.N. Sudan, Phys. Rev. Letters 23, 838 (1969).
74) J.H. Malmberg and C.B. Wharton, Phys. Rev. Letters 19, 775 (1967).
75) C.B. Wharton, J.H. Malmberg and T.M. O'Neil, Phys. Fluids 11, 1761 (1968).
76) N. Sato, H. Ikezi, Y. Yamashita and N. Takahashi, Phys. Rev. Letters, 20, 837 (1968).
77) H. Ikezi, Y. Kiwamoto, K. Nishikawa and K. Mima, Nagoya University, Institute of Plasma Physics Research Report I.P.P.J.-120 (1972).
78) O. Buneman, Phys. Rev. 115, 503 (1959).
79) E. Ott, W.M. Manheimer, D.L. Book and J.P. Boris, Phys. Fluids 16, 855 (1973).

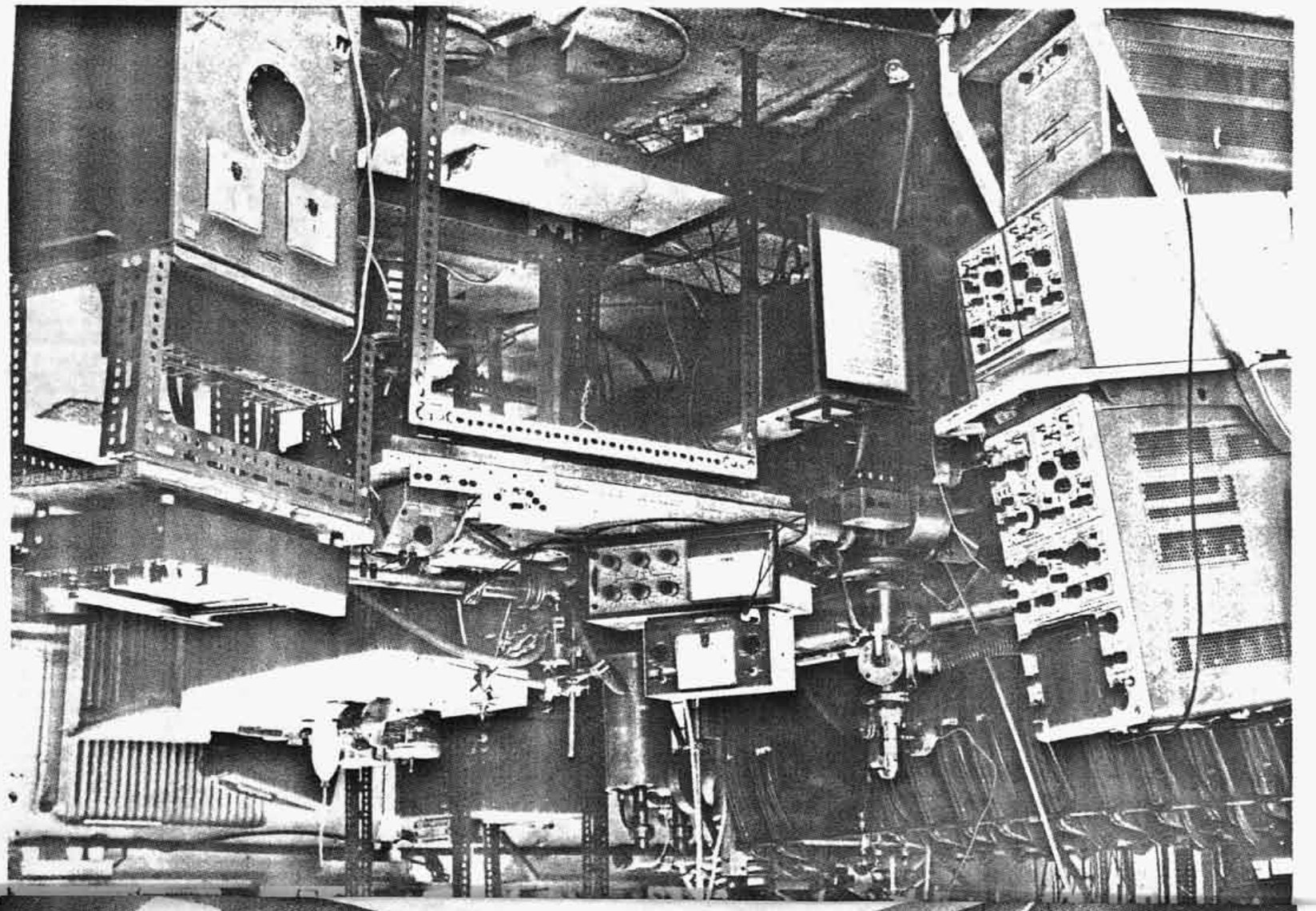
80) V.N. Oraevskii and R.Z. Sagdeev, Zh. Tekh. Fiz. 32, 1291 (1962) [Sov. Phys.-Tech. Phys. 7, 955 (1963)].
81) D.F. DuBois and M.V. Goldman, Phys. Rev. Letters 14, 544 (1965).
82) V.D. Fedorchencko, V.J. Muratov and B.N. Rutkevich, Zh.Tekh.Fiz 35, 2021 (1965) [Sov. Phys.-Tech. Phys. 10, 1549 (1966)].
83) R.A. Stern and N. Tzoar, Phys. Rev. Letters 17, 903 (1966).
84) B.H. Quon, A.Y. Wong and B.H. Ripin, Phys. Rev. Letters 32, 406 (1974).
85) T. Ohnuma and Y. Hatta, Phys. Fluids, 13, 1416 (1970).
86) N. Sato, Phys. Fluids, 13, 2198 (1970).
87) L.P. Mix Jr., L.N. Litzenberger and G. Bekefi, Phys. Fluids, 15, 2020 (1972).
88) M.J. Druyvesteyn and F.M. Penning, Revs. Mod. Phys.,12, 87 (1940).
89) J. Langmuir and H.M. Mott-Smith, Phys. Rev., 23, 727 (1926).
90) R.H. Huddlestone and S.L. Leonard, Eds., "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press, (1965).
91) W. Lochte-Holtgreven, Ed., "Plasma Diagnostics", North-Holland Publishing Company, (1968).
92) Yu. M. Kagan and V.I. Perel, Soviet Phys. Uspekhi, 81, 767 (1964).
93) N.L. Oleson and C.G. Found, J. Appl. Phys., 20, 416 (1949).
94) A. Boschi and F. Magistrelli, Nuovo Cimento, 29, 487 (1963).
95) A. Carscadden and K.G. Emeleus, Proc. Phys. Soc., 79, 535 (1962).
96) M.J. Druyvesteyn, Z. Phys., 64, 790 (1930).
97) T.K. Mau, IEEE Trans. Plasma Sc., PS-2, 152 (1974).
98) S.A. Andersen, V.O. Jensen, P. Michelsen and P. Nielsen, Phys. Fluids, 14, 728 (1971).
99) M. Guillemot, J. Olivain, F. Perceval and J. Scharer, Phys. Fluids, 14, 952 (1971).
100) B. Klarfeld, J. Phys. U.S.S.R. 5, 155 (1941).
101) W.D. Jones, A. Lee, S.M. Gleman and H.J. Doucet, Phys. Rev. Letters, 35, 1349 (1975).

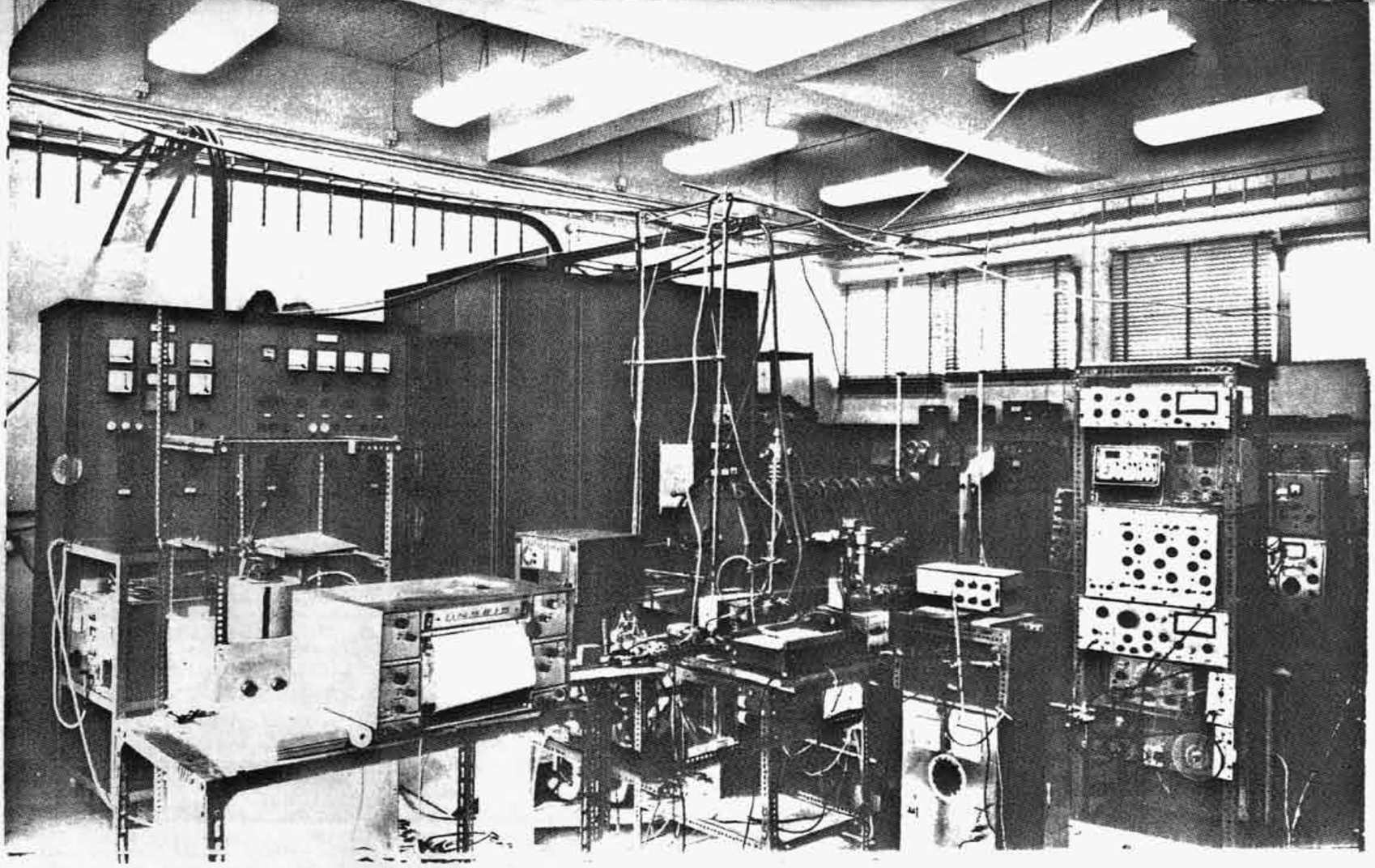
102) T.M. O'Neil and J.H. Malmberg, Phys. Fluids, 11, 1754 (1968).
103) V.P. Silin, Sov. Phys. JETP, 21, 1127 (1965).
104) K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jap., 24, 916 and 1152 (1968).
105) J.R. Sanmartin, Phys. Fluids, 13, 1533 (1970).
106) L. Pekàrek, Proc. 7th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd 1965, Vol. 2, p. 468.
107) H.S. Robertson and M.A. Hakeem, Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 1, p. 550.
108) L.C. Woods, J. Fluid Mech. 23, 315 (1965).
109) K.W. Gentle, Phys. Fluids 9, 2203 (1966).
110) J.M. Dawson and C. Oberman, Phys. Fluids 5, 517 (1962) and 6, 394 (1963).
111) W.L. Kruer and J.M. Dawson, Phys. Rev. Letters 25, 1174 (1970).
112) W.L. Kruer, Phys. Fluids 15, 2423 (1972).
113) J.J. Stoker, "Nonlinear Vibrations", p. 8, Interscience Publishers (1950).
114) T.H. Dupree, Phys. Fluids 9, 1773 (1966).
115) J. Weinstock, Phys. Fluids 12, 1045 (1969).
116) A. Sleeper, J. Weinstock and B. Bezzerides, Phys. Rev. Letters 29, 343 (1972).
117) W.L. Kruer, Princeton University,Plasma Physics Laboratory Research Report MATT-887 (1972).
118) R.J. Taylor, K.R. MacKenzie and H. Ikezi, Rev. Sci. Instrum. 45, 1675 (1972).
119) J.M. Dawson, W.L. Kruer and B. Rosen, Princeton University ,Plasma Physics Laboratory Research Report MATT-883 (1972).
120) K. Mima and K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Jpn. 30, 1722 (1971) and 33, 1669 (1972).
121) R.C. Tolman, "The Principles of Statistical Mechanics", Appendix II, Oxford University Press (1962).



ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΑ 1 : Η Συσκευή τοῦ Πλάσματος

ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΑ 2 : Ἡ πειραματική διάταξη μέ τά διάφορα ὄργανα





ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΑ 3 : Τό ἐργαστήριο Φυσικῆς Πλάσματος τοῦ Κ.Π.Ε. "Δημόκριτος". Στό κάτω μέρος τῆς φωτογραφίας φαίνεται ἡ πειραματική διάταξη μέ τά διάφορα ὄργανα.