



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ

Μελέτη και Σχεδίαση Κυματοδηγικού Vircator

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Παναγιώτης Β. Μπέτζιος

Αθήνα, Ιούνιος 2009



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ

Μελέτη και Σχεδίαση Κυματοδηγικού *Viricator*

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Συμβουλευτική Επιτροπή : Νικόλαος Ουζούνογλου, Καθ. Ε.Μ.Π.
Δήμητρα-Θεοδώρα Κακλαμάνη, Καθ. Ε.Μ.Π.
Κωνσταντίνα Νικήτα, Καθ. Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την επταμελή εξεταστική επιτροπή την 22^α Ιουνίου 2009.

.....
Ν. Ουζούνογλου
Καθ. Ε.Μ.Π.

.....
Δ. Κακλαμάνη
Καθ. Ε.Μ.Π.

.....
Κ. Νικήτα
Καθ. Ε.Μ.Π.

.....
Ι. Σταθόπουλος
Καθ. Ε.Μ.Π.

.....
Ι. Βομβορίδης
Καθ. Ε.Μ.Π.

.....
Χ. Καψάλης
Καθ. Ε.Μ.Π.

.....
Ι. Τίγκελης
Αν. Καθ. Ε.Κ.Π.Α.

Αθήνα, Ιούνιος 2009

.....
Παναγιώτης Β. Μπέτζιος

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Παναγιώτης Μπέτζιος 2009

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Περίληψη

Η παρούσα έκθεση παρουσιάζει την μελέτη που έχει διεξαχθεί επάνω σε έναν ιδιαίτερο τύπο μικροκυματικής λυχνίας, τον Ταλαντωτή Εικονικής Καθόδου – Virtual Cathode Oscillator ή, όπως ευρύτερα ονομάζεται, λυχνία Vircator. Στην εργασία συνοψίζεται η έρευνα που έχει γίνει για αυτού του είδους τις λυχνίες. Περιγράφονται τα συστήματα μικροκυμάτων υψηλής ισχύος και συνοψίζονται οι δυσκολίες που αντιμετωπίζονται. Αναπτύσσονται αρχές της φυσικής, οι οποίες είναι απαραίτητες για την περαιτέρω κατανόηση πολλών φαινομένων που διέπουν τη λειτουργία των λυχνιών. Περιγράφονται κλασικά προβλήματα της φυσικής, όπως η κίνηση φορτισμένων σωματιδίων στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, ο θεμελιώδης νόμος Child-Langmuir για την ιδανική δίοδο κενού, η εμφάνιση εικονικής καθόδου στην τρίοδο απείρων πλακών, στη βραχυκυκλωμένη δίοδο και σε ηλεκτρονικές δέσμες. Περιγράφονται φαινόμενα που αφορούν τις λυχνίες, όπως οι διεργασίες ηλεκτρονικής εκπομπής, οι ταλαντώσεις πλάσματος, η ηλεκτρική διάσπαση στο κενό και η συμπεριφορά των ηλεκτροδίων σε περιπτώσεις διάσπασης εν κενώ.

Στην εργασία περιέχεται εκτεταμένη μελέτη, σχετικά με τους Vircator. Αναπτύσσονται εκτενώς οι φυσικές διεργασίες, που οδηγούν στην παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας από τους Vircator. Εξηγείται γιατί είναι εξαιρετικά ασταθής η λειτουργία τους αλλά και γιατί οι λυχνίες αυτές αποτελούν μία ελκυστική και ιδιόζουσα κλάση. Αναπτύσσεται, με αναλυτικό τρόπο, η μέθοδος σχεδίασης μίας λυχνίας Vircator και ο υπολογισμός των μεγεθών οδήγησης.

Εν συνεχεία αναπτύσσεται η θεωρητική μελέτη και η προετοιμασία του πειράματος με τη λυχνία κυματοδηγικού Vircator. Περιγράφεται η σχεδίαση της λυχνίας, η κατασκευή της, το σύστημα κενού, το σύστημα υψηλής τάσης καθώς και η προετοιμασία των πειραμάτων. Παρατίθενται εκτενή πειραματικά αποτελέσματα από τις δοκιμές. Αναπτύσσονται οι δυσκολίες, που αντιμετωπίστηκαν στις μετρήσεις, εξαιτίας του θορυβώδους περιβάλλοντος της υψηλής τάσης. Τα πειραματικά αποτελέσματα καταγράφονται και συγκρίνονται με τις θεωρητικές προβλέψεις από τα αναλυτικά μοντέλα οδήγησης της λυχνίας. Παρατίθενται, ακόμα, παρατηρήσεις, που αφορούν την παραγωγή ακτίνων Χ και την επίδραση της πίεσης της λυχνίας στην παραγωγή μικροκυμάτων.

Στη διατριβή παρουσιάζεται ακόμα η επέκταση του συστήματος Vircator, η οποία επιδιώχθηκε με την κατασκευή μίας πολυβάθμιας κρουστικής γεννήτριας. Η πολυβάθμια διάταξη σχεδιάστηκε, προκειμένου να οδηγηθεί ο Vircator με μεγαλύτερες τάσεις και ρεύματα, ώστε να κλιμακωθεί η ισχύς των μικροκυματικών εξόδων. Παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα των δοκιμών της λυχνίας, με τη νέα διάταξη υψηλής τάσης.

Στο τελευταίο κεφάλαιο αναπτύσσονται προτάσεις για μελλοντική έρευνα. Παρατίθενται ιδέες για βελτιστοποίηση του πρωτοτύπου συστήματος, καθώς και προτάσεις για χρήση του συστήματος ως εργαλείου σε τομείς έρευνας όπως η ηλεκτρομαγνητική συμβατότητα, τα radar, η μελέτη ιονισμού αερίων, η φυσική πλάσματος και η φυσική υψηλών ενεργειών.

Λέξεις-Κλειδιά

Vircator, Μικροκυματικές Λυχνίες, Ηλεκτρονική Δέσμη, Δίοδος Κενού, Εικονική Κάθοδος, Υψηλές Τάσεις, Κρουστικές Γεννήτριες, Συστήματα Κενού.

Abstract

This thesis presents the research that has been conducted on a special type of microwave tube, the Virtual Cathode Oscillator, or Vircator, as it is widely known. High power microwave systems are presented and the difficulties of these systems are examined. Physics principles, required for understanding the microwave tubes operation, are presented. Fundamental problems, such as the Child-Langmuir law for the vacuum diode, the formation of virtual cathode in the vacuum triode, in the short-circuited vacuum diode and in electron beams, are examined. Vacuum tube-specific terms, such as electron emission, plasma oscillations, vacuum breakdown and interelectrode plasma properties are demonstrated.

In the text, an extensive research regarding Vircators is included. The physical processes that lead to microwave generation are investigated. The inherent instability of Vircators as microwave generators is explained, together with all the facts that make them a special class of tubes. The method of designing a Vircator is analytically presented.

The theoretical research and development of the Vircator tube is demonstrated. The design of the tube, its construction, the vacuum system, the high voltage system, and the experimental work is fully explained. Extensive results are presented, together with all the difficulties that had to be solved. Experimental results are compared to theoretical predictions from analytical models of the Vircator operation. Observations of X-ray emission and the influence of vacuum conditions on the Vircator operation are also included.

Further development of a multistage high voltage generator is presented. This Marx generator was fully custom and was used for driving the Vircator tube with higher voltages and currents. More experimental results of this work are included.

In the final chapter, suggestions for further work are discussed. Ideas for enhancing the Vircator system are presented. The uses of a high-power, frequency stable, frequency tunable, light-weight Vircator system are discussed.

Keywords

Vircator, Microwave Tubes, Electron Beam, Vacuum Diode, Virtual Cathode, High Voltage, Impulse Generators, Vacuum Systems

Ευχαριστίες

Με το σημείωμα αυτό θα ήθελα να ευχαριστήσω πρωτίστως την οικογένειά μου για την αμέριστη βοήθεια και συμπαράστασή της, καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της διατριβής αυτής.

Ευχαριστώ θερμά τον Καθηγητή, κ. Νικόλαο Ουζούνογλου, για το ενδιαφέρον που μου ενεφύσησε, ώστε να ασχοληθώ με τον εντυπωσιακό κόσμο των λυχνιών και των μικροκυμάτων υψηλής ισχύος, καθώς και για τις μέχρι τώρα πολύτιμες συζητήσεις και συμβουλές του.

Για τη βοήθεια, φιλοξενία και υπομονή του, ευχαριστώ θερμά τον Καθηγητή κ. Ιωάννη Σταθόπουλο. Στα πλαίσια της ευγενούς άμιλλας, μου έδωσε, συν τοις άλλοις, το έναυσμα να υλοποιήσω τη δεύτερη μεγαλύτερη πολυβάθμια κρουστική διάταξη - τουλάχιστον στο χώρο του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου.

Για την εκτεταμένη συμβολή και βοήθειά τους ευχαριστώ τους Ιωάννη Γραμμένο, Αθανάσιο Γιδά και Ιωάννη Γκόνο. Τους ευχαριστώ για την πολύτιμη εμπειρία που μοιράστηκαν μαζί μου καθώς και για τη σημαντική συνεισφορά τους κατά τη μακρά διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας.

*«Ἄ μὲν ἐπίστασαι, ταῦτα διαφύλαττε ταῖς μελέταις,
ἃ δὲ μὴ μεμάθηκας, προσλάβανε ταῖς ἐπιστήμαϊς.»
Ἰσοκράτης*

Αθήνα, Ιούνιος 2009.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	13
2. ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ	17
2.1. Η δύναμη Lorenz και οι Εξισώσεις Κίνησης	17
2.2. Το Ηλεκτρόνιο στο Ομογενές Ηλεκτρικό Πεδίο	22
2.3. Το Ηλεκτρόνιο στο Ομογενές Μαγνητικό Πεδίο	24
2.4. Φυσική Πλάσματος	25
2.4.1. Ταλαντώσεις Πλάσματος	27
2.4.2. Θωράκιση Debye	30
2.5. Ο Νόμος Child-Langmuir	31
2.5.1. Επίπεδη Δίοδος	32
2.5.2. Επίπεδη Δίοδος Πεπερασμένων Διαστάσεων	36
2.5.3. Κυλινδρική Δίοδος	37
2.6. Η Εμφάνιση Εικονικής Καθόδου στη Δίοδο	39
2.7. Η Εικονική Κάθοδος στη Βραχυκυκλωμένη Δίοδο	42
2.8. Ηλεκτρονικές Δέσμες με Χωρικό φορτίο	49
2.8.1. Ηλεκτρονική Δέσμη με Χωρικό Φορτίο	52
2.8.2. Δέσμη με Πλήρη Εξουδετέρωση (Ρεύμα Alfvén)	59
2.8.3. Δέσμη σε Άπειρο Μαγνητικό Πεδίο	60
2.9. Μηχανισμοί Ηλεκτρονικής Εκπομπής	64
2.9.1. Θερμιονική Εκπομπή	66
2.9.2. Εκπομπή Πεδίου	68
2.9.3. Συνδυασμένη Εκπομπή	69
2.10. Ο Παράγοντας Ενίσχυσης της Πεδιακής Έντασης	70
2.10.1. Πεδιακή Ενίσχυση από Αιχμές	71
2.10.2. Το Τριπλό Σημείο (Triple Junction)	75
2.11. Η Ηλεκτρική Διάσπαση στο Κενό	75
2.12. Το Διηλεκτρόδιο Πλάσμα	77
3. ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΑ ΥΨΗΛΗΣ ΙΣΧΥΟΣ	79
3.1. Δομή Συστήματος Μικροκυμάτων Υψηλής Ισχύος	80
3.2. Παλμική Ισχύς	81
3.3. Μονοβάθμιες Γεννήτριες	82
3.4. Πολυβάθμιες Γεννήτριες	83
3.5. Αλληλεπιδράσεις Παραγωγής Μικροκυμάτων	84
4. VIRTUAL CATHODE OSCILLATORS	87
4.1. Μηχανισμοί Εμφάνισης Ακτινοβολίας στους Vircators	90
4.1.1. Φαινόμενο Reflexing	90
4.1.2. Ταλαντώσεις της Εικονικής Καθόδου	95
4.2. Παράγοντες που Επηρεάζουν τη Μικροκυματική Έξοδο	96
4.2.1. Ιδιότητες Διακένου Ανόδου-Καθόδου	97
4.2.2. Τάση και Ρεύμα Οδήγησης	99
4.2.3. Επίδραση του Μαγνητικού Πεδίου	100

4.2.4.	Το Κενό στις Λυχνίες Vircator	101
4.3.	Κλασσική Μέθοδος Σχεδίασης Vircator	104
4.3.1.	Συχνότητες Σχεδίασης	104
4.3.2.	Περιοχή Διόδου	106
4.3.3.	Ηλεκτρονική Δέσμη	108
4.3.4.	Μαγνητικό Πεδίο	109
4.3.5.	Υπολογισμός Μεγεθών	109
4.3.6.	Μεταβατική Συμπεριφορά Vircator	113
4.4.	Εξέλιξη των Λυχνιών Vircator	121
4.5.	Γεωμετρίες Vircator	124
4.5.1.	Γεωμετρία Τύπου Reflex Triode	126
4.5.2.	Αξονική Γεωμετρία	134
4.5.3.	Ομοαξονική Γεωμετρία	139
4.5.4.	Γεωμετρία Κάθετης Εξαγωγής	142
4.5.5.	Γεωμετρία Τύπου Reditron	146
4.5.6.	Γεωμετρίες με Συντονιζόμενη Κοιλότητα	148
4.5.7.	Γεωμετρία με Διπλή Άνοδο	149
4.5.8.	Άλλες Γεωμετρίες με Εικονική Κάθοδο	150
5.	ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ VIRCATOR	151
5.1.	Σχεδίαση Λυχνίας	151
5.1.1.	Σώμα Λυχνίας	153
5.1.2.	Μονωτήρας Διέλευσης Υψηλής Τάσης	158
5.1.3.	Περιοχή Διόδου	161
5.1.4.	Άνοδος	163
5.1.5.	Κάθοδος	165
5.2.	Vacuum Window	167
5.3.	Σύστημα Κενού	169
5.4.	Μικροκυματικός Εξασθενητής	172
5.5.	Μονοβάθμια Κρουστική Διάταξη	174
6.	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ VIRCATOR	177
6.1.	Σύστημα Κενού	177
6.2.	Μετρητική Διάταξη	184
6.3.	Δοκιμές Λυχνίας	188
6.3.1.	S-Παράμετροι του Vircator	189
6.3.2.	Δοκιμές με Μονοβάθμια Κρουστική Γεννήτρια	192
6.3.3.	Κάθοδος Ακίδας (d=15mm)	196
6.3.3.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	197
6.3.3.2.	Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου	200
6.3.3.3.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	205
6.3.4.	Κάθοδος Ακίδας (d=25mm)	217
6.3.4.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	218
6.3.4.2.	Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου	225
6.3.4.3.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	228
6.3.5.	Σφαιροειδής Κάθοδος με Ύφασμα (d=15mm)	240
6.3.5.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	241
6.3.5.2.	Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου	244
6.3.5.3.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	248
6.3.6.	Σφαιροειδής Κάθοδος με Ύφασμα (d=25mm)	253
6.3.6.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	254
6.3.6.2.	Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου	257

6.3.6.3.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	259
6.3.7.	Αμμοβολημένη Σφαιροειδής Κάθοδος (d=15mm)	263
6.3.7.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	265
6.3.7.2.	Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου	267
6.3.7.3.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	269
6.3.8.	Κάθοδος Πολλών Ακίδων (d=17mm)	272
6.3.8.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	273
6.3.8.2.	Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου	276
6.3.8.3.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	278
6.3.9.	Κυλινδρική Κάθοδος με Αυλακώσεις (d=14mm)	282
6.3.9.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	283
6.3.9.2.	Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου	285
6.3.9.3.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	287
6.4.	Παρατήρηση Ακτινών Χ	289
6.5.	Επίδραση Πίεσης	293
7.	ΕΠΕΚΤΑΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ VIRCATOR	297
7.1.	Πολυβάθμια Κρουστική Γεννήτρια	297
7.1.1.	Μελέτη Χαρακτηριστικών Φόρτισης	299
7.1.2.	Μελέτη Χαρακτηριστικών Εκφόρτισης	301
7.1.3.	Σχεδίαση και Δοκιμές Σπινθηριστών	304
7.1.4.	Κατασκευή Πολυβάθμιας Γεννήτριας	307
7.1.5.	Μελέτη Ηλεκτρικής Αντοχής	309
7.1.6.	Μελέτη Αυτεπαγωγής	310
7.2.	Νέα Πειραματική Διάταξη	311
7.2.1.	Αντίσταση Μετώπου Υψηλής Τάσης	313
7.2.2.	Σύστημα Κενού	317
7.2.3.	Μετρητική Διάταξη	318
7.2.4.	Probe Ηλεκτρικού Πεδίου	319
7.2.5.	Διαιρέτης Τάσης	321
7.2.6.	Θωράκιση Λυχνίας από Ακτίνες Χ	323
7.3.	Δοκιμές Γεννήτριας Marx	325
7.4.	Νέα Πειραματικά Αποτελέσματα Συστήματος Vircator	328
7.4.1.	Κάθοδος Ακίδας (d=25mm)	329
7.4.1.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	329
7.4.1.2.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	330
7.4.2.	Κυλινδρική Κάθοδος με Επικάθηση Cu (d=3mm)	332
7.4.2.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	333
7.4.2.2.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	334
7.4.3.	Κυλινδρική Κάθοδος με Επικάθηση Cu (d=9mm)	335
7.4.3.1.	Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη	335
7.4.3.2.	Χαρακτηριστικές Μετρήσεις	336
8.	ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΈΡΕΥΝΑ	339
	ΑΝΑΦΟΡΕΣ	343

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Για πολλές δεκαετίες, τα μικροκύματα υψηλής ισχύος αποτελούν έναν χώρο, στον οποίο διεξάγεται σημαντική έρευνα. Μιλώντας για μικροκύματα υψηλής ισχύος, φέρνει κανείς στο νου του συσκευές με εξωτικά ονόματα: μαγνητρόνες, klystrons, γυροτρόνια. Εν πολλοίς η πραγματικότητα είναι αυτή: δεν είναι δυνατόν να παραχθεί ισχυρή ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία από άλλες συσκευές παρά μόνο από λυχνίες. Και οι δημιουργοί τους συνηθίζουν να τις βαφτίζουν με ολόένα και πιο περίεργα ονόματα, αφενός για λόγους εντυπωσιασμού, αφετέρου για να αποδώσουν εκείνο το λεπτό διακριτικό χαρακτηριστικό, στο οποίο στηρίζεται η λειτουργία της εκάστοτε εφεύρεσης. Λέγοντας λυχνία, πρέπει να ξεχάσουμε τους παλιούς γυάλινους λαμπτήρες που ενίσχυαν, ομολογουμένως με εξαιρετική ποιότητα, τα ασθενή σήματα από τη βελόνα ενός πικάπ. Οι μικροκυματικές λυχνίες υψηλής ισχύος οδηγούνται από τεράστιες ισχείς και παράγουν εντυπωσιακά μεγέθη ακτινοβολίας. Ωστόσο, και για το λόγο αυτό τις καλούμε λυχνίες, έχουν ορισμένα κοινά χαρακτηριστικά με τους μικρούς εύθραυστους αδερφούς τους.

Οι μικροκυματικές λυχνίες υψηλής ισχύος είναι μεταλλικές (και όχι γυάλινες), ογκώδεις κατασκευές, όμως απαιτούν και αυτές την ύπαρξη κενού, δηλαδή την απουσία αέρα, για να λειτουργήσουν. Έχουν οπωσδήποτε δύο απομονωμένα ηλεκτρόδια, την κάθοδο και την άνοδο, τα οποία πρέπει να εμφανίζουν διαφορά δυναμικού. Κάνοντας μία παρένθεση, θα θυμίσουμε ότι κάποτε η αναλυτική χημεία ονόμασε κάθοδο το ηλεκτρόδιο εκείνο, στο οποίο συμβαίνει η διεργασία της αναγωγής. Αν κάνουμε ηλεκτρόλυση, στην κάθοδο έλκονται τα θετικά ιόντα, τα κατιόντα, όπου προσλαμβάνουν ηλεκτρόνια και γίνονται ουδέτερα άτομα ή μόρια. Στην περίπτωση των λυχνιών, η κάθοδος είναι το ηλεκτρόδιο που εκπέμπει τα ηλεκτρόνια στη διάταξη. Η άνοδος, με τη σειρά της, είναι το ηλεκτρόδιο που έχει υψηλότερο δυναμικό από την κάθοδο, επομένως σε αυτήν έλκονται τα ηλεκτρόνια, που η κάθοδος εκλύει. Με μία κάθοδο και μία άνοδο, κλεισμένες σε ένα χώρο χωρίς αέρα, έχουμε φτιάξει τη *δίοδο κενού*, μία πολύ σημαντική διάταξη, διότι με αυτή επιταχύνουμε ηλεκτρόνια, παράγουμε δηλαδή αυτό που ονομάζουμε *ηλεκτρονική δέσμη*. Καμία φορά έχουμε και το ηλεκτρόδιο του συλλέκτη ή κάποιο ηλεκτρόδιο ελέγχου, σαν το πλέγμα που διέθεταν οι τρίοδοι λυχνίες, αλλά συνήθως τίποτα παραπέρα. Οι μικροκυματικές λυχνίες υψηλής ισχύος είναι, από αυτήν τη σκοπιά, απλές διατάξεις, αφού το μόνο που χρειάζεται είναι η κάθοδος και η άνοδος, για να δημιουργήσουμε μία ηλεκτρονική δέσμη. Η δέσμη, μόλις φέρει σε πέρας την αποστολή της, που είναι να παράγει μικροκύματα, πέφτει επάνω στο συλλέκτη, ο οποίος μπορεί να είναι καλά σχεδιασμένος για να εξοικονομούμε θερμική ενέργεια και να αυξάνουμε την απόδοση, ή απλά να είναι τα μεταλλικά τοιχώματα της λυχνίας, εάν η τύχη των ηλεκτρονίων δεν μας ενδιαφέρει. Στην πραγματικότητα, αυτό που εκμεταλλευόμαστε, είναι τα ηλεκτρόνια που ταξιδεύουν, τα οποία εμείς αναγκάζουμε να ακολουθούν περίεργ-

γες τροχιές, ώστε να τα εξαναγκάσουμε να ακτινοβολήσουν σε διάφορες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

Η λειτουργία των μικροκυματικών λυχνιών στηρίζεται στην ύπαρξη μιας ηλεκτρονικής δέσμης, επομένως αυτό που βασικά χρειαζόμαστε είναι η τοποθέτηση μίας καθόδου απέναντι από μία άνοδο και στην εφαρμογή κατάλληλης διαφοράς δυναμικού, ώστε από την κάθοδο να τραβήξουμε ηλεκτρόνια, τα οποία θέλουν να πάνε προς την άνοδο. Η ιδιότητα αυτή είναι πολύ ενδιαφέρουσα, ωστόσο το πείραμα θα ήταν αρκετά σύντομο και ανιαρό, εάν δεν φροντίζαμε, με κάποιο τρόπο, τα ηλεκτρόνια που τρέχουν προς την άνοδο να «ξεγελαστούν» και να συνεχίσουν το ταξίδι τους, περνώντας από την άλλη πλευρά. Αυτό το καταφέρνουμε με σύνθετες τεχνικές, όπως με το να κάνουμε τρύπες στο ηλεκτρόδιο της ανόδου ή να χρησιμοποιούμε μεταλλικά πλέγματα (πάλι με τρύπες δηλαδή) ή καμιά φορά χρησιμοποιώντας πολύ λεπτά μεταλλικά φύλλα (αλουμινόχαρτα), δίνοντας ευκαιρία στα ηλεκτρόνια να περάσουν την άνοδο με ευκολία. Από τη στιγμή εκείνη, που τα ηλεκτρόνια περάσουν την άνοδο και συνεχίσουν το ταξίδι τους με όση ταχύτητα έχουν αποκτήσει μέχρι τότε, αρχίζει η εκμετάλλευσή τους: χρησιμοποιούμε μαγνητικά πεδία για να αναγκάσουμε τα ηλεκτρόνια να κάνουν κύκλους· χρησιμοποιούμε περιοδικές διατάξεις και βάζουμε τα ηλεκτρόνια να τρέχουν δίπλα σε αυτές, ώστε τα επαγόμενα πεδία στα τοιχώματα να συντονίζονται με χωρικές αρμονικές συνιστώσες· οδηγούμε μικροκυματικά σήματα μαζί με τη δέσμη, ώστε το ηλεκτρομαγνητικό κύμα να απορροφά διαρκώς ενέργεια από τα ηλεκτρόνια προς ίδιον όφελος· διαταράσσουμε τη δέσμη με μικρά σήματα, και αναγκάζουμε τα ηλεκτρόνια να αναδιαταχθούν σε χωρικές δομές, οι οποίες φέρουν την εικόνα του σήματος που τους επιβλήθηκε, την οποία στη συνέχεια επιστρέφουν με μορφή ενισχυμένης ακτινοβολίας· καμιά φορά, τέλος, στοιβάζουμε τόσα πολλά ηλεκτρόνια σε μία περιοχή, ώστε αυτά συνωστίζονται και αρχίζουν να εκτελούν διάφορες κινήσεις, προσπαθώντας να απομακρυνθούν από το χώρο αυτό, προς οποιαδήποτε κατεύθυνση. Με αυτήν την τελευταία και ομολογουμένως περίεργη τεχνική θα ασχοληθούμε λίγο παραπάνω στην εργασία αυτή.

Μιλήσαμε για μικροκυματικές λυχνίες υψηλής ισχύος. Η υψηλή ισχύς είναι εύκολο να παραχθεί, αρκεί να οδηγήσουμε τη δίοδο της λυχνίας μας με τάσεις εκατοντάδων χιλιάδων volt και να καταφέρουμε να αντλήσουμε ρεύματα χιλιάδων ή και δεκάδων χιλιάδων ampere. Η ηλεκτρονική δέσμη λοιπόν θα έχει μία *ισοδύναμη* ισχύ Gigawatt, από την οποία θα καταφέρουμε κάπως να πάρουμε ένα τμήμα της ισχύος και να το κάνουμε μικροκυματική ακτινοβολία. Η ιδέα είναι απλή, αλλά η εφαρμογή έχει μερικά πονηρά σημεία. Μερικά Gigawatt είναι και η ισχύς του ελληνικού δικτύου ηλεκτροδότησης, επομένως δεν μπορεί να μιλάμε για το ίδιο πράγμα. Όντως, στην περίπτωση μας, εννοούμε τη στιγμιαία ισχύ της διάταξης, δηλαδή μία μικρή αποθηκευμένη ενέργεια, την οποία αποδεσμεύουμε σε υπερβολικά μικρές χρονικές διάρκειες, ώστε να αυξήσουμε το ρυθμό απόδοσης ενέργειας και να καυχώμαστε ότι πετύχαμε τεράστια ισχύ. Οι λυχνίες υψηλής ισχύος, λοιπόν, έχουν εκ των πραγμάτων παλμική λειτουργία, επομένως ούτε πολλά χρήματα στην ηλεκτρική εταιρία πληρώνουμε, ούτε η διάταξη προλαβαίνει να καταστραφεί από φαινόμενο Joule, εκτός αν πραγματικά υπερβάλλουμε. Η απόδοση της ισχύος γίνεται συνήθως χρησιμοποιώντας πυκνωτές, τους οποίους φορτίζουμε αργά σε μία υψηλή τάση και τους εκφορτίζουμε απότομα στη λυχνία – φορτίο. Καμιά φορά χρησιμοποιούμε τεχνικές ώστε να πολλαπλασιάζουμε την τάση και να τη διαμορφώνουμε, ώστε να έχει *καλές ιδιότητες*, όπως γρήγορο χρόνο ανόδου και σταθερή τιμή, απαιτήσεις, όμως, που αποδεικνύονται αρκετά σύνθετες.

Οδηγώντας τη λυχνία με υψηλή τάση απομακρύνουμε ηλεκτρόνια από την κάθοδο και τα οδηγούμε προς την άνοδο. Η διαδικασία αυτή γίνεται με εξαναγκασμένη απομάκρυνση ηλεκτρονίων από το σώμα του μετάλλου και κάτι τέτοιο συμβαίνει μόνο όταν έχουμε κενό.

Εάν δεν υπήρχε το κενό, θα συνέβαινε ιονισμός του αερίου και θα υπήρχε μία γεφύρωση του διακένου ανόδου-καθόδου με πλάσμα. Όμως η διεργασία αυτή, γνωστή και ως ηλεκτρική διάσπαση του διηλεκτρικού μέσου, δεν επιταχύνει ηλεκτρόνια και δεν μπορεί να παράγει ταχέως κινούμενη ηλεκτρονική δέσμη. Στις λυχνίες υψηλής ισχύος, το ηλεκτρικό πεδίο που εμφανίζεται ανάμεσα στην άνοδο και την κάθοδο είναι τόσο έντονο, ώστε τα ηλεκτρόνια απομακρύνονται με ένα φαινόμενο που χαρακτηρίζουμε *εκπομπή πεδίου*. Εάν έχουμε σχεδιάσει την άνοδο κατάλληλα, θα έχουμε καταφέρει να πάρουμε την επιθυμητή ηλεκτρονική δέσμη μεγάλης ισχύος. Το πρόβλημα με την περιοχή της διόδου έγκειται στη δημιουργία πλάσματος από τα ηλεκτρόδια. Η έντονη έκλυση ηλεκτρονίων και η μερική πρόσπτωσή τους στην άνοδο, συνοδεύεται από ένα δευτερογενές φαινόμενο. Το μέταλλο των ηλεκτροδίων λιώνει και παράγει ατμούς μετάλλου και, μαζί με άλλα εγκλωβισμένα αέρια και οργανικά στοιχεία, δημιουργεί πλάσμα το οποίο ξεκινά, τόσο από την πλευρά της καθόδου, όσο και από την πλευρά της ανόδου και σταδιακά εξαπλώνεται στη δίοδο. Το πλάσμα αυτό είναι η αιτία που τερματίζει τη λειτουργία της λυχνίας, αφού γεφυρώνει το διάκενο, καταρρέει η τάση και παύει η επιτάχυνση ηλεκτρονίων και, συνεπώς, η δέσμη. Κάποιος θα αναρωτηθεί πώς γίνεται ορισμένες μικροκυματικές λυχνίες να παράγουν αρκετά μεγάλη ισχύ και να μην γίνεται λόγος για το παραπάνω φαινόμενο. Η αλήθεια είναι πως οι λυχνίες αυτές δεν *θεωρούνται* υψηλής ισχύος και παράγουν την ηλεκτρονική δέσμη με *θερμιονικό* τρόπο. Θερμαίνουν δηλαδή την κάθοδο, η οποία με τη σειρά της απλώς εκλύει ένα νέφος ηλεκτρονίων, το οποίο και επιταχύνεται προς την άνοδο. Τα ρεύματα ωστόσο δεν ξεπερνούν τα μερικές δεκάδες Amperes, διότι ο θερμιονικός τρόπος εκπομπής δεν μπορεί να αποδώσει εντυπωσιακές ρευματικές πυκνότητες. Αυτός είναι και ο λόγος που η κάθοδος δεν υποφέρει από υπερθέρμανση και τήξη, ώστε να δημιουργηθεί πλάσμα από τους ατμούς του μετάλλου και να γεφυρωθεί το διάκενο της διόδου κενού.

Μιλώντας για μικροκύματα υψηλής ισχύος, οφείλουμε να μιλάμε για ένα σύστημα. Η λυχνία, που μετατρέπει την ισχύ της ηλεκτρονικής δέσμης σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, είναι βέβαια ο πρωταγωνιστής. Μεριμνούμε για τα υλικά της καθόδου, τη σχεδίαση της ανόδου και του χώρου στον οποίο θα ταξιδέψει η ηλεκτρονική δέσμη και θα παράγει μικροκυματική ακτινοβολία. Μας απασχολεί ο τρόπος που θα οδηγηθεί η αναγκαία ισχυρή διαφορά δυναμικού στα ηλεκτρόδια της διόδου της λυχνίας, γεγονός που εγείρει προβληματισμούς σχετικά με την ηλεκτρική μόνωση. Ενδιαφερόμαστε για τις μικροκυματικές ιδιότητες της λυχνίας, όπως η συχνότητα λειτουργίας, το εύρος ζώνης, η μέγιστη ισχύς εξόδου και η απόδοση. Ωστόσο, για να υλοποιηθεί και να λειτουργήσει ορθά ένα σύστημα μικροκυμάτων υψηλής ισχύος, ένα σύνολο από υποσυστήματα πρέπει να σχεδιαστούν με προσοχή. Κατ' αρχήν, δεν μπορούμε να παραλείψουμε το τμήμα της παροχής ηλεκτρικής ισχύος, το οποίο καταλαμβάνει πολλαπλάσιο όγκο και κρύβει αρκετές τεχνικές ιδιαιτερότητες. Η μορφή της υψηλής τάσης οδήγησης είναι πολλές φορές κρίσιμης σημασίας για την απόδοση της λυχνίας. Πολύ συχνά απαιτείται σταθερή τάση και ρεύμα, έστω και για μικρή χρονική διάρκεια, σε μεγέθη που δεν είναι διόλου ευκαταφρόνητα. Άλλες φορές απαιτούνται ισχυρά μαγνητικά πεδία για την καθοδήγηση της ηλεκτρονικής δέσμης, με συνέπεια να αυξάνεται η πολυπλοκότητα αλλά και το βάρος του συστήματος. Εάν η λυχνία δεν είναι απόλυτα στεγανή, αντλημένη και «σφραγισμένη» σε πολύ χαμηλό κενό (*hard-sealed tubes*), απαιτείται η συνοδεία του συστήματος συντήρησης του κενού της διάταξης. Η λήψη των μικροκυμάτων, γίνεται συνήθως από κυματοδηγούς ή χρονοκεραίες, επομένως απαιτείται η ύπαρξη της κατάλληλης διεπιφάνειας κενού-ατμοσφαιρικού αέρα, που διατηρεί τη στεγανότητα και δεν εισάγει απόσβεση στην ακτινοβολία. Τέλος, η παρεχόμενη ηλεκτρική ενέργεια, η οποία προέρχεται είτε από το δίκτυο ηλεκτρικής ενέργειας, είτε από συσσωρευ-

τές ή ακόμα και από ηλεκτροπαραγωγά ζεύγη, πρέπει να μετασχηματιστεί σε ένα υψηλότερο επίπεδο τάσης, ευκολότερα εκμεταλλεύσιμου από τη διάταξη που θα πολλαπλασιάσει ακόμα περισσότερο την τάση, σε επίπεδο εκατοντάδων χιλιάδων volt, προκειμένου να οδηγηθεί η μικροκυματική λυχνία υψηλής ισχύος.

Συμπερασματικά, λοιπόν, διαπιστώνουμε ότι ένα σύστημα μικροκυμάτων υψηλής ισχύος είναι σύνθετη υπόθεση. Ξεκινώντας από βασικές αρχές δυναμικής ηλεκτρονίων, η σχεδίαση ενός τέτοιου συστήματος απαιτεί γνώση τεχνολογίας υλικών, συστημάτων υψηλών τάσεων, τεχνολογίας κενού, αρχών μετάδοσης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, ηλεκτρονικής, κυκλωμάτων, μετρολογίας, σε μεγάλο βάθος λεπτομέρειας. Με την παρούσα έρευνα, η οποία βρίσκεται σε διαρκή πρόοδο, διαπιστώνουμε με ικανοποίηση την τεράστια γνώση και εμπειρία, που διαρκώς αποκτάται σε όλους τους παραπάνω τομείς. Η λυχνία κυματοδηγικού Viricator επιλέχτηκε σαν το κέντρο αυτής της εργασίας, στα πλαίσια της οποίας θα ανοίγουν πάντα νέα πεδία μελέτης, πειραματισμού και εξέλιξης. Η παρούσα έκθεση συμπεριλαμβάνει ένα πολύ μεγάλο τμήμα της αποκτηθείσας γνώσης, εμπειρίας και των μέχρι τούδε πειραματικών ευρημάτων.

2. ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστεί ένα σύνολο χαρακτηριστικών μεγεθών, που ευρέως συναντώνται, όταν μελετάμε τις μικροκυματικές λυχνίες κενού. Αφορούν κυρίως τη συμπεριφορά των ηλεκτρονίων, σε αλληλεπιδράσεις με δομές και ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Η ηλεκτρονική δέσμη είναι ο φορέας της ενέργειας, τμήμα της οποίας απομαστεύεται προς παραγωγή ακτινοβολίας. Στις παραγράφους που ακολουθούν, θα παρουσιαστούν συνοπτικά οι εξισώσεις κίνησης των φορτισμένων σωματιδίων στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, στην κλασική αλλά και στη σχετικιστική περιοχή. Θα παρουσιαστούν οι βασικότερες έννοιες της φυσικής πλάσματος, η συχνότητα πλάσματος και η θωράκιση Debye. Θα μελετηθεί η διάταξη διόδου κενού και πώς οδηγούμαστε στη διατύπωση του κλασικού νόμου Child-Langmuir για το μέγιστο ρεύμα της διόδου. Ακολούθως, θα μελετηθεί το φαινόμενο εμφάνισης εικονικής καθόδου, τόσο στην κλασική βραχυκυκλωμένη επίπεδη δίοδο, όσο και στην ηλεκτρονική δέσμη. Τέλος, θα παρουσιαστούν φαινόμενα, όπως η εκπομπή ηλεκτρονίων από τα μέταλλα καθώς και η ηλεκτρική διάσπαση μεταξύ ηλεκτροδίων υπό τάση. Με βάση τις θεμελιώδεις αυτές έννοιες, θα μελετήσουμε σε επόμενο κεφάλαιο τις αλληλεπιδράσεις εκείνες, οι οποίες ευθύνονται για την παραγωγή ακτινοβολίας σε εκείνη την κατηγορία λυχνιών, που ονομάζονται ταλαντωτές εικονικής καθόδου και αποτελούν το αντικείμενο μελέτης αυτής της εργασίας.

2.1. Η δύναμη Lorentz και οι Εξισώσεις Κίνησης

Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιάσουμε σύντομα τις κλασικές εξισώσεις κίνησης φορτισμένου σωματιδίου σε ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Ξεκινώντας, αναφέρουμε τη γνωστή έκφραση της δύναμης, που ασκείται σε ένα σωματίδιο, το οποίο κινείται εντός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Η δύναμη Lorentz δίνεται από:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (2.1)$$

Τα διανύσματα \mathbf{E} και \mathbf{B} υπακούουν στις εξισώσεις του Maxwell, οι οποίες για την περίπτωση του κενού είναι οι:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0.\end{aligned}\tag{2.2}$$

Η ταχύτητα του φωτός στο κενό είναι $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, ενώ ε_0 είναι διηλεκτρική σταθερά και μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Η πυκνότητα ρεύματος \mathbf{J} και η χωρική πυκνότητα φορτίου ρ σχετίζονται με την εξίσωση συνέχειας

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.\tag{2.3}$$

Ως γνωστόν, η μεταβολή στην ορμή του σωματιδίου λόγω της δύναμης Lorentz είναι

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}).\tag{2.4}$$

Στη μη σχετικιστική δυναμική, η ορμή του σωματιδίου είναι το γινόμενο της μάζας του, m , με την ταχύτητά του, \mathbf{v} , δηλαδή $\mathbf{P} = m\mathbf{v}$. Η σχέση δύναμης και μεταβολής της ορμής ισχύει και σε σχετικιστικές ταχύτητες, με την ορμή σε αυτήν την περίπτωση να είναι

$$\mathbf{P} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}.\tag{2.5}$$

Ο σχετικιστικός συντελεστής Lorentz ορίζεται ως η ποσότητα

$$\blacktriangleright \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}},\tag{2.6}$$

όπου β είναι το ποσοστό της ταχύτητας του σωματιδίου ως προς την ταχύτητα του φωτός, δηλαδή:

$$\blacktriangleright \beta = \frac{v}{c}.\tag{2.7}$$

Η σχετικιστική ορμή (2.5) είναι λοιπόν, με βάση τα παραπάνω,

$$\mathbf{P} = \gamma m\mathbf{v}.\tag{2.8}$$

Από την (2.4), με αντικατάσταση της (2.8), λαμβάνουμε ότι

$$\gamma m \frac{d\mathbf{v}}{dt} + m\mathbf{v} \frac{d\gamma}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (2.9)$$

Λύνοντας ως προς την επιτάχυνση, $\mathbf{a} = \mathbf{F}/m$, μπορούμε να γράψουμε ότι

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{F} - (\mathbf{F} \cdot \boldsymbol{\beta})\boldsymbol{\beta}}{\gamma m}. \quad (2.10)$$

Στη μη σχετικιστική περιοχή ισχύει ότι $\gamma=1$ και ότι $d\gamma/dt=0$, επομένως η επιτάχυνση και η δύναμη είναι παράλληλες. Στη σχετικιστική περιοχή, ωστόσο, η επιτάχυνση και η δύναμη έχουν διαφορετικές κατευθύνσεις. Για $\mathbf{F} \perp \mathbf{v}$, ($\mathbf{F} \cdot \boldsymbol{\beta} = 0$),

$$\mathbf{a}_{\perp} = \frac{\mathbf{F}_{\perp}}{\gamma m}, \quad (2.11)$$

ενώ για $\mathbf{F} \parallel \mathbf{v}$,

$$\mathbf{a}_{\parallel} = \frac{\mathbf{F}_{\parallel}(1-\beta^2)}{\gamma m} = \frac{\mathbf{F}_{\parallel}}{\gamma^3 m}. \quad (2.12)$$

Από τις παραπάνω εκφράσεις, φαίνεται ότι η σχετικιστική αδρανειακή μάζα εμφανίζεται διαφορετική, αναλόγως της γωνίας δύναμης και ταχύτητας. Στην περίπτωση δύναμης κάθετης στην ταχύτητα, η αδρανειακή μάζα είναι

$$m_t = \gamma m, \quad (2.13)$$

ενώ στην περίπτωση δύναμης παράλληλης στην ταχύτητα, η αδρανειακή μάζα είναι

$$m_l = \gamma^3 m. \quad (2.14)$$

Στη βιβλιογραφία οι ποσότητες αυτές αναφέρονται ως *εγκάρσια* (transverse) και *διαμήκης* (longitudinal) μάζα αντίστοιχα. Η ποσότητα γm είναι επίσης γνωστή και ως *σχετικιστική μάζα* του σωματιδίου, ενώ η m είναι γνωστή και ως *μάζα ηρεμίας*.

Η εξίσωση (2.4) συνιστά μία διανυσματική σχέση ενός συστήματος συζευγμένων δευτεροβάθμιων διαφορικών εξισώσεων. Στην περίπτωση καρτεσιανών συντεταγμένων έχουμε ότι

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\gamma m \dot{x}) &= \dot{\gamma} m \dot{x} + \gamma m \ddot{x} = q(E_x + \dot{y}B_z - \dot{z}B_y), \\ \frac{d}{dt}(\gamma m \dot{y}) &= \dot{\gamma} m \dot{y} + \gamma m \ddot{y} = q(E_y + \dot{z}B_x - \dot{x}B_z), \\ \frac{d}{dt}(\gamma m \dot{z}) &= \dot{\gamma} m \dot{z} + \gamma m \ddot{z} = q(E_z + \dot{x}B_y - \dot{y}B_x). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Η γνωστή συσχέτιση μάζας – ενέργειας από την ειδική θεωρία της σχετικότητας εκφράζει πως

$$E = \tilde{m}c^2, \quad (2.16)$$

όπου με \tilde{m} έχουμε συμβολίσει τη σχετικιστική μάζα που εμφανίζει το σωματίδιο. Στην περίπτωση ακινησίας είναι $E_0 = mc^2$, ενώ στην περίπτωση κίνησης είναι $E = \gamma mc^2$. Ένα σωματίδιο που κινείται, έχει συνολική ενέργεια όση το άθροισμα της ενέργειας ηρεμίας του συν την κινητική του ενέργεια, επομένως μπορούμε να γράψουμε ότι

$$\gamma mc^2 = E = E_0 + T, \quad (2.17)$$

όπου με T έχουμε συμβολίσει την κινητική ενέργεια του σωματιδίου. Ένα ηλεκτρόνιο, που αρχικά βρίσκεται σε κατάσταση ηρεμίας, όταν επιταχύνεται από ένα δυναμικό V Volts, αποκτά κινητική ενέργεια $T = V[eV]$, όταν αυτή εκφράζεται σε eV. Συνεπώς, από την παραπάνω σχέση μπορούμε να γράψουμε ότι

$$\blacktriangleright \gamma = \frac{E_0 + T}{E_0} = 1 + \frac{eV}{mc^2}. \quad (2.18)$$

Για την περίπτωση του ηλεκτρονίου, η ενέργεια ηρεμίας είναι $\sim 511\text{keV}$. Συνεπώς, όταν, από μηδενική αρχική ταχύτητα, ένα ηλεκτρόνιο επιταχυνθεί με τάση V , θα αποκτήσει¹ ένα σχετικιστικό συντελεστή ίσο με

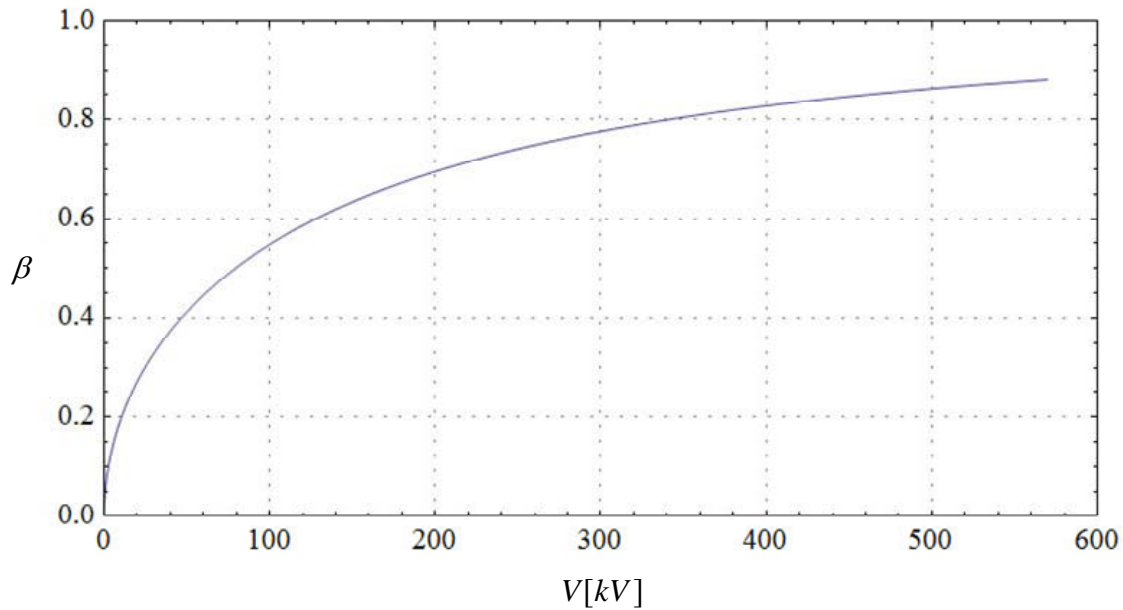
$$\blacktriangleright \gamma = \frac{511 + V[kV]}{511} = 1 + \frac{V[kV]}{511}. \quad (2.19)$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση (2.6), μπορούμε να απεικονίσουμε τη μεταβολή του συντελεστή β ενός ηλεκτρονίου που επιταχύνεται από τάση V . Η έκφραση του συντελεστή β συναρτήσει της επιταχύνουσας τάσης δίνεται από την έκφραση

$$\blacktriangleright \beta = \sqrt{1 - \left(\frac{511}{511 + V[kV]} \right)^2}. \quad (2.20)$$

Το ηλεκτρόνιο, όντας εξαιρετικά ελαφρύ σωματίδιο, επιταχύνεται σε ταχύτητες που πλησιάζουν την ταχύτητα του φωτός με σχετικά μικρές τάσεις. Αντίθετα, το πρωτόνιο, έχοντας σχεδόν 2000 φορές μεγαλύτερη μάζα υφίσταται πολύ μικρότερες επιταχύνσεις. Επιταχυνόμενο από μία τάση 1MV, ένα πρωτόνιο αποκτά ταχύτητα μόλις το 4.6% της ταχύτητας του φωτός, ενώ ένα άπαξ ιονισμένο άτομο αζώτου φτάνει στο 1.2% της ταχύτητας του φωτός.

¹ Παραδοσιακά, για επιταχύνσεις από τάση μεγαλύτερη των 500kV, το ηλεκτρόνιο θεωρείται πλέον σχετικιστικό. Στα 500kV το ηλεκτρόνιο έχει αποκτήσει το 86% της ταχύτητας του φωτός, ενώ στα 660kV έχει το 90% αυτής.



Εικ. 2.1: Η μεταβολή του συντελεστή β του ηλεκτρονίου, όταν αυτό επιταχύνεται από διαφορά δυναμικού V , εκφρασμένη σε kV.

Πιν. 2.1: Σχετικιστικοί συντελεστές β και γ ηλεκτρονίου

Ενέργεια [keV]	Συντελεστής β	Συντελεστής γ	Συντελεστής γ^3
0	0	1	1
10	0.19	1.02	1.06
20	0.27	1.04	1.12
30	0.33	1.06	1.19
50	0.41	1.10	1.32
100	0.55	1.20	1.71
200	0.70	1.39	2.69
300	0.78	1.59	4.00
500	0.86	1.98	7.74
1000	0.94	2.96	25.9
2000	0.98	4.91	119
3000	0.99	6.87	324
5000	0.99	10.8	1250

Ακολούθως παραθέτουμε μία λίστα με τα βάρη και τις ισοδύναμες ενέργειες ηρεμίας από τα στοιχειώδη σωματίδια και από μερικά άτομα και μόρια. Να σημειωθεί ότι $1\text{eV} = -1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ και συνεπώς η ισοδύναμη μάζα ενέργειας 1MeV είναι περίπου $1.78 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$.

Πιν. 2.2: Φορτίο και μάζα των στοιχειωδών σωματιδίων

	Ηλεκτρόνιο	Πρωτόνιο	Νετρόνιο
Φορτίο q	$-1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	$1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	-
Μάζα m	$9.11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	$1.673 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	$1.674 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Ενέργεια Ηρεμίας E_0	0.511 MeV	938.259 MeV	938.566 MeV

Πιν. 2.3: Ενέργεια ηρεμίας μερικών ατόμων και μορίων

	Ατομικό βάρος (amu)	Ενέργεια Ηρεμίας (MeV)
^1H	1.00794	(1p,1e) 938.77
^2H	2.01355	(1p,1n,1e) 1878.34
^4He	4.00260	(2p,2n,2e) 3756.67
^{12}C	12.0000	(6p,6n,6e) 11270.00
^{14}N	14.0067	(7p,7n,7e) 13148.40
^{16}O	15.9994	(8p,8n,8e) 15026.70
CH_4	16.0425	(10p,6n,10e) 15025.10
NH_3	17.0306	(10p,7n,10e) 15964.70
H_2O	18.0153	(10p,8n,10e) 16904.20
N_2	28.0134	(14p,14n,14e) 26296.70
O_2	31.9988	(16p,16n,16e) 30053.40
CO_2	44.0095	(22p,22n,22e) 41323.40
^{27}Al	26.9815	(13p,14n,13e) 25357.90
^{28}Si	28.0855	(14p,14n,14e) 26296.70
^{56}Fe	55.8450	(26p,30n,26e) 52595.00
^{64}Cu	63.5460	(29p,35n,29e) 60109.10

2.2. Το Ηλεκτρόνιο στο Ομογενές Ηλεκτρικό Πεδίο

Ας θεωρήσουμε δύο άπειρες παράλληλες πλάκες, τη μία (κάθοδο) στη θέση $x=0$ και σε δυναμικό μηδέν και την άλλη (άνοδο) στη θέση $x=d$ και σε δυναμικό $\varphi=V_0$. Η διάταξη αυτή είναι γνωστή και ως *επίπεδη δίοδος (planar diode)*. Έστω, για απλότητα, ότι ένα ηλεκτρόνιο εκπέμπεται από την κάθοδο με τη μη σχετικιστική ταχύτητα $\mathbf{v}_0 = \{\dot{x}_0, \dot{y}_0, 0\}$. Το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των οπλισμών δίνεται από την

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi, \quad (2.21)$$

και το δυναμικό $\varphi(x)$, ανάμεσα στις δυο πλάκες, υπολογίζεται από την εξίσωση του Laplace με $\rho=0$:

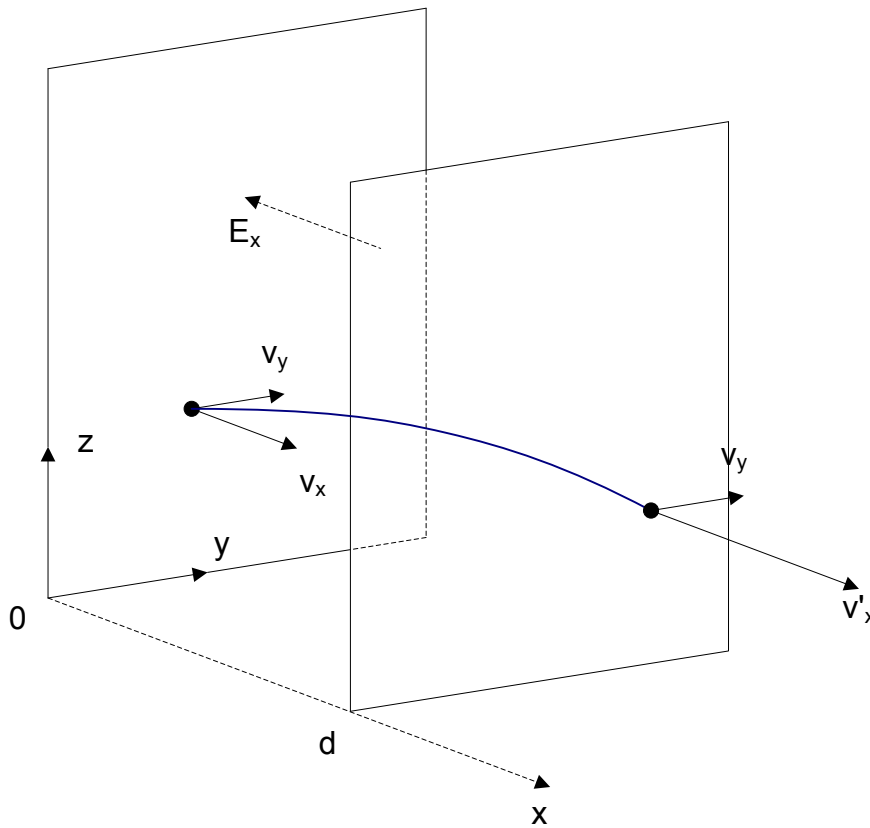
$$\nabla^2\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = 0. \quad (2.22)$$

Το δυναμικό υπολογίζεται από την (2.22) ως $\varphi(x) = C_1 \cdot x + C_2$ και με τις δεδομένες οριακές συνθήκες καταλήγει στην έκφραση

$$\varphi(x) = \frac{V_0}{d}x, \quad (2.23)$$

ενώ το ηλεκτρικό πεδίο, από την (2.21), είναι

$$\mathbf{E} = -\frac{V_0}{d} \hat{\mathbf{x}} = E_x \hat{\mathbf{x}}. \quad (2.24)$$



Εικ. 2.2: Η κίνηση ενός ηλεκτρονίου στην επίπεδη δίοδο χωρίς χωρικό φορτίο.

Από τις εξισώσεις (2.15) λαμβάνουμε, για $\gamma=1$, ότι

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= eE_x, \\ m\ddot{y} &= 0, \end{aligned} \quad (2.25)$$

οι οποίες, για τις δεδομένες αρχικές συνθήκες δίνουν

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \frac{e}{m} E_x t + \dot{x}_0, \\ x &= \frac{1}{2} \frac{e}{m} E_x t^2 + \dot{x}_0 t, \end{aligned} \quad (2.26)$$

καθώς και

$$\begin{aligned} \dot{y} &= \dot{y}_0, \\ y &= \dot{y}_0 t. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Από την ανωτέρω έκφραση για τη μετατόπιση y , μπορούμε να λύσουμε ως προς το χρόνο t και να αντικαταστήσουμε στην έκφραση της μετατόπισης x . Λαμβάνουμε τότε την έκφραση της τροχιάς συναρτήσει των x, y , η οποία είναι

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m} E_x \left(\frac{y}{y_0} \right)^2 + \dot{x}_0 \frac{y}{y_0}, \quad (2.28)$$

και αποτελεί, ως γνωστόν, την εξίσωση μίας παραβολικής τροχιάς. Η μεταβολή στην κινητική ενέργεια είναι, από διατήρηση της ενέργειας:

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{m}{2} (\dot{x}^2 - \dot{x}_0^2) = eV_0 \frac{x}{d}, \quad (2.29)$$

εξ ου και ότι για ακίνητο, αρχικά, σωματίδιο, που επιταχύνεται από δυναμικό V_0 , η τελική του κινητική ενέργεια είναι eV_0 .

2.3. Το Ηλεκτρόνιο στο Ομογενές Μαγνητικό Πεδίο

Ας υποθέσουμε ότι ένα ηλεκτρόνιο έχει κάποια αρχική ταχύτητα $\mathbf{v}_0 = \{\dot{x}, \dot{y}, 0\}$ και εισέρχεται σε χώρο, στον οποίο υπάρχει μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B} = \hat{z}B_0$. Από την εξίσωση (2.4) λαμβάνουμε ότι

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(m_e \dot{x}) &= e(\dot{y}B_0), \\ \frac{d}{dt}(m_e \dot{y}) &= e(-\dot{x}B_0), \\ \frac{d}{dt}(m_e \dot{z}) &= 0, \end{aligned} \quad (2.30)$$

για την περίπτωση μη σχετικιστικής ταχύτητας ($\gamma \rightarrow 1$). Το ανωτέρω σύστημα μπορεί, αγνοώντας την κίνηση κατά z , να γραφεί ως προς την κίνηση κατά τη μία συντεταγμένη, ας πούμε την x , με απόζευξη των δύο πρώτων εξισώσεων:

$$\ddot{x} = \left(\frac{eB_0}{m_e} \right)^2 \dot{x}. \quad (2.31)$$

Παρατηρούμε ότι η συνιστώσα $v_x = \dot{x}$ όπως και η συνιστώσα $v_y = \dot{y}$ εμφανίζουν τη χαρακτηριστική συχνότητα

$$\omega_c = \frac{eB_0}{m_e}, \quad (2.32)$$

η οποία χαρακτηρίζεται ως *γυροσυχνότητα* (gyrofrequency ή cyclotron frequency) του ηλεκτρονίου μέσα στο μαγνητικό πεδίο. Για πρακτικές μονάδες και για μη σχετικιστική ταχύτητα των ηλεκτρονίων, η γυροσυχνότητα είναι

$$\blacktriangleright f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = 28 \cdot B_0 \text{ [GHz]}, \quad (2.33)$$

όπου το B_0 είναι σε Tesla. Η ακτίνα της κυκλικής κίνησης του ηλεκτρονίου προκύπτει, εάν εξισώσουμε τη μαγνητική δύναμη με την κεντρομόλο δύναμη από τη σχέση

$$e \cdot v_{\perp} \cdot B_0 = \frac{m_e \cdot v_{\perp}^2}{r_c}. \quad (2.34)$$

Από την ανωτέρω σχέση, θεωρώντας ότι η κάθετη στο μαγνητικό πεδίο ταχύτητα ισούται με βc , για μικρά σχετικά β , λαμβάνουμε ότι

$$\blacktriangleright r_c = 0.17 \frac{\beta}{B_0} \text{ [cm]}, \quad (2.35)$$

όπου το B_0 είναι σε Tesla και ισχύει

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{511}{511 + V_0} \right)^2}, \quad (2.36)$$

όταν το ηλεκτρόνιο έχει επιταχυνθεί από V_0 kV. Για την εύρεση των αντιστοίχων χαρακτηριστικών μεγεθών (f_{ci} , r_{ci}) στα άπαξ φορτισμένα ιόντα, χρησιμοποιούμε τη μάζα του ιόντος m_i και, για την εύρεση του β , όταν το ιόν έχει επιταχυνθεί από δυναμικό V_0 , χρησιμοποιούμε στη σχέση (2.36) την ισοδύναμη ενέργεια του ιόντος σε keV.

2.4. Φυσική Πλάσματος

Ένα αέριο, που βρίσκεται σε κατάσταση *ιονισμού*, ούτως ώστε να συνυπάρχουν ελεύθεροι θετικοί (ιόντα ή πρωτόνια) και αρνητικοί φορείς ρεύματος (ηλεκτρόνια) ονομάζεται *πλάσμα*. Πολλά ηλεκτρόνια σε ένα πλάσμα δεν είναι συζευγμένα με τα άτομα και κατά συνέπεια τα θετικά και τα αρνητικά φορτία κινούνται σχετικά ανεξάρτητα, επιτρέποντας στο πλάσμα να εμφανίζει μεγάλη ηλεκτρική αγωγιμότητα. Οι φυσικές και ηλεκτρικές ιδιότητες ενός πλάσματος είναι αρκετά διαφορετικές από αυτές των στερεών και των ρευστών σωμάτων, διακρίνοντάς το ως μία *τέταρτη κατάσταση της ύλης*. Ο όρος πλάσμα χρησιμοποιήθηκε αρχικά από τους Langmuir και Tonks σε μία κλασική εργασία του 1929 [1]. Δανειζόμενοι τον όρο από το πλάσμα του αίματος, μέσα το οποίο κινούνται τα αιμοσφαίρια, χαρακτηρίσαν ένα ιονισμένο αέριο πλάσμα, από την ευκινήσια που έχουν τα ηλεκτρόνια μέσα στο πλήθος των πιο δυσκίνητων θετικών ιόντων.

Ένα πλάσμα μπορεί να προκύψει εάν αυξηθεί η θερμοκρασία ενός αερίου σε τέτοιο βαθμό, ούτως ώστε να παρουσιάζεται υψηλό ποσοστό ιονισμού των ατόμων. Σε συνθήκες

θερμοδυναμικής ισορροπίας, υπάρχει συσχέτιση της θερμοκρασίας του σώματος και του βαθμού ιονισμού, η οποία περιγράφεται στη μελέτη του Saha [2] και δίνεται, για μονατομικά αέρια, άπαξ ιονισμένα, από τη σχέση [3]:

$$\frac{n_i}{n_n} = 2.405 \cdot 10^{21} \cdot T^{3/2} \frac{1}{n_i} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (2.37)$$

όπου T η θερμοκρασία του αερίου, U η ενέργεια πρώτου ιονισμού για το άτομο, n_i η συγκέντρωση των ιονισμένων ατόμων σε m^{-3} και n_n η συγκέντρωση των μη ιονισμένων ατόμων.

Πλάσμα μπορεί επίσης να παραχθεί με μεθόδους εξαναγκασμένου ιονισμού ενός αερίου, οι οποίες έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση της συγκέντρωσης των ιονισμένων ατόμων σε μεγαλύτερες τιμές από αυτές που προβλέπει η εξίσωση θερμοδυναμικής ισορροπίας (2.37). Οι δύο συνηθέστερες μέθοδοι παραγωγής πλάσματος σε εργαστηριακό περιβάλλον είναι ο φωτοϊονισμός (*photoionization*) και η ηλεκτρική εκκένωση σε αέρια. Κατά το φωτοϊονισμό, φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια πρώτου ιονισμού προσπίπτουν στο άτομο, με συνέπεια τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-ιόντος. Στα περισσότερα άτομα μπορεί να προκληθεί ιονισμός από ακτινοβολίες με μήκος κύματος μικρότερο από αυτό του μακράν υπεριώδους φωτός, όπως ακόμα από ακτίνες x ή γάμμα. Η ιονόσφαιρα της γης, για παράδειγμα, είναι ένα φυσικό φωτοϊονισμένο πλάσμα. Κατά την ηλεκτρική εκκένωση σε αέρια, το ηλεκτρικό πεδίο που ασκείται προκαλεί επιτάχυνση των ηλεκτρονίων, τα οποία προσκρούουν στα άτομα του μέσου με μεγάλη ενέργεια και προκαλούν τον ιονισμό τους. Κατά τη μέθοδο αυτή, το πλάσμα που παράγεται έχει «θερμά» ηλεκτρόνια, διότι η κινητική ενέργεια που αποκτούν από το ηλεκτρικό πεδίο είναι πολύ πιο έντονη από αυτήν των θετικών ιόντων.

Πιν. 2.4: Ενέργεια πρώτου ιονισμού μερικών ατόμων

Στοιχείο	Ενέργεια Πρώτου Ιονισμού (eV)	Μήκος Κύματος (nm)	Περιοχή
He	24.59	50.5	Extreme UV
Ar	15.76	78.7	
N	14.53	85.4	
O	13.62	91.1	
H	13.60	91.2	Far UV
Hg	10.44	118.8	
Fe	7.87	157.6	
Al	5.98	207.5	Middle UV
Na	5.14	241.4	
K	4.34	285.9	Near UV
Cs	3.89	319.0	

Όταν ο εξωτερικός παράγοντας, ο οποίος προσφέρει την απαραίτητη ενέργεια στις αντιδράσεις ιονισμού στο πλάσμα, απομακρυνθεί, τότε οι συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων και ιόντων μειώνονται σταδιακά στις συγκεντρώσεις θερμοδυναμικής ισορροπίας. Σε εργαστηριακές συνθήκες, η διαδικασία επανασύζευξης των ελεύθερων φορέων γίνεται τόσο γρήγορα, ώστε το πλάσμα που είχε παραχθεί εξαφανίζεται σε κλάσμα του δευτερολέπτου. Ωστόσο, σε χαμηλές πιέσεις, η επανασύζευξη όγκου υστερεί έναντι της επανασύζευξης στα τοιχώμα-

τα, που είναι η κύρια διαδικασία επαναφοράς του πλάσματος σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας.

Ένα πλάσμα μπορεί να χαρακτηρίζεται από πολλές ιδιότητες, όπως, για παράδειγμα, εάν είναι ασθενώς ή ισχυρά ιονισμένο, πλήρως ιονισμένο, ηλεκτρικά ουδέτερο, θερμό ή ψυχρό. Επίσης ένα πλάσμα εμφανίζει κάποιες πολύ ενδιαφέρουσες ιδιότητες, όπως οι *ταλαντώσεις πλάσματος*, η ηλεκτρική θωράκιση ή *θωράκιση Debye*, και ο εμφανιζόμενος *μανδύας (sheath)*, όταν το πλάσμα βρίσκεται κοντά σε αγώγιμες επιφάνειες. Στις σημαντικές αυτές ιδιότητες θα αναφερθούμε στη συνέχεια, όπου θα εξετάσουμε πώς προκαλούνται οι ηλεκτρονικές ταλαντώσεις, ποιά είναι η έννοια της θωράκισης Debye και του μήκους Debye και πώς το πλάσμα παύει να είναι ηλεκτρικά ουδέτερο στην περιοχή γύρω από ένα μεταλλικό σώμα.

2.4.1. Ταλαντώσεις Πλάσματος

Οι Langmuir και Tonks πρώτοι διαπίστωσαν ότι, σε ένα ιονισμένο αέριο, τα ηλεκτρόνια εκτελούν ταχείες ταλαντώσεις με συχνότητες της τάξης γιγάκυκλων, ενώ τα θετικά ιόντα παραμένουν εν γένει ανεπηρέαστα, εκτελώντας πολύ πιο αργές ταλαντώσεις [1]. Οι ταλαντώσεις των ηλεκτρονίων είναι μία βασική ιδιότητα που εμφανίζει ένα πλάσμα, το οποίο εξαναγκάζεται σε κάποια στιγμιαία ηλεκτρική διέγερση. Στις ταλαντώσεις πλάσματος τα θετικά ιόντα θεωρούνται, εν γένει, ότι βρίσκονται ακίνητα σε σχέση με τα ηλεκτρόνια και προσφέρουν τις αναγκαίες ηλεκτροστατικές δυνάμεις επαναφοράς του ηλεκτρονικού νέφους στην κατάσταση ελάχιστης δυναμικής ενέργειας.

Ας θεωρήσουμε ένα πλάσμα, αρχικά ομοιόμορφο και σε ηρεμία, το οποίο είναι ηλεκτρικά ουδέτερο, με συγκεντρώσεις ιόντων και ηλεκτρονίων ίσες με n_e [m^{-3}]. Ας υποθέσουμε στη συνέχεια ότι ένα εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο προκαλεί έναν μικρό διαχωρισμό των φορέων, δημιουργώντας στα άκρα της περιοχής που καταλαμβάνει το πλάσμα δύο περιοχές, στις οποίες εμφανίζεται, από τη μία θετικό και από την άλλη αρνητικό χωρικό φορτίο. Όταν το εξωτερικά επιβεβλημένο ηλεκτρικό πεδίο ακαριαία διακοπεί, το ηλεκτρικό πεδίο που έχει αναπτυχθεί μέσα στο πλάσμα, εξαιτίας του διαχωρισμού των φορέων, τείνει να το επαναφέρει στην αρχική του κατάσταση. Ωστόσο, το ευκίνητο ηλεκτρονικό νέφος, υπό την επίδραση του εσωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, επιταχύνεται και, κατά τη στιγμή που τα ηλεκτρόνια διέρχονται από την κατάσταση ισορροπίας, απομακρύνονται εκ νέου εκτελώντας μία κίνηση απλού εκκρεμούς. Η συχνότητα της ταλάντωσης αυτής ονομάζεται *συχνότητα ηλεκτρονίων πλάσματος* (electron plasma frequency).

Προκειμένου να εξάγουμε την έκφραση της συχνότητας των ηλεκτρονικών ταλαντώσεων του πλάσματος, θα θεωρήσουμε ότι τα ιόντα είναι ακίνητα και πως το ηλεκτρικό πεδίο Coulomb, που αναπτύσσεται λόγω του διαχωρισμού των φορέων, επιδρά στην κίνηση των ηλεκτρονίων σύμφωνα με τη σχέση:

$$e \cdot \mathbf{E} = m_e \cdot \ddot{\mathbf{r}}. \quad (2.38)$$

Έχοντας θεωρήσει πως η μετατόπιση γίνεται κατά τον άξονα x , μπορούμε να απλοποιήσουμε την ανωτέρω εξίσωση στην ακόλουθη σχέση των μέτρων του εσωτερικού ηλεκτρικού πεδίου E και της επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων \ddot{x} :

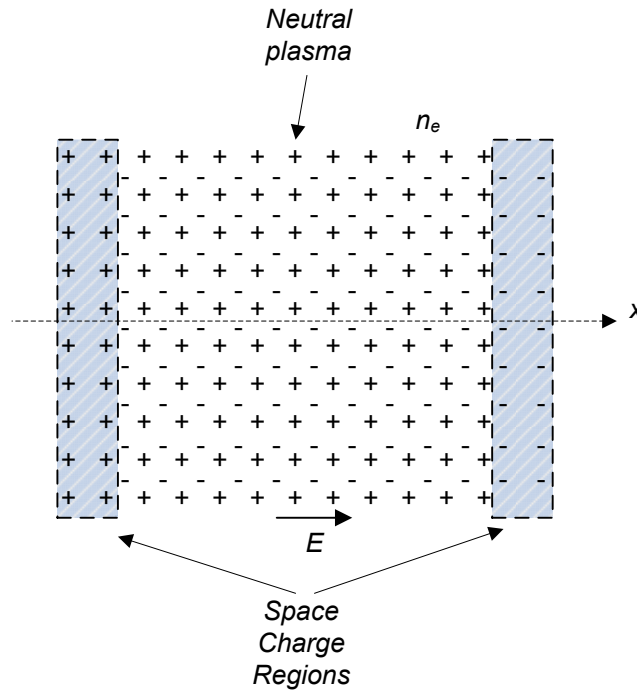
$$e \cdot E = m_e \cdot \ddot{x}. \quad (2.39)$$

Επιπλέον, η πυκνότητα ρεύματος που παρατηρείται από την κίνηση των ηλεκτρονίων είναι

$$\mathbf{J} = \rho \cdot \mathbf{v}, \quad (2.40)$$

και αν γράψουμε τα μέτρα κατά τη διεύθυνση της κίνησης λαμβάνουμε:

$$J = \rho \cdot \dot{x}. \quad (2.41)$$



Εικ. 2.3: Σε ένα ουδέτερο πλάσμα, εφαρμόζεται στιγμιαία ένα εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο, που προκαλεί μία μετατόπιση των ηλεκτρονίων προς την κατεύθυνση x και κατά συνέπεια ένα διαχωρισμό των φορέων στα όρια της περιοχής που καταλαμβάνει το πλάσμα.

Η χωρική πυκνότητα φορτίου είναι $\rho = n_e \cdot e$ και συνεπώς, παραγωγίζοντας μία φορά ως προς το χρόνο τη σχέση (2.41), λαμβάνουμε ότι

$$\dot{J} = n_e \cdot e \cdot \ddot{x}. \quad (2.42)$$

Από το νόμο του Ampere, $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}$, παραγωγίζοντας μία φορά λαμβάνουμε τη σχέση

$$\nabla \times \dot{\mathbf{H}} = \dot{\mathbf{J}} + \epsilon_0 \ddot{\mathbf{E}}, \quad (2.43)$$

ενώ από το νόμο Faraday-Maxwell, $\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \dot{\mathbf{H}}$, λαμβάνουμε ότι η στροφή της χρονικής παραγώγου του H δίνεται από την

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \nabla \times \dot{\mathbf{H}}. \quad (2.44)$$

Κατά συνέπεια, η εξίσωση (2.43) λαμβάνει τη μορφή

$$-\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{J} + \varepsilon_0 \ddot{\mathbf{E}}. \quad (2.45)$$

Παρατηρώντας ότι $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = 0$, λαμβάνουμε την ηλεκτροστατική προσέγγιση πως

$$\mathbf{J} + \varepsilon_0 \ddot{\mathbf{E}} = 0, \quad (2.46)$$

επομένως, χρησιμοποιώντας την έκφραση (2.42) για τη χρονική παράγωγο της πυκνότητας του ρεύματος, η (2.46) γίνεται, κατά τη διεύθυνση x :

$$n_e \cdot e \cdot \ddot{x} + \varepsilon_0 \ddot{E} = 0. \quad (2.47)$$

Αντικαθιστώντας το \ddot{x} από τη σχέση (2.39), λαμβάνουμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο πως ακολουθεί την εξής έκφραση:

$$\ddot{E} + \frac{n_e \cdot e^2}{\varepsilon_0 \cdot m_e} E = 0. \quad (2.48)$$

Παρατηρούμε ότι η ανωτέρω δευτεροβάθμια, ως προς το χρόνο, εξάρτηση περιγράφει μία απλή αρμονική ταλάντωση με συχνότητα που δίνεται από:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e \cdot e^2}{\varepsilon_0 \cdot m_e}}, \quad (2.49)$$

η οποία καλείται και *συχνότητα ηλεκτρονίων πλάσματος* (electron plasma frequency). Για πρακτικά μεγέθη είναι

$$\blacktriangleright f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = 8.97 \sqrt{n_e} \text{ [Hz]}, \quad (2.50)$$

με n_e εκφρασμένο σε m^{-3} .

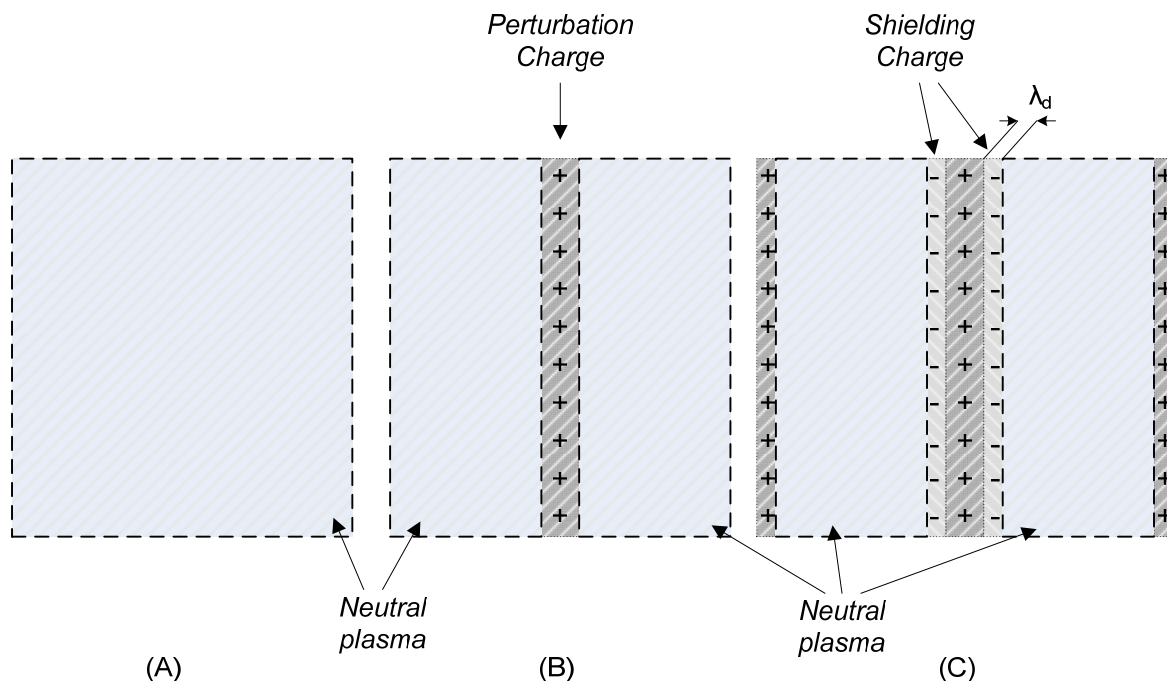
Για σωματίδια που κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες ισχύει $\ddot{x} = \omega_p^2 x = F_s / \gamma m_e$, και η απωστική δύναμη μειώνεται από τη μαγνητική, σύμφωνα με την έκφραση (2.10), $F_s = eE_s (1 - \beta^2) = eE_s / \gamma^2$, επομένως

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e \cdot e^2}{\varepsilon_0 \cdot \gamma^3 \cdot m_e}}. \quad (2.51)$$

Πολλές φορές, στη σχετικιστική συχνότητα πλάσματος χρησιμοποιείται μόνο ο παράγοντας γm στον παρονομαστή. Ωστόσο, η πιο λογική επέκταση της έκφρασης της συχνότητας πλάσματος στη σχετικιστική περιοχή θα πρέπει να ενσωματώνει τη διαμήκη αδρανειακή μάζα $\gamma^3 m$, (2.14).

2.4.2. Θωράκιση Debye

Η θωράκιση Debye είναι μία σημαντική ιδιότητα που εμφανίζει το πλάσμα. Ας θεωρήσουμε ένα ουδέτερο πλάσμα, εντός του οποίου εισάγουμε ένα φορτίο με μορφή λεπτού φύλλου. Χωρίς βλάβη της γενικότητας θα υποθέσουμε ότι το φορτίο που εισάγουμε είναι θετικού προσήμου. Κατά συνέπεια, το φορτίο αυτό θα προκαλέσει ένα ηλεκτρικό πεδίο προς τις δύο κατευθύνσεις, το οποίο θα έλξει τα ευκίνητα ηλεκτρόνια του πλάσματος, έτσι ώστε το συνολικό φορτίο στην περιοχή της διαταραχής να γίνει μηδέν. Το ηλεκτρικό πεδίο μέσα στο πλάσμα και μακριά από τη διαταραχή που επιβάλαμε θα συνεχίσει να είναι μηδέν. Μόνο στα φυσικά σύνορα του πλάσματος θα εμφανιστεί το αντίθετου προσήμου χωρικό φορτίο, ποσότητας τόσης, όσης του φορτίου της διαταραχής.



Εικ. 2.4: Σε ένα ουδέτερο πλάσμα, (A), εισάγεται ένα θετικό χωρικό φορτίο, (B). Το φορτίο αυτό προκαλεί ένα ηλεκτρικό πεδίο που έλκει στο σύνορό του ηλεκτρόνια από το πλάσμα. Στη γύρω περιοχή το πλάσμα παραμένει ηλεκτρικά ουδέτερο, με άλλα λόγια το πλάσμα έχει θωρακίσει την εξωτερικά επιβεβλημένη ηλεκτρική ανομοιομορφία (C). Εξαιτίας των ηλεκτρονίων, που συσσωρεύτηκαν γύρω από το θετικό φορτίο που εισήχθη, εμφανίζεται περίσσειμα θετικού χωρικού φορτίου στα σύνορα του πλάσματος.

Η παραπάνω ιδιότητα είναι γνωστή ως *θωράκιση Debye*, που έχει σαν αποτέλεσμα μία ηλεκτρική διαταραχή να μην γίνεται αντιληπτή στον υπόλοιπο χώρο που καταλαμβάνει το πλάσμα. Ωστόσο, εξαιτίας της θερμικής ενέργειας των ηλεκτρονίων, το πάχος του *μανδύα*

θωράκισης δεν είναι απείρως λεπτό, όπως θα μπορούσε θεωρητικά να είναι. Ο *μανδύας* (sheath) εκτείνεται σε απόσταση περίπου ίση με την ποσότητα που χαρακτηρίζεται *μήκος Debye*. Το μήκος Debye ορίζεται από το λόγο της μέσης ταχύτητας των σωματιδίων προς τη συχνότητα πλάσματος ω_p . Η μέση θερμική ταχύτητα ισούται με

$$\tilde{v}_x = \sqrt{\frac{kT}{m}}, \quad (2.52)$$

ενώ η μη σχετικιστική συχνότητα πλάσματος, με $\omega_{pe} = (n_e \cdot e^2 / \epsilon_0 \cdot m_e)^{1/2}$. Συνεπώς,

$$\blacktriangleright \lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_e e^2}}, \quad (2.53)$$

όπου το μήκος λ_d καλείται και μήκος Debye. Η ποσότητα αυτή χαρακτηρίζει το βάθος διείσδυσης ενός ηλεκτρικού πεδίου σε ένα θερμό πλάσμα.

2.5. Ο Νόμος Child-Langmuir

Σε δύο κλασσικές εργασίες των αρχών του 20^{ου} αιώνα, οι Child [4] και Langmuir [5], έδειξαν ότι, σε μία δίοδο απείρων πλακών, στην οποία η άνοδος μπορεί να προσφέρει απεριόριστο αριθμό θετικών ιόντων ή η κάθοδος απεριόριστο αριθμό ηλεκτρονίων, χωρίς ωστόσο να υπάρχει άλλος φορέας ρεύματος κατά περίπτωση, το ρεύμα, που μπορεί να διέλθει από τη δίοδο, δίδεται από το γνωστό νόμο των «3/2». Οι Child και Langmuir, περίπου την ίδια χρονική περίοδο και διεξάγοντας πειράματα θερμιονικής εκπομπής σε κενό, έδειξαν ότι μεταξύ δύο παραλλήλων πλακών με διαφορά δυναμικού V , που βρίσκονται σε απόσταση x , η πυκνότητα ρεύματος που διασχίζει τη δίοδο στη μονάδα επιφανείας, ακολουθεί τη σχέση

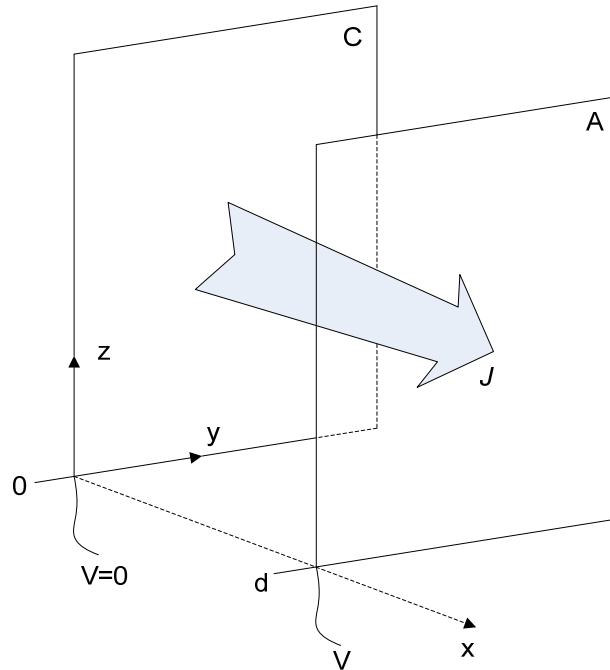
$$J_{SCL} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e_{esu}}{m}} \frac{V^{3/2}}{x^2}. \quad (2.54)$$

Η ανωτέρω έκφραση για το μέγιστο ρεύμα, περιοριζόμενο από το χωρικό φορτίο (space-charge limited current) στην επίπεδη δίοδο, διατυπώθηκε εδώ σε ηλεκτροστατικές μονάδες¹. Με e_{esu} συμβολίζεται το ηλεκτρικό φορτίο σε statcoulomb, ενώ m είναι η μάζα του σωματιδίου. Στις επόμενες παραγράφους θα εξεταστεί πώς φτάνουμε στην έκφραση της μεγίστης πυκνότητας ρεύματος, για δεδομένη πόλωση και απόσταση οπλισμών (γεωμετρίας) της δίοδου, όταν η κάθοδος διαθέτει οσοδήποτε μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων στο διάκενο. Θα εξετάσουμε επίσης τις εκφράσεις που περιγράφουν τον περιορισμό του ρεύματος σε επίπεδες γεωμετρίες με πεπερασμένες διαστάσεις καθώς και σε κυλινδρική δίοδο.

¹ Η ηλεκτροστατική μονάδα ισούται με $3.3356 \cdot 10^{-10}$ Coulomb και προκύπτει διαιρώντας το 10 με την ταχύτητα του φωτός στο κενό, εκφρασμένη σε cm/s.

2.5.1. Επίπεδη Δίοδος

Προκειμένου να γίνει κατανοητός ο τρόπος που προκύπτει η σχέση (2.54), θα θεωρήσουμε την κάθοδο C με δυναμικό αναφοράς 0 και την άνοδο A φορτισμένη σε δυναμικό V.



Εικ. 2.5: Η δίοδος απείρων πλακών με χωρικό φορτίο.

Αρχικά, και πριν αρχίσει να ρέει οποιοδήποτε ρεύμα στη δίοδο, το δυναμικό μεταβάλλεται γραμμικά μεταξύ των απείρων πλακών, όπως δείχνει η ευθεία PT της Εικ. 2.6. Εάν με κάποια μέθοδο, όπως για παράδειγμα με θέρμανση ή με ακτινοβοληση, η κάθοδος C αρχίσει να εκπέμπει ηλεκτρόνια, τότε αυτά θα κατευθυνθούν προς την άνοδο, εμφανίζοντας μία πυκνότητα ρεύματος J [A/m^2]. Το δυναμικό κατά μήκος της δίοδου, με αύξηση της ρευματικής ροής, θα αρχίσει να μεταβάλλεται, όπως δείχνει η φορά του βέλους στην Εικ. 2.6.

Η ταχύτητα των ηλεκτρονίων, έστω v , εξαρτάται από τη μεταβολή του δυναμικού που έχουν διατρέξει. Επιπλέον, το χωρικό φορτίο ρ σε έναν μοναδιαίο όγκο εντός των οπλισμών ισούται με J/v . Εάν το δυναμικό σε μία απόσταση από την κάθοδο είναι $\varphi(x)$, τότε η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου θα είναι, με αναφορά το δυναμικό της καθόδου,

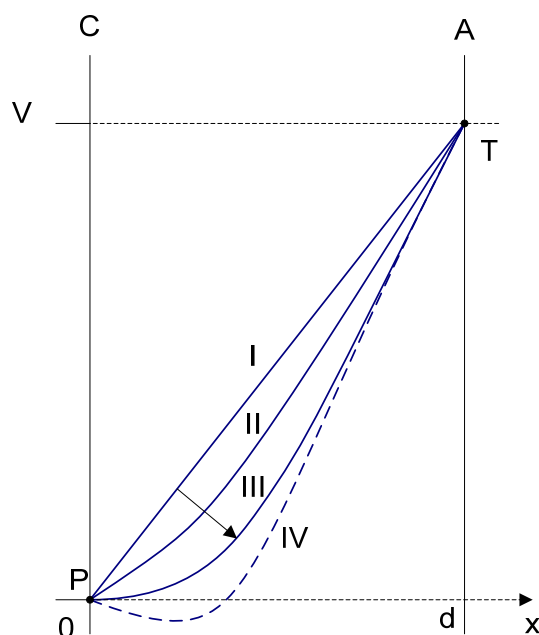
$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 = e\varphi(x), \quad (2.55)$$

ενώ η πυκνότητα ρεύματος ανά μονάδα επιφανείας θα είναι

$$J = \rho v = \rho \dot{x}. \quad (2.56)$$

Η εξίσωση Laplace για το μονοδιάστατο πρόβλημα είναι

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.57)$$



Εικ. 2.6: Μεταβολή του δυναμικού στη δίοδο απείρων πλακών. Η κατεύθυνση του βέλους δείχνει τη μεταβολή του δυναμικού στη δίοδο, καθώς αυξάνει το ρεύμα (και κατά συνέπεια το χωρικό φορτίο) σε αυτήν: (I) χωρίς ρεύμα, (II) μικρό ρεύμα, (III) ρεύμα περιοριζόμενο από το χωρικό φορτίο, (IV) φράγμα δυναμικού.

Από τη σχέση (2.55), αντικαθιστούμε το $\dot{x} = [2e\varphi(x)/m]^{1/2}$ και από την (2.56) έχουμε για την εξίσωση Laplace ότι:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{J}{\varepsilon_0 (2e/m)^{1/2}} \cdot \frac{1}{\varphi^{1/2}}. \quad (2.58)$$

Πολλαπλασιάζοντας την ανωτέρω σχέση με $\partial\varphi/\partial x$ μπορούμε να ολοκληρώσουμε κατά μέλη και να λάβουμε

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 = \frac{4J}{\varepsilon_0 (2e/m)^{1/2}} \cdot \varphi^{1/2} + C. \quad (2.59)$$

Θεωρώντας την ειδική περίπτωση που $\partial\varphi/\partial x = 0$ στο $x=0$, όπως επίσης ότι $\varphi(0) = 0$, λαμβάνουμε ότι $C=0$. Η θεώρηση που κάναμε στο $x=0$ συνιστά ουσιαστικά την παραδοχή ότι, στην οριακή κατάσταση, λόγω χωρικού φορτίου στο χώρο της διόδου, τα ηλεκτρόνια εγκαταλείπουν την κάθοδο με μηδενική ταχύτητα και εισέρχονται στο κενό δεχόμενα μηδενική πεδιακή δύναμη. Στην περίπτωση αυτή, το διάγραμμα του δυναμικού στη δίοδο έχει οριζόντια εφαπτομένη στο σημείο P. Οποιαδήποτε περαιτέρω αύξηση του ρεύματος και επομένως του χωρικού φορτίου στη δίοδο είναι αδύνατη, διότι θα δημιουργούσε μία κατανομή του δυναμικού, όπως παρουσιάζεται από τη διακεκομμένη γραμμή IV στο διάγραμμα της Εικ. 2.6. Αυτό θα σήμαινε ότι τα ηλεκτρόνια δεν θα μπορούσαν πλέον να αποδεσμευτούν από την κάθοδο και να κινηθούν προς την άνοδο, αφού το δυναμικό στο χώρο εμπρός

τους θα τα ωθούσε πάλι πίσω στην επιφάνεια του μετάλλου. Συνεχίζοντας από την παραπάνω σχέση, λαμβάνοντας την τετραγωνική ρίζα αυτής, θα έχουμε ότι

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{J^{1/2}}{\varepsilon_0^{1/2} (2e/m)^{1/4}} \cdot \varphi^{1/4}, \quad (2.60)$$

ενώ ολοκληρώνοντας και λύνοντας ως προς το J , θα λάβουμε, με $\varphi(d) = V$, ότι το δυναμικό στην επίπεδη δίοδο μεταβάλλεται ως:

$$\blacktriangleright \varphi(x) = V \left(\frac{x}{d} \right)^{3/4}, \quad (2.61)$$

με μέγιστη πυκνότητα ρεύματος που δίνεται από την:

$$\blacktriangleright J_{SCL} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2}. \quad (2.62)$$

Η παραπάνω σχέση είναι ο νόμος *Child-Langmuir* για επίπεδη δίοδο, σε μονάδες SI. Για ηλεκτρόνια, από την παραπάνω σχέση, λαμβάνουμε ότι:

$$\blacktriangleright J_{SCL} = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{d^2} [\text{A/m}^2], \quad (2.63)$$

με το V εκφρασμένο σε Volts και το d σε m. Η σχέση μεταξύ της στοιχειώδους ηλεκτροστατικής μονάδας και του πραγματικού φορτίου του ηλεκτρονίου είναι $\sqrt{e_{esu}} = 4\pi\varepsilon_0\sqrt{e}$, προς αντιπαραβολή της σχέσης (2.62) με την (2.54).

Το χωρικό φορτίο των ηλεκτρονίων που υπάρχουν στο χώρο μεταξύ των πλακών της δίοδου χαμηλώνει το δυναμικό σε κάθε σημείο του χώρου, με οριακή περίπτωση αυτήν, κατά την οποία το ηλεκτρικό πεδίο στην επιφάνεια της καθόδου είναι μηδενικό. Για παράδειγμα, μία δίοδος με θερμιοδική κάθοδο δεν αυξάνει το ρεύμα πέραν του ορίου που προβλέπει ο νόμος *Child-Langmuir*, ανεξαρτήτως αν ανεβάζουμε τη θερμοκρασία της καθόδου, θέλοντας να εξαναγκάσουμε μεγαλύτερη εκπομπή ηλεκτρονίων. Για να αντλήσουμε μεγαλύτερο ρεύμα από τη δίοδο θα πρέπει ή να αυξήσουμε το δυναμικό της ανόδου ή να μειώσουμε την απόσταση μεταξύ των οπλισμών. Με κριτήριο τα συνήθως εμφανιζόμενα μεγέθη σε παλμικές και σχετικιστικές μικροκυματικές λυχνίες, ο νόμος *Child-Langmuir* για την επίπεδη δίοδο μπορεί να γραφεί και ως

$$J_{SCL} = 2.33 \frac{V[\text{MV}]^{3/2}}{d[\text{cm}]^2} [\text{kA/cm}^2], \quad (2.64)$$

ενώ αν, για λόγους ευκολίας, αγνοηθούν τα φαινόμενα των άκρων σε μία δίοδο πεπερασμένου εμβαδού, μπορούμε να γράψουμε ότι

$$\blacktriangleright I_{SCL} \cong 2.33 \frac{A[cm^2] \cdot V[MV]^{3/2}}{d[cm]^2} [kA], \quad (2.65)$$

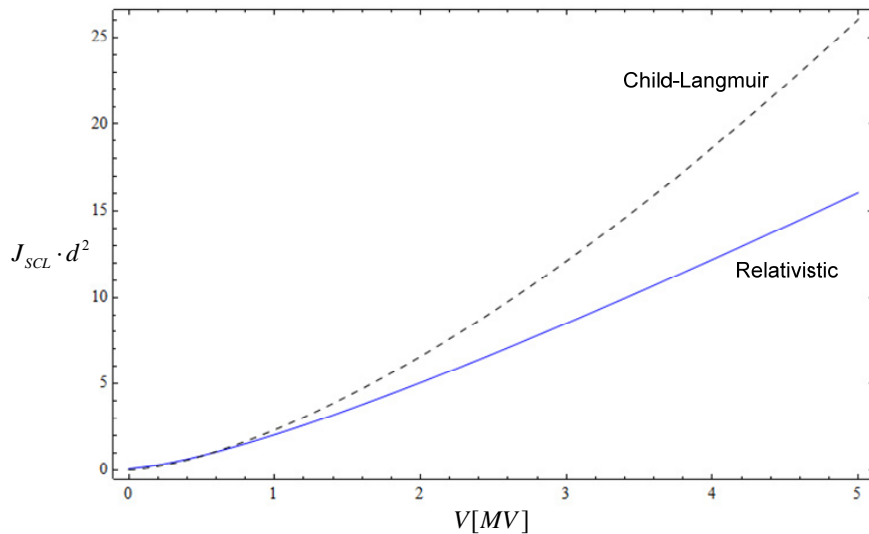
όπου με A συμβολίζουμε το εμβαδόν των οπλισμών της διόδου σε cm^2 . Από τις ανωτέρω σχέσεις μπορεί επίσης να προσδιοριστεί και η αντίσταση που παρουσιάζει η δίοδος, σε συνθήκες μεγίστου ρεύματος, περιοριζομένου από το χωρικό φορτίο [6]. Η αντίσταση αυτή, με βάση την παραπάνω σχέση για το I_{SCL} , είναι

$$Z_{SCL} \cong \frac{V}{I_{SCL}} = 429 \frac{d[cm]^2}{A[cm^2] \cdot V[MV]^{1/2}} [\Omega]. \quad (2.66)$$

Ας σημειωθεί ότι, σε διόδους επίπεδης γεωμετρίας με πεπερασμένο εμβαδό, οι σχέσεις (2.65) και (2.66) είναι προσεγγιστικές. Ειδικά σε διόδους ηλεκτρονικής εκπομπής πεδίου, στις οποίες, όπως θα δούμε, τα ηλεκτρόνια αποδεσμεύονται τοπικά από μικροαιχμές με μεγάλη οξύτητα, λόγω του έντονου ηλεκτρικού πεδίου, είναι δύσκολο να υπολογιστεί με ακρίβεια η επιφάνεια A , σε μία, ούτως ή άλλως, προσεγγιστική εκτίμηση του I_{SCL} . Για την περίπτωση σχετικιστικών ηλεκτρονίων, δηλαδή για $V > 500kV$, η σχέση (2.64) για την άπειρη δίοδο μπορεί να γραφεί ως εξής [7]:

$$J_{SCL} = 2.71 \frac{1}{d[cm]^2} \left[\left(1 + \frac{V[MV]}{0.511} \right)^{1/2} - 0.8471 \right]^2 [kA/cm^2]. \quad (2.67)$$

Παρατηρούμε ότι, ενώ η εξάρτηση από την απόσταση ανόδου – καθόδου, d , είναι η ίδια, η εξάρτηση από την τάση της διόδου είναι κάπως διαφορετική. Σε πολύ μεγάλες τάσεις η εξάρτηση είναι $J_{SCL} \propto V$, ενώ σε μικρότερες τάσεις προσεγγίζει τον κλασικό νόμο. Ο παράγοντας $J_{SCL} \cdot d^2$ των δύο περιπτώσεων μεταβάλλεται ως εξής:



Εικ. 2.7: Μεταβολή του παράγοντα $J_{SCL} \cdot d^2$ στη δίοδο απείρων πλακών, για την κλασική και τη σχετικιστική λύση.

Το ανωτέρω γράφημα καθιστά εμφανές το γεγονός ότι ο μη σχετικιστικός νόμος Child-Langmuir μπορεί να χρησιμοποιηθεί με μικρό σφάλμα για τάσεις μέχρι 1MV.

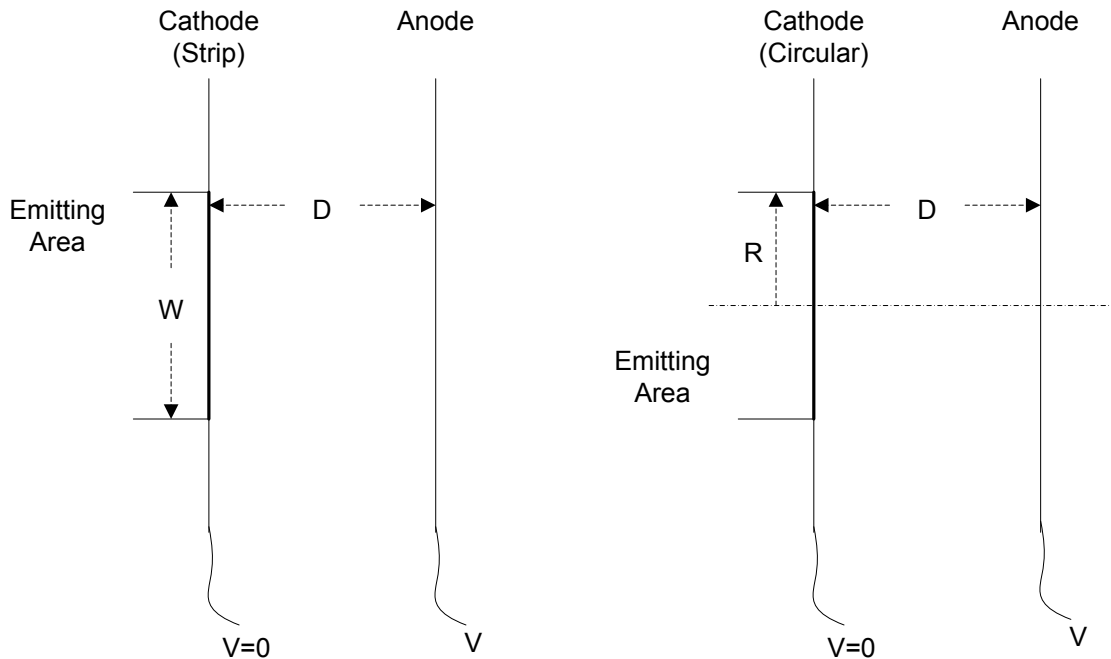
2.5.2. Επίπεδη Δίοδος Πεπερασμένων Διαστάσεων

Στην περίπτωση που η επίπεδη δίοδος δεν έχει άπειρες διαστάσεις κατά x και y, όπως άλλωστε συμβαίνει και στην πραγματικότητα, ο νόμος Child-Langmuir τροποποιείται, ώστε να ενσωματωθεί η αύξηση στη μέγιστη επιτρεπόμενη πυκνότητα του ρεύματος που παρατηρείται. Τα φαινόμενα των άκρων ενισχύουν την πεδιακή ένταση και επομένως τη μέγιστη πυκνότητα ρεύματος. Συμβολίζοντας με $J_{SCL}(1)$ την κλασική λύση (2.62) και με $J_{SCL}(2)$ τη λύση για τη δίοδο με πεπερασμένη τη μία διάσταση της καθόδου (κάθοδος μορφής ταινίας ή κάθοδος κυκλικής μορφής με πεπερασμένη ακτίνα), ισχύει γενικά ότι $J_{SCL}(2) > J_{SCL}(1)$. Θεωρώντας δίοδο με κάθοδο μορφής ταινίας πλάτους W και απόστασης ηλεκτροδίων D, η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος που παρατηρείται είναι [8], [9]:

$$J_{SCL}(2) \cong \left(1 + 0.3145 \frac{D}{W}\right) J_{SCL}(1), \quad (2.68)$$

ενώ, για κυκλική κάθοδο με πεπερασμένη ακτίνα R και απόσταση ηλεκτροδίων D, η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος που παρατηρείται είναι [10]:

$$\blacktriangleright J_{SCL}(2) \cong \left(1 + 0.2647 \frac{D}{R} + 0.0058 \left(\frac{D}{R}\right)^2\right) J_{SCL}(1). \quad (2.69)$$



Εικ. 2.8: Δίοδος με κάθοδο ταινίας πεπερασμένου πλάτους (αριστερά) και δίοδος με κυκλική κάθοδο πεπερασμένης ακτίνας (δεξιά).

Οι ανωτέρω εξισώσεις μπορούν να προσαρμοστούν στις εκφράσεις (2.64) και (2.67), για την απλή και τη σχετικιστική λύση αντίστοιχα, και να δώσουν μία καλύτερη εκτίμηση της μέγιστης πυκνότητας ρεύματος, περιοριζομένης από το χωρικό φορτίο που διαρρέει τη δίοδο με ημιάπειρη ή πεπερασμένη κάθοδο.

2.5.3. Κυλινδρική Δίοδος

Ο νόμος Child-Langmuir μπορεί να επεκταθεί αναλόγως και σε κυλινδρική γεωμετρία. Εάν, για παράδειγμα, υποθεθεί ότι ένας αγωγός ακτίνας r_C τοποθετείται στο εσωτερικό κυλίνδρου ακτίνας r_A , τότε η παραπάνω διερεύνηση γίνεται λύνοντας την εξίσωση Laplace σε κυλινδρικές συντεταγμένες, ήτοι

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.70)$$

Έστω επίσης ότι από τμήμα μοναδιαίου μήκους της λεπτής καθόδου εκλύεται ρεύμα I , τότε, η πυκνότητα ρεύματος, η αντίστοιχη της (2.56) γίνεται,

$$I = 2\pi r \rho v. \quad (2.71)$$

Μαζί με την εξίσωση διατήρησης της ενέργειας (2.55), που ισχύει και σε αυτήν την περίπτωση, μπορούμε να γράψουμε ότι

$$r \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{I}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{2m}{e\varphi}}. \quad (2.72)$$

Η ανωτέρω εξίσωση, με οριακές συνθήκες $\varphi(r_C) = 0$, $\varphi(r_A) = V$ και $\partial\varphi/\partial r = 0$ στο $r=0$, μπορεί να δώσει την αντίστοιχη έκφραση για κυλινδρική δίοδο [5]. Ωστόσο η ανωτέρω μη γραμμική διαφορική εξίσωση δεν μπορεί να δώσει μία απλή αναλυτική λύση για το δυναμικό. Οι Langmuir και Blodgett [11] προσέγγισαν τη λύση της (2.72), με τη σχέση¹ (τροποποιημένη εδώ σε μονάδες SI):

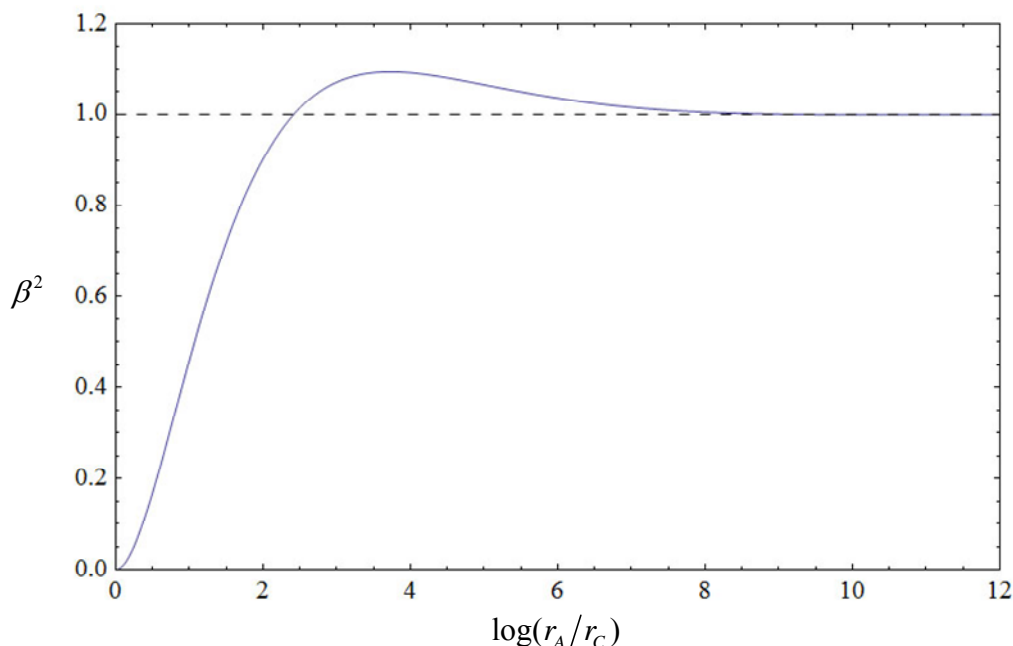
$$I = \frac{8\pi}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{r_A \beta^2}, \quad (2.73)$$

στην οποία ο συντελεστής β αποτελεί ουσιαστικά την αριθμητική λύση της σχέσης που προκύπτει από (2.72), εάν σε αυτή αντικαταστήσουμε τη (2.73) και με την επιπλέον αντικατάσταση $\gamma = \log(r_A/r_C)$. Οι Langmuir και Blodgett εξήγαγαν το β ως λύση της διαφορικής εξίσωσης

¹ Στις εργασίες του Langmuir η έκφραση του ρεύματος για την κυλινδρική δίοδο δίνεται ως $I = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e_{esu}}{m}} \frac{V^{3/2}}{r\beta^2}$, εκφρασμένη σε ηλεκτροστατικές μονάδες φορτίου.

$$3\beta \frac{\partial^2 \beta}{\partial \gamma^2} + \left(\frac{\partial \beta}{\partial \gamma} \right)^2 + 4\beta \frac{\partial \beta}{\partial \gamma} + \beta^2 - 1 = 0. \quad (2.74)$$

Η προσέγγιση των συγγραφέων ήταν μέσω αποκομμένης αριθμητικής σειράς, για την οποία δίνονται πίνακες για την εύρεση του β^2 , αναλόγως της τιμής του γ στο [11]. Λύνοντας αριθμητικά την παραπάνω διαφορική εξίσωση, προκύπτει η ακόλουθη εξάρτηση του β^2 από το λόγο των ακτινών r_A και r_C :



Εικ. 2.9: Ο συντελεστής β^2 στη σχέση Langmuir-Blodgett για την κυλινδρική δίοδο, με $r_C < r_A$.

Η λύση, όπως προκύπτει από την (2.73), είναι ακριβής για κυλινδρικές διόδους, στις οποίες η κάθοδος είναι αρκετά μικρότερης ακτίνας από την άνοδο (κάθοδος – «σύρμα»), ενώ για την περίπτωση που οι διαστάσεις της καθόδου πλησιάζουν της ανόδου, ο ανωτέρω τύπος έχει κάποιο σφάλμα. Ωστόσο, όταν ο λόγος των ακτινών είναι μέχρι περίπου 1.7, το σφάλμα είναι στα όρια του 5% [12].

Στην [12] υπάρχει μία ανάλυση του νόμου Langmuir-Blodgett για την κυλινδρική δίοδο και προτείνονται οι εκφράσεις

$$J_{SCL} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{D^{1/2} r_C^{3/2}} \left(\frac{1}{\ln(r_C/r_A)} \right)^{3/2}, \text{ για } r_C > r_A, \quad (2.75)$$

και

$$J_{SCL} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{D^{1/2} r_C^{3/2}} \left(\frac{1}{\ln(r_A/r_C)} \right)^{3/2}, \text{ για } r_C < r_A, \quad (2.76)$$

για την πυκνότητα ρεύματος, όταν η διαφορά $D = |r_A - r_C|$ είναι σχετικά μικρή. Οι σχέσεις για την κυλινδρική δίοδο (2.75) και (2.76), όπως εκφράζονται εδώ, υπολείπονται του συντελεστή 2π από την έκφραση Langmuir-Blodgett, διότι οι αρχικές εκφράσεις αναφέρονται σε ρεύμα από τμήμα λεπτής καθόδου μοναδιαίου μήκους.

Με κριτήριο τα συνήθως εμφανιζόμενα μεγέθη σε παλμικές και σχετικιστικές μικροκυματικές λυχνίες, η ρευματική πυκνότητα στην κάθοδο είναι [6]

$$\blacktriangleright J_{SCL} = 2.33 \frac{V[MV]^{3/2}}{r_A[cm]r_C[cm]\beta^2} \text{ [kA/cm}^2\text{]}, \quad (2.77)$$

με μία καλή προσέγγιση για το β να είναι

$$\beta = \left(\frac{r_C}{r_A}\right)^{1/2} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \left[\ln\left(\frac{r_A}{r_C}\right) \right]^{3/2}, \quad (2.78)$$

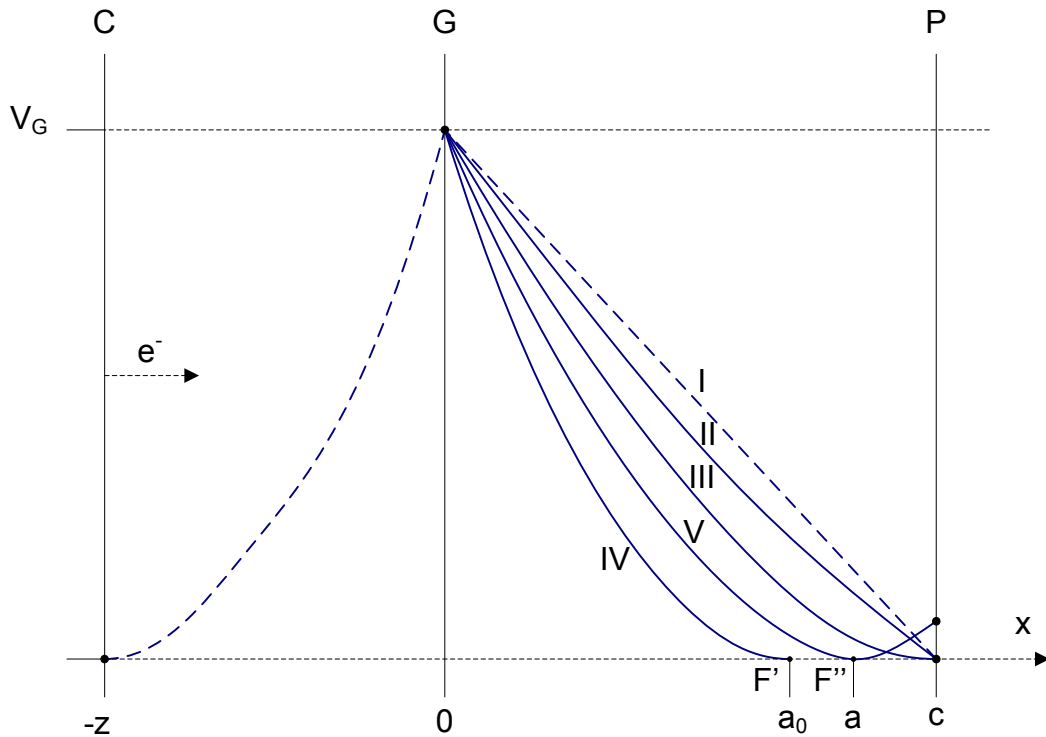
με $B_1=1$, $B_2=0.1$, $B_3=0.0167$, $B_4=0.0024$.

2.6. Η Εμφάνιση Εικονικής Καθόδου στη Δίοδο

Ας υποθέσουμε ότι, σε μία τρίοδο λυχνία κενού με άπειρα παράλληλα ηλεκτρόδια, η κάθοδος C παράγει ηλεκτρόνια με θερμιονική εκπομπή. Τα ηλεκτρόνια αυτά επιταχύνονται προς το λεπτό πλέγμα G, που διατηρείται σε δυναμικό V_G , και εισέρχονται στο χώρο πλέγματος – συλλέκτη ή «πλάκας» (plate), P. Ο συλλέκτης P διατηρείται επίσης σε μηδενικό δυναμικό. Επιπλέον, υποθέτουμε ότι όλα τα ηλεκτρόνια της καθόδου επιταχύνονται με ίδιο τρόπο και διέρχονται από το πλέγμα με ίδια ταχύτητα και παράλληλες τροχιές. Στο χώρο CG, η ηλεκτρονική εκπομπή έχει ως ανώτατο όριο τη ρευματική ένταση που ορίζει ο νόμος Child-Langmuir, (2.63),

$$J_{CG(sat)} = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V_G^{3/2}}{z^2} \text{ [A/m}^2\text{]}. \quad (2.79)$$

Για μικρά ρεύματα, τα ηλεκτρόνια πλησιάζοντας τον σπλισμό P, είτε θα συλληθούν, είτε θα ανακλαστούν, σε κάθε περίπτωση όμως το χωρικό φορτίο στην περιοχή GP δημιουργεί μία κατανομή δυναμικού τέτοια, σαν να είχαμε ισοδύναμη εκπομπή από τον σπλισμό P προς το πλέγμα G. Με άλλα λόγια για οποιαδήποτε τιμή του εγχεόμενου ρεύματος J_{CG} μικρότερη από την τιμή $J_{GP(sat)} = 2.33 \cdot 10^{-6} V_G^{3/2} / z^2$, η κατανομή του δυναμικού στο χώρο GP βρίσκεται μεταξύ των καμπυλών I και III, όπως φαίνεται στην Εικ. 2.10. Εάν, ωστόσο, το ρεύμα J , που εισέρχεται στην περιοχή GP, υπερβεί την τιμή $J_{GP(sat)}$, τότε θα δημιουργηθεί μία κατάσταση, στην οποία δεν έχουμε ισοδύναμο εκπομπής από την άνοδο P προς το πλέγμα G, με τις υπάρχουσες συνθήκες πόλωσης και απόστασης των σπλισμών. Η ισοδύναμη κατάσταση είναι η εκπομπή από ένα ηλεκτρόδιο, το οποίο βρίσκεται σε απόσταση $F' = \alpha_0$ και ονομάζεται *εικονική κάθοδος*. Μπορεί να γίνει αντιληπτό ότι, για ρεύμα έγχυσης στην περιοχή GP ίσο με $J_{GP(sat)}$, η εικονική κάθοδος της ισοδύναμης διόδου GF' θα βρίσκεται στη θέση $x=z$.



Εικ. 2.10: Κατανομή του δυναμικού στην περιοχή μεταξύ πλέγματος G και σπλισμού της ανόδου P, για εγχεόμενα ρεύματα από την περιοχή CG: (I) απουσία ρευμάτων, (II) μικρά ρεύματα, (III) κρίσιμο ρεύμα περιοχής GP, (IV) σχηματισμός εικονικής καθόδου, (V) εικονική κάθοδος με σπλισμό P σε ελαφρώς θετικό δυναμικό.

Για το απλό παράδειγμα τριόδου που αναφέραμε εδώ, διαπιστώνουμε ότι, σε ένα άπειρο πρόβλημα με μονοενεργητικά ηλεκτρόνια, η εικονική κάθοδος F' , μαθηματικά θα αποτελούσε ένα απόλυτο φράγμα δυναμικού, από το οποίο τα ηλεκτρόνια δεν θα μπορούσαν να διέλθουν και να φτάσουν τον σπλισμό P. Εάν, για συνέχιση της παρούσας ανάλυσης, υποθεθεί ότι ο σπλισμός P αποκτά ελαφρώς θετικό δυναμικό, προκειμένου να έλκει τμήμα των ηλεκτρονίων, τότε η εικονική κάθοδος θα μετακινηθεί προς το P, στη νέα θέση a . Εάν θεωρηθεί ότι το τμήμα του εισερχόμενου ρεύματος J_1 , που από τη θέση της εικονικής καθόδου a μετακινείται προς τον P, είναι ίσο με fJ_1 , τότε, το συνολικό φαινόμενο χωρικό ρεύμα στην περιοχή $0-F''$, είναι

$$J_{0F''} = (2-f)J_1 = k \frac{V_G^{3/2}}{a^2}, \quad (2.80)$$

ενώ στην περιοχή $F''-P$ το χωρικό ρεύμα θα είναι

$$J_{F''P} = fJ_1 = k \frac{V_P^{3/2}}{(c-a)^2}, \quad (2.81)$$

όπου με k έχουμε συμβολίσει τη σταθερά $2.33 \cdot 10^{-6} [AV^{-3/2}]$. Ο Tonks στη θεωρία που ανέπτυξε το 1927 [13], κάνει την παραπάνω θεώρηση για να δείξει ότι στην τριόδο λυχνία η εικονική κάθοδος προκαλεί αρνητική αντίσταση στο κύκλωμα πλέγματος G και συλλέκτη P.

Συγκεκριμένα, από τις εξισώσεις (2.80) και (2.81), προσθέτοντας κατά μέλη, απαλείφουμε το a και λαμβάνουμε ότι

$$cJ_1^{1/2} = \sqrt{k} \frac{V_P^{3/4}}{f^{1/2}} + \sqrt{k} \frac{V_G^{3/4}}{(2-f)^{1/2}}. \quad (2.82)$$

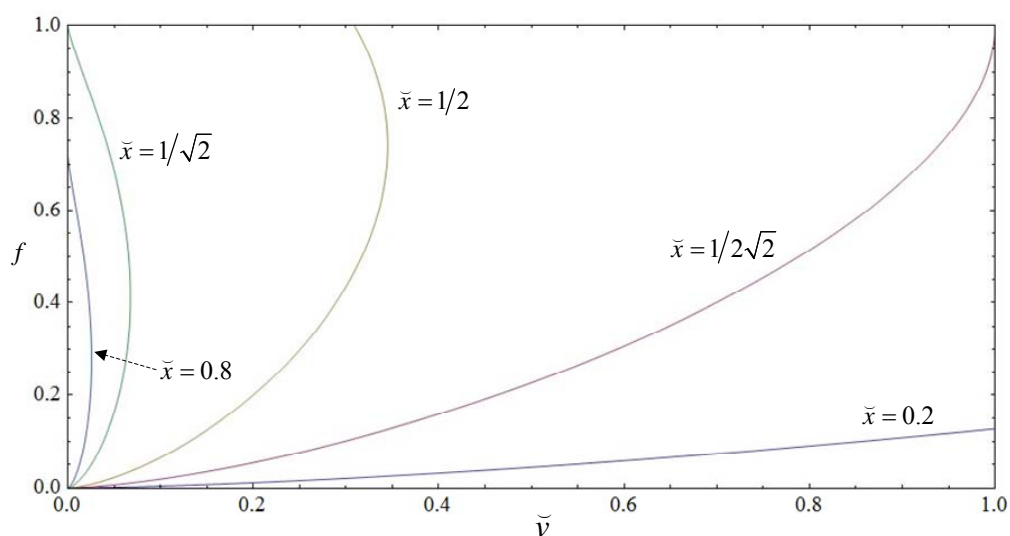
Στην παραπάνω σχέση, μπορούμε να αντικαταστήσουμε την ποσότητα J_1 με την ισοδύναμή της από την (2.80), εάν σε αυτή θεωρήσουμε ότι το ποσοστό του ρεύματος που διαφεύγει προς το P είναι μηδέν, ήτοι $f=0$. Στην περίπτωση αυτή η εικονική κάθοδος, σύμφωνα με τη σημειολογία της Εικ. 2.10, είναι στη θέση a_0 :

$$2J_1 = k \frac{V_G^{3/2}}{a_0^2} \Rightarrow J_1^{1/2} = \frac{\sqrt{k} V_G^{3/4}}{\sqrt{2} a_0}. \quad (2.83)$$

Χρησιμοποιώντας την ανωτέρω έκφραση για το ρεύμα στη σχέση (2.82) και αντικαθιστώντας με τους κανονικοποιημένους συντελεστές $\tilde{v} = V_P/V_G$ και $\tilde{x} = a_0/c$, λαμβάνουμε την ακόλουθη σχέση:

$$\tilde{v}^{3/4} = \sqrt{\rho} \left(\frac{1}{\sqrt{2\tilde{x}}} - \frac{1}{\sqrt{2-f}} \right). \quad (2.84)$$

Η έκφραση αυτή μπορεί να απεικονιστεί παραμετρικά για διάφορες τιμές της κανονικοποιημένης απόστασης \tilde{x} στην οποία μπορεί να σχηματιστεί η εικονική κάθοδος. Ο σχηματισμός της εικονικής καθόδου με μηδενική, αρχικά, τάση στην πλάκα P θα γίνει σε σημείο που εξαρτάται από το εγχεόμενο ρεύμα J_1 . Όταν, με $V_P=0$, σχηματιστεί η εικονική κάθοδος σε απόσταση \tilde{x} , τότε η εξάρτηση του ρεύματος, που περνάει προς τον σπλισμό P (ανάλογη του f), ακολουθεί τις τροχιές που απεικονίζονται στην Εικ. 2.11.



Εικ. 2.11: Οικογένεια καμπυλών που σχετίζει το \tilde{v} με το ρ , για διάφορες τιμές του \tilde{x} .

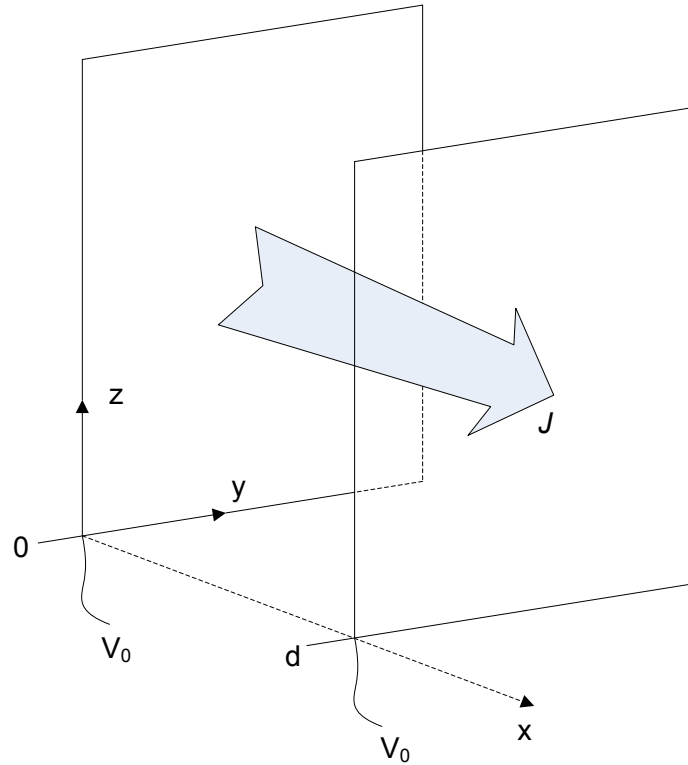
Μπορούμε να διακρίνουμε την οριακή περίπτωση για $\bar{x} = 1/2\sqrt{2}$, στην οποία έχουμε πάντα μία λύση για το f , αυξανόμενου του \bar{v} . Το ίδιο συμβαίνει και για αποστάσεις σχηματισμού εικονικής καθόδου μικρότερης από $\bar{x} = 1/2\sqrt{2}$. Για τιμές $1/2\sqrt{2} \leq \bar{x} \leq 1/\sqrt{2}$, οι καμπύλες $\bar{v} - f$ φτάνουν στη συνθήκη $f = 1$ και συνεχίζουν επάνω στον άξονα αυτόν για αυξανόμενο \bar{v} , αφού περάσουν από ένα τμήμα που παρουσιάζει χαρακτήρα αρνητικής αντίστασης. Τέλος, για τιμές $1/\sqrt{2} \leq \bar{x} \leq 1$, οι καμπύλες $\bar{v} - f$ φτάνουν στον άξονα f σε κάποια τιμή, συνεχίζουν μέχρι να συναντήσουν το σημείο $(\bar{v}, f) = (0, 1)$ και εν συνεχεία ακολουθούν τον άξονα $f = 1$ προς αυξανόμενα \bar{v} .

Η ανάλυση αυτή διατυπώθηκε για να δείξει τον τρόπο με τον οποίο, σε μία τρίοδο, μπορούν να εμφανιστούν, για κάποιες πολώσεις πλέγματος και πλάκας, τρεις τιμές ρεύματος, εκ των οποίων οι δύο είναι σε περιοχές θετικής αντίστασης και μία σε περιοχή αρνητικής αντίστασης. Επίσης, είναι η απλούστερη παρουσίαση της συνθήκης ότι, για να δημιουργηθεί εικονική κάθοδος, είτε σε δίοδο επίπεδων πλακών, είτε σε αδρανή χώρο (drift space - βραχυκυκλωμένη δίοδο επίπεδων πλακών), όπως θα εξετάσουμε αργότερα, θα πρέπει το εγχεόμενο ρεύμα να υπερβαίνει το οριακό ρεύμα χωρικού φορτίου που χαρακτηρίζει το χώρο αυτό. Στην επόμενη ενότητα θα παρουσιάσουμε τις κλασσικές μονοδιάστατες εξισώσεις για τη δημιουργία εικονικής καθόδου σε αδρανή χώρο από εγχεόμενη ηλεκτρονική δέσμη.

2.7. Η Εικονική Κάθοδος στη Βραχυκυκλωμένη Δίοδο

Οι συνηθέστερα συναντώμενες περιπτώσεις εμφάνισης εικονικής καθόδου σε μικροκυματικές λυχνίες, όπως οι *ταλαντωτές εικονικής καθόδου*, αφορούν εκείνες, κατά τις οποίες μία ηλεκτρονική δέσμη εισέρχεται σε έναν χώρο απαλλαγμένο εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Για το λόγο αυτό, η βραχυκυκλωμένη δίοδος με χωρικό φορτίο αποτελεί ένα απλό αλλά πολύ σημαντικό σύστημα για την ερμηνεία του φαινομένου εμφάνισης εικονικής καθόδου σε αδρανείς χώρους. Η απλούστερη ανάλυση για το πρόβλημα αυτό μπορεί να διεξαχθεί, αν θεωρήσουμε δύο άπειρα παράλληλα λεπτά πλέγματα, τα οποία βρίσκονται σε μία δεδομένη απόσταση μεταξύ τους και διατηρούνται στο ίδιο δυναμικό. Τα πλέγματα αυτά αποτελούν ουσιαστικά, για την ανάλυσή μας, δύο σύνορα, που επιτρέπουν την ελεύθερη διέλευση των ηλεκτρονίων, αλλά ταυτόχρονα διατηρούν την επιβεβλημένη συνθήκη του δυναμικού στην επιφάνειά τους. Το πρόβλημα αυτό πρόκειται, όπως είπαμε, για τη βραχυκυκλωμένη δίοδο και αναφέρεται ως η *κλασσική* θεωρία για την εμφάνιση της εικονικής καθόδου σε αδρανή χώρο.

Το πρόβλημα, στο οποίο αναφερόμαστε, απεικονίζεται στην Εικ. 2.12, όπου ένας χώρος ορίζεται με σύνορα δύο άπειρα αγωγίμα επίπεδα, τα οποία διατηρούνται σε δυναμικό V_0 και απέχουν απόσταση d . Στο χώρο αυτό εισέρχεται ρευματική κατανομή πυκνότητας J [A/m²]. Τα αγωγίμα επίπεδα (λεπτά πλέγματα) δεν παρεμποδίζουν τη διέλευση του ρεύματος. Η κλασσική θεωρία αναπτύσσεται διεξοδικά από τους Birdsall και Bridges στην [14]. Οι *ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου*, άλλωστε, αποκαλούνται πολλές φορές και ταλαντώσεις Birdsall-Bridges.



Εικ. 2.12: Το πρόβλημα της βραχυκυκλωμένης διόδου απείρων πλακών.

Για τη συγκεκριμένη θεώρηση δεχόμαστε παράλληλες, μη τεμνόμενες και μη αναστρέψιμες τροχιές, ενώ αναφερόμαστε σε μη σχετικιστικές ταχύτητες. Η δέσμη θεωρείται ψυχρή και απολύτως μονοενεργητική δέσμη, δηλαδή όλα τα ηλεκτρόνια εισέρχονται με ίδια ταχύτητα u . Λόγω της μικρής θεωρούμενης ταχύτητας, το πρόβλημα αντιμετωπίζεται ηλεκτροστατικά, επομένως ξεκινούμε γράφοντας την εξίσωση Laplace για το μονοδιάστατο πρόβλημα:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0}. \quad (2.85)$$

Με $\rho(x)$ συμβολίζουμε τη χωρική πυκνότητα φορτίου, ενώ με φ ή $V(x)$ αναφερόμαστε στο δυναμικό της διόδου. Κατά τα γνωστά, το εγχεόμενο ρεύμα είναι

$$J = \rho(x)v(x), \quad (2.86)$$

όπου $v(x)$ είναι η ταχύτητα των σωματιδίων. Η ταχύτητα (μη σχετικιστική) γράφεται και ως:

$$v^2(x) = 2 \frac{e}{m} V(x). \quad (2.87)$$

Λύνοντας για το $V(x)$, λαμβάνουμε

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{J}{\varepsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m} V(x)}}. \quad (2.88)$$

Η ανωτέρω σχέση μπορεί να ολοκληρωθεί μία φορά και να μετασχηματιστεί ως

$$\left[\frac{dV(x)}{dx} \right]^2 = 4 \frac{J}{\varepsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m}}} [V^{1/2}(x) - V_m^{1/2}], \quad (2.89)$$

με την ποσότητα $V_m^{1/2}$ να επέχει ρόλο σταθεράς ολοκλήρωσης, με τη φυσική έννοια του ελαχίστου δυναμικού στο χώρο. Εφόσον $V_m > 0$, η ανωτέρω ολοκληρώνεται εκ νέου και προκύπτει η παραμετρική έκφραση

$$(\varphi^{1/2} - \varphi_m^{1/2})(\varphi^{1/2} + 2\varphi_m^{1/2})^2 = \alpha \left(\xi - \frac{1}{2} \right)^2, \quad (2.90)$$

στην οποία έχουμε αντικαταστήσει τα ανηγμένα μεγέθη $\varphi = V/V_0$, $\varphi_m = V_m/V_0$, $\xi = x/d$. Η σταθερά α προκύπτει

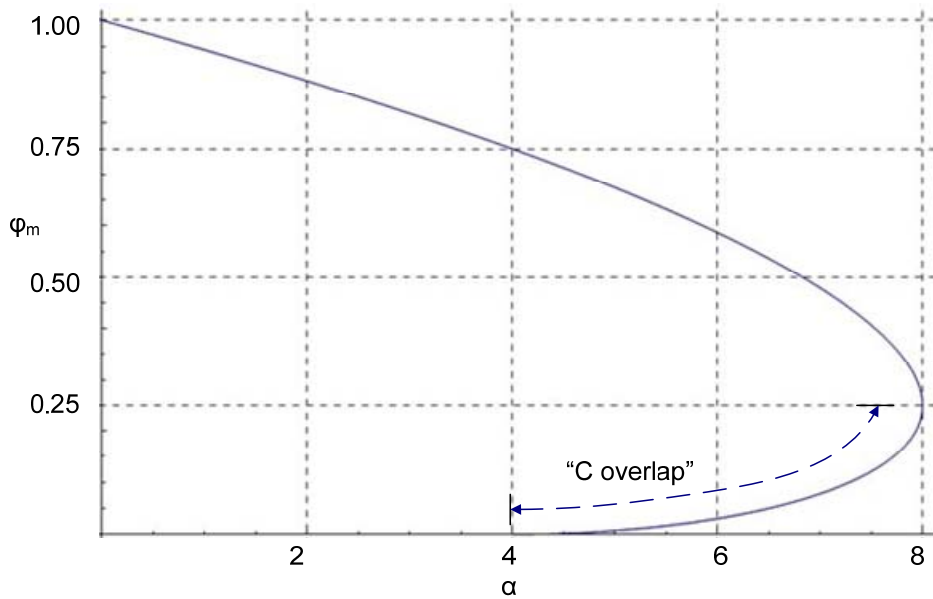
$$\alpha = \frac{J}{\frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{V_0^{3/2}}{d^2}}} = \frac{J}{2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V_0^{3/2}}{d^2}}, \quad (2.91)$$

η οποία πρόκειται για την εγχεόμενη ρευματική πυκνότητα, διαιρεμένη με τη ρευματική πυκνότητα Child-Langmuir (2.62) της διόδου με απόσταση οπλισμών ίση με d , στην οποία η άνοδος βρίσκεται σε δυναμικό V_0 . Όταν το $\alpha=1$, ουσιαστικά εγχεούμε στη βραχυκυκλωμένη δίοδο τόσο ρεύμα, όσο θα υποστήριζε η πολωμένη δίοδος Child-Langmuir με ίδια απόσταση ηλεκτροδίων και διαφορά δυναμικού V_0 . Η τιμή του ελαχίστου δυναμικού βρίσκεται από την (2.90), συναρτήσει του εγχεομένου ρεύματος α :

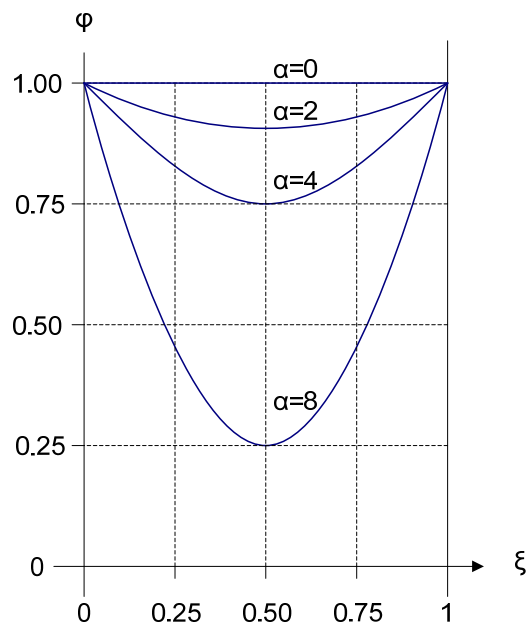
$$4\varphi_m^{3/2} - 3\varphi_m^{1/2} + \left(\frac{\alpha}{4} - 1 \right) = 0. \quad (2.92)$$

Η καμπύλη φ_m μπορεί να απεικονιστεί παραμετρικά από την παραπάνω σχέση, σε σχέση με το ρεύμα α , εμφανίζοντας τη συμπεριφορά που παρουσιάζεται στην Εικ. 2.13.

Η έκφραση (2.92) δεν έχει λύση $\varphi_m > 0$ για $\alpha > 8$, ενώ η περιοχή «C-overlap», όπως ονομάστηκε από τους Fay, Samuel και Shockley ([15]), θα δειχτεί ότι αποτελεί ασταθή λύση, που αφορά την εμφάνιση της εικονικής καθόδου. Επομένως, για ανηγμένα ρεύματα με τιμές από $\alpha=0$ μέχρι $\alpha=8$, το δυναμικό στη δίοδο παρουσιάζει ελάχιστο, το οποίο βρίσκεται στο μέσον της απόστασης των οπλισμών, και μεταβάλλεται συμμετρικά περί του κέντρου αυτού. Η μεταβολή του δυναμικού στη βραχυκυκλωμένη δίοδο, για τιμές ρεύματος από 0 έως 8, απεικονίζεται στο διάγραμμα της Εικ. 2.14.



Εικ. 2.13: Η τιμή του ανηγμένου ελαχίστου δυναμικού συναρτήσει του ανηγμένου εγχεομένου ρεύματος στη βραχυκυκλωμένη δίοδο.



Εικ. 2.14: Κατανομή του δυναμικού στη δίοδο, για εγχεόμενα ρεύματα από 0 έως 8 (ανηγμένα μεγέθη). Λύσεις για $\varphi_m > 0$.

Δεδομένου ότι η τιμή του δυναμικού πέφτει ραγδαία καθώς το ρεύμα α τείνει στο 8, μπορούμε να υποθέσουμε ότι το V_m οπωσδήποτε μηδενίζεται σε κάποια τιμή ρεύματος και προκαλεί ανάκλαση φορτίου και, συνεπώς, ρεύματος, κάτι που δεν είχε θεωρηθεί στη μέχρι στιγμής ανάλυση. Η θεώρηση αυτή ουσιαστικά παραδέχεται την εμφάνιση της εικονικής καθόδου με μαθηματική προσέγγιση, αφού η μέχρι τούδε εξιδανικευμένη φυσική θεώρηση δεν επιτρέπει μια φυσική λύση με $V_m=0$.

Θεωρώντας ότι το δυναμικό στη βραχυκυκλωμένη δίοδο μηδενίζεται, υπάρχει ένα σημείο στο οποίο τα ηλεκτρόνια σταματούν να κινούνται. Θα υποθέσουμε ότι ένα ποσοστό του ρεύματος, f , διαδίδεται προς τη θετική φορά του x και ένα τμήμα του ρεύματος ανα-

κλάται προς την αρνητική φορά. Συνεπώς, δεξιά του σημείου x_m , με $V_m=0$, η ρευματική πυκνότητα είναι $f \cdot \alpha$, ενώ αριστερά του σημείου αυτού, η ρευματική πυκνότητα είναι το άθροισμα του εγχεομένου, α , και του ανακλώμενου, $(1-f) \cdot \alpha$, ρεύματος. Η κατάσταση αυτή οδηγεί σε δύο περιοχές, I και II, με πυκνότητες φορτίου

$$\rho_I(x) = \frac{J}{v(x)} + \frac{-(1-f)J}{-v(x)} = \frac{(2-f)J}{v(x)}, \text{ για } 0 \leq x \leq x_m \quad (2.93)$$

και

$$\rho_{II}(x) = \frac{f \cdot J}{v(x)}, \text{ για } x_m \leq x \leq d. \quad (2.94)$$

Η ταχύτητα και άρα η ενέργεια του σωματιδίου δεν εξαρτάται από τη φορά της κίνησης, επομένως από τις (2.85), (2.87), και τις ανωτέρω εκφράσεις, (2.93) και (2.94), προκύπτει ότι:

$$\frac{d^2 V_I(x)}{dx^2} = \frac{(2-f)J}{\varepsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m} V_I(x)}}, \quad (2.95)$$

$$\frac{d^2 V_{II}(x)}{dx^2} = \frac{f \cdot J}{\varepsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m} V_{II}(x)}}. \quad (2.96)$$

Ολοκληρώνοντας τις ανωτέρω εκφράσεις και θέτοντας $V_m=0$, λαμβάνουμε με τον ίδιο τρόπο:

$$\left[\frac{dV_I(x)}{dx} \right]^2 = \frac{4(2-f)J}{\varepsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m}}} V_I^{1/2}(x), \quad (2.97)$$

$$\left[\frac{dV_{II}(x)}{dx} \right]^2 = \frac{4f \cdot J}{\varepsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m}}} V_{II}^{1/2}(x). \quad (2.98)$$

Ολοκληρώνοντας εκ νέου τις ανωτέρω σχέσεις, με τη συνθήκη $V_I=V_{II}=0$ για $x=x_m$, λαμβάνουμε, σε ανηγμένες μεταβλητές:

$$\varphi_I^{3/2} = (2-f)a(\xi - \xi_m)^2 \quad (2.99)$$

$$\varphi_{II}^{3/2} = fa(\xi - \xi_m)^2. \quad (2.100)$$

Η θέση ελαχίστου $\xi_m = x_m/d$ υπολογίζεται συναρτήσει του ποσοστού διαδιδομένου ρεύματος f από την

$$\xi_m = \frac{[f(2-f)]^{1/2} - f}{2(1-f)}, \quad (2.101)$$

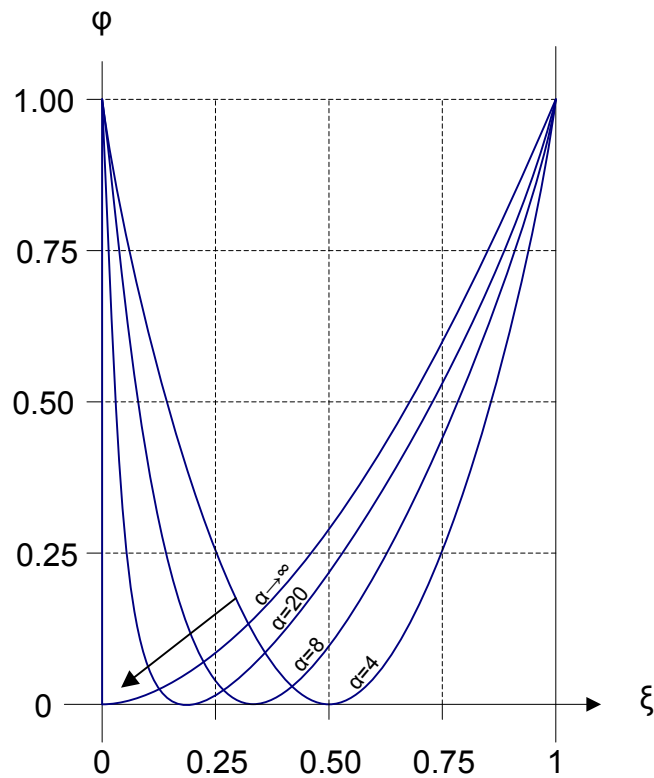
ενώ η σχέση μεταξύ του εγχεομένου ρεύματος α και του κλάσματος f είναι

$$\alpha = 2 \frac{[f(2-f)]^{1/2} + 1}{f(2-f)}. \quad (2.102)$$

Για πολύ μεγάλες τιμές του α , το ποσοστό του διαδιδομένου ρεύματος πλησιάζει το μηδέν, ενώ το συνολικό ποσό του διαδιδομένου ρεύματος πλησιάζει τη μονάδα, δηλαδή το ρεύμα που προβλέπει ο νόμος Child-Langmuir για δίοδο με απόσταση d και διαφορά δυναμικού V_0 :

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} f\alpha = \lim_{f \rightarrow 0} 2 \frac{[f(2-f)]^{1/2} + 1}{(2-f)} = 1, \quad (2.103)$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \xi_m = \lim_{f \rightarrow 0} \frac{[f(2-f)]^{1/2} - f}{2(1-f)} = 0. \quad (2.104)$$

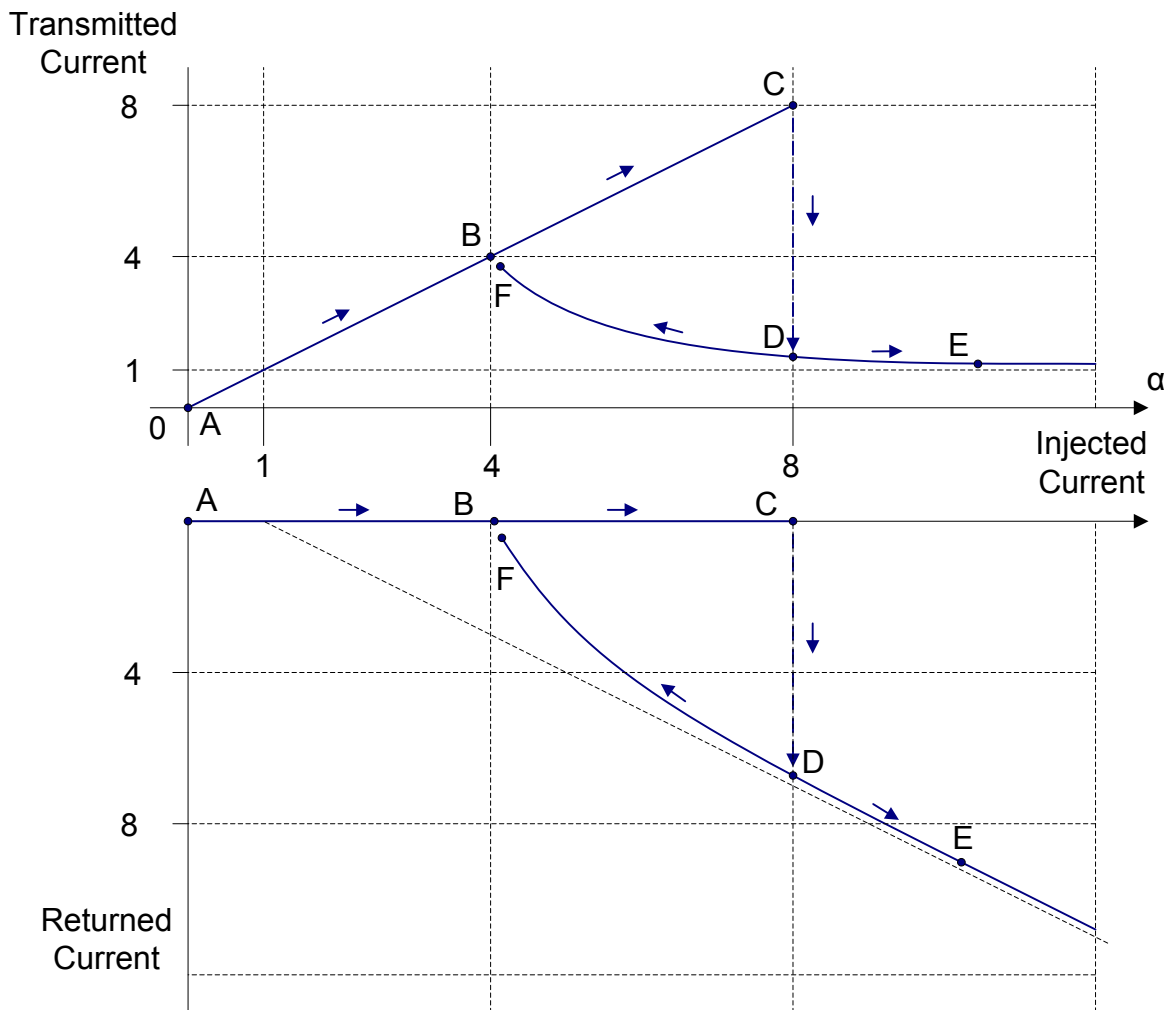


Εικ. 2.15: Κατανομή του δυναμικού στη δίοδο, για εγχεόμενα ρεύματα μεγαλύτερα του 4 για λύσεις με εικονική κάθοδο (ανηγμένα μεγέθη).

Επομένως, όταν μία πολύ μεγάλη ρευματική πυκνότητα εισαχθεί στη βραχυκυκλωμένη δίοδο, η εικονική κάθοδος σχηματίζεται ακριβώς μπροστά στο επίπεδο εισαγωγής, ενώ ο υπόλοιπος χώρος συμπεριφέρεται σαν δίοδος Child-Langmuir, με τάση διόδου V_0 . Οι λύσεις (2.99) και (2.100) απεικονίζονται στο διάγραμμα της Εικ. 2.15. Η μικρότερη τιμή ρεύματος που επιτρέπει λύση με εικονική κάθοδο είναι για $\alpha=4$.

Η προηγούμενη ανάλυση έδειξε ότι, με την παραδοχή εικονικής καθόδου, οδηγούμαστε σε ένα σύνολο λύσεων για $4 \leq \alpha < \infty$, το οποίο υπερκαλύπτει την περιοχή “C-overlap” της λύσης για δυναμικά V_m γνησίως μεγαλύτερα του μηδενός (μη ανάκλαση ρεύματος). Οι δύο αυτές λύσεις μπορούν να συνδυαστούν και να καλύψουν όλες τις πιθανές περιπτώσεις εγχεομένων ρευμάτων, $0 \leq \alpha < \infty$. Η συμπεριφορά μπορεί να περιγραφεί με μία ψευδο-χρονική αλληλουχία καταστάσεων, ως εξής: Καθώς το ρεύμα στη βραχυκυκλωμένη δίοδο αυξάνει, από την τιμή μηδέν (σημείο A, Εικ. 2.16), διέρχεται από το σημείο B, στο οποίο $\alpha=4$ και μπορεί να φτάσει οριακά μέχρι την τιμή $\alpha=8$ (σημείο C). Η διαδρομή $A \rightarrow B \rightarrow C$ δεν περιλαμβάνει, ακόμα, μηδενισμό του δυναμικού, ωστόσο βρισκόμαστε στο όριο της περιοχής όπου το V_m έχει φυσική λύση μεγαλύτερη του μηδενός. Περαιτέρω αύξηση του α θα προκαλέσει μία δυνητικά ακαριαία μετάπτωση του συστήματος στην κατάσταση D, στην οποία έχει σχηματιστεί εικονική κάθοδος, στο $\frac{1}{4}$ περίπου της απόστασης των οπλισμών, ενώ το διαδιδόμενο ρεύμα ($f \cdot \alpha$) μεταπίπτει σε μία τιμή λίγο μεγαλύτερη του 1. Από το σημείο D με εικονική κάθοδο, επιπλέον αύξηση του ρεύματος θα ωθήσει το σύστημα στην κατάσταση E, με μικρότερο ποσοστό διαδιδόμενου ρεύματος και ώθηση της εικονικής καθόδου ακόμα πιο κοντά στο ηλεκτρόδιο εισαγωγής του ρεύματος. Από το σημείο D με μείωση του εγχεομένου ρεύματος μέχρι την τιμή $4 \cdot \alpha$, θα μεταβούμε στο σημείο F, στο οποίο το ανακλώμενο ρεύμα είναι οριακά ίσο με το 0, ενώ το εγχεόμενο ρεύμα σχεδόν πλήρως διαδίδεται προς τον οπλισμό εξόδου στη θέση $x=d$. Τα σημεία B και F είναι, ωστόσο, διαφορετικά. Το σημείο B είναι λύση χωρίς εικονική κάθοδο, με μεταβολή του δυναμικού όπως στην Εικ. 2.14, ενώ το σημείο F είναι λύση με εικονική κάθοδο, με μεταβολή του δυναμικού όπως στην Εικ. 2.15, πάντα για τιμές $\alpha=4$.

Από τη συγκεκριμένη DC ανάλυση, διαπιστώνουμε πως η εικονική κάθοδος αποτελεί κατάσταση, στην οποία η βραχυκυκλωμένη δίοδος μεταπίπτει μέσω ασυνέχειας. Επιπλέον, οι δύο γειτονικές καταστάσεις B και F φανερώνουν μία ακόμα εγγενή αστάθεια του συστήματος με εικονική κάθοδο. Οι καταστάσεις B και F εμφανίζουν ίδιο διερχόμενο ρεύμα αλλά με διαφορετική κατανομή δυναμικού. Οι λεπτομέρειες αυτές, που παρουσιάζονται ήδη με την απλή DC θεώρηση, δείχνουν την αστάθεια της εικονικής καθόδου. Ένα άλλο χρήσιμο συμπέρασμα είναι πως, για να επιτύχουμε συνθήκες εικονικής καθόδου σε βραχυκυκλωμένη δίοδο απείρων πλακών, θα πρέπει το εγχεόμενο ρεύμα να είναι πάνω από τέσσερις φορές μεγαλύτερο από το ισοδύναμο, περιοριζόμενο από το χωρικό φορτίο ρεύμα της περιοχής αυτής. Χρησιμοποιώντας το νόμο Child-Langmuir για την επίπεδη δίοδο ή κάποια παραλλαγή της σχέσης αυτής για μη ιδανικές γεωμετρίες, μπορούμε να οδηγηθούμε σε κάποια εκτίμηση για το πόσο ρεύμα απαιτείται, προκειμένου να εμφανιστεί εικονική κάθοδος σε αδρανή χώρο παραλλήλων πλακών απουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου.



Εικ. 2.16: Διαδιδόμενο και ανακλώμενο ρεύμα, ως συνάρτηση του εγχεομένου ρεύματος α , περιλαμβάνοντας τη μετάβαση από ελάχιστο δυναμικό σε εικονική κάθοδο, όταν $\alpha=8$. Για μεγάλες τιμές του α , τα ρεύματα τείνουν στις αντίστοιχες ασύμπτωτες.

2.8. Ηλεκτρονικές Δέσμες με Χωρικό φορτίο

Η συνηθέστερα συναντώμενη κατανομή ρεύματος ηλεκτρονίων σε διατάξεις κενού είναι η κυλινδρική ηλεκτρονική δέσμη. Παράγεται με τη χρήση ενός επιταχύνοντος δυναμικού V_0 και εισέρχεται σε αδρανή χώρο, στον οποίο συνεχίζει την πορεία της, απουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, με κινητική ενέργεια που εξαρτάται από τις αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων της δέσμης. Η ηλεκτρονική δέσμη χαρακτηρίζεται κατ' αρχήν από την ενέργειά της, η οποία πρακτικά ισούται με το επιταχύνον δυναμικό, εκφρασμένο σε eV. Βασικά χαρακτηριστικά μεγέθη της δέσμης αποτελούν επίσης η διάμετρός της, η ρευματική πυκνότητά και το συνολικό ρεύμα.

Η ηλεκτρονική δέσμη παράγεται από μία δίοδο, η οποία επιταχύνει τα ηλεκτρόνια σε ένα δυναμικό V_0 . Τα ηλεκτρόνια μπορούν να παράγονται είτε θερμιονικά, είτε με εκπομπή πεδίου και τη συσχέτιση τάσης και μέγιστου ρεύματος την εξάγουμε από το νόμο Child-Langmuir, εξ. (2.63). Για τη δίοδο αυτή μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε κάποια από τις γενικευμένες εκφράσεις του νόμου, όπως τη σχετικιστική έκφραση του νόμου, εξ. (2.67), την έκφραση για δίοδο πεπερασμένων διαστάσεων, εξ. (2.69), ή την έκφραση για την κυλινδρι-

κή δίοδο, (2.77), αν και η τελευταία διάταξη δεν μπορεί να οδηγήσει σε παραγωγή ηλεκτρονικής «δέσμης». Ο νόμος Child-Langmuir δίνει τη μέγιστη πυκνότητα ρεύματος που μπορεί να αντληθεί από μία κάθοδο, η οποία μπορεί να προσφέρει οσοδήποτε μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων. Σχετίζεται, ως γνωστόν, με την τάση της διόδου και την απόσταση των οπλισμών, d , σύμφωνα με την έκφραση

$$J_{SCL} = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V_0^{3/2}}{d^2} [\text{A} \cdot \text{m}^{-2}]. \quad (2.105)$$

Βασιζόμενοι στην έκφραση αυτή (αν και θα μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε την προσεγγιστική εξ. (2.69)) μπορούμε να πούμε ότι μία ηλεκτρονική δέσμη, που παράγεται από μία κυκλική κάθοδο εμβαδού πr_c^2 , έχει μέγιστο ρεύμα

$$I_{SCL} \approx 2.33 \cdot 10^{-6} \pi r_c^2 \frac{V_0^{3/2}}{d^2} [\text{A}]. \quad (2.106)$$

Από την παραπάνω σχέση, μπορούμε να υπολογίσουμε το λόγο του ρεύματος προς την ποσότητα $V^{3/2}$, οπότε προκύπτει η ποσότητα P :

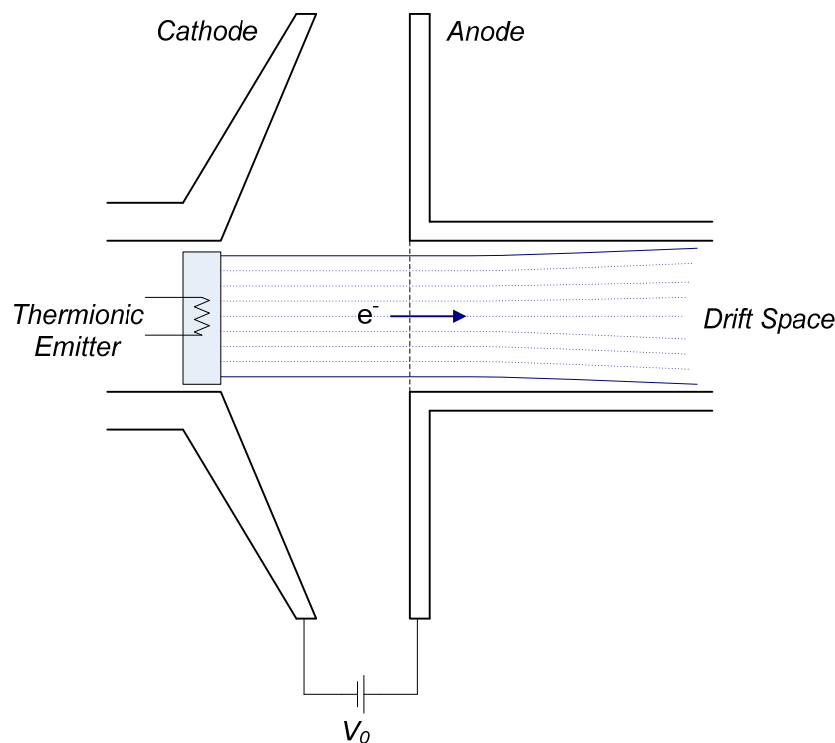
$$\blacktriangleright P = \frac{I_{SCL}}{V_0^{3/2}} \approx 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{\pi r_c^2}{d^2} [\text{A} \cdot \text{V}^{-3/2}]. \quad (2.107)$$

Ο λόγος $P=I/V^{3/2}$ είναι το φυσικό μέγεθος που χαρακτηρίζουμε *perveance* της δέσμης. Ο όρος, που είναι καθιερωμένος στο χώρο των λυχνιών κενού, πιθανόν προέρχεται από το ρήμα *pervade*, εκ του λατινικού *per-* (δια-) και *vadere* (περνώ). Αποτελεί φυσικό ανάλογο της αγωγιμότητας, κάτι που είναι φανερό από την ευθεία εξάρτηση με το εμβαδόν της διόδου και την αντίστροφη εξάρτηση από την απόσταση των οπλισμών. Χωρίς να υπάρχει ακριβής ελληνική μετάφραση, προτείνουμε τη χρήση του όρου *διελευσιμότητα*, έννοια που ομοιάζει στο ύφος με την αγωγιμότητα. Η διελευσιμότητα μίας ηλεκτρονικής δέσμης $I/V^{3/2}$ μπορεί να διαφέρει αρκετά από το παραπάνω όριο, το οποίο έχει απλοποιημένα εξαχθεί από το νόμο Child-Langmuir για την ιδανική επίπεδη δίοδο. Για μία δέσμη, η οποία κινείται σε αδρανή χώρο, η διελευσιμότητά της θα ισούται με το συνολικό ρεύμα της προς την ισοδύναμη ενέργειά της σε eV, εις την 3/2. Χρησιμοποιώντας την προσεγγιστική εξ. (2.69), μία ηλεκτρονική δέσμη προερχόμενη από κυκλική κάθοδο ακτίνας r_c , που απέχει από την άνοδο d , θα έχει διελευσιμότητα

$$P = \frac{I_{SCL}}{V_0^{3/2}} \approx 2.33 \cdot 10^{-6} \left(1 + 0.2647 \frac{d}{r_c} + 0.0058 \left(\frac{d}{r_c} \right)^2 \right) \frac{\pi r_c^2}{d^2} [\text{A} \cdot \text{V}^{-3/2}]. \quad (2.108)$$

Η ηλεκτρονική δέσμη υφίσταται δυνάμεις απώθησης από το ίδιο της το χωρικό φορτίο. Τα σωματίδια μίας κυλινδρικής δέσμης θα συνεχίσουν να κινούνται σε παράλληλες τροχιές, μόνο εφόσον η ρευματική πυκνότητα είναι απείρως μικρή. Καθώς το ρεύμα που φέρει η ηλεκτρονική δέσμη αυξάνεται, οι ηλεκτρικές δυνάμεις προκαλούν σταδιακή ακτινική εξάπλωσή της. Σε πολύ μεγάλες ταχύτητες, η δέσμη παράγει μαγνητικό πεδίο, το οποίο λειτουργεί ως δύναμη εστίασης, μειώνοντας κατ' αυτόν τον τρόπο το ρυθμό εξάπλωσης της

δέσμης. Επιπλέον, εάν η δέσμη διαδίδεται σε χώρο, που υπάρχει κάποιο αέριο υποβάθρου χαμηλής πίεσης (με πυκνότητα εν γένει μικρότερη από την χωρική πυκνότητα φορτίου της δέσμης), παράγονται θετικά ιόντα, τα οποία συνεισφέρουν σε μία μερική εξουδετέρωση του χωρικού της φορτίου. Η δέσμη ionίζει τα άτομα του αερίου και απωθεί στα τοιχώματα τα αποδεσμευόμενα ηλεκτρόνια, λόγω της μικρής τους ενέργειας. Τα θετικά ιόντα, εξ αιτίας της μεγάλης μάζας τους, θεωρούνται ακίνητα στο χώρο. Η παραγωγή θετικών ιόντων μειώνει την επίδραση του χωρικού φορτίου κατά έναν παράγοντα $(1-f_e)$. Όπως μπορούμε διαίσθητικά να αντιληφθούμε, με πλήρη εξουδετέρωση του χωρικού φορτίου, η ηλεκτρονική δέσμη επηρεάζεται από μαγνητικό της πεδίο, με αποτέλεσμα την αυτοεστίασή της, μέχρις σημείου *στραγγαλισμού* (*pinching*), ενώ χωρίς εξουδετέρωση χωρικού φορτίου, η δέσμη πάντοτε θα *αποκλίνει* (*expanding*), με ρυθμό που εξαρτάται από την ενέργεια και το χωρικό της φορτίο. Όταν η δέσμη υφίσταται μερική εξουδετέρωση χωρικού φορτίου από ιόντα υποβάθρου, μπορεί να παρατηρηθεί είτε απόκλιση, είτε αυτοεστίαση, αναλόγως των τιμών που λαμβάνουν η πυκνότητα $(1-f_e)\rho_0$ και η ενέργειά της, γ . Ανάλυση των ηλεκτρονικών δεσμών με χωρικό φορτίο παρουσιάζεται εκτενώς στην [16]. Έννοιες όπως το μέγιστο ρεύμα δέσμης (*limiting current*), που θα παρουσιάσουμε ακολούθως, αναπτύσσονται τόσο στην προηγούμενη, όσο και στην [17].



Εικ. 2.17: Ηλεκτρονική δέσμη, παραγόμενη από θερμιονική κάθοδο τύπου Pierce.

Για την ακόλουθη ανάλυση, θα κάνουμε ορισμένες παραδοχές. Κατά πρώτον, η δέσμη έχει κυλινδρική διατομή ακτίνας a και ταξιδεύει σε κυλινδρικό σωλήνα ακτίνας b , κατά μήκος του άξονα z . Η μεταβολή της ακτίνας της δέσμης, συναρτήσεως του z , είναι αρκετά αργή, ώστε να αγνοούμε το διάμηκες ηλεκτρικό πεδίο E_z και το ακτινικό μαγνητικό πεδίο B_r . Η πυκνότητα φορτίου της δέσμης καθώς και το χωρικό φορτίο εξουδετέρωσης είναι σταθερές ποσότητες εντός των ορίων της δέσμης και μηδενικές εκτός αυτής. Οι τροχιές των σωματιδίων δεν τέμνονται και η δέσμη βρίσκεται σε σταθερή κατάσταση, δηλαδή $d/dt=0$ για όλα τα μεγέθη.

2.8.1. Ηλεκτρονική Δέσμη με Χωρικό Φορτίο

Για τη μελέτη της δέσμης θεωρούμε το λόγο f_e , που προκύπτει από ακίνητη χωρική κατανομή φορτίου, με αντίθετο πρόσημο και πυκνότητα $f_e \rho_0$. Η πυκνότητα φορτίου της δέσμης είναι ρ_0 . Εάν $f_e=0$, τότε έχουμε ηλεκτρονική δέσμη που κινείται σε απόλυτο κενό. Η πυκνότητα ρεύματος γράφεται, κατά τα γνωστά,:

$$J = \rho v = \rho \beta c. \quad (2.109)$$

Η σχέση ρεύματος και πυκνότητας ρεύματος της δέσμης είναι:

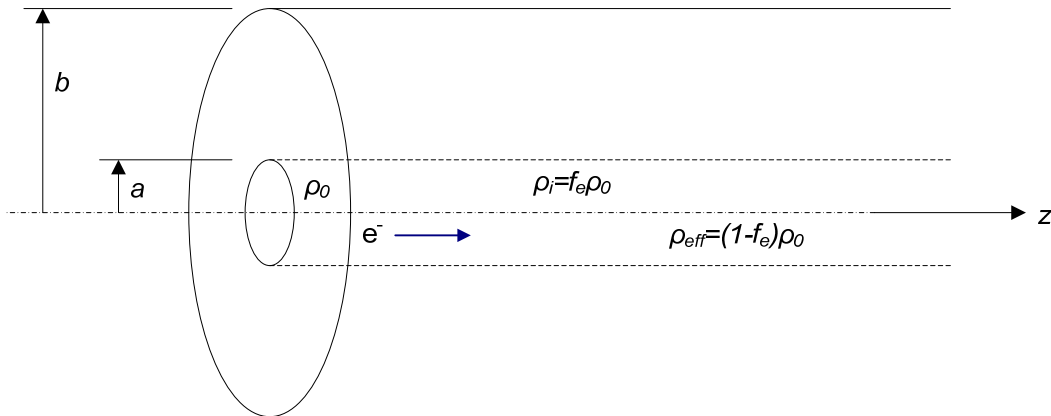
$$J = J_z = \frac{I}{\pi a^2}. \quad (2.110)$$

Το χωρικό φορτίο δέσμης είναι :

$$\rho_0 = \frac{I}{\pi a^2 v} = \frac{I}{\pi a^2 v_z} = \frac{I}{\pi a^2 \beta c}, \quad (2.111)$$

ενώ το χωρικό φορτίο δέσμης με εξουδετέρωση:

$$\rho = \rho_0 (1 - f_e) = \frac{I}{\pi a^2 v} (1 - f_e). \quad (2.112)$$



Εικ. 2.18: Ηλεκτρονική δέσμη ακτίνας a , εντός κυλίνδρου ακτίνας b , με συγκέντρωση πληθυσμού υποβάθρου $f_e \rho_0$.

Εφαρμόζοντας το νόμο του Gauss,

$$\int \epsilon_0 \mathbf{E} d\mathbf{S} = \int \rho dV, \quad (2.113)$$

λαμβάνουμε για το αξονικό ηλεκτρικό πεδίο την έκφραση

$$E_r(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0(1-f_e)r}{2\varepsilon_0} = \frac{I(1-f_e)r}{2\varepsilon_0\pi\alpha^2\nu}, & r \leq a \\ \frac{I(1-f_e)}{2\varepsilon_0\pi\nu r}, & r > a \end{cases} \quad (2.114)$$

Προφανώς, όταν $f_e=0$, δηλαδή όταν δεν έχουμε εξουδετέρωση φορτίου, ισχύει:

$$E_r(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0 r}{2\varepsilon_0} = \frac{Ir}{2\varepsilon_0\pi\alpha^2\nu}, & r \leq a \\ \frac{I}{2\varepsilon_0\pi\nu r}, & r > a \end{cases} \quad (2.115)$$

Από το νόμο Ampere,

$$\oint \mathbf{B}dl = \mu_0 \int \mathbf{J}dS, \quad (2.116)$$

υπολογίζουμε το αζιμουθιακό μαγνητικό πεδίο, το οποίο προκύπτει:

$$B_\theta(r) = \begin{cases} \mu_0 \frac{Ir}{2\pi\alpha^2}, & r \leq a \\ \mu_0 \frac{I}{2\pi r}, & r > a \end{cases} \quad (2.117)$$

Το φορτίο εξουδετέρωσης θεωρείται ακίνητο και γι' αυτό δεν συμβάλλει στο μαγνητικό πεδίο. Το δυναμικό στην περίπτωση της κατανομής αυτής είναι, ολοκληρώνοντας την έκφραση του ηλεκτρικού πεδίου (2.114),:

$$\varphi(r) = \begin{cases} V_s \left[1 + 2 \ln\left(\frac{b}{a}\right) - \frac{r^2}{a^2} \right], & r \leq a \\ 2V_s \ln\left(\frac{b}{r}\right), & a < r \leq b \end{cases} \quad (2.118)$$

Στην ανωτέρω σχέση, έχουμε θέσει τη σταθερά

$$V_s = \frac{(1-f_e)\rho_0 a^2}{4\varepsilon_0} = \frac{(1-f_e)I}{4\pi\varepsilon_0\beta c} \approx \frac{30I}{\beta}(1-f_e), \quad (2.119)$$

η οποία ισχύει και όταν απουσιάζει ο συντελεστής εξουδετέρωσης χωρικού φορτίου ($f_e=0$). Το μέγιστο δυναμικό, στον άξονα της δέσμης, είναι

$$V_{m,axis} = V_s \left[1 + 2 \ln\left(\frac{b}{a}\right) \right], \quad (2.120)$$

ενώ το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο, στο όριο της δέσμης, είναι

$$E_a = 2 \frac{V_s}{a} \approx \frac{60I}{\beta\alpha} (1 - f_e). \quad (2.121)$$

Χρησιμοποιώντας τις ανωτέρω εκφράσεις για το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, εξ. (2.114) και (2.117), η εξίσωση της κίνησης (με $B_z=0$)

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \dot{r}) = \gamma m \ddot{r} = e(E_r - \dot{z} B_\theta), \quad (2.122)$$

γράφεται ως

$$\gamma m \ddot{r} = \frac{eIr}{2\pi\epsilon_0 a^2 \beta c} (1 - f_e - \beta^2). \quad (2.123)$$

Για τις εκφράσεις αυτές έχουμε θεωρήσει ότι $\dot{z} = v = \beta c$, $\epsilon_0 \mu_0 = c^{-2}$ και ότι το μαγνητικό πεδίο κατά μήκος της δέσμης είναι αμελητέο. Επίσης,

$$\ddot{r} = \ddot{v}_z \frac{d^2 r}{dz^2} = \beta^2 c^2 r'', \quad (2.124)$$

επομένως η (2.123) γίνεται

$$r'' = \frac{eIr(1 - f_e - \beta^2)}{2\pi\epsilon_0 a^2 \gamma mc^3 \beta^3}. \quad (2.125)$$

Εάν δεν έχουμε εξουδετέρωση φορτίου, με χρήση της

$$1 - \beta^2 = \gamma^{-2}, \quad (2.126)$$

η (2.125) γράφεται

$$r'' = \frac{eIr}{2\pi\epsilon_0 a^2 \gamma^3 mc^3 \beta^3}. \quad (2.127)$$

Θα ορίσουμε μερικές χαρακτηριστικές ποσότητες που ευρέως χρησιμοποιούνται στη βιβλιογραφία για τις ηλεκτρονικές δέσμες. Αρχικά ορίζουμε το χαρακτηριστικό ρεύμα

$$\blacktriangleright I_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{e} \approx \frac{1}{30} \frac{mc^2}{e}, \quad (2.128)$$

με τιμή περίπου 17kA για τα ηλεκτρόνια. Ορίζουμε επίσης την παράμετρο Budker, ως

$$\blacktriangleright v_B = \frac{I}{I_0 \beta}, \quad (2.129)$$

η οποία, για σχετικιστικά σωματίδια, ισούται με το λόγο του ρεύματος της δέσμης προς το χαρακτηριστικό ρεύμα I_0 . Τέλος, ορίζουμε μια γενικευμένη συχνότητα πλάσματος της δέσμης με μερική εξουδετέρωση χωρικού φορτίου,

$$\blacktriangleright \omega_p^2 = \frac{e^2 n}{\epsilon_0 \gamma^3 m} (1 - \gamma^2 f_e), \quad (2.130)$$

με

$$1 - f_e - \beta^2 = (1 - \gamma^2 f_e) \gamma^{-2}. \quad (2.131)$$

Το ρεύμα της δέσμης (2.111) είναι $I = \rho_0 \pi a^2 \beta c$, άρα την ανωτέρω σχέση μπορούμε να την εκφράσουμε και ως

$$\omega_p^2 = \frac{eI}{\pi \epsilon_0 m c \beta \gamma^3 a^2} (1 - \gamma^2 f_e). \quad (2.132)$$

Χρησιμοποιώντας τον ορισμό της συχνότητας πλάσματος, η (2.123) γράφεται

$$\ddot{r} = \frac{\omega_p^2}{2} r. \quad (2.133)$$

Η ανωτέρω σχέση είναι σημαντική, διότι εκφράζει ουσιαστικά τις πιθανές συμπεριφορές της δέσμης. Εάν η γενικευμένη συχνότητα πλάσματος που ορίσαμε προηγουμένως είναι θετική, δηλαδή όταν

$$f_e < \frac{1}{\gamma^2}, \quad (2.134)$$

η ηλεκτρονική δέσμη είναι *αποκλίνουσα* (expanding). Όταν η συχνότητα πλάσματος είναι αρνητική, δηλαδή όταν

$$f_e > \frac{1}{\gamma^2}, \quad (2.135)$$

η ηλεκτρονική δέσμη είναι *συγκλίνουσα* και οδηγείται, τελικά, σε *στραγγαλισμό* (pinching), από το ίδιο της το μαγνητικό πεδίο. Τέλος, όταν ισχύει

$$\blacktriangleright f_e = \frac{1}{\gamma^2}, \quad (2.136)$$

η δέσμη δεν συγκλίνει, ούτε αποκλίνει, και η έκφραση αυτή είναι γνωστή σαν συνθήκη αυτοεστίασης Budker (Budker self-focusing condition).

Από τις εξισώσεις (2.130) και (2.132), βλέπουμε ότι η συχνότητα πλάσματος εξαρτάται ευθέως ανάλογα από την πυκνότητα φορτίου και επομένως αντιστρόφως ανάλογα από τη διατομή της δέσμης. Συνεπώς, η γενική εξίσωση του προφίλ της δέσμης, (2.133), δεν μπορεί να ολοκληρωθεί, εκτός εάν γνωρίζουμε τη μεταβολή της ω_p με την απόσταση z και το χρόνο. Επιπλέον είναι χρήσιμο να απαλείψουμε το χρόνο και να εισάγουμε την απόσταση z , ως ανεξάρτητη μεταβλητή υπολογισμού των τροχιών της δέσμης. Προκειμένου να λύσουμε την εξίσωση του προφίλ της δέσμης, εισάγουμε ένα μέγεθος, το οποίο θα αποκαλέσουμε γενικευμένη διελευσιμότητα (generalized perveance), και δίνεται από την

$$\blacktriangleright K = \frac{I}{I_0} \frac{2}{\beta^3 \gamma^3} (1 - \gamma^2 f_e). \quad (2.137)$$

Η γενικευμένη διελευσιμότητα δεν εξαρτάται από την ακτίνα της δέσμης, όπως η συχνότητα πλάσματος. Χρησιμοποιώντας τον ορισμό αυτό και την εξίσωση για το προφίλ της δέσμης (2.125), οι τροχιές περιγράφονται από την

$$r'' = \frac{K}{a^2} r. \quad (2.138)$$

Η εξίσωση αυτή μπορεί να εφαρμοστεί για οποιοδήποτε σωματίο βρίσκεται εντός της δέσμης, με ακτίνα τροχιάς $r \leq a$. Με δεδομένη την παραδοχή μη τεμνομένων τροχιών, κάθε σωματίδιο εκτελεί κίνηση, με συντελεστή κλίμακας r/a . Με άλλα λόγια, τα σωματίδια στα όρια της δέσμης πάντοτε θα αποτελούν το εξωτερικό σύνορό της, καθώς αυτή βαίνει προς τα θετικά z . Θεωρώντας την περιβάλλουσα της δέσμης, μπορούμε να θέσουμε $r=a=r_m$, οπότε η προηγούμενη εξίσωση γράφεται ως

$$r_m r_m'' = K. \quad (2.139)$$

Διαπιστώνουμε ότι το K είναι θετικό όταν έχουμε αποκλίνουσα δέσμη ($f_e < 1/\gamma^2$) και αρνητικό όταν έχουμε συγκλίνουσα δέσμη ($f_e > 1/\gamma^2$). Για αποκλίνουσα δέσμη με μηδενική εξουδετέρωση, η περιβάλλουσα της δέσμης περιγράφεται, αντικαθιστώντας στην (2.139) την (2.137) με $f_e=0$, από την εξίσωση ([18])

$$r_m r_m'' = \frac{I}{I_0} \frac{2}{\beta^3 \gamma^3}. \quad (2.140)$$

Για να ολοκληρώσουμε την έκφραση (2.139) και να περιγράψουμε τη συμπεριφορά της περιβάλλουσας της δέσμης, θεωρούμε ότι αυτή εισέρχεται στον αδρανή χώρο με αρχική ακτίνα $r_m=r_0$ και κλίση $r_m'=r_0'$, στο $z=0$. Προς διευκόλυνση των αλγεβρικών μετασχηματισμών, ορίζουμε τις αδιάστατες μεταβλητές

$$R = \frac{r_m}{r_0}, \quad (2.141)$$

$$Z = \sqrt{\pm 2K} \frac{z}{r_0} = \sqrt{2|K|} \frac{z}{r_0}, \quad (2.142)$$

$$R' = \frac{dR}{dZ} = \frac{1}{\sqrt{2|K|}} \frac{r_m'}{r_0}, \quad (2.143)$$

στις οποίες, όπου εμφανίζεται το θετικό πρόσημο στο K αφορά αποκλίνουσα δέσμη ενώ το αρνητικό πρόσημο αφορά συγκλίνουσα δέσμη. Γράφοντας την (2.139) ως

$$\frac{d^2 R}{dZ^2} = R'' = \pm \frac{1}{2R} \quad (2.144)$$

ή ως

$$2R' dR' = \pm \frac{dR}{R}, \quad (2.145)$$

μπορούμε να ολοκληρώσουμε με $R=R_0=1$ και $R'=R_0'$ στο $z=0$ και να έχουμε ότι

$$(R')^2 - (R_0')^2 = \pm \ln R \quad (2.146)$$

ή, ισοδύναμα, ότι

$$R = \exp\left[\pm (R')^2 - (R_0')^2\right]. \quad (2.147)$$

Ολοκλήρωση της (2.146) θα δώσει

$$Z = \int_1^R \frac{1}{R'} dR = \int_1^R \frac{1}{\sqrt{(R_0')^2 \pm \ln R}} dR. \quad (2.148)$$

Με αλλαγή ανεξάρτητης μεταβλητής, θεωρώντας πλέον την R' , από την (2.147) έχουμε

$$dR = 2R' \exp\left[\pm (R')^2 - (R_0')^2\right] dR', \quad (2.149)$$

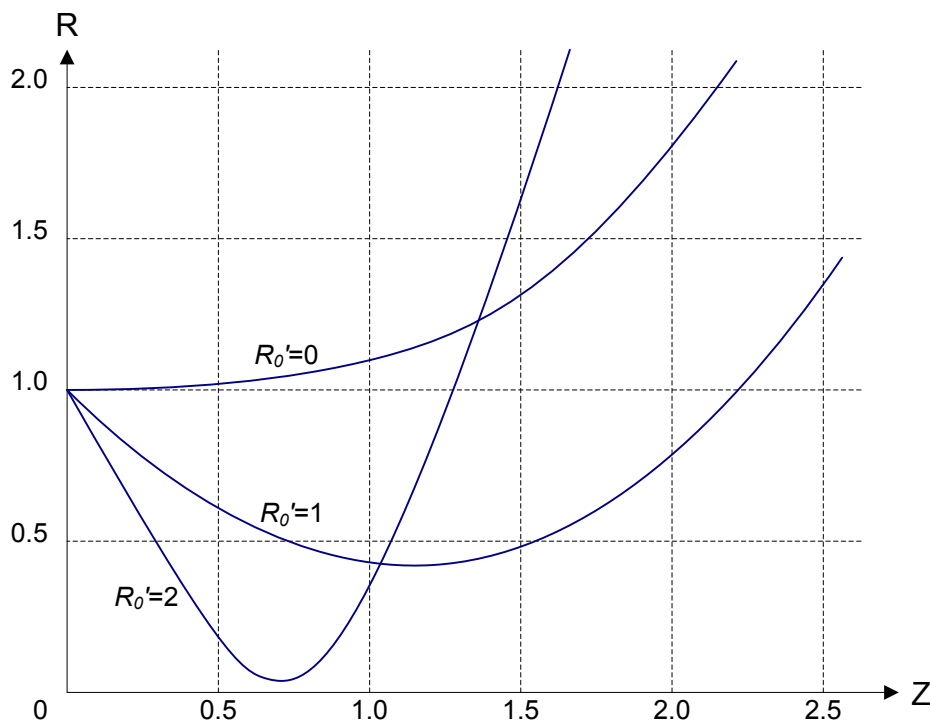
οπότε η (2.148) γράφεται ως

$$Z = 2 \exp\left[\mp (R_0')^2\right] \int_{R_0'}^{\sqrt{(R_0')^2 \pm \ln R}} \exp\left[\pm (R')^2\right] dR' \quad (2.150)$$

ή, ισοδύναμα, ως

$$\frac{z}{r_0} = \sqrt{\frac{2}{|K|}} \exp\left[\mp(R_0')^2\right] \int_{R_0'}^{\sqrt{(R_0')^2 \pm \ln R}} \exp\left[\pm(R')^2\right] dR'. \quad (2.151)$$

Η ανωτέρω έκφραση δίνει το προφίλ της δέσμης (ακτίνα R) παραμετρικά, συναρτήσει της απόστασης z . Οι παράμετροι της έκφρασης αυτής είναι η κλίση στο σημείο εισόδου της δέσμης (R_0') και η γενικευμένη διελυσιμότητα K . Το ολοκλήρωμα στην έκφραση (2.151) είναι της μορφής ολοκληρώματος Dawson ([19], [20]). Η ανωτέρω έκφραση μπορεί να απεικονιστεί σε άξονες γενικευμένης απόστασης Z και κανονικοποιημένης ακτίνας R , για διάφορες κλίσεις εισαγωγής, πέραν της παράλληλης εισαγωγής ($R_0'=0$). Ας σημειωθεί ότι στην ανάλυση αυτή παραδεχόμαστε μικρή γενικευμένη διελυσιμότητα ($|K| < 1$)

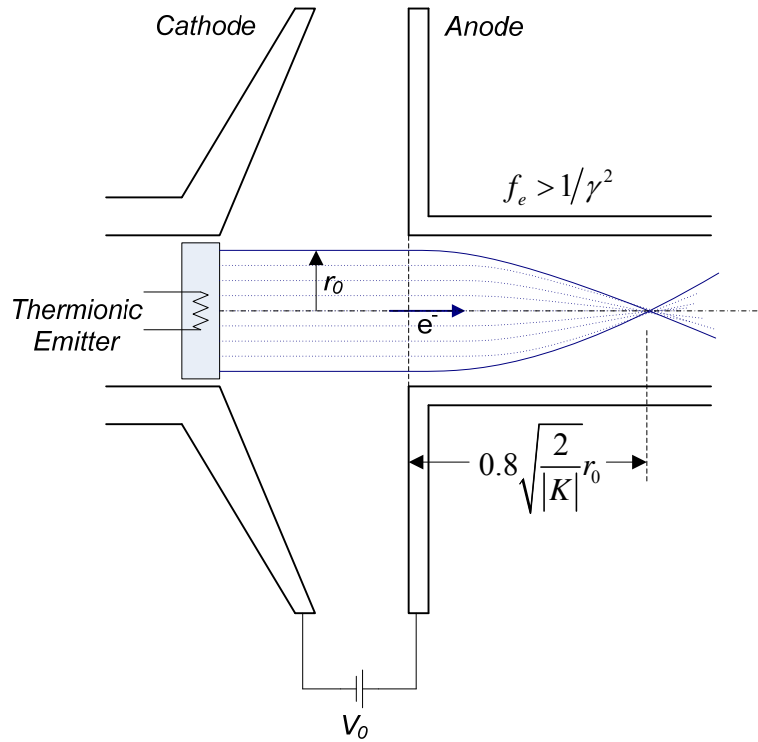


Εικ. 2.19: Προφίλ αποκλίνουσας ηλεκτρονικής δέσμης, για τρεις κλίσεις εισαγωγής.

Όταν έχουμε συντελεστή εξουδετέρωσης φορτίου, για τον οποίο ισχύει $f_e > 1/\gamma^2$, τότε έχουμε συγκλίνουσα δέσμη ($K < 0$), οποία στραγγαλίζεται σε απόσταση περίπου

$$z \approx 0.8 \sqrt{\frac{2}{|K|}} r_0. \quad (2.152)$$

Το σημείο αποπνιγμού της δέσμης είναι πολλές φορές και σημείο με συνθήκες εικονικής καθόδου, από το οποίο ένα τμήμα της ηλεκτρονικής δέσμης μπορεί να σκεδαστεί προς την αντίθετη κατεύθυνση, προς τα αρνητικά z .



Εικ. 2.20: Συγκλίνουσα δέσμη, η οποία καταρρέει σε απόσταση z και μπορεί να δημιουργήσει συνθήκες εικονικής καθόδου.

2.8.2. Δέσμη με Πλήρη Εξουδετέρωση (Ρεύμα Alfβέν)

Ας υποθέσουμε ότι μία δέσμη διαδίδεται σε χώρο με πλήρη εξουδετέρωση φορτίου, δηλαδή ισχύει $f_e = 1$. Για την περίπτωση αυτή ισχύει ότι

$$1 - f_e - \beta^2 = (1 - \gamma^2 f_e) \gamma^{-2}, \quad (2.153)$$

Επομένως, με $f_e = 1$, λαμβάνουμε ότι

$$-\beta^2 \gamma^2 = (1 - \gamma^2). \quad (2.154)$$

Η διελευσιμότητα K , από τη σχέση (2.137), γίνεται, με χρήση της ανωτέρω,

$$K = -\frac{I}{I_0} \frac{2}{\beta \gamma}. \quad (2.155)$$

Επομένως, η παράμετρος Budker, (2.129), σχετίζεται με την παραπάνω έκφραση του K σύμφωνα με την

$$K = -\frac{2v_B}{\gamma} = -\frac{I}{I_0} \frac{2}{\beta \gamma}. \quad (2.156)$$

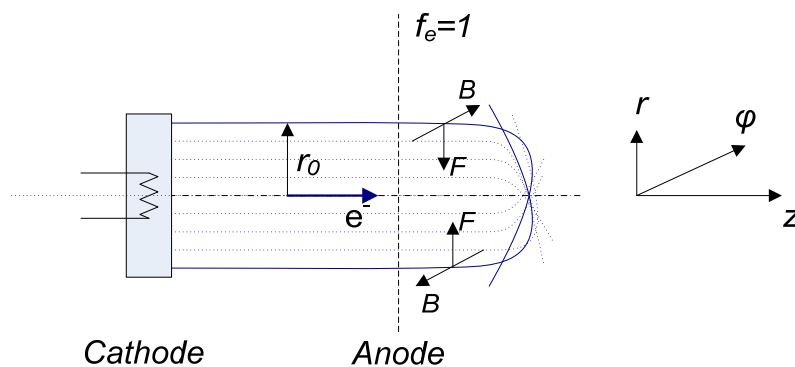
Ο Alfβέν στην [21] έδειξε ότι το μαγνητικό πεδίο της δέσμης είναι τόσο ισχυρό, ώστε πρακτικά σταματάει η διάδοσή της, όταν θεωρήσουμε ότι

$$\frac{v_B}{\gamma} \rightarrow 1, \quad (2.157)$$

δηλαδή όταν ισχύει η συνθήκη

$$\blacktriangleright I_A = I_0 \beta \gamma, \quad (2.158)$$

η οποία καλείται και μαγνητικό οριακό ρεύμα (magnetic current limit) ή ρεύμα Alfβέν. Με την ανωτέρω συνθήκη, τα σωματίδια αποκτούν τόσο ισχυρή ακτινική συνιστώσα, ώστε πρακτικά σταματά οποιαδήποτε διάδοση φορτίου της δέσμης προς τα θετικά z . Η συνθήκη (2.158) μεταφράζεται σε πρακτικές μονάδες ως $I_A \approx 17 \beta \gamma$ [kA] για τα ηλεκτρόνια.



Εικ. 2.21: Συγκλίνουσα δέσμη στο όριο Alfβέν.

2.8.3. Δέσμη σε Άπειρο Μαγνητικό Πεδίο

Για να λύσουμε το πρόβλημα εμφάνισης εικονικής καθόδου, σε δέσμη η οποία δεν επιτρέπεται να μεταβάλλει το σχήμα της λόγω εσωτερικών ελκτικών απωστικών δυνάμεων, θεωρούμε την ακόλουθη διάταξη: υποθέτουμε ότι η δέσμη είναι κυλινδρική, με ακτίνα a , και κινείται εντός πολύ ισχυρού παράλληλου μαγνητικού πεδίου, σε κύλινδρο ακτίνας b (βλ. Εικ. 2.22). Η ηλεκτρονική δέσμη, όταν το χωρικό φορτίο είναι έντονο, δεν περιγράφεται εξ ολοκλήρου από ενέργεια eV_0 , αλλά το δυναμικό της, και επομένως η κινητική της ενέργεια, είναι συνάρτηση της ακτινικής θέσης. Με άλλα λόγια, η ενέργεια της δέσμης έχει μία εξάρτηση από το δυναμικό $\varphi(r)$ και περιγράφεται από ένα σχετικιστικό συντελεστή της μορφής

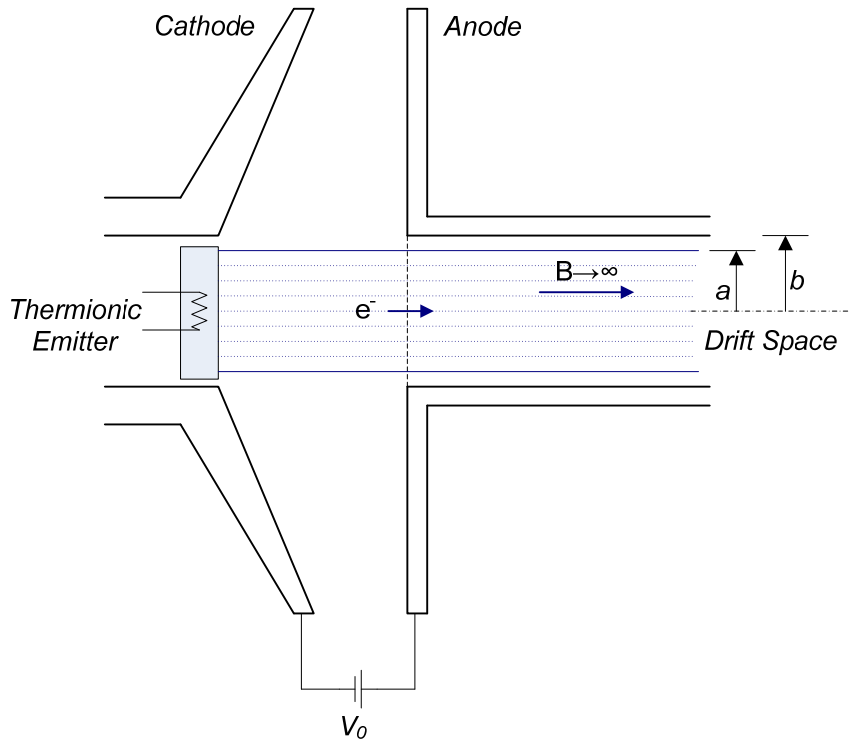
$$\gamma(r) = 1 + \frac{e\varphi(r)}{mc^2}. \quad (2.159)$$

Η δέσμη έχει μία συγκέντρωση φορτίου, η οποία είναι συνάρτηση της ακτινικής συνιστώσας, $n(r)$, και μπορούμε να γράψουμε για αυτήν την εξίσωση Poisson σε κυλινδρικό σύστημα, ήτοι

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\varphi}{dr} \right) = \frac{en(r)}{\varepsilon_0}. \quad (2.160)$$

Στην ανωτέρω σχέση, η πυκνότητα φορτίου έχει αντικατασταθεί με το γινόμενο της συγκέντρωσης φορέων, n , επί το στοιχειώδες φορτίο, e . Με μία ολοκλήρωση λαμβάνουμε το ακτινικό ηλεκτρικό πεδίο,

$$E_r = \frac{d\varphi}{dr} = \frac{e}{\varepsilon_0 r} \int_0^r n(r) r dr. \quad (2.161)$$



Εικ. 2.22: Ηλεκτρονική δέσμη, εξαναγκασμένη σε ευθείες τροχιές, με επιβολή πολύ ισχυρού μαγνητικού πεδίου.

Η ρευματική πυκνότητα είναι

$$J(r) = \rho(r)v(r) = en(r)\beta(r)c. \quad (2.162)$$

Σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ενέργειας, το β σχετίζεται με το δυναμικό της δέσμης ως

$$\beta(r) = \sqrt{1 - \left[\frac{1}{\gamma(r)} \right]^2} = \frac{\sqrt{2mc^2 e\varphi(r) + [e\varphi(r)]^2}}{mc^2 + e\varphi(r)}. \quad (2.163)$$

Το ολικό ρεύμα της δέσμης είναι

$$I = 2\pi \int_0^a J(r) r dr = 2\pi e c \int_0^a n(r) \beta(r) r dr. \quad (2.164)$$

Η εξίσωση Poisson (2.160), η εξίσωση της ρευματικής πυκνότητας (2.162) και η σχέση διατήρησης της ενέργειας (2.163) συνιστούν τρεις σχέσεις μεταξύ των τεσσάρων μεταβλητών $\varphi(r)$, $n(r)$, $J(r)$ και $\beta(r)$. Επιλέγοντας κάποια από αυτές σαν σταθερά, για παράδειγμα το ρεύμα, μπορούμε να γράψουμε ότι $I = \pi a^2 J$, οπότε από την (2.162):

$$n(r) = \frac{I}{e c \pi a^2 \beta(r)}. \quad (2.165)$$

Από την (2.160), την (2.163) και την (2.165) λαμβάνουμε τη διαφορική εξίσωση

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\varphi}{dr} \right) = \frac{I}{\varepsilon_0 c \pi a^2} \frac{m c^2 + e\varphi(r)}{\sqrt{2m c^2 e\varphi(r) + [e\varphi(r)]^2}}, \quad (2.166)$$

η οποία προσδιορίζει το δυναμικό, με βάση την παραδοχή ομοιόμορφης ρευματικής πυκνότητας. Εάν, αντί για το δυναμικό, χρησιμοποιηθεί ο σχετικιστικός συντελεστής $\gamma(r)$, η ανωτέρω εξίσωση μπορεί να μετασχηματιστεί ως

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\gamma}{dr} \right) = \frac{eI}{\varepsilon_0 m c^3 \pi a^2} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2} \right)^{-1/2}. \quad (2.167)$$

Οι παραστάσεις αυτές ολοκληρώνονται αριθμητικά. Σε μη σχετικιστική περιοχή, όπου $bc = (2e\varphi/m)^{1/2}$, η εξίσωση (2.166) γράφεται

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\varphi}{dr} \right) = \frac{I}{\varepsilon_0 c \pi a^2 (2e/mc^2)^{1/2}} \varphi^{-1/2}. \quad (2.168)$$

Για απλότητα μπορούμε να υποθέσουμε ότι η ηλεκτρονική δέσμη πληροί τον αδρανή χώρο, έτσι ώστε η ακτίνα της είναι $r = a = b$. Με την παραδοχή αυτή παραλείπουμε τον όρο $1 + 2\ln(b/a)$, ο οποίος εμφανίζεται όταν $a < b$ (βλ. εξ. (2.118)). Θεωρώντας ότι $\varphi = 0$ στο κέντρο της δέσμης, καταλήγουμε ότι η ανωτέρω εξίσωση έχει λύση την

$$\varphi(r) = \left(\frac{9I}{16\pi\varepsilon_0 c \sqrt{2e/mc^2}} \right)^{2/3} \left(\frac{r}{a} \right)^{4/3}. \quad (2.169)$$

Υποθέτοντας ότι στο εξωτερικό μανδύα της δέσμης η ενέργεια είναι $\varphi(a) = \varphi_a$, υπολογίζουμε τη διελευσιμότητα της δέσμης ως

$$k = \frac{I}{\varphi_a^{3/2}} = \frac{16\pi\sqrt{2}}{9 \cdot 120\pi\sqrt{mc^2/e}} \approx 29.3 \cdot 10^{-6} [\text{A} \cdot \text{V}^{-3/2}], \quad (2.170)$$

όταν αναφερόμαστε σε ηλεκτρόνια. Η θεώρηση αυτή δίνει την τιμή του ρεύματος εκείνη, για την οποία έχουμε οριακό σχηματισμό εικονικής καθόδου στο κέντρο της ηλεκτρονικής δέσμης. Οι Olson και Roukey ([22]) κατέληξαν στο γενικότερο σχετικιστικό τύπο

$$\blacktriangleright I_L \approx I_0 \frac{\beta(\gamma-1)}{1+2\ln(b/a)}, \quad (2.171)$$

ο οποίος εκφράζει το μέγιστο ρεύμα δέσμης σε άπειρο μαγνητικό πεδίο, με την ενέργεια των ηλεκτρονίων στο κέντρο της δέσμης οριακά να μηδενίζεται. Ωστόσο, η γενική αναλυτική λύση της (2.168) φανερώνει πως η μέγιστη διέλευση ρεύματος συμβαίνει όταν το δυναμικό στον άξονα της δέσμης δεν είναι μηδέν, αλλά ελαφρώς μεγαλύτερο, περίπου $0.174\varphi_\alpha$. Η διελευσιμότητα της δέσμης (όταν $r=a=b$ και $\varphi(0)=0.174\varphi_\alpha$) είναι σχετικά μεγαλύτερη και έχει την τιμή

$$k_m \approx 32.4 \cdot 10^{-6} [\text{A} \cdot \text{V}^{-3/2}]. \quad (2.172)$$

Σύμφωνα με τους Bogdankevich και Rukhadze ([23]), η μέγιστη τιμή του ρεύματος ηλεκτρονικής δέσμης υπολογίζεται από την (2.167) ως

$$\blacktriangleright I_L \approx I_0 \frac{(\gamma^{2/3}-1)^{3/2}}{1+2\ln(b/a)}, \quad (2.173)$$

ενώ οι Nation και Read ([24]) προτείνουν την έκφραση

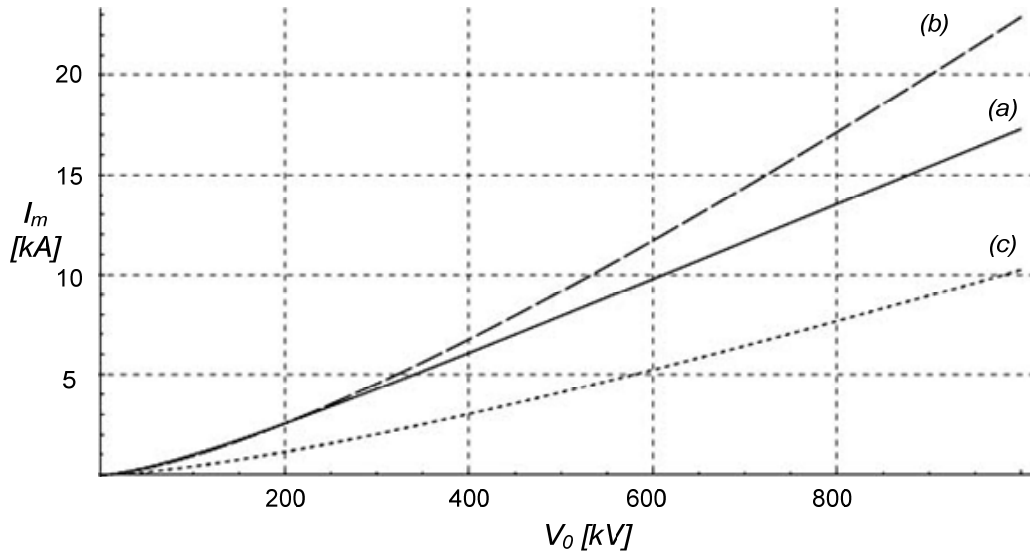
$$\blacktriangleright I_L \approx 8.5 \frac{(\gamma^{2/3}-1)^{3/2}}{\ln(b/a)} [\text{kA}], \quad (2.174)$$

για δέσμες που δεν καταλαμβάνουν ολόκληρο το χώρο διέλευσης. Στην περίπτωση που $a=b$, στην έντονα σχετικιστική περιοχή, η έκφραση των Bogdankevich και Rukhadze προσεγγίζει το μαγνητικό οριακό ρεύμα Alfvén, $I_A = I_0 \beta \gamma$. Υπενθυμίζουμε ότι η χαρακτηριστική ποσότητα I_0 ορίστηκε ως $4\pi\epsilon_0 mc^3 / e$, με τιμή περίπου 17kA για τα ηλεκτρόνια. Οι τρεις εκφράσεις οριακού ρεύματος δέσμης απεικονίζονται στην Εικ. 2.23, για λόγο $b/a=1.5$.

Για τη γενικευμένη περίπτωση «κούφιας» ηλεκτρονικής δέσμης με εσωτερική ακτίνα r_{min} και εξωτερική ακτίνα r_{max} , εντός κυλίνδρου ακτίνας b , ο παρονομαστής των εξισώσεων για το μέγιστο ρεύμα μπορεί να αντικατασταθεί από την ποσότητα ([17])

$$1 - f(\varepsilon) + 2\ln(b/r_{max}), \quad (2.175)$$

όπου



Εικ. 2.23: Μέγιστο ρεύμα ηλεκτρονικής δέσμης, εντός απείρου μαγνητικού πεδίου, χωρίς εξουδετέρωση φορτίου. (a) Olson και Poukey, 1974. (b) Bogdankevich και Rukhadze, 1971. (c) Nation και Read, 1973. Λόγος $b/a=1.5$.

$$f(\varepsilon) = \frac{(1-\varepsilon)^2}{1-\varepsilon/2} \left| \frac{\ln(1-\varepsilon)}{\varepsilon} \right|, \quad (2.176)$$

με $\varepsilon = r_{max} - (r_{min}/r_{max})$.

Πόσο ισχυρό πρέπει να είναι το «άπειρο» μαγνητικό πεδίο στην παραπάνω θεώρηση περιορισμένης ηλεκτρονικής δέσμης; Προκειμένου να διατηρείται σχετικά σταθερή η διατομή της δέσμης, το απαιτούμενο μαγνητικό πεδίο πρέπει να είναι τουλάχιστον [6]

$$B_{inf} \sim \frac{0.34}{r_b} \sqrt{\frac{I_b}{8.5\beta\gamma}} \text{ [T]}, \quad (2.177)$$

με το ρεύμα της δέσμης, I_b , να εκφράζεται σε kA, ενώ η ακτίνα της δέσμης, r_b , σε cm. Μία δέσμη 1kA, ακτίνας 1cm, με ενέργεια 500keV, θα απαιτούσε ένα μαγνητικό πεδίο περίπου 100mT για να παραμένει συγκεντρωμένη. Το απαιτούμενο μαγνητικό πεδίο εστίασης αυξάνεται σημαντικά, καθώς μειώνεται η κινητική ενέργεια της δέσμης.

2.9. Μηχανισμοί Ηλεκτρονικής Εκπομπής

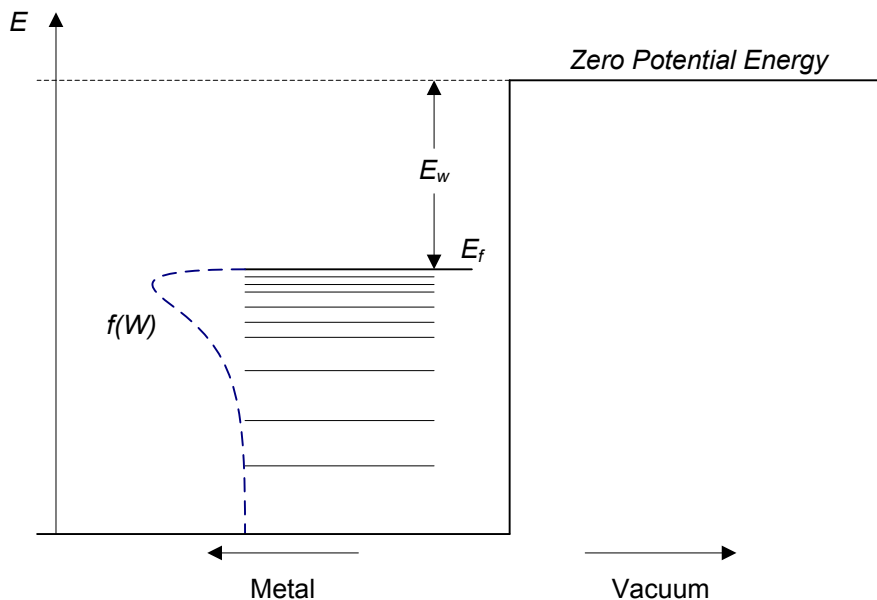
Με τον όρο ηλεκτρονική εκπομπή αναφερόμαστε στα ηλεκτρόνια εκείνα που αποκτούν ικανή ενέργεια, ώστε να αποδεσμευτούν από μία μεταλλική επιφάνεια και να διαφύγουν, θεωρητικά, στο άπειρο. Ένα μεταλλικό σώμα μπορεί να μοντελοποιηθεί σαν ένα πηγάδι δυναμικού, με τα ηλεκτρόνια να έχουν μία κατανομή ενέργειας που δίνεται από την κατανομή Fermi-Dirac:

$$f(W)dW = \frac{\pi \left(\frac{8m_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} W^{\frac{1}{2}} dW}{\exp\left(\frac{W - E_f}{kT}\right) + 1} \quad (2.178)$$

Σε θερμοκρασία απολύτου μηδενός, τα ηλεκτρόνια στο σώμα του μετάλλου καταλαμβάνουν ενεργειακές στάθμες μέχρι το επίπεδο Fermi, με ενέργεια

$$E_f = \frac{h^2}{2m_e} \left(\frac{3n_e}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.179)$$

Η διαφορά ενέργειας, από τη στάθμη Fermi έως την κορυφή του πηγαδιού δυναμικού, καλείται και *έργο* ή *ενέργεια εξόδου* (work function), E_w .



Εικ. 2.24: Οι ενεργειακές στάθμες στο μέταλλο και το κενό, σε θερμοκρασία απολύτου μηδενός. Για να απομακρυνθεί ένα ηλεκτρόνιο από το μέταλλο και να διαφύγει στο κενό, θα πρέπει να του προσφερθεί ενέργεια τουλάχιστον ίση με E_w .

Αναλόγως του τρόπου με τον οποίο γίνεται η αποδέσμευση των ηλεκτρονίων από το μεταλλικό σώμα, μπορούμε να κατηγοριοποιήσουμε την ηλεκτρονική εκπομπή σε *θερμιονική* (thermionic), *εκπομπή πεδίου* ή *ψυχρή* (field ή cold emission), *θερμιονική ενισχυόμενη από πεδίο* ή *Schottky* (field assisted thermionic ή T-F) και *φωτοηλεκτρική* (photo-electric). Ηλεκτρονική εκπομπή μπορεί επίσης να προκληθεί από βομβαρδισμό του μετάλλου με ηλεκτρόνια, άτομα ή ιόντα, οπότε έχουμε να κάνουμε με περιπτώσεις *δευτερεύουσας* ηλεκτρονικής εκπομπής και ηλεκτρονική εκπομπή τύπου Auger. Οι σημαντικότερες μορφές ηλεκτρονικής εκπομπής είναι η θερμιονική εκπομπή, η εκπομπή πεδίου και η εκπομπή T-F, τις οποίες θα εξετάσουμε ακολούθως. Στην περίπτωση της φωτοηλεκτρικής εκπομπής, το προσπίπτον φωτόνιο πρέπει να έχει ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια E_w . Υπό αυτές τις συνθήκες υπάρχει πεπερασμένη πιθανότητα το φωτόνιο να μεταφέρει την ενέργειά του σε

ένα ηλεκτρόνιο της στάθμης Fermi ή και χαμηλότερης, με αποτέλεσμα να το ωθήσει έξω από το χώρο του μετάλλου. Αντίστοιχα, προσπίπτοντα σωματίδια μπορούν να προκαλέσουν δευτερεύουσα ηλεκτρονική εκπομπή, όμως η κινητική τους ενέργεια πρέπει να είναι αρκετά μεγάλη, της τάξης των keV. Η πρόσπτωση ιονισμένων ατόμων ή ατόμων σε διεγερμένες καταστάσεις, με ενέργεια διέγερσης μεγαλύτερης της E_w , μπορεί να οδηγήσει στην αποδιέγερσή τους, με ταυτόχρονη έκλυση ενός φωτονίου, το οποίο έχει ενέργεια ικανή να ωθήσει ένα άλλο ηλεκτρόνιο έξω από το χώρο του μετάλλου. Το φαινόμενο αυτό είναι η ηλεκτρονική εκπομπή τύπου Auger.

2.9.1. Θερμιονική Εκπομπή

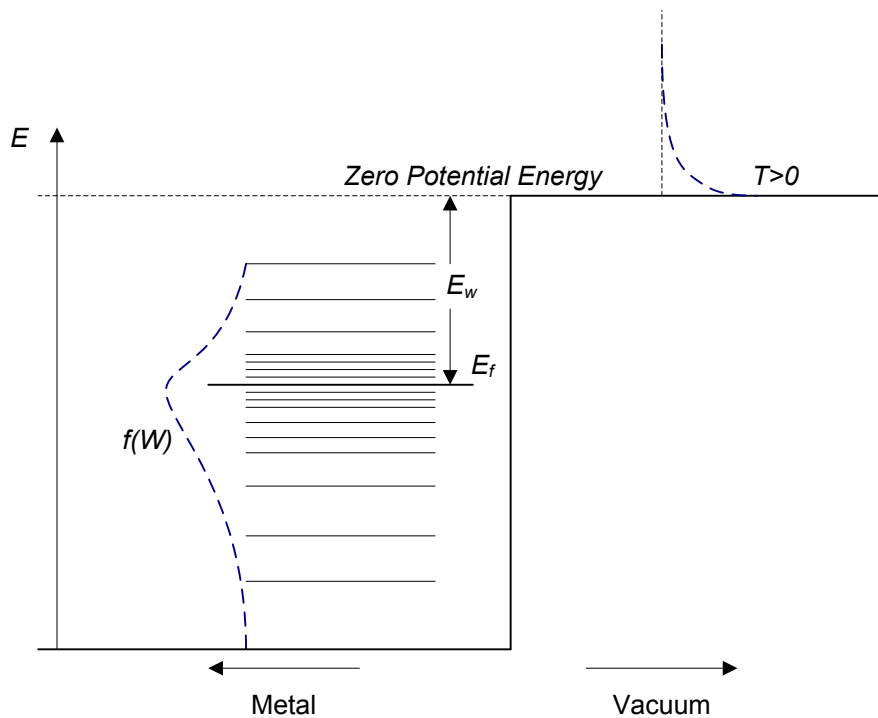
Αυξάνοντας τη θερμοκρασία του μετάλλου, τα ηλεκτρόνια στο μέταλλο καταλαμβάνουν στάθμες υψηλότερες από τη στάθμη Fermi και αυξάνεται ο αριθμός των ηλεκτρονίων, που μπορεί να αποκτήσουν κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια εξόδου. Το φαινόμενο μελετήθηκε από τους Richardson και Dushman στις αρχές του προηγούμενου αιώνα. Ο Richardson το 1901 [25] παρατήρησε ότι το ρεύμα από ένα θερμαινόμενο νήμα αυξάνει με μη γραμμικό τρόπο συναρτήσει της θερμοκρασίας και το 1911 κατέληξε στη σχέση, την οποία αναθεώρησε αργότερα ο Dushman [26] και αποτελεί το νόμο *Richardson-Dushman* για τη θερμιονική εκπομπή:

$$\blacktriangleright J_T = AT^2 \exp\left(-\frac{E_w}{kT}\right). \quad (2.180)$$

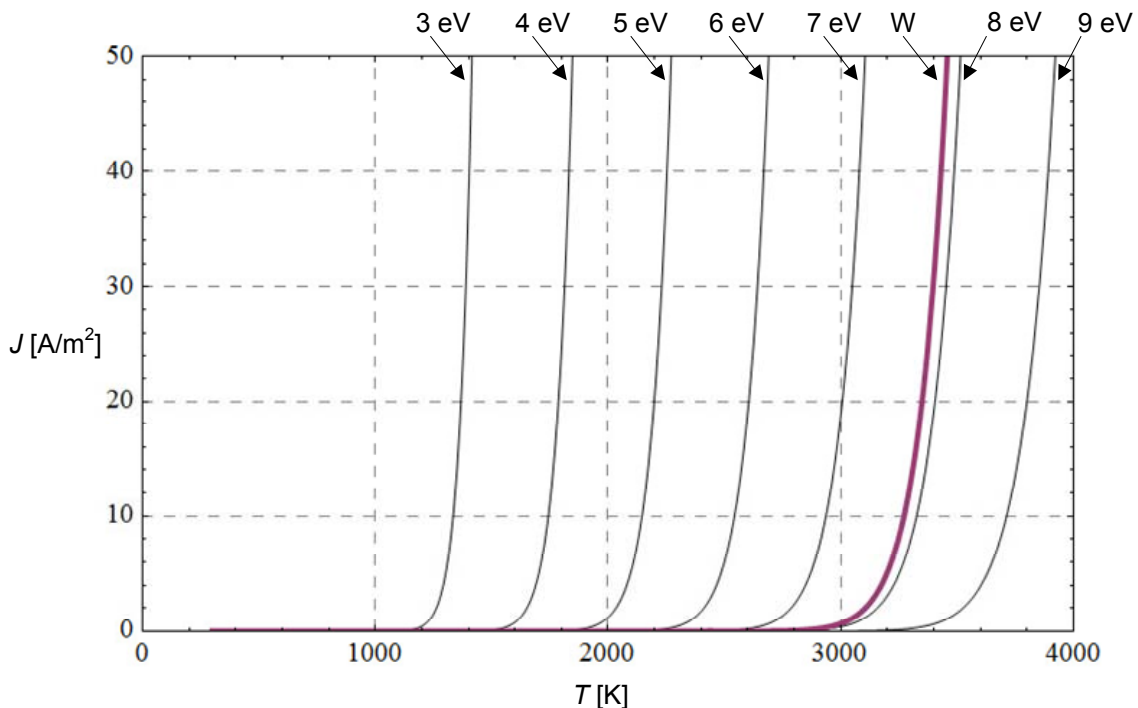
Στην ανωτέρω έκφραση, A είναι η σταθερά της θερμιονικής εκπομπής και ισούται με

$$A = \frac{4\pi em_e k^2}{h^3} \cong 1.2 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}, \quad (2.181)$$

ενώ με T συμβολίζουμε την απόλυτη θερμοκρασία και με k τη σταθερά Boltzmann, η οποία στις κατάλληλες μονάδες είναι $8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$. Με h συμβολίζεται η σταθερά του Planck, e είναι το στοιχειώδες φορτίο και m_e η μάζα του ηλεκτρονίου. Η θερμιονική εκπομπή παίζει σημαντικό ρόλο σε θερμοκρασίες ιδιαίτερα υψηλές, της τάξης των εκατοντάδων ή και χιλιάδων βαθμών Kelvin, και εξαρτάται σημαντικά από το έργο εξόδου του ηλεκτρονίου από το σώμα του μετάλλου, E_w . Ας σημειωθεί ότι το συνηθέστερα χρησιμοποιούμενο μέταλλο στις θερμιονικές καθόδους είναι το βολφράμιο, W, με σημείο τήξης 3695K και δυναμικό πρώτου ιονισμού ίσο με 7.86 eV και το ρήνιο, Re, με σημείο τήξης 3459K και δυναμικό πρώτου ιονισμού ίσο με 7.83 eV [27].



Εικ. 2.25: Η θερμιοική εκπομπή: Αυξάνοντας τη θερμοκρασία του μετάλλου ένας αριθμός ηλεκτρονίων μπορεί να αποκτήσει ενέργεια μεγαλύτερη από E_w και να διαφύγει από το μέταλλο.



Εικ. 2.26: Η θερμιοική εκπομπή γίνεται αξιόλογη για πολύ μεγάλες θερμοκρασίες, αναλόγως πάντα της ενέργειας εξόδου ενός ηλεκτρονίου από το μέταλλο. Το βολφράμιο πρέπει να θερμανθεί σε θερμοκρασίες κοντά στο σημείο τήξης, προκειμένου να λάβουμε πολύ μεγάλα θερμοιοικά ρεύματα.

2.9.2. Εκπομπή Πεδίου

Στην περίπτωση που επιβληθεί ένα ηλεκτρικό πεδίο E , η ενέργεια στο χώρο έξω από το μέταλλο μειώνεται με κλίση eE . Το φράγμα δυναμικού μειώνεται κατά την ποσότητα [28], [29]:

$$\Delta W = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (2.182)$$

όπως παρουσιάζεται και στην Εικ. 2.27. Ο συντελεστής αυτός καλείται και *συντελεστής ενίσχυσης Schottky*. Η παρουσία ισχυρού εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου μειώνει επίσης το εύρος του φράγματος δυναμικού, ώστε κάποια ηλεκτρόνια να έχουν μη μηδενική πιθανότητα να το διέλθουν, κατά το *φαινόμενο σήραγγος* (tunneling effect), όπως απεικονίζεται και στην Εικ. 2.27. Εάν η θερμοκρασία είναι $T=0$, τότε η πιθανότητα που έχουν τα ηλεκτρόνια να διέλθουν το φράγμα δυναμικού εκφράζεται από τη σχέση *Fowler-Nordheim* για την *εκπομπή πεδίου* (field emission) ή *ψυχρή εκπομπή* (cold emission) [30] και δίνεται από την

$$\blacktriangleright J_F = CE^2 \exp\left(-\frac{D}{E}\right). \quad (2.183)$$

Στην έκφραση αυτή, E είναι το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή της επιφάνειας του μετάλλου, ενώ οι συντελεστές C και D δίνονται από τις σχέσεις [28]

$$C = \frac{e^3 E_f^{1/2}}{2\pi h (E_f + E_w) E_w^{1/2}} \quad (2.184)$$

και

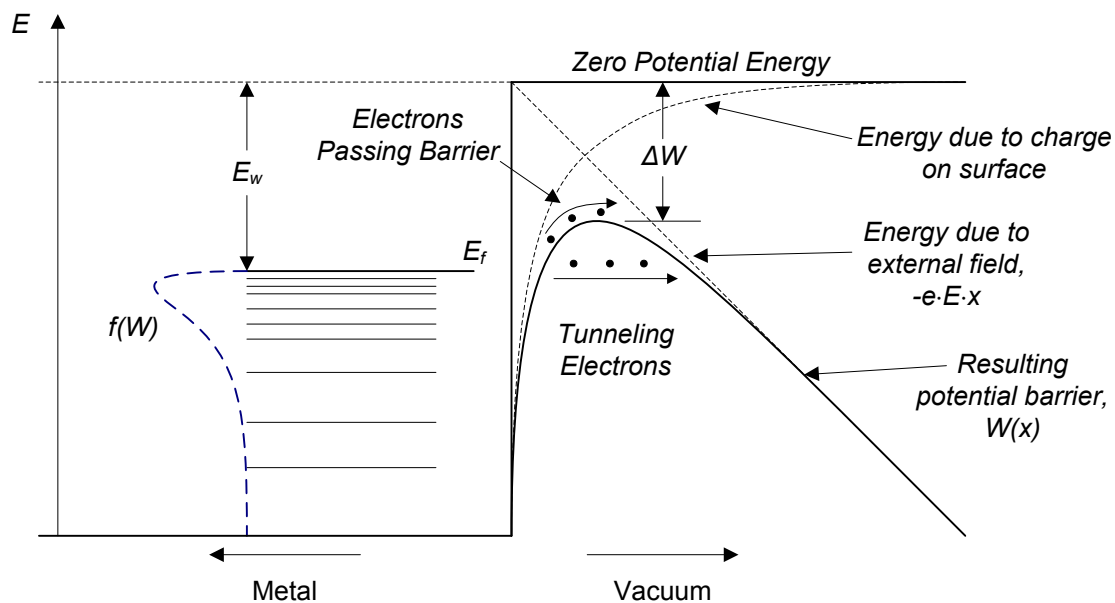
$$D = \frac{8\pi (2m_e)^{1/2} E_w^{3/2}}{3he}. \quad (2.185)$$

Στις ανωτέρω εκφράσεις, h είναι η σταθερά του Planck, E_w είναι το έργο εξόδου από το μέταλλο, E_f είναι η ενέργεια Fermi, e το στοιχειώδες φορτίο και m_e η μάζα του ηλεκτρονίου.

Η εξίσωση Fowler-Nordheim γράφεται και ως [31]

$$J_F = 6.2 \cdot 10^6 \frac{E_f^{1/2}}{(E_f + E_w) E_w^{1/2}} E^2 \exp\left(-6.8 \cdot 10^6 \frac{E_w^{3/2}}{E}\right) [\text{A/cm}^2], \quad (2.186)$$

όπου οι ενέργειες E_w και E_f είναι σε eV και E η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σε V/cm. Η σχέση Fowler-Nordheim για την εκπομπή πεδίου φανερώνει ότι απαιτούνται πεδιακές εντάσεις της τάξης των 10^8 V/cm, προκειμένου να λάβουμε ηλεκτρονικές πυκνότητες στην περιοχή των 10^2 - 10^3 A/cm².



Εικ. 2.27: Η εκπομπή πεδίου: Το εξωτερικά επιβαλλόμενο πεδίο μειώνει το φράγμα δυναμικού και επιτρέπει ηλεκτρόνια να το διέλθουν και να εγκαταλείψουν το μέταλλο. Επίσης αυξάνει την πιθανότητα εμφάνισης φαινομένου σήραγγος.

Θεωρώντας ότι η διαχωριστική επιφάνεια μετάλλου – κενού βρίσκεται στη θέση $x=0$, η έκφραση του φράγματος δυναμικού για το ηλεκτρόνιο, παρουσία εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, γίνεται ([29], [31]):

$$W(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x} - eEx. \quad (2.187)$$

Στην παραπάνω έκφραση, ο δεύτερος όρος προέρχεται από το επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο, ενώ ο πρώτος όρος αποτελεί τη δυναμική ενέργεια του σωματιδίου, λόγω του αντίθετου σε πρόσημο φορτίου που συγκεντρώνεται στην επιφάνεια του μετάλλου, το οποίο ισοδυναμεί με ένα είδωλο στη θέση $-x$ εντός του μετάλλου. Συνυπολογίζοντας την επίδραση του εικονικού φορτίου, ο νόμος της εκπομπής πεδίου πρέπει να διορθωθεί κατά έναν παράγοντα ([31])

$$a = (1 - y)^{1/2}, \quad (2.188)$$

όπου

$$y = 3.8 \cdot 10^{-4} \frac{E^{1/2}}{E_w} (1 - y)^{1/2}. \quad (2.189)$$

2.9.3. Συνδυασμένη Εκπομπή

Ο συνδυασμός της θερμονικής εκπομπής και της εκπομπής πεδίου αποτελεί την ηλεκτρονική εκπομπή $T-F$ ή εκπομπή *Schottky*. Η συνεργιστική δράση ηλεκτρικού πεδίου και

Θερμιονικής εκπομπής έχει ως αποτέλεσμα τη ραγδαία αύξηση της ρευματικής πυκνότητας που παρατηρείται. Μία προσεγγιστική σχέση για την εκπομπή T-F δίνεται από τον Hantzsche στην [32], όπου η ρευματική πυκνότητα υπολογίζεται από την

$$\blacktriangleright J_{TF} \cong (AT^2 + BE^{9/8}) \exp\left(-\left(\frac{T^2}{C} + \frac{E^2}{D}\right)^{-1/2}\right), \quad (2.190)$$

στην οποία οι συντελεστές A , B , C και D μπορούν να βρεθούν σε πίνακες στις [28] και [32]. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι στο χαλκό, με ενέργεια εξόδου $E_w=4.5\text{eV}$, σε θερμοκρασία 2000K (με μηδενικό επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο), η θερμιονική πυκνότητα ρεύματος από την (2.180) προκύπτει περίπου $J_T=22 \text{ A/m}^2$. Αν το ηλεκτρικό πεδίο είναι $2 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ (σε θερμοκρασία απολύτου μηδενός), η ηλεκτρονική εκπομπή πεδίου από την (2.183) είναι $J_F=3.9 \text{ A/m}^2$. Ωστόσο, αν οι παράγοντες θερμοκρασία και ηλεκτρικό πεδίο δράσουν ταυτόχρονα, η συνδυασμένη εκπομπή T-F γίνεται $J_{TF}=1.2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$. Από την παρατήρηση αυτή καθίσταται εμφανές πως ο συνδυασμός θερμιονικής εκπομπής και ηλεκτρικού πεδίου οδηγεί σε σημαντική ενίσχυση της ρευματικής πυκνότητας.

Υπάρχει ωστόσο ένα κρίσιμο σημείο και αφορά τις απαραίτητες πεδιακές εντάσεις, που πρέπει να επιβάλλονται σε μία δίοδο, για να λαμβάνουμε αξιόλογες τιμές ρεύματος ηλεκτρονικής εκπομπής. Όπως είδαμε και από το προηγούμενο παράδειγμα, ακόμα και για τεράστιες πεδιακές εντάσεις, της τάξης των 10^9 V/m , το ρεύμα εκπομπής πεδίου είναι πολύ μικρό, μερικά μόνο A/m^2 . Η παραπάνω πεδιακή ένταση ισοδυναμεί πρακτικά με την εφαρμογή τάσης 10MVolt σε μία επίπεδη δίοδο, της οποίας οι οπλισμοί απέχουν μόλις 1cm. Αντιλαμβανόμαστε ότι κάτι τέτοιο είναι αδύνατο από κάθε άποψη (μέγεθος τάσης, διηλεκτρική αντοχή). Ωστόσο, η εκπομπή πεδίου αποτελεί συνήθη πρακτική εκπομπής ηλεκτρονίων από καθόδους, ακόμα και σε θερμοκρασίες δωματίου, πολύ μακριά δηλαδή από την περιοχή καταλυτικής αύξησης της ηλεκτρονικής εκπομπής λόγω του θερμιονικού φαινομένου. Ο λόγος που η εκπομπή πεδίου βρίσκει πρακτική εφαρμογή, ακόμα και σε μικρές τάσεις διόδων, είναι η *τοπική ενίσχυση της πεδιακής έντασης* από οξείες γεωμετρίες και άλλες μη ιδανικότητες που βρίσκονται στην επιφάνεια του μετάλλου. Το χαρακτηριστικό μέγεθος, όπως θα δούμε στη συνέχεια, είναι ο *συντελεστής ενίσχυσης πεδίου* (field enhancement factor).

2.10. Ο Παράγοντας Ενίσχυσης της Πεδιακής Έντασης

Η σχέση (2.183), που αφορά την εκπομπή πεδίου σε χαμηλή θερμοκρασία, καθώς και η σχέση (2.190) για τη συνδυασμένη εκπομπή T-F λαμβάνουν ικανοποιητικές τιμές, όταν η πεδιακή ένταση είναι πολύ μεγάλη. Για παράδειγμα, στη απλή εκπομπή πεδίου σε χαμηλή θερμοκρασία, μία εντελώς απλοποιημένη έκφραση με προσεγγιστικούς συντελεστές (τάξεις μεγέθους) είναι η εξής [30]:

$$J_F \cong 10^{-6} E \exp\left(-\frac{10^9}{E}\right). \quad (2.191)$$

Η ανωτέρω έκφραση δίνει ικανοποιητικές ρευματικές πυκνότητες ($>10\text{A}/\text{cm}^2$) για πεδιακές εντάσεις της τάξης των $10^{10}\text{V}/\text{m}$ ή και παραπάνω. Ακόμα και στην περίπτωση ηλεκτρονικής εκπομπής T-F, που οι συντελεστές προσαύξησης, λόγω της συνδυασμένης δράσης θερμοϊονικής εκπομπής και ηλεκτρικού πεδίου, είναι της τάξης του 10^4 , οι απαιτούμενες πεδιακές εντάσεις έχουν τιμή πολύ υψηλή. Συνεπώς τίθεται το ερώτημα πώς γίνεται να έχουμε αποτελεσματικές καθόδους εκπομπής πεδίου, από τη στιγμή που τόσο μεγάλες πεδιακές εντάσεις είναι αδύνατον να οδηγηθούν σε διόδους. Συγκεκριμένα, εφαρμόζουμε στην κάθοδο τάση δεκάδων ή εκατοντάδων kV, ενώ η απόσταση της ανόδου είναι της τάξης των λίγων εκατοστών, γεγονός που θα έδινε πεδιακές εντάσεις στην περιοχή των $10^7\text{V}/\text{m}$. Η απάντηση βρίσκεται στο γεγονός της ενίσχυσης του ηλεκτρικού πεδίου από οξείες γεωμετρίες, όπως αιχμές ή λεπτές βελόνες στην επιφάνεια του αγωγού αλλά και από περιοχές της επιφάνειας, στις οποίες επικάθονται σωματίδια μονωτικών υλικών.

Αν υποθέσουμε ότι σε μία δίοδο απείρων πλακών που απέχουν απόσταση d εφαρμόσουμε διαφορά δυναμικού V , τότε το ηλεκτρικό πεδίο στην επιφάνεια των ηλεκτροδίων, όπως και παντού στο χώρο, θα είναι $E=V/d$. Σε περιοχές όμως της επιφάνειας με ανομοιομορφία, το ηλεκτρικό πεδίο αλλοιώνεται και παρουσιάζει μεγαλύτερη τιμή, η οποία μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\blacktriangleright E = \beta \frac{V}{d}. \quad (2.192)$$

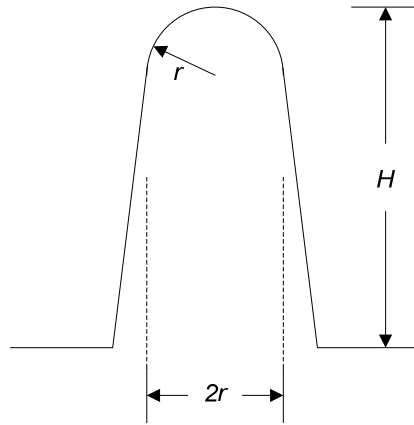
Ο συντελεστής β στην ανωτέρω έκφραση καλείται *συντελεστής ενίσχυσης πεδίου* (field enhancement factor). Οποιαδήποτε γεωμετρία ξεφεύγει από τη δίοδο απείρων παραλλήλων πλακών, στην οποία το ηλεκτρικό πεδίο ισούται με το λόγο V/d , εμφανίζει μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο μεγαλύτερο από την τιμή αυτή, σε κάποια περιοχή του χώρου. Οι περιοχές αυτές συνήθως βρίσκονται στα σημεία ανώμαλης γεωμετρίας των ηλεκτροδίων.

2.10.1. Πεδιακή Ενίσχυση από Αιχμές

Η αιχμηρή προεξοχή σε μία επιφάνεια είναι μία έντονη γεωμετρία, στην οποία παρουσιάζεται πολύ ισχυρό φαινόμενο ενίσχυσης πεδίου. Εάν η γεωμετρία της αιχμής προσεγγίζει κύλινδρο με σφαιρική κεφαλή, όπως απεικονίζεται στην Εικ. 2.28, τότε, από την [28], ο συντελεστής ενίσχυσης της πεδιακής έντασης προκύπτει περίπου ίσος με

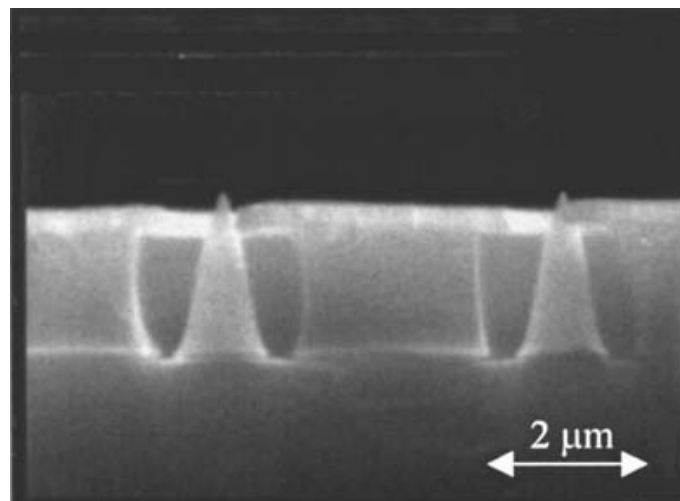
$$\blacktriangleright \beta \approx \frac{2\frac{H}{r} + 1}{\ln \left[4 \left(\frac{H}{r} + 5 \right) - 2 \right]}. \quad (2.193)$$

Ένας λόγος ύψους/ακτίνας ίσος με 10 συνεπάγεται πεδιακή ενίσχυση περίπου 5 φορές, ενώ ένας λόγος ίσος με 100 προκαλεί ενίσχυση του πεδίου κατά 33 φορές. Το ενισχυμένο πεδίο εμφανίζεται στην άκρη της αιχμής.



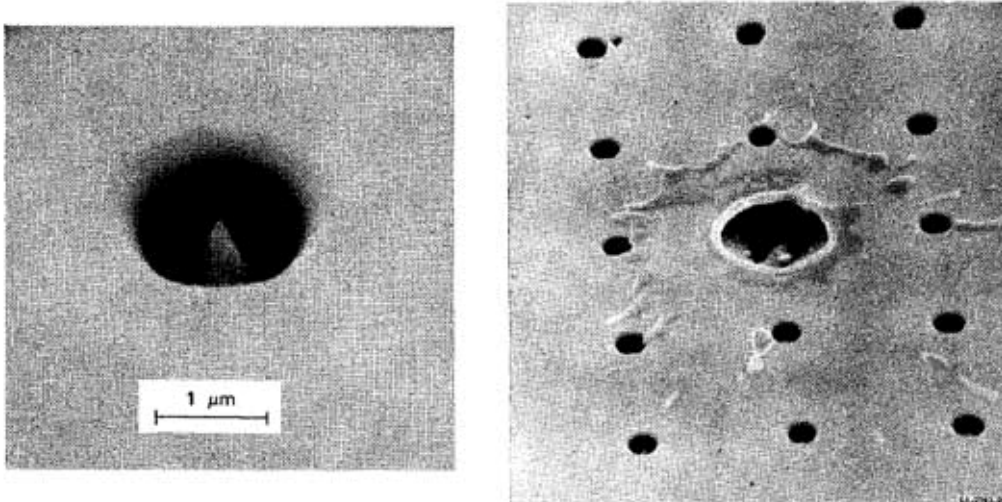
Εικ. 2.28: Τυπική προσεγγιστική γεωμετρία αιχμής.

Οι αιχμές, με την ιδιότητα της έντονης ενίσχυσης του ηλεκτρικού πεδίου, χρησιμοποιήθηκαν από τον Spindt σε καθόδους ψυχρής εκπομπής ηλεκτρονίων. Οι κάθοδοι ψυχρής εκπομπής τύπου Spindt ([33]) υλοποιούνται κατασκευάζοντας μικρομετρικές αιχμές σε μία τριστρωματική δομή μετάλλου - μονωτικού υλικού – μετάλλου, όπως εικονίζεται στην Εικ. 2.29. Με σύγχρονες τεχνολογίες μικροηλεκτρονικής, μπορεί να κατασκευαστεί μία συστοιχία τέτοιων μικρομετρικών ή νανομετρικών αιχμών, με ακτίνα μύτης εκατοντάδων ή και δεκάδων Å. Ως εκ τούτου, με μικρό επιβαλλόμενο πεδίο μεταξύ των ηλεκτροδίων, μπορούν να παρουσιάζονται ισχυρές πεδιακές εντάσεις, που να επιτρέπουν μεγάλα ρεύματα εκπομπής πεδίου από τη διάταξη.



Εικ. 2.29: Στοιχείο καθόδου τύπου Spindt (εγκάρσια τομή). Από την ([34]).

Η ηλεκτρονική εκπομπή πεδίου γίνεται από μία πολύ μικρή περιοχή στην άκρη της αιχμής, με αποτέλεσμα η διάταξη να είναι ευαίσθητη σε φαινόμενο Joule. Επιβάλλοντας μεγαλύτερη τάση και κατά συνέπεια εξαναγκάζοντας μεγαλύτερη ποσότητα ρεύματος να εκλυθεί από την κορυφή κάθε κώνου, η αιχμή εκρήγνυται λόγω υπερθέρμανσης και καταστρέφεται ολοσχερώς. Παράδειγμα κατεστραμμένου στοιχείου Spindt φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα. Αριστερά απεικονίζεται ένα κώνος της συστοιχίας, ενώ δεξιά απεικονίζεται ένα κατεστραμμένο στοιχείο. Μάλιστα η έκρηξη του κώνου έχει προκαλέσει κρατήρα, με υλικό να έχει τακεί και να έχει εξαπλωθεί ακτινικά του αρχικού σημείου.



Εικ. 2.30: Στοιχείο καθόδου τύπου Spindt (αριστερά) και στοιχείο που έχει καταστραφεί (δεξιά). Από την ([35]).

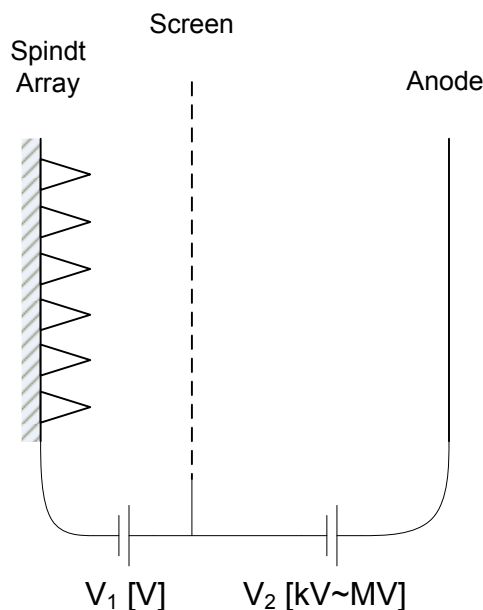
Κάθε μεμονωμένο στοιχείο έχει μία μέγιστη ικανότητα ρεύματος, της τάξης των μερικών δεκάδων ή και εκατοντάδων μA . Πάντοτε ανάλογα με τις διαστάσεις της αιχμής, τυπικά μέγιστα ρεύματα από κάθε κώνο μπορεί να φτάσουν τα $150\mu\text{A}$ ([35]), ενώ με βελτιωμένες καθόδους μπορούν να ληφθούν πάνω από $200\mu\text{A}$ από κάθε κώνο ([34]), χωρίς να προκληθεί μη αναστρέψιμη βλάβη στα στοιχεία. Το μέγιστο επιτρεπόμενο ηλεκτρικό πεδίο στην αιχμή προβλέπεται από το Nottingham effect για τήξη σημείου έντονης εκπομπής πεδίου ([35]),

$$\blacktriangleright E = 1.88 \cdot 10^6 \varphi^{1/2} T_c. \quad (2.194)$$

Στην ανωτέρω σχέση, το φ είναι το έργο εξόδου του μετάλλου σε eV και το T_c είναι η θερμοκρασία τήξης του μετάλλου.

Μία συστοιχία τύπου Spindt, με ένα στοιχείο εκπομπής ανά $3\mu\text{m}$, μπορεί να δώσει ρεύμα της τάξης των $100\mu\text{A}/(3\mu\text{m})^2 \cdot 10^4 = 1100\text{A}/\text{cm}^2$. Βελτιώνοντας την απόδοση κάθε κώνου και πυκνώνοντας τη συστοιχία μπορούμε να λάβουμε ακόμα μεγαλύτερες ρευματικές πυκνότητες. Η ιδιαιτερότητα των καθόδων ψυχρής εκπομπής είναι η ευαισθησία τους στο ισχυρό πεδίο, με αποτέλεσμα οι κάθοδοι αυτές να μπορούν να λειτουργούν μόνο σε μικρές τάσεις, της τάξης των λίγων εκατοντάδων Volt. Προκειμένου τα ηλεκτρονικά ρεύματα που εκλύονται να μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε μικροκυματικές λυχνίες υψηλής ισχύος, πρέπει να αποκτήσουν ενέργεια εκατοντάδων keV. Επομένως, για να χρησιμοποιηθεί μία συστοιχία Spindt σε μικροκυματική λυχνία, θα πρέπει να θωρακιστεί κατάλληλα από την υψηλή τάση, προκειμένου το ρεύμα εκπομπής πεδίου να μπορέσει να επιταχυνθεί στις απαιτούμενες ενέργειες.

Στις μικροκυματικές λυχνίες μέσης και υψηλής ισχύος, η τάση είναι να χρησιμοποιούνται θερμιονικές κάθοδοι ή κάθοδοι εκρηκτικής εκπομπής (explosive emission cathodes). Οι θερμιονικές κάθοδοι χρησιμοποιούν συνήθως μικρά μεταλλικά νήματα, τα οποία θερμαίνονται από συνεχές ρεύμα σε θερμοκρασίες λευκοκυρώσεως, οπότε εκλύουν ηλεκτρόνια μέσω του φαινομένου Richardson-Dushman.

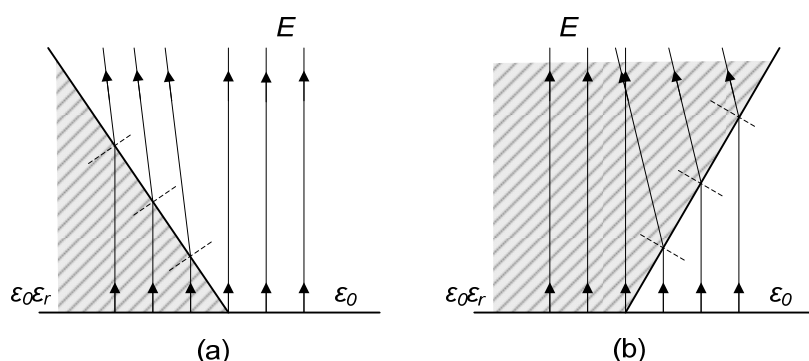


Εικ. 2.31: Συστοιχία Spindt για λυχνία υψηλής ισχύος.

Το μειονέκτημα των θερμιονικών καθόδων είναι ότι έχουν μικρή επιφάνεια εκπομπής και δεν μπορούν να αποδώσουν πολύ πυκνά ρεύματα, της τάξης των εκατοντάδων A/cm^2 , όπως απαιτούνται για την παραγωγή πολύ πυκνών ηλεκτρονικών δεσμών. Τυπικές klystron συνεχούς κύματος χρησιμοποιούν ηλεκτρονικές δέσμες μερικών δεκάδων A, οι οποίες επιταχύνονται σε ενέργειες δεκάδων ή εκατοντάδων keV. Στις klystron αυτές, όπως και σε άλλες λυχνίες μέσης ισχύος, η ηλεκτρονική δέσμη παράγεται συνήθως από θερμιονικές καθόδους. Στις λυχνίες υψηλής ισχύος απαιτούνται ηλεκτρονικές δέσμες με ρεύματα πολλών χιλιάδων A, τα οποία δεν μπορούν να ληφθούν από θερμιονικές καθόδους. Εν γένει, χρησιμοποιούνται κάθοδοι εκρηκτικής εκπομπής, οι οποίες υφίστανται διάσπαση από πολύ ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο και δημιουργούν στην επιφάνειά τους πολλαπλά σημεία τετηγμένου μετάλλου (όπως στην περίπτωση της Εικ. 2.30), τα οποία μετατρέπονται σε πλάσμα ατμών μετάλλου. Η έκρηξη της καθόδου προξενείται από τη μεγάλη πεδιακή ένταση, η οποία προκαλεί ισχυρό ρεύμα εκπομπής πεδίου από μικροσκοπικές περιοχές. Οι περιοχές αυτές στη συνέχεια τήκονται και παράγουν ένα πολύ θερμό πλάσμα, το οποίο τροφοδοτείται συνεχώς από το υλικό των ηλεκτροδίων. Κατά τη διαδικασία αυτή, το πλάσμα της καθόδου λειτουργεί ως πηγή απείρου θεωρητικά ρεύματος, το οποίο επιταχύνεται προς την άνοδο της λυχνίας. Το μειονέκτημα της εκρηκτικής εκπομπής είναι η *γεφύρωση* του διακένου της διόδου από το διαρκώς επεκτεινόμενο πλάσμα, με αποτέλεσμα τη βραχυκύκλωση των ηλεκτροδίων και τον τερματισμό του φαινομένου της επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων. Η γεφύρωση του διακένου εξαρτάται από το ηλεκτρικό πεδίο στο διάκενο, τη θερμοκρασία και το υλικό του πλάσματος και γίνεται με ταχύτητες της τάξης των $1\sim 10\text{cm}/\mu\text{sec}$. Η εκρηκτική εκπομπή ηλεκτρονίων από ψυχρές καθόδους είναι πολύ απλή μέθοδος παραγωγής ηλεκτρονικής δέσμης. Η δέσμη, ωστόσο, έχει μεγάλο θόρυβο και μεταβαλλόμενα χαρακτηριστικά, εξαιτίας της δυναμικής μεταβολής των χαρακτηριστικών της διόδου. Οι κάθοδοι εκπομπής πεδίου, όπως η συστοιχία Spindt, είναι καλύτερες εναλλακτικές λύσεις, διότι δεν καταστρέφονται, μπορούν να λειτουργήσουν για μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα και να παρέχουν ηλεκτρονικές δέσμες καλύτερων χαρακτηριστικών. Το μειονέκτημά τους είναι η αυξημένη πολυπλοκότητα στην κατασκευή τους και η ευαισθησία τους σε φαινόμενα υπερθέρμανσης Joule.

2.10.2. Το Τριπλό Σημείο (Triple Junction)

Το τριπλό σημείο είναι το σημείο ένωσης τριών υλικών με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης. Η συνηθέστερα απαντώμενη γεωμετρία είναι η ένωση ενός μετάλλου, ενός διηλεκτρικού υλικού και του αέρα ή του κενού. Θεωρώντας ότι το μέταλλο έχει άπειρη διηλεκτρική σταθερά, οι πεδιακές γραμμές είναι πάντα κάθετες στην επιφάνειά του. Το κενό ή ο αέρας έχουν σχετική διηλεκτρική σταθερά ίση με 1, ενώ το μονωτικό υλικό έχει διηλεκτρική σταθερά μεγαλύτερη της μονάδας. Στην ένωση των τριών υλικών, θεωρώντας ότι το μέταλλο είναι επίπεδο, μπορούμε να διακρίνουμε δύο γεωμετρίες. Η πρώτη γεωμετρία εικονίζεται στην Εικ. 2.32 (α), όπου το διηλεκτρικό μέσο σχηματίζει γωνία μικρότερη των 90° με τον αγωγό. Το φαινόμενο της διάθλασης, βάσει του νόμου του Snell, οδηγεί σε μία «απόκλιση» των πεδιακών γραμμών, κοντά στο σημείο της ένωσης. Διαισθητικά αντιλαμβανόμαστε ότι η φυσική της γεωμετρίας αυτής οδηγεί σε ελάττωση της έντασης του πεδίου στο σημείο της ένωσης.

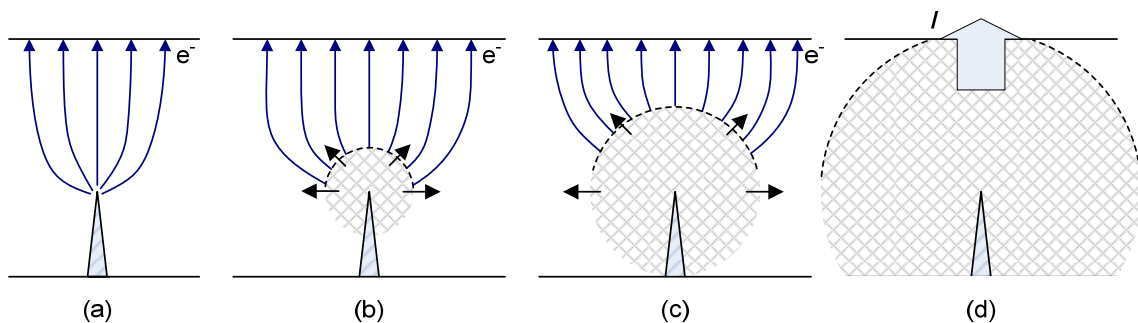


Εικ. 2.32: Η διάθλαση των πεδιακών γραμμών στο τριπλό σημείο.

Η άλλη περίπτωση στην ένωση τριπλού σημείου, παρουσιάζεται στην Εικ. 2.32 (β). Στη συγκεκριμένη γεωμετρία, το διηλεκτρικό μέσο σχηματίζει γωνία μεγαλύτερη των 90° με τον αγωγό. Ακολουθώντας τη διάθλαση των πεδιακών γραμμών, βλέπουμε ότι δημιουργείται μία περιοχή σύγκλισης, με τεμνόμενες γραμμές, γεγονός το οποίο, ως γνωστόν, δεν έχει φυσική έννοια. Αυτό που στην πραγματικότητα συμβαίνει είναι πολύ μεγάλη ενίσχυση του ηλεκτρικού πεδίου γύρω από την περιοχή του τριπλού σημείου. Συνέπεια αυτής της παραμόρφωσης του πεδίου, είναι η ενίσχυση της εκπομπής ηλεκτρονίων στο σημείο της ένωσης. Εφόσον η φαινομενική πεδιακή ενίσχυση είναι αρκετά μεγάλη, μπορεί να προκληθεί ηλεκτρική διάσπαση, που να πηγάζει από το τριπλό σημείο. Για το λόγο αυτό, κατά τη σχεδίαση μονωτήρων στήριξης ή διέλευσης, λαμβάνεται μέριμνα προκειμένου να αποφεύγονται σημεία ένωσης μετάλλου, αέρα και διηλεκτρικού, με τη γωνία αέρα-μετάλλου μικρότερη των 90° .

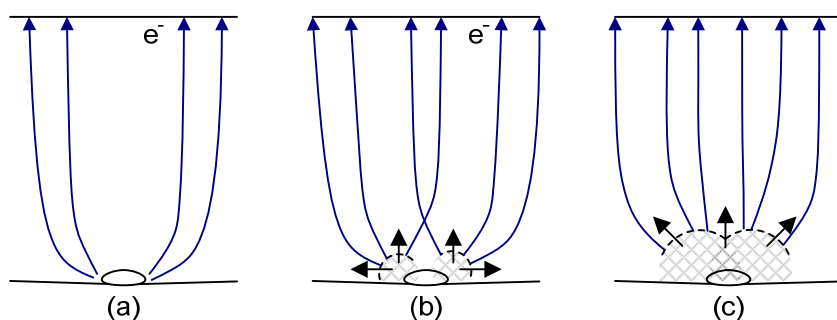
2.11. Η Ηλεκτρική Διάσπαση στο Κενό

Η διάσπαση ενός διακένου, που βρίσκεται σε κενό, ή *διάσπαση κενού (vacuum breakdown)* είναι ένα εντελώς διαφορετικό φαινόμενο από τη διάσπαση διακένων, τα οποία μονώνονται από διηλεκτρικά μέσα, όπως, για παράδειγμα, ατμοσφαιρικό αέρα. Στην περίπτωση του κενού, το «υλικό», που θα αποτελέσει τον αγώγιμο δρόμο για την εγκατάσταση του τόξου της ηλεκτρικής διάσπασης, προσφέρεται από τα ίδια τα ηλεκτρόδια.



Εικ. 2.33: Λόγω εκπομπής πεδίου, προκαλείται υπερθέρμανση του σημείου εκπομπής με συνέπεια την τήξη του μετάλλου και την παραγωγή πλάσματος.

Με την επιβολή της τάσης στο διάκενο, κάποια σημεία της καθόδου αρχίζουν να εκλύουν ηλεκτρόνια, σύμφωνα με τους νόμους της ηλεκτρονικής εκπομπής πεδίου, όπως εκφράζεται από τη σχέση *Fowler-Nordheim*. Η επιβολή τάσης στο διάκενο δημιουργεί πεδιακή ένταση, η οποία ενισχύεται τοπικά από μικροαιχμές (Εικ. 2.33) ή από τριπλά σημεία που παρουσιάζονται, λόγω ύπαρξης υπολειμμάτων στην επιφάνεια του ηλεκτροδίου (Εικ. 2.34).



Εικ. 2.34: Έναρξη διάσπασης σε τριπλό σημείο επιφανειακής πρόσμιξης.

Στις Εικ. 2.33 (α) και Εικ. 2.34 (α) η ενίσχυση πεδίου εμφανίζεται, για παράδειγμα, στην άκρη μίας αιχμής ή στο τριπλό σημείο μίας πρόσμιξης, προσκολλημένης στην επιφάνεια. Από την περιοχή αυτή ξεκινά η εκπομπή ηλεκτρονίων, η οποία είναι συνήθως πολύ περιορισμένης έκτασης. Αποτέλεσμα της εκπομπής πεδίου είναι η αύξηση της θερμοκρασίας της περιοχής, που εκλύει το ηλεκτρονικό ρεύμα, σε τόσο υψηλές θερμοκρασίες, που προκαλούν τήξη τόσο των οργανικών προσμίξεων, όσο και του ίδιου του μετάλλου της καθόδου. Σαν αποτέλεσμα (βλ. Εικ. 2.33 (b) και Εικ. 2.34 (b)), ένα μικροπλάσμα από ιονισμένα αέρια εμφανίζεται γύρω από την περιοχή που αρχικά παρείχε το ρεύμα εκπομπής πεδίου. Το πλάσμα αυτό, λόγω του ηλεκτροστατικού πεδίου αλλά και λόγω της θερμικής διάχυσης, επεκτείνεται προς όλες τις κατευθύνσεις και συνιστά μία ιδανική πηγή ηλεκτρονίων. Ας σημειώσουμε στο σημείο αυτό ότι η εξάπλωση του πλάσματος στο διάκενο είναι αρκετά σύνθετη και χαοτική διαδικασία, ωστόσο, χάριν απλούστευσης, θα θεωρούμε ότι γίνεται ομοιόμορφα και με σχετικά σταθερή ταχύτητα. Από το σημείο που η κάθοδος «καλύπτεται» σε έναν ικανό βαθμό από πλάσμα, η δίοδος μεταπίπτει από την κατάσταση εκπομπής *Fowler-Nordheim*, στην *space-charge limited* ηλεκτρονική εκπομπή. Το μέτωπο του πλάσματος λειτουργεί πλέον σαν ιδανική κάθοδος και, καθώς επεκτείνεται προς την άνοδο, βάσει του νόμου *Child-Langmuir*, όλο και περισσότερο ρεύμα προσπίπτει στην άνοδο (βλ. Εικ. 2.33

(c) και Εικ. 2.34 (c)). Πολύ συχνά, λόγω του συνεχώς αυξανόμενου ρεύματος της δίοδου, παρατηρείται τήξη της ανόδου και συμβολή στη σταδιακή γεφύρωση του διακένου με ανοδικό πλάσμα. Το φαινόμενο αυτό, ωστόσο, δεν απεικονίζεται στα απλουστευμένα σχηματικά διαγράμματα των προηγούμενων εικόνων.

Η διαρκής αύξηση του ρεύματος στη δίοδο, πάντα σε εξάρτηση από το νόμο Child-Langmuir και την ικανότητα οδήγησης από το εξωτερικό κύκλωμα, συνεισφέρει στην εντονότερη θέρμανση των ηλεκτροδίων και, τελικά, στη γεφύρωση του διακένου από πλάσμα. Στο σημείο αυτό (βλ. Εικ. 2.33 (d)), το διηλεκτρόδιο πλάσμα αποτελεί έναν αγωγό πολύ μικρής αντίστασης στη διέλευση του ρεύματος. Εφόσον η πηγή οδήγησης (εξωτερικό κύκλωμα), η οποία προκάλεσε τη διάσπαση του διακένου, έχει στη διάθεσή της ικανό φορτίο, θα συνεχίσει να ρέει ρεύμα στη δίοδο, το οποίο θα αποτελεί το *τόξο κενού* (*vacuum arc*). Με πολύ απλό τρόπο, επομένως, μπορούμε να προσεγγίσουμε την ηλεκτρική διάσπαση στο κενό σε τρία στάδια: Κατά πρώτον, μία μεγάλη επιβαλλόμενη τάση στη δίοδο προκαλεί εκπομπή πεδίου από ορισμένα σημεία με έντονη γεωμετρική ανωμαλία, που παρουσιάζουν μεγάλο συντελεστή πεδιακής ενίσχυσης. Στη συνέχεια, εφόσον το ρεύμα εκπομπής πεδίου είναι αρκετά ισχυρό, η κάθοδος τήκεται στα σημεία που επικρατούσε έντονη ηλεκτρονική εκπομπή. Το παραγόμενο πλάσμα εξαπλώνεται και αποτελεί μία δεξαμενή ηλεκτρονίων, που ωθούνται προς την άνοδο, ενώ η δίοδος πλέον κυβερνάται από τη θεωρία Child-Langmuir. Τέλος, με τη συμβολή της καθόδου αλλά ενίοτε και της ανόδου στο διηλεκτρόδιο πλάσμα, το διάκενο γεφυρώνεται και η *διάσπαση κενού* μεταπίπτει σε ηλεκτρικό *τόξο κενού*, ένα τόξο τετηγμένου μετάλλου, το οποίο διαρκώς τροφοδοτείται από τηκόμενο υλικό των ηλεκτροδίων.

2.12. Το Διηλεκτρόδιο Πλάσμα

Είδαμε στην περίπτωση της διάσπασης της δίοδου κενού, ότι, της πλήρους γεφύρωσης του διακένου, προηγείται η παραγωγή πλάσματος από τα ηλεκτρόδια, λόγω τοπικής τήξης υλικών. Είναι επόμενο τα υλικά των ηλεκτροδίων, για παράδειγμα ανοξειδωτος χάλυβας, αλουμίνιο ή χαλκός, να αποτελούν σημαντική παράμετρο στη συμπεριφορά της διάσπασης της δίοδου κενού. Τα μέταλλα, που χρησιμοποιούνται στα ηλεκτρόδια, ενδέχεται ακόμα να έχουν σημαντική ποσότητα προσροφημένων αερίων, όπως υδρογόνο (H , H_2), νερό (H_2O) και άλλα αέρια (CH_4 , NH_3). Επίσης, τα ηλεκτρόδια ενδέχεται να είναι επικαλυμμένα από οξειδία του μετάλλου, σε ύψος αρκετών ατομικών στοιβάδων, όπως επίσης να έχουν επικαθίσεις οργανικών και μη ενώσεων στην επιφάνειά τους. Το υλικό των ηλεκτροδίων, τα προσροφημένα αέρια και οι άλλοι παράγοντες παίζουν κρίσιμο ρόλο στην ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στη δίοδο και στη συμπεριφορά της κατάρρευσης του διακένου.

Με την επιβολή της τάσης, η κάθοδος της δίοδου κενού αρχίζει να καλύπτεται από πλάσμα τυπικά στις πρώτες λίγες δεκάδες nsec, ενώ η άνοδος αρχίζει να εκλύει πλάσμα λίγες δεκάδες nsec αργότερα ([36], [37]). Η ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος μεταλλικού ατμού είναι μικρή, της τάξης του 1cm/msec. Για παράδειγμα, στην [36] καταγράφονται ταχύτητες για τον ανοξειδωτο χάλυβα στα 0.4~0.5cm/msec, για ηλεκτρόδια χαλκού στα 0.55~0.65cm/msec και για ηλεκτρόδια από αλουμίνιο στα 0.8~0.95cm/msec. Η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος εξαρτάται και από τη θερμοκρασία, σύμφωνα με τη σχέση

$$v = \sqrt{k_B T / m} . \quad (2.195)$$

Η θερμοκρασία του πλάσματος είναι άμεση συνάρτηση του διερχόμενου ρεύματος. Συνεπώς, σε μία δίοδο Child-Langmuir, το ηλεκτρικό πεδίο και συνεπώς η επιβαλλόμενη τάση και η γεωμετρία των ηλεκτροδίων επηρεάζουν σημαντικά τη θερμική διάχυση του πλάσματος. Σε μικροκυματικές πηγές υψηλής ισχύος, όπως τους Vircators, οι επιβαλλόμενες τάσεις είναι της τάξης των εκατοντάδων kV, με αποτέλεσμα τα εμφανιζόμενα ηλεκτρικά πεδία να είναι εκατοντάδες kV/cm. Κάθοδοι καλυμμένοι από ύφασμα ή κάθοδοι από ανθρακονήματα εμφανίζουν ταχύτητες εξάπλωσης στην περιοχή των 2~3cm/μsec. Η τεχνική επικάλυψης των καθόδων με ιωδιούχο καίσιο, CsI, μειώνει δραματικά την ταχύτητα εξάπλωσης, διότι η μάζα των ατόμων Cs και I είναι σημαντικά μεγαλύτερη [38].

Ο Miller, [39], έχει παρουσιάσει μία εργασία σχετικά με τη συμπεριφορά καθόδων καλυμμένων με ύφασμα (velvet). Η διαδικασία ξεκινά με ηλεκτρική διάσπαση επάνω στην επιφάνεια ενός νήματος, εξαιτίας του έντονου ηλεκτρικού πεδίου που επικρατεί στην περιοχή. Το ηλεκτρικό πεδίο απορροφά το επιτρεπόμενο χωρικό ρεύμα, σύμφωνα με το νόμο των «3/2». Αυτό το ρεύμα προκαλεί υπερθέρμανση της στήλης πλάσματος, το οποίο εκτείνεται με τη θερμική ταχύτητα. Στην περίπτωση συστάδων (tufts) από ανθρακονήματα, οι οποίες απέχουν απόσταση d^* , η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος της καθόδου μπορεί να εκτιμηθεί από την

$$v = 100 \left(\frac{d^*}{d} \right)^{2/3} V^{1/2} \text{ [m/sec]}, \quad (2.196)$$

όπου d είναι η απόσταση ανόδου-καθόδου και V είναι η επιβαλλόμενη τάση σε Volt.

Συμπερασματικά, το κυριότερο ζήτημα που επηρεάζει τις καθόδους εκρηκτικής εκπομπής είναι η παραγωγή πλάσματος από τα ηλεκτρόδια, γεγονός που καταλήγει στη βραχυκύκλωση της δίοδου κενού. Σημαντικό ρόλο παίζει η καθαρότητα των ηλεκτροδίων. Η χρήση υλικών πολύ υψηλού κενού, ήτοι μεταλλικών εξαρτημάτων που έχουν υποστεί καθαρισμό και θερμική κατεργασία, βελτιώνει τους χρόνους κατάρρευσης του διακένου. Ωστόσο, τα μεταλλικά εξαρτήματα και συγκεκριμένα οι μεταλλικές κάθοδοι δεν προσφέρουν τα πλεονεκτήματα των καθόδων από ανθρακονήματα ή από ύφασμα, που είναι ο πολύ μεγαλύτερος αριθμός περιοχών ηλεκτρονικής εκπομπής και επομένως οι μεγαλύτερες ρευματικές πυκνότητες. Απεναντίας, τα υφάσματα και τα ανθρακονήματα, όσο καλή προεργασία καθαρισμού και να έχουν υποστεί, συγκρατούν πολύ μεγάλες ποσότητες προσροφημένων ελαφρών αερίων, κυρίως υδρογόνου, μεθανίου και υδρατμών. Συνεπώς, οι κάθοδοι αυτού του τύπου έχουν χρησιμότητα μόνο σε μικρούς ρυθμούς επανάληψης και για μικρό συνολικό αριθμό παλμών. Η επικάλυψη των καθόδων με ιωδιούχο καίσιο, CsI, προσφέρει μία θωράκιση από άτομα υψηλού ατομικού βάρους, τα οποία διατηρούν μικρές ταχύτητες εξάπλωσης, ακόμα και σε πολύ ισχυρά ηλεκτρικά πεδία. Σαν αποτέλεσμα, μπορούν να παρατηρηθούν πιο εκτεταμένοι σε διάρκεια μικροκυματικοί παλμοί [40]. Οι κάθοδοι αυτές αποτελούν εκτεταμένο πεδίο έρευνας στα μικροκύματα υψηλής ισχύος.

3. Μικροκύματα Υψηλής Ισχύος

Με τον όρο *Μικροκύματα Υψηλής Ισχύος* (High Power Microwaves - HPM) αναφερόμαστε στην παραγωγή ισχυρής ακτινοβολίας παλμικής φύσεως στην περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, που κατά παράδοση χαρακτηρίζεται *μικροκυματική ζώνη*, δηλαδή από 300 MHz έως 300 GHz. Ο όρος αυτός είναι ευρύς, ωστόσο ο διαχωρισμός μιας πηγής ως πηγής μικροκυμάτων υψηλής ισχύος μπορεί να γίνει σχετικά εύκολα από τις «παραδοσιακές» μικροκυματικές πηγές, όπως είναι η λυχνία klystron, η μαγνητρόνη, η λυχνία οδεύοντος κύματος (Traveling Wave Tube - TWT) και οι μικροκυματικές πηγές ημιαγωγών (solid state devices). Μία πηγή μικροκυμάτων υψηλής ισχύος είναι εν γένει μία λυχνία, που παράγει πάντοτε παλμική ισχύ με πολύ μικρό duty cycle ($<10^{-4}$) και χαμηλό repetition rate (\sim kHz), όμως η έξοδος μπορεί να φτάνει επίπεδα ισχύος εκατοντάδων MW ή και δεκάδων GW. Χρησιμοποιεί ηλεκτρονικές δέσμες συνήθως σχετικιστικές, δηλαδή ηλεκτρόνια που έχουν επιταχυνθεί σε ενέργειες 500keV ή και περισσότερο. Τα ρεύματα, τέλος, που οδηγούνται σε μία λυχνία μικροκυμάτων υψηλής ισχύος είναι της τάξης δεκάδων kA.

Η ανάπτυξη μικροκυματικών πηγών υψηλής ισχύος έγινε εφικτή με την εισαγωγή της έννοιας της *παλμικής ή κρουστικής ισχύος* στον τομέα της ηλεκτρικής ενέργειας. Η ταχύτατη απόδοση αποθηκευμένης ηλεκτρικής ενέργειας με επίπεδα στιγμιαίας ισχύος, που φτάνουν τα 100TW, έδωσε τη δυνατότητα σχεδιασμού λυχνιών κενού, οι οποίες εκμεταλλεύονται αυτά τα μικρής διάρκειας μεν αλλά τεράστιας τάσης και έντασης ρεύματα για παραγωγή μικροκυματικών παλμών με ισχείς πολλών GW. Για το λόγο αυτό, κάθε λυχνία υψηλής ισχύος είναι άρρηκτα συνδεδεμένη με το ηλεκτρικό σύστημα, που της παρέχει την αναγκαία παλμική ηλεκτρική ισχύ. Η σχεδίαση του ηλεκτρικού συστήματος, η αποθήκευση της ηλεκτρικής ενέργειας και η μέθοδος γρήγορης απόδοσής της στη λυχνία – φορτίο είναι παράμετροι κρίσιμες για την ποιότητα της ηλεκτρονικής δέσμης και συνεπώς για την εξαγωγή μικροκυματικής ισχύος.

Οι πηγές υψηλής ισχύος μπορούν να κατηγοριοποιηθούν ανάλογα με το εύρος ζώνης της εξόδου τους. Η πλέον πρόσφατη κατηγοριοποίηση δίνεται στην [41] και συνοψίζεται ως εξής:

Πιν. 3.1: Κατηγοριοποίηση Πηγών ΗΜ Ακτινοβολίας

Χαρακτηρισμός	Ποσοστιαίο Εύρος PBW	Λόγος Ζώνης BR
Narrowband	PBW<1%	BR<1.01
Mesoband	1%<PBW<100%	1.01<BR<3
Sub-hyperband	100%<PBW<163.4%	3<BR<10
Hyperband	163.4%<PBW<200%	10<BR

Οι ορισμοί που δίνονται σχετικά με τα BR και PBW είναι οι ακόλουθοι:

$$BR = \frac{f_H}{f_L}. \quad (3.1)$$

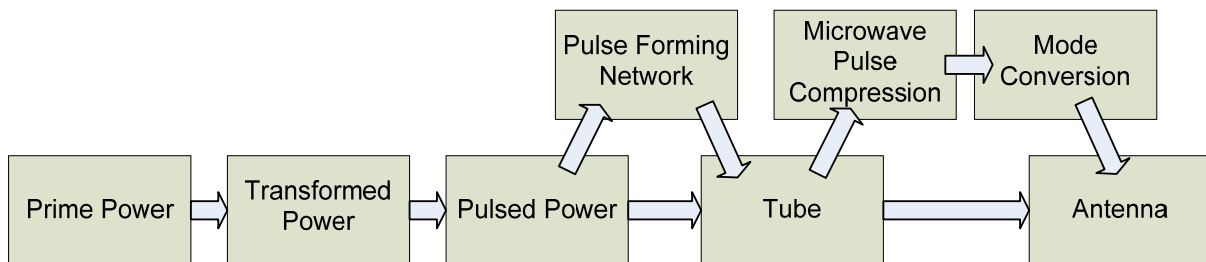
$$PBW = 200 \frac{BR-1}{BR+1}. \quad (3.2)$$

Ανάλογα με τον τύπο της λυχνίας, δηλαδή αν η παραγόμενη ακτινοβολία είναι στενής ζώνης ή ευρείας ζώνης, οι απαιτήσεις της οδήγησης με κρουστική ισχύ αλλάζουν σημαντικά. Για παράδειγμα, ένα μικροκυματικό στοιχείο στενής ζώνης, ακόμα και αν λειτουργεί με παλμικό τρόπο, παράγει μία ακολουθία παλμών μερικών δεκάδων ή εκατοντάδων nsec με σαφώς προσδιορισμένη μικροκυματική συχνότητα. Η συνθήκη αυτή απαιτεί μία ηλεκτρονική δέσμη «καλής ποιότητας», η οποία χαρακτηρίζεται πρωτίστως από σταθερή επιταχυνούσα τάση και σταθερή τιμή ρεύματος, πέραν των άλλων χαρακτηριστικών, όπως θερμοκρασία (electron temperature), λαμπρότητα (beam brightness), κατανομή ενεργειών (beam emittance), κ.α. Η μονοχρωματική ηλεκτρονική δέσμη είναι απαραίτητη για την καλή σύζευξη με το ηλεκτρομαγνητικό κύμα κατά την αρχιτεκτονική, που έχει σχεδιαστεί η εκάστοτε λυχνία στενής ζώνης. Αντίθετα μία λυχνία ευρείας ή υπερευρείας ζώνης στηρίζεται στην οδήγηση ενός «δ» ηλεκτρικού παλμού σε μία ακτινοβολούσα διάταξη. Το κρουστικό ρεύμα ακτινοβολεί σε συχνότητες που καλύπτουν μεγάλη περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και στην περίπτωση αυτή η απαίτηση είναι η παραγωγή ενός ηλεκτρικού παλμού με όσο το δυνατόν ταχύτερο χρόνο ανόδου και μικρότερη χρονική διάρκεια. Με βάση την κατάσταση αυτή, οι μικροκυματικές πηγές στενής ζώνης έχουν αρκετά μεγάλη πολυπλοκότητα, τόσο στο τμήμα της λυχνίας, όσο και στο τμήμα αποθήκευσης και οδήγησης ηλεκτρικής ισχύος, ενώ οι μικροκυματικές πηγές ευρείας ζώνης έχουν μικρότερη πολυπλοκότητα, με βασικότερη μέριμνα κυρίως στο κομμάτι που αφορά την παραγωγή ηλεκτρικών παλμών πολύ μικρής διάρκειας, της τάξης των λίγων nsec, με sub-nanosecond χρόνους ανόδου.

3.1. Δομή Συστήματος Μικροκυμάτων Υψηλής Ισχύος

Ένα σύστημα μικροκυμάτων υψηλής ισχύος μπορεί να καταλαμβάνει ολόκληρο χώρο εργαστηρίου ή να είναι ένα πραγματικά φορητό σύστημα, μεταφερόμενο με ένα μικρό όχημα. Τα μέρη από τα οποία αποτελείται είναι συνήθως τα ακόλουθα (βλ. Εικ. 3.1): Κατά πρώτον απαιτείται η πρωτεύουσα πηγή ισχύος (prime power). Αυτή μπορεί να είναι απλή εναλλασσόμενη τάση 220V, ενέργεια από μία γεννήτρια ή ακόμα DC τάση από έναν ηλεκτρικό συσσωρευτή. Εν συνεχεία ακολουθεί ένας μετασχηματισμός της πρωτεύουσας χαμηλής τάσης σε ένα ευκολότερα αξιοποιήσιμο επίπεδο υψηλής τάσης, όπως με έναν εναλλασσόμενο μετασχηματιστή χαμηλής ισχύος με λόγο 500:1 ή με μία γεννήτρια Cockroft-Walton (transformed power). Με τον τρόπο αυτό, η τάση μετασχηματίζεται σε ένα επίπεδο κατάλληλο για τη χρήση σε ένα σύστημα πολλαπλασιασμού της τάσης αλλά όχι πολύ δύσχρηστο από πλευράς απαιτήσεων μόνωσης και χωρητικών στοιχείων. Ακολουθεί μία βαθμίδα πολλαπλασιασμού της τάσης, η οποία στις περισσότερες περιπτώσεις είναι μία γεννήτρια Marx (pulsed power). Η βαθμίδα αυτή ανεβάζει την τάση στα τυπικά χρησιμοποιούμενα επίπεδα τάσης στις λυχνίες υψηλής ισχύος, τα οποία μπορεί να κυμαίνονται στα 300-400kV ακόμα και μέχρι 1-2MV. Η ενέργεια που έχει αποθηκευτεί οδηγείται πλέον στη μικροκυματική λυ-

χνία, που αποτελεί και το μετατροπέα της «DC» ενέργειας σε RF. Ενδεχομένως να παρεμβάλλεται κάποιο κύκλωμα μορφοποίησης του ηλεκτρικού παλμού (pulse forming network), το οποίο προσδίδει στον ηλεκτρικό παλμό που οδηγείται στη λυχνία ένα επιθυμητό σχήμα, π.χ. ορθογώνιο ή τραπέζιο, με μικρούς χρόνους ανόδου και χαμηλή κυμάτωση κορυφής. Εντός της λυχνίας (tube) παράγεται η ηλεκτρονική δέσμη, η οποία είναι συνήθως σχετικιστική ή σχεδόν σχετικιστική. Με κατάλληλες αλληλεπιδράσεις εξάγεται μικροκυματική ακτινοβολία από την ενέργεια της δέσμης. Η παραγόμενη μικροκυματική ισχύς ενδεχομένως να οδηγείται σε κάποιο υποσύστημα συμπίεσης του μικροκυματικού παλμού (microwave pulse compression), για αύξηση της στιγμιαίας ισχύος, και σε κάποιο δικτύωμα μετατροπής του μικροκυματικού ρυθμού, για παράδειγμα για σύζευξη από κυματοδηγό κυκλικής σε κυματοδηγό ορθογωνικής διατομής. Τελικά οδηγείται στο μέσο εκπομπής, το οποίο μπορεί να είναι μία χοανοκεραία ή ένα κάτοπτρο.

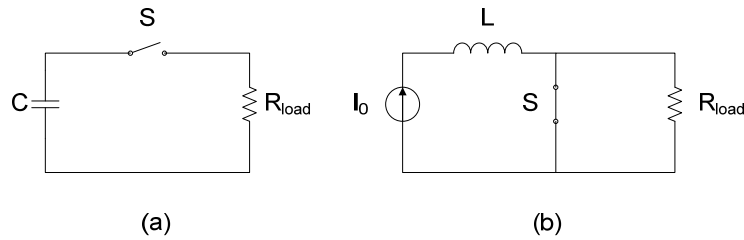


Εικ. 3.1: Τα μέρη σε ένα σύστημα μικροκυμάτων υψηλής ισχύος. Επιπρόσθετοι (προαιρετικοί) κλάδοι φαίνονται στο διάγραμμα.

3.2. Παλμική Ισχύς

Υπάρχουν εν γένει δύο τρόποι παραγωγής ηλεκτρικού παλμού σε ένα φορτίο, με την κύρια αποθήκη ηλεκτρικής ενέργειας να είναι είτε χωρητική είτε επαγωγική. Στην περίπτωση χωρητικής αποθήκευσης, όπως φαίνεται στην Εικ. 3.2 (α), ένας πυκνωτής βρίσκεται φορτισμένος σε μία μεγάλη τάση V_0 . Με το κλείσιμο του διακόπτη S , η τάση του πυκνωτή οδηγείται ακαριαία στο φορτίο R_{load} . Εάν δε η αντίσταση και ο διακόπτης είναι ιδανικοί, τότε ο χρόνος ανόδου της τάσης στα άκρα του φορτίου είναι μηδενικός. Στην περίπτωση επαγωγικής αποθήκευσης ηλεκτρικής ενέργειας, όπως φαίνεται στην Εικ. 3.2 (β,) ο διακόπτης S είναι αρχικά κλειστός και το πηνίο διαρρέεται από ένα πολύ μεγάλο ρεύμα, που περιορίζεται μόνο από την ικανότητα της πηγής ρεύματος I_0 . Με το άνοιγμα του διακόπτη S , το ρεύμα του πηνίου οδηγείται αναγκαστικά στο φορτίο R_{load} . Οι δύο τεχνικές που περιγράψαμε αφορούν τις βασικές αρχές κλειόμενου διακόπτη (closing switch technique) και ανοιγόμενου διακόπτη (opening switch technique) για την οδήγηση εγκατεστημένης ηλεκτρικής ενέργειας από ένα στοιχείο αποθήκευσης στο φορτίο.

Η βασική ιδέα πίσω από την παλμική ισχύ είναι η εξής: αποθηκεύουμε ενέργεια με αργό ρυθμό, είτε σε ένα χωρητικό είτε σε ένα επαγωγικό στοιχείο και την αποφορτίζουμε με ένα ισχυρό μεταβατικό φαινόμενο στο φορτίο, το οποίο μπορεί να είναι για παράδειγμα μία διάταξη παραγωγής μικροκυμάτων υψηλής ισχύος. Η πρωτογενής ηλεκτρική παροχή δεν πρέπει να έχει μεγάλες απαιτήσεις σε DC ισχύ.

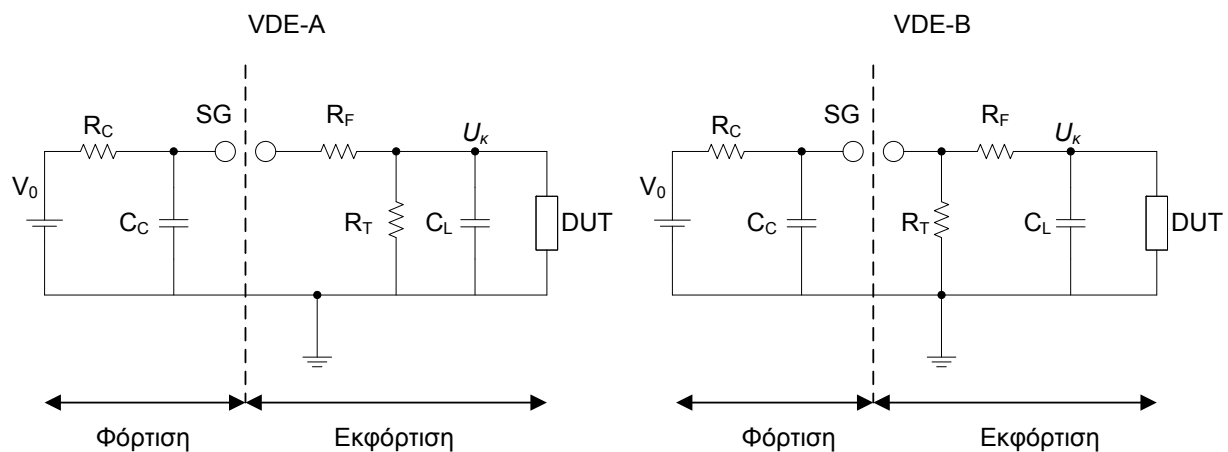


Εικ. 3.2: Χωρητική (α) και επαγωγική (β) μέθοδος δημιουργίας παλμών.

Η φόρτιση του πυκνωτή στην περίπτωση (α) μπορεί να γίνεται με σε πολύ υψηλή τάση, αλλά με ρεύματα της τάξης των λίγων mA. Η φόρτιση του πηνίου στην περίπτωση (β) μπορεί να γίνεται με πηγή ρεύματος αρκετών kA αλλά με τάση οδήγησης λίγων Volt. Συνεπώς η απαιτούμενη «πρωτογενής» παροχή ισχύος είναι της τάξης των εκατοντάδων Watt ή λίγων kW.

3.3. Μονοβάθμιες Γεννήτριες

Με τον όρο μονοβάθμια γεννήτρια χαρακτηρίζουμε τη διάταξη εκείνη, η οποία αποθηκεύει ηλεκτρική ισχύ σε ένα μόνο στοιχείο, πυκνωτή ή πηνίο. Η αποθηκευμένη ενέργεια, μέσω τεχνικής κλειόμενου (ηλεκτροστατική αποθήκευση) ή ανοιγόμενου διακόπτη (μαγνητοστατική αποθήκευση) οδηγείται με παλμικό τρόπο στη λυχνία-φορτίο, όπου λαμβάνουν χώρα οι επιθυμητές διεργασίες. Οι συνηθέστεροι τύποι μονοβάθμιων γεννητριών είναι οι γεννήτριες τύπου VDE-a και VDE-b, οι οποίες χρησιμοποιούνται για την παραγωγή τυποποιημένων τάσεων κρουστικής μορφής [42].



Εικ. 3.3: Μονοβάθμιες γεννήτριες κρουστικών τάσεων κατά VDE-a και VDE-β.

Στα παραπάνω κυκλώματα, τα στοιχεία που καθορίζουν τη συμπεριφορά της διάταξης έχουν συμβολιστεί ως εξής: V_0 : Τάση φόρτισης, R_C : Αντίσταση φόρτισης, C_C : Πυκνωτής Φόρτισης (Charge Capacitor), S_G : Σπινθηριστής Διακένου (Spark Gap), R_F : Αντίσταση Μετώπου (Front Resistor), R_T : Αντίσταση Ουράς (Tail Resistor), C_L : Πυκνωτής Φορτίου (Load Capacitor), DUT: Δοκίμιο (Device under Test). Ο πυκνωτής φορτίου C_C , φορτίζεται από μία υψηλή τάση, μέσω μίας αντίστασης περιορισμού του ρεύματος. Μόλις η τάση φτάσει στο επιθυμητό επίπεδο, ο κατάλληλα ρυθμισμένος σπινθηριστής SG διασπάται και η τάση του

πυκνωτή φόρτισης μεταφέρεται στο υπόλοιπο κύκλωμα. Σε περίπτωση που δεν υπάρχει δοκίμιο προς εξέταση, η τάση U_k στα άκρα του πυκνωτή C_L έχει διπλοεκθετική μορφή, με έκφραση:

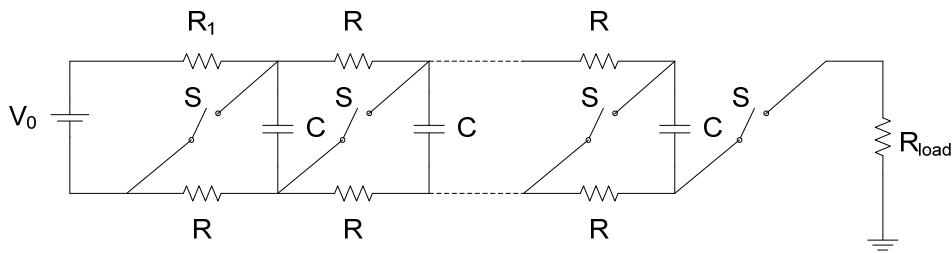
$$U_k(t) = aV_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right). \quad (3.3)$$

Ανάλογα με το κύκλωμα, VDE-a ή VDE-β και τις τιμές των στοιχείων, μπορούν να υπολογιστούν οι χαρακτηριστικοί χρόνοι τ_1 και τ_2 , η μέγιστη τιμή της τάσης που μεταβιβάζεται στο φορτίο, $U_{k,max}$, όπως επίσης οι χρόνοι ανόδου και ουράς. Αντίστροφα, με δεδομένη την επιθυμητή κυματομορφή (χρόνο ανόδου και ουράς), μπορούν να υπολογιστούν οι απαιτούμενες τιμές των στοιχείων της κρουστικής γεννήτριας. Η ευρύτερα χρησιμοποιούμενη κρουστική κυματομορφή, η κυματομορφή 1.2/50, με χρόνο μετώπου 1.2μsec και χρόνο ημίσεως εύρους 50μsec. Για την κρουστική τάση 1.2/50, τα στοιχεία επιλέγονται από τους προσεγγιστικούς τύπους $R_T = 1410 \cdot n \cdot (T_F / C_C)$, για την αντίσταση ουράς, και $R_F = 333 / n \cdot (T_R / C_L)$, για την αντίσταση μετώπου. Με T_R και T_F συμβολίζουμε τους χρόνους μετώπου και ουράς αντίστοιχα, εκφρασμένους σε μsec και με n , το λόγο του πλάτους της κρουστικής τάσης προς την τάση φόρτισης (περίπου 0.8). Οι πυκνωτές είναι εκφρασμένοι σε nF. Τυπικές τιμές για παραγωγή κρουστικής τάσης 1.2/50 με κύκλωμα VDE-β είναι $C_C=6000pF$, $C_L=1200pF$, $R_T=9500\Omega$ και $R_F=416\Omega$. Για αναλυτικότερους υπολογισμούς μονοβάθμιων κρουστικών γεννητριών ο αναγνώστης παραπέμπεται στην [42].

3.4. Πολυβάθμιες Γεννήτριες

Σε προηγούμενη παράγραφο περιγράψαμε πώς, με απλό τρόπο, μπορούμε να οδηγήσουμε σε ένα φορτίο κρουστική τάση ή ρεύμα. Ωστόσο, όταν οι απαιτήσεις παλμικής ισχύος είναι MV ή αρκετά kA, οι τεχνικές αυτές είναι ανεπαρκείς. Ειδικά για την περίπτωση κρουστικής τάσης, είναι ευρύτατα διαδεδομένη η τεχνική του πολλαπλασιασμού. Είναι φανερό ότι πυκνωτές που να αντέχουν τάσεις MV είναι ασύμφορο να κατασκευαστούν, διότι θα είναι ογκώδεις και δύσχρηστοι. Επίσης, η απαιτούμενη DC τάση φόρτισης για τη χωρητικότητα αυτή, επιπέδου MV, είναι δύσκολο να παραχθεί με κάποια τεχνική, όπως με μετασχηματισμό και ανόρθωση υπέρ-υψηλής τάσης. Δεδομένων των δυσκολιών αυτών, για να παράγουμε τάση πολλών εκατοντάδων kV ή και MV, χρησιμοποιούμε την αρχή του πολλαπλασιασμού της τάσης, η οποία βασίζεται στην παράλληλη φόρτιση πολλών χωρητικοτήτων από μία μετρίως υψηλή τάση, για παράδειγμα 100 ή 200kV, και στη συνέχεια την εν σειρά εκφόρτισή τους. Το συνηθέστερα χρησιμοποιούμενο κύκλωμα πολλαπλασιασμού της τάσης είναι η γεννήτρια Marx (Marx generator), ένα κύκλωμα που εφευρέθηκε από τον Γερμανό Erwin Otto Marx το 1923.

Σε μία γεννήτρια Marx, οι πυκνωτές C φορτίζονται εν παραλλήλω από την πηγή V_0 , μέσω της αντίστασης R_1 και των αντιστάσεων R. Εάν όλοι οι διακόπτες S κλείσουν ταυτόχρονα, οι πυκνωτές βρίσκονται στιγμιαία συνδεδεμένοι σε σειρά. Εάν η γεννήτρια Marx έχει N πυκνωτές (N βαθμίδες), τότε στα άκρα του φορτίου R_{load} θα εμφανιστεί τάση θεωρητικά ίση με NV_0 . Εάν δεν υπάρχουν αυτεπαγωγές στο κύκλωμα και η αντίσταση του φορτίου είναι καθαρά ωμική, η τάση θα ανέλθει στη μέγιστη τιμή της, NV_0 , σχεδόν ακαριαία.



Εικ. 3.4: Κύκλωμα γεννήτριας Marx για πολλαπλασιασμό της τάσης.

Η συνολική χωρητικότητα της γεννήτριας Marx γίνεται C/N , εξ αιτίας της εν σειρά σύνδεσης των πυκνωτών και επομένως η τάση στο φορτίο φθίνει εκθετικά με σταθερά χρόνου $\tau=R_{load}C/N$. Μία σημαντική συνθήκη για τη γεννήτρια Marx είναι η αντίσταση του φορτίου να είναι αρκετά μικρότερη από τις αντιστάσεις φόρτισης R , ώστε η τάση να καταμεριστεί σχεδόν εξ ολοκλήρου πάνω στην R_{load} . Οι διακόπτες S είναι συνήθως απλοί σπινθηριστές διακένου (spark gaps) και μερικές φορές πυροδοτούμενα διάκενα τύπου trigatron ή θυρίστορ.

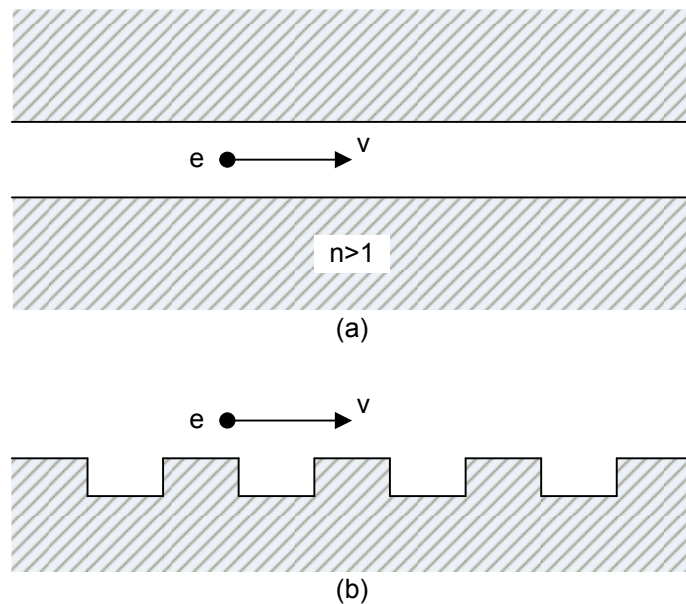
3.5. Αλληλεπιδράσεις Παραγωγής Μικροκυμάτων

Τα ηλεκτρόνια μπορούν να παράγουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία μέσω ορισμένων μηχανισμών, οι οποίοι χρησιμοποιούνται για να κατατάξουν αναλόγως τις μικροκυματικές λυχνίες. Η λειτουργία των μικροκυματικών πηγών βασίζεται στη *συμφασική* (coherent, από το λατινικό *cohaerere* = είμαι συνδεδεμένος) εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από ομάδες ηλεκτρονίων. Η ομαδοποίηση των ηλεκτρονίων (bunching) σε μία λυχνία είναι κρίσιμος παράγοντας, διότι οδηγεί στην υπερκάλυψη της τυχαίας ακτινοβόλησης του μεμονωμένου ηλεκτρονίου σε τυχαίες φάσεις, με αποτέλεσμα τη δημιουργία συμφασικής και συνεπώς ενισχυμένης ακτινοβολίας, που μπορεί να εξαχθεί από τη μικροκυματική λυχνία. Με άλλα λόγια, τα χαρακτηριστικά της συσκευής προκαλούν χωροχρονικές μεταβολές στην αρχικά ομοιόμορφη ηλεκτρονική δέσμη, με αποτέλεσμα την ομαδοποίηση των ηλεκτρονίων και την άντληση ενέργειας από αυτά, προς παραγωγή ή ενίσχυση μικροκυματικής ακτινοβολίας.

Οι βασικότεροι μηχανισμοί παραγωγής ακτινοβολίας από φορτισμένα σωματίδια (ηλεκτρόνια) είναι η ακτινοβολία Cherenkov ή ακτινοβολία Smith-Purcell, η ακτινοβολία διέλευσης (transition radiation) και η ακτινοβολία Bremsstrahlung (από το γερμανικό bremsen = επιβραδύνω και Strahlung = ακτινοβολία) [43],[44].

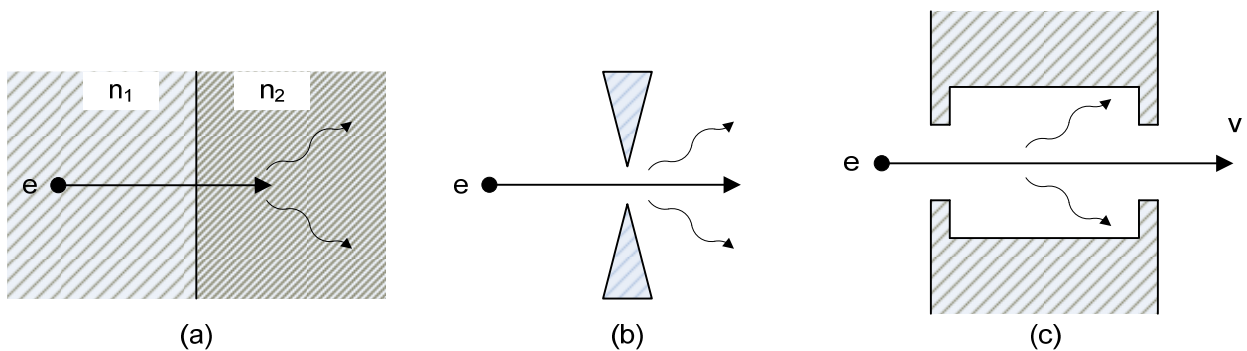
Η ακτινοβολία Cherenkov εμφανίζεται, όταν ηλεκτρόνια κινούνται σε ένα μέσο με ταχύτητα u_e , μεγαλύτερη από την ταχύτητα φάσης u_{ph} των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο μέσο αυτό. Η ταχύτητα φάσης είναι $u_{ph}=c/n$, όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό, ενώ n είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου. Η ακτινοβολία Smith-Purcell, που εμφανίζεται όταν τα ηλεκτρόνια περνούν κοντά από μία περιοδική δομή, μπορεί να θεωρηθεί σαν μία μορφή ακτινοβολίας Cherenkov. Η περιοδική δομή της διάταξης έχει σαν αποτέλεσμα την εμφάνιση κυματαριθμών k_z , και επομένως μία ταχύτητα φάσης $u_{ph}=\omega/k_z$, που είναι μικρότερη από την ταχύτητα του φωτός, κοντά στην περιοχή της περιοδικής δομής. Λυχνίες που βασίζονται στην ακτινοβολία από τη διέλευση των ηλεκτρονίων από περιοδικές δομές είναι πάρα πολλές, με βασικούς εκπροσώπους τις λυχνίες TWT, BWO και Orottron. Οι λυχνίες με περιοδική δομή καλούνται και λυχνίες Cherenkov (Cherenkov devices). Εάν η ηλεκτρονική δέσμη κινείται ευθύγραμμα, με κατευθυντήριο μαγνητικό πεδίο παράλληλο στη δέσμη, τότε η λυχνία

καλείται O-type Cherenkov. Εάν η ηλεκτρονική δέσμη κινείται κάθετα σε μαγνητικό πεδίο, εκτελώντας κυκλική τροχιά, τότε η λυχνία καλείται M-type Cherenkov. Βασικός εκπρόσωπος λυχνίας M-type Cherenkov είναι η μαγνητρόνη.



Εικ. 3.5: Περιπτώσεις ακτινοβολίας (a) Cherenkov και (b) Smith-Purcell. Στην πρώτη περίπτωση τα ηλεκτρόνια ταξιδεύουν σε κανάλι εντός διηλεκτρικού μέσου με δείκτη διάθλασης $n > 1$. Στη δεύτερη περίπτωση τα ηλεκτρόνια κινούνται κοντά σε μία περιοδική δομή.

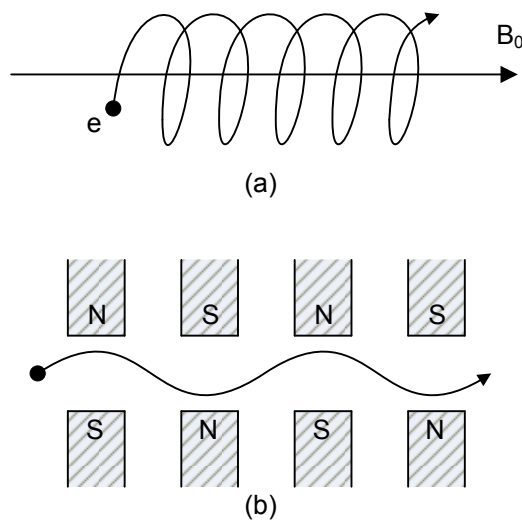
Ακτινοβολία διέλευσης εμφανίζεται, όταν ηλεκτρόνια διέρχονται το σύνορο μεταξύ δύο περιοχών με διαφορετικό δείκτη διάθλασης ή όταν διέρχονται μέσα από ασυνέχειες αγώγιμων σωμάτων, όπως πλέγματα, ίριδες, διάκενα και κοιλότητες (βλ. Εικ. 3.6). Παράδειγμα λυχνιών που βασίζονται στο φαινόμενο αυτό είναι η Klystron, η Reflex Klystron και η Monotron.



Εικ. 3.6: Περιπτώσεις ακτινοβολίας διέλευσης: (a) το ηλεκτρόνιο μεταβαίνει από ένα υλικό σε άλλο με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης. (b) το ηλεκτρόνιο διέρχεται από ένα αγώγιμο διάφραγμα. (c) το ηλεκτρόνιο διέρχεται από μία κοιλότητα.

Η Bremsstrahlung, ή αλλιώς ακτινοβολία πέδησης, φέρεται να ανακαλύφθηκε πρώτα από τον Nikola Tesla κατά τα πειράματά του μεταξύ 1888 και 1897 και επιβεβαιώθηκε αργότερα από τον Wilhelm Roentgen και την ανακάλυψη των ακτίνων X. Η Bremsstrahlung

εμφανίζεται όταν τα ηλεκτρόνια μεταβάλλουν την ταχύτητά τους, εξαιτίας ηλεκτρικών ή και μαγνητικών πεδίων. Οι λυχνίες, που βασίζονται στο φαινόμενο αυτό, είναι κυρίως η οικογένεια των λυχνιών, που χρησιμοποιούν μαγνητικά πεδία για εξαναγκασμό της ηλεκτρονικής δέσμης σε σπειροειδείς τροχιές. Καλούνται και Cyclotron Resonance Masers (CRMs), διότι βασική παράμετρος της ακτινοβολίας τους είναι η *γυροσυχνότητα* (gyrofrequency ή cyclotron frequency), (2.32), και η μεταβολή της λόγω του σχετικιστικού παράγοντα που επιδρά στη μάζα του ηλεκτρονίου. Ολόκληρη η κλάση των γυρο-λυχνιών (γυροτρόνια), όπως η gyro-monotron, η gyro-klystron, η gyro-TWT και η gyro-BWO είναι τα bremsstrahlung ισόδυναμα των λυχνιών Cherenkov γραμμικής ηλεκτρονικής δέσμης. Κατηγορία λυχνιών Bremsstrahlung είναι και τα Free Electron Lasers (FELs), στα οποία η ηλεκτρονική δέσμη διέρχεται μέσα από ένα περιοδικά εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο, που καλείται και undulator ή «wiggler» (βλ. Εικ. 3.7 (β)). Οι Vircators και οι Reflex Triodes μπορούν να θεωρηθούν σαν λυχνίες Bremsstrahlung, αφού η ακτινοβολία οφείλεται σε επιβράδυνση και ταλαντώσεις ηλεκτρονίων. Ωστόσο η κατηγοριοποίηση αυτή δεν συνηθίζεται, διότι οι λυχνίες αυτές βασίζονται στη δημιουργία εικονικής καθόδου, η οποία δρα σαν παράγοντας επιβράδυνσης ηλεκτρονίων, ενώ απουσιάζει το μαγνητικό πεδίο που προκαλεί τις σπειροειδείς τροχιές, που εκμεταλλεύονται τα γυροτρόνια για παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας.



Εικ. 3.7: Περιπτώσεις ακτινοβολίας Bremsstrahlung: (a) σε σταθερό μαγνητικό πεδίο και (b) σε περιοδικό μαγνητικό πεδίο.

Για να παραχθεί ή να ενισχυθεί η μικροκυματική ακτινοβολία σε μία λυχνία, η ηλεκτρονική δέσμη πρέπει να μεταφέρει ορισμένη από την ενέργειά της στο ηλεκτρομαγνητικό κύμα. Με άλλα λόγια, ένα αρνητικό έργο θα πρέπει να ασκηθεί από το μικροκυματικό πεδίο στα ηλεκτρόνια της δέσμης. Το έργο αυτό είναι ανάλογο της έντασης του υψίσυχνου ηλεκτρικού πεδίου και του μήκους αλληλεπίδρασης της δέσμης με αυτό. Επομένως, καθώς η τάση της δέσμης αυξάνει, άρα και ο σχετικιστικός παράγοντας, θα πρέπει να αυξάνουν και οι διαστάσεις της λυχνίας. Επίσης, η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου του παραγόμενου κύματος μπορεί να οδηγήσει σε ηλεκτρική διάσπαση μέσα στη λυχνία, επομένως η αύξηση της ισχύος εξόδου αναγκαστικά οδηγεί σε μεγάλες φυσικές διαστάσεις λυχνίας. Ωστόσο, σε μεγάλα μήκη αλληλεπίδρασης πεδίου-δέσμης είναι πολύ κρίσιμος ο συγχρονισμός της κίνησης των ηλεκτρονίων και του υψίσυχνου ηλεκτρομαγνητικού πεδίου.

4. Virtual Cathode Oscillators

Οι *Ταλαντωτές Εικονικής Καθόδου (Virtual Cathode Oscillators - Vircators)* αποτελούν μία κατηγορία μικροκυματικών πηγών, οι οποίες βασίζονται στην έγχυση μίας ηλεκτρονικής δέσμης σε μία κοιλότητα, με τιμή ρεύματος μεγαλύτερης από το τοπικά μέγιστο ρεύμα, περιοριζόμενο από το χωρικό φορτίο (space-charge limited current) της περιοχής αυτής. Το γεγονός αυτό έχει ως συνέπεια το σχηματισμό της *εικονικής καθόδου*, η οποία ευθύνεται για έναν αριθμό διεργασιών που συντελούνται και οδηγούν στην παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας. Με την ευρεία κατηγοριοποίηση του προηγούμενου κεφαλαίου οι Vircators είναι λυχνίες Bremsstrahlung, ωστόσο απέχουν τελείως από τη φιλοσοφία των βασικών εκπροσώπων αυτής της ομάδας, τα γυροτρόνια και τα Free Electron Lasers. Καλούνται και λυχνίες *χωρικού φορτίου* (space charge devices), διότι η αρχή παραγωγής μικροκυμάτων στους Vircators και τις παραλλαγές τους είναι ριζικά διαφορετική από όλες τις άλλες μικροκυματικές λυχνίες.

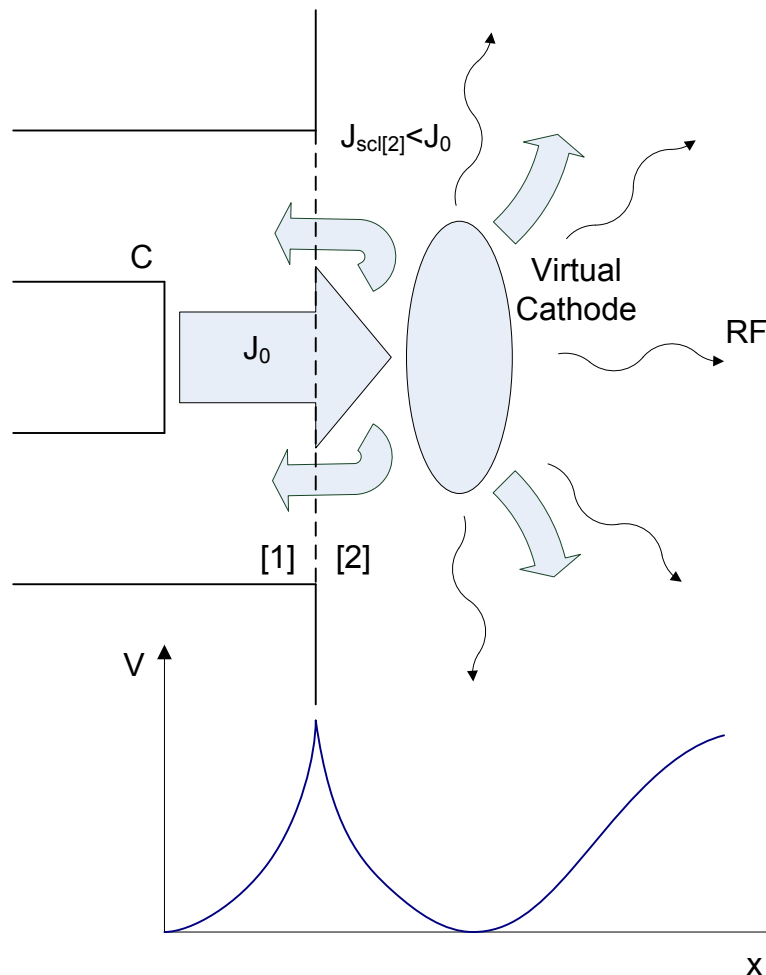
Οι Vircators εν γένει αποτελούνται από δύο περιοχές, την περιοχή της διόδου (diode region) ή περιοχή ανόδου-καθόδου (A-K), στην οποία επιταχύνεται η ηλεκτρονική δέσμη, και την περιοχή στην οποία σχηματίζεται η εικονική κάθοδος. Η περιοχή αυτή καλείται και χώρος ολίσθησης (drift space), ή αδρανής χώρος, εάν είναι ηλεκτρικά απομονωμένος από την περιοχή της διόδου. Μπορούμε να πούμε ότι ένας Vircator ομοιάζει με μία τριόδο, με την εικονική κάθοδο να παίζει το ρόλο του τρίτου ηλεκτροδίου. Άλλωστε, οι Vircator προέκυψαν από τις τριόδους λυχνίες, μετά από παρατηρήσεις του σχηματισμού της εικονικής καθόδου και των φαινομένων που τη συνοδεύουν. Σύμφωνα με τη σημειολογία που παρουσιάζεται στην Εικ. 4.1, το εγχεόμενο ρεύμα στον αδρανή χώρο, για να σχηματιστεί η εικονική κάθοδος πρέπει να είναι

$$\blacktriangleright J_0 = J_{SCL[1]} > J_{SCL[2]} \cdot \quad (4.1)$$

Στην ανωτέρω έκφραση, J_0 είναι το ρεύμα της διόδου (περιοχή [1]), το οποίο θεωρούμε ότι διέρχεται στον αδρανή χώρο (περιοχή [2]), μέσω του απείρως λεπτού πλέγματος της ανόδου. Όπως έχει αναφερθεί στο Κεφάλαιο 2, το ρεύμα της διόδου καθορίζεται από το νόμο Child-Langmuir, σχέση (2.63), ή νόμο των «3/2». Με κατάλληλες τροποποιήσεις, το ρεύμα J_0 μπορεί να εκφραστεί στη σχετικιστική περιοχή, σχέση (2.67), και για πεπερασμένες γεωμετρίες, σχέση (2.69). Πρόκειται για το μέγιστο ρεύμα της διόδου, περιοριζόμενο από το χωρικό φορτίο, όταν η κάθοδος εκλύει ηλεκτρόνια με μηδενικό έργο εξόδου. Με $J_{SCL[2]}$, συμβολίζουμε το μέγιστο χωρικό ρεύμα του αδρανούς χώρου (περιοχή [2]), όπως έχει παρουσιαστεί στις παραγράφους 2.6, 2.7 και 2.8. Ικανοποίηση της ανωτέρω συνθήκης θα έχει

ως αποτέλεσμα την επιβράδυνση τμήματος της ηλεκτρονικής δέσμης από το ισχυρό χωρικό φορτίο και το σχηματισμό μίας περιοχής *εικονικής καθόδου*. Η θεωρητική ανάπτυξη, που περιγράφεται στις παραγράφους 2.6, 2.7 και 2.8, προβλέπει τα μέγιστα χωρικά ρεύματα στις περιπτώσεις της ιδανικής τριόδου απείρων οπλισμών, της ιδανικής βραχυκυκλωμένης διόδου απείρων οπλισμών και της συμμετρικής ηλεκτρονικής δέσμης εντός απείρου οδηγού μαγνητικού πεδίου. Στους *Vircat*ors, ο αδρανής χώρος δεν εντάσσεται σε καμία από τις τρεις αυτές συνθήκες, επομένως το μέγιστο χωρικό ρεύμα $J_{scL[2]}$ δεν είναι δυνατόν να προσδιορισθεί επακριβώς, παρά μόνο να εκτιμηθεί με χρήση των προαναφερθέντων αναλυτικών μοντέλων.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η *εικονική κάθοδος* είναι μία περιοχή, στην οποία τα ηλεκτρόνια έχουν χάσει την κινητική τους ενέργεια, με αποτέλεσμα τμήμα αυτών να επιστρέφει προς την άνοδο ή να επιταχύνεται προς άλλες κατευθύνσεις. Η εμφάνιση της *εικονικής καθόδου* είναι η απαραίτητη προϋπόθεση και το φαινόμενο που εκμεταλλεύονται οι *Vircat*ors για παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας.



Εικ. 4.1: Ο ταλαντωτής *εικονικής καθόδου* και η μεταβολή του δυναμικού στο χώρο. Με [1] συμβολίζουμε την περιοχή της διόδου, ενώ με [2] τον αδρανή χώρο, στον οποίο σχηματίζεται η *εικονική κάθοδος*.

Οι βασικές διεργασίες που παράγουν μικροκυματική ακτινοβολία, υπό συνθήκες εμφάνισης *εικονικής καθόδου*, είναι αφενός οι ταλαντώσεις της *εικονικής καθόδου* καθαυτής (*virtual cathode oscillations*), αφετέρου οι ταλαντώσεις των ηλεκτρονίων μεταξύ της πραγ-

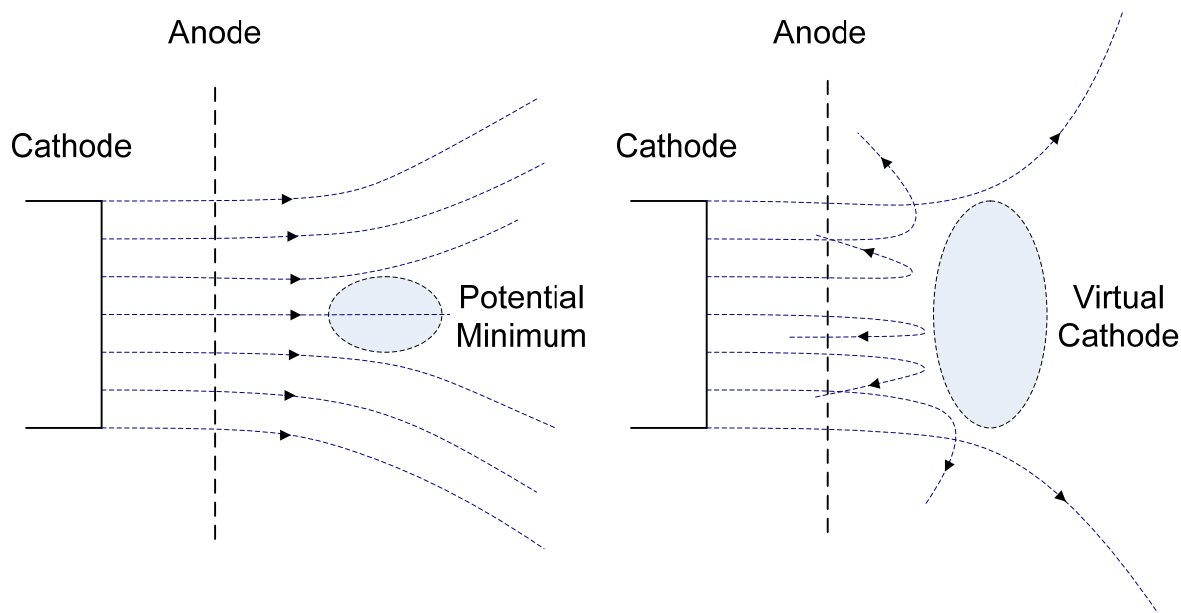
ματικής και της εικονικής καθόδου (electron reflex oscillations). Συγκεκριμένα, η «φυσάλιδα» των ηλεκτρονίων, που έχουν επιβραδυνθεί σε πολύ χαμηλές ενέργειες και συνιστούν την περιοχή της εικονικής καθόδου, μπορεί να υπόκειται σε τοπικές ταλαντώσεις πλάσματος καθώς και σε χωρικές ταλαντώσεις φορτίου. Ισοδύναμα, η θέση και το δυναμικό της εικονικής καθόδου είναι ποσότητες ασταθείς, που υπόκεινται σε χρονικές μεταβολές. Οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου είναι άμεσα συνυφασμένες με την πυκνότητα των ηλεκτρονίων της δέσμης στην περιοχή της εικονικής καθόδου και επίσης εξαρτώνται από την ύπαρξη ιόντων, που προέρχονται είτε από εναπομείναντα άτομα αέρα εντός της διάταξης, είτε από άτομα του μετάλλου, που εξαχνώθηκαν λόγω του ισχυρού ρεύματος από την πραγματική κάθοδο και το πλέγμα της ανόδου. Για το λόγο αυτό, οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου σχετίζονται άμεσα με την τοπική συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης (beam plasma frequency). Το φαινόμενο των ταλαντώσεων παγιδευμένων ηλεκτρονίων ανάμεσα στην πραγματική και την εικονική κάθοδο καλείται και *ανάκλαση* ηλεκτρονίων (electron reflexing). Οι δύο αυτοί μηχανισμοί οδηγούν, εν γένει, σε παρατήρηση μικροκυματικών σημάτων σε απομακρυσμένες μεταξύ τους συχνότητες, αποτελέσματα που επιβεβαιώνονται και πειραματικά ([45], [46], [47]).

Οι *Vircators*, για να παράγουν την απαιτούμενη ηλεκτρονική δέσμη, οδηγούνται συνήθως από μία κρουστική πηγή υψηλής τάσης και μικρής εσωτερικής αντίστασης. Κατά κύριο λόγο χρησιμοποιούνται γεννήτριες Marx, οι οποίες προσαρμόζονται, ώστε να παρέχουν τη μέγιστη ισχύ υπό σχετικά σταθερή τάση σε συνθήκες χαμηλού φορτίου, διότι η δίοδος καθόδου - ανόδου του *Vircator* παρουσιάζει, κατά τη στιγμή που παρατηρείται η μικροκυματική ακτινοβολία, ωμική αντίσταση λίγων δεκάδων Ohm. Στην πραγματικότητα, αυτό που συμβαίνει είναι η έναρξη μίας διάσπασης του διακένου της διόδου A-K, λόγω της μεγάλης τάσης, που εφαρμόζεται μεταξύ της καθόδου και της ανόδου. Ωστόσο, πριν να επέλθει ολική γεφύρωση του διακένου από το πλάσμα μεταξύ των ηλεκτροδίων, οι προκλητές πεδιακές εντάσεις, που φτάνουν και τα 10^{10}V/m , εξαναγκάζουν μεγάλο πλήθος ηλεκτρονίων να μετακινηθεί προς την άνοδο με μεγάλες επιταχύνσεις. Παρά τα όσα φαινόμενα συντελούνται στην περιοχή ανόδου-καθόδου, το ρεύμα πάντα ακολουθεί το νόμο του Child-Langmuir. Φαινομενικά το ρεύμα μπορεί να υπερβαίνει την τιμή του J_0 για τη δίοδο που υπολογίζεται, για παράδειγμα, από τη σχέση (2.69). Ωστόσο, κάτι τέτοιο συμβαίνει, διότι τα θετικά ιόντα εξουδετερώνουν έως ένα βαθμό το ηλεκτρονικό χωρικό φορτίο, και επιπλέον το πλάσμα μεταξύ των ηλεκτροδίων (interelectrode plasma) συμβάλλει στην ουσιαστική μεταβολή των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της διόδου, κυρίως *μικραίνοντας* τη φαινόμενη απόσταση d , μεταξύ ανόδου και καθόδου και *μεγαλώνοντας* το φαινόμενο εμβαδόν S των ηλεκτροδίων. Τα φαινόμενα, ωστόσο, που παρουσιάζονται κατά τη λειτουργία της λυχνίας *Vircator* και επηρεάζουν την έξοδο, θα τα εξετάσουμε λεπτομερώς παρακάτω.

Αναφορικά με την άνοδο των λυχνιών, χρησιμοποιείται συνήθως πλέγμα από ανοξειδωτο χάλυβα μεγάλης διαπερατότητας (>50%) ή πολύ λεπτό φύλλο αλουμινίου (<20μm), το οποίο επιτρέπει μεγάλο μέρος της ηλεκτρονικής δέσμης να διέλθει ανεμπόδιο. Κατ' αυτόν τον τρόπο, ένα μεγάλο τμήμα του ρεύματος της διόδου μπορεί να φτάσει στο χώρο, ο οποίος χαρακτηρίζεται από ένα γενικά μικρότερο, όπως προαναφέρθηκε, κρίσιμο χωρικό ρεύμα. Οι κάθοδοι που χρησιμοποιούνται στους *Vircators* είναι συνήθως διαμορφωμένες με έντονη μικρομετρική τραχύτητα, ώστε να διευκολύνεται η εκπομπή των ηλεκτρονίων λόγω της εμφανιζόμενης πεδιακής έντασης. Κατά περιπτώσεις στους *Vircators* χρησιμοποιείται μαγνητικό πεδίο, ώστε να διατηρείται η ηλεκτρονική δέσμη σχετικά παράλληλη, για διευκόλυνση του σχηματισμού της εικονικής καθόδου και καλύτερη παγίδευση ηλεκτρονίων ανάμεσα στην πραγματική και την εικονική κάθοδο.

4.1. Μηχανισμοί Εμφάνισης Ακτινοβολίας στους *Vircators*

Στις λυχνίες *Vircator*, ηλεκτρόνια επιταχύνονται στο διάκενο ανόδου-καθόδου και περνούν από την άνοδο, μορφής πλέγματος ή πολύ λεπτού μεταλλικού φύλλου, σε ένα χώρο, στον οποίο, εξαιτίας του έντονου χωρικού φορτίου, ορισμένα ηλεκτρόνια της δέσμης σταματούν τελείως, σχηματίζοντας την εικονική κάθοδο. Η παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας σε έναν *Vircator* αποδίδεται αφενός στις ταλαντώσεις των ηλεκτρονίων μεταξύ της πραγματικής και της εικονικής καθόδου (*reflexing*), αφετέρου στις ταλαντώσεις και μεταπτώσεις καταστάσεων της εικονικής καθόδου καθαυτής. Οι δύο αυτές διεργασίες οδηγούν, εν γένει, σε παρατήρηση μικροκυματικών σημάτων σε διακριτές μεταξύ τους συχνότητες. Η συχνότητα *reflexing* υπολογίζεται από το χρόνο που χρειάζεται ένα ηλεκτρόνιο, προκειμένου να ταξιδέψει από την κάθοδο, μέσω της ανόδου, στην εικονική κάθοδο και να επιστρέψει. Οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου στη θέση και την ένταση σχετίζονται άμεσα με τη συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης, που εγχέεται στον αδρανή χώρο.

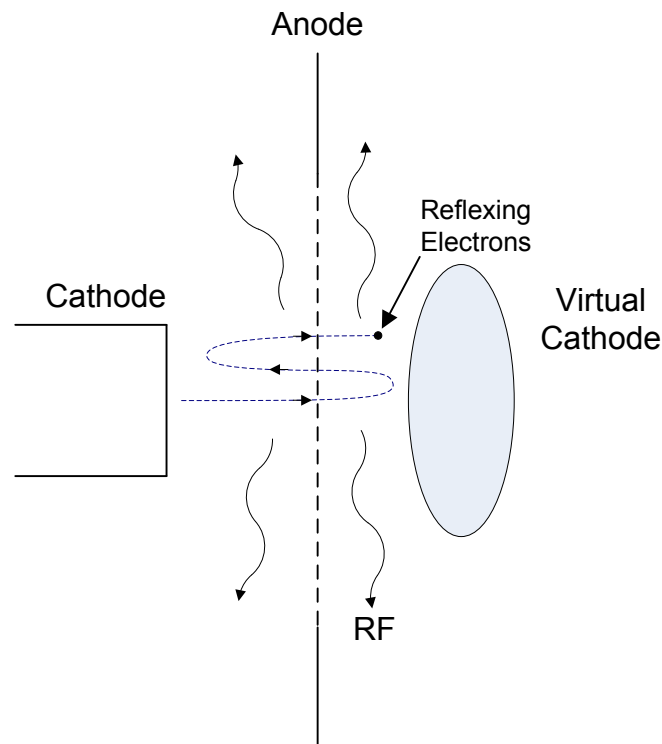


Εικ. 4.2: Ο σχηματισμός εικονικής καθόδου και η «έκρηξη» της ηλεκτρονικής δέσμης. Αριστερά φαίνεται η εικόνα της δέσμης, καθώς εμφανίζεται το βύθισμα στο δυναμικό, εξαιτίας του χωρικού φορτίου. Χωρίς μαγνητικό πεδίο και εξουδετέρωση φορτίου, η δέσμη σταδιακά αποκλίνει. Δεξιά έχουμε την εικόνα της δέσμης, μόλις έχει σχηματιστεί η εικονική κάθοδος.

4.1.1. Φαινόμενο *Reflexing*

Ας υποθέσουμε ότι το ρεύμα που απελευθερώνεται από την κάθοδο και διέρχεται την άνοδο έχει ικανοποιητικά μεγάλη τιμή, ούτως ώστε τμήμα των ηλεκτρονίων που έπονται και περνούν την άνοδο να επιβραδύνονται λόγω του αναπτυχθέντος χωρικού φορτίου. Όπως αναφέραμε στην παράγραφο 2.6 για την περίπτωση της άπειρης τριόδου παραλλήλων οπλισμών, η εικονική κάθοδος θα δημιουργηθεί, σε ιδανική περίπτωση τέλειας συμμετρίας

και μη τεμνομένων ηλεκτρονικών τροχιών, σε απόσταση όση και η απόσταση A-K. Το δε δυναμικό της θα είναι περίπου όσο το δυναμικό της πραγματικής καθόδου. Μπορεί να γίνει αντιληπτό ότι η μη άπειρη συμμετρία και η χαοτική συμπεριφορά της εικονικής καθόδου οδηγούν σε μεγάλες διακυμάνσεις στη θέση, την έκταση και το δυναμικό της εικονικής καθόδου. Ωστόσο, προκειμένου να εξετάσουμε το φαινόμενο της ανάκλασης των ηλεκτρονίων, θα θεωρήσουμε ότι η εικονική κάθοδος έχει σχηματιστεί από την άνοδο σε απόσταση ίση με την απόσταση του διακένου A-K και ότι το δυναμικό στα όριά της είναι ίσο με το δυναμικό της καθόδου.



Εικ. 4.3: Παραγωγή RF από τις ταλαντώσεις ηλεκτρονίων μεταξύ πραγματικής και εικονικής καθόδου.

Ένα ηλεκτρόνιο, που διέρχεται το διάκενο ανόδου-καθόδου A-K, αφού έχει σχηματιστεί η εικονική κάθοδος, δέχεται επιβράδυνση από την εικονική κάθοδο, σταματά και επιταχύνεται εκ νέου προς την άνοδο. Ο συνολικός χρόνος που απαιτείται, προκειμένου το ηλεκτρόνιο να εκτελέσει έναν κύκλο σύμφωνα με τη σειρά C-A-VC-A-C, ισούται θεωρητικά με

$$T = 4\tau_{AK}, \quad (4.2)$$

όπου τ_{AK} είναι ο χρόνος που χρειάζεται ένα ηλεκτρόνιο ώστε να μεταβεί από την κάθοδο στην άνοδο, επιταχυνόμενο από το επιβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο στο διάκενο. Το ηλεκτρικό πεδίο, τόσο στο διάκενο A-K, όσο και στο διάστημα μεταξύ ανόδου και εικονικής καθόδου, είναι σαφώς ανομοιόμορφο.

Μη Σχετικιστική Προσέγγιση Ομογενούς Ηλεκτρικού Πεδίου

Μπορούμε να εκτιμήσουμε το χρόνο που θα μας δώσει την περίοδο της κίνησης (4.2), αν θεωρήσουμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι ομογενές. Από τη σχέση για τη μη σχετικιστική κί-

νηση ενός ηλεκτρονίου εντός ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου (2.26), χωρίς αρχική ταχύτητα, λαμβάνουμε ότι

$$\blacktriangleright \tau_{AK} = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{d}{\sqrt{V_{AK}}}, \quad (4.3)$$

όπου d είναι η απόσταση ανόδου - καθόδου και V_{AK} είναι η τάση στη δίοδο. Στην ανωτέρω έκφραση συμπεριλάβαμε απευθείας την υπόθεση ότι $E_x = V_{AK}/d$. Η συχνότητα που προκύπτει από τη συγκεκριμένη απλή προσέγγιση ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου είναι

$$\blacktriangleright f_{REFL} = \frac{1}{4\tau_{AK}} = \frac{\sqrt{V_{AK}}}{4d} \sqrt{\frac{e}{2m}}. \quad (4.4)$$

Συνεπώς, για έναν Vircator με μία τυπική τιμή απόστασης ανόδου-καθόδου ίση με 15mm και τάση δίοδου ίση με 200kV, η εκτίμηση από τα παραπάνω για τη συχνότητα reflex ταλαντώσεων είναι 2.2GHz. Η ανωτέρω έκφραση αποτελεί μία πρώτη απόδειξη της εξάρτησης της συχνότητας των reflex ταλαντώσεων από την τετραγωνική ρίζα της τάσης της δίοδου του Vircator [48] και της αντιστρόφως ανάλογης εξάρτησης της συχνότητας από το διάκενο A-K, d [49] ήτοι

$$\blacktriangleright f_{REFL} \propto \frac{\sqrt{V_{AK}}}{d}. \quad (4.5)$$

Σχετικιστική Προσέγγιση Ομογενούς Ηλεκτρικού Πεδίου

Μπορούμε να επανέλθουμε στις εξισώσεις κίνησης (2.15) και να θεωρήσουμε την περίπτωση που ο σχετικιστικός συντελεστής δεν είναι ίσος με τη μονάδα. Στην περίπτωση αυτή έχουμε ότι

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v) = eE, \quad (4.6)$$

επομένως, αντικαθιστώντας την τιμή του γ , λαμβάνουμε

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = eE. \quad (4.7)$$

Κατά τα γνωστά, με m συμβολίζουμε τη μάζα του ηλεκτρονίου, με e το στοιχειώδες φορτίο και με E το επιταχύνον ηλεκτρικό πεδίο. Ολοκληρώνοντας την ανωτέρω σχέση, για μηδενική αρχική ταχύτητα, λαμβάνουμε ότι

$$\frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = eEt. \quad (4.8)$$

Λύνοντας την έκφραση αυτή ως προς την ταχύτητα προκύπτει

$$v(t) = \pm \frac{eEt}{m\sqrt{1+\left(\frac{eE}{mc}\right)^2 t^2}}. \quad (4.9)$$

Από τη σχέση αυτή για την ταχύτητα, μπορούμε να υπολογίσουμε τη χρονική μεταβολή της θέσης, με βάση τη γενική έκφραση $v = \dot{x}$. Εάν ορίσουμε την ποσότητα $\mu = eE/m$, προς απλοποίηση των παραστάσεων, το ολοκλήρωμα της ταχύτητας στο χρόνο δίνει

$$x(t) = \pm \int_0^t \frac{\mu}{\sqrt{1+\frac{\mu^2}{c^2} \xi^2}} \xi d\xi, \quad (4.10)$$

όπου θεωρούμε ότι η αρχική θέση του σωματιδίου είναι η $x(0)=0$. Ορίζοντας νέα μεταβλητή ολοκλήρωσης την $q = \mu\xi/c$, έχουμε ότι

$$\begin{aligned} x(t) &= \pm \int_0^t \frac{\mu}{\sqrt{1+\left(\frac{\mu\xi}{c}\right)^2}} \xi d\xi = \pm \int_0^t c \frac{\frac{\mu\xi}{c}}{\sqrt{1+\left(\frac{\mu\xi}{c}\right)^2}} d\xi \stackrel{d\xi = \frac{c}{\mu} dq}{\Leftrightarrow} \\ &= \pm \frac{c^2}{\mu} \int_0^{\frac{\mu t}{c}} \frac{q}{\sqrt{1+q^2}} dq. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Για το αόριστο ολοκλήρωμα της ανωτέρω έκφρασης ισχύει ότι $\int \frac{q}{\sqrt{1+q^2}} dq = \sqrt{1+q^2}$, επομένως καταλήγουμε στο αποτέλεσμα

$$x(t) = \pm \frac{c^2}{\mu} \left[\sqrt{1+\left(\frac{\mu t}{c}\right)^2} - 1 \right]. \quad (4.12)$$

Από την έκφραση αυτή για τη μετατόπιση, μπορούμε να επιλύσουμε ως προς το χρόνο t και να υπολογίσουμε την απαιτούμενη χρονική διάρκεια μετάβασης από την κάθοδο στην άνοδο, για ένα ηλεκτρόνιο που κινείται σε ομογενές ηλεκτρικό πεδίο με σχετικιστική ταχύτητα. Εάν αντικαταστήσουμε την ποσότητα $\mu = eE/m$ και θεωρήσουμε ότι $E = V_{AK}/d$, η θετική λύση για τη χρονική διάρκεια μετάβασης από την άνοδο στην κάθοδο είναι

$$\blacktriangleright \tau_{AK} = \frac{d}{\sqrt{V_{AK}}} \sqrt{\frac{2m}{e} + \frac{V_{AK}}{c^2}}, \quad (4.13)$$

και η αντίστοιχη συχνότητα ισούται με $f_{REFL} = \frac{1}{4\tau_{AK}}$:

$$\blacktriangleright f_{REFL} = \frac{1}{4\tau_{AK}} = \frac{\sqrt{V_{AK}}}{4d} \sqrt{\frac{ec^2}{2mc^2 + eV_{AK}}}. \quad (4.14)$$

Άλλες Προσεγγίσεις για τη Συχνότητα Reflexing

Σε πρακτικές μονάδες, η συχνότητα reflexing μπορεί να προσεγγιστεί από την [6]

$$\blacktriangleright f_{REFL} \cong k \frac{\beta}{d} \text{ [GHz]}, \quad (4.15)$$

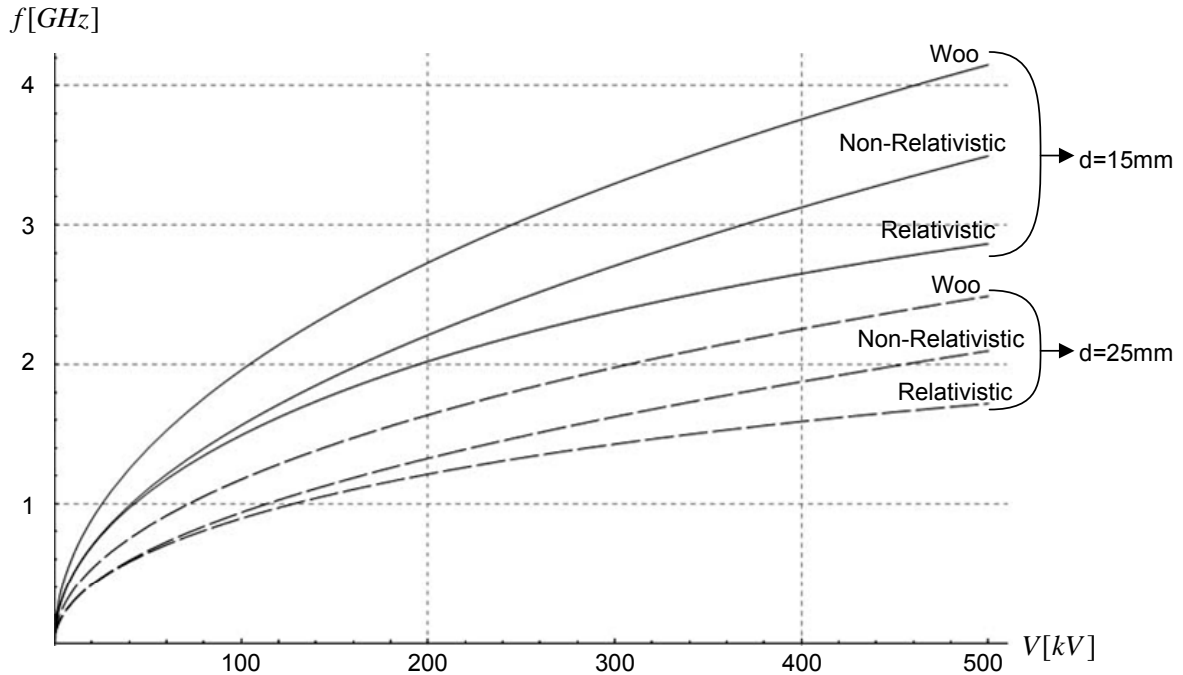
με την απόσταση A-K, d , να εκφράζεται σε cm και $k=2.5\sim 7.5$. Για μικρές τάσεις (μη σχετικιστική περιοχή), ο πολλαπλασιαστής k λαμβάνει την τιμή 2.5, ενώ για μεγάλες τάσεις, όπου η ταχύτητα του ηλεκτρονίου γρήγορα προσεγγίζει την ταχύτητα του φωτός στο διάκενο, ο συντελεστής αυτός λαμβάνεται 7.5. Ο τύπος αυτός είναι χρησιμότερος σε σχετικιστικές τάσεις, διότι ο πολλαπλασιαστής συγκλίνει γρήγορα στην τιμή 7.5. Για μεγάλες τάσεις διόδου, ο Woo [50] πρότεινε πως η συχνότητα reflexing μπορεί να υπολογιστεί καλύτερα από την έκφραση

$$\blacktriangleright f_{REFL} = \frac{4.77}{d} \ln(\gamma_0 + \sqrt{\gamma_0^2 - 1}) \text{ [GHz]}, \quad (4.16)$$

όπου η απόσταση A-K, d , εκφράζεται σε cm. Για χαμηλότερες τάσεις, ο ανωτέρω νόμος μεταβάλλεται όπως ο $f_{REFL} \propto \sqrt{V_{AK}}/d$. Γενικά, για μη ομογενές δυναμικό στην περιοχή της διόδου, ο χρόνος μετάβασης από την κάθοδο στην άνοδο μπορεί να υπολογιστεί από τη γενική έκφραση

$$\tau_{AK} = \int_{x_C}^{x_A} \frac{1}{v_e(x)} dx. \quad (4.17)$$

Τα παραπάνω προτεινόμενα μοντέλα για τις reflex oscillations συνοψίζονται στην Εικ. 4.4, για δύο περιπτώσεις απόστασης ανόδου-καθόδου, 15mm και 25mm. Η σχετικιστική προσέγγιση (4.14) συγκλίνει πολύ γρήγορα σε μία σταθερή τιμή, η οποία καθορίζεται ουσιαστικά από το χρόνο που χρειάζεται ένα σωματίδιο με την ταχύτητα του φωτός να διέλθει το διάκενο της διόδου. Το μοντέλο του Woo, (4.16), αν και για μικρές τιμές επιταχύνοντος δυναμικού δίνει μεγαλύτερες συχνότητες, ακολουθεί τη μη σχετικιστική προσέγγιση (4.4) μέχρι τα 2.5MeV, ενώ από εκεί και ύστερα αρχίζει και αυτό να τείνει σε μία οριακή τιμή.



Εικ. 4.4: Η συχνότητα των reflex oscillations βάσει των τριών θεωρητικών μοντέλων, για δύο αποστάσεις ανόδου-καθόδου.

Τα ανωτέρω μοντέλα για τις reflex oscillations εφαρμόζονται όταν το ηλεκτρικό πεδίο είναι ομογενές και όταν η απόσταση της εικονικής καθόδου από την άνοδο είναι ίση με την απόσταση της πραγματικής καθόδου από την άνοδο. Στην πραγματικότητα, η περιοχή της εικονικής καθόδου κάθε άλλο παρά σαφώς ορισμένη είναι, γεγονός που συμβάλλει σε σημαντική αβεβαιότητα στις εξιδανικευμένες αυτές προσεγγίσεις.

4.1.2. Ταλαντώσεις της Εικονικής Καθόδου

Στις λυχνίες Vircator, εκτός από τα ηλεκτρόνια που ταλαντώνονται μεταξύ πραγματικής και εικονικής καθόδου, επικρατεί ένας ακόμα βασικός μηχανισμός παραγωγής μικροκυματικής ακτινοβολίας. Η εικονική κάθοδος μπορεί να αποτελέσει ακτινοβολητή, εξαιτίας των ταλαντώσεων τόσο στη θέση της, όσο και στο χωρικό της φορτίο, ή, ισοδύναμα, στο δυναμικό της [6], [47]. Η εικονική κάθοδος συμπεριφέρεται σαν ένας ταλαντωτής απόσβεσης, στον οποίο προσφέρεται ενέργεια μέσω της ηλεκτρονικής δέσμης, που την τροφοδοτεί με φορτίο. Οι ταλαντώσεις χωρικού φορτίου της εικονικής καθόδου τοποθετούνται εμπειρικά μεταξύ των συχνοτήτων ([47], [50], [51])

$$\blacktriangleright f_p \leq f_{osc} \leq \sqrt{2\pi} f_p, \quad (4.18)$$

όπου εδώ με f_p εκφράζουμε τη συχνότητα ηλεκτρονίων πλάσματος της δέσμης. Στη βιβλιογραφία η σχετικιστική συχνότητα πλάσματος για τα ηλεκτρόνια της δέσμης αποδίδεται συνήθως ως [52]

$$\blacktriangleright \omega_p^2 = 4\pi \frac{n_e e^2}{\gamma m_e} \quad \text{ή} \quad \omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 \gamma m_e}, \quad (4.19)$$

για ποσότητες εκφρασμένες σε σύστημα Gauss ή SI αντίστοιχα. Ωστόσο, καθώς η ταλάντωση πλάσματος των ηλεκτρονίων αφορά εν γένει διεύθυνση παράλληλη στον άξονα της κίνησής τους, είναι προτιμότερο να χρησιμοποιείται η διαμήκης σχετικιστική μάζα (longitudinal relativistic mass), η οποία ισούται με $m_{\parallel} = \gamma^3 m$ [16]. Συνεπώς η συχνότητα πλάσματος για τη σχετικιστική περιοχή θα είναι προτιμότερο να λαμβάνεται ως $\omega_p^2 = 4\pi(n_e e^2 / \gamma^3 m_e)$ ή $\omega_p^2 = (n_e e^2 / \epsilon_0 \gamma^3 m_e)$, για ποσότητες εκφρασμένες σε σύστημα Gauss ή SI αντίστοιχα. Στις ανωτέρω εκφράσεις, με n_e συμβολίζουμε την πυκνότητα των ηλεκτρονίων της δέσμης και με γ το σχετικιστικό συντελεστή των ηλεκτρονίων, κατά τη στιγμή που αυτά διέρχονται από την άνοδο. Από την παραπάνω πυκνότητα η τυχόν εξουδετέρωση φορτίου από την παρουσία θετικών ιόντων μπορεί να αφαιρεθεί, ώστε η πυκνότητα φορτίου των ηλεκτρονίων στη δέσμη γίνεται:

$$n_{e,eff} = n_{e,beam} - n_{ion}. \quad (4.20)$$

Η έκφραση για τη συχνότητα πλάσματος της δέσμης μπορεί να γραφεί σε πρακτικές μονάδες ως [6]

$$\blacktriangleright f_p = 4.08 \sqrt{\frac{J [kA/cm^2]}{\beta\gamma}} \text{ [GHz]} \quad (4.21)$$

Στην [52] εξάγεται ότι οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου γίνονται στις χαρακτηριστικές συχνότητες

$$\blacktriangleright f_{osc} = \sqrt{2}\pi f_p \left(k + \frac{1}{2} \right), \quad k=0,1,2,\dots \quad (4.22)$$

από όπου λαμβάνουμε, για $k=0$, ότι η κεντρική συχνότητα ταλάντωσης της εικονικής καθόδου είναι $f_{osc} \cong 2.2 f_p$, $k=0,1,2,\dots$. Στην [53], η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου υπολογίζεται ότι είναι $f_{osc} \cong 2.14 f_p$.

4.2. Παράγοντες που Επηρεάζουν τη Μικροκυματική Έξοδο

Εύκολα διαπιστώνει κανείς ότι οι βασικές διεργασίες, που οδηγούν στην παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας σε έναν Vircator, εξαρτώνται από ένα πλήθος παραμέτρων, οι οποίες, κατά τη διάρκεια του φαινομένου, κάθε άλλο παρά σταθερές είναι. Για παράδειγμα, η ταλάντωση των ηλεκτρονίων μεταξύ πραγματικής και εικονικής καθόδου εξαρτάται ισχυρά από τη θέση της εικονικής καθόδου, από τη πραγματική απόσταση της ανόδου και της καθόδου, η οποία ελαττώνεται από το πλάσμα που δημιουργείται μεταξύ των ηλεκτροδίων, και από την τάση που εφαρμόζεται στη δίοδο του Vircator. Η θέση και οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου εξαρτώνται από την ενέργεια, με την οποία εισέρχεται στον αδρανή χώρο η ηλεκτρονική δέσμη, καθώς και από την πυκνότητα των ηλεκτρονίων και συνεπώς από τη ρευματική πυκνότητα της δέσμης, J . Το ρεύμα που ανακλάται από την εικονική κά-

θοδο προς την περιοχή της διόδου του Vircator επηρεάζει τη χωρική πυκνότητα του ρεύματος στη δίοδο και, επομένως, την ηλεκτρονική δέσμη στο σύνολό της. Επιπλέον η τάση και το ρεύμα που παρέχονται στη δίοδο από το εξωτερικό κύκλωμα, όπως μία γεννήτρια Marx, παρουσιάζουν σημαντική χρονική μεταβολή, ώστε να μην μπορούμε να μιλάμε για σταθερές εξωτερικές παραμέτρους σε μία διάταξη με λυχνία Vircator. Ακόμα, η ίδια η εικονική κάθοδος παρουσιάζει χαοτική συμπεριφορά, αφού το φορτίο που ανακλά προς την άνοδο, οι ταλαντώσεις πλάσματος που εκτελεί και η χωρική κατανομή του φορτίου της, κάθε άλλο παρά σαφώς ορισμένες είναι. Τέλος, αρκετές παράμετροι ακόμα, όπως τα υλικά της ανόδου και της καθόδου, το κενό στη λυχνία αλλά και τα μικροκυματικά χαρακτηριστικά της κοιλότητας εντός της οποίας σχηματίζεται η εικονική κάθοδος, παίζουν σημαντικό ρόλο στα χαρακτηριστικά του μικροκυματικού παλμού ενός Vircator.

4.2.1. Ιδιότητες Διακένου Ανόδου-Καθόδου

Ας θεωρήσουμε, χωρίς βλάβη της γενικότητας, ότι αναφερόμαστε σε Vircator αρνητικής οδήγησης, στον οποίο η άνοδος και το σώμα διατηρούνται σε δυναμικό αναφοράς και ότι στην κάθοδο οδηγείται ο ισχυρός παλμός πολύ υψηλής τάσης, αρνητικής πολικότητας. Σαν αποτέλεσμα, η κάθοδος εκλύει ισχυρό ρεύμα εκπομπής πεδίου από μικροαιχμές και ανωμαλίες στη γεωμετρία, το οποίο, στο αμέσως επόμενο στάδιο, έχει σαν αποτέλεσμα την πρόκληση έκρηξης υλικού από την κάθοδο και σταδιακή κάλυψη της επιφάνειας της καθόδου από πλάσμα. Το πλάσμα που δημιουργείται κατά την εκρηκτική εκπομπή (explosive emission) είναι υπεύθυνο για τα ισχυρά ρεύματα, για τις πολύ μεγάλες μικροκυματικές ισχύεις αλλά και για τη μικρή διάρκεια του φαινομένου παραγωγής ακτινοβολίας.

Το πλάσμα της καθόδου λειτουργεί ως ιδανική κάθοδος, η οποία παρέχει οσοδήποτε μεγάλο πλήθος ηλεκτρονίων στη δίοδο, με μηδενικό έργο εξόδου. Τα ρεύματα σε μία δίοδο εκρηκτικής εκπομπής είναι μεγαλύτερα από οποιαδήποτε διαμόρφωση θερμοϊονικής καθόδου ή καθόδου εκπομπής πεδίου. Οι δίοδοι εκρηκτικής εκπομπής είναι οι μόνες που μπορούν να συνεισφέρουν δεκάδες kA ρεύματος ανά cm^2 επιφάνειας. Ωστόσο, το αντίτιμο είναι η εξάπλωση του πλάσματος στον ενδιάμεσο χώρο, εξαιτίας διεργασιών θερμικής διάχυσης αλλά και του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, με τελικό αποτέλεσμα τη γεφύρωση της διόδου από αγώγιμο πλάσμα. Από τη στιγμή της γεφύρωσης ή *κατάρρευσης* του διακένου, η δίοδος παύει να επιταχύνει ηλεκτρόνια και επομένως εξαφανίζεται η ηλεκτρονική δέσμη που τροφοδοτεί την εικονική κάθοδο. Η εκρηκτική εκπομπή ηλεκτρονίων από ψυχρές καθόδους είναι πολύ απλή μέθοδος παραγωγής δέσμης. Η δέσμη, ωστόσο, έχει μεγάλο θόρυβο (δεν είναι μονοενεργητική), εξαιτίας της δυναμικής μεταβολής των χαρακτηριστικών της διόδου.

Τα υλικά των ηλεκτροδίων μπορεί να είναι ποικίλα: ανοξείδωτος χάλυβας, αλουμίνιο, χαλκός, γραφίτης. Αυτά αποτελούν σημαντική παράμετρο στη συμπεριφορά της διάσπασης της διόδου κενού. Τα μέταλλα, που χρησιμοποιούνται στα ηλεκτρόδια, ενδέχεται ακόμα να έχουν σημαντική ποσότητα προσροφημένων αερίων, όπως υδρογόνο (H , H_2), νερό (H_2O) και άλλα αέρια (CH_4 , NH_3). Επίσης, τα ηλεκτρόδια ενδέχεται να είναι επικαλυμμένα από οξειδία του μετάλλου, σε ύψος αρκετών ατομικών στοιβάδων, όπως επίσης να έχουν επικαθίσεις οργανικών και μη ενώσεων στην επιφάνειά τους. Το υλικό των ηλεκτροδίων, τα προσροφημένα αέρια, η γεωμετρία και άλλοι παράγοντες παίζουν κρίσιμο ρόλο στην ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στη δίοδο και στη συμπεριφορά της κατάρρευσης του διακένου.

Το πλάσμα στη δίοδο μπορεί να προέρχεται τόσο από την άνοδο όσο και από την κάθοδο. Τα υλικά των ηλεκτροδίων αλλά και η καθαρότητά τους παίζουν σημαντικό ρόλο στην ταχύτητα εξάπλωσης του διηλεκτρόδιου πλάσματος. Ανάλογα επηρεάζει και η αρχική απόσταση ανόδου-καθόδου και το συνακόλουθο ηλεκτρικό πεδίο που εμφανίζεται στη δίοδο. Η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος της καθόδου αλλά και της ανόδου μπορεί να κυμαίνεται στην περιοχή των 1cm/μsec μέχρι και 10cm/μsec [54], με αποτέλεσμα διάκενο δίοδου μερικών mm να έχει ωφέλιμη διάρκεια ζωής έως και 50nsec μόνο. Η ταχύτητα αυτή κατά κύριο λόγο εξαρτάται από την τοπική θερμοκρασία πλάσματος, η οποία μπορεί να ανέρχεται σε μερικές χιλιάδες βαθμούς.

Σε έναν Vircator, η κάθοδος είναι συνήθως κυκλικής μορφής, με ακτίνα a . Αν αγνοήσουμε τα φαινόμενα των άκρων, το ρεύμα στη δίοδο αρχικά είναι

$$I_{SCL} = J_{SCL}\pi a^2, \quad (4.23)$$

ή, σε πρακτικές μονάδες,

$$I_{SCL} \cong 2.33 \frac{\pi a^2 [cm^2] \cdot V [MV]^{3/2}}{d [cm]^2} [kA], \quad (4.24)$$

όπως υπαγορεύει ο νόμος Child-Langmuir. Στην ανωτέρω έκφραση, d είναι η απόσταση ανόδου-καθόδου. Η επέκταση του πλάσματος των ηλεκτροδίων έχει σαν αποτέλεσμα τη διεύρυνση του μετώπου της καθόδου και την ελάττωση της απόστασης των οπλισμών. Επομένως, το εμβαδόν της καθόδου μπορεί να προσεγγιστεί από την έκφραση

$$S(t) \cong \pi r^2(t) \cong \pi (a + u_K \cdot t)^2, \quad (4.25)$$

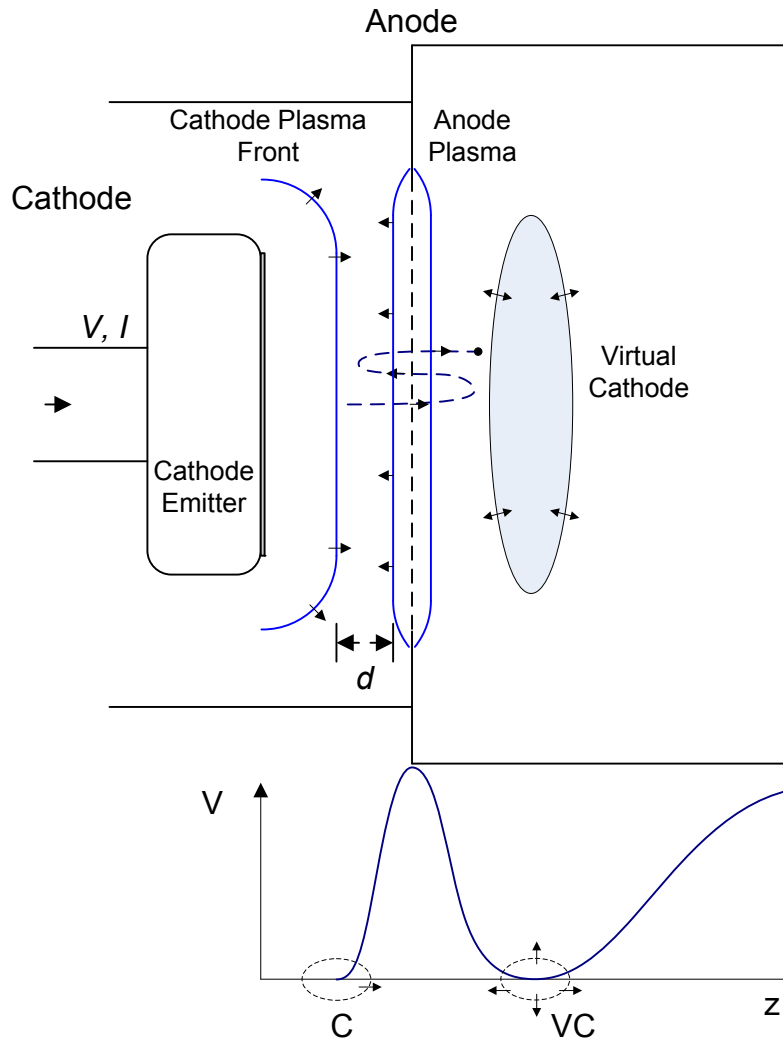
όπου u_K είναι η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος της καθόδου, ένα φαινόμενο που θεωρούμε πως συντελείται προς κάθε κατεύθυνση.

Παρομοίως, η απόσταση ανόδου-καθόδου, αρχικά ίση με d , μειώνεται με το χρόνο με ρυθμό $-u \cdot t$, άρα η φαινόμενη απόσταση των οπλισμών είναι

$$d(t) \cong (d - u \cdot t)^2. \quad (4.26)$$

Στη σχέση αυτή, u είναι η αθροιστική ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος καθόδου και ανόδου στη δίοδο.

Όπως είναι αντιληπτό, η ποσότητα ρεύματος που διέρχεται τη δίοδο αυξάνει με ρυθμό σχεδόν τετάρτης τάξης, αφού η ακτίνα της καθόδου αυξάνει γραμμικά, άρα το εμβαδόν με τετραγωνικό ρυθμό, ενώ η ποσότητα d^2 μειώνεται ομοίως με τετραγωνικό ρυθμό σε σχέση με το χρόνο. Επομένως, το ρεύμα της δίοδου, υπεύθυνο κατά κύριο λόγο για τη συχνότητα πλάσματος του Vircator, μεταβάλλεται με το χρόνο, και η μεταβολή αυτή γίνεται ραγδαία, όσο η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος γίνεται μεγαλύτερη. Εξάλλου, η φαινόμενη μείωση της απόστασης των οπλισμών επηρεάζει άμεσα τη συχνότητα των reflex ταλαντώσεων,



Εικ. 4.5: Σχηματική απεικόνιση της μεταβολής των χαρακτηριστικών της διόδου.

ωθώντας την, αντιστρόφως ανάλογα, προς μεγαλύτερες τιμές. Ήδη, διαισθητικά, γίνεται αντιληπτό πως η άντληση συνεχώς μεγαλύτερου ρεύματος από την πηγή που τροφοδοτεί τη δίοδο της λυχνίας έχει σαν αποτέλεσμα τη μεταβολή της τάσης της, V , με αποτέλεσμα περαιτέρω μετατόπιση της συχνότητας των ταλαντώσεων reflex, της ενέργειας της ηλεκτρονικής δέσμης και τελικά της συχνότητας πλάσματος του Vircator.

4.2.2. Τάση και Ρεύμα Οδήγησης

Η οδήγηση ενός Vircator γίνεται με τάσεις, που ξεκινούν από 100kV και φτάνουν έως και τα 5MV. Ρεύματα ικανά να παράγουν ισχυρή μικροκυματική ακτινοβολία, βρίσκονται στην περιοχή των δεκάδων ή και εκατοντάδων kA. Όπως είναι αντιληπτό, καμία πηγή οδήγησης δεν είναι ικανή να δώσει τέτοια ποσά ισχύος με τρόπο σταθερό και χωρίς διακυμάνσεις. Η συνηθέστερη μέθοδος οδήγησης των Vircators πραγματοποιείται με πολυβάθμιες κρουστικές γεννήτριες Marx. Η μέθοδος αυτή συνίσταται στη φόρτιση μίας συστοιχίας πυκνωτών σε μία μέση-υψηλή τάση και στη συνέχεια στην εν σειρά εκφόρτισή τους στη λυχνία. Σαν αποτέλεσμα, η τάση οδήγησης της διόδου ενός Vircator γίνεται το γινόμενο της τάσης φόρτισης των πυκνωτών επί το συνολικό αριθμό τους. Ωστόσο, εύκολα διαπιστώνουμε ότι η

τάση και το ρεύμα οδήγησης εξαρτώνται από τη συνολική αποθηκευμένη ενέργεια των πυκνωτών αλλά και από την αντίσταση που μακροσκοπικά εμφανίζει η δίοδος της λυχνίας. Τόσο η πεπερασμένη αποθηκευμένη ενέργεια, η χωρητικότητα αλλά και η μη γραμμική συνάρτηση τάσης-ρεύματος της διόδου κενού συνιστούν ένα σύστημα πηγής-φορτίου, με έξοχα μη γραμμική συμπεριφορά. Συνεπώς είναι αδύνατον να διατηρηθούν σταθερά η τάση και το ρεύμα ενός Vircator.

Άμεση συνέπεια της μη σταθερότητας τάσης και ρεύματος οδήγησης αποτελεί η ολίσθηση της συχνότητας εξόδου. Έχουμε δει ότι η συχνότητα reflexing των ηλεκτρονίων εξαρτάται από την τετραγωνική ρίζα της τάσης, σχ. (4.5), την οποία επαναλαμβάνουμε εδώ:

$$\blacktriangleright f_{REFL} \propto \sqrt{\frac{V_{AK}}{d}}. \quad (4.27)$$

Επιπλέον, η συχνότητα ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου εξαρτάται τόσο από την ενέργεια της δέσμης (τάση) όσο και από το ρεύμα της διόδου. Για παράδειγμα, μία εκτίμηση των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, προσδιορίζεται από την εμπειρική έκφραση (4.21), την οποία αναφέρουμε πάλι εδώ:

$$\blacktriangleright f_p = 4.08 \sqrt{\frac{J [kA/cm^2]}{\beta\gamma}} \text{ [GHz]} \quad (4.28)$$

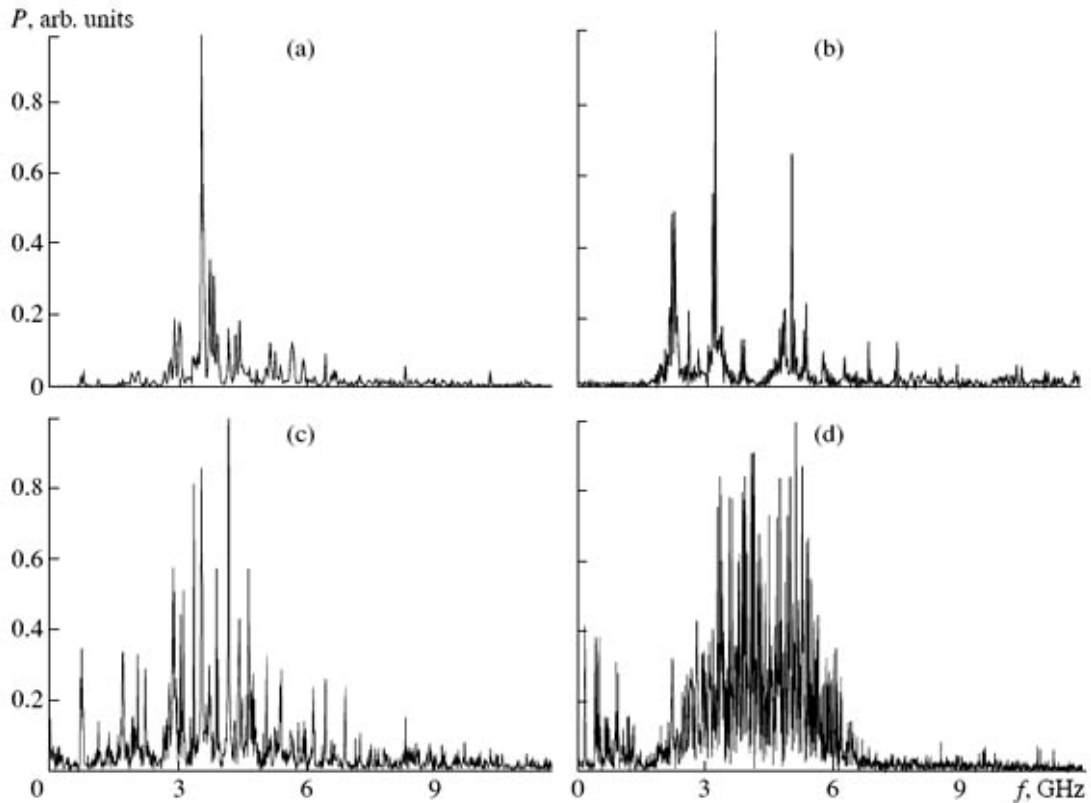
Είναι φανερό ότι το ρεύμα και η τάση οδήγησης επηρεάζουν άμεσα τους δύο βασικούς μηχανισμούς παραγωγής μικροκυματικής ακτινοβολίας. Μεταβολή της τάσης και του ρεύματος, κατά τη διάρκεια του φαινομένου, έχουν ως αποτέλεσμα την ολίσθηση της συχνότητας εξόδου ενός Vircator, από όποιο μηχανισμό και αν προέρχεται αυτή. Στη συνθετότητα του προβλήματος οδήγησης μπορεί να προστεθεί η μεταβολή των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της διόδου, εξαιτίας της παραγωγής και εξάπλωσης πλάσματος, σύμφωνα με όσα αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο. Η μεταβατική συμπεριφορά ενός Vircator, ο οποίος οδηγείται από χωρητική πηγή, αντιμετωπίζεται πιο διεξοδικά στην ακόλουθη παράγραφο, 4.3.6.

4.2.3. Επίδραση του Μαγνητικού Πεδίου

Οι Vircators αποτελούν μία κατηγορία λυχνιών, στις οποίες το μαγνητικό πεδίο δεν απαιτείται, παρά μόνο στην περίπτωση της Reditron ([55], [56]), όπως θα παρουσιαστεί και στην παράγραφο 4.5.5. Η Reditron χρησιμοποιεί άνοδο με δακτυλιοειδές άνοιγμα, από το οποίο διέρχεται ανάλογη σωληνοειδής δέσμη (annular beam), επομένως το μαγνητικό πεδίο είναι απαραίτητο για την ευθυγράμμισή της. Πέραν όμως από την περίπτωση αυτή, τα θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα, αναφορικά με τη χρήση μαγνητικού πεδίου σε reflex triode Vircators και axial Vircators είναι αμφιταλαντευόμενα, ως προς το αν η χρήση μαγνητικού πεδίου βελτιώνει την ισχύ ή όχι. Για παράδειγμα, η έξοδος της reflex triode μειώνεται δραματικά με την εφαρμογή μαγνητικού πεδίου, ([57]), κάτι που αναπτύσσεται και θεωρητικά [58], για την περίπτωση ομοαξονικού Vircator.

Η παρουσία μαγνητικού πεδίου φαίνεται ότι ισχυροποιεί την παρουσία μίας μόνο συχνότητας, εις βάρος όμως της συνολικής ενέργειας του μικροκυματικού παλμού ([59]). Σε

ασθενή μαγνητικά πεδία, η εικονική κάθοδος έχει μεγαλύτερη ελευθερία χωρικών κινήσεων, με αποτέλεσμα την παραγωγή ακτινοβολίας σε πλήθος αρμονικών, με χαοτικό τρόπο. Η ενέργεια των παραγόμενων μικροκυμάτων είναι μεγαλύτερη, αλλά το φάσμα είναι σαφώς μικρότερης συνάφειας.



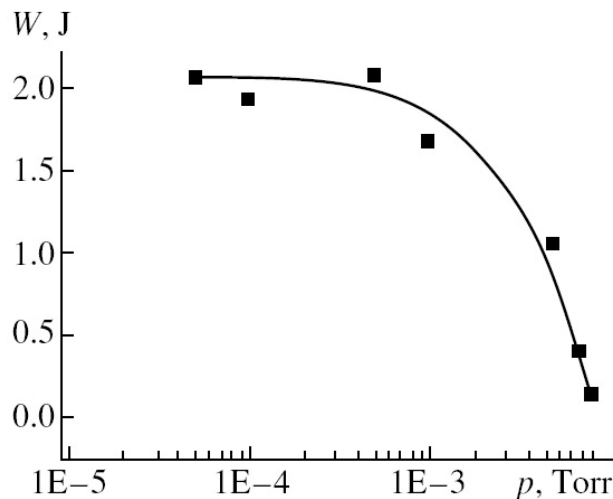
Εικ. 4.6: Φάσμα μικροκυματικής εξόδου, για διάφορα επιβαλλόμενα μαγνητικά πεδία. (α) 40kG, (β) 20kG, (γ) 6kG, (δ) 0kG. Από την [59].

Σε πειράματα έχει επίσης παρατηρηθεί σε άλλες περιπτώσεις αύξηση της συχνότητας με εφαρμογή μαγνητικού πεδίου [60], αλλά και ότι το μαγνητικό πεδίο δεν έχει επίδραση στη συχνότητα εξόδου, ενώ έχει μικρή αρνητική επίδραση στην ισχύ της λυχνίας ([61], [62]). Από θεωρητικές μελέτες επίσης φαίνεται να υπάρχουν περιπτώσεις που το ανομοιογενές πεδίο αυξάνει την απόδοση, λόγω Gyrotron effect ([63]). Στην περίπτωση της Reditron, η μικροκυματική ακτινοβολία είναι απύσχα, όταν δεν υπάρχει μαγνητικό πεδίο, ωστόσο υπάρχει μία βέλτιστη τιμή πεδίου, στην οποία η απόδοση γίνεται μέγιστη ([64]).

4.2.4. Το Κενό στις Λυχνίες *Vircator*

Το επίπεδο του κενού στις λυχνίες *Vircator* και *Reflex Triode* είναι μία παράμετρος με σχετική ανοχή. Διαισθητικά, καλύτερο κενό θα έχει σαν αποτέλεσμα μεγαλύτερη διάρκεια ζωής της εικονικής καθόδου, ωστόσο το παραγόμενο πλάσμα από την κάθοδο και την άνοδο φαίνεται να έχει πολύ πιο σημαντική επίδραση στη συγκέντρωση ατόμων και ιόντων στην περιοχή της αλληλεπίδρασης. Επιπλέον, ένα κενό της τάξης των 10^{-4} Torr συνεπάγεται μία πυκνότητα ατόμων της τάξης του $3 \cdot 10^{18} \text{m}^{-3}$. Μία ηλεκτρονική δέσμη 1kA, 100keV και διατομής 5cm^2 , (αριθμοί πολύ συντηρητικοί για έναν *Vircator*), έχει πυκνότητα ηλεκτρονίων

$2 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, σχεδόν μία τάξη μεγέθους παραπάνω. Λαμβάνοντας υπόψη την πιθανότητα ιονισμού ενός ατόμου από την ηλεκτρονική δέσμη, η επίδραση του παραμένουτος αερίου στη συμπεριφορά ενός Vircator φαίνεται να είναι περιορισμένη για κενό της λυχνίας μέχρι 10^{-4} Torr. Στην [65], όπως και στην παρούσα διατριβή (βλ. παρ. 6.5), φαίνεται πως η μικροκυματική έξοδος ενός Vircator παραμένει εξίσου ισχυρή για κενό ακόμα και χειρότερο από 10^{-3} Torr.



Εικ. 4.7: Η ενέργεια του μικροκυματικού παλμού ενός Vircator, σε συνάρτηση με το κενό εντός της λυχνίας (Selemir et al., [65])

Ωστόσο, φαίνεται να υπάρχει ένα κατώφλι γύρω στα 10mTorr, πάνω από το οποίο η συμπεριφορά του Vircator αλλάζει δραστικά: η δίοδος καταρρέει πολύ πιο γρήγορα, πλέον με μηχανισμούς διάσπασης αερίων (Townsend και Οχετού) και πλήρωση με πλάσμα, ενώ η μικροκυματική έξοδος πρακτικά εξαφανίζεται. Στην Reflex Triode των Karetanakos et al. το κενό της λυχνίας είναι 10^{-4} Torr ([48]), ενώ στην Reflex Triode της [66], το κενό κυμαίνεται στα ίδια περίπου επίπεδα, $7.5 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$ Torr. Σε άλλες περιπτώσεις, όπως στον C-Band αξονικό Vircator της [67] και τον Vircator - Reflex Triode της [68], το κενό διατηρείται στα 10^{-5} Torr. Στον Reditron oscillator των Davis et al., το κενό είναι στα $3 \cdot 10^{-5}$ Torr ([55]). Σε άλλες αναφορές το κενό διατηρείται σε ακόμα πιο χαμηλά επίπεδα, ωστόσο φαίνεται ότι κάτι τέτοιο δεν παίζει σημαντικό ρόλο.

Ο αριθμός των ατόμων στη λυχνία μπορεί να εκτιμηθεί από την καταστατική εξίσωση των ιδανικών αερίων,

$$PV = NkT, \quad (4.29)$$

όπου P είναι η πίεση, V ο όγκος, T η θερμοκρασία, k η σταθερά Boltzmann και N ο αριθμός ατόμων αερίου στον όγκο V . Για ευκολία χρησιμοποιούμε τη σχέση του Avogadro, ότι στους 273K και σε πίεση 1atm, $6.023 \cdot 10^{23}$ άτομα ιδανικού αερίου καταλαμβάνουν όγκο 22.4 lt.

Η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στην ηλεκτρονική δέσμη μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση $J = \rho v$, αντικαθιστώντας $J = I_{beam} / S_{beam}$, $v = \beta c$, $b = \sqrt{1 - 511^2 / (511 + E_{beam} [keV])^2}$ και $\rho = n_e / e$.

Πιν. 4.1: Πίεση και Αριθμός Ατόμων Αερίου σε Συνήθη Θερμοκρασία

Πίεση [Torr]	Συγκέντρωση Ατόμων [m^{-3}]
10^{-2}	$3.2 \cdot 10^{20}$
10^{-3}	$3.2 \cdot 10^{19}$
10^{-4}	$3.2 \cdot 10^{18}$
10^{-5}	$3.2 \cdot 10^{17}$
10^{-6}	$3.2 \cdot 10^{16}$
10^{-7}	$3.2 \cdot 10^{15}$

Πιν. 4.2: Πυκνότητα Ηλεκτρονίων Διαφόρων Δεσμών, Διατομής $10cm^2$

Ηλεκτρονική Δέσμη	Συγκέντρωση Ηλεκτρονίων [m^{-3}]
1kA, 100keV	$\sim 10^{19}$
1kA, 300keV	$\sim 7 \cdot 10^{18}$
5kA, 100keV	$\sim 5 \cdot 10^{19}$
5kA, 300keV	$\sim 3.5 \cdot 10^{19}$
10kA, 300keV	$\sim 7 \cdot 10^{19}$
10kA, 600keV	$\sim 6 \cdot 10^{19}$

Από τα ανωτέρω φαίνεται ότι οι πυκνές ηλεκτρονικές δέσμες με πυκνότητες φορτίου $10^{19}-10^{20}[m^{-3}]$ ανταγωνίζονται ένα ισοδύναμα πυκνό αέριο, όταν η πίεση είναι $\sim 10^{-3}$ Torr. Με την παρατήρηση αυτή μπορούμε να συμπεράνουμε ότι οι Vircaters λειτουργούν κατά τα αναμενόμενα, όταν η πίεση του αερίου στη λυχνία είναι το πολύ ίση με την πυκνότητα ηλεκτρονίων στην εγχεόμενη ηλεκτρονική δέσμη.

Η επαναληπτική λειτουργία ενός Viricator έχει σαν αποτέλεσμα την απελευθέρωση και συσσώρευση αερίου, το οποίο προέρχεται από τις συγκρούσεις των ηλεκτρονίων με το σώμα της λυχνίας. Η πίεση που επικρατεί εντός της λυχνίας επηρεάζει τη διάρκεια του μικροκυματικού παλμού, διότι εντείνει τα φαινόμενα κατάρρευσης του διακένου της διόδου και της εξουδετέρωσης της εικονικής καθόδου από ιόντα του υποβάθρου. Συνεπώς, το αντλητικό σύστημα της λυχνίας πρέπει να είναι συνεχώς συνδεδεμένο και εν λειτουργία, προκειμένου να εξασφαλίζεται η επαναληπτική λειτουργία. Για λυχνία που έχει υποστεί επαρκή καθαρισμό, υπάρχει ένας εμπειρικός τύπος, ο οποίος συνδέει τη χρονική διάρκεια των μικροκυματικών παλμών, την ταχύτητα άντλησης του κενού και τη συχνότητα επαναλήψεων. Η σχέση αυτή είναι η [69]

$$\tau[ns] < 20 \frac{S[l/sec]}{R[Hz]}, \quad (4.30)$$

Για παράδειγμα, μπορούμε να επιτύχουμε μικροκυματικούς παλμούς διάρκειας 100nsec, με ρυθμό επανάληψης 1kHz, εάν η ταχύτητα άντλησης είναι 5000lt/sec. Βέβαια, ένας τέτοιος ρυθμός άντλησης είναι εξωπραγματικός. Αν, αντίθετα, χρησιμοποιήσουμε ένα ρεαλιστικό ρυθμό άντλησης, που είναι τα 50lt/sec, τότε μπορούμε θεωρητικά να επιτυγχάνουμε παλμούς διάρκειας 100nsec με ρυθμό επανάληψης 10Hz.

4.3. Κλασσική Μέθοδος Σχεδίασης Vircator

Σε μία σχεδίαση Vircator, λαμβάνονται κατ' αρχήν υπ' όψη οι δύο ευρέως παραδεκτοί μηχανισμοί παραγωγής μικροκυματικής ακτινοβολίας. Ο πρώτος εξ αυτών είναι η παγίδευση ηλεκτρονίων ανάμεσα στην πραγματική και την εικονική κάθοδο, μηχανισμός που προκαλεί τη συχνότητα reflexing. Ο δεύτερος μηχανισμός σχετίζεται με την «πυκνότητα» της εικονικής καθόδου. Η διεργασία αυτή είναι συνδεδεμένη με τη συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης (beam plasma frequency).

4.3.1. Συχνότητες Σχεδίασης

Η παραδοσιακή αντιμετώπιση είναι να θεωρούμε σχηματισμό της εικονικής καθόδου σε απόσταση περίπου ίση με την απόσταση πραγματικής καθόδου-ανόδου, d_{AK} . Όπως έχουμε αναφέρει στα προηγούμενα (βλ. παρ. 4.1.1), η συχνότητα reflexing μπορεί να προσεγγισθεί μη σχετικιστικά ως

$$f_{REFL} = \frac{1}{4\tau_{AK}} = \frac{\sqrt{V_{AK}}}{4d} \sqrt{\frac{e}{2m}}, \quad (4.31)$$

ή, σχετικιστικά, ως

$$f_{REFL} = \frac{1}{4\tau_{AK}} = \frac{\sqrt{V_{AK}}}{4d} \sqrt{\frac{ec^2}{2mc^2 + eV_{AK}}}. \quad (4.32)$$

Σύμφωνα με τα προαναφερθέντα, η συχνότητα reflexing, σε μέτριες τάσεις, μπορεί να προσεγγισθεί από τις εκφράσεις

$$f_{REFL} \cong k \frac{\beta}{d} \text{ [GHz]}, \quad (4.33)$$

όπου το $k=2.5\sim 7.5$, καθώς ανεβαίνουμε από μικρές τάσεις προς τη σχετικιστική περιοχή. Ο τύπος αυτός είναι χρησιμότερος σε σχετικιστικές τάσεις, διότι ο πολλαπλασιαστής συγκλίνει γρήγορα στην τιμή 7.5. Σε μεγαλύτερες τάσεις, χρησιμοποιείται και η ευρύτερα διαδεδομένη σχέση του Woo,

$$f_{REFL} = \frac{4.77}{d} \ln(\gamma_0 + \sqrt{\gamma_0^2 - 1}) \text{ [GHz]}, \quad (4.34)$$

με το d να χρησιμοποιείται σε cm. Χαρακτηριστικό όλων των ανωτέρω εκφράσεων είναι η αντιστρόφως ανάλογη εξάρτηση από την απόσταση $d=d_{AK}$ και η χαλαρότερη ευθεία εξάρτηση από την τάση της διόδου, V_{AK} .

Αναφέραμε στην παρ. 4.1.2 ότι η δεύτερη διεργασία παραγωγής ακτινοβολίας στους Vircators σχετίζεται με την «πυκνότητα» της εικονικής καθόδου. Η διεργασία αυτή είναι συνδεδεμένη με τη συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης (beam plasma frequency).

Στη μη σχετικιστική περιοχή, η συχνότητα πλάσματος του νέφους των ηλεκτρονίων σχετίζεται με την πυκνότητά του σύμφωνα με την

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}}. \quad (4.35)$$

Σε σχετικιστικές περιοχές, η συχνότητα πλάσματος λαμβάνεται συνήθως ως

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 \gamma m}}, \quad (4.36)$$

όπου στον παρονομαστή τίθεται η σχετικιστική μάζα του ηλεκτρονίου. Το σημείο αυτό χρήζει κάποιας προσοχής, διότι αν μιλάμε για διαμήκεις ταλαντώσεις, θα πρέπει να λαμβάνεται υπ' όψη η διαμήκης αδρανειακή μάζα, που ισούται με $\gamma^3 m$, τουτέστιν

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 \gamma^3 m}}. \quad (4.37)$$

Για το λόγο αυτό, για ενέργειες άνω των 500keV, όπου ο συντελεστής γ ισούται με 2 και ανεβαίνει ραγδαία, η εκτιμώμενη συχνότητα πλάσματος της δέσμης μπορεί να διαφέρει σημαντικά. Οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου τοποθετούνται εμπειρικά στην περιοχή

$$f_p \leq f_{osc} \leq \sqrt{2\pi} f_p. \quad (4.38)$$

Η συχνότητα πλάσματος της δέσμης, όπως παρατηρούμε, εξαρτάται από την πυκνότητα της ηλεκτρονικής δέσμης και από την ενέργειά της, μέσω του παράγοντα γ . Για να υπολογιστεί η πυκνότητα των ηλεκτρονίων της δέσμης, χρησιμοποιούνται οι γνωστοί τύποι για την πυκνότητα ρεύματος

$$J = \rho v = ne\beta c. \quad (4.39)$$

Για δέσμη ακτίνας a , ισχύει

$$J = \frac{I}{\pi a^2}, \quad (4.40)$$

επομένως,

$$n = \frac{I}{\pi a^2 e \beta c}, \quad (4.41)$$

άρα και

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ie}{\epsilon_0 m \pi a^2 \beta \gamma c}}, \quad (4.42)$$

όπου χρησιμοποιούμε τη σχετικιστική μάζα γm . Στην ανωτέρω σχέση πa^2 είναι το εμβαδόν της διατομής της δέσμης, ενώ β είναι ο λόγος της ταχύτητας των σωματιδίων ως προς την ταχύτητα του φωτός. Με γ συμβολίζουμε το σχετικιστικό συντελεστή Lorentz. Υπενθυμίζουμε ότι, σε περίπτωση εξουδετέρωσης από ιόντα υποβάθρου, εισάγεται ο συντελεστής μείωσης του χωρικού φορτίου

$$\rho = \rho_0 (1 - f_e) = \frac{I}{\pi a^2 \beta c} (1 - f_e). \quad (4.43)$$

Οι συντελεστές β και γ σχετίζονται με την ενέργεια του ηλεκτρονίου, σύμφωνα με τις

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{511}{511 + V[kV]} \right)^2} \quad (4.44)$$

και

$$\gamma = \frac{511 + V[kV]}{511} = 1 + \frac{V[kV]}{511}. \quad (4.45)$$

Σύμφωνα με τα προαναφερθέντα, η έκφραση για τη συχνότητα πλάσματος της δέσμης μπορεί να γραφεί σε πρακτικές μονάδες ως

$$f_p = 4.08 \sqrt{\frac{J [kA/cm^2]}{\beta \gamma}} \text{ [GHz]} \quad (4.46)$$

4.3.2. Περιοχή Διόδου

Στους Vircators η παραγωγή της ηλεκτρονικής δέσμης γίνεται με εκρηκτική ηλεκτρονική εκπομπή από την κάθοδο, υπό την επίδραση πολύ ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου. Η εκπομπή των ηλεκτρονίων ξεκινά τοπικά με μηχανισμούς εκπομπής πεδίου τύπου Fowler-Nordheim ή συνδυασμένης εκπομπής Thermal-Field (εκπομπή Schottky). Πολύ γρήγορα, η κάθοδος υφίσταται τήξη, καλύπτεται από πλάσμα και η εκπομπή ηλεκτρονίων μεταπίπτει σε έκλυση Child-Langmuir. Το μέτωπο του πλάσματος λειτουργεί σαν ιδανική κάθοδος, προσφέροντας οσοδήποτε μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων στη δίοδο. Η ιδανική περίπτωση της διόδου απείρων πλακών έχει μέγιστη πυκνότητα ρεύματος, περιοριζόμενη από το χωρικό φορτίο, ίση με

$$J_{SCL} = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{d^2} \text{ [A/m}^2\text{]}. \quad (4.47)$$

Η παραπάνω σχέση είναι ο γνωστός νόμος *Child-Langmuir* για επίπεδη δίοδο, σε μονάδες SI. Με κριτήριο τα συνήθως εμφανιζόμενα μεγέθη σε παλμικές και σχετικιστικές μικροκυματικές λυχνίες, ο νόμος *Child-Langmuir* για την επίπεδη δίοδο μπορεί να γραφεί και ως

$$J_{SCL} = 2.33 \frac{V[MV]^{3/2}}{d[cm]^2} \text{ [kA/cm}^2\text{]}, \quad (4.48)$$

ενώ, σύμφωνα με τα όσα αναφέρθηκαν στην παρ. 2.5, για την περίπτωση σχετικιστικών ηλεκτρονίων, η σχέση για την άπειρη δίοδο μπορεί να γραφεί ως:

$$J_{SCL} = 2.71 \frac{1}{d[cm]^2} \left[\left(1 + \frac{V[MV]}{0.511} \right)^{1/2} - 0.8471 \right]^2 \text{ [kA/cm}^2\text{]}. \quad (4.49)$$

Η κάθοδος είναι συνήθως κυκλικής μορφής, με ακτίνα α . Αν αγνοήσουμε τα φαινόμενα των άκρων, το ρεύμα στη δίοδο αρχικά είναι

$$I_{SCL} = J_{SCL} \pi \alpha^2, \quad (4.50)$$

ή, σε πρακτικές μονάδες,

$$I_{SCL} \cong 2.33 \frac{\pi \alpha^2 [cm^2] \cdot V[MV]^{3/2}}{d[cm]^2} \text{ [kA]}. \quad (4.51)$$

Για *κυκλική* κάθοδο με πεπερασμένη ακτίνα α και απόσταση ηλεκτροδίων d , η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος που παρατηρείται είναι:

$$J_{SCL,2-D} \cong \left(1 + 0.2647 \frac{d}{\alpha} + 0.0058 \left(\frac{d}{\alpha} \right)^2 \right) J_{SCL,1-D}, \quad (4.52)$$

με άλλα λόγια, η χωρική πυκνότητα του ρεύματος αυξάνει ελαφρώς, λόγω φαινομένων των άκρων.

Από την έκφραση του χωρικού ρεύματος, μπορούμε να υπολογίσουμε τη φαινόμενη αντίσταση του διακένου

$$Z = \frac{V}{I_{SCL}} = \frac{V}{S \cdot J_{SCL}}. \quad (4.53)$$

Να σημειώσουμε ότι το διάκενο, εξαιτίας των φαινομένων επέκτασης του πλάσματος, παρουσιάζει δυναμική συμπεριφορά. Η απόσταση ανόδου-καθόδου μειώνεται με την πάροδο του χρόνου, με μία ταχύτητα που μπορεί να κυμαίνεται από 0.1 cm/μsec μέχρι και 10cm/μsec. Η ταχύτητα κατάρρευσης του διακένου εξαρτάται από τα υλικά και την κατάσταση των ηλεκτροδίων, από την εφαρμοζόμενη τάση αλλά και από τη μερική πίεση του αερίου υποβάθρου που υπάρχει στην περιοχή της δίοδου. Επιπλέον, το φαινόμενο εμβασμών των οπλισμών μπορεί να μεταβάλλεται και κυρίως να αυξάνεται, καθώς το πλάσμα που

περιβάλλει την κάθοδο, την αγκαλιάζει σαν αίγλη και επεκτείνεται ακτινικά προς όλες τις κατευθύνσεις. Συνεπώς το διηλεκτρόδιο πλάσμα επιδρά τόσο στην απόσταση ανόδου - καθόδου d_{AK} , όσο και στο εμβαδόν, κυρίως της καθόδου, S .

4.3.3. Ηλεκτρονική Δέσμη

Για να δημιουργηθεί εικονική κάθοδος εντός μίας ηλεκτρονικής δέσμης, θα πρέπει η τιμή του ρεύματος να ξεπερνά κάποια οριακή τιμή. Η ηλεκτρονική δέσμη, εφ' όσον δεν υπάρχει εξουδετέρωση φορτίου από θετικά ιόντα υποβάθρου, είναι πάντοτε αποκλίνουσα. Σε μία ηλεκτρονική δέσμη χωρίς εξουδετέρωση φορτίου, η οποία διατηρείται εστιασμένη από ένα άπειρο μαγνητικό πεδίο, η μέγιστη τιμή του ρεύματος που μπορεί να διέλθει, υπολογίζεται ως

$$I_L \approx 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(b/a)} \text{ [kA]}, \quad (4.54)$$

ενώ ακόμα προτείνεται και η έκφραση

$$I_L \approx 8.5 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{\ln(b/a)} \text{ [kA]}. \quad (4.55)$$

Προσπάθεια διοχέτευσης μεγαλύτερου ρεύματος από τις τιμές που προβλέπουν τα παραπάνω μοντέλα, οδηγεί σε σχηματισμό εικονικής καθόδου στον άξονα της δέσμης. Προσπαθώντας να διοχετεύσουμε ακόμα μεγαλύτερο ρεύμα στη δέσμη, η εικονική κάθοδος καταλαμβάνει συνεχώς μεγαλύτερη έκταση εντός της δέσμης και κινείται πλησιέστερα στο σημείο εισαγωγής της.

Προκειμένου να δημιουργηθεί κάθοδος σε μία βραχυκυκλωμένη δίοδο απείρων πλακών, θα πρέπει η τιμή του χωρικού ρεύματος να ξεπεράσει στιγμιαία την τιμή $8J_{SCL}$ και να μεταπέσει το λιγότερο σε μία τιμή $4J_{SCL}$. Μιλώντας για άπειρη βραχυκυκλωμένη δίοδο με απόσταση οπλισμών d και ενέργεια δέσμης V , το J_{SCL} στην περίπτωση αυτή δεν είναι άλλο από το ισοδύναμο του νόμου Child-Langmuir

$$J_{SCL} = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{d^2} \text{ [A/m}^2\text{]}. \quad (4.56)$$

Για περιπτώσεις που η ηλεκτρονική δέσμη δεν περιορίζεται από ισχυρό μαγνητικό πεδίο, η αρχή για εμφάνιση εικονικής καθόδου είναι να διοχετευθεί ρεύμα «αρκετά μεγαλύτερο» από τα μεγέθη, που προβλέπει η μονοδιάστατη θεωρία. Σε κάθε διάταξη προσαρμόζουμε κατάλληλα τη θεωρία ηλεκτρονικής δέσμης και δίοδου απείρων πλακών, προκειμένου να εκτιμήσουμε ένα κατώφλι ρεύματος που απαιτείται για δημιουργία συνθηκών εικονικής καθόδου.

4.3.4. Μαγνητικό Πεδίο

Προκειμένου να διατηρείται σχετικά σταθερή η διατομή της δέσμης, το απαιτούμενο μαγνητικό πεδίο πρέπει να είναι τουλάχιστον

$$B_{\text{infr}} \sim \frac{0.34}{r_b} \sqrt{\frac{I_b}{8.5\beta\gamma}} \text{ [T]}, \quad (4.57)$$

όπως έχουμε αναφέρει και στην παρ. 2.8.3. Στο συγκεκριμένο μαγνητικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια παρουσιάζουν γυροσυχνότητα, η οποία είναι, σε πρακτικά μεγέθη,

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = 28 \cdot B \text{ [GHz]}. \quad (4.58)$$

Γενικά, η γυροσυχνότητα στους Vircators δεν παρατηρείται στη μικροκυματική έξοδο, ωστόσο καλό θα είναι να λαμβάνεται υπ' όψη.

4.3.5. Υπολογισμός Μεγεθών

Έστω ο κυλινδρικής συμμετρίας Vircator, με κυματοδηγό εξόδου ακτίνας $b=5\text{cm}$. Έχουμε στη διάθεσή μας γεννήτρια τάσης $\sim 200\text{kV}$, χαμηλής εσωτερικής αντίστασης, και επιθυμούμε να εκπέμψουμε ακτινοβολία περί τα 2GHz . Η σχετικά πιο ακριβής εκτίμηση συχνότητας στους Vircators αφορά τη συχνότητα reflex. Επομένως ξεκινούμε, έχοντας ως δεδομένο την τάση, να ορίσουμε το διάκενο της διόδου, ώστε να τοποθετήσουμε τη συχνότητα reflex κοντά στη ζητούμενη συχνότητα. Σύμφωνα με τα μοντέλα υπολογισμού της συχνότητας reflex, για $V_{AK}=200\text{kV}$, υπολογίζουμε με δοκιμές ότι για $d_{AK}=1.6\text{cm}$ είναι:

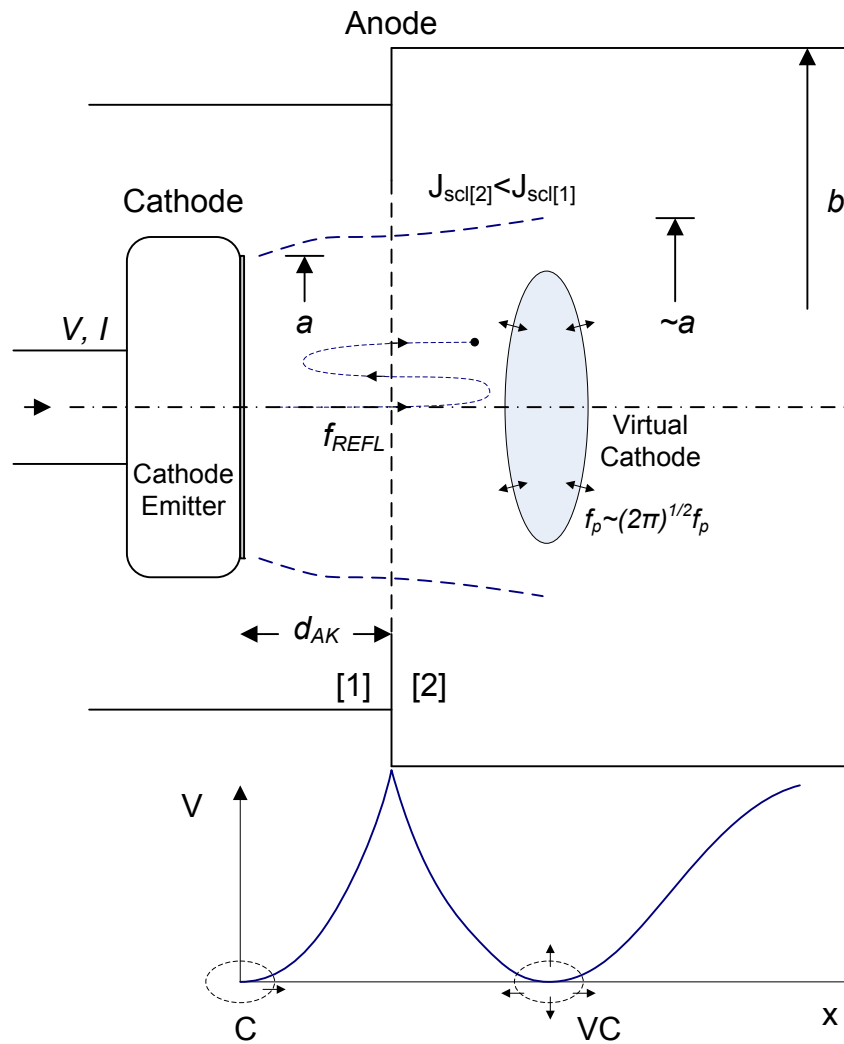
Πιν. 4.3: Εκτιμώμενη Συχνότητα Reflexing, 200kV, $d_{AK}=1.6\text{cm}$

Μη σχετικιστικό μοντέλο (4.31)	Σχετικιστικό Μοντέλο (4.32)	Μοντέλο (4.33), $k=4.5$	Μοντέλο (4.34)
$f_{REFL}=2.07\text{GHz}$	$f_{REFL}=1.89\text{GHz}$	$f_{REFL}=1.95\text{GHz}$	$f_{REFL}=2.55\text{GHz}$

Ο μέσος όρος των ανωτέρω εκτιμήσεων είναι τα 2.1GHz , επομένως θέτουμε την αρχική απόσταση του διακένου ανόδου-καθόδου στα 1.6cm . Τοποθετώντας τη συχνότητα reflexing, έχουμε εν πολλοίς καθορίσει τη μέγιστη πυκνότητα ρεύματος που μπορεί να αντληθεί από τη δίοδο. Αυτό, διότι με δεδομένη τη συχνότητα και την τάση της διόδου, έχουμε καθορίσει την απόσταση ανόδου-καθόδου που απαιτείται και επομένως τη μέγιστη πυκνότητα ρεύματος, J_{SCL} . Βάσει του νόμου Child-Langmuir για την άπειρη δίοδο, αυτή είναι περί τα 80A/cm^2 . Για τον υπολογισμό θέτουμε $V_{AK}=200\text{kV}$ και $d_{AK}=1.6\text{cm}$.

Από κυκλική κάθοδο ακτίνας $a=2\text{cm}$, η αρχική εκτίμηση ρεύματος, $I=\pi a^2 J_{SCL}$, είναι $\sim 1000\text{A}$. Χρησιμοποιώντας την ακριβέστερη σχέση για κυκλική δίοδο πεπερασμένης ακτίνας, εξ. (2.69), λαμβάνουμε πως η τιμή του ρεύματος της διόδου είναι $\sim 1240\text{A}$. Το μέγιστο ρεύμα ηλεκτρονικής δέσμης ακτίνας 2cm , που κινείται εντός σωλήνα ακτίνας 5cm , σε άπειρο μαγνητικό πεδίο, είναι $\sim 730\text{A}$ (56A/cm^2), σύμφωνα με την εξ. (2.173) των Bogdankevich και Rukhadze. Η κλασική προσέγγιση των Birdsall και Bridges, για την επίπεδη βραχυκυ-

κλωμένη δίοδο με θεωρητική απόσταση οπλισμών 5cm θα απαιτούσε ρευματική πυκνότητα $33\text{A}/\text{cm}^2$, για σχηματισμό εικονικής καθόδου στο κέντρο της απόστασης των οπλισμών. Η ποσότητα αυτή είναι η τετραπλάσια υπολογισμένη ρευματική πυκνότητα για βραχυκυκλωμένη δίοδο με απόσταση οπλισμών 5cm και ενέργεια δέσμης 200keV (βλ. παρ. 2.7). Για το εκτιμώμενο εμβαδόν της δέσμης, το συνολικό ρεύμα προκύπτει περί τα $\sim 500\text{A}$. Σύμφωνα με τις εκτιμήσεις αυτές, μία ποσότητα ρεύματος δέσμης άνω των 700A ($56\text{A}/\text{cm}^2$) πρέπει να εισέλθει στον αδρανή χώρο, προκειμένου να σχηματιστεί εικονική κάθοδος. Από το υπολογισμένο μέγιστο ρεύμα διόδου, 1240A, ένα πλέγμα με διαπερατότητα 60% αφήνει $\sim 740\text{A}$ ρεύματος να διέλθουν στον αδρανή χώρο και να σχηματίσουν εικονική κάθοδο.



Εικ. 4.8: Σχεδίαση Vircator. Αρχικές συνθήκες.

Στη συνέχεια των ανωτέρω υπολογισμών, το πλέγμα δίνει τη δυνατότητα περαιτέρω ρύθμισης της πυκνότητας του ρεύματος της δέσμης και κατά συνέπεια της συχνότητας πλάσματος αυτής. Με δεδομένα το ρεύμα της δέσμης, $\sim 740\text{A}$, την ακτίνα αυτής, $\sim 2\text{cm}$, και την ενέργειά της, $\sim 200\text{keV}$, μπορούμε να υπολογίσουμε τη συχνότητα πλάσματος της δέσμης. Η μη σχετικιστική προσέγγιση δίνει συχνότητα πλάσματος 1.19GHz, ενώ η σχετικιστική προσέγγιση, με χρήση του συντελεστή Lorentz γ , δίνει συχνότητα πλάσματος 1.01GHz. Η μη συνήθους προσέγγιση, με χρήση του συντελεστή γ^3 , δίνει ακόμα μικρότερη συχνότητα πλάσματος δέσμης, 0.72GHz. Χρησιμοποιώντας την εμπειρική παρατήρηση ότι η συχνότητα

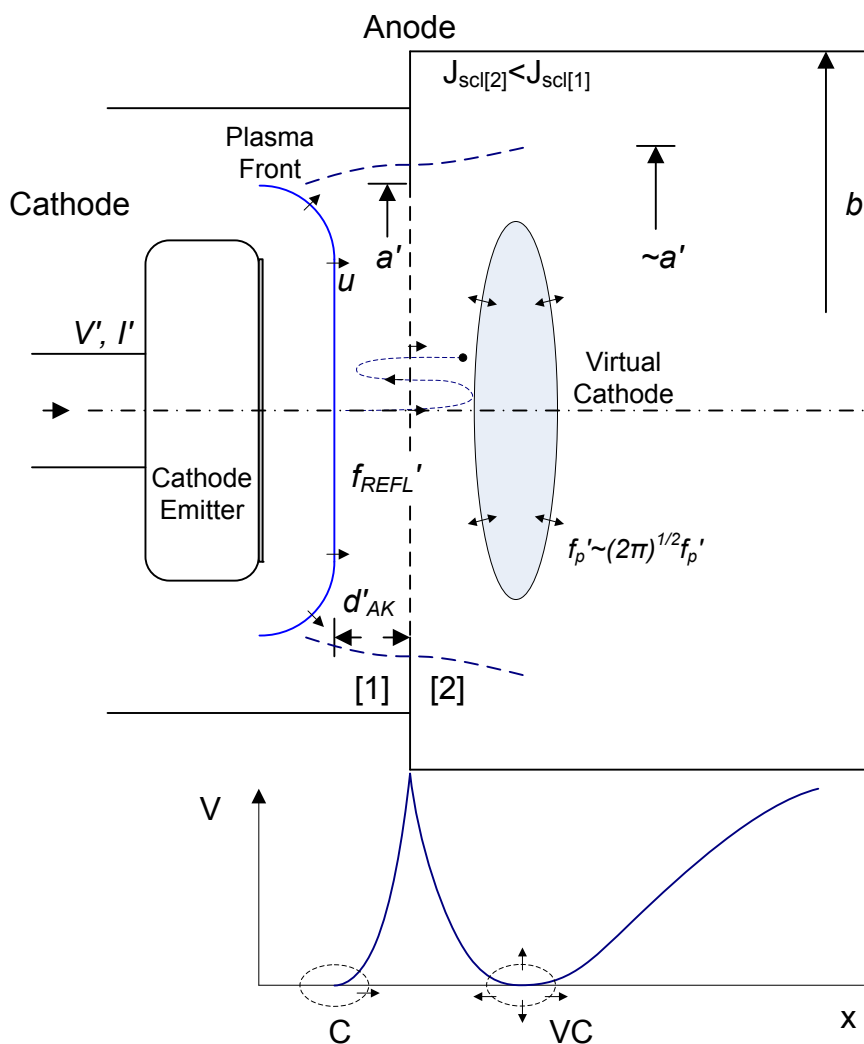
ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου τοποθετείται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$, διακρίνουμε τις περιπτώσεις $1.19 \leq f_{VC}^0 [\text{GHz}] \leq 2.99$, $1.01 \leq f_{VC}^1 [\text{GHz}] \leq 2.53$ και $0.73 \leq f_{VC}^3 [\text{GHz}] \leq 1.82$ για τις εκτιμήσεις με χρήση των σχέσεων (4.35), (4.36) και (4.37) αντίστοιχα. Παρά τις σχετικά μεγάλες αποκλίσεις των εκτιμήσεων, το εκτιμώμενο εύρος ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου περιέχει τη ζητούμενη συχνότητα των 2GHz (εκτός της γ^3 -προσέγγισης της συχνότητας πλάσματος).

Πιν. 4.4: Υπολογισμένα Μεγέθη Vircator 2GHz, 200kV (t=0 nsec).

Ακτίνα κυματοηοηγού εξόδο, b	5cm
Ακτίνα καθόδο, a	2cm
Απόσταση ανόδο-καθόδο, d_{AK}	1.6cm
Τάση διόδο, V_{AK}	200kV
γ	1.39
β	0.69
Διαπερατότητα πλέγματος, ϑ	60%
Ρεύμα διόδο, I	1240A
Αντίσταση διόδο, Z	160 Ω
Διερχόμενο ρεύμα δέσμης, I_{beam}	760A
Μέγιστο ρεύμα δέσμης (<i>inf. B</i>)	730A
Βραχυκυκλωμένη διόδος με $d_{SCD}=b$	500A ($4 \cdot \pi \alpha^2 J_{SCL}$)
$f_{REFL} (\gamma=1)$	2.1GHz
$f_{REFL} (\gamma)$	1.9GHz
f_{REFL} (Benford)	2.0GHz
f_{REFL} (Woo)	2.5GHz
$\langle f_{REFL} \rangle$	2.1GHz
$f_{VC} (\gamma=1)$	$1.2 \leq f_{VC} [\text{GHz}] \leq 3.0$
$f_{VC} (\gamma)$	$1.0 \leq f_{VC} [\text{GHz}] \leq 2.5$
$f_{VC} (\gamma^3)$	$0.7 \leq f_{VC} [\text{GHz}] \leq 1.8$

Δεδομένου ότι η συχνότητα ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου δεν μπορεί εκ των προτέρων να προσδιορισθεί εντός κάποιου σχετικά μικρού εύρους τιμών, η επιβολή κάποιας ι-διοσυχνότητας μπορεί να ωθήσει τις ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου στην επιθυμητή περιοχή.

Το πρόβλημα που τίθεται, ωστόσο, είναι τί συμβαίνει κατά τη χρονική εξέλιξη του φαινομένου στον Vircator. Γνωρίζουμε ότι η κάθοδος εκπομπής πεδίου έχει καλυφθεί στο μεγαλύτερο ποσοστό της από πλάσμα, επομένως οι φαινομενικές διαστάσεις της διόδο προοδευτικά μεταβάλλονται. Το πλάσμα της καθόδου εκτείνεται προς όλες τις κατευθύνσεις και κυρίως προς την άνοδο, με μία ταχύτητα πλάσματος, που μπορεί να κυμαίνεται από 0.1cm/ μsec μέχρι και αρκετά cm/ μsec . Επιπλέον, η άνοδος υφίσταται υπερθέρμανση και τοπική τήξη, με αποτέλεσμα να συνεισφέρει ανοδικό πλάσμα στο χώρο της διόδο. Στην ακόλουθη σχηματική αναπαράσταση φαίνεται πως είναι πιθανόν να έχουν μεταβληθεί οι διαστάσεις της διόδο, μετά από μερικές εκατοντάδες nsec. Αγνοούμε το ανοδικό πλάσμα και θεωρούμε ότι το καθοδικό πλάσμα εξαπλώνεται ομοιόμορφα προς την άνοδο.



Εικ. 4.9: Σχεδίαση Vircator. Εξέλιξη φαινομένου.

Το διάκενο πλέον έχει μία νέα απόσταση, d'_{AK} . Έστω ότι το νέο διάκενο είναι το μισό από το προηγούμενο, ήτοι 0.8cm. Το μέτωπο του πλάσματος έχει επεκταθεί περίπου ακτινικά σε μία απόσταση $d_{AK} - d'_{AK} = 0.8\text{cm}$. Συνεπώς η «νέα» ακτίνα της καθόδου είναι 2.8cm. Η οδήγηση της διόδου είναι πρακτικά αδύνατον να έχει διατηρηθεί στα 200kV, δεδομένης της μέχρι τώρα απώλειας φορτίου της κρουστικής διάταξης και της επιπρόσθετης μείωσης της αντίστασης του διακένου. Ας υποθέσουμε ότι η τάση στη δίοδο αυτή τη χρονική στιγμή έχει πέσει στα 120kV. Ακολουθώντας την ίδια μεθοδολογία, όπως προηγουμένως, υπολογίζουμε τα νέα μεγέθη του Vircator, τη χρονική στιγμή t_1 .

Παρατηρούμε ότι με μικρότερη απόσταση σπλισμών, μεγαλύτερη επιφάνεια καθόδου και σχετικά μικρότερη τάση πόλωσης, το ρεύμα της διόδου αυξάνει δραματικά, φτάνοντας τα 4kA. Αντίστοιχα αυξάνεται η ποσότητα του ρεύματος που διέρχεται την άνοδο, μέσα στο χώρο της εικονικής καθόδου. Δεδομένου ότι οι συνθήκες για το σχηματισμό εικονικής καθόδου στον αδρανή χώρο δεν αλλάζουν δραματικά, το φαινόμενο σε αυτή τη φάση καθίσταται πολύ εντονότερο. Η συχνότητα reflex αλλά και η συχνότητα πλάσματος έχουν ωθηθεί προς τα πάνω και, όπως φαίνεται, απομακρύνονται πολύ από τη συχνότητα σχεδίασης.

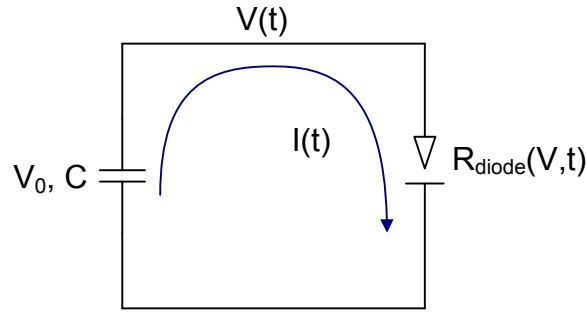
Πιν. 4.5: Υπολογισμένα Μεγέθη Vircator 2GHz, 120kV ($t=t_1$ nsec).

Ακτίνα κυματοδηγού εξόδου, b	5cm
Ακτίνα καθόδου, a'	2.8cm
Απόσταση ανόδου-καθόδου, d'_{AK}	0.8cm
Τάση διόδου, V'_{AK}	120kV
γ	1.23
β	0.59
Διαπερατότητα πλέγματος, ϑ	60%
Ρεύμα διόδου, I	4000A
Αντίσταση διόδου, Z	30 Ω
Διερχόμενο ρεύμα δέσμης, I_{beam}	2400A
Μέγιστο ρεύμα δέσμης (<i>inf. B</i>)	460A
Βραχυκυκλωμένη δίοδος με $d_{SCD}=b$	400A ($4 \cdot \pi \alpha'^2 J_{SCD}$)
$f_{REFL} (\gamma=1)$	3.2GHz
$f_{REFL} (\gamma)$	3.0GHz
f_{REFL} (Benford)	3.3GHz
f_{REFL} (Woo)	4.0GHz
$\langle f_{REFL} \rangle$	3.4GHz
$f_{VC} (\gamma=1)$	$1.7 \leq f_{VC} [GHz] \leq 4.2$
$f_{VC} (\gamma)$	$1.5 \leq f_{VC} [GHz] \leq 3.8$
$f_{VC} (\gamma^3)$	$1.2 \leq f_{VC} [GHz] \leq 3.1$

Προκειμένου, όμως, να αποκτήσουμε μία εικόνα της μεταβατικής συμπεριφοράς του Vircator, θα θεωρήσουμε μία πολύ απλή περίπτωση οδήγησης, η οποία ωστόσο περιγράφει αρκετά την πραγματικότητα. Θεωρώντας ότι ο Vircator οδηγείται από μία φορτισμένη χωρητικότητα, η οποία εκφορτίζεται μέσω της διόδου της λυχνίας, θα υπολογίζουμε τα χαρακτηριστικά μεγέθη της σχεδίασης, καθώς το φαινόμενο εξελίσσεται.

4.3.6. Μεταβατική Συμπεριφορά Vircator

Η χρονική μεταβολή των μεγεθών του Vircator πρέπει να λαμβάνεται υπ' όψη στη σχεδίαση της λυχνίας. Σημαντικός παράγοντας είναι η κρουστική γεννήτρια, που οδηγεί τη λυχνία. Μία συνηθισμένη περίπτωση είναι αυτή της απλής χωρητικής εκφόρτισης μίας συστοιχίας πυκνωτών (γεννήτρια Marx), με εγερμένη χωρητικότητα C , φορτισμένης σε ισοδύναμη τάση V_0 . Σύμφωνα με τη θεωρία των γεννητριών Marx, (παρ. 3.4), εάν διαθέτουμε N πυκνωτές χωρητικότητας C_i , (N βαθμίδες), που φορτίζονται σε τάση V_i , τότε, κατά την εκφόρτιση, θα εμφανιστεί στο φορτίο τάση θεωρητικά ίση με $V_0 = NV_i$. Η συνολική χωρητικότητα της γεννήτριας Marx γίνεται $C = C_i/N$ εξ αιτίας της εν σειρά, πλέον, σύνδεσης των πυκνωτών. Το κύκλωμα εκφόρτισης πυκνωτή μέσω της διόδου ενός Vircator απεικονίζεται στην Εικ. 4.10.



Εικ. 4.10: Εκφόρτιση πυκνωτή μέσω διόδου κενού.

Τη χρονική στιγμή $t=0$, ο πυκνωτής C , φορτισμένος σε τάση V_0 , συνδέεται στα άκρα της διόδου. Θεωρούμε ότι λόγω του ισχυρού πεδίου η δίοδος μεταβαίνει ακαριαία σε συμπεριφορά Child-Langmuir. Με άλλα λόγια θεωρούμε ότι ολόκληρη η επιφάνεια της επίπεδης κυκλικής διόδου (βλ. Εικ. 4.8) καλύπτεται ακαριαία από ένα πλάσμα με απειροστό πάχος, το οποίο έχει τη δυνατότητα να προσφέρει οσοδήποτε μεγάλο πλήθος ηλεκτρονίων στη δίοδο. Ας σημειωθεί ότι, πριν συμβεί η πλήρης κάλυψη της καθόδου με πλάσμα, εμφανίζονται διεσπαρμένοι μικροί «πίδακες» πλάσματος (plasma jets) στα σημεία με τις εντονότερες γεωμετρικές ανωμαλίες ([70]). Για το απλό αυτό κύκλωμα, η εξάρτηση του ρεύματος από την τάση δίνεται από τη σχέση για το φορτίο του πυκνωτή,

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt}. \quad (4.59)$$

Το ρεύμα της διόδου περιγράφεται προσεγγιστικά από την έκφραση

$$I \cong kS(t) \frac{V^{3/2}(t)}{d^2(t)}, \quad (4.60)$$

όπου $k=2.33 \cdot 10^{-6}$ η σταθερά της επίπεδης διόδου σε μονάδες SI [$AV^{-3/2}$], $S(t)$ είναι το φαινόμενο εμβαδόν της καθόδου και $d(t)$ είναι η φαινόμενη απόσταση των σπλισμών. Η ακτίνα της καθόδου, αρχικά τιμής a , αυξάνεται με την πάροδο του χρόνου με ρυθμό $u \cdot t$, όπου u η ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος (βλ. Εικ. 4.9). Επομένως, το εμβαδόν της διόδου μπορεί να προσεγγιστεί από την έκφραση

$$S(t) \cong \pi r^2(t) \cong \pi (a + u \cdot t)^2 \quad (4.61)$$

Παρομοίως, η απόσταση ανόδου-καθόδου, αρχικά ίση με d , μειώνεται με το χρόνο με ρυθμό $-u \cdot t$, άρα η φαινόμενη απόσταση των σπλισμών είναι

$$d(t) \cong (d - u \cdot t)^2. \quad (4.62)$$

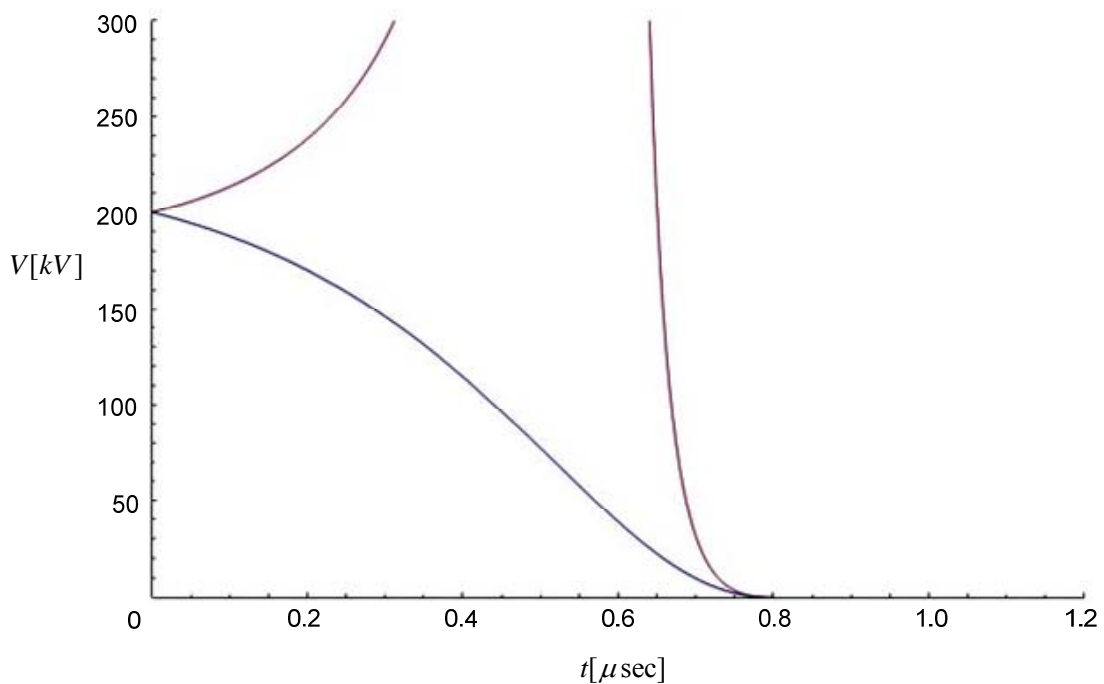
Εξισώνοντας το ρεύμα του πυκνωτή με το ρεύμα της διόδου, λαμβάνουμε την ακόλουθη διαφορική εξίσωση:

$$C \frac{dV}{dt} = k\pi (a + u \cdot t)^2 \frac{V^{3/2}}{(d - u \cdot t)^2} \quad (4.63)$$

Η εξίσωση αυτή διαπιστώνουμε πως έχει δύο αναλυτικές λύσεις,

$$V = \left[\frac{2Cdu(d-tu)\sqrt{V_0}}{\pm 2Cdu(d-tu) + k\pi u\sqrt{V_0}t[a^2 + 2ad + d(2d-tu)] + 2d(a+d)k\pi\sqrt{V_0}(d-tu)[\ln(tu-d) - \ln(-d)]} \right]^2, \quad (4.64)$$

οι οποίες προκύπτουν με την απαίτηση $V(0)=V_0$. Από τις λύσεις αυτές, η μία δεν έχει πόλους για θετικό χρόνο και επομένως εκπροσωπεί την τάση στο κύκλωμα. Η τάση, όπως βλέπουμε, εξαρτάται από όλες τις παραμέτρους του κυκλώματος και της διόδου. Ξεκινά από την τιμή V_0 και μηδενίζεται τη χρονική στιγμή $t=d/u$. Για το συγκεκριμένο παράδειγμα, προς επισκόπηση της συμπεριφοράς των μεγεθών ενδιαφέροντος, θέτουμε τα ακόλουθα μεγέθη: $k=2.33 \cdot 10^{-6} \text{A/V}^{3/2}$, ακτίνα καθόδου $a=0.020\text{m}$, απόσταση οπλισμών $d=0.016\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=50\%$, ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος $u=2\text{cm}/\mu\text{sec}=2 \cdot 10^4 \text{m/sec}$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=200\text{kV}$, χωρητικότητα πυκνωτή $C=10\text{nF}$. Η τάση της διόδου, η ακτίνα της καθόδου και η απόσταση ανόδου-καθόδου χρησιμοποιήθηκαν νωρίτερα στη στατική προσέγγιση, προκειμένου να τοποθετήσουμε τη μικροκυματική έξοδο κατά το δυνατόν πλησιέστερα στα 2GHz. Στη συγκεκριμένη δυναμική προσέγγιση, οι δύο λύσεις της διαφορικής εξίσωσης της τάσης απεικονίζονται ακολούθως.



Εικ. 4.11: Η τάση στη δίοδο.

Η μία εκ των δύο λύσεων εμφανίζει την αναμενόμενη συμπεριφορά εκφόρτισης του πυκνωτή, μέχρι το σημείο βραχυκύκλωσης της διόδου, το οποίο συμβαίνει σε χρόνο 0.8μsec

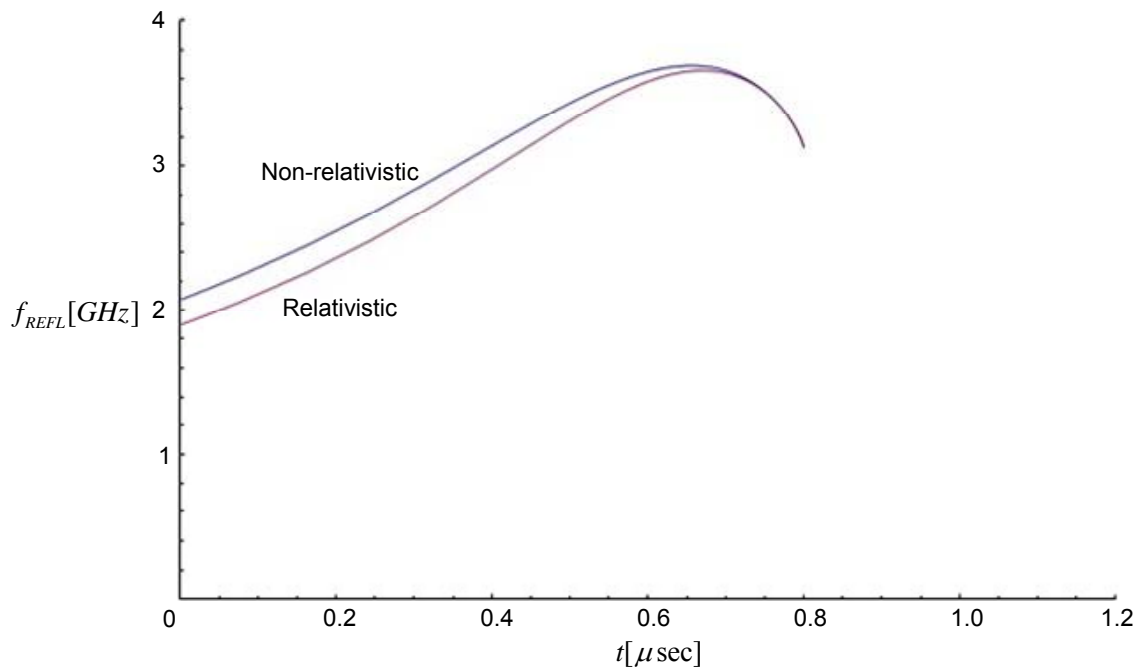
($0.016/2 \cdot 10^4$ sec). Χρησιμοποιώντας την εξίσωση της τάσης στο κύκλωμα, υπολογίζουμε τη συχνότητα reflexing από τις εκφράσεις της παρ. 4.1.1, αντικαθιστώντας κατάλληλα τη χρονική εξάρτηση απόστασης των οπλισμών, μη σχετικιστικά, ως

$$f_{REFL} = \frac{\sqrt{V}}{4(d - u \cdot t)} \sqrt{\frac{e}{2m}}, \quad (4.65)$$

ή, σχετικιστικά, ως

$$f_{REFL} = \frac{\sqrt{V}}{4(d - u \cdot t)} \sqrt{\frac{ec^2}{2mc^2 + eV}}. \quad (4.66)$$

Η απόσταση των δύο εκτιμήσεων είναι μικρή και ελαττώνεται ακόμα περισσότερο με την πάροδο του χρόνου και τη μείωση της τάσης του πυκνωτή. Ενδιαφέρον στην ανάλυση αυτή έχει η γρήγορη απομάκρυνση της συχνότητας από την αρχική συχνότητα σχεδίασης (2GHz), από την αρχή ακόμα του φαινομένου. Ακολούθως εμφανίζεται μία περιοχή πιο αργής μεταβολής, προς το τέλος του φαινομένου της κατάρρευσης της διόδου. Στην περιοχή αυτή, ανάμεσα στα 600 και 800nsec, η τάση είναι πολύ χαμηλή, κάτω από 50kV, αλλά ο ρυθμός εκφόρτισης του πυκνωτή και των φαινομενικών διαστάσεων της διόδου δημιουργεί συνθήκες κατάλληλες για σταθεροποίηση της συχνότητας reflexing. Σημαντικός παράγοντας για την εμφάνιση τέτοιων περιοχών σταθεροποίησης είναι το μέγεθος του πυκνωτή, η τάση φόρτισής του αλλά και η ταχύτητα πλάσματος, ένας παράγοντας που εξαρτάται από το υλικό και την καθαρότητα των ηλεκτροδίων. Με κατάλληλη επιλογή των παραμέτρων αυτών, μπορεί να επιτευχθεί ένα πλατώ σταθεροποιημένης συχνότητας, μεγάλης χρονικής διάρκειας, στην επιθυμητή ζώνη.



Εικ. 4.12: Θεωρητική συχνότητα Reflex.

Χρησιμοποιώντας την ευρεθείσα έκφραση για την τάση της διόδου, μπορούμε να εξάγουμε το ρεύμα Child-Langmuir στη δίοδο. Χρησιμοποιούμε την έκφραση για κυκλική δίοδο πεπερασμένων διαστάσεων, (2.69)

$$J_{SCL}(2) \cong \left(1 + 0.26 \frac{d}{r}\right) J_{SCL}(1), \quad (4.67)$$

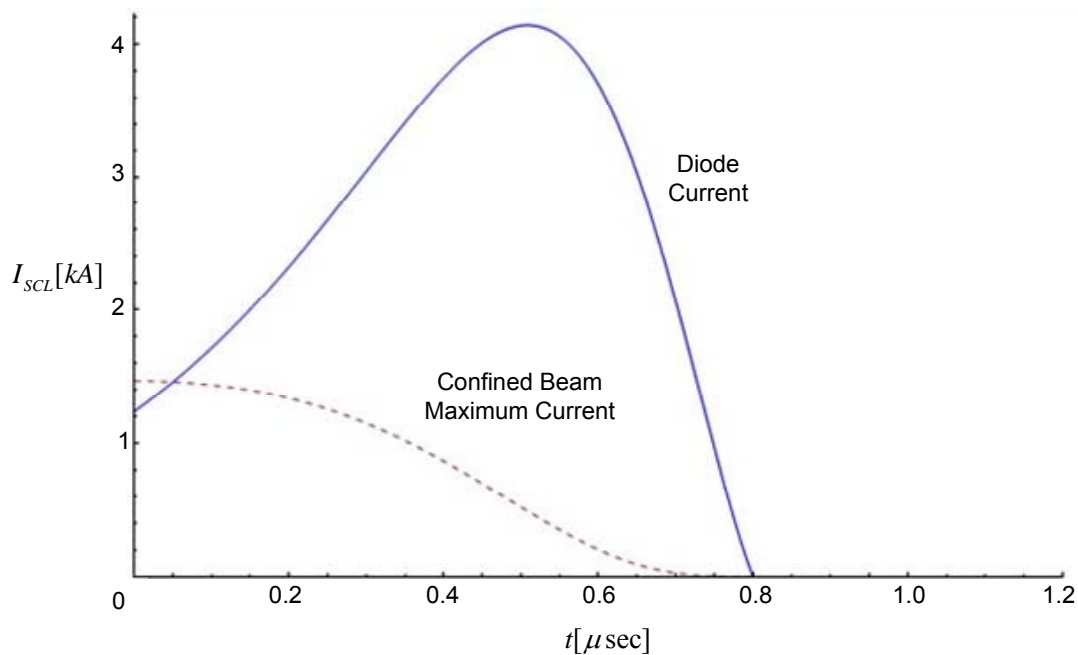
ώστε γράφουμε

$$I_{SCL} \cong kS(t) \frac{V^{3/2}(t)}{d^2(t)} \left(1 + 0.26 \frac{d(t)}{r(t)}\right). \quad (4.68)$$

Αντικαθιστώντας το ισοδύναμο εμβαδόν της καθόδου και την απόσταση των οπλισμών με τις κατάλληλες χρονικές εξαρτήσεις, λαμβάνουμε τη σχέση

$$I_{SCL} \cong 2.33 \cdot 10^{-6} \pi (a + u \cdot t)^2 \frac{V^{3/2}}{(d - u \cdot t)^2} \left(1 + 0.26 \frac{d - u \cdot t}{a + u \cdot t}\right), \quad (4.69)$$

η οποία μεταβάλλεται ως εξής:



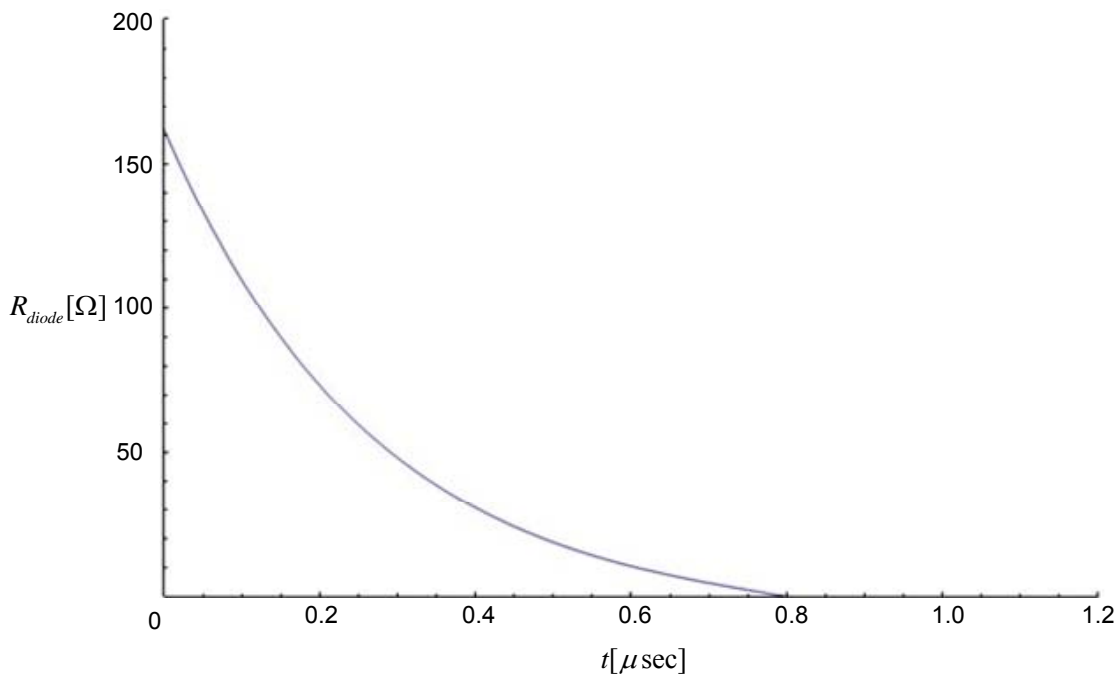
Εικ. 4.13: Το ρεύμα στη δίοδο.

Στην ανωτέρω εικόνα, απεικονίζεται το ρεύμα στη δίοδο. Υπενθυμίζουμε στο σημείο αυτό πως η εξ. (4.54) προβλέπει μία μέγιστη τιμή ρεύματος ηλεκτρονικής δέσμης παρουσία άπειρου μαγνητικού πεδίου. Λαμβάνοντας υπ' όψη τη γεωμετρική διαπερατότητα του πλέγματος, η εστιγμένη γραμμή απεικονίζει το απαιτούμενο αυτό ρεύμα. Αντικαθιστώντας τις χρονικές εξαρτήσεις όπου είναι αναγκαίο, το ρεύμα στη δίοδο πρέπει θεωρητικά να είναι μεγαλύτερο από:

$$I_{diode} > 17 \cdot 10^3 \frac{1}{n\%} \frac{\left[\left(1 + \frac{V}{511 \cdot 10^3} \right)^{2/3} - 1 \right]^{3/2}}{1 + 2 \ln \left(\frac{b}{a + u \cdot t} \right)} \text{ [A]}. \quad (4.70)$$

Δεδομένης της απουσίας μαγνητικού πεδίου, μία αρκετά μεγαλύτερη τιμή ρεύματος δέσμης, όπως εν προκειμένω από τα 0.4μsec μέχρι τα 0.8μsec, μπορεί να κριθεί επαρκής για την εγκατάσταση εικονικής καθόδου στον αδρανή χώρο. Το μέγιστο ρεύμα δέσμης φθίνει με την πάροδο του χρόνου, διότι είναι μία ποσότητα που εξαρτάται από την ενέργεια της δέσμης και επομένως από την τάση της διόδου.

Η φαινόμενη αντίσταση της διόδου μπορεί να απεικονιστεί διαιρώντας την τάση V με το υπολογισμένο ρεύμα χωρικού φορτίου, σχέση (4.69):



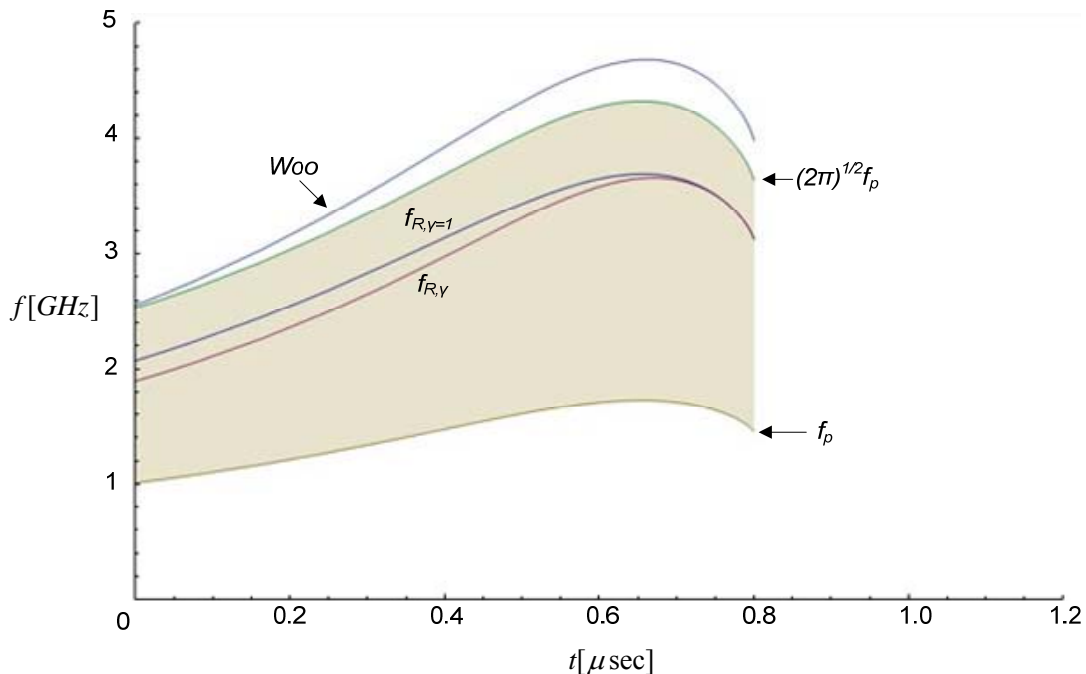
Εικ. 4.14: Η αντίσταση της διόδου.

Η αντίσταση της διόδου είναι πολύ μεγαλύτερη πριν αρχίσει το φαινόμενο, που ουσιαστικά περιγράφεται στην ανάλυση αυτή. Πριν τη χρονική στιγμή $t=0$, η κάθοδος εκλύει ηλεκτρονικό ρεύμα εκπομπής πεδίου Fowler-Nordheim, σχ. (2.183). Η αντίσταση της διόδου στην περιοχή αυτή ξεκινά από μία θεωρητικά άπειρη τιμή και μεταβάλλεται σύμφωνα με το συνδυασμό ηλεκτρονικής εκπομπής πεδίου από όλες τις μικρές προεξοχές καθώς και την ανάπτυξη μικροπλασμάτων στην επιφάνεια της καθόδου. Μέχρι τη στιγμή που η επιφάνεια της καθόδου καλύπτεται θεωρητικά ολόκληρη από πλάσμα ($t=0$), υπάρχει ένα μεταβατικό φαινόμενο, το οποίο διαρκεί μερικές δεκάδες nsec [66].

Η συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης, που εισέρχεται στον αδρανή χώρο, μπορεί να υπολογιστεί από τη σχετικιστική εξίσωση (4.42). Στην έκφραση αυτή, στη θέση του ρεύματος της δέσμης I , αντικαθιστούμε την ποσότητα (4.69), πολλαπλασιασμένη με τη γεωμετρική διαπερατότητα του πλέγματος, n . Στον παρονομαστή της εξίσωσης (4.42) αντικαθιστούμε κατάλληλα τη χρονική εξάρτηση της ακτίνας της καθόδου, την οποία και θεωρούμε ακτίνα της δέσμης. Η μεταβολή της συχνότητας πλάσματος περιγράφεται από την

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e \cdot (n\%) \cdot 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{(d-u \cdot t)^2} \left(1 + 0.26 \frac{d-u \cdot t}{a+u \cdot t}\right)}{\epsilon_0 m \beta \gamma c}}, \quad (4.71)$$

όπου οι συντελεστές β και γ εξαρτώνται από την τάση στη δίοδο και περιγράφονται από τις εξισώσεις (4.44) και (4.45). Το ρεύμα και η ενέργεια της ηλεκτρονικής δέσμης είναι οι κύριοι παράγοντες που επηρεάζουν την τιμή της συχνότητας πλάσματος. Ωστόσο, η ηλεκτρονική δέσμη έχει προέλθει από μία δίοδο, της οποίας το ρεύμα είναι έκφραση του νόμου Child-Langmuir. Οι απλοποιήσεις στην ανωτέρω εξίσωση μεταφράζουν τη σχέση για τη συχνότητα πλάσματος, από συνάρτηση ρεύματος σε συνάρτηση τάσης, με συμπεριφορά παρόμοια με τη συχνότητα reflexing. Αυτό φαίνεται στο ακόλουθο γράφημα, όπου απεικονίζεται η χρονική μεταβολή της συχνότητας πλάσματος της ηλεκτρονική δέσμης.

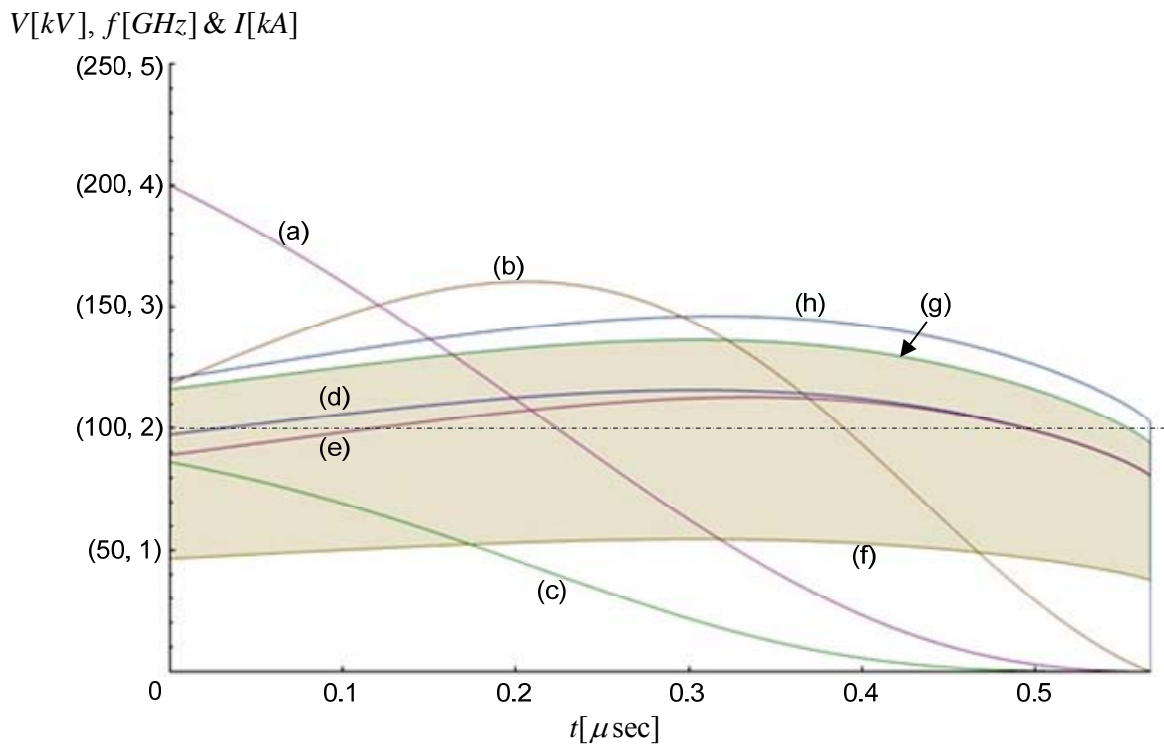


Εικ. 4.15: Οι υπολογισμένες συχνότητες reflex και plasma.

Η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί στην παρ. 4.1.2, βρίσκεται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2} f_p$. Στο ανωτέρω γράφημα σημειώνεται η περιοχή που ορίζεται από την εμπειρική αυτή παρατήρηση. Σημειώνονται ακόμα οι δύο εκτιμήσεις της συχνότητας reflexing, η μη σχετικιστική και η σχετικιστική, όπως περιγράφονται στην παρ. 4.1.1. Τέλος σημειώνεται και η εκτίμηση του W_{00} , εξ. (4.16), σύμφωνα με τον οποίο «η συχνότητα του Vircator προσδιορίζεται από τη σχέση αυτή με περιθώριο 20%» ([50]). Είναι εμφανές ότι ένα αρκετά μεγάλο εύρος πιθανών μικροκυματικών συχνοτήτων ορίζεται από τα θεωρητικά μοντέλα. Για το λόγο αυτό, ο καθορισμός συγκεκριμένης συχνότητας εξόδου από «ελεύθερο» (free-running) Vircator είναι δύσκολος. Ο εξαναγκασμός της εξόδου σε καθορισμένες συχνότητες επιτυγχάνεται με χρήση μεθόδων κλειδώματος της εξόδου, όπως με διαδικασίες συντονισμού και κατάλληλη παραμετροποίηση της τάσης και των δυναμικών διαστάσεων της δίοδου.

Η διαδικασία, που περιγράφεται στην παράγραφο αυτή, χρησιμοποιεί τις κλασσικές εξισώσεις τάσης-ρεύματος της διόδου κενού, προκειμένου να εκτιμηθεί η δυναμική μεταβολή των μακροσκοπικών μεγεθών της διόδου του *Viricator*. Το μοντέλο κυκλώματος που χρησιμοποιείται είναι η εκφόρτιση ενός πυκνωτή, φορτισμένου σε μία αρχική τάση, μέσω της διόδου της λυχνίας. Με κατάλληλη επιλογή των μεγεθών ($C, V_0, d, a, u, n\%$), έχουμε τη δυνατότητα να προσδιορίσουμε επιθυμητές περιοχές συχνοτήτων, πάντα με τους περιορισμούς ή τις αβεβαιότητες που εμπεριέχουν τα θεωρητικά μοντέλα ακτινοβολίας από *Viricators*. Σημείο έντονης απροσδιοριστίας αποτελεί το διηλεκτρόδιο πλάσμα. Η κάλυψη της καθόδου από πλάσμα μπορεί να μην είναι πλήρης, με αποτέλεσμα μόνο μία περιοχή αυτής να προσφέρει ρεύμα στη δίοδο. Σαν αποτέλεσμα θα έχουμε συμπεριφορά καθόδου μικρότερου ισοδυναμού εμβαδού. Η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στο χώρο μεταξύ των ηλεκτροδίων είναι μία ακόμα παράμετρος μεγάλης τυχαιότητας. Η ύπαρξη πλάσματος προερχομένου από την άνοδο θα πρέπει να συνυπολογίζεται, όταν οι ποσότητες ρεύματος στη δίοδο είναι μεγάλες και το ηλεκτρικό πεδίο είναι έντονο. Εάν τα ηλεκτρόδια είναι από το ίδιο υλικό και έχουν υποστεί την ίδια επεξεργασία καθαρισμού, τότε μπορεί να θεωρηθεί ότι το διάκενο καταρρέει με ίδιες ταχύτητες, τόσο από την πλευρά της καθόδου, όσο και από την πλευρά της ανόδου. Οι μικρές ταχύτητες εξάπλωσης πλάσματος ($<1\text{cm}/\mu\text{sec}$) μπορούν εν γένει να επιτευχθούν από ηλεκτρόδια υψηλής καθαρότητας, όπου το υδρογόνο και οι υδρατμοί απουσιάζουν στο μέγιστο δυνατό βαθμό από τις προσροφήσεις. Για να επιτευχθεί καθαρότητα των ηλεκτροδίων, θα πρέπει η κάθοδος και η άνοδος να κλιβανισθούν πολλές ώρες σε υψηλή θερμοκρασία και να τοποθετηθούν γρήγορα στο κενό της λυχνίας. Επιπλέον «εκπαίδευση» (conditioning) του διακένου, με χρήση υψηλής τάσης σε συνθήκες υψηλού κενού, μπορεί να απαλλάξει τα ηλεκτρόδια από προσροφημένα αέρια. Η διαπερατότητα του πλέγματος επηρεάζει τη πυκνότητα ρεύματος που διέρχεται στον αδρανή χώρο, όπου σχηματίζεται η εικονική κάθοδος. Η παράμετρος αυτή μετατοπίζει τη γραμμοσκιασμένη περιοχή της Εικ. 4.15 ανάλογα. Αύξηση της διαπερατότητας του πλέγματος οδηγεί σε αύξηση της πυκνότητας των ηλεκτρονίων της δέσμης και επομένως σε αύξηση της συχνότητας πλάσματος.

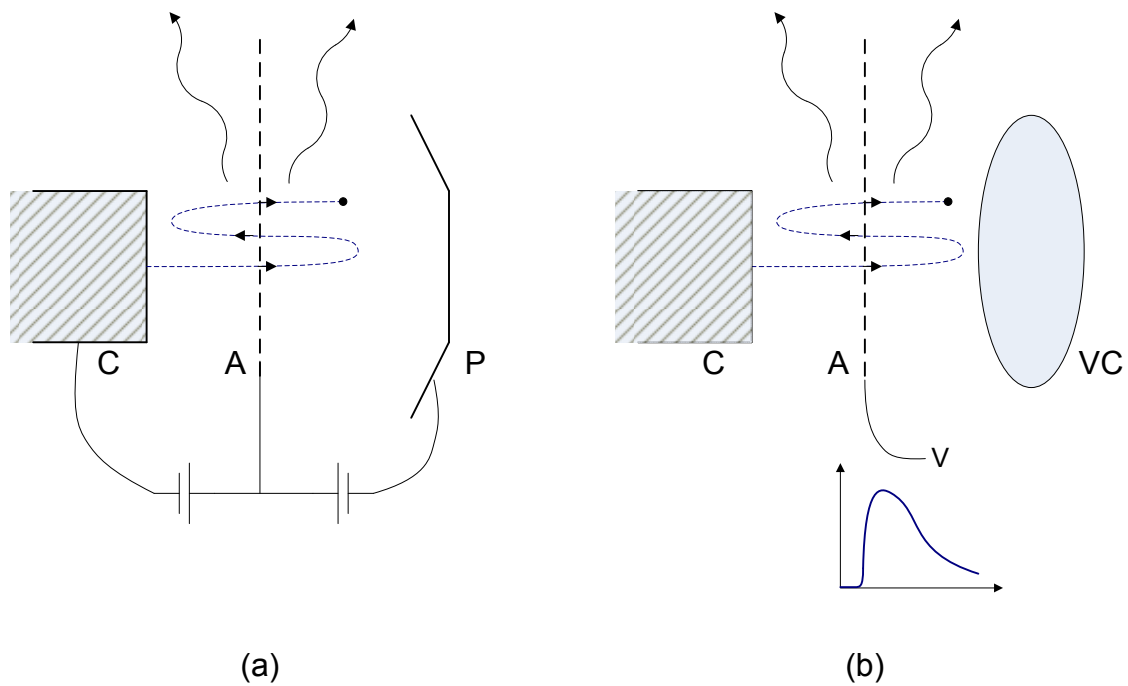
Πειραματισμός με τις παραμέτρους του κυκλώματος μπορεί να οδηγήσει σε εύρεση τιμών με καλύτερη προβλεπόμενη συμπεριφορά. Για παράδειγμα, επιλέγοντας ακτίνα καθόδου $a=0.030\text{m}$, απόσταση οπλισμών $d=0.017\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=60\%$, ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος $u=3\text{cm}/\mu\text{sec}=3\cdot 10^4\text{m}/\text{sec}$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=200\text{kV}$ και χωρητικότητα πυκνωτή $C=6\text{nF}$, λαμβάνουμε τα διαγράμματα της Εικ. 4.16. Η προβλεπόμενη περιοχή συχνοτήτων εξόδου, με τις παραμέτρους αυτές, είναι καλύτερα εστιασμένη γύρω από τα 2GHz σε όλο το χρονικό εύρος λειτουργίας της διόδου. Η δίοδος καταρρέει σε 560nsec περίπου, ενώ το ρεύμα της διόδου, από τα 100nsec μέχρι το τέλος του φαινομένου, είναι αρκετά μεγαλύτερο από το μέγιστο ρεύμα δέσμης εντός απείρου μαγνητικού πεδίου. Η αντίσταση, η οποία δεν απεικονίζεται εδώ, ξεκινά από τα 80Ω τη στιγμή της θεωρητικής έναρξης κατάρρευσης του διακένου και φθίνει μέχρι τη γεφύρωση της διόδου από πλάσμα. Η μέγιστη ισχύς στη δίοδο, (γινόμενο VI), υπερβαίνει τα 500MW κατά τα πρώτα 200nsec του φαινομένου.



Εικ. 4.16: (a) Τάση διόδου, (b) Ρεύμα διόδου, (c) Απαιτούμενο ρεύμα, (d) Συχνότητα reflex, (e) Σχετικιστική συχνότητα reflex, (f) Συχνότητα πλάσματος δέσμης, (g) Συχνότητα πλάσματος δέσμης επί $(2\pi)^{1/2}$, (h) Εκτίμηση W_{00} .

4.4. Εξέλιξη των Λυχνιών Vircator

Η πρώτη αναφορά σε λυχνία Vircator γίνεται το 1979, στην πατέντα των Karpetanacos et al. [48], στην οποία περιγράφεται η πρώτη λυχνία Reflex Triode Vircator, τουτέστιν μία λυχνία Reflex Triode χωρίς ηλεκτρόδιο ελέγχου της οπισθοσκέδασης των ηλεκτρονίων (βλ. Εικ. 4.17). Στην πατέντα αυτή διαπιστώνεται για πρώτη φορά η δυνατότητα που προσφέρεται για παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας, χρησιμοποιώντας το φαινόμενο σχηματισμού της *εικονικής καθόδου*. Στη δημοσιευμένη εργασία, που είχε προηγηθεί από την ίδια ομάδα ([57]), γίνεται η πρώτη διαπίστωση ότι, με οδήγηση ενός ισχυρού θετικού παλμού στην άνοδο μιας Reflex Triode, μπορεί να παραχθεί μικροκυματική ακτινοβολία εξαιτίας του σχηματισμού της *εικονικής καθόδου*, καθώς επίσης ότι η συχνότητα εξόδου έχει, από την εφαρμοζόμενη τάση στη δίοδο, γραμμική εξάρτηση από τον παράγοντα $V^{1/2}$ και αντιστρόφως ανάλογη εξάρτηση από την απόσταση του διακένου ανόδου-καθόδου. Τα πειράματα αναφέρονται σε επίπεδα τάσης που κυμαίνονται από 250kV μέχρι 400kV. Η μικροκυματική ισχύς από αυτήν την πρώτη λυχνία Vircator ήταν της τάξης των 100MW στην X-band.



Εικ. 4.17: Reflex Triode (a) και Reflex Triode Vircator (b). Στην πρώτη περίπτωση οι ταλαντώσεις των ηλεκτρονίων γίνονται με έλεγχο από τις τάσεις ανόδου (A), καθόδου (C) και ηλεκτροδίου ελέγχου (P). Στη δεύτερη περίπτωση οι ανακλάσεις των ηλεκτρονίων επιτυγχάνονται από την εικονική κάθοδο που σχηματίζεται.

Το 1982 ο Sullivan ([71]) κατοχυρώνει την πρώτη πατέντα για αξονικό Vircator. Στην εφεύρεσή του, ο Sullivan ισχυρίζεται ότι μπορεί να επιτύχει μικροκυματικές εξόδους της τάξης του 1GW, με τη μάλλον εξωπραγματική απόδοση του 30%. Ας σημειωθεί ότι καμία γεωμετρία Vircator δεν έχει καταγράψει τόσο μεγάλες αποδόσεις, με τυπική απόδοση να κυμαίνεται στο 6% ([55], [72], [73]) και σε ορισμένες περιπτώσεις μέχρι περίπου 10% ([74], [75]). Το ενδιαφέρον για τη μελέτη των Virtual Cathode Oscillators συνεχίζεται και κατοχυρώνονται μερικές ακόμα πατέντες, όπως του Brandt το 1985 [76], των Kwan και Snell από το Los Alamos το 1988 [77], που είναι και η πρώτη περιγραφή του Reditron Vircator με άνοδο με σχισμή, καθώς και άλλες (Ohkawa, 1988, [78], Schumacher et al., 1990, [79], Convert and Brasile, 1992, [80], Durand, 2004, [81]).

Η ισχύς που επιτεύχθηκε κατά τον πρώτο καιρό των μελετών στις λυχνίες Vircator (1980-1990) ξεπέρασε το Gigawatt. Ορισμένα πειραματικά αποτελέσματα που έχουν καταγραφεί είναι: 500MW στα 17GHz, με Axial Vircator [47]· 200-500MW στα 0.4-5.5GHz, με Reflex Triode Vircator [49]· 1.6GW στα 2.46GHz, με Reditron oscillator [55]· 1.4GW στα 8.2GHz με Reflex Triode Vircator [68]· 1.4GW στα 3.9GHz, με Reditron oscillator [56]· 4GW στα 6.5GHz με Axial Vircator [82]· 7.5GW στα 1.17 GHz με Axial Vircator [83]. Στην επισκόπηση των R. F. Hoerberling και M. V. Fazio [84] αναφέρεται πως έχει παρατηρηθεί ισχύς 8GW από λυχνία Vircator, ενώ στη σύνοψη των Alyokhin et al. [53] αναφέρεται ότι έχει καταγραφεί η εκπληκτική ισχύς των 22GW από πείραμα με εικονική κάθοδο. Πρόκειται για το πείραμα Aurora, κατά το οποίο μία δέσμη 10MeV, 250kA, οδηγούμενη σε κλασική γεωμετρία reflex triode, έδωσε ισχύ μεγαλύτερη από 20GW σε συχνότητες έως 1GHz [85]. Τα παραπάνω πειραματικά αποτελέσματα ελήφθησαν με απλές γεωμετρίες λυχνιών (Reflex Triodes, Reditrons και Axial Vircators), τις οποίες θα παρουσιάσουμε στη συνέχεια. Η οδήγησή τους σε όλες τις περιπτώσεις γίνεται με τάσεις πολλών εκατοντάδων kV και ρεύματα πολλών δεκάδων kA, δηλαδή με τον απλό και άμεσο τρόπο εφαρμογής πολύ ισχυρής κρουστικής τάσης από

παλμικές γεννήτριες. Η παρατήρηση, ωστόσο, ότι το μικροκυματικό φάσμα των λυχνιών δεν είναι συγκεντρωμένο και η απόδοσή τους είναι σχετικά χαμηλή, της τάξης ενός μικρού εκατοστιαίου ποσοστού, έχει στρέψει πλέον το πεδίο της μελέτης σε τεχνικές αύξησης της απόδοσης και κλειδώματος της φάσης των μικροκυματικών ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου.

Η ανάπτυξη υπολογιστικών κωδίκων έδωσε τη δυνατότητα να μελετηθεί η δυναμική συμπεριφορά των *Vircators*. Οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου, ένα πολύ σύνθετο και χαοτικό φαινόμενο, και η συνακόλουθη παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας θα ήταν πρακτικά αδύνατο να εκτιμηθούν με κάποια ακρίβεια χωρίς τη χρήση υπολογιστικών μεθόδων. Οι επονομαζόμενοι *Particle-In-Cell* κώδικες (*PIC Codes*), που χρησιμοποιούνται για τις προσομοιώσεις αυτές, επιλύουν τις εξισώσεις του *Maxwell* και τις εξισώσεις της κίνησης των σωματιδίων στο χώρο. Χρησιμοποιούν συνήθως την τεχνική δύο βημάτων «*leap-frog*», κατά την οποία τα ήδη υπολογισμένα πεδία και θέσεις των σωματιδίων καθορίζουν τις δυνάμεις που ασκούνται στο σύνολο των σωματιδίων στο χώρο αλληλεπίδρασης, ενώ στη συνέχεια οι δυνάμεις αυτές χρησιμοποιούνται για να εκτιμήσουν τις νέες θέσεις και τις νέες κατανομές πεδίων. Οι συνηθέστερα χρησιμοποιούμενοι *PIC* κώδικες σε προσομοιώσεις *Vircators* είναι ο *MAGIC* ([67], [86], [87], [88], [89]), ο *KARAT* ([90], [91], [92]) και ο *XOOPIC* ([93], [94], [95]) αλλά και άλλοι, όπως ο *ISIS* ([55]), ο *SPIFFE* ([96]) και ο *CCUBE* ([97], [98]).

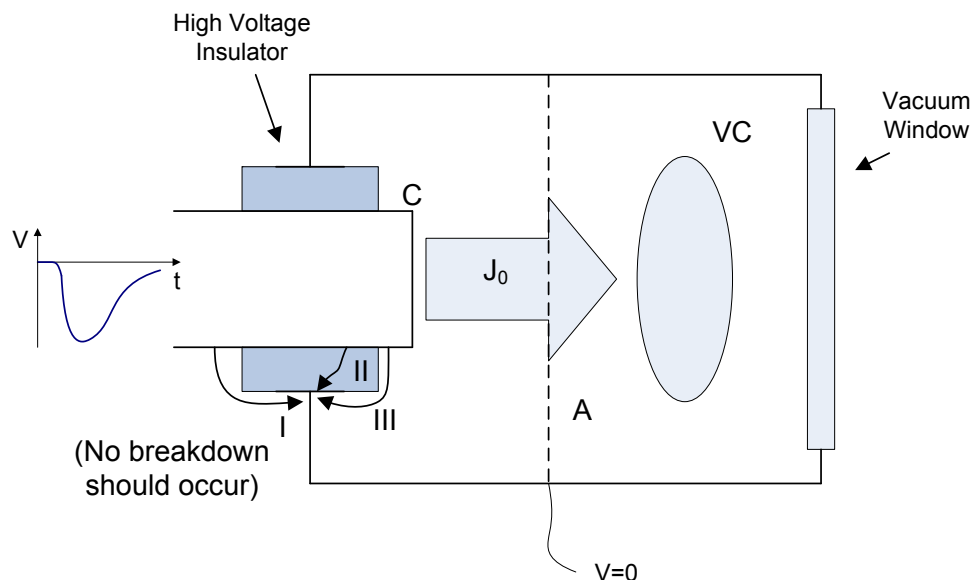
Η μελέτη στις λυχνίες *Vircator* έχει επικεντρωθεί σε μεθόδους αύξησης της απόδοσης και σε βελτιστοποίηση των επί μέρους μερών, κυρίως της καθόδου και της ανόδου. Ερευνώνται τεχνικές, όπως η χρήση δύο πλεγμάτων ανόδου, ([90], [99], [100]), που ορίζουν μία μικρή περιοχή ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης της δέσμης και του πεδίου στη λυχνία, για καλύτερη προ-διαμόρφωση και ομαδοποίηση των ηλεκτρονίων της δέσμης. Επίσης, γίνεται χρήση ασυνεχειών, όπως φύλλα, ίριδες και κοιλότητες, για επίτευξη συντονισμού της παραγόμενης μικροκυματικής ακτινοβολίας με κάποιο μικροκυματικό ιδιορρυθμό ([101], [102], [103], [104]), ούτως ώστε η μικροκυματική ακτινοβολία να αποκτήσει περιορισμένο φασματικό περιεχόμενο, σε κάποιες επιθυμητές συχνότητες. Ερευνάται ακόμα η αντικατάσταση της παραδοσιακά χρησιμοποιούμενης καθόδου καλυμμένης με ύφασμα, συνήθως βελούδο (*velvet cathode*), από καθόδους με ανθρακονήματα (*carbon fiber cathodes*) [72], ή από μεταλλικές καθόδους με μικρομετρική τραχύτητα ([105], [106], [107]), οι οποίες χαράσσονται είτε με μηχανικά μέσα (*micromachining*) είτε με χημικά μέσα (*etching*), προκειμένου να έχουν μεγαλύτερη διάρκεια ζωής σε σχέση με τις παραδοσιακές.

Τέλος, ένας ακόμα τομέας έρευνας στις λυχνίες *Vircator* είναι η επίδραση του μαγνητικού πεδίου, η σύζευξή τους με κάποια λυχνία άλλου τύπου, η κατασκευή υβριδικών δομών με εικονική κάθοδο ή ακόμα και ο παραλληλισμός *Vircator*, για επίτευξη μικροκυματικού συντονισμού και αύξηση της λαμβανόμενης μικροκυματικής ισχύος. Ένα χαρακτηριστικό πείραμα των πρώτων χρόνων ήταν η οδήγηση *Vircator* από μαγνητρόνη ([108],[109]), στο οποίο μπορούσε να παρατηρηθεί, υπό κάποιες συνθήκες, εξαναγκασμός της εξόδου του *Vircator* στη συχνότητα οδήγησης. Επίσης, παρά το γεγονός ότι δεν συνηθίζεται, έχει εξεταστεί αρκετές φορές η επιβολή μαγνητικού πεδίου στους *Vircators*, ([64], [60], [110], [61], [62]), ενώ σε γεωμετρίες *Reditron*, η χρήση μαγνητικού πεδίου είναι επιτακτική ([55], [111]). Το μαγνητικό πεδίο μπορεί να επιφέρει βελτίωση αλλά και επιδείνωση της απόδοσης στους *Vircators* και η συνήθης πρακτική είναι να μην χρησιμοποιείται. Μία παραλλαγή *Vircator* με περιοδική δομή αργού κύματος (*slow wave structure*) είναι η *Virtode* [112], μία υβριδική μορφή *Axial Vircator* και δομής *TWT* στον κυματοδηγό εξόδου, η οποία επιτυγχάνει απόδοση 16%. Αρκετές ακόμα υβριδικές μορφές λυχνιών με εικονική κάθοδο περιγρά-

φονται στην [91], ενώ εξετάζεται και το ενδεχόμενο μικροκυματικής σύζευξης Vircators ([113], [114], [115]).

4.5. Γεωμετρίες Vircator

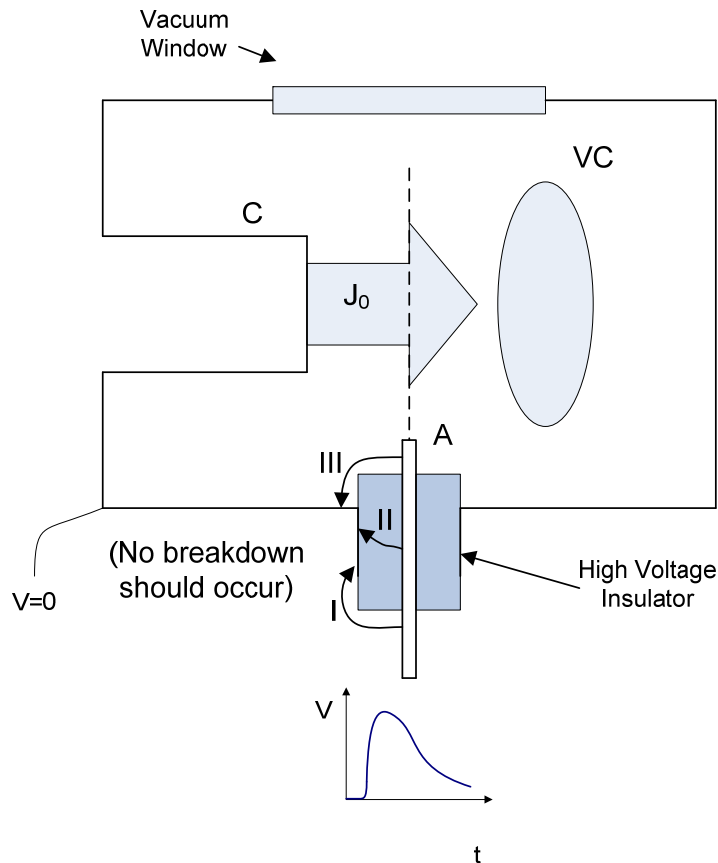
Η φιλοσοφία στις λυχνίες Vircator είναι σχετικά απλή: ένα ισχυρό ρεύμα, το οποίο καθορίζεται από τους περιορισμούς Child-Langmuir στο χώρο A-K, εισέρχεται σε μία περιοχή, που το χαρακτηριστικό ρεύμα, το περιοριζόμενο από το χωρικό φορτίο, είναι αρκετά μικρότερο. Σαν αποτέλεσμα, η ηλεκτρονική δέσμη «εκρήγνυται» και ταυτόχρονα δημιουργεί την εικονική κάθοδο, εκκινώντας όλους εκείνους τους μηχανισμούς που παράγουν μικροκυματική ακτινοβολία. Οι γεωμετρίες που χρησιμοποιούνται στις λυχνίες Vircator είναι ποικίλες. Συνήθως χρησιμοποιείται η γεωμετρία τύπου reflex triode, η αξονική γεωμετρία (axial Vircator), η ομοαξονική γεωμετρία (coaxial Vircator) και η γεωμετρία κάθετης εξαγωγής (vertical extraction Vircator), τις οποίες θα εξετάσουμε ξεχωριστά στη συνέχεια. Σε κάθε περίπτωση, η κάθοδος οδηγεί ένα ηλεκτρονικό ρεύμα πολύ μεγάλης τιμής, μέσω της ανόδου, που έχει μορφή πλέγματος ή πολύ λεπτού φύλλου, στο χώρο που βρίσκεται από την άλλη πλευρά της ανόδου. Η άνοδος πρέπει να έχει ικανοποιητική διαπερατότητα ως προς τα υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια, αφού αποτελεί το παράθυρο εισαγωγής της δέσμης στο χώρο, στον οποίο σχηματίζεται η εικονική κάθοδος. Η άνοδος είναι στις περισσότερες διατάξεις γειωμένη και ενωμένη με το σώμα του Vircator, ενώ η κάθοδος οδηγείται με κρουστική αρνητική τάση. Αυτή είναι η κλασική διάταξη αρνητικής πόλωσης της λυχνίας Vircator. Εναλλακτικά μπορεί η κάθοδος να διατηρηθεί σε μηδενικό δυναμικό και στην άνοδο να οδηγηθεί ένας παλμός κρουστικής θετικής τάσης. Αυτή η οδήγηση χρησιμοποιείται συνήθως στη γεωμετρία της reflex triode [48] και αποτελεί τη διάταξη θετικής πόλωσης της λυχνίας Vircator.



Εικ. 4.18: Παράδειγμα Vircator αρνητικής οδήγησης.

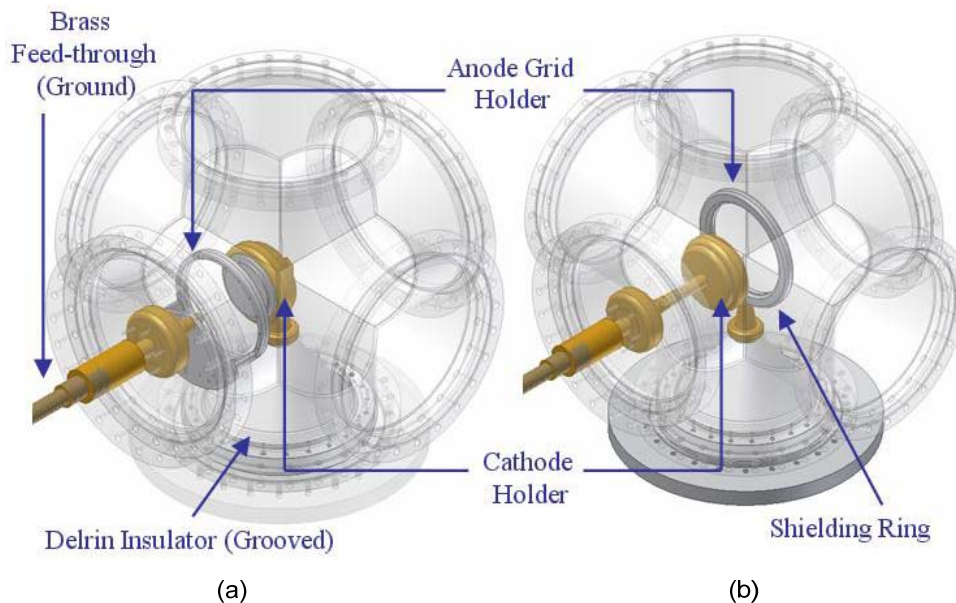
Στην αρνητική πόλωση, η κάθοδος είναι το ηλεκτρόδιο της υψηλής τάσης και πρέπει να είναι ηλεκτρικά μονωμένη από το σώμα του Vircator με κάποιο μονωτήρα διέλευσης (βλ. Εικ. 4.18). Αντίθετα, στη θετική πόλωση, η άνοδος είναι το ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης και

επομένως πρέπει να είναι ηλεκτρικά απομονωμένη από το σώμα του Vircator με κατάλληλο μονωτήρα (βλ. Εικ. 4.19). Σε κάθε περίπτωση, η σχεδίαση του μονωτήρα πρέπει να είναι τέτοια, ώστε να αντέχει την πεδιακή ένταση ανάμεσα στο ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης και το σώμα της λυχνίας. Επίσης δεν πρέπει να υπάρχει περίπτωση σχηματισμού ηλεκτρικού τόξου προς το γειωμένο σώμα, τόσο από την πλευρά του εσωτερικού της λυχνίας, όσο και από το εξωτερικό αυτής. Με άλλα λόγια, η κρουστική τάση που θα οδηγήσει τον Vircator θα πρέπει να σχηματίσει ηλεκτρονικό οχετό αποκλειστικά ανάμεσα στην κάθοδο και το πλέγμα της ανόδου.



Εικ. 4.19: Παράδειγμα Vircator θετικής οδήγησης.

Οι περιπτώσεις που μπορεί να εμφανιστεί μη επιθυμητή ηλεκτρική διάσπαση απεικονίζονται στα παραπάνω σχήματα, Εικ. 4.18 και Εικ. 4.19. Οι περιπτώσεις αυτές είναι: (I) η δημιουργία τόξου ή έρπουσας εκκένωσης από την εξωτερική πλευρά της λυχνίας, μεταξύ ηλεκτροδίου υψηλής τάσης και σώματος της λυχνίας, (II) διάτρηση του μονωτικού υλικού σε κάποιο σημείο με μεγάλη τοπική πεδιακή ένταση και (III) δημιουργία ηλεκτρικού τόξου ή έρπουσας εκκένωσης στην επιφάνεια του μονωτήρα από την εσωτερική πλευρά της λυχνίας. Επίσης, οι διαστάσεις της περιοχής διόδου πρέπει να είναι τέτοιες, ώστε η ηλεκτρονική δέσμη να οδηγείται απευθείας πάνω στο πλέγμα της ανόδου, χωρίς διασπορά προς το περίβλημα ή το μέσο στήριξης του πλέγματος, το οποίο μπορεί να είναι ένας συμπαγής μεταλλικός δακτύλιος.

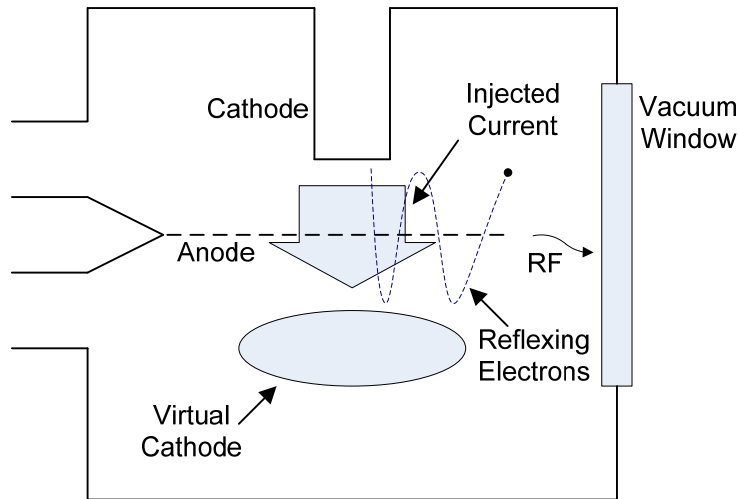


Εικ. 4.20: Αρνητική (a) και Θετική Πόλωση (b) Reflex Triode Vircator ([106]). Η κατασκευή είναι βασισμένη σε ένα τυπικό εξάρτημα κενού, το σύνδεσμο 6 οδών (6-way cross). Στο κάτω μέρος βρίσκεται ο μονωτήρας διέλευσης, ο οποίος μπορεί να οδηγεί την κάθοδο (a) ή την άνοδο (b) με παλμική τάση. Από τα αριστερά διακρίνεται ένα έμβολο, το οποίο στηρίζει το πλέγμα της ανόδου ή την κάθοδο αντίστοιχα, σε μεταβλητή απόσταση από το ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης.

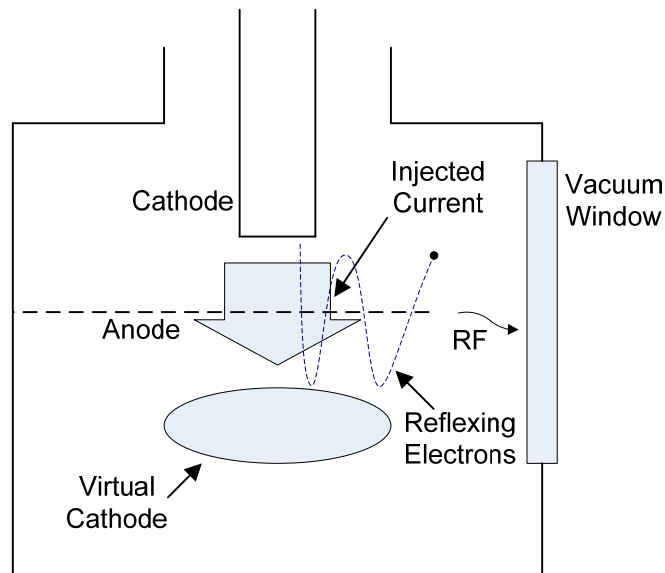
4.5.1. Γεωμετρία Τύπου Reflex Triode

Η reflex triode με εικονική κάθοδο είναι πρακτικά η πρώτη μορφή λυχνίας Vircator που υλοποιήθηκε, καθώς και η πιο συνηθισμένη. Μάλιστα, τη συγκεκριμένη πατέντα έχει κατοχυρώσει η ομάδα του ερευνητή Χ. Καπετανάκου το 1979 [48]. Η κατασκευή της πρώτης reflex triode περιλάμβανε μία άνοδο πλέγματος κυκλικής μορφής, η οποία υποστηριζόταν από ένα ηλεκτρόδιο που οδηγούσε τον παλμό θετικής τάσης στη λυχνία. Στη Reflex Triode Vircator, ηλεκτρόνια από την κάθοδο επιταχύνονται από το ηλεκτρικό πεδίο, διέρχονται από το πλέγμα της ανόδου και σχηματίζουν τη φουσαλίδα της εικονικής καθόδου από την άλλη πλευρά του πλέγματος. Η αρχή λειτουργίας της reflex triode με θετική πόλωση εικονίζεται στην Εικ. 4.21.

Τα ηλεκτρόνια που έπονται χρονικά, καθώς περνούν την άνοδο συναντούν μπροστά τους την εικονική κάθοδο και ωθούνται πίσω προς την περιοχή της πραγματικής καθόδου. Περνώντας εκ νέου την άνοδο συναντούν το ηλεκτρικό πεδίο της διόδου A-K, το οποίο τα επιβραδύνει εκ νέου, αναγκάζοντάς τα έτσι σε μία ταλάντωση μεταξύ πραγματικής και εικονικής καθόδου. Η reflex triode με εικονική κάθοδο μπορεί ακόμα να οδηγείται με αρνητικό παλμό τάσης στην κάθοδο [49], περίπτωση που εικονίζεται στην Εικ. 4.22.



Εικ. 4.21: Vircator τύπου Reflex Triode με οδήγηση του παλμού στην άνοδο. Η reflex triode δεν είναι Vircator με την αυστηρή έννοια, διότι η εξαγωγή μικροκυμάτων γίνεται λόγω της παγίδευσης ηλεκτρονίων μεταξύ πραγματικής και εικονικής καθόδου.



Εικ. 4.22: Vircator τύπου Reflex Triode με οδήγηση του παλμού στην κάθοδο.

Το σώμα μίας reflex triode μπορεί να είναι ένας κυλινδρικός κυματοηγός, στον οποίο έχει προσαρμοστεί ένα παράθυρο εξαγωγής της μικροκυματικής ακτινοβολίας. Η θέση του είναι τέτοια ώστε να ευνοείται η εξαγωγή μικροκυμάτων, που παράγονται από την ταλάντωση των ηλεκτρονίων μεταξύ πραγματικής και εικονικής καθόδου. Η συνηθέστερη πρακτική στις reflex triodes είναι να χρησιμοποιούνται τυποποιημένα εξαρτήματα κενού, όπως σταυροί ConFlat διαφόρων διαμετρημάτων. Για παράδειγμα, στην Εικ. 4.23, φαίνεται μία τυπική πρακτική υλοποίηση reflex triode Vircator [116]. Στην εικόνα αυτή βλέπουμε πως σε ένα σταυρό ConFlat, διάστασης 8", 4 οδών, έχει προσαρτηθεί στα αριστερά το σύστημα άντλησης, στα δεξιά η κάθοδος με ένα μηχανισμό μετακίνησης του ηλεκτροδίου, ενώ από την πίσω πλευρά είναι προσαρτημένος ο μονωτήρας που φέρει το ηλεκτρόδιο της ανόδου. Στην εμπρόσθια όψη είναι τοποθετημένο ένα τυποποιημένο γυάλινο παράθυρο μεγάλης διαμέτρου, για εξαγωγή της μικροκυματικής ακτινοβολίας.

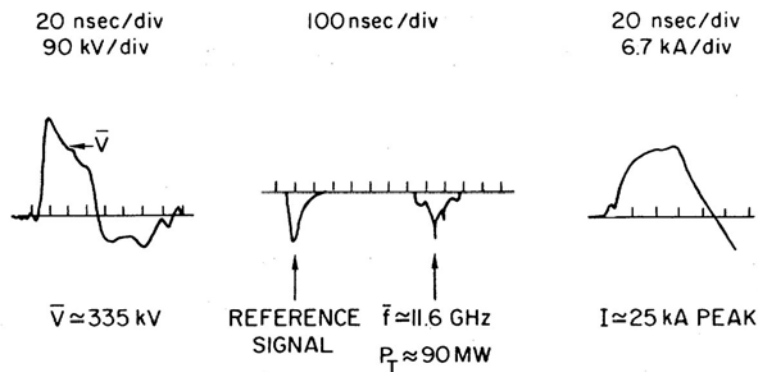


Εικ. 4.23: Vircator τύπου Reflex Triode. Ο παλμός οδηγείται στην άνοδο. Αριστερά είναι προσαρμοσμένη η αντλία κενού (δεν διακρίνεται), μέσω ενός διηλεκτρικού κεραμικού συνδέσμου, για ηλεκτρική απομόνωση της αντλίας από την κρουστική γη [116].

Πειράματα με Reflex Triode Vircators:

Mahaffey et al.:

Το πρώτο ουσιαστικά δημοσιευμένο πείραμα εξαγωγής μικροκυματικής ακτινοβολίας από λυχνία Vircator τοποθετείται το 1977 από τους Mahaffey et al. [57] και στην πατέντα που αργότερα κατοχυρώθηκε [48]. Καταγράφηκε μικροκυματική ισχύς 90MW στην X band (περίπου στα 11.6GHz), με θετικές τάσεις οδήγησης 250-350kV, από γεννήτρια με αντίσταση 7Ω και ρεύματα 25kA peak. Η απόδοση του πειράματος υπολογίστηκε ότι είναι περίπου 1.5%.

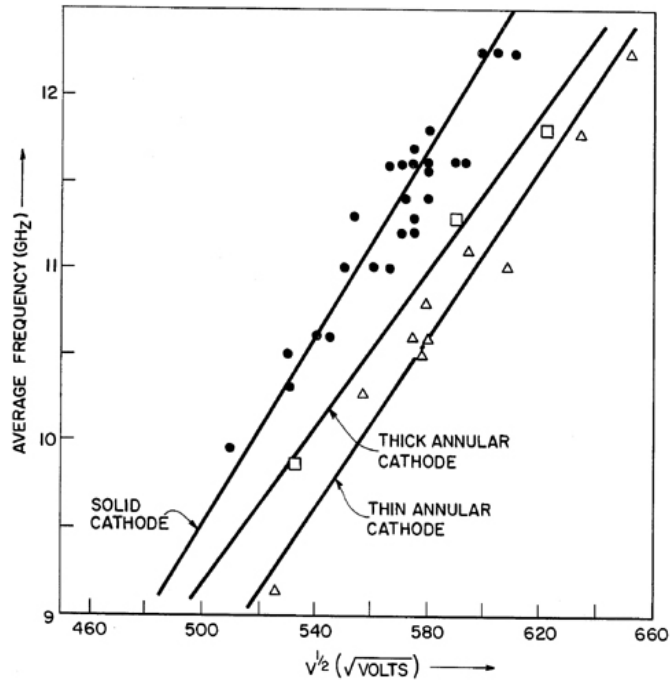


Εικ. 4.24: Τάση, ρεύμα και ισχύς μικροκυματικής ακτινοβολίας στην [57].

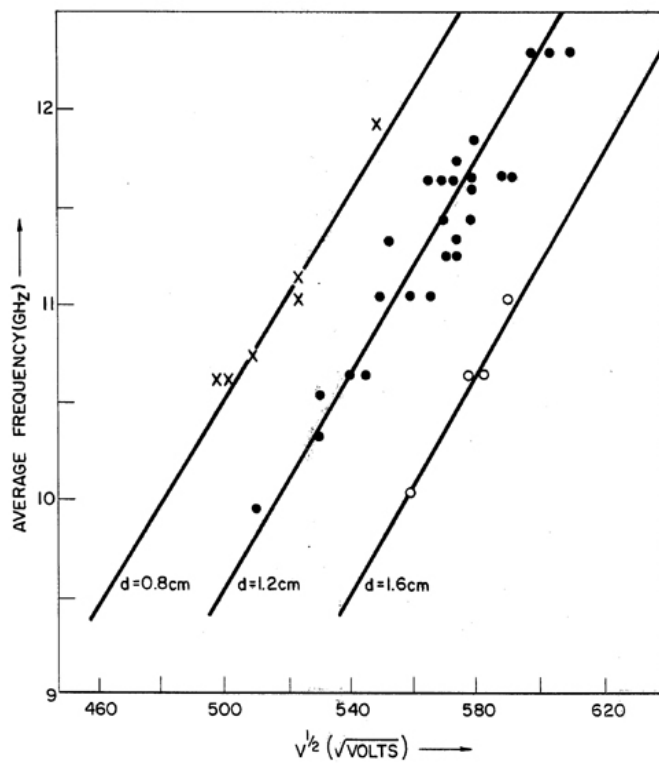
Στην ίδια εργασία παρουσιάζεται η εξάρτηση που εμφανίζει η συχνότητα εξόδου από την επιβαλλόμενη τάση, για κάποιους τύπους καθόδου και για διάφορες αποστάσεις ανόδου-καθόδου. Αυτό που παρατηρείται είναι ότι η συχνότητα εξόδου είναι ανάλογη της $V^{1/2}$, ενώ είναι αντιστρόφως ανάλογη της απόστασης A-K. Επιβεβαιώνεται δηλαδή η γενική έκφραση της συχνότητας εξόδου, που είναι, όπως έχουμε δει και στα προηγούμενα,:

$$\blacktriangleright f \propto \frac{\sqrt{V_{AK}}}{d_{AK}}. \quad (4.72)$$

Τα πειραματικά αποτελέσματα στην [57] φαίνονται στα διαγράμματα των Εικ. 4.25 και Εικ. 4.26.



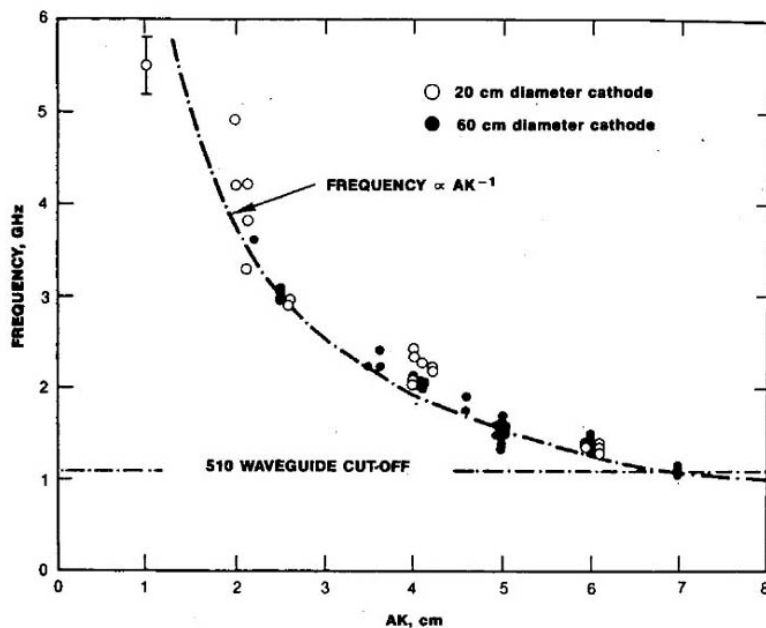
Εικ. 4.25: Η συχνότητα εξόδου της reflex triode, συναρτήσει της τάσης οδήγησης, για διάφορες καθόδους [57].



Εικ. 4.26: Η συχνότητα εξόδου της reflex triode, συναρτήσει της τάσης οδήγησης, για διάφορες αποστάσεις ανόδου - καθόδου [57].

Price et al.:

Το πείραμα των Price et al., το Vircator II, [49], παρήγαγε έως και 500MW μικροκυματικής ισχύος σε διάφορες χαμηλές συχνότητες, στις L, S και C bands. Ο συγκεκριμένος Vircator είχε πολύ μεγάλες διαστάσεις. Χρησιμοποιήθηκαν κάθοδοι διαμέτρου 20 cm και 60 cm και αποστάσεις A-K μέχρι 18cm. Το σώμα του Vircator είχε εσωτερική διάμετρο 80cm. Η εξαγωγή των μικροκυμάτων γινόταν με κυματοδηγό WR-510, με αποκοπή στα 1.15 GHz αλλά και WR-1500, με αποκοπή στα 393MHz, προς μελέτη χαμηλότερου φασματικού περιεχομένου. Οι τάσεις οδήγησης της διόδου ανερχόταν στα 600-800kV και τα ρεύματα οδήγησης στα 50-120kA. Οι πολύ μεγάλες διαστάσεις της λυχνίας ευνοούν την ύπαρξη πολλών ρυθμών, ωστόσο τα πειράματα στη συγκεκριμένη λυχνία έδειξαν την ύπαρξη ενός επικρατούντος ρυθμού, ο οποίος στη διάρκεια του παλμού μετακυλιέται σε συχνότητα περίπου 200 με 400 MHz. Η συμπεριφορά αυτή είναι λογική, λόγω της μεταβολής της τάσης στη δίοδο καθώς το φαινόμενο εξελίσσεται, όπως επίσης και της σταδιακής συρρίκνωσης του διακένου ανόδου-καθόδου, λόγω της εξάπλωσης του πλάσματος ανάμεσα στα ηλεκτρόδια. Οι μετρήσεις έδειξαν τη χαρακτηριστική αντίστροφη εξάρτηση της κεντρικής συχνότητας από την απόσταση ανόδου-καθόδου της λυχνίας.

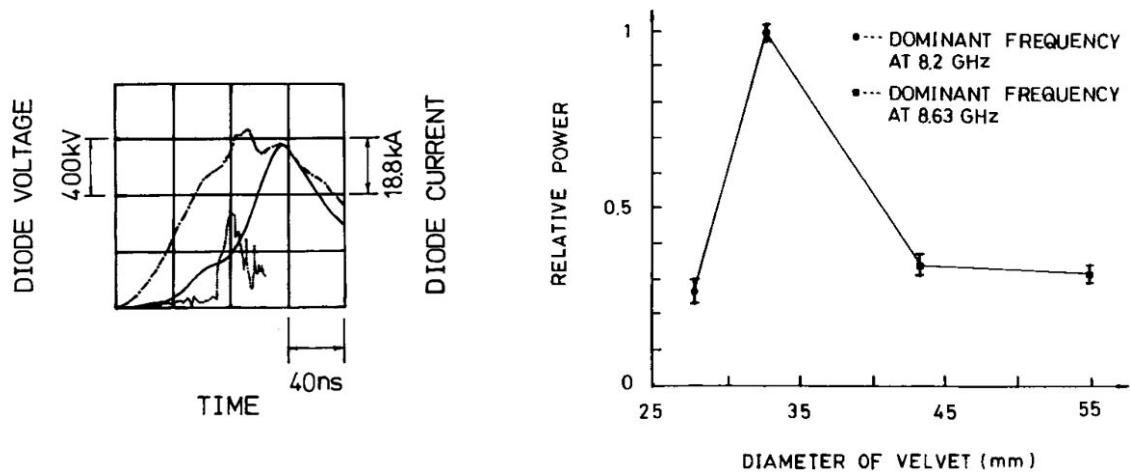


Εικ. 4.27: Η συχνότητα εξόδου της reflex triode συναρτήσεως της απόστασης A-K, [49].

Hwang και Wu:

Ένα νέο πείραμα με Reflex Triode Vircator απέδωσε μικροκυματική ισχύ μεγαλύτερη από 1GW. Στην εργασία των Hwang και Wu, [68], ένας Vircator, με δύο συμμετρικούς κυματοδηγούς WR-650 για εξαγωγή ακτινοβολίας, απέδωσε συνολική μέγιστη ισχύ 1.4GW σε διάφορες συχνότητες μεταξύ 8 και 12 GHz, με κυρίαρχη συχνότητα τα 8.2GHz. Με τάση οδήγησης 1.2MV και ρεύμα 54kA, στον ανωτέρω Vircator παρατηρήθηκε ισχύς 450MW στα 8.2GHz, 30MW στα 9.3GHz, 81MW στα 10.4GHz και 59.3MW στα 11.85GHz, σε κάθε θύρα εξόδου. Η συνολική απόδοση εκτιμήθηκε περίπου στα 6%. Το κενό στη λυχνία ήταν της τάξης των 10^{-5} Torr, ενώ η απόσταση ανόδου-καθόδου ίση με 1cm. Παρατηρήθηκε επίσης ότι

η διάμετρος της καθόδου παίζει σημαντικό ρόλο στην ισχύ εξόδου, με μέγιστη ισχύ να σημειώνεται από μία κάθοδο διαμέτρου 3.3cm επικαλυμμένη με ύφασμα (velvet).

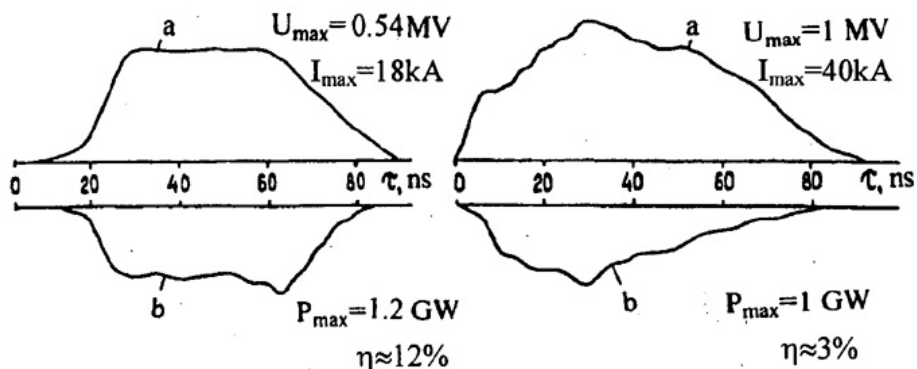


Εικ. 4.28: Αριστερά: κυματομορφές τάσης, ρεύματος και εμφάνιση μικροκυματικού σήματος. Δεξιά: Σχετική μικροκυματική ισχύς ανάλογα με τη διάμετρο της καθόδου. Hwang και Wu, 1993 ([68]).

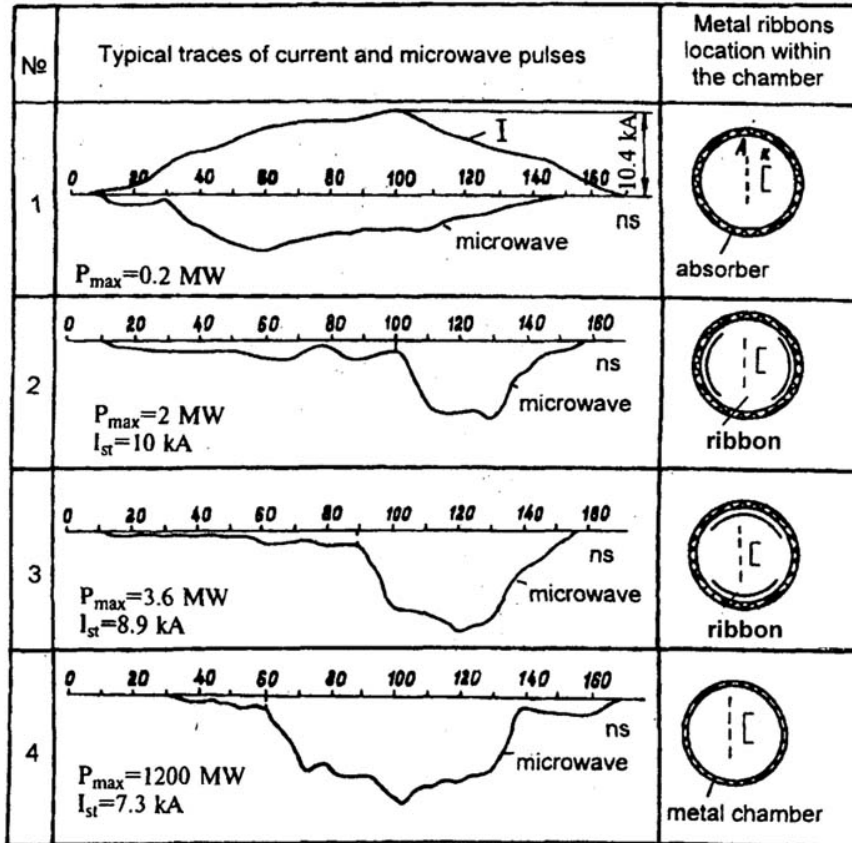
Didenko et al.:

Ένα πείραμα με reflex triode Vircator έδειξε ότι η κοιλότητα, στην οποία σχηματίζεται η εικονική κάθοδος και γεννάται η μικροκυματική ακτινοβολία, παίζει σημαντικό ρόλο στην ισχύ εξόδου της λυχνίας. Οι Didenko et al., [75], παρήγαγαν 1.2GW μικροκυματικής ισχύος στην S-Band οδηγώντας τον Vircator με 540kV και ρεύμα 18kA, επιτυγχάνοντας απόδοση 12%. Παρατήρησαν ότι το εσωτερικό μεταλλικό σώμα της λυχνίας λειτουργεί ως συντονιζόμενη κοιλότητα, που ευνοεί σημαντικά την παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας

Από τη μελέτη αυτή έγινε επίσης φανερό ότι, η σταθερότητα της μικροκυματικής εξόδου και η απόδοση της λυχνίας εξαρτώνται σημαντικά από την τάση οδήγησης της διόδου του Vircator. Κρίσιμη παράμετρος αποτελεί η οδήγηση με παλμό σταθερού πλατώ (“flat-top”), με διάρκεια της τάξης των 50-100nsec.



Εικ. 4.29: Τα χαρακτηριστικά του παλμού τάσης οδήγησης επηρεάζουν αρκετά τη μικροκυματική έξοδο [75].



Εικ. 4.30: Οι Didenko et al., [75], διαπίστωσαν ότι, τοποθετώντας απορροφητικό υλικό ή διάφορα ελάσματα εντός της λυχνίας, η έξοδος επηρεάζεται σημαντικά.

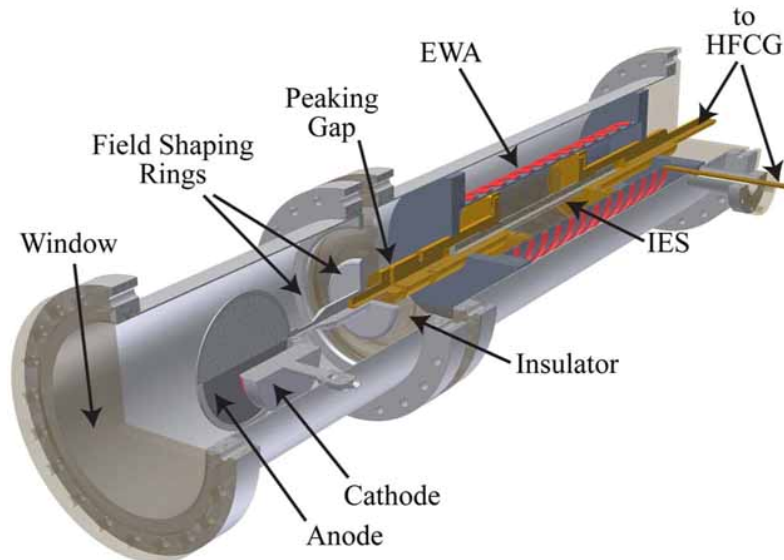
Huttlin et al.:

Ο Aurora είναι ίσως η μεγαλύτερη παλμική γεννήτρια παραγωγής ισχυρής σχετικιστικής ηλεκτρονικής δέσμης, με ενέργεια περίπου 10MeV και ρεύμα 250kA σε φορτίο 35Ω. Εξετάστηκε η δυνατότητα παραγωγής μικροκυματικής ακτινοβολίας με εφαρμογή του φαινομένου δημιουργίας εικονικής καθόδου. Χρησιμοποιώντας μία διάταξη reflex triode, με διάμετρο ανόδου 1.22m οι Huttlin et al. παρήγαγαν περισσότερα από 20GW μικροκυματικής ισχύος σε συχνότητες κάτω του 1GHz [85]. Ως άνοδος χρησιμοποιήθηκε φύλλο αλουμινίου πάχους 16μm, ενώ η απόσταση ανόδου - καθόδου ήταν 23cm. Στο σώμα της reflex diode προσαρτήθηκαν 6 κυματοδηγοί WR-975, συχνότητας αποκοπής 605 MHz, για εξαγωγή της μικροκυματικής ακτινοβολίας, οι οποίοι τοποθετήθηκαν 27 cm πιο κάτω από την άνοδο. Η οδήγηση της δίοδου καταγράφηκε περίπου στα 6.5MV και 300kA, το οποίο σημαίνει μία αντίσταση δίοδου περίπου 22Ω.

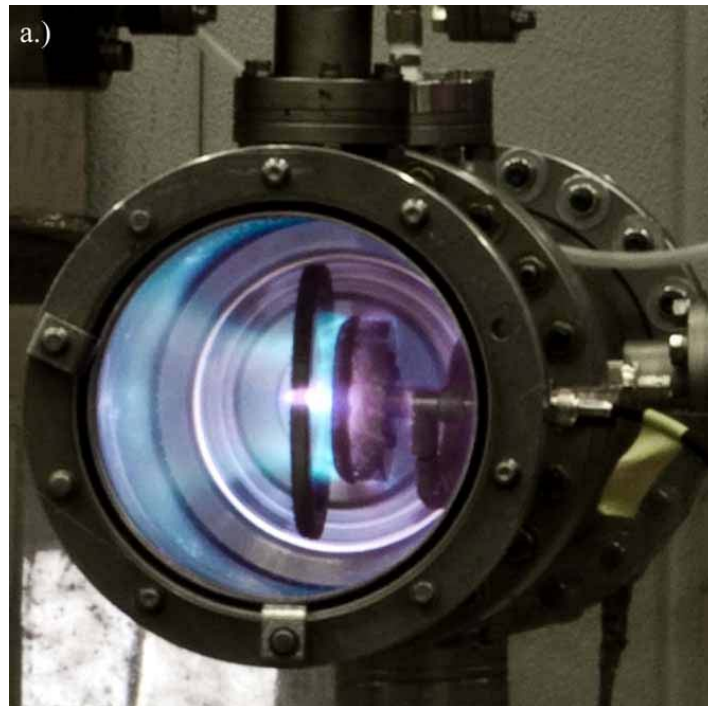
Holt et al.:

Στην [117] περιγράφεται μία reflex triode, η οποία οδηγείται από γεννήτρια συμπίεσης επαγωγικής ενέργειας. Οι γεννήτριες αυτές χρησιμοποιούν ένα πηνίο, το οποίο διαρρέεται από ρεύμα. Κάποια στιγμή, με χρήση εκρηκτικών, γίνεται συμπίεση της αποθηκευμένης ενέργειας, εξαιτίας της ταχύτατης μείωσης του ενεργού μήκους του σωληνοειδούς. Το επαγόμενο ρεύμα από τη διαδικασία αυτή οδηγείται μέσω διακόπτη στο φορτίο (περισσότερα

για παλμικές γεννήτριες αυτού του είδους αναλύονται στην [118]). Στη συγκεκριμένη υλοποίηση επετεύχθηκε έξοδος 4MW στα 3.8GHz από έναν παλμό διάρκειας περίπου 100ns. Η άνοδος που χρησιμοποιήθηκε ήταν πλέγμα ανοξείδωτου χάλυβα με διαπερατότητα 70%, ενώ η τάση στη δίοδο ήταν 100kV, σχετικά μικρή για δεδομένα Vircator. Το κενό διατηρούταν στα $7.5 \cdot 10^{-6}$ Torr. Η απόδοση υπολογίζεται στο 1% περίπου, ωστόσο στην εργασία αυτή γίνεται μία αναφορά πως η συμπίεση του ρεύματος φτάνει τα 40kA, επομένως κάτι τέτοιο θα σήμαινε απόδοση 0.1%. Ενδεχομένως η συνολική απόδοση ισχύος να μετράται κατά την αρχική φόρτιση του πηνίου, πριν την έκρηξη του σωληνοειδούς.



Εικ. 4.31: Reflex Triode Vircator, οδηγούμενος από επαγωγική αποθήκη ενέργειας. Η συμπίεση της ισχύος γίνεται με χρήση εκρηκτικής ύλης ([117]). IES: Inductive energy storage, EWA: exploding wire array, HFCG helical flux compression generator.

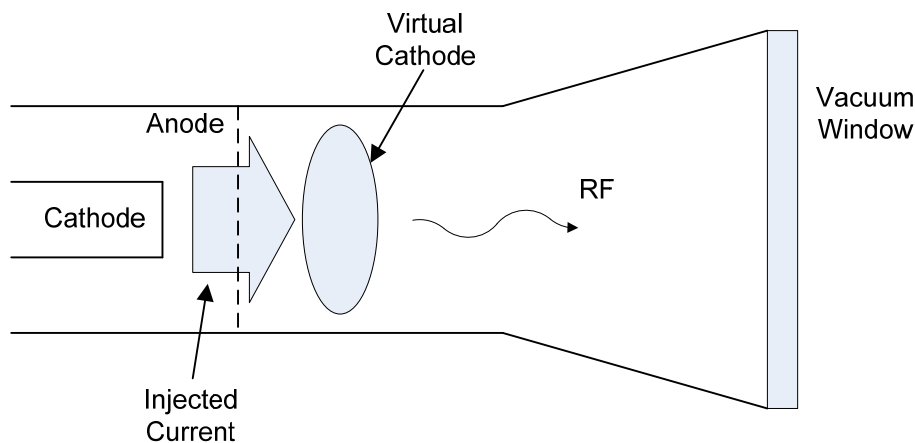


Εικ. 4.32: Εικόνα του πλάσματος που δημιουργείται κατά τη λειτουργία του Reflex Triode Vircator της [117]. Η πόλωση είναι θετική και η τάση οδηγείται στην άνοδο.

Ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα είναι η εικόνα του πλάσματος που δημιουργείται στη λυχνία (βλ. Εικ. 4.32). Το πλάσμα που δημιουργείται οφείλεται κυρίως στην εκτόξευση υλικού από την κάθοδο και την άνοδο στον κενό χώρο. Η εκπομπή φωτός γίνεται από ιονισμένους φορείς, που υφίστανται ενεργειακές μεταπτώσεις μέσα στη ζώνη του ορατού φωτός, δηλαδή μερικά eV. Το κανάλι του πλάσματος αποκλίνει προς τα τοιχώματα της διάταξης, τα οποία είναι γειωμένα, και καταλαμβάνει μεγάλο τμήμα από την περιφέρεια της κοιλότητας.

4.5.2. Αξονική Γεωμετρία

Ο αξονικός Vircator (axial Vircator) έχει κυλινδρική συμμετρία και ο χώρος, στον οποίο εμφανίζεται η εικονική κάθοδος, είναι ηλεκτρικά απομονωμένος από την περιοχή της διόδου ανόδου-καθόδου. Η διεύθυνση όδευσης της ηλεκτρονικής δέσμης και η κατεύθυνση εξαγωγής της μικροκυματικής ακτινοβολίας είναι γενικά παράλληλες, σε αντίθεση με τον reflex triode Vircator. Για το λόγο αυτό, ο συγκεκριμένος τύπος Vircator χαρακτηρίζεται και ως «αξονικής» εξαγωγής (axial extraction) σε αντίθεση με τις reflex triodes, που παρουσιάζουν «ακτινική» ή «κάθετη» εξαγωγή (radial ή vertical extraction). Στην αξονική γεωμετρία, όπως και στην τρίοδο γεωμετρία, δύο φαινόμενα ανταγωνίζονται στην παραγωγή μικροκυματικής ακτινοβολίας. Το πρώτο είναι η παγίδευση των ηλεκτρονίων μεταξύ της πραγματικής και της εικονικής καθόδου, ενώ το δεύτερο είναι οι ταλαντώσεις στο χώρο και στην ένταση της φυσαλίδας της εικονικής καθόδου. Οι αξονικοί Vircators συνήθως σχεδιάζονται έτσι ώστε οι ηλεκτρονικές ταλαντώσεις να συζεύγγονται με κάποιον TM ρυθμό του κυματοδηγού εξόδου. Η πρακτική αυτή χρησιμοποιείται, γιατί η εικονική κάθοδος αλλά και τα ηλεκτρόνια, που έχουν παγιδευτεί στο πηγάδι δυναμικού μεταξύ πραγματικής και εικονικής καθόδου, εκτελούν ταλαντώσεις κατά την αξονική διεύθυνση z του Vircator. Επομένως καθίσταται ευκολότερη η σύζευξη με τις E_z και H_ϕ συνιστώσες του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου ενός TM ρυθμού.

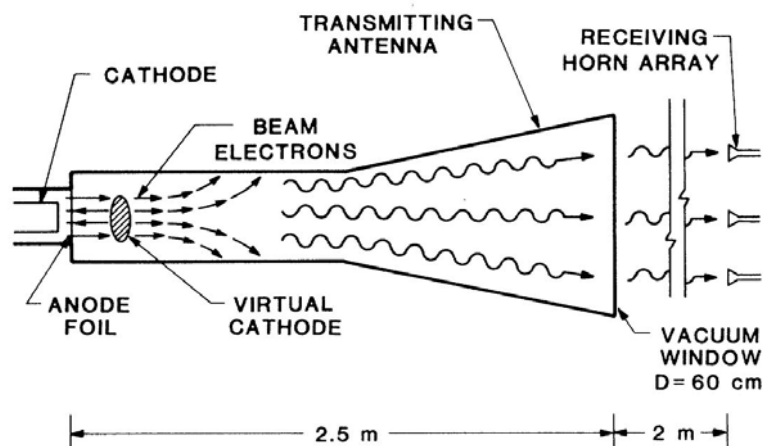


Εικ. 4.33: Vircator αξονικής γεωμετρίας. Η κάθοδος, η άνοδος και το σώμα του Vircator έχουν κυλινδρική δομή και η εξαγωγή της μικροκυματικής ακτινοβολίας γίνεται εν γένει από κυλινδρικό κυματοδηγό, κατά διεύθυνση παράλληλη στο εγχεόμενο ρεύμα.

Πειράματα με Axial Vircators:

H. A. Davis et al.:

Το 1985, οι Davis et al. στο Los Alamos παρήγαγαν με αξονικό Vircator ισχύ $500 \pm 130 \text{ MW}$ στα 17 GHz και $100 \pm 30 \text{ MW}$ στη ζώνη από 30 μέχρι 40 GHz [47]. Για άνοδο χρησιμοποιήθηκε ένα φύλλο αλουμινίου πάχους $6 \mu\text{m}$, σε απόσταση 0.4 μέχρι 0.9 cm από την κάθοδο. Η τάση οδήγησης του Vircator κυμαινόταν στα 1.2 με 3 MV και το ρεύμα από 75 μέχρι 90 kA . Η FWHM διάρκεια του παλμού ήταν περίπου 60 nsec με χρόνο ανόδου 40 nsec . Το κενό στη λυχνία ήταν της τάξης των $3 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$.

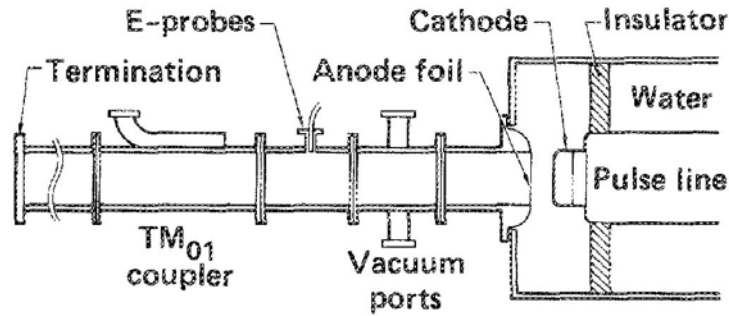


Εικ. 4.34: Αξονικός Vircator [47].

Σύμφωνα με τους συγγραφείς, η μικροκυματική ισχύς, που παρουσιάζεται στη χαμηλότερη συχνότητα των 17 GHz , οφείλεται στη συχνότητα reflexing των ηλεκτρονίων μεταξύ της πραγματικής και της εικονικής καθόδου. Η ισχύς που παρατηρείται στη ζώνη των 30 - 40 GHz μπορεί να οφείλεται, είτε στις διαμήκεις ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου, κατά τη διεύθυνση του άξονα συμμετρίας του Vircator, είτε στη δημιουργία δεύτερης αρμονικής από τα ηλεκτρόνια που οπισθοσκεδάζονται από την εικονική κάθοδο, εγείροντας μικροκυματική ακτινοβολία κατά το ήμισυ της περιόδου της κίνησής τους.

S. Burkhart:

Το 1987, ο S. Burkhart, χρησιμοποιώντας αξονικό Vircator, κατέγραψε ισχύ μεγαλύτερη από 4 GW στα 6.5 GHz [82]. Σύμφωνα με το πείραμα αυτό, χρησιμοποιήθηκε μία σχετικιστική ηλεκτρονική δέσμη 2 MV , 6Ω , ενώ η απόσταση ανόδου-καθόδου για τη συγκεκριμένη μέτρηση ήταν 2 cm . Μικρότερα διάκενα έδειξαν ότι ωθούν τη συχνότητα εξόδου προς τα πάνω, ενώ η μεταβολή της διαμέτρου της καθόδου δεν είχε σημαντική επίδραση στη συχνότητα της παραγόμενης μικροκυματικής ακτινοβολίας. Η άνοδος ήταν φύλλο αλουμινίου πάχους 0.3 έως 1 mil ($1 \text{ mil} = 0.001'' = 25 \mu\text{m}$). Το κενό στη διάταξη διατηρούταν σε επίπεδα μικρότερα του $6 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$. Οι κάθοδοι που χρησιμοποιήθηκαν είχαν διαμέτρους από 59 έως 87 mm , χαραγμένες με αυλάκια βάθους 0.7 mm , σε απόσταση 0.8 mm και επικαλυμμένες με πορώδη άνθρακα, προκειμένου να επιτευχθεί μεγαλύτερη ηλεκτρονική εκπομπή.

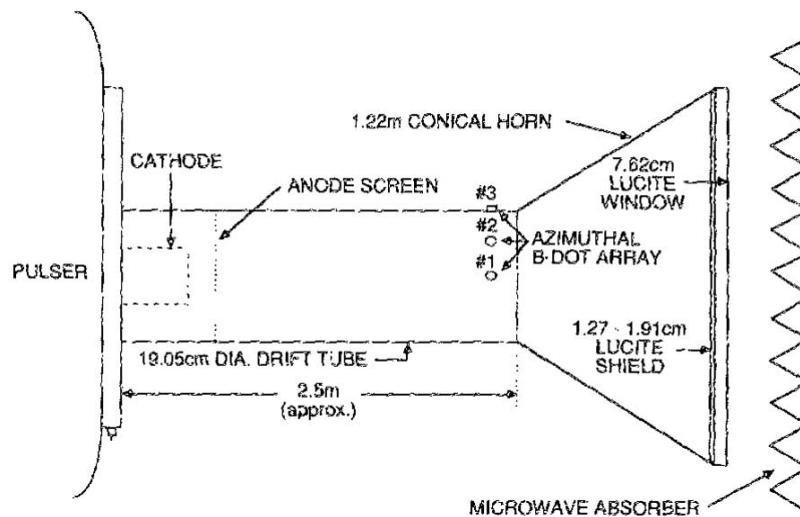


Εικ. 4.35: Διάταξη πειράματος με τον αξονικό Vircator της [82].

Η απόδοση από το συγκεκριμένο πείραμα ήταν της τάξης του 3% για τη μέτρηση στα 4GHz. Επίσης παρατηρήθηκε μετατόπιση της συχνότητας προς τα πάνω, κατά τη διάρκεια του παλμού των 60nsec που χρησιμοποιήθηκε για την οδήγηση της διόδου.

R. Platt et al.:

Το 1989, οι Platt et al. παρήγαγαν την εντυπωσιακή ισχύ των 7.5GW στα 1.17 GHz χρησιμοποιώντας αξονικό Vircator [83]. Χρησιμοποίησαν μία ηλεκτρονική δέσμη 4MV και έντασης 80kA, η οποία διοχετευόταν μέσα από ένα πλέγμα αλουμινίου πάχους 0.25mm σε κυλινδρικό κυματοδηγό διαμέτρου 19cm. Το κενό της λυχνίας διατηρούταν στα $5 \cdot 10^{-6}$ Torr, ενώ η ακτινοβολία εκπεμπόταν από μία χοανοκεραία διαμέτρου 1.22m, μέσω ενός παραθύρου από ακρυλικό γυαλί (lucite) πάχους 7.62cm.

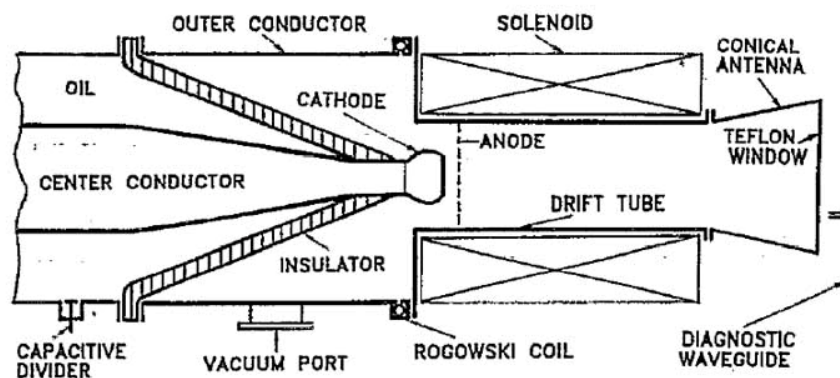


Εικ. 4.36: Ο αξονικός Vircator της [83].

Μία σειρά οκτώ κρούσεων παρήγαγε ισχύ 7.5 ± 0.5 GW στα 1.17 ± 0.02 GHz, σε παλμούς μικρής διάρκειας, της τάξης των 10nsec. Η απόδοση σε ισχύ του συγκεκριμένου πειράματος υπολογίστηκε στα 5.3%.

K. G. Kostov et al.:

Οι K. G. Kostov και N. A. Nikolov, σε μία σειρά πειραμάτων με αξονικό Viricator με καθοδηγούν μαγνητικό πεδίο, παρήγαγαν ισχύεις της τάξης των 15MW στην περιοχή από 11 έως 22GHz ([61], [62]). Οι τάσεις ήταν μεταξύ 200 και 480kV, ενώ τα ρεύματα από 2 μέχρι 7kA. Από τα πειράματα στο συγκεκριμένο Viricator διαπιστώθηκε ότι το μαγνητικό πεδίο δεν έχει επίδραση στη reflexing συχνότητα εξόδου ενώ έχει μικρή αρνητική επίδραση στην ισχύ της λυχνίας. Ας σημειωθεί ότι οι απόψεις για την επίδραση του μαγνητικού πεδίου στους Viricators δίστανται, με την επικρατούσα συνήθεια να είναι η *μη* χρήση αυτού. Εξαιρέση αποτελούν οι λυχνίες Viricator τύπου Reditron, στις οποίες είναι αναγκαία η χρήση μαγνητικού πεδίου. Το κενό στη συγκεκριμένη λυχνία διατηρούταν στα 10^{-4} Torr περίπου, ενώ η άνοδος ήταν πλέγμα από ανοξείδωτο χάλυβα (stainless steel mesh), πάχους 0.5mm. Οι κάθοδοι που χρησιμοποίησαν οι Kostov et al. είχαν διαμέτρους 10, 20 και 30mm, ενώ η απόσταση A-K ήταν από 3 μέχρι 7mm. Η λυχνία αντλείτο από σημείο κοντά στην περιοχή της διόδου (βλ. Εικ. 4.37), αφού την ταυτόχρονη εκκένωση του αδρανή χώρου, από την άλλη πλευρά της ανόδου, επέτρεπε το πλέγμα διαπερατότητας 70%.



Εικ. 4.37: Ο αξονικός Viricator με καθοδηγούν μαγνητικό πεδίο (από την [62]).

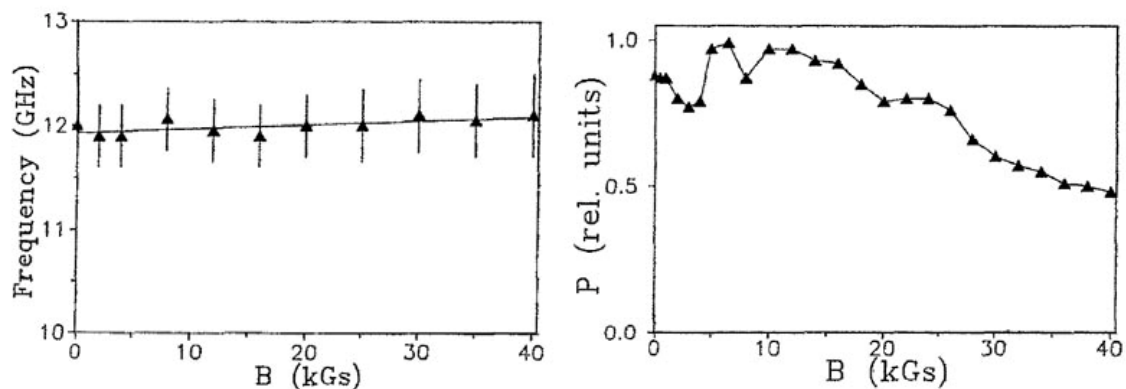
Στην πρώτη μελέτη από τις δύο ([61]), οι ερευνητές ισχυρίζονται πως η ισχυρότερη πηγή της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας είναι το reflexing των ηλεκτρονίων μεταξύ της πραγματικής και της εικονικής καθόδου, οδηγώντας στην εμφάνιση φασματικού περιεχομένου στα 12GHz περίπου. Ασθενέστερη μικροκυματική ακτινοβολία στην περιοχή πάνω από τα 15GHz αποδίδεται στις ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου. Στη δεύτερη μελέτη ωστόσο, ([62]), πιθανολογείται ότι η κύρια πηγή ακτινοβολίας είναι οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου. Γίνεται λόγος για μία μόνο κεντρική συχνότητα, η οποία για συγκεκριμένη διαμόρφωση (διάμετρος καθόδου 30mm, $d_{A-K}=4$ mm) δεν αλλάζει σημαντικά με την επίδραση του μαγνητικού πεδίου (βλ. Εικ. 4.38). Ωστόσο, άλλες διαμορφώσεις του πειράματος με μικρότερες διαμέτρους καθόδου, οδηγούν σε εμφανέστερη εξάρτηση της μικροκυματικής συχνότητας από τη σχέση

$$f = k \cdot \sqrt{\frac{J}{\beta \cdot \gamma}}, \quad (4.73)$$

η οποία αφορά την εξάρτηση της συχνότητας ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου (συνδεδεμένης με την plasma frequency της δέσμης) από την εγχεόμενη πυκνότητα ρεύματος J , καθώς και τις παραμέτρους β και γ της ηλεκτρονικής δέσμης. Οι ερευνητές καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι η έξοδος οφείλεται σε ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου, διότι η εκτίμηση για τη reflex συχνότητα, όπως δίνεται από την

$$f_{refl} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{v}{2d}, \quad (4.74)$$

(βλ. σχετική αναφορά στην [62]), οδηγεί σε αρκετά χαμηλότερες συχνότητες από αυτές που παρατηρούνταν. Γίνεται ακόμα μία απλή προσπάθεια δικαιολόγησης της ασθενούς επίδρασης του μαγνητικού πεδίου στη συχνότητα, με τον ισχυρισμό ότι αυτό διατηρεί την ακτίνα της δέσμης σταθερή, επομένως δεν αλλάζει τη χωρική πυκνότητα του ρεύματος και κατ'επέκταση τη συχνότητα πλάσματος για ίδιες παραμέτρους του πειράματος.

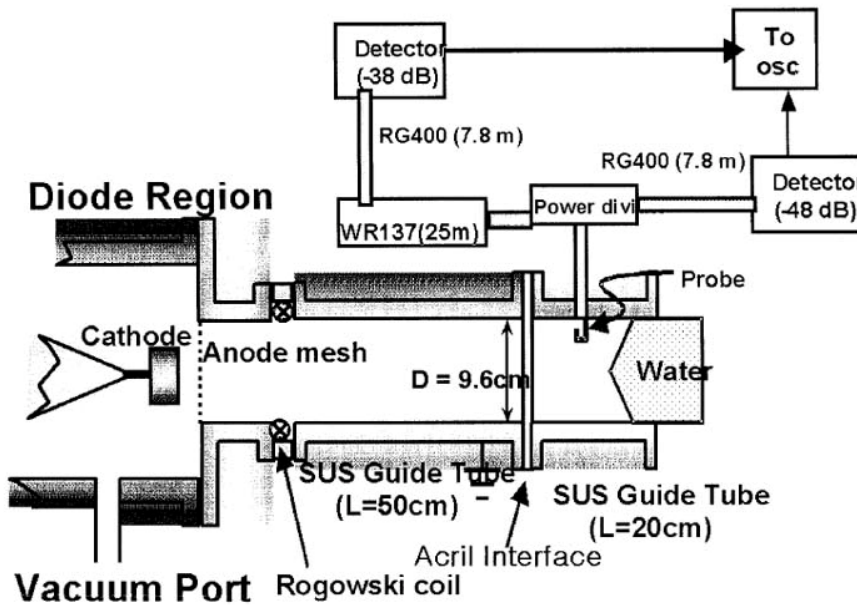


Εικ. 4.38: Επίδραση του μαγνητικού πεδίου στη συχνότητα και την ισχύ του αξονικού Viricator της [62]. Ακτίνα καθόδου 30mm και διάκενο A-K 4mm.

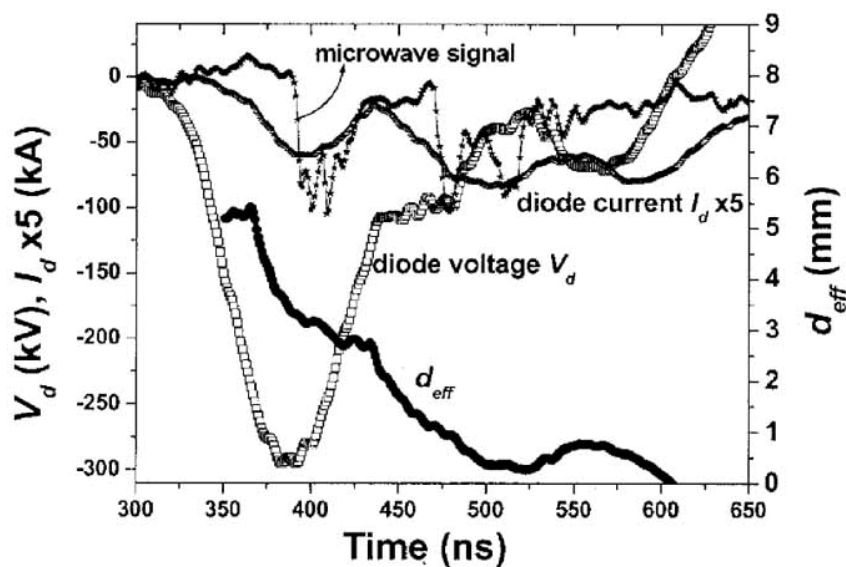
E.-H. Choi et al.:

Η ομάδα του E. H. Choi έλαβε από αξονικό Viricator ποσά ισχύος της τάξης των 200MW στα 6.7-7.2GHz [67] και στα 5.5GHz [119]. Στην πρώτη περίπτωση, η οδήγηση της λυχνίας ήταν με 290kV και 21kA, με διάκενο A-K ίσο με 5mm, ενώ στη δεύτερη περίπτωση 240kV, 23kA, και διάκενο ίσο με 4mm. Το κενό στη διάταξη ήταν περίπου 10^{-5} Torr.

Στην [119] γίνεται η εκτίμηση ότι το διάκενο ανόδου – καθόδου κλείνει με μία ταχύτητα της τάξης των 3cm/μsec, εξαιτίας του πλάσματος που δημιουργείται. Επίσης, για διάφορες αποστάσεις διακένου, η μεγαλύτερη ισχύς των 200MW παρατηρήθηκε για διάκενο 4mm, και μάλιστα εμφανιζόμενη στη χαμηλότερη συχνότητα των πειραμάτων, στα 5.5GHz. Στην περίπτωση αυτή, η μικροκυματική ακτινοβολία εμφανιζόταν υπό συνθήκες μεγάλης αντίστασης δίοδου και μεγάλης τάσης διακένου, πράγμα που σημαίνει μεγάλο σχετικιστικό συντελεστή και επομένως μικρότερη συχνότητα πλάσματος δέσμης. Υπενθυμίζουμε ότι συχνότητα πλάσματος της δέσμης καλούμε την ποσότητα $\omega_p = \sqrt{ne^2/\epsilon_0\gamma m_e}$.



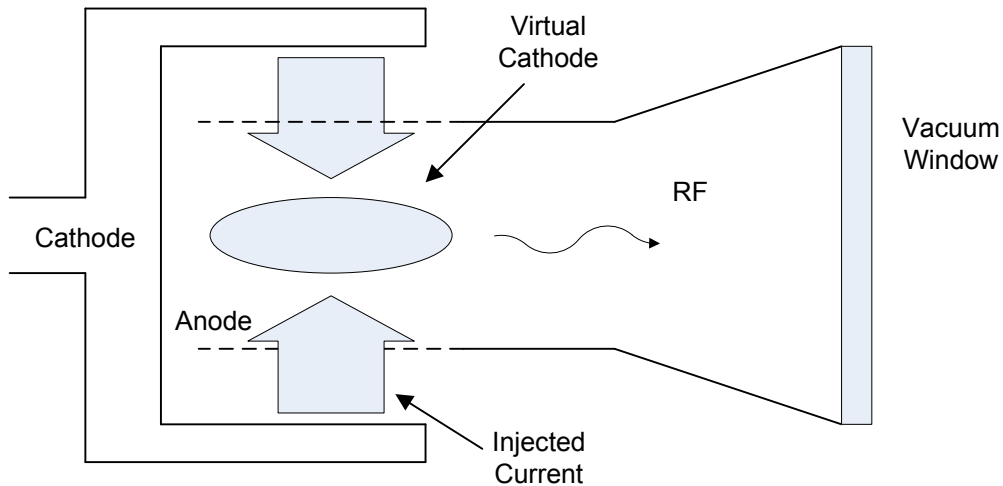
Εικ. 4.39: Η πειραματική διάταξη της [119].



Εικ. 4.40: Οι κυματομορφές τάσης, ρεύματος και μικροκυματικής εξόδου του Vircator. Επίσης απεικονίζεται και η χρονική εξέλιξη του διακένου A-K, λόγω της δημιουργίας και εξάπλωσης πλάσματος στη δίοδο ([119]).

4.5.3. Ομοαξονική Γεωμετρία

Ο ομοαξονικός Vircator (coaxial Vircator) έχει κυλινδρική συμμετρία, αλλά το ρεύμα της δίοδου είναι ακτινικό, σε αντίθεση με τον αξονικό Vircator, στον οποίο το ρεύμα εγχέεται κατά μήκος του άξονα συμμετρίας. Η κάθοδος έχει μεγαλύτερη ακτίνα από την άνοδο και την εσωκλείει. Το ρεύμα της δίοδου σχηματίζει την εικονική κάθοδο στην περιοχή εσωτερικά της ανόδου, κοντά στον άξονα συμμετρίας της διάταξης (βλ. Εικ. 4.41)



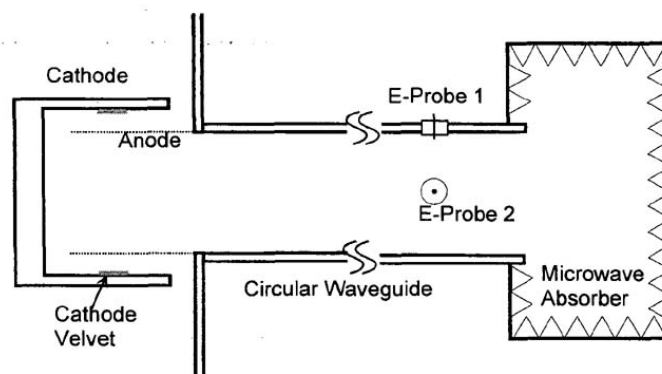
Εικ. 4.41: Vircator ομοαξονικής γεωμετρίας. Η κάθοδος, η άνοδος και το σώμα του Vircator έχουν κυλινδρική συμμετρία, ωστόσο το ρεύμα διοχετεύεται ακτινικά μέσω του πλέγματος, σχηματίζοντας την εικονική κάθοδο. Η εξαγωγή της μικροκυματικής ακτινοβολίας γίνεται από κυλινδρικό κυματοδηγό, κατά διεύθυνση κάθετη στο εγχεόμενο ρεύμα.

Η διάταξη της διόδου επιτρέπει ταλαντώσεις ηλεκτρονίων κατά την ακτινική συνιστώσα, διεγείροντας κυρίως κυλινδρικούς TE ρυθμούς στον Vircator.

Πειράματα με Coaxial Vircators:

W. Jiang et al.:

Η ομάδα του W. Jiang έκανε πειράματα με coaxial Vircator οδηγώντας τη λυχνία με παλμούς 500kV, 40kA και διάρκειας 30nsec. Η ακτίνα της καθόδου ήταν 13.1cm, της ανόδου 9.9cm ενώ η κάθοδος ήταν καλυμμένη με ύφασμα (velvet) με φάρδος 3cm. Η άνοδος ήταν ένα κυλινδρικά διαμορφωμένο πλέγμα από ανοξείδωτο χάλυβα. Τα πειράματα έδωσαν μικροκυματική ακτινοβολία 400MW στα 2GHz, με αντίστοιχη ισχύ ηλεκτρονικής δέσμης ίση με 18GW, ορίζοντας έτσι μία απόδοση της τάξης του 2% [120].



Εικ. 4.42: Ο ομοαξονικός Vircator των W. Jiang et al. (Από την [101]).

Χρησιμοποιώντας κάποια μεταλλικά ελάσματα ως μικροκυματικούς ανακλαστήρες, στο εσωτερικό της κυλινδρικής ανόδου και σε απόσταση 3.6cm από τη νοητή ακτίνα του μέσου της λωρίδας υφάσματος της καθόδου, επιτεύχθηκε αύξηση της ισχύος περίπου 2.2 φορές,

φτάνοντας τα 900MW ισχύος ([73],[101]). Σύμφωνα με τους συγγραφείς, η συχνότητα reflexing των ηλεκτρονίων μεταξύ της πραγματικής και της εικονικής καθόδου θα έπρεπε να είναι

$$f_{refl} = \frac{1}{4T} = \frac{1}{4} \left(\int_{r_{vc}}^{r_A} \frac{1}{v_e} dr \right)^{-1} \cong 1.3GHz, \quad (4.75)$$

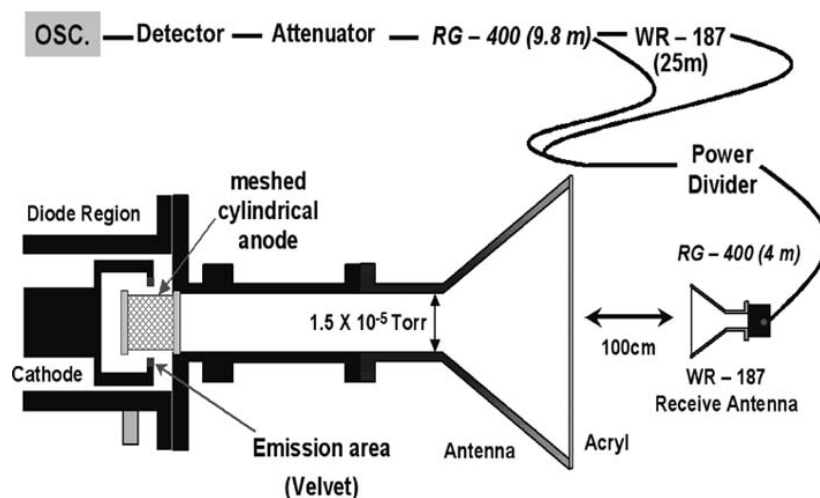
ενώ η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, όπως δίδεται στην [52], προκύπτει ίση με

$$f_{osc} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} f_p \cong 3.5GHz. \quad (4.76)$$

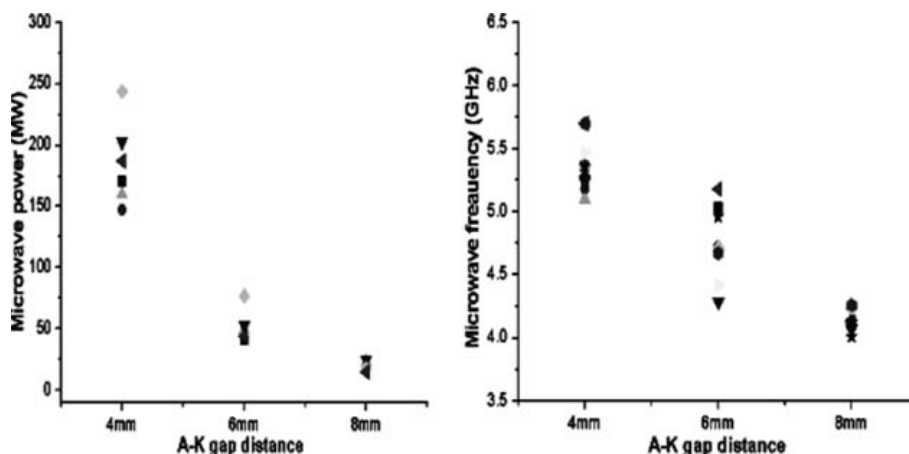
Η συχνότητα, που πειραματικά προσδιορίζεται και είναι, όπως αναφέρθηκε 2GHz, βρίσκεται κάπου στο ενδιάμεσο. Η διαφορά μπορεί να οφείλεται τόσο στην απόκλιση από τη λογιστική συχνότητα reflexing, για την οποία λαμβάνεται υπόψη μονομερώς η διαδρομή ανάμεσα στην άνοδο και την εικονική κάθοδο, όσο και στο γεγονός της αλληλεπίδρασης της περιοχής της εικονικής καθόδου, με την περιοχή της διόδου, αφού αυτές οι δύο δεν είναι ηλεκτρικά απομονωμένες στο συγκεκριμένο πείραμα coaxial Vircator.

K. Y. Sung et al.:

Σε πείραμα με coaxial Vircator, οι K. Y. Sung et al. παρήγαγαν 244MW μικροκυματικής ακτινοβολίας, στα 5.47GHz, με απόδοση 2.75% [87]. Η οδήγηση της διόδου γίνεται με 245kV και 36kA από μία 12-βάθμια Marx γεννήτρια τάσης φόρτισης 50kV ανά βαθμίδα. Η κάθοδος είναι από αλουμίνιο, ενώ η άνοδος από κυλινδρικό πλέγμα ανοξειδωτού χάλυβα. Το διάκενο μεταβάλλεται μεταξύ 4 και 8mm. Το κενό στον Vircator του πειράματος διατηρείται στα 10^{-5} Torr, ενώ ο κυλινδρικός κυματοδηγός εξόδου έχει διάμετρο 9cm, και αντίστοιχη συχνότητα αποκοπής τα 2.4GHz περίπου. Ένα ακρυλικό παράθυρο (Plexiglas) πάχους 2cm είναι τοποθετημένο στη χροανοκεραία εξόδου.



Εικ. 4.43: Ο ομοαξονικός Vircator των K. Y. Sung et al. (Από την [87]).



Εικ. 4.44: Η επίδραση του διακένου A-K στην ισχύ και στη συχνότητα εξόδου του ομοαξονικού Vircator της [87].

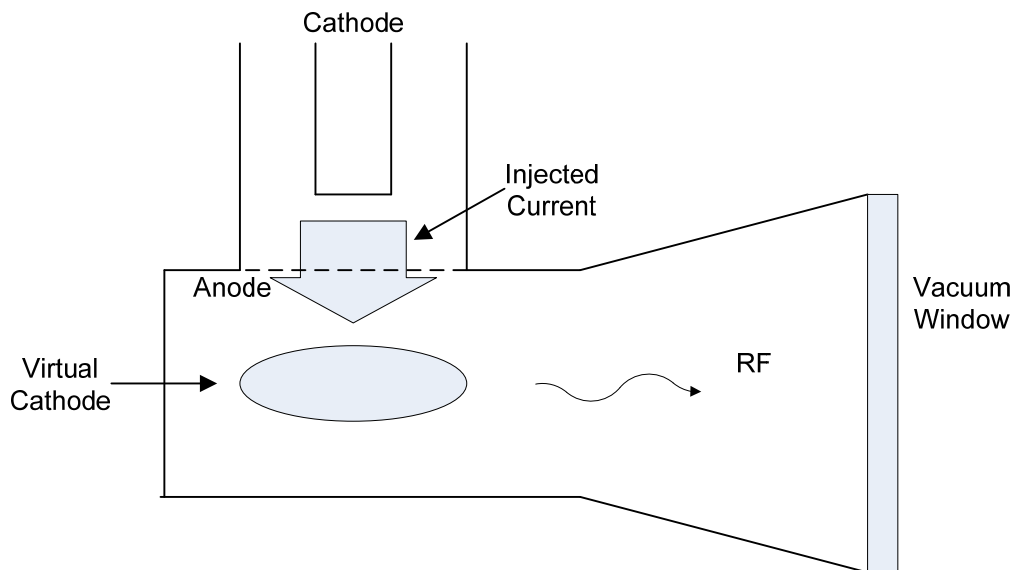
Από τα πειράματα φαίνεται η αντίστροφη εξάρτηση της συχνότητας από το μήκος του διακένου της διόδου, ενώ τα αποτελέσματα πλησιάζουν αρκετά τις εκτιμήσεις που γίνονται με χρήση του PIC κώδικα MAGIC.

W. Jeon et al.

Αναφερόμαστε ουσιαστικά στον ίδιο Vircator κατά τα προηγούμενα, από τον οποίον οι W. Jeon et al. κατάφεραν να λάβουν περισσότερο από 1GW μικροκυματικής ισχύος, αλλάζοντας ορισμένες παραμέτρους της διάταξης [121]. Τοποθετώντας το διάκενο ανόδου-καθόδου στα 10mm έλαβαν 1GW ισχύος στα 3.38GHz, με απόδοση 28%, ενώ με κατάλληλη τοποθέτηση ενός μεταλλικού ελάσματος πάχους 20mm, σε απόσταση 80mm από τη θέση της καθόδου η μικροκυματική ισχύς αυξήθηκε στα 1.5GW, με αντίστοιχη εξωπραγματική απόδοση 45%. Η οδήγηση της διόδου γινόταν με 246kV τάση και 14kA ρεύμα. Παρά το γεγονός ότι τέτοια απόδοση δεν έχει αναφερθεί ποτέ ξανά και κρίνεται αρκετά υπερεκτιμημένη, το συγκεκριμένο πείραμα δίνει εικόνα των μεγεθών που μπορεί να επιτευχθούν από προσεκτική επιλογή των παραμέτρων ενός Vircator.

4.5.4. Γεωμετρία Κάθετης Εξαγωγής

Ο Vircator κάθετης ή πλάγιας εξαγωγής (transverse or side-extracted Vircator) χρησιμοποιείται συνήθως για εξαγωγή της μικροκυματικής ακτινοβολίας στον TE_{10} ρυθμό ενός κυματοδηγού ορθογωνικής διατομής. Το ηλεκτρικό πεδίο της διόδου ανόδου-καθόδου είναι παράλληλο στη μικρή διάσταση του κυματοδηγού, ενώ συνήθως υπάρχει πλήρης ηλεκτρική απομόνωση της περιοχής της διόδου από τον κυματοδηγό εξόδου. Η γεωμετρία κάθετης εξαγωγής μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σαν παραλλαγή της reflex triode, εάν η άνοδος στηρίζεται σε κάποιο σημείο μέσα στον ωφέλιμο χώρο του κυματοδηγού και όχι στην ευθεία των τοιχωμάτων. Με τον τρόπο αυτό, η κίνηση των ηλεκτρονίων μεταξύ πραγματικής και εικονικής καθόδου μπορεί να συζευχθεί καλύτερα με το ηλεκτρικό πεδίο του TE_{10} ρυθμού. Στην περίπτωση που η άνοδος βρίσκεται στην ίδια ευθεία με τα τοιχώματα του κυματοδηγού, δίνεται περισσότερη έμφαση στη σύζευξη των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου με το μικροκυματικό πεδίο.



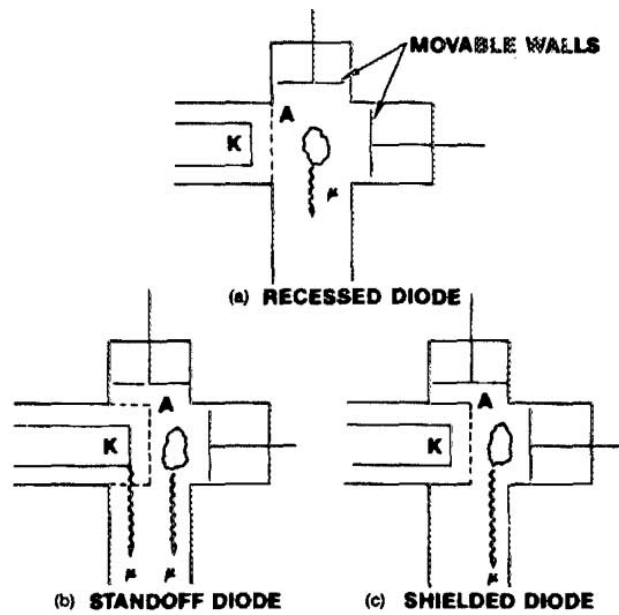
Εικ. 4.45: Vircator κάθετης γεωμετρίας. Το σώμα του Vircator είναι διαμορφωμένο από κυματοδηγό ορθογωνικής διατομής, ενώ το ρεύμα οδηγείται από το πλέγμα της ανόδου που είναι εν γένει τοποθετημένο στη μεγάλη πλευρά του κυματοδηγού. Η εξαγωγή της μικροκυματικής ακτινοβολίας γίνεται κατά διεύθυνση κάθετη στο εγχέομενο ρεύμα.

Ο Vircator κάθετης εξαγωγής έχει το πλεονέκτημα ότι μπορεί να συζευχθεί απευθείας σε τυποποιημένες χοανοκεραίες ορθογωνικής διατομής για την εξαγωγή και ακτινοβολήση της μικροκυματικής ισχύος. Επίσης έχει το ιδιαίτερο χαρακτηριστικό της εξαγωγής μικροκυματικής ακτινοβολίας κυρίως στο ρυθμό TE_{10} , με τη συνεισφορά από τους άλλους ρυθμούς να είναι αρκετά μικρότερη [6].

Πειράματα με Side-Extracted Vircators:

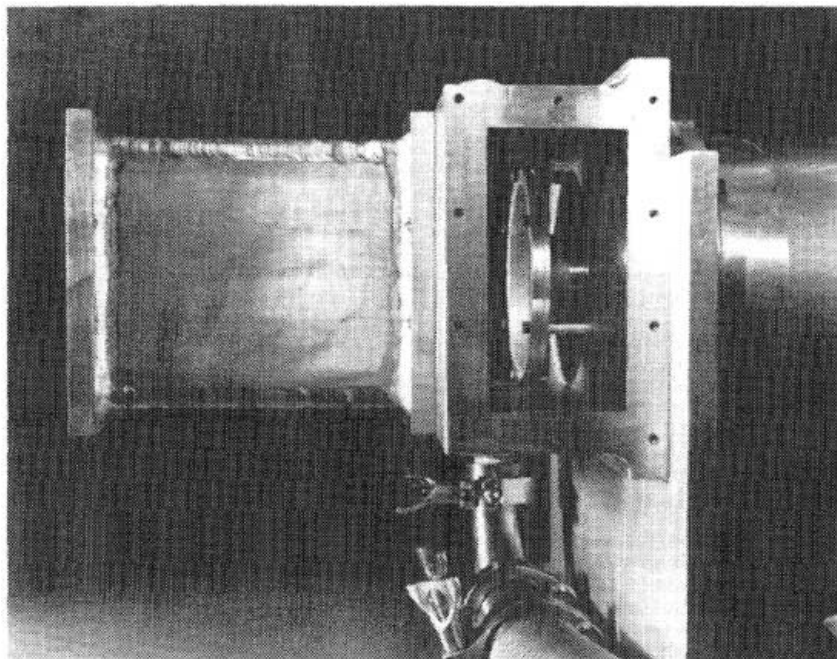
Benford et al.:

Η ομάδα των Benford, Sze, Woo και Harteneck έκανε κάποια πειράματα με Vircator κάθετης εξαγωγής, επιτυγχάνοντας 350MW μικροκυματικής ισχύος ([122], [123]) με οδήγηση της δίοδου με τάση 1MV και ρεύμα 100kA. Η απόδοση των πειραμάτων υπολογίστηκε περίπου στο 0.6%. Χρησιμοποιήθηκε κυματοδηγός διαστάσεων 12.7x6.4cm, άνοδος από φύλλο αλουμινίου πάχους 25μm και κυλινδρική επίπεδη κάθοδος διαμέτρου 5cm. Το διάκενο της δίοδου ήταν 1cm. Το κενό ήταν της τάξης των $5 \cdot 10^{-5}$ Torr, ενώ κάποια έμβολα μπορούσαν να τροποποιήσουν την απόσταση της εικονικής καθόδου από το βραχυκύκλωμα της πίσω επιφάνειας του κυματοδηγού και την απόσταση από την απέναντι πλευρά (βλ. Εικ. 4.46). Οι ζώνες εμφάνισης ακτινοβολίας υπό παρατήρηση ήταν οι 8-9, 9-10, 10-11 και 11-12GHz, με το μεγαλύτερο μέρος να εμφανίζεται στην περιοχή 9-10GHz. Διαπιστώθηκε ότι η δημιουργία της μικροκυματικής ακτινοβολίας οφείλεται περισσότερο στη συμπεριφορά της εικονικής καθόδου, παρά στο φαινόμενο παγίδευσης των ηλεκτρονίων στο πηγάδι δυναμικού ανάμεσα σε πραγματική και εικονική κάθοδο.



Εικ. 4.46: Τρόποι διαμόρφωσης της γεωμετρίας της διόδου, εντός του κυματοδηγού εξαγωγής της ακτινοβολίας [123].

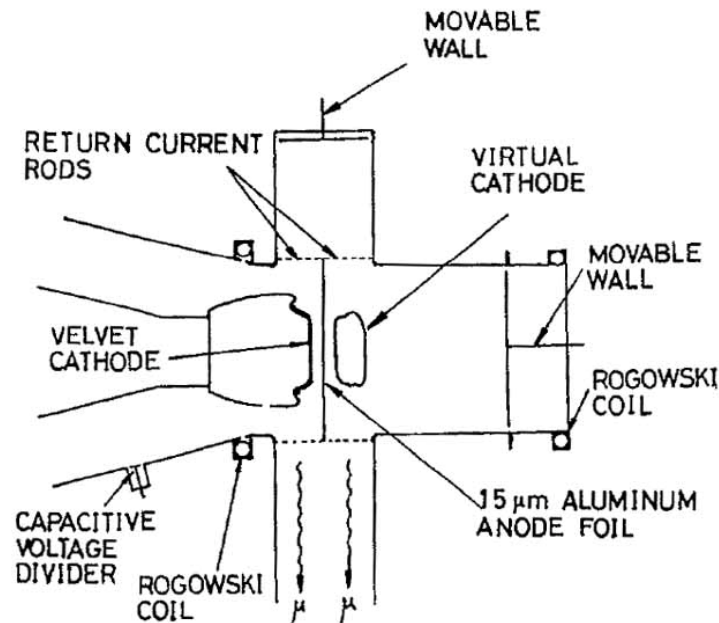
Σύμφωνα με τα περιγραφόμενα πειράματα, η περίπτωση (c) (βλ. Εικ. 4.46) δίνει τα πτωχότερα αποτελέσματα, ακολουθούμενη από τη διαμόρφωση (a). Η συμμετρικότερη διαμόρφωση του συστήματος καθόδου-ανόδου-εικονικής καθόδου εντός του κυματοδηγού (b) δίνει τα καλύτερα αποτελέσματα μικροκυματικής εξόδου. Αυτό πιθανότατα οφείλεται στην εκμετάλλευση τόσο των reflex ταλαντώσεων των ηλεκτρονίων, όσο και στις ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου.



Εικ. 4.47: Vircator κάθετης γεωμετρίας [123]. Η κάθοδος και το πλέγμα της ανόδου βρίσκονται εντός της ωφέλιμης περιοχής του κυματοδηγού.

Hwang et al.:

Οι Hwang et al., χρησιμοποιώντας παρόμοια διάταξη με τους Benford et al., παρήγαγαν 120MW μικροκυματικής ακτινοβολίας στα 8.63GHz, συνοδευόμενα από μικρότερα ποσά ισχύος σε μεγαλύτερες συχνότητες (75MW στα 9.75 GHz και 60MW στα 10.53GHz) [124]. Η οδήγηση της δίοδου έγινε με τάσεις από 660kV μέχρι 1.2MV και ρεύματα από 37 μέχρι 88kA. Χρησιμοποιήθηκε άνοδος από φύλλο αλουμινίου πάχους 15 μ m και κυματοδηγός εξόδου τύπου WR650. Το κενό διατηρούταν στα 10⁻⁵ Torr.



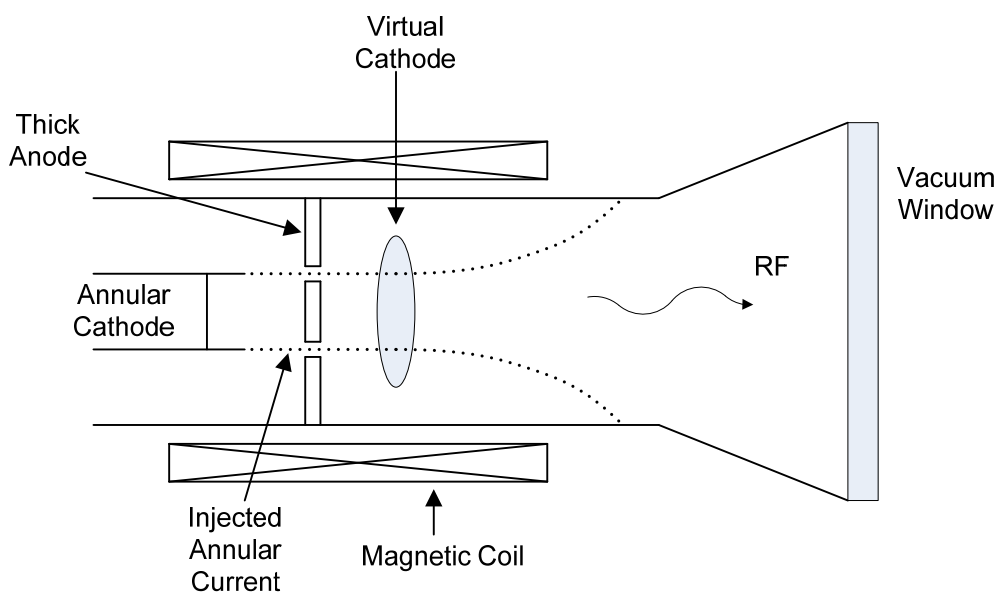
Εικ. 4.48: Vircator κάθετης γεωμετρίας, με έμφαση στη σύζευξη reflex ταλαντώσεων (από την [124]). Η άνοδος είναι παράλληλη στο μέσον της μικρής διάστασης του κυματοδηγού.

Παρατηρήθηκε ότι η έξοδος δεν επηρεαζόταν από τα κινητά στελέχη (βλ. Εικ. 4.48), γεγονός που κατέδειξε ότι, στο συγκεκριμένο πείραμα, δεν δημιουργούνταν συνθήκες ευνοϊκές για συντονισμό της μικροκυματικής ακτινοβολίας. Η συχνότητα εξόδου επηρεαζόταν από την ένταση του εγχεόμενου ρεύματος στη λυχνία καθώς και την απόσταση ανόδου-καθόδου.

Σε μία τροποποίηση του ανωτέρω πειράματος ([68]), οι Hwang και Wu τοποθέτησαν δύο ίδιες εξόδους αντισυμμετρικά στη διάταξη, χρησιμοποιώντας κυματοδηγούς WR650. Παρατήρησαν έξοδο 1.4GW στα 8.2 GHz, σημειώνοντας μία απόδοση της τάξης του 6%. Η οδήγηση για τη συγκεκριμένη έξοδο ήταν 1.2MV και 56kA. Χρησιμοποιήθηκε κάθοδος καλυμμένη από ύφασμα (velvet) σε απόσταση 1cm από την άνοδο και διαμέτροι 2.8cm, 3.3cm, 4.3cm και 5 cm, με τη διάμετρο των 3.3cm να επιτυγχάνει το προαναφερθέν αποτέλεσμα. Η άνοδος ήταν και πάλι φύλλο από αλουμίνιο, πάχους 15 μ m, το οποίο ήταν τοποθετημένο στο μέσο της μικρής διάστασης των κυματοδηγών εξόδου, για λόγους συμμετρίας. Το κενό διατηρούταν στα 10⁻⁵Torr. Σε κάθε μία από τις δύο εξόδους της λυχνίας μετρήθηκαν 450MW στα 8.2GHz, 30MW στα 9.3GHz, 81MW στα 10.4GHz και 59.3MW στα 11.85GHz. Ας σημειωθεί ότι στα παραπάνω πειράματα, η μικροκυματική έξοδος εμφανίστηκε κατά το μεγαλύτερο ποσοστό σε TE₁₀ ρυθμό.

4.5.5. Γεωμετρία Τύπου Reditron

Η λυχνία Reditron (**R**elected **E**lectron **D**iscrimination **O**scillator) είναι μία παραλλαγή του αξονικού Vircator, που έχουμε δει προηγουμένως. Προτάθηκε λίγο καιρό μετά τον απλό αξονικό Vircator, από την ίδια ομάδα επιστημόνων του Los Alamos (βλ. [47] και [56], και U.S. Patent 4730170, [77]). Προκειμένου να μηδενιστεί η επίδραση των ηλεκτρονίων που οπισθοσκεδάζονται από την εικονική κάθοδο προς την περιοχή της διόδου, χρησιμοποιείται δακτυλιοειδής ηλεκτρονική δέσμη (*annular beam*) και παχύτερη άνοδος, η οποία φέρει σχισμή. Η κάθοδος είναι σχεδιασμένη έτσι ώστε να εκπέμπει ηλεκτρόνια υπό μορφή δακτυλιοειδούς δέσμης, η οποία επιταχύνεται προς την άνοδο και διέρχεται από αυτήν, μέσω της κατάλληλα διαμορφωμένης κυκλικής σχισμής.



Εικ. 4.49: Vircator τύπου Reditron. Η ιδιαιτερότητα της λυχνίας Reditron είναι η άνοδος με σχισμή, η οποία δεν επιτρέπει την επιστροφή των ηλεκτρονίων στην περιοχή A-K, αποκλείοντας παραγωγή μικροκυμάτων από το φαινόμενο reflexing.

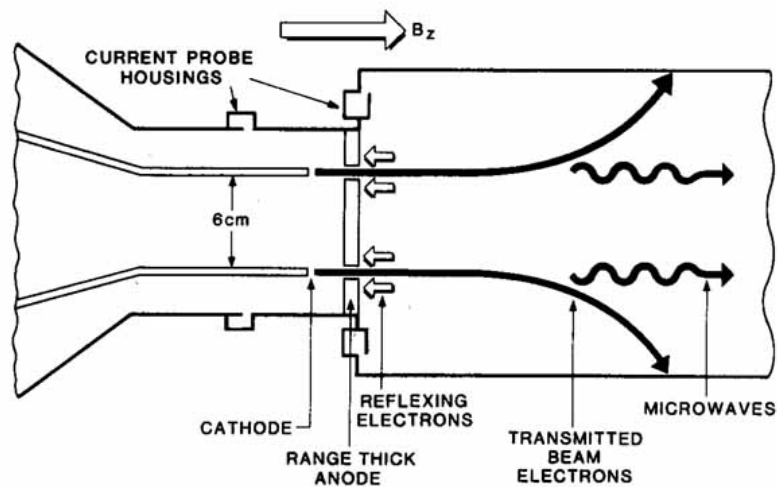
Η γεωμετρία είναι κυλινδρική και χρησιμοποιείται μαγνητικό πεδίο. Η οπισθοσκέδαση των ηλεκτρονίων από την εικονική κάθοδο τα οδηγεί σε μεγάλο ποσοστό επάνω στην άνοδο. Είναι πρακτικά αμελητέο το ποσοστό των ηλεκτρονίων, που καταφέρνουν να επιστρέψουν στην περιοχή της διόδου, επομένως, ο μηχανισμός δημιουργίας μικροκυμάτων στη λυχνία Reditron είναι μόνο οι ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου. Με αυτήν την έννοια, η Reditron είναι ένας πραγματικός virtual cathode oscillator.

Πειράματα με Reditron Vircator:

H. A. Davis et al.:

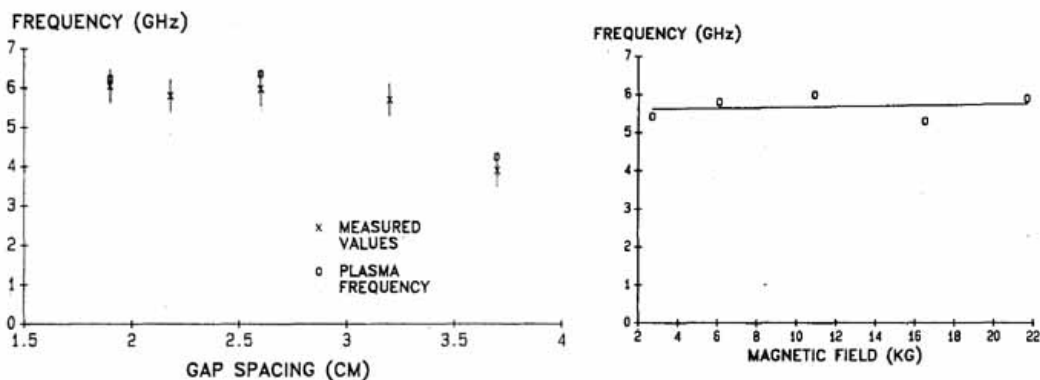
Η ομάδα του H. A. Davis στο Los Alamos, μετά τον αξονικό Vircator, έκανε τα πρώτα και σημαντικότερα πειράματα με λυχνία τύπου Reditron. Η πρώτη εκδοχή της λυχνίας, όπως παρουσιάζεται στην [56], παρήγαγε $1.4 \pm 0.3 \text{ GW}$ μικροκυματικής ακτινοβολίας στα $3.9 \pm 0.4 \text{ GHz}$.

Η λυχνία, τουτέστιν η περιοχή της διόδου και τα πρώτα 16cm του κυματοδηγού εξόδου, βρισκόταν εντός μαγνητικού πεδίου με ένταση που κυμαινόταν από 0 έως 30kG. Η κάθοδος ήταν διαμέτρου 6cm και η επιφάνεια εκπομπής είχε πάχος 0.05cm. Η απόσταση από την άνοδο κυμαινόταν από 1cm μέχρι 3.7cm, ενώ η άνοδος σχημάτιζε την απαιτούμενη σχισμή, στηριζόμενη από τρία σημεία, που κάλυπταν περίπου το 6% της ηλεκτρονικής δέσμης. Ο κυματοδηγός εξόδου ήταν κυλινδρικός, διαμέτρου 18cm, μήκους 1.25m, ενώ στην άκρη του ήταν προσαρτημένη μία χοανοκεραία μήκους 1.25m. Η διάταξη βρισκόταν σε κενό $3 \cdot 10^{-5}$ Torr. Με μεταβολή του διακένου από 1.7 μέχρι 3.7cm, η τάση της διόδου μεταβαλλόταν από 1.4MV έως 1.9MV, το ρεύμα της διόδου από 48 μέχρι 35kA, ενώ το διαδιδόμενο ρεύμα από 14 μέχρι 20kA. Τα καλύτερα αποτελέσματα επετεύχθηκαν για μαγνητικό πεδίο 5kG, και απόσταση ανόδου καθόδου ίση με 2.6cm.



Εικ. 4.50: Reditron Vircator (από την [111]).

Η συχνότητα εξόδου της Reditron πέφτει καθώς αυξάνεται το διάκενο A-K, ενώ παραμένει σχετικά ανεπηρέαστη με μεταβολή του οδηγούντος μαγνητικού πεδίου [111]. Ο κυριαρχών ρυθμός εξόδου ήταν ο TM_{02} .

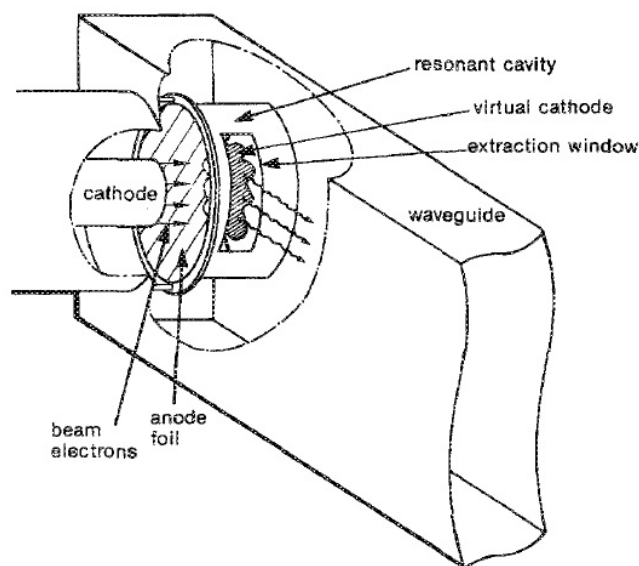


Εικ. 4.51: Η έξοδος του Reditron Vircator συναρτήσεως του διακένου A-K (αριστερά) και του μαγνητικού πεδίου (δεξιά), για διάκενο 2.6cm. (από την [111]).

Στην [55], η απόδοση του Reditron Vircator υπολογίζεται στα 5.5% περίπου. Ελήφθησαν 1.6GW στα 2.46 GHz, με οδήγηση της διόδου από τάση 1.3MV και ρεύμα 22kA. Το κενό της λυχνίας ήταν στα $3 \cdot 10^{-5}$ Torr, ενώ το μαγνητικό πεδίο ήταν 7.3kG.

4.5.6. Γεωμετρίες με Συντονιζόμενη Κοιλότητα

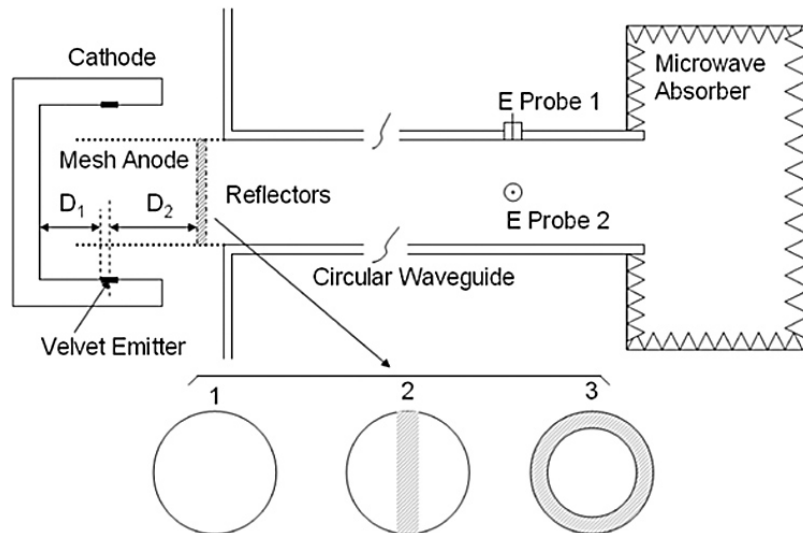
Προκειμένου να βελτιωθεί η απόδοση ενός Vircator και να συγκεντρωθεί το φασματικό περιεχόμενο της μικροκυματικής εξόδου σε στενότερη ζώνη, χρησιμοποιείται η τεχνική εγκλεισμού της εικονικής καθόδου μέσα σε μία κοιλότητα. Φαινόμενα κλειδώματος παρατηρούνται, όταν η συχνότητα του «ελεύθερου» (free-running) Vircator είναι κοντά στη συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας, εντός της οποίας σχηματίζεται η εικονική κάθοδος.



Εικ. 4.52: Vircator κάθετης εξαγωγής με συντονιζόμενη κοιλότητα [125].

Για παράδειγμα, στην [125], οι Benford et al. έλαβαν μέχρι και 320MW σε διάφορες συχνότητες συντονισμού στη ζώνη 3.5-4.5GHz, αλλάζοντας τις διαστάσεις της εσωκλείουσας κοιλότητας της εικονικής καθόδου (βλ. Εικ. 4.52). Η βελτίωση της εξόδου για τη συντονιζόμενη κοιλότητα ήταν περίπου 1.5 φορές από αυτή χωρίς κοιλότητα, ενώ οι «ασύμβατες» κοιλότητες έδειχναν μείωση της μικροκυματικής εξόδου. Επιπλέον, η ολίσθηση της συχνότητας (chirping) στον Vircator χωρίς κοιλότητα ήταν μέχρι 1000MHz, ενώ με κοιλότητα περιοριζόταν στα 200MHz. Η οδήγηση του ανωτέρω πειράματος γινόταν από ηλεκτρονική δέσμη 1MV, 100kA, 65nsec. Ο κυματοδηγός εξόδου ήταν ορθογωνικής διατομής 12.7cm*6.4cm. Το διάκενο της διόδου ήταν 2.1cm και η διάμετρος της καθόδου 5cm.

Στην περίπτωση του ομοαξονικού Vircator, που έχει παρουσιαστεί προηγουμένως (βλ. παρ. 4.5.3), έχει γίνει χρήση ανακλαστήρα, ο οποίος τοποθετείται προς την έξοδο της λυχνίας, σε κάποιο σημείο του κυκλικού κυματοδηγού. Οι ανακλαστήρες αυτοί είναι μορφής ταινίας ή δακτυλιοειδούς πετάσματος ([102], [103], [121]).



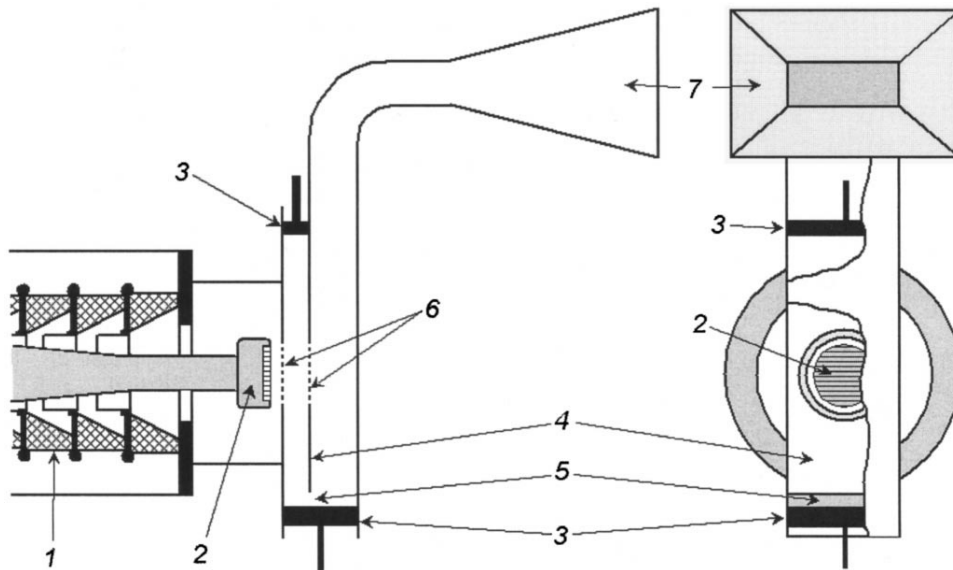
Εικ. 4.53: Vircator ομοαξονικής γεωμετρίας με κοιλότητα που σχηματίζεται από ανακλαστήρες [103]. Παρόμοια διάταξη μελετάται και στην [121].

Στις περιπτώσεις αυτές, η χρήση ανακλαστήρα έδειξε κάποια αύξηση της μικροκυματικής ακτινοβολίας, όταν η σχηματιζόμενη κοιλότητα είχε ιδιοσυχνότητες κοντά στις συχνότητες του ελεύθερου Vircator. Όταν όμως οι παράμετροι του Vircator (τάση διόδου και πυκνότητα ρεύματος) καθορίζουν άλλες κεντρικές συχνότητες, η χρήση ανακλαστήρων οδηγεί σε καταπίεση της μικροκυματικής ακτινοβολίας.

4.5.7. Γεωμετρία με Διπλή Άνοδο

Προκειμένου να βελτιωθεί η απόδοση μικροκυμάτων από έναν Vircator, υπάρχει η δυνατότητα να προηγηθεί διαμόρφωση της ηλεκτρονικής δέσμης, προτού αυτή εισέλθει στο χώρο που θα σχηματιστεί η εικονική κάθοδος. Η ιδέα αρχικά φαίνεται να χρησιμοποιήθηκε στον Split Cavity Oscillator (SCO) [126], στον οποίο χρησιμοποιείται μία μικρή θωρακισμένη κοιλότητα (pillbox cavity), από την οποία διέρχεται η ηλεκτρονική δέσμη. Εντός της κοιλότητας βρίσκεται ένα επιπλέον πλέγμα, κάθετο στην ταχύτητα των ηλεκτρονίων, το οποίο δημιουργεί δύο αλληλοσυνδεόμενες ημικοιλότητες, οι οποίες διαμορφώνουν την ηλεκτρονική δέσμη μέσω των εγειρόμενων ιδιορρυθμών. Στην περίπτωση του Vircator κάθετης εξαγωγής με διπλή άνοδο [92], μεταξύ των δύο φύλλων ή πλεγμάτων σχηματίζεται μία περιοχή, στην οποία αναπτύσσεται ηλεκτρικό πεδίο και διαμορφώνει τη δέσμη. Με κατάλληλα επιλεγμένες διαστάσεις, μπορεί να μειωθεί η χασοτική επίδραση των σκεδαζόμενων ηλεκτρονίων στο ρεύμα της διόδου, καθώς επίσης και να επιτευχθεί καλύτερη σύζευξη της ηλεκτρονικής δέσμης με τους ιδιορρυθμούς των κοιλοτήτων.

Οι S. D. Polevin, S. A. Kitsanov et al. σε δύο εργασίες ([100], [92]) παρουσιάζουν αποτελέσματα για τον Vircator με διπλή άνοδο. Η μελέτη του Vircator γίνεται κυρίως με προσομοιώσεις και οι διαστάσεις των κοιλοτήτων έχουν ως εξής: ύψος μικρής κοιλότητας, $\sim \lambda/8$, ύψος μεγάλης κοιλότητας, $\sim \lambda/2$, απόσταση βραχυκυκλώματος μικρής κοιλότητας από το κέντρο της ηλεκτρονικής δέσμης, $\sim 3\lambda/4$, απόσταση βραχυκυκλώματος μεγάλης κοιλότητας από το κέντρο της δέσμης, $\sim 3\lambda/4$, σχισμή σύζευξης (βλ. Εικ. 4.54), $\lambda/30$. Στην πρώτη εργασία ([100]) παρατηρήθηκε μικροκυματική ισχύς 300MW στα 2.65GHz, με απόδοση 5%.



Εικ. 4.54: Vircator κάθετης εξαγωγής με διπλή άνοδο [92]. 1-μονωτήρας, 2-κάθοδος, 3-βραχυκυκλώματα συντονισμού, 4-τοιχώμα κυματοδηγού, 5-σχισμή σύζευξης, 6-φύλλα ή πλέγματα ανόδων, 7-χοανοκεραία εκπομπής (υπό κενό).

Η διάρκεια του μικροκυματικού παλμού ήταν 50nsec. Κατά τη διάρκεια του παλμού, η τάση μεταβαλλόταν από τα 520kV στα 300kV, ενώ το ρεύμα της διόδου από τα 9kA στα 14kA. Παρά τη μεταβολή, η συχνότητα παρέμενε σχετικά σταθερή, γεγονός που αποδίδεται στις ιδιότητες συντονισμού της διάταξης. Στη δεύτερη εργασία ([92]), με την ίδια διάταξη, καταγράφηκε ισχύς 1GW στα 2.1GHz. Η οδήγηση της διόδου έγινε με τάση 1MV και ρεύμα 20kA. Με τα νέα δεδομένα οδήγησης, τροποποιήθηκαν οι αποστάσεις των βραχυκυκλωμάτων ώστε να ταιριάζουν στην επιθυμητή νέα συχνότητα, ενώ η απόσταση ανόδου-καθόδου ρυθμίστηκε στα 2cm. Σε κάθε περίπτωση, η εξαγωγή της μικροκυματικής ακτινοβολίας έγινε σε ρυθμό TE₁₀.

4.5.8. Άλλες Γεωμετρίες με Εικονική Κάθοδο

Προκειμένου να βρεθούν διατάξεις, που θα αξιοποιούν καλύτερα τις ιδιότητες της εικονικής καθόδου ως μικροκυματικού ακτινοβολητή, εξετάζονται διάφορες υβριδικές γεωμετρίες διατάξεων με εικονική κάθοδο. Δύο χαρακτηριστικές είναι το Orotron με εικονική κάθοδο (περιγράφεται μαζί με άλλες υβριδικές διατάξεις στην [91]) και η Virtode, ένας συνδυασμός Vircator και δομής slow wave, αντίστοιχη μίας λυχνίας οδεύοντος κύματος [112]. Η περίπτωση της Virtode, που έχει πειραματικά μελετηθεί, εμφανίζει μία βελτίωση της τάξης του 1.6 στη μικροκυματική ισχύ της απλής αντίστοιχης TWT, όταν η ενδογενής συχνότητα ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου είναι ίδια με τη συχνότητα λειτουργίας της TWT.

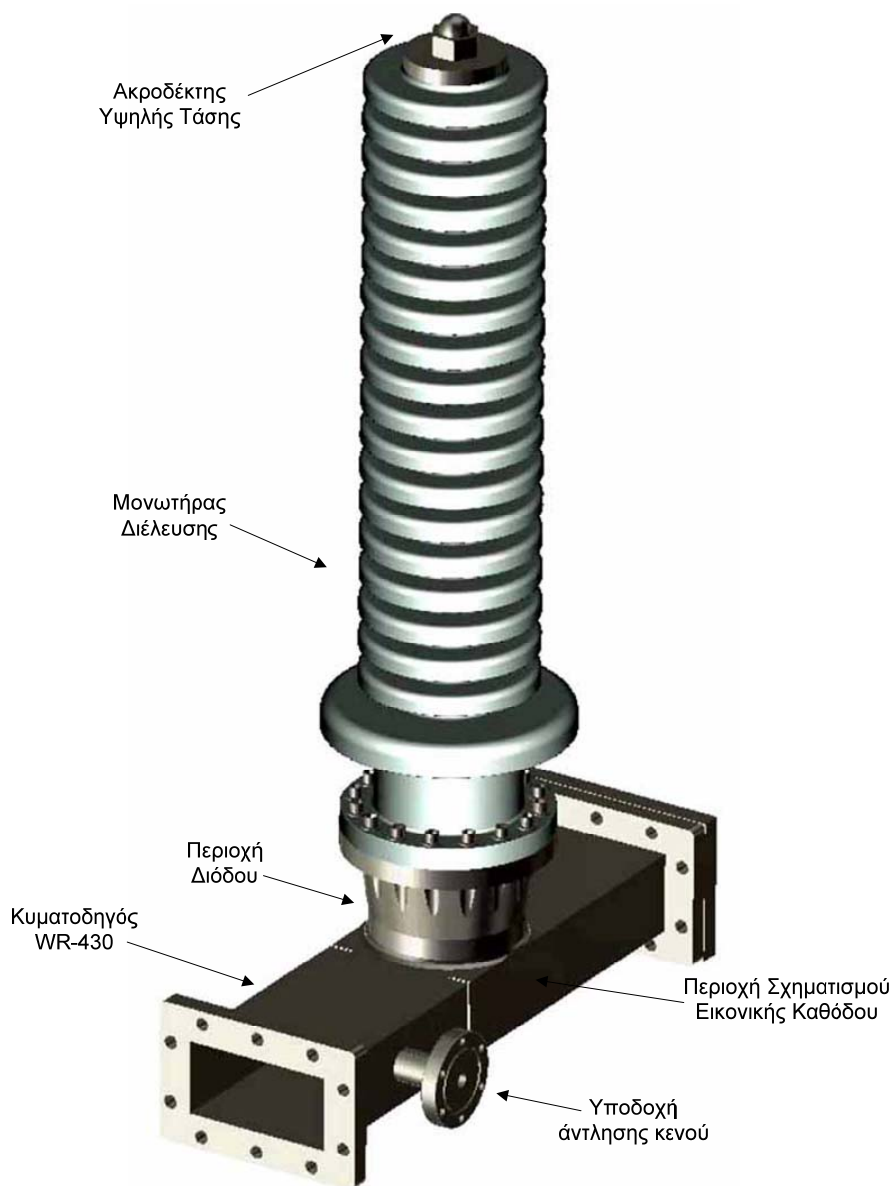
5. Ανάπτυξη Συστήματος Viricator

Στα πλαίσια της παρούσας έρευνας έγινε προσπάθεια για την ανάπτυξη ενός συστήματος παραγωγής μικροκυμάτων υψηλής ισχύος, με κεντρικό στοιχείο έναν Viricator κάθετης εξαγωγής, στα πλαίσια όσων έχουν ήδη αναφερθεί για αυτού του τύπου τις λυχνίες. Οι Viricators είναι απλές στη σύλληψη αλλά πολλά υποσχόμενες μικροκυματικές πηγές, με μεγάλη δυνατότητα ισχύος και ρύθμισης συχνότητας εξόδου. Λειτουργούν σχεδόν αποκλειστικά σαν ταλαντωτές, ωστόσο υπάρχουν ενδείξεις ότι μπορούν να συμπεριφερθούν και σαν ενισχυτές μικροκυματικής ακτινοβολίας. Για την ανάπτυξη του πειράματος με τη λυχνία Viricator μελετήθηκαν διάφορες παράμετροι και, στο βαθμό που επιτρεπόταν, έγιναν προβλέψεις για τη μετέπειτα εξέλιξη του συστήματος. Επιλέξαμε να σχεδιάσουμε έναν Viricator κάθετης εξαγωγής (βλ. παρ. 4.5.4), διότι αυτός μπορεί να αποδώσει μικροκυματική ακτινοβολία σε ρυθμό TE_{10} , και να συνδεθεί εύκολα σε τυποποιημένες χροανοκεραίες. Τα επιμέρους τμήματα που εξετάστηκαν ήταν ο τρόπος διοχέτευσης της υψηλής τάσης εντός του κενού θαλάμου της λυχνίας, μέσω ενός μονωτήρα διέλευσης υψηλής τάσης στεγανού σε κενό, η σχεδίαση του Viricator κάθετης εξαγωγής ακτινοβολίας με χρήση ορθογωνικού κυματοδηγού με συντονιζόμενη κοιλότητα, η δυνατότητα τροποποίησης των καθόδων που χρησιμοποιούνται, η δυνατότητα εύκολης αλλαγής των πλεγμάτων ανόδου, καθώς και η ρύθμιση της κοιλότητας συντονισμού, προκειμένου να επιτύχουμε κάποια συμπεριφορά κλειδώματος συχνότητας του Viricator. Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν όλες οι πτυχές της σχεδίασης που αφορούν τη λυχνία καθαυτή, όπως επίσης και των συστημάτων που επιτρέπουν τη λειτουργία της, δηλαδή του συστήματος κενού, του συστήματος υψηλής τάσης, καθώς και του συστήματος μετρήσεων, τόσο της μικροκυματικής ακτινοβολίας, όσο και της τάσης και του ρεύματος στο Viricator, κατά τη λειτουργία του. Στο επόμενο κεφάλαιο θα παρουσιαστούν τα μέχρι τώρα αποτελέσματα και διαπιστώσεις επί του συνόλου του πειράματος

5.1. Σχεδίαση Λυχνίας

Η λυχνία καθαυτή, συνιστά έναν Viricator κάθετης εξαγωγής ακτινοβολίας, δομημένο επάνω σε έναν κυματοδηγό WR-430, μεγάλης διάστασης 4.3" και μικρής διάστασης ίση με τη μισή. Στον κυματοδηγό εξόδου, στον οποίο δημιουργείται η εικονική κάθοδος, τοποθετήθηκαν δύο πετάσματα προκειμένου να σχηματίζεται μία συντονιζόμενη κοιλότητα, το μήκος της οποίας ελέγχεται από την απόσταση των πετασμάτων από το βραχυκύκλωμα της πίσω πλευράς του κυματοδηγού. Επάνω στη μεγάλη πλευρά του κυματοδηγού προστέθηκε ένας

μεταλλικός λαιμός, στον οποίο τοποθετείται ο μονωτήρας διέλευσης της υψηλής τάσης και στερεώνονται τα πλέγματα της ανόδου του Vircator. Ο μεταλλικός λαιμός έχει στο άνω τμήμα του φλάντζα, όμοια σε διαστάσεις με την ConFlat DN100CF, και αυλάκωση στην οποία τοποθετείται το δαχτυλίδι που επιτυγχάνει τη σφράγιση με το μονωτήρα. Στο κάτω μέρος του λαιμού υπάρχει εγκοπή, στην οποία τοποθετείται το εξάρτημα που στερεώνει τα πλέγματα της ανόδου. Ο μονωτήρας υψηλής τάσης σχεδιάστηκε για εναέρια λειτουργία, για το λόγο αυτό έχει μεγάλο ύψος και αρκετές πτυχώσεις, για αύξηση του μήκους ερπυσμού. Κατασκευάστηκαν επίσης μερικές κάθοδοι, οι οποίες μπορούν εύκολα να αλλάζονται στη διάταξη. Τέλος, έγινε κάποια μέριμνα για τον τρόπο με τον οποίο μπορεί να αλλάξει ο συντονισμός του Vircator, μεταβάλλοντας το μήκος της συντονιζόμενης κοιλότητας, στην οποία σχηματίζεται η εικονική κάθοδος. Η γενική άποψη του μοντέλου της λυχνίας φαίνεται στην Εικ. 5.1. Τα επιμέρους τμήματα του σχεδιασμού της λυχνίας θα τα παρουσιάσουμε αναλυτικά στις επόμενες παραγράφους.



Εικ. 5.1: Μοντέλο του Vircator που κατασκευάστηκε.



Εικ. 5.2: Ο Viricator, όπως παρελήφθη από το μηχανουργείο.

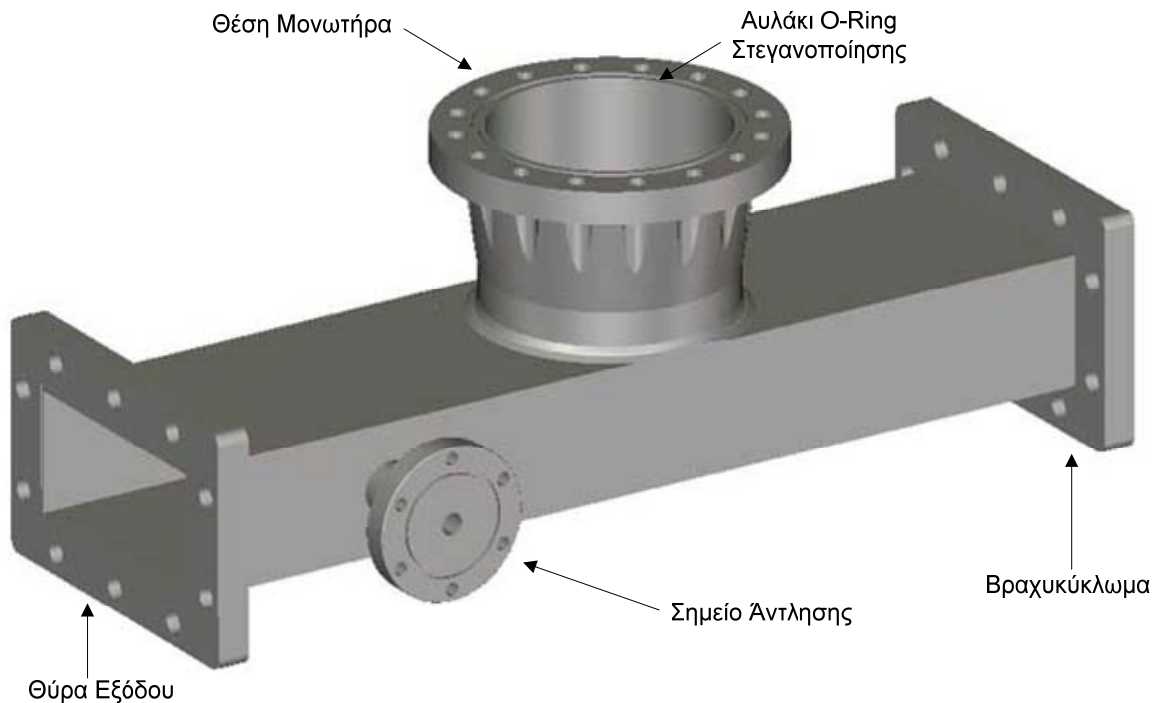
5.1.1. Σώμα Λυχνίας

Το σώμα της λυχνίας είναι δομημένο επάνω σε έναν κυματοδηγό WR-430. Ο κυματοδηγός αυτός έχει μεγάλη διάσταση 4.3" (10.92cm) και μικρή διάσταση ίση με τη μισή της μεγάλης. Η συχνότητα αποκοπής του ρυθμού TE₁₀ είναι ίση με

$$f_c = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2} \xrightarrow[\substack{a=0.109m \\ b=a/2}]{\substack{n=1 \\ m=0}} f_{c,10} = 1.37GHz, \quad (5.1)$$

ενώ οι επόμενοι ρυθμοί TE₂₀ και TE₀₁ έχουν συχνότητα αποκοπής τα 2.75GHz. Δεδομένου ότι οι Viricators με κάθετη εξαγωγή ακτινοβολίας κυριαρχούνται από το ρυθμό TE₁₀, με κα-

τάλληλες παραμέτρους της οδήγησης και του συντονισμού μπορούμε θεωρητικά να πετύχουμε μονορρυθμική και συντονιζόμενη έξοδο μικροκυματικής ακτινοβολίας στην περιοχή από 1.4 μέχρι 2.75GHz, ενώ ανεβαίνοντας ακόμα περισσότερο στη συχνότητα, η έξοδος να εξακολουθεί να λαμβάνεται στον πρώτο ρυθμό κυματοδότησης. Στη μεγάλη πλευρά του κυματοδηγού ανοίχτηκε κυκλική οπή διαμέτρου 104mm, δηλαδή σχεδόν σε όλο το μήκος της μεγάλης πλευράς, και στο σημείο αυτό έχει κολληθεί μία κυλινδρική υποδοχή για το μονωτήρα διέλευσης υψηλής τάσης. Ο μεταλλικός λαιμός έχει ύψος 85mm και στο πάνω μέρος έχει φλάντζα με αυλάκωση, στην οποία τοποθετείται το O-ring στεγανοποίησης. Η φλάντζα είναι εξωτερικής διαμέτρου 6 ιντσών, με 16 οπές με σπείρωμα 6mm και είναι όμοια σε διαστάσεις με την ConFlat DN100CF (βλ. Εικ. 5.3). Στη βάση του, ο μεταλλικός λαιμός έχει μία μικρή προεξοχή, στην οποία στερεώνεται το εξάρτημα στο οποίο βιδώνονται τα πλέγματα της ανόδου. Με τον τρόπο αυτό, το πλέγμα της ανόδου έρχεται σχεδόν στην ίδια ευθεία με τη μεγάλη πλευρά του κυματοδηγού, ώστε να μην δημιουργούνται μεγάλες εσωτερικές ασυνέχειες.

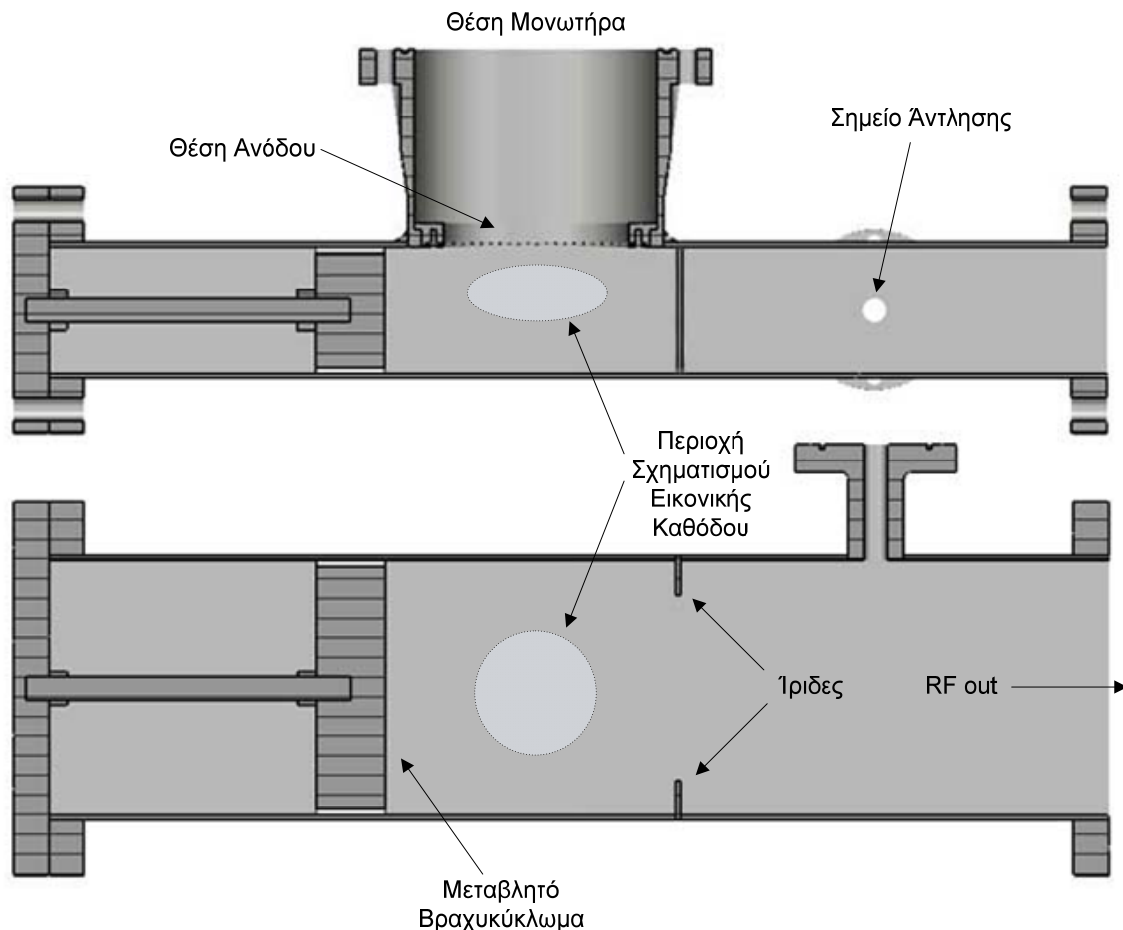


Εικ. 5.3: Το σώμα της λυχνίας, σε κυματοδηγό WR-430.

Για το σημείο άντλησης ανοίχτηκε μία οπή 15mm προς την έξοδο του κυματοδηγού και κολλήθηκε μία μικρή υποδοχή με φλάντζα εξωτερικής διαμέτρου 2.75 ιντσών. Η άντληση του αέρα μέσω αυτού του ανοίγματος δεν είναι αποτελεσματική, διότι η αγωγιμότητα άντλησης του τμήματος αυτού (διάμετρος 15mm x μήκος 50mm) είναι μικρή. Ωστόσο, η οπή σκοπίμως επιλέχτηκε να έχει μικρές διαστάσεις, για να μην διαταράσσει το μικροκυματικό πεδίο εντός του κυματοδηγού. Όπως θα δούμε και στη συνέχεια (Παρ. 6.1), το κενό στον κυματοδηγό εκτιμάται ότι βρίσκεται περίπου δύο με τρεις τάξεις μεγέθους παραπάνω από το κενό που επικρατεί στην ιοντική αντλία που χρησιμοποιείται, εάν ληφθούν υπ' όψη οι αγωγιμότητες όλων των σωληνώσεων, που χρησιμοποιήθηκαν για να συνδέσουν την αντλία με τη λυχνία.

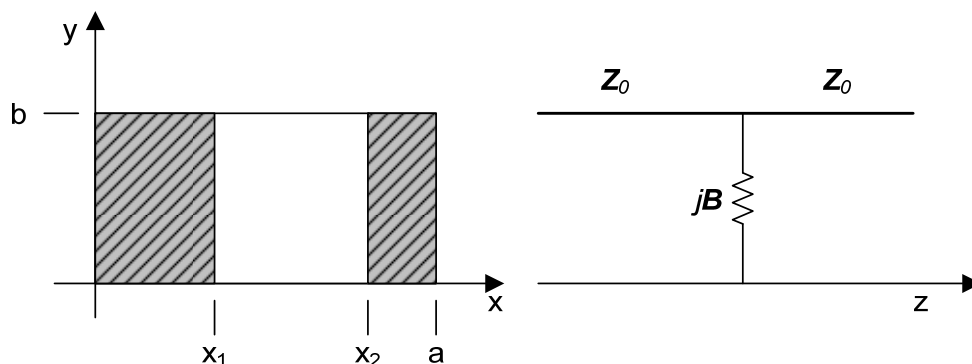
Στον κυματοδηγό τοποθετήθηκαν δύο μεταλλικά πετάσματα – ίριδες σε μικρή απόσταση από το μεταλλικό λαιμό (βλ. Εικ. 5.4), οι οποίες είναι κάθετες στη μεγάλη πλευρά και κάθε-

τες στο μήκος του κυματοδηγού και έχουν φάρδος περίπου 15mm. Αφήνουν έτσι ένα παράθυρο διάδοσης με άνοιγμα περίπου 80mm. Η περιοχή, που σχηματίζεται από τις ίριδες και το μεταβλητό πίσω βραχυκύκλωμα, μπορεί να προσδιορίζει μία κοιλότητα με ορισμένη ιδιοσυχνότητα, η οποία μπορεί να ωθήσει την έξοδο του Vircator στον αντίστοιχο επιθυμητό συντονισμό.



Εικ. 5.4: Άνω: πλάγια τομή και κάτω: οριζόντια τομή του σώματος του Vircator. Διακρίνονται οι ίριδες που τοποθετήθηκαν, το σημείο που τοποθετείται το πλέγμα της ανόδου και το μεταβλητό πίσω βραχυκύκλωμα.

Η ισοδύναμη αγωγιμότητα jB των ιρίδων που τοποθετήθηκαν μπορεί να υπολογιστεί σύμφωνα με όσα αναπτύσσονται στην [127].



Εικ. 5.5: Διάφραγμα σε κυματοδηγό διατομής axb και ισοδύναμο στοιχείο.

Η απλοποιημένη έκφραση της αγωγιμότητας για *συμμετρικό* διάφραγμα δίνεται από την

$$B = \frac{2\pi}{\beta_1 a} \left(\csc \frac{\pi d}{2a} \right)^2 \left[\cos^2 \frac{\pi d}{2a} + \sum_{n=3,5,\dots} \frac{(a/\pi)\Gamma_n - n}{n^2} P_{n1}^2 \right], \quad (5.2)$$

όπου

$$\csc \theta = \frac{1}{\sin \theta}, \quad (5.3)$$

$$d = x_2 - x_1 = a - 2x_1, \quad (5.4)$$

$$\Gamma_n^2 = \left(\frac{n\pi}{a} \right)^2 - k_0^2, \quad (5.5)$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}, \quad (5.6)$$

και

$$\beta_1 = |\Gamma_1|. \quad (5.7)$$

Στο ανωτέρω άθροισμα, χρησιμοποιούνται οι συντελεστές P_{n1} , μέχρι την τάξη 5, και ισχύει

$$P_{31} = 3a_2 (a_2^2 - 1), \quad (5.8)$$

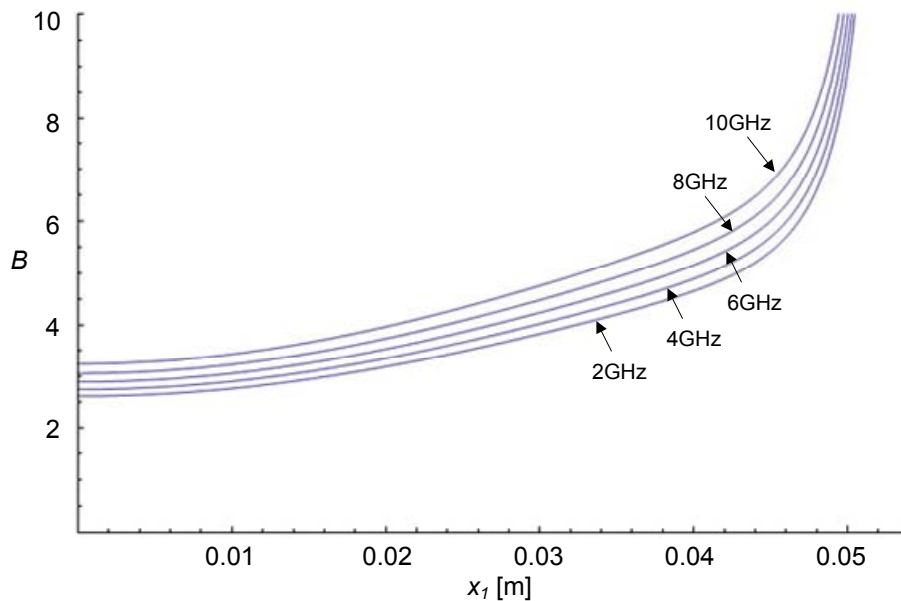
και

$$P_{51} = 5a_2 (2a_2^4 - 3a_2^2 - 1), \quad (5.9)$$

όπου

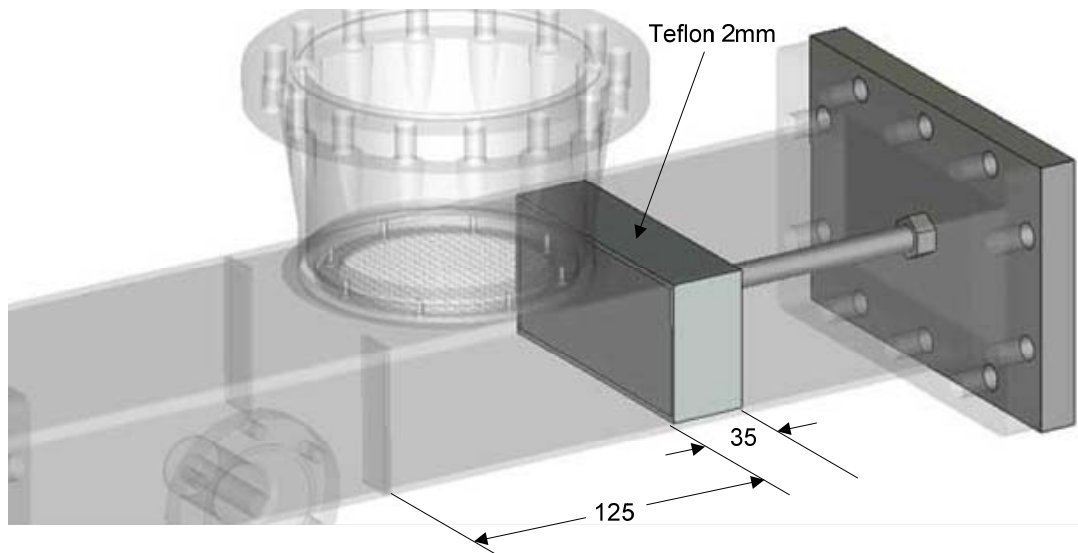
$$\alpha_2 = \frac{1}{2} \left(\cos \frac{\pi x_1}{a} - \cos \frac{\pi x_2}{a} \right) = \sin \frac{\pi d}{2a} \sin \left(\pi \frac{2x_1 + d}{2a} \right). \quad (5.10)$$

Η ποσότητα B είναι ένας θετικός αριθμός, για το λόγο αυτό οι ίριδες αυτού του τύπου χαρακτηρίζονται και επαγωγικά διαφράγματα. Έχει χαλαρή εξάρτηση από τη συχνότητα και είναι αύξουσα συνάρτηση του εύρους της ίριδας, x_1 . Η εμπέδηση B απειρίζεται, όταν το εύρος της κάθε ίριδας είναι ίσο με το μισό της μεγάλης διάστασης του κυματοδηγού, ήτοι όταν το άνοιγμα της ίριδας, d , γίνεται ίσο με το μηδέν.



Εικ. 5.6: Επαγωγική αντίσταση (αντίδραση) συμμετρικής ίριδας, σε κυματοδηγό WR430.

Για το πίσω βραχυκύκλωμα χρησιμοποιήθηκε ένα μπλοκ αλουμινίου, με πάχος 2mm μικρότερο από την εσωτερική διατομή του κυματοδηγού, το οποίο ντύθηκε με φύλλο από Teflon πάχους 2mm. Το μεταλλικό μπλοκ κατασκευάστηκε ώστε να έχει μήκος περίπου ίσο με $\lambda_g/4$ στα 2GHz, διαιρεμένου με την τετραγωνική ρίζα της διηλεκτρικής σταθεράς του Teflon. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται μία θεωρητικά καλύτερη συμπεριφορά του στελέχους ως βραχυκυκλώματος.

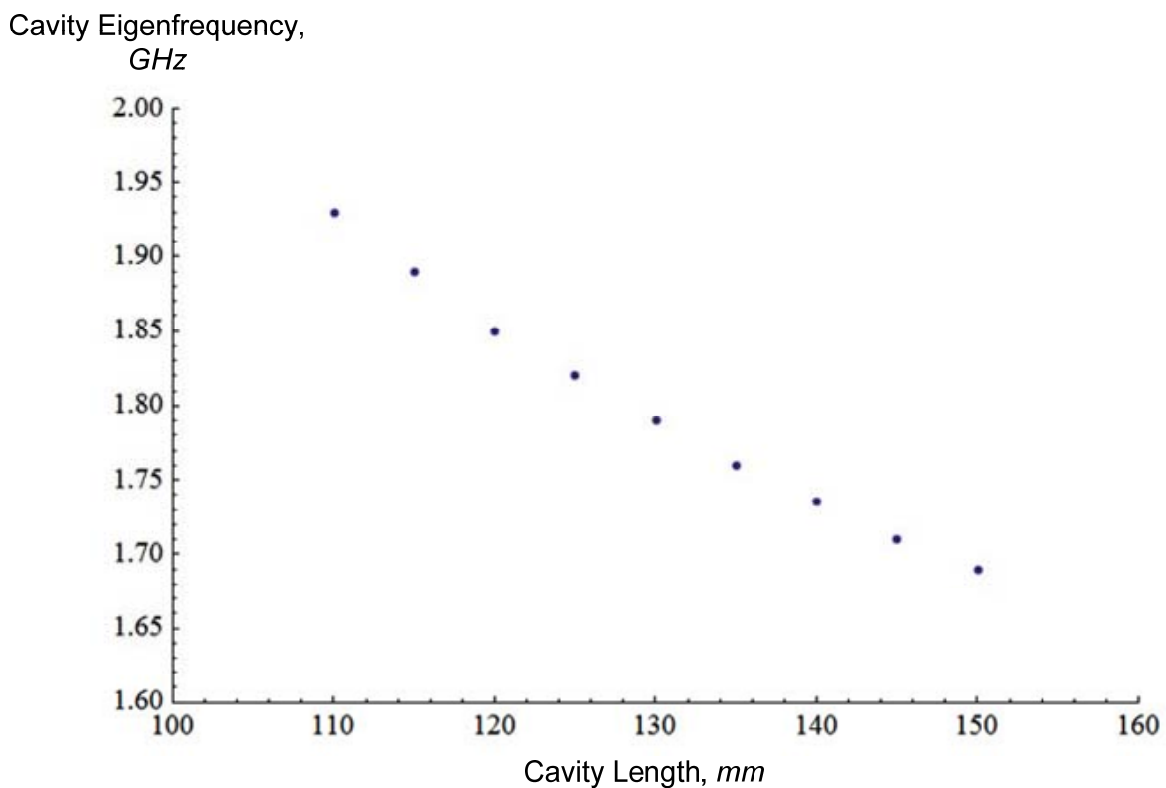


Εικ. 5.7: Το βραχυκύκλωμα της πίσω πλευράς.

Η καλή επαφή του πλαστικού στον κυματοδηγό σχηματίζει ένα είδος ομοαξονικής γραμμής μεταφοράς, η οποία μετασχηματίζει ένα εικονικό ανοικτόκύκλωμα στο πίσω μέρος σε ένα εικονικό βραχυκύκλωμα στην εμπρός πλευρά. Δεδομένου ότι το μήκος κύματος στον κυματοδηγό είναι

$$\lambda_g = \frac{c}{f} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{c}{2a}\right)^2}}, \quad (5.11)$$

το μήκος του στελέχους, $\lambda_g/4\sqrt{\epsilon_r}$ προκύπτει περίπου 3.5cm για συχνότητα υπολογισμού τα 2GHz. Το στέλεχος τοποθετήθηκε αρχικά έτσι ώστε να σχηματίζει μήκος κοιλότητας 125mm με τις δύο ίριδες. Η συγκεκριμένη κοιλότητα, 109.2x54.6x125mm, έχει ιδιοσυχνότητα 1.82GHz, όπως υπολογίζεται με χρήση του Microwave Studio της CST. Για διάφορα μήκη κοιλότητας μπορούμε να εξάγουμε τη μεταβολή της πρώτης ιδιοσυχνότητας, όπως απεικονίζεται στην Εικ. 5.8. Η πίσω πλευρά του κυματοδηγού σφραγίστηκε με επιτυχία με χρήση σύρματος από μόλυβδο, διαμέτρου 0.5mm, το οποίο συσφίχθηκε ανάμεσα στις δύο φλάτζες και αποτέλεσε πολύ καλό αεροστεγές σφράγισμα.



Εικ. 5.8: Συχνότητες συντονισμού κοιλότητας σε κυματοδηγό WR430.

5.1.2. Μονωτήρας Διέλευσης Υψηλής Τάσης

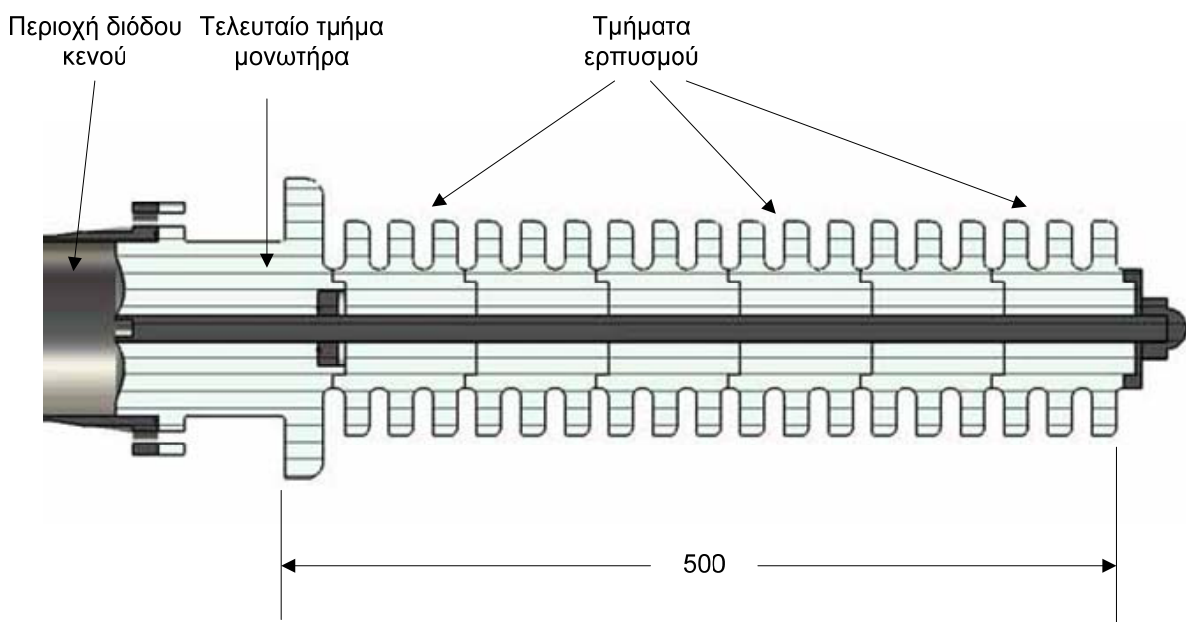
Για το μονωτήρα διέλευσης χρησιμοποιήθηκε ένα πλαστικό πολυμερές μονωτικό υλικό, αρκετά σκληρό, εύκολα κατεργάσιμο σε μηχανουργείο και μεγάλης αντοχής. Πρόκειται για το Ertacetal ή Acetal όπως είναι ευρύτερα γνωστό. Η οικογένεια των πλαστικών Acetal (polyoxymethylene plastics) έχει ιδιότητες που διαφέρουν ανάλογα με τη χημική τους σύσταση. Ο ακριβής χαρακτηρισμός του πολυμερούς που χρησιμοποιήθηκε για την κατασκευή δεν είναι γνωστός, ωστόσο ακολουθώς παρατίθεται ένας συγκεντρωτικός πίνακας ιδιοτήτων των πλαστικών polyoxymethylene [128] και η σύγκρισή τους με το γνωστό Teflon.

Πιν. 5.1: Ιδιότητες Acetal Copolymers και DuPont Teflon

Όνομα	Polyoxymethylene (POM)	DuPont Teflon®
Πυκνότητα	1.29~1.47 g/cm ³	2.14 g/cm ³
Σκληρότητα (Shore D)	75~88	56
Σημείο Τήξεως	160~175 °C	260 °C
Ειδική Αντίσταση	~10 ¹⁶ Ω-cm	>10 ¹⁸ Ω-cm
Διηλεκτρική Σταθερά	3.70~4.30	2.1
Διηλεκτρική Αντοχή	165~850 kV/cm	530 kV/cm

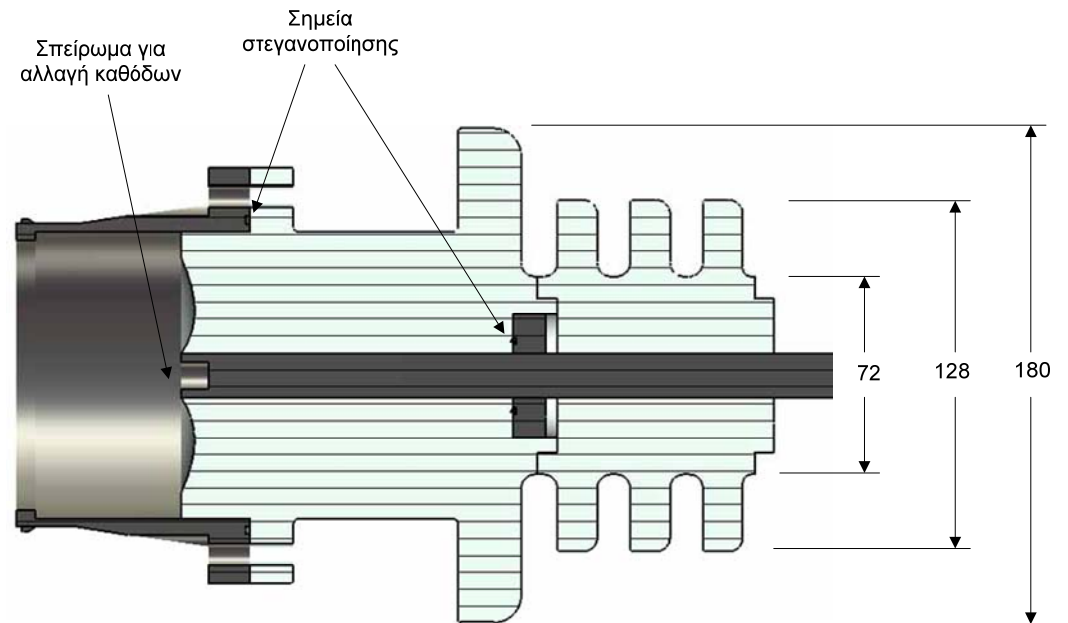
Το Acetal έχει ορισμένες καλύτερες ιδιότητες έναντι του Teflon, γι' αυτό και επιλέχθηκε. Κατά πρώτον είναι αρκετά πιο σκληρό από το Teflon και επομένως καλύτερα κατεργάσιμο. Κατά δεύτερον είναι σημαντικά ελαφρύτερο από το Teflon, περίπου 40%. Επίσης έχει αρκετά μεγάλη διηλεκτρική αντοχή. Στη χειρότερη περίπτωση, η διηλεκτρική του αντοχή είναι 160kV/cm, η οποία μπορεί να φτάσει μέχρι και πάνω από 800kV/cm, ωστόσο, για αυτήν την παράμετρο δεν διαθέτουμε πληροφορίες. Το Acetal έχει αρκετά μεγαλύτερη διηλεκτρική σταθερά, γύρω στο 4. Το γεγονός αυτό εγείρει κάποια σημεία που χρήζουν προσοχής και αφορούν την υψηλή τάση και κυρίως τις επαφές διηλεκτρικού-μετάλλου και την ύπαρξη τριπλών σημείων, στα οποία ενδέχεται να υπάρχει έντονη συγκέντρωση πεδιακών γραμμών. Βασικό μειονέκτημα του πολυμερούς αυτού είναι η μικρή θερμική αντοχή, αφού το σημείο τήξεως είναι μόλις 160°C. Το γεγονός αυτό δεν επιτρέπει τη θέρμανσή του, προκειμένου να γίνει vacuum conditioning του μονωτήρα.

Ο μονωτήρας διέλευσης του Vircator σχεδιάστηκε να λειτουργήσει σε ανοικτό περιβάλλον, με την πλευρά της προσαγωγής της υψηλής τάσης να βρίσκεται στον αέρα. Για το λόγο αυτό προβλέφθηκε μεγάλο μήκος ερπυσμού και συνολικά μεγάλο ύψος μονωτήρα, λίγο περισσότερο από 50cm. Από το κέντρο του μονωτήρα διέρχεται άξονας από ανοξείδωτο χάλυβα SS-304 με διατομή Ø16mm. Το τελευταίο τμήμα του μονωτήρα εξυπηρετεί τις ανάγκες στεγανοποίησης της λυχνίας.

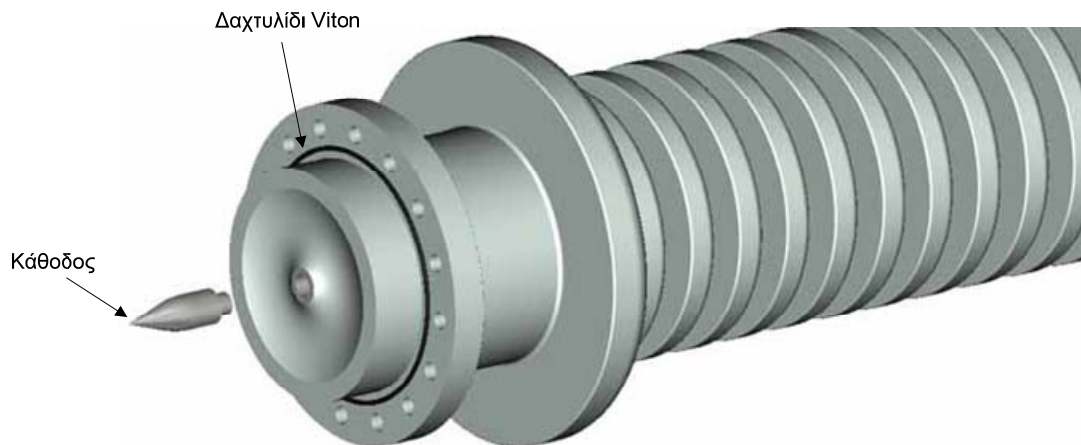


Εικ. 5.9: Τομή του σχεδιασμένου μονωτήρα.

Στην ένωση με το μεταλλικό λαιμό της περιοχής της διόδου του Vircator υπάρχει κυκλική αυλάκωση, στην οποία τοποθετείται δαχτυλίδι από σκληρό πολυμερές (Viton® O-ring), προκειμένου να επιτευχθεί στεγανοποίηση της επαφής του μονωτικού υλικού με το μεταλλικό λαιμό του κυματοδηγού. Επίσης, ένας μικρός κύλινδρος από ανοξείδωτο χάλυβα είναι κολλημένος επάνω στον άξονα μεταφοράς της υψηλής τάσης και φέρει μικρότερη αυλάκωση για δαχτυλίδι Viton. Σε αυτό το σημείο, ο άξονας βιδώνεται μαζί με το πολυμερές και εξασφαλίζει στεγανότητα στην επαφή ηλεκτροδίου υψηλής τάσης και μονωτικού υλικού (βλ. Εικ. 5.10).



Εικ. 5.10: Τομή του σχεδιασμένου μονωτήρα, λεπτομέρεια.

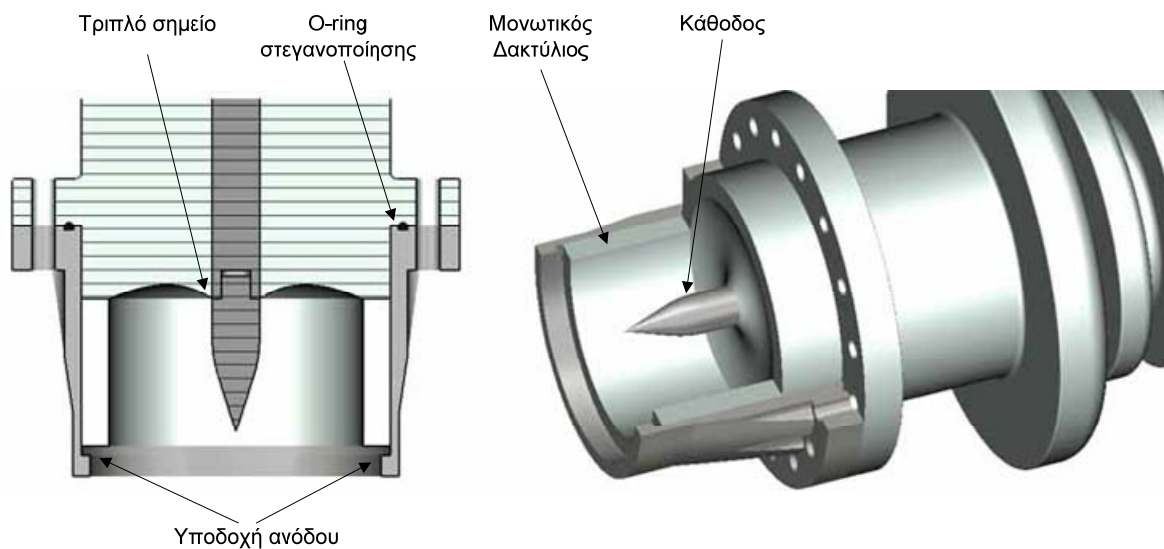


Εικ. 5.11: Προοπτική άποψη του σχεδιασμένου μονωτήρα. Η κάθοδος είναι αποσπώμενη.

Το τελευταίο τμήμα έχει μεγαλύτερο πάχος, για καλύτερη ηλεκτρική θωράκιση του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης από τα μεταλλικά τοιχώματα. Αυτό, όπως και τα υπόλοιπα τμήματα, κάνουν πολύ καλή μηχανική επαφή με τον κεντρικό αγωγό, προκειμένου να μειωθούν κατά το δυνατόν καταπονήσεις από την υψηλή τάση στη διεπιφάνεια του αγωγού και του πολυμερούς. Η ένωση του μονωτήρα με το μεταλλικό λαιμό του κυματοδηγού γίνεται με

φλάντζα όμοια σε διαστάσεις με την ConFlat DN100CF, εξωτερικής διαμέτρου 6 ιντσών, με 16 οπές M6 (βλ. Εικ. 5.11).

Ο μονωτήρας διέλευσης έχει ένα τριπλό σημείο στην ένωση ηλεκτροδίου υψηλής τάσης, διηλεκτρικού και κενού. Το σημείο αυτό σχεδιάστηκε ώστε η γωνία του διηλεκτρικού με το μέταλλο να είναι ελαφρώς μικρότερη από 90° , προκειμένου να αποφευχθεί συμπύκνωση των πεδιακών γραμμών και εκκίνηση έρπουσας εκκένωσης από εκεί. Τα τοιχώματα του μεταλλικού λαιμού θωρακίζονται από ένα κυλινδρικό μονωτικό δακτύλιο από το ίδιο υλικό, πάχους 1cm (βλ. Εικ. 5.12). Η διάταξη αυτή εξασφαλίζει ότι η εκκένωση, που θα ξεκινήσει από την κάθοδο, εν προκειμένω την εικονιζόμενη ακίδα, θα οδεύσει απέναντι, επάνω στο πλέγμα της ανόδου. Επίσης, ο κυλινδρικός δακτύλιος εξασφαλίζει την καλή στερέωση της ανόδου στο χαμηλότερο τμήμα του μεταλλικού λαιμού.



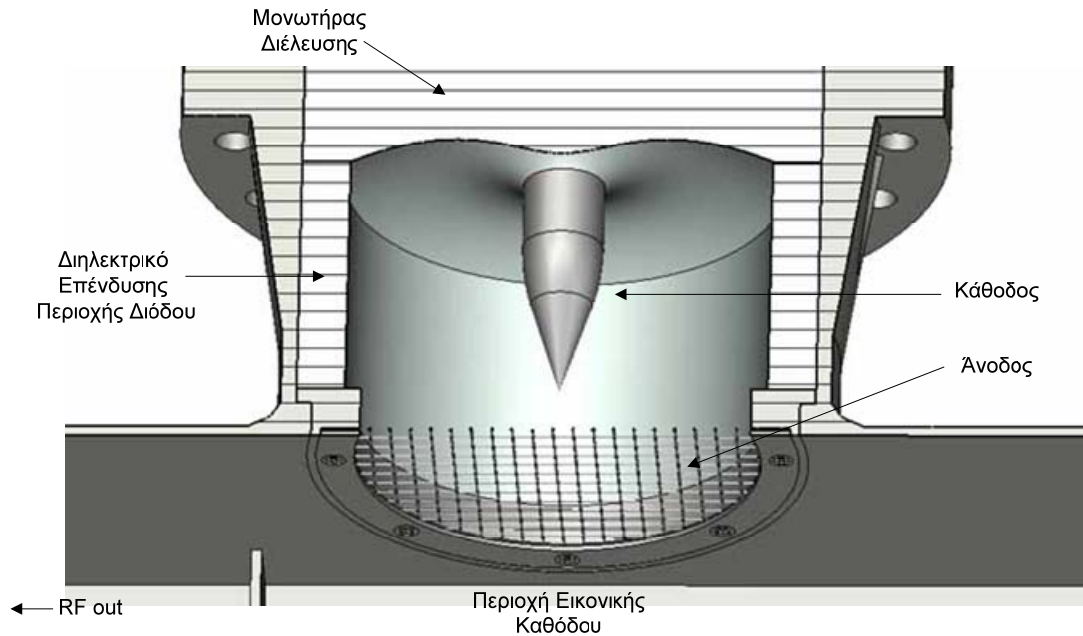
Εικ. 5.12: Η περιοχή της διόδου, με μία κάθοδο τύπου ακίδας.

Στην Εικ. 5.12 φαίνεται το τριπλό σημείο στην ένωση καθόδου, διηλεκτρικού και του κενού περιβάλλοντος χώρου. Επίσης διακρίνεται το σημείο στο οποίο τοποθετείται το Viton® O-ring στεγανοποίησης, ο δακτύλιος που θωρακίζει την περιοχή της διόδου από τα τοιχώματα και ο κολλημένος στον κυματοδηγό μεταλλικός λαιμός, στον οποίο τοποθετείται ο μονωτήρας. Στο χαμηλότερο σημείο του λαιμού υπάρχει η υποδοχή για την άνοδο, για την οποία χρησιμοποιούνται πλέγματα από χάλυβα.

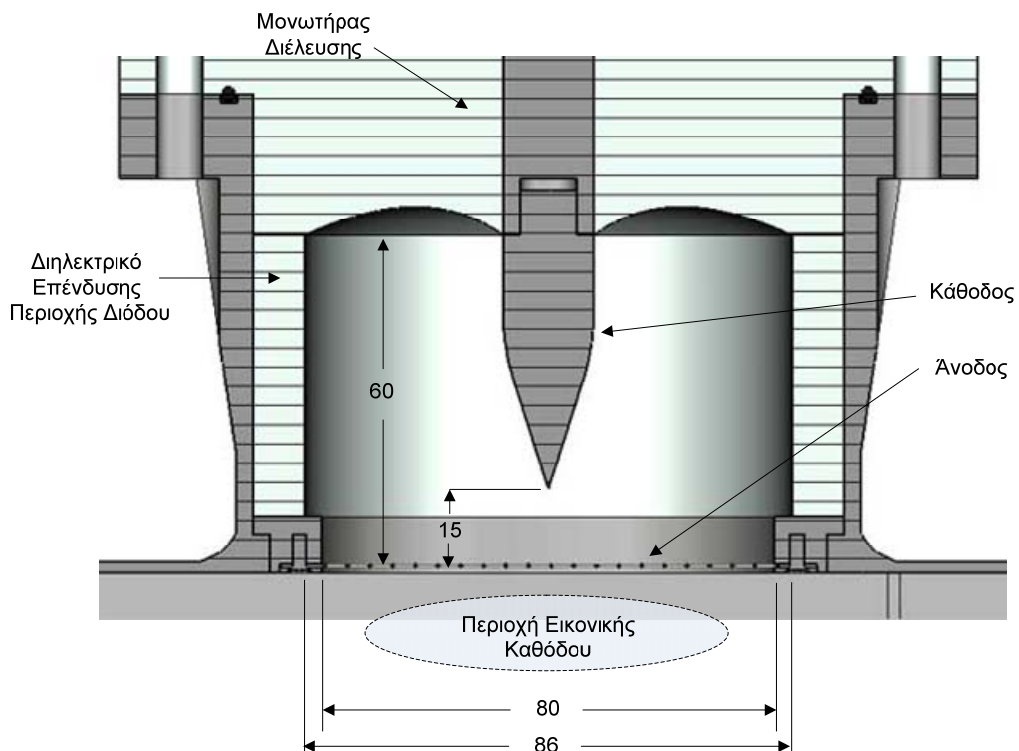
5.1.3. Περιοχή Διόδου

Η περιοχή της διόδου βρίσκεται στο ίδιο κενό με το σώμα της λυχνίας, το οποίο συντηρείται από την αντλητική διάταξη που συνδέεται στον κυματοδηγό από την ειδική υποδοχή (βλ. Εικ. 5.1). Η περιοχή της διόδου αποτελείται από το πλέγμα της ανόδου και την κάθοδο. Η άνοδος στερεώνεται σε κυκλικό εξάρτημα, στο κάτω μέρος του μεταλλικού λαιμού στήριξης του μονωτήρα, ενώ οι ακροδέκτες που χρησιμοποιούνται στην κάθοδο αλλάζουν εύκολα, με την υποδοχή που υπάρχει στην άκρη του μονωτήρα (βλ. Εικ. 5.11). Το κάτω μέρος του μονωτήρα διέλευσης και ο μεταλλικός λαιμός, μαζί με την άνοδο, σχηματίζουν μία περιοχή ύψους περίπου 60mm (59mm από το σημείο που βιδώνεται ο ακροδέκτης μέχρι την πάνω επιφάνεια του πλέγματος) και διαμέτρου 86mm. Η άνοδος έχει ωφέλιμο άνοιγμα δι-

αμέτρου 80mm, ενώ ένας διηλεκτρικός δακτύλιος ύψους 50mm και πάχους 10mm προσφέρει επιπλέον ηλεκτρική θωράκιση του εσωτερικού τμήματος του μεταλλικού λαιμού από την κάθοδο (βλ. Εικ. 5.14). Κατά την τοποθέτηση ενός ακροδέκτη στην κάθοδο, θα πρέπει να λαμβάνονται υπόψη οι διαστάσεις και η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου, προκειμένου η ηλεκτρονική δέσμη να οδηγείται απευθείας στο πλέγμα της ανόδου και όχι στα πλάγια τοιχώματα.



Εικ. 5.13: Η περιοχή της διόδου, σε προοπτική τομή, με την άνοδο και μία κάθοδο, τύπου ακίδας, τοποθετημένη.



Εικ. 5.14: Η περιοχή της διόδου σε πλάγια τομή. Σημειώνονται ορισμένες διαστάσεις του σχεδίου.



Εικ. 5.15: Άποψη της ανόδου και του σημείου τοποθέτησης του μονωτήρα διέλευσης.

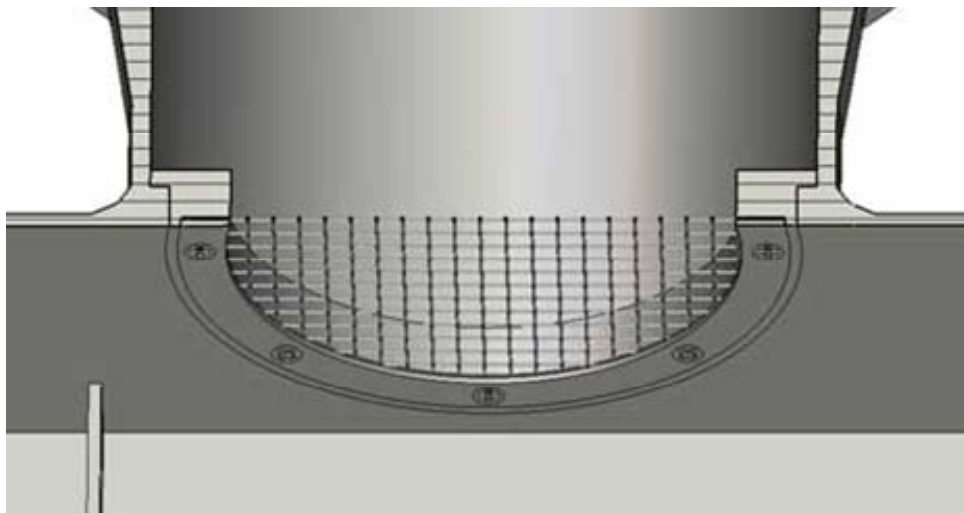
5.1.4. Άνοδος

Για τη στήριξη των ανόδων, κατασκευάστηκε ένα μεταλλικό εξάρτημα στήριξης των ανοξειδωτων πλεγμάτων που χρησιμοποιούνται, τα οποία προηγουμένως κόβονται κυκλικά. Το εξάρτημα έχει ένα μικρό οδηγό διαμέτρου 90mm, στον οποίο τοποθετούνται τα πλέγματα και στερεώνονται από έναν λεπτό δακτύλιο πάχους 1mm. Ο δακτύλιος αυτός έχει οκτώ σημεία βιδώματος και διασφαλίζει ότι η άνοδος είναι επίπεδη και καλά γειωμένη με το σώμα της λυχνίας. Στην άνοδο δοκιμάστηκαν διάφοροι τύποι εμπορικά διαθέσιμου ανοξειδωτου πλέγματος, με πάχη από 0.52mm μέχρι 0.12mm και πυκνότητες από 30 σπές/ίντσα μέχρι 150 σπές/ίντσα. Τα πλέγματα, που συνηθέστερα χρησιμοποιήθηκαν, τα καλούμε «1», «3» και «6». Το πλέγμα υπ' αριθμόν «1» φέρει 30 σπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.587mm, σύρμα διαμέτρου 0.26mm και ελεύθερη επιφάνεια ~48%. Το πλέγμα υπ' αριθμόν «3» φέρει 60 σπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.263mm, σύρμα διαμέτρου 0.16mm και ελεύθερη επιφάνεια ~39%. Το πλέγμα υπ' αριθμόν «6» φέρει 150 σπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.109mm, σύρμα διαμέτρου 0.06mm και ελεύθερη επιφάνεια ~41%. Είναι το λεπτότερο από όλα τα διαθέσιμα πλέγματα και έχει ένα ενδιάμεσο συντελεστή ελεύθερης επιφάνειας. Η προοπτική απεικόνιση του εξαρτήματος της ανόδου φαίνεται στην Εικ. 5.16.

Η τοποθέτηση της ανόδου γίνεται στη βάση του μεταλλικού λαιμού του κυματοδηγού, με το πλέγμα να βρίσκεται πρακτικά στην ίδια ευθεία με τη μεγάλη πλευρά του κυματοδηγού. Το διαθέσιμο «παράθυρο» της δέσμης είναι διαμέτρου 80mm. Ας σημειωθεί ότι, η κάθοδος που χρησιμοποιείται θα πρέπει να έχει τέτοιες διαστάσεις, ώστε το ηλεκτρικό τόξο να οδηγείται επάνω στο πλέγμα και όχι στο στεφάνι στήριξης.

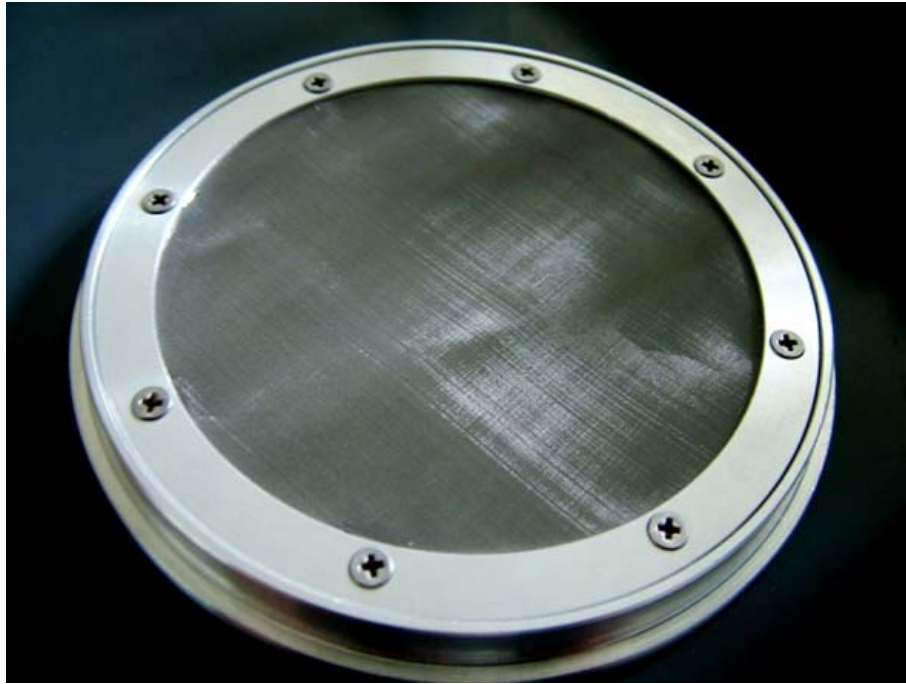


Εικ. 5.16: Το εξάρτημα στερέωσης των μεταλλικών πλεγμάτων της ανόδου.



Εικ. 5.17: Η τοποθέτηση πλέγματος ανόδου στη λυχνία.

Πριν σχεδιαστεί το συγκεκριμένο εξάρτημα, είχε χρησιμοποιηθεί ένας πλαστικός δακτύλιος, στην κάτω πλευρά του οποίου κολλώνταν τα πλέγματα με χρήση ρητίνης και αγωγίμης πάστας αργύρου (ασημόπαστα). Ωστόσο, η μέθοδος αυτή εγκαταλείφθηκε και κατασκευάστηκε το ανωτέρω εξάρτημα, που επιτρέπει ευκολότερη αλλαγή των ανόδων και καλύτερη θερμική, ηλεκτρική και μηχανική επαφή του πλέγματος της ανόδου με το σώμα της λυχνίας. Το κατασκευασμένο εξάρτημα, με ένα πλέγμα προσαρμοσμένο, φαίνεται στην επόμενη εικόνα.



Εικ. 5.18: Δακτύλιος στήριξης με τοποθετημένο πλέγμα.

5.1.5. Κάθοδος

Ο μονωτήρας διέλευσης υψηλής τάσης είναι σχεδιασμένος ώστε οι κάθοδοι να αλλάζουν σαν ακροδέκτες, με χρήση σπειρώματος 10mm (βλ. Εικ. 5.10 και Εικ. 5.11). Με τις συγκεκριμένες διαστάσεις, οι κάθοδοι πρέπει να σχεδιάζονται έτσι ώστε η ηλεκτρονική δέσμη να οδηγείται απευθείας στο πλέγμα της ανόδου. Για καθόδους κυλινδρικής διατομής, μπορούμε με απλό τρόπο να εξάγουμε τη μέγιστη επιτρεπόμενη ακτίνα της καθόδου, σε συνάρτηση με την απόσταση ανόδου-καθόδου, προκειμένου να μην οδηγείται η εκκένωση στη στεφάνη του εξαρτήματος στήριξης των πλεγμάτων. Οι διαστάσεις της σχεδίασης φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα, Εικ. 5.19.

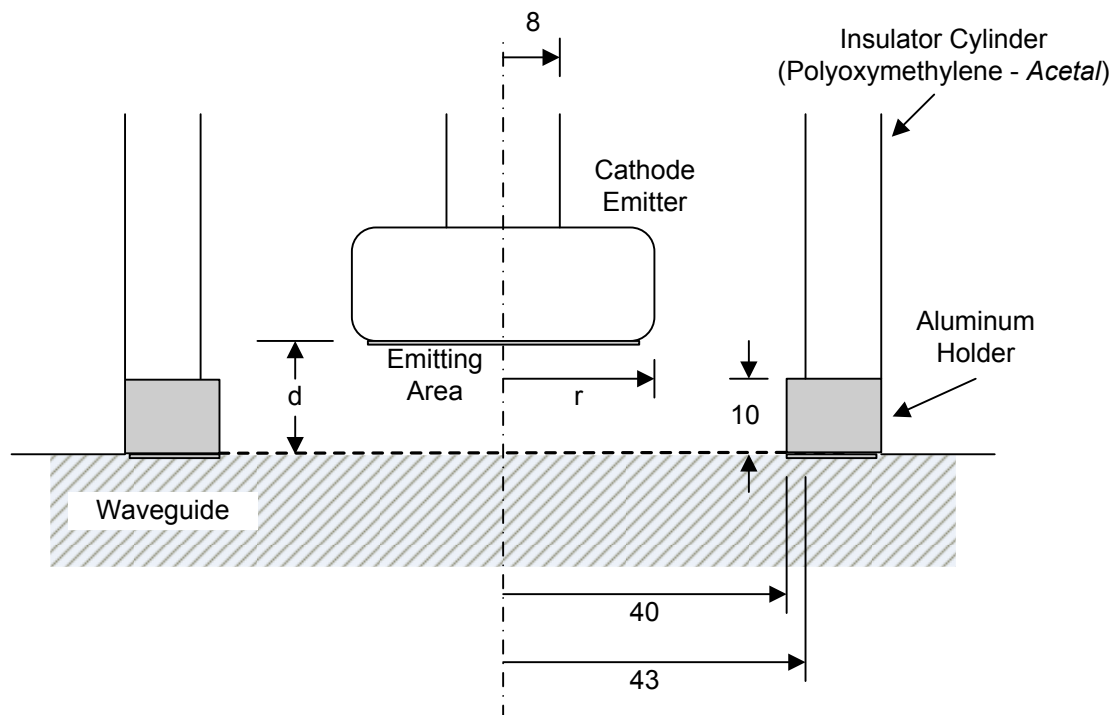
Δεδομένου ότι η στεφάνη έχει ύψος περίπου 10mm, εάν η απόσταση ανόδου-καθόδου είναι μικρότερη από 10mm, η επιτρεπόμενη ακτίνα της καθόδου θα πρέπει να έχει την εξάρτηση $d < 40 - r$, ώστε να προτιμάται θεωρητικά η όδευση προς το πλέγμα και όχι προς τη στεφάνη. Εάν η απόσταση ανόδου-καθόδου είναι μεγαλύτερη από 10mm, τότε θα πρέπει καταρχήν να ισχύει

$$d < \sqrt{(d-10)^2 + (40-r)^2}, \quad (5.12)$$

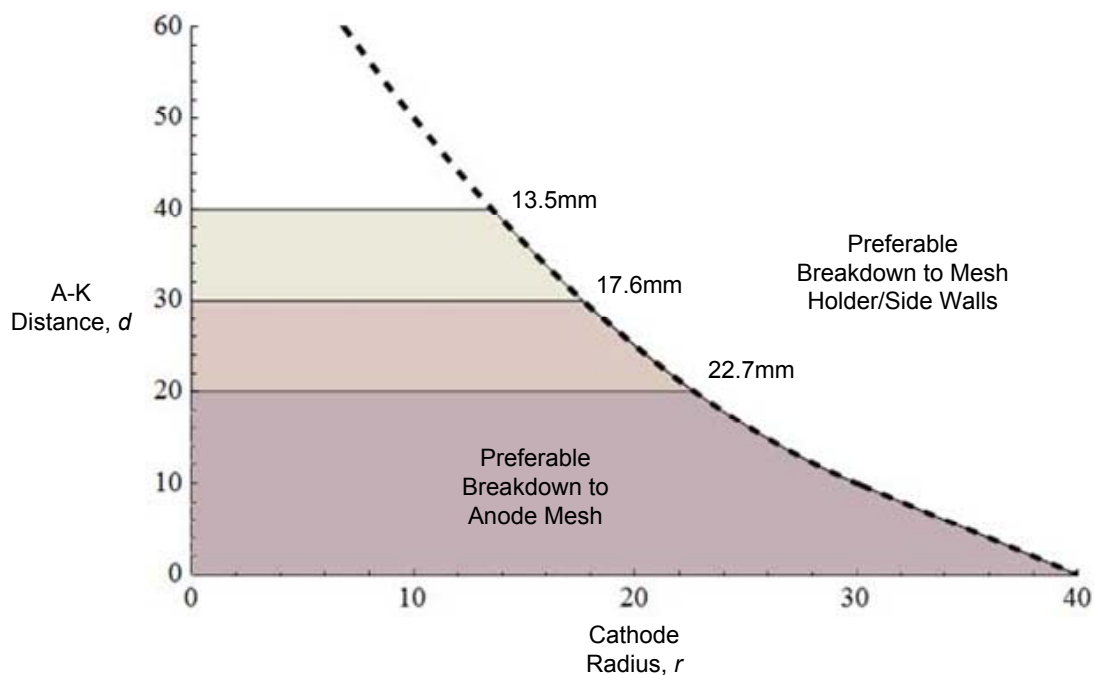
δηλαδή

$$d < \left[(40-r)^2 + 100 \right] / 20. \quad (5.13)$$

Με βάση τις εκφράσεις αυτές, μπορούμε να σχεδιάσουμε το νομόγραμμα της Εικ. 5.20.



Εικ. 5.19: Οι διαστάσεις της κατασκευής στην περιοχή της διόδου.



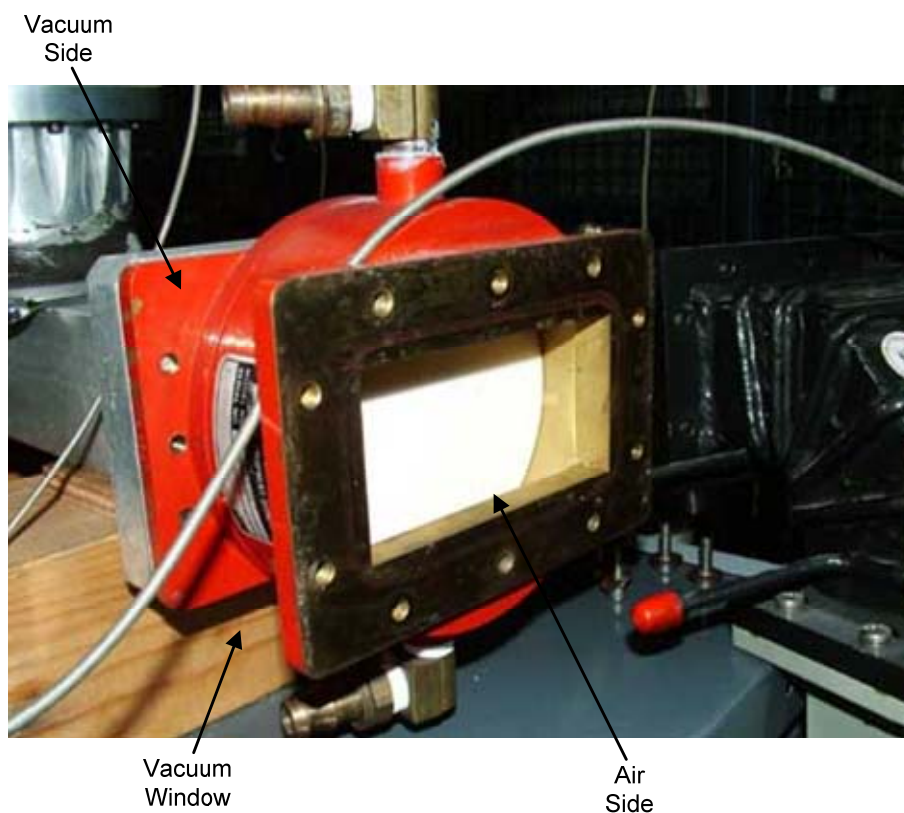
Εικ. 5.20: Απλουστευμένο νομόγραμμα για τη μέγιστη επιτρεπόμενη ακτίνα κυλινδρικής καθόδου.

Για παράδειγμα, εάν η απόσταση d_{AK} επιλεγεί 10mm, η θεωρητικά μέγιστη ακτίνα της καθόδου μπορεί να είναι 30mm, ωστόσο, λαμβάνοντας υπόψη τις τοπικές ανωμαλίες του πεδίου στην άκρη της καθόδου και της στεφάνης της ανόδου, η ακτίνα αυτή πρέπει να γίνει ακόμα μικρότερη. Εάν η απόσταση d_{AK} επιλεγεί 20mm, η μέγιστη ακτίνα της καθόδου είναι 22.7mm, ενώ για d_{AK} ίση με 30mm, η ακτίνα θεωρητικά γίνεται 17.6mm. Για τις αποστάσεις

που επιλέξαμε για το πείραμα, $d=15\text{mm}$ και $d=25\text{mm}$, οι αντίστοιχες μέγιστες εκτιμώμενες ακτίνες καθόδου είναι 25mm και 20mm .

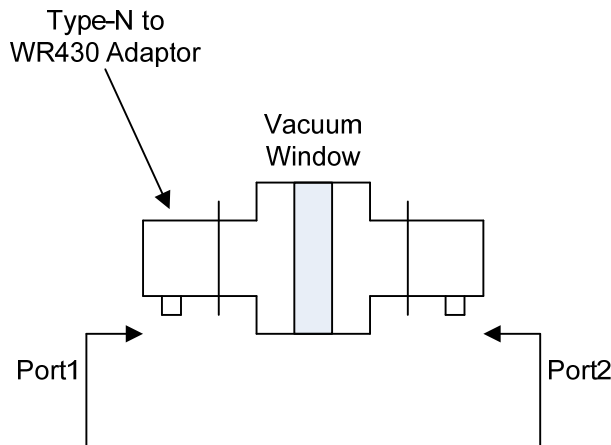
5.2. Vacuum Window

Προκειμένου να εξαχθεί η μικροκυματική ακτινοβολία από τη λυχνία, απαιτείται η χρήση ενός κατάλληλου παραθύρου, το οποίο είναι στεγανό ως προς το κενό και επιτρέπει τη διέλευση των μικροκυμάτων, χωρίς σημαντικές απώλειες. Τα παράθυρα μπορούν να κατασκευαστούν από αρκετά μονωτικά υλικά, όπως από ακρυλική ύαλο (Plexiglas, Lucite), από Teflon, από απλό γυαλί ή από κεραμικά υλικά. Για τη συγκεκριμένη εφαρμογή χρησιμοποιήθηκε ένα μικροκυματικό παράθυρο από κεραμικό υλικό, προσαρτημένο σε συνδέσμους κυματοδηγού διάστασης WR430. Το συγκεκριμένο παράθυρο, κατασκευασμένο από τη Varian, είναι φτιαγμένο για λειτουργία με S-band Klystrons σε πολύ μεγάλες μικροκυματικές ισχύεις, της τάξης των 200kW CW . Μπορεί να δεχτεί υδρόψυξη και έχει ασήμαντες απώλειες RF (βλ. Εικ. 5.21). Το παράθυρο είναι κατασκευασμένο από λευκό κεραμικό υλικό, το οποίο έχει μορφή δίσκου διαμέτρου περίπου 130mm . Στην Εικ. 5.21 διακρίνεται ανοιγμένη η πλευρά που βρίσκεται σε ατμοσφαιρική πίεση. Στην εικόνα αυτή, το παράθυρο βρίσκεται τοποθετημένο και σφραγισμένο επάνω στη λυχνία, ενώ διακρίνονται οι υποδοχές της υδρόψυξης που διαθέτει. Βεβαίως, για την προβλεπόμενη κρουστική λειτουργία της λυχνίας, η εγκατάσταση ψύξης δεν είναι απαραίτητη, αφού η συνολική ενέργεια ανά κρούση είναι πολύ μικρή.



Εικ. 5.21: Το κεραμικό παράθυρο διάστασης WR430.

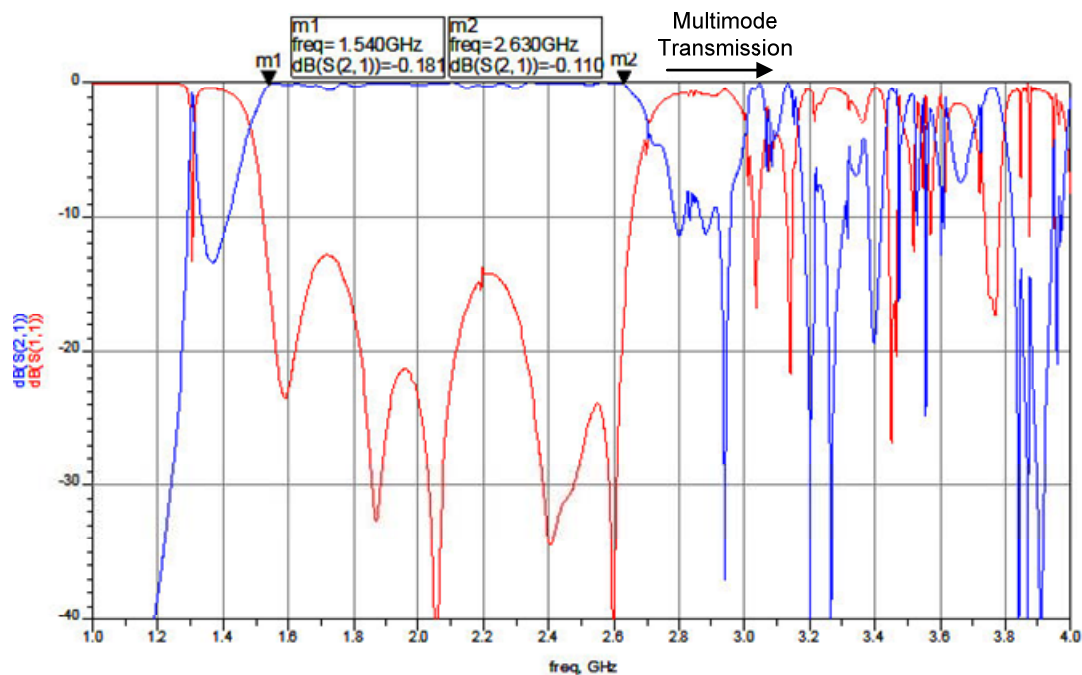
Το παράθυρο είναι κατασκευασμένο για λειτουργία στον TE_{10} ρυθμό του WR430, επομένως λειτουργεί θεωρητικά στην περιοχή από 1.4 μέχρι 2.75GHz. Προκειμένου να διαπιστωθεί η μικροκυματική συμπεριφορά του παραθύρου, χρησιμοποιήθηκαν δύο προσαρμογείς από τύπο-N στο αντίστοιχο προφίλ του κυματοδηγού. Οι προσαρμογείς αυτοί είναι επίσης κατασκευασμένοι για λειτουργία στον πρώτο ρυθμό, οπότε σαφές συμπέρασμα για τους συντελεστές διάδοσης και ανάκλασης του παραθύρου μπορεί να εξαχθεί στην περιοχή από 1.4 μέχρι 2.75GHz. Η διάταξη, που εξετάστηκε στον Network Analyzer σχηματικά παρουσιάζεται στην Εικ. 5.22.



Εικ. 5.22: Η μέτρηση απωλειών του κεραμικού παραθύρου.

Από τη συγκεκριμένη μέτρηση διαπιστώθηκε ότι το παράθυρο έχει όντως άριστη συμπεριφορά σε συχνότητες πάνω από τα 1.54GHz, με ελάχιστες απώλειες, της τάξης του 0.1-0.2dB. Ειδικά για τις προδιαγραφές του συγκεκριμένου παραθύρου, η απόδοσή του είναι πολύ καλή. Αν πρέπει να διέρχονται 200kW συνεχούς ισχύος από το παράθυρο, οι απώλειες είναι της τάξης των 5KW. Ο λόγος είναι μικρός, παρόλα αυτά, ένα σημαντικό ποσό θερμότητας πρέπει να απάγεται από το νερό. Για συχνότητες πάνω από τα 2.65GHz ξεκινά η πολυρρυθμική διάδοση, επομένως δεν μπορεί να εξαχθεί σαφές συμπέρασμα για το συντελεστή διάδοσης και ανάκλασης του παραθύρου, τουλάχιστον με τους συγκεκριμένους προσαρμογείς από ομοαξονικό σε κυματοδηγικό σύστημα. Ο συντελεστής ανάκλασης και ο συντελεστής διάδοσης του δικτυώματος των προσαρμογέων και του παραθύρου απεικονίζεται στην Εικ. 5.23. Η αντίστοιχη συμπεριφορά, με ελάχιστες διαφορές, παρουσιάζεται με αναφορά τη θύρα 2, αφού η διάταξη είναι συμμετρική.

Μετά από τον έλεγχο, το παράθυρο τοποθετήθηκε επάνω στο σώμα της λυχνίας, στην πλευρά της εξόδου. Για τη σφράγιση των δύο επιφανειών χρησιμοποιήθηκε σύρμα από μόλυβδο πάχους 0.5mm, το οποίο τοποθετήθηκε περιμετρικά του ανοίγματος του κυματοδηγού, ανάμεσα στις φλάντζες της λυχνίας και του κεραμικού παραθύρου. Με τις μετρήσεις διαρροών που ακολούθησαν (leak detection με ανιχνευτή ηλίου), διαπιστώθηκε ότι η συγκεκριμένη τεχνική είναι πολύ καλή και δεν επιτρέπει εισροή αέρα, παρά σε πραγματικά αμελητέο ποσοστό, για περιοχές μέσου-υψηλού κενού που ενδιαφέρουν.

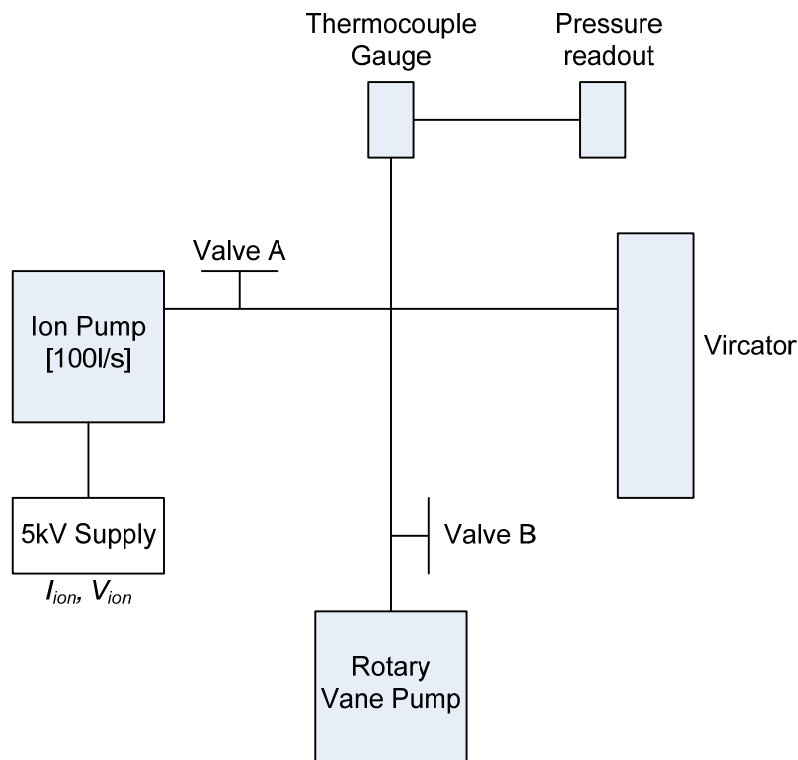


Εικ. 5.23: Οι συντελεστές ανάκλασης και διάδοσης του δικτύματος προσαρμογών και κεραμικού παραθύρου.

5.3. Σύστημα Κενού

Στις λυχνίες Vircator, το κενό, χωρίς να αποτελεί σημαντική παράμετρο, διατηρείται σε επίπεδα μέσου – υψηλού κενού, σε περιοχές από 10^{-3} μέχρι 10^{-7} Torr (βλ. παρ. 4.2.4). Για να φτάσουμε αυτό το επίπεδο πίεσης, χρησιμοποιούμε μία μηχανική αντλία, που κατεβάζει την πίεση από ατμοσφαιρική σε επίπεδα μέσου κενού ($\sim 10^{-3}$ Torr), και μία αντλία υψηλού κενού, η οποία κατεβάζει περαιτέρω την πίεση. Στο συγκεκριμένο πείραμα έγινε χρήση μίας αντλίας ελαίου τύπου rotary vane και μίας αντλίας ιονισμού (ion pump), ταχύτητας άντλησης $S=100\text{lt/sec}$. Η λυχνία συνδέθηκε με το αντλητικό σύστημα με τον τρόπο που απεικονίζεται στο σχεδιάγραμμα της Εικ. 5.24. Τόσο η μηχανική αντλία (rotary vane pump), όσο και η αντλία ιονισμού (ion pump) αποκόπτονται από το σώμα της λυχνίας μέσω βαλβίδων κενού (valve A και valve B). Επιπλέον, έχει τοποθετηθεί και ένας ενδείκτης θερμοζεύγους (thermocouple gauge), ο οποίος μετρά την πίεση στη διάταξη στο εύρος από ~ 1000 Torr ($\sim 1\text{Atm}$) μέχρι ~ 1 Torr. Η αντλία ιονισμού έχει δυνατότητα να κατεβάσει την πίεση στη διάταξη μέχρι και κάτω από τα 10^{-8} Torr, ωστόσο, για να μπορέσει να λειτουργήσει απαιτείται να συνδεθεί σε όγκο με πίεση το πολύ $5 \cdot 10^{-3}$ Torr. Η αντλία ιονισμού λειτουργεί υπό τάση 5kV, η οποία παρέχεται από κατάλληλο τροφοδοτικό. Το τροφοδοτικό διαθέτει ενδείξεις ρεύματος και τάσης (I_{ion} , V_{ion}), από όπου μπορούμε να συμπεράνουμε τη στάθμη της πίεσης, στην οποία βρίσκεται το σώμα της αντλίας ιονισμού.

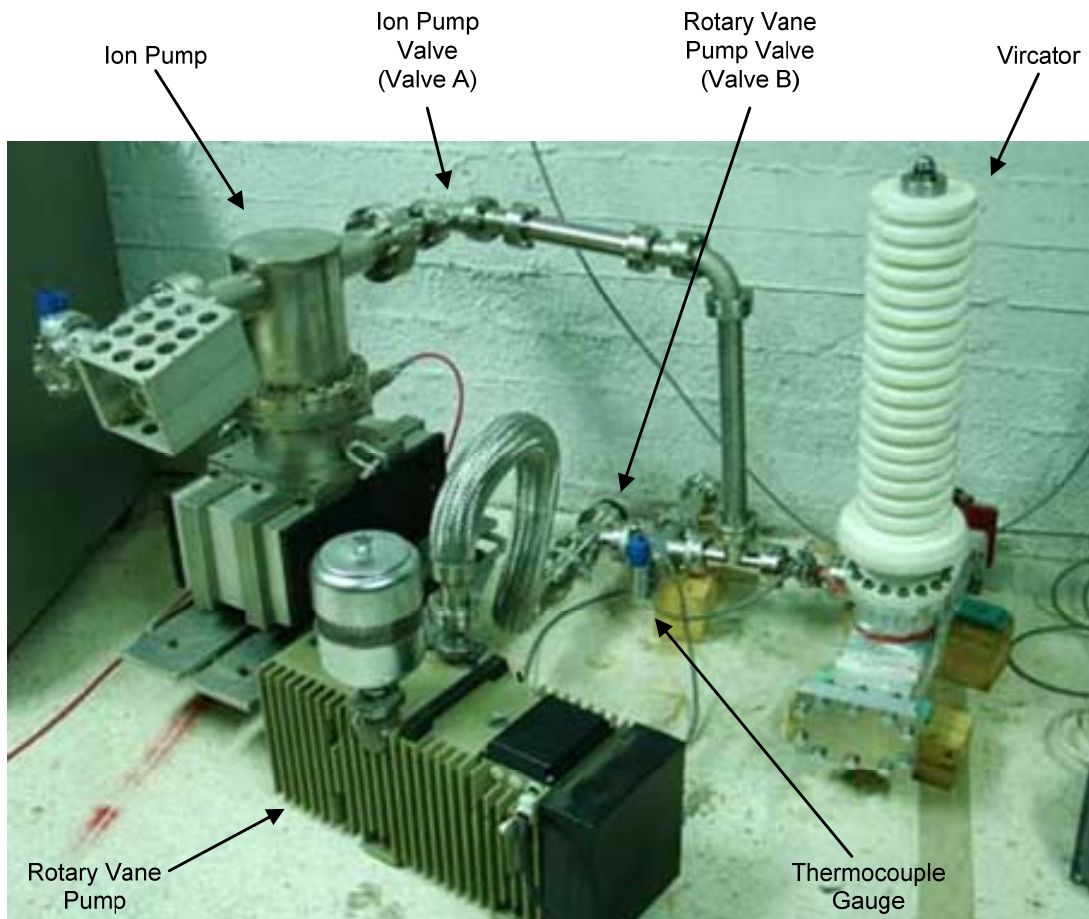
Προκειμένου να αντλήσουμε τον αέρα από τη λυχνία, εκκινούμε τη μηχανική αντλία και ανοίγουμε τη βαλβίδα B. Εάν το σώμα της λυχνίας είναι απαλλαγμένο από προσροφημένα αέρια, η πίεση κατεβαίνει σχετικά γρήγορα μέχρι τα $2\text{-}3 \cdot 10^{-3}$ Torr. Στο σημείο αυτό κλείνουμε τη βαλβίδα B και ανοίγουμε σταδιακά τη βαλβίδα A. Κατά την πρώτη φάση της άντλησης, μπορούμε να έχουμε ένδειξη της πίεσης στη διάταξη από το θερμοζεύγος και το μετρητικό όργανο στο οποίο συνδέεται (pressure readout).



Εικ. 5.24: Διάγραμμα συστήματος κενού.

Η ion pump, η οποία ήδη λειτουργεί και αντλεί τον όγκο της, συνδέεται στο υπόλοιπο σύστημα, το οποίο βρίσκεται σε αρκετά μεγαλύτερη πίεση. Στο σημείο αυτό παρατηρείται έντονη αύξηση του ρεύματος λειτουργίας της αντλίας (ρεύμα ιονισμού) και πτώση τάσης στο τροφοδοτικό. Αφού μειωθεί η αρχικά μεγάλη πίεση, το ρεύμα λειτουργίας της αντλίας μειώνεται αργά και τείνει σε μία ελάχιστη τιμή, η οποία συνιστά την κατάσταση ισορροπίας των πιέσεων στο σύστημα. Στο σημείο αυτό, το σύνολο των διαρροών του συστήματος εξισώνεται με την αντλητική ικανότητα της ion pump.

Στην Εικ. 5.25 διακρίνεται το σύστημα που χρησιμοποιήθηκε στις δοκιμές του συστήματος κενού, το οποίο και οριστικοποιήθηκε στα μετέπειτα πειράματα. Ο Vircator συνδέεται με τη μηχανική αντλία και την αντλία ιονισμού μέσω δικτύματος σωληνώσεων και βαλβίδων, ενώ το thermocouple gauge δίνει ένδειξη της πίεσης στην περιοχή από ατμοσφαιρική πίεση μέχρι 10^{-3} Torr. Από το σημείο αυτό και μετά, το κενό στη διάταξη υπολογίζεται εμμέσως, από το ρεύμα ιονισμού της ion pump, λαμβάνοντας υπόψη τη συνολική αγωγιμότητα των σωληνώσεων μέχρι το σώμα του Vircator (βλ. παρ. 6.1). Κατά τις δοκιμές του συστήματος έγινε επίσης δυνατή η χρήση ανιχνευτή διαρροών (leak detector), ο οποίος χρησιμοποιεί το ήλιο (He) σαν αέριο ανίχνευσης. Το σύστημα, το οποίο δεν απεικονίζεται εδώ, συνδέεται στην υπό άντληση διάταξη και ανιχνεύει την παρουσία ηλίου, δίνοντας τον αντίστοιχο ρυθμό διαρροής. Ψεκάζοντας ήλιο σε διάφορα σημεία της διάταξης (ενώσεις, κολλήσεις, φλάντζες), μπορεί να διαπιστωθεί εάν υπάρχει κάποιο τοπικό σημείο, το οποίο παρουσιάζει εντονότερες διαρροές. Με τον τρόπο αυτό, ορισμένες κολλήσεις στο σώμα της λυχνίας επικαλύφθηκαν με συγκολλητικές ρητίνες αλουμινίου, προκειμένου να μειωθούν ακόμα περισσότερο οι διαρροές της λυχνίας (βλ. Εικ. 5.26), με αρκετή επιτυχία.



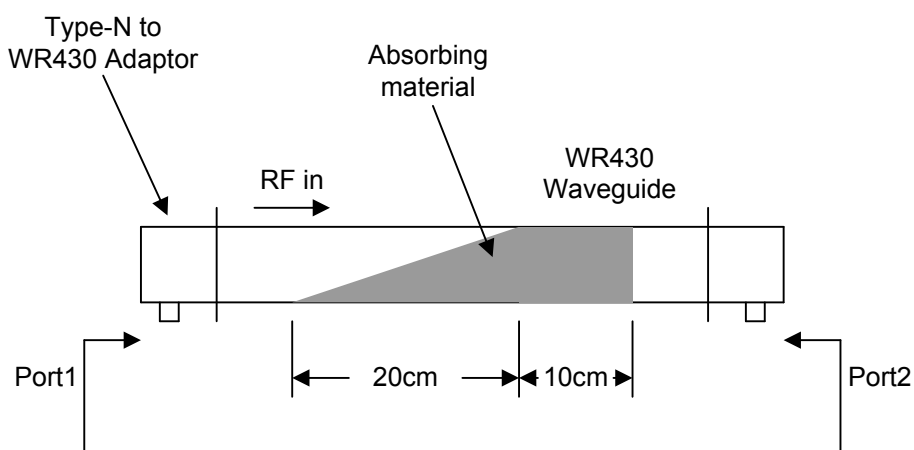
Εικ. 5.25: Αρχικές δοκιμές συστήματος κενού.



Εικ. 5.26: Επικάλυψη με ρητίνες, προκειμένου να μειωθούν οι διαρροές στις ενώσεις της λυχνίας.

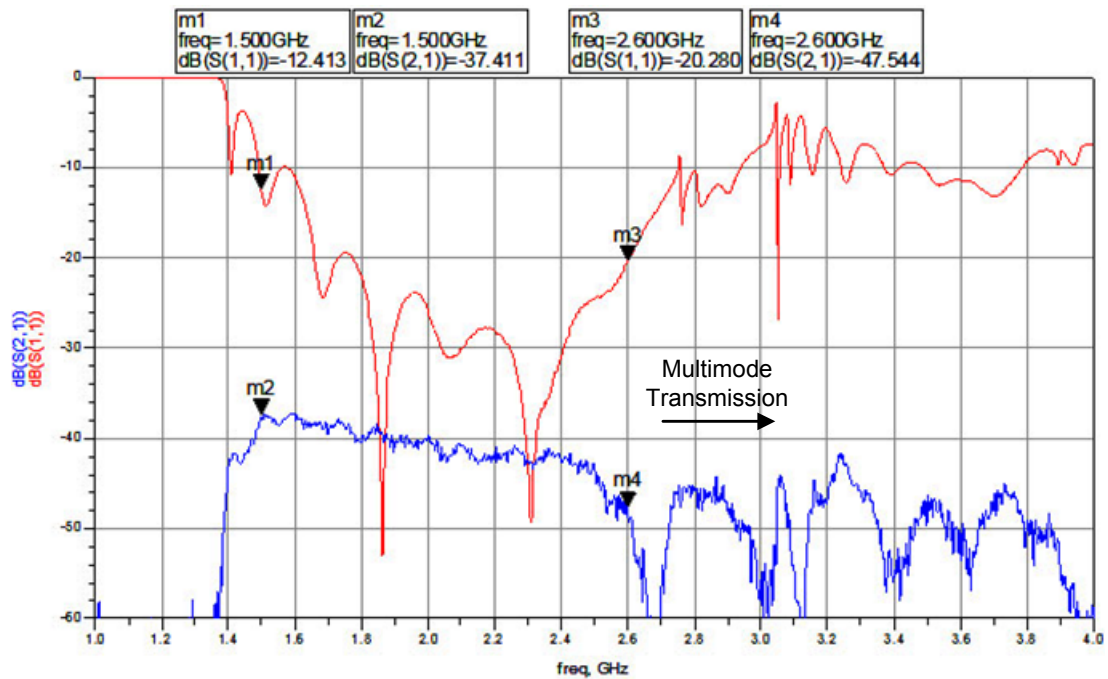
5.4. Μικροκυματικός Εξασθενητής

Για να καταγραφεί η μικροκυματική ακτινοβολία από τον Vircator, κατασκευάστηκε ένας απλός κυματοδηγικός εξασθενητής, ο οποίος τοποθετείται στην έξοδο της λυχνίας. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ένα κομμάτι κυματοδηγού WR430, μήκους περίπου 50cm, στο οποίο τοποθετήθηκε απορροφητικό υλικό, όμοιο με αυτό που χρησιμοποιείται σε ανηχοικούς θαλάμους. Το σπογγώδες υλικό κόπηκε σε προφίλ 11.0x5.5cm, με επικλινή μορφή, όπως φαίνεται στην Εικ. 5.27. Το μήκος του κεκλιμένου τμήματος είναι 20cm. Προστέθηκε άλλο ένα τμήμα μήκους 10cm, για επίτευξη της συνολικής επιθυμητής εξασθένησης. Η καλή προσαρμογή στη θύρα εισόδου είναι κρίσιμη, ενώ η προσαρμογή στη θύρα εξόδου δεν ενδιαφέρει ιδιαίτερα. Με τη μεγάλη κλίση του υλικού, μπορεί να επιτευχθεί ομαλή μετάβαση από τον αέρα, και συνεπώς καλή προσαρμογή, με το συντελεστή ανάκλασης του φορτίου να παραμένει μικρός. Η επιθυμητή τιμή για το συντελεστή ανάκλασης πρέπει να βρίσκεται, κατά το δυνατόν, κάτω από 10dB.

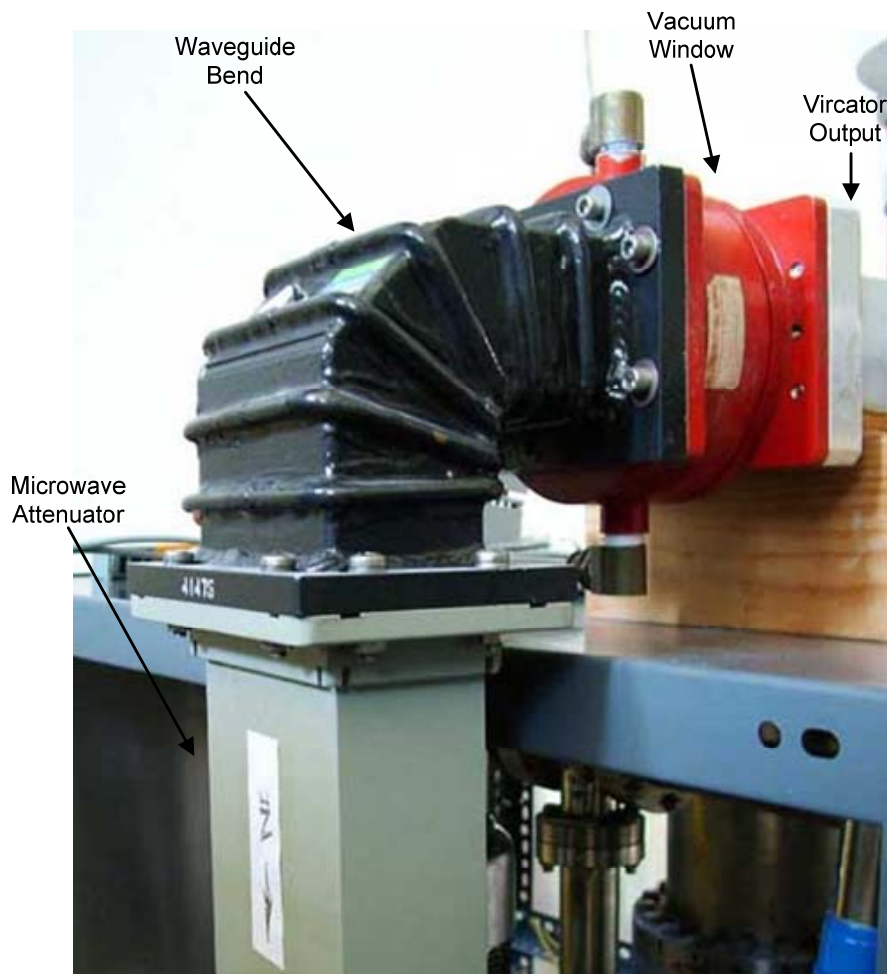


Εικ. 5.27: Μέτρηση του μικροκυματικού εξασθενητή.

Η ποσότητα του απορροφητικού υλικού επιλέχθηκε ώστε η εξασθένηση του συγκεκριμένου τμήματος να είναι περίπου 40dB. Χονδρικά, το τριγωνικό κομμάτι εμφανίζει εξασθένηση της τάξης των 20dB, ενώ άλλα 20dB εμφανίζει το παραλληλεπίπεδο κομμάτι μήκους 10cm. Ο εξασθενητής μετρήθηκε με network analyzer και εμφανίζει τη συμπεριφορά, που παρουσιάζεται στην Εικ. 5.28. Από τη μέτρηση του μικροκυματικού εξασθενητή παρατηρούμε μία εξάρτηση της εξασθένησης με τη συχνότητα, όπως άλλωστε προβλέπεται και από το βάθος διείσδυσης $\delta = (\pi f \sigma \mu)^{-1/2}$. Η προσαρμογή στη θύρα 1 (S_{11}) είναι πολύ καλή και ειδικά, για το εύρος του πρώτου ρυθμού είναι παντού κάτω από -10dB. Για την περιοχή πάνω από τα 2.6-2.7GHz δεν μπορούμε να εξάγουμε σαφή συμπεράσματα, γιατί οι N-type σε WR430 προσαρμογείς δεν λειτουργούν πλέον στη μονορρυθμική περιοχή. Κατ' εκτίμηση όμως, η εξασθένηση του φορτίου είναι 37dB στα 1.5GHz, 40dB στα 2GHz και με φθίνουσα πορεία φτάνει τα 45dB στα 2.5GHz. Από εκεί και μετά μπορεί μόνο να γίνει πρόβλεψη της εξασθένησης ή γραμμικά ή με μοντέλο $(f)^{-1/2}$, επεκτείνοντας τη συμπεριφορά που έχει το υλικό στην περιοχή 1.5-2.5GHz. Το μικροκυματικό φορτίο τοποθετήθηκε στη λυχνία μαζί με το μικροκυματικό παράθυρο, όπως απεικονίζεται στην Εικ. 5.29.



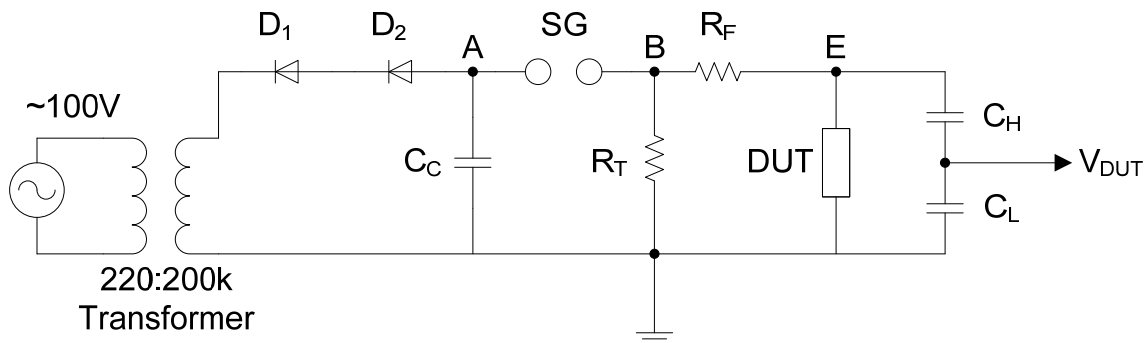
Εικ. 5.28: Συντελεστής ανάκλασης και διάδοσης του μικροκυματικού εξασθενητή.



Εικ. 5.29: Το μικροκυματικό παράθυρο και το μικροκυματικό φορτίο-εξασθενητής εγκατεστημένα στην έξοδο της λυχνίας.

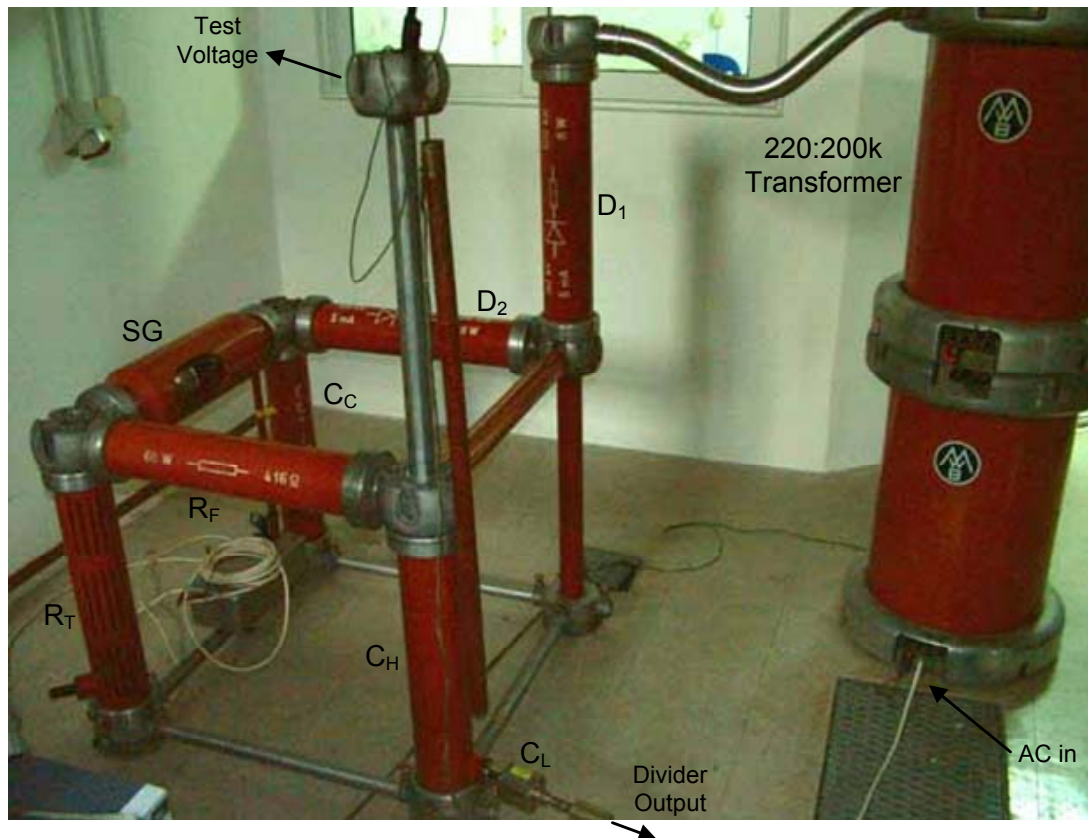
5.5. Μονοβάθμια Κρουστική Διάταξη

Για να γίνει η πρώτη σειρά πειραμάτων με την κατασκευασθείσα λυχνία, συναρμολογήθηκε μία μονοβάθμια διάταξη κρουστικής τάσης, με τη λυόμενη γεννήτρια του Εργαστηρίου Υψηλών Τάσεων του ΕΜΠ. Το κατά VDE-β [42] κύκλωμα που υλοποιήθηκε ήταν μία τροποποιημένη μορφή του κυκλώματος 1.2/50 με μικρότερη αντίσταση μετώπου R_F , για επίτευξη ταχύτερων κυματομορφών και μεγαλύτερων ρευμάτων. Οι τιμές των στοιχείων που χρησιμοποιήθηκαν για τη γεννήτρια είναι: πυκνωτής φόρτισης (charge capacitor) $C_C=6000\mu\text{F}$, αντίσταση μετώπου (front resistor) $R_F=208\Omega$, αποτελούμενη από δύο αντιστάσεις των 416Ω συνδεδεμένες παράλληλα, αντίσταση ουράς (tail resistor) $R_T=9500\Omega$, και πυκνωτής φορτίου (load capacitor), διαμορφωμένος σαν διαιρέτης τάσης, με $C_H=1200\mu\text{F}$ και $C_L=504\text{nF}$. Με τα συγκεκριμένα στοιχεία, αλλά με αντίσταση μετώπου ίση με 416Ω , λαμβάνουμε, με καλή ακρίβεια, την τυποποιημένη κυματομορφή 1.2/50. Η χρήση αντίστασης 208Ω στο μέτωπο παράγει μία κυματομορφή μορφής περίπου 0.6/50. Ο πυκνωτής φορτίου, διαμορφωμένος σε χωρητικό διαιρέτη τάσης, δίνει ένα λόγο υποβιβασμού 1:420. Ο λόγος αυτός υποβιβάζεται περαιτέρω, με χρήση probe με λόγο υποβιβασμού 1:100.



Εικ. 5.30: Μονοβάθμια κρουστική διάταξη

Η φόρτιση του πυκνωτή C_C γίνεται με ημιανόρθωση της εξόδου του μετασχηματιστή 220V/200kV. Δεδομένου ότι όλα τα στοιχεία που χρησιμοποιούνται έχουν μέγιστη τάση λειτουργίας τα 140kV dc, ο μετασχηματιστής λειτουργεί με τάση πρωτεύοντος μέχρι 100V ac. Με το δεδομένο λόγο μετασχηματισμού ($\sim 1000:1$), η rms έξοδος του μετασχηματιστή είναι 100kV, η οποία ανορθούμενη δίνει 140kV dc ως μέγιστη τάση φόρτισης του πυκνωτή C_C . Για την ανόρθωση χρησιμοποιούνται δύο δίοδοι, D_1 και D_2 , προκειμένου να μην υπερβαίνουμε τη μέγιστη τάση λειτουργία τους, τα 140kV. Αυτό θα μπορούσε να συμβεί στις αρνητικές περιόδους της εναλλασσόμενης τάσης, για θετική τάση φόρτισης του πυκνωτή ή αντίστροφα. Το πρωτεύον τροφοδοτείται από έναν αυτομετασχηματιστή, ο οποίος ελέγχεται από τράπεζα χειρισμών, δίνοντας τη δυνατότητα να ανορθώνουμε dc τάση οποιασδήποτε τιμής. Η τράπεζα χειρισμών δίνει επίσης τη δυνατότητα μεταβολής του διακένου στο σπινθηριστή SG. Ο διαιρέτης τάσης που σχηματίζουν οι πυκνωτές C_H και C_L συνδέεται παράλληλα με τη λυχνία-δοκίμιο (DUT).

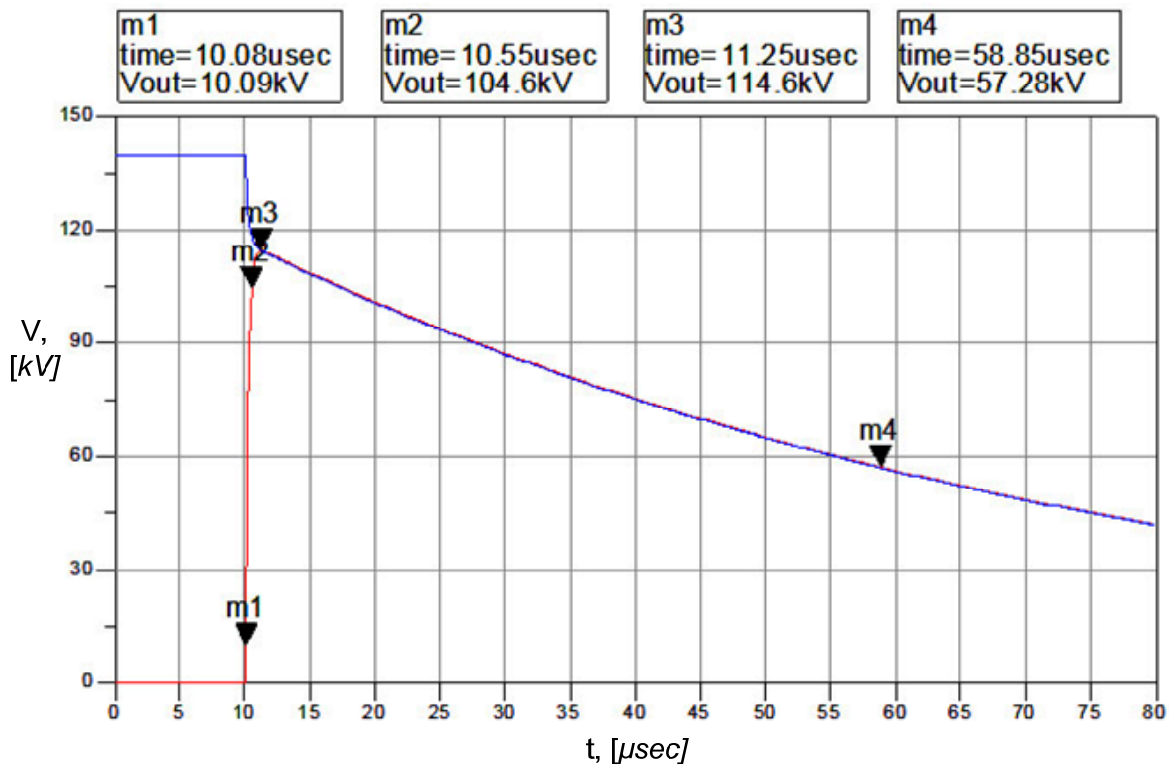


Εικ. 5.31: Πειραματική μονοβάθμια κρουστική διάταξη στο εργαστήριο Υψηλών Τάσεων του ΕΜΠ.

Στην Εικ. 5.31 φαίνεται η μορφή της λυόμενης κρουστικής γεννήτριας που χρησιμοποιήθηκε για τα πρώτα πειράματα με τον Viricator. Δεξιά διακρίνουμε το μετασχηματιστή εναλλασσόμενης τάσης, ο οποίος ανορθώνει, μέσω των διόδων D1 και D2, τάση αρνητικής πολικότητας στον πυκνωτή φόρτισης C_C . Μέσω του, γεφυρωμένου από το ηλεκτρικό τόξο, σπινθηριστή σφαιρών, όταν η τάση φτάσει μία ορισμένη τιμή, το φορτίο του πυκνωτή οδηγείται στο κύκλωμα εκφόρτισης. Διακρίνονται οι αντιστάσεις ουράς (κατακόρυφη), μετώπου (οριζόντια), ο χωρητικός καταμεριστής και ο κόμβος από τον οποίο λαμβάνουμε την κρουστική τάση δοκιμής.

Η ιδιαιτερότητα αυτής της κρουστικής διάταξης είναι ότι χρησιμοποιεί αντίσταση μετώπου και χωρητικό καταμεριστή για τη μέτρηση της τάσης. Το γεγονός αυτό οδηγεί στην επιβράδυνση του μετώπου και τον περιορισμό του ρεύματος, αφού, κατά τη στιγμή της διάσπασης του διακένου του σπινθηριστή, το φορτίο του πυκνωτή C_C οδηγείται μέσω της αντίστασης R_F στο δοκίμιο και το χωρητικό καταμεριστή. Σαν αποτέλεσμα, το μέτωπο ανεβαίνει με μία σταθερά χρόνου περίπου $\tau = R_F C_H = 208\Omega \cdot 1200\text{pF} = 250\text{nsec}$, εάν θεωρήσουμε το κύκλωμα της Εικ. 5.30. Με άλλα λόγια, το μέτωπο ανεβαίνει σχετικά αργά και χρειάζεται πάνω από $0.5\mu\text{sec}$ για να φτάσει στη μέγιστη τιμή. Τη στιγμή που προβλέπεται διάσπαση της διόδου της λυχνίας, η τάση στη λυχνία και το χωρητικό καταμεριστή είναι η ίδια. Επίσης, ο χωρητικός καταμεριστής προσφέρει το μεγαλύτερο ποσό του ρεύματος στη λυχνία, αφού βρίσκονται σε παράλληλη σύνδεση. Ωστόσο, η τάση πολλές φορές δεν έχει προλάβει να ανέβει σημαντικά, αφού η κατάρρευση του διακένου της λυχνίας ξεκινά από αρκετά χαμηλότερη τάση. Πιο γρήγορη κυματομορφή θα είχε ως συνέπεια την εκμετάλλευση της αδράνειας του διακένου και κατά συνέπεια την έναρξη της κατάρρευσης υπό μεγαλύτερες τάσεις.

Η συγκεκριμένη κρουστική διάταξη μπορεί να προσομοιωθεί, σε κατάσταση απουσίας φορτίου, οπότε και λαμβάνουμε το ακόλουθο διάγραμμα της τάσης στην έξοδο και της τάσης στον πυκνωτή φόρτισης C_L :



Εικ. 5.32: Προσομείωση της τάσης εξόδου και της τάσης του πυκνωτή φόρτισης.

Θεωρούμε ότι ο πυκνωτής C_C έχει αρχική τάση ίση με τη μέγιστη επιτρεπόμενη, ήτοι 140kV DC, τα οποία έχουν προκύψει από ανόρθωση 100kV εναλλασσόμενης τάσης από το μετασχηματιστή. Τη στιγμή $t=10\mu\text{sec}$, ο σπινθηριστής διακένου (ιδανικός διακόπτης) διασπάται και το φορτίο του πυκνωτή μεταφέρεται στην έξοδο, δηλαδή στο δοκίμιο (εάν υπήρχε) και στο χωρητικό καταμεριστή, που βρίσκεται παράλληλα συνδεδεμένος. Η τάση έχει ένα χρόνο ανόδου 10%-90% της τάξης των 0.5μsec, όπως ήταν αναμενόμενο, από τη στιγμή που τροποποιήσαμε το τυποποιημένο κύκλωμα 1.2/50, βάζοντας μισή αντίσταση μετώπου. Το δυνητικά μέγιστο της κρουστικής διάταξης είναι τα 114kV, που σημαίνει ότι παρουσιάζεται ένας συντελεστής απόδοσης ανορθωμένης τάσης προς μέγιστη κρουστική ίσος με 81%. Ο χρόνος που απαιτείται για την άνοδο από το μηδέν στο μέγιστο είναι 1.2μsec, ενώ ο χρόνος ημίσεως πλάτους είναι της τάξης των 58μsec. Η κρουστική κυματομορφή αποσβένει μέσω της αντίστασης ουράς των 9500Ω. Λόγω περιορισμένου αριθμού διαθεσίμων στοιχείων, δεν είναι δυνατό να πετύχουμε ταχύτερους χρόνους μετώπου, ώστε να εκμεταλλευτούμε πλήρως το διαθέσιμο πλάτος τάσης. Επίσης, η αντικατάσταση της αντίστασης μετώπου με βραχυκύκλωμα, παρά το γεγονός ότι θα ήταν μία λύση, δεν δοκιμάστηκε, διότι ο πυκνωτής φόρτισης δεν είναι προδιαγεγραμμένος για εκφορτίσεις σε βραχυκύκλωμα, οπότε κάτι τέτοιο δεν διακινδυνεύθηκε.

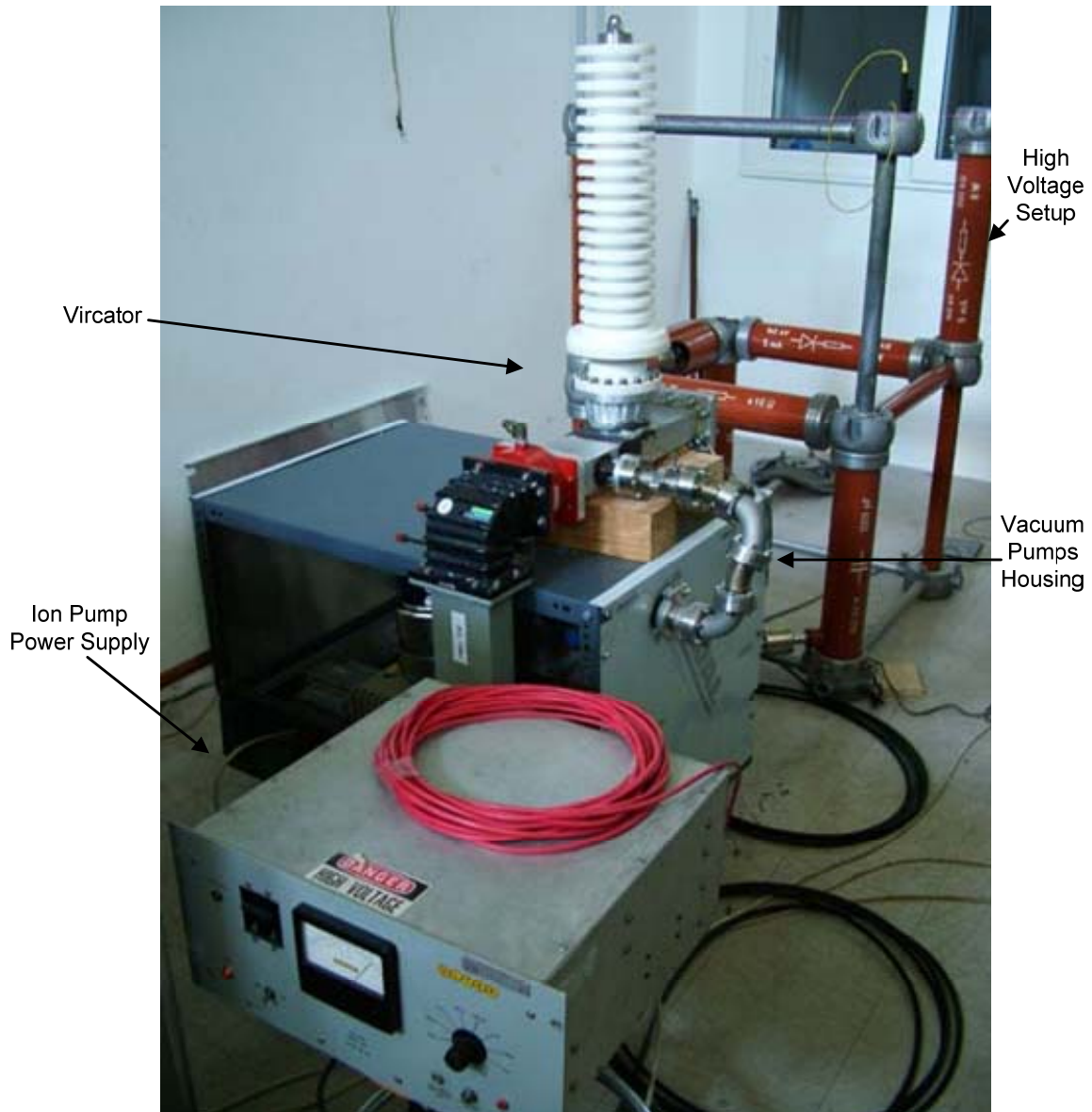
6. Πειραματικά Αποτελέσματα Συστήματος Viricator

Το πρώτο στάδιο δοκιμών της λυχνίας Viricator έγινε στο εργαστήριο Υψηλών Τάσεων του ΕΜΠ, με χρήση μίας μονοβάθμιας κρουστικής διάταξης κατά VDE-β, με ικανότητα οδήγησης μέχρι 140kV DC. Στο εργαστήριο εγκαταστάθηκε η αντλητική διάταξη, η οποία διαπιστώθηκε ότι λειτουργεί ικανοποιητικά και δημιουργεί κενό στη λυχνία της τάξης των 10^{-5} Torr. Στη λυχνία συνδέθηκε το μικροκυματικό παράθυρο εξαγωγής της ακτινοβολίας και ο μικροκυματικός εξασθενητής, ο οποίος, όπως περιγράψαμε σε προηγούμενη παράγραφο (παρ. 5.4), υλοποιήθηκε με τοποθέτηση απορροφητικού υλικού μέσα σε κυματοδηγό, με κατάλληλο τραπεζοειδές σχήμα, για επίτευξη της απαιτούμενης προσαρμογής και της επιθυμητής εξασθένησης. Για να εξαχθούν συμπεράσματα σχετικά με τη συμπεριφορά της λυχνίας, μετράται η μικροκυματική έξοδος απευθείας σε ψηφιακό παλμογράφο, όπως επίσης η τάση δοκιμής αλλά και το ρεύμα της λυχνίας, μέσω της γείωσης, με μετατροπέα ρεύματος. Διάφορα προβλήματα που αφορούσαν τις καταγραφές των σημάτων και οφείλονταν στην κρουστική διάταξη και τα έντονα μεταβατικά φαινόμενα αντιμετωπίστηκαν, με αποτέλεσμα τη λήψη καθαρών κυματομορφών, από τις οποίες μπορούμε να μελετήσουμε τη συμπεριφορά της λυχνίας σε συνάρτηση με τα εν λόγω επίπεδα οδήγησης. Σε όλα τα ζητήματα, που αφορούν αυτό το στάδιο πειραμάτων, θα αναφερθούμε στις επόμενες παραγράφους.

6.1. Σύστημα Κενού

Αφού προσδιορίστηκε και ελέγχθηκε το αναγκαίο σύστημα κενού για τη λυχνία (βλ. παρ. 5.3), οι δύο αντλίες, πρωτεύουσα μηχανική και ιονισμού, τοποθετήθηκαν σε ένα τροχήλατο γειωμένο κουτί και συνδέθηκαν κατάλληλα με τη λυχνία, η οποία τοποθετήθηκε επάνω σε αυτό (βλ. Εικ. 6.1). Για την τεκμηρίωση της λειτουργίας του συστήματος κενού τοποθετήθηκε το μικροκυματικό παράθυρο και ο μονωτήρας διέλευσης στη λυχνία, ενώ η πίσω πλευρά του κυματοδηγού σφραγίστηκε με τυφλή φλάντζα κυματοδηγού WR430, με χρήση σύρματος μολύβδου πάχους 0.5mm. Το μικροκυματικό παράθυρο σφραγίστηκε επίσης με τον κυματοδηγό με σύρμα μολύβδου, ενώ ο μονωτήρας διέλευσης, όπως έχουμε δει, σφραγίζεται με χρήση πολυμερούς δακτυλιδιού (Viton O-ring). Η μηχανική αντλία ελαίου χρησιμοποιεί τάση 110V και για το σκοπό αυτό χρησιμοποιείται ένας μετασχηματιστής υποβιβασμού 220/110V. Η αντλία ελαίου σταματά να χρησιμοποιείται, όταν η πίεση φτάσει τα επίπεδα των 2~3mTorr, οπότε και είναι δυνατή η διασύνδεση της αντλίας ιονισμού με τον όγκο της λυχνίας. Τη στιγμή αυτή σφραγίζεται και βγαίνει εκτός λειτουργίας η αντλία ελαίου, ενώ η

αντλία ιονισμού αναλαμβάνει να συνεχίσει την άντληση του διασυνδεδεμένου όγκου σε χαμηλότερα επίπεδα πίεσης. Η αντλία ιονισμού απαιτεί τάση 5kV, η οποία παρέχεται από τροφοδοτικό ικανότητας 5kV/200mA. Το ρεύμα που εμφανίζεται στην αντλία ιονισμού είναι άμεσης συνάρτησης με την πίεση που επικρατεί στον όγκο της αντλίας και η σχέση, που συνδέει την επικρατούσα πίεση με το ρεύμα ιονισμού, είναι περίπου λογαριθμική ευθεία με 1mA για 10^{-7} Torr πίεση (βλ. Εικ. 6.3).



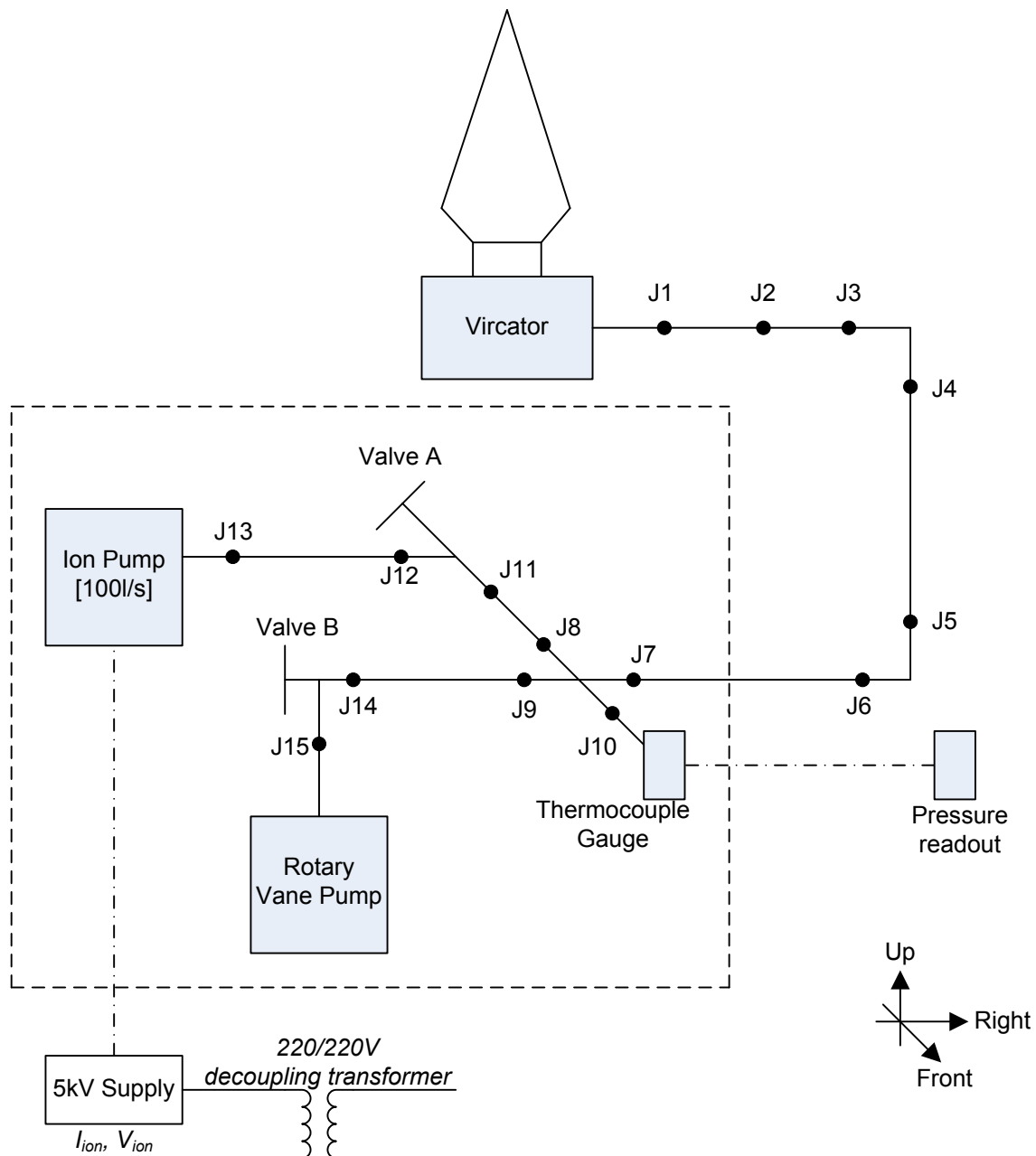
Εικ. 6.1: Εγκατεστημένη πειραματική διάταξη

Κατά την έναρξη της διαδικασίας άντλησης, αφού η λυχνία έχει αποσυνδεθεί και ανοιχθεί για τυχόν αναγκαίες μετατροπές ή συντήρηση, η πίεση πρέπει να κατέλθει από μία ατμόσφαιρα (760Torr) σε επίπεδα υψηλού κενού ($\sim 10^{-5}$ Torr), περίπου οκτώ τάξεις χαμηλότερα. Ένα χαρακτηριστικό στα συστήματα κενού είναι η ραγδαία προσρόφηση ατόμων αερίου στα μεταλλικά τοιχώματα, όταν αυτά έρθουν σε επαφή με τον αέρα. Τα προσροφημένα αέρια, όπως O_2 , N_2 , H_2 , ατμοί H_2O , αδρανή και οργανικά αέρια, καταλαμβάνουν πολλές στοιβάδες στο μεταλλικό πλέγμα και συνεισφέρουν σε ένα πολύ μεγάλο όγκο παγιδευμένου αερίου, ο οποίος πρέπει σταδιακά να αντληθεί. Η καλύτερη διαδικασία για την απομά-

κρυση των προσροφημένων αερίων είναι ο κλιβανισμός (bake-out) του κάθε εξαρτήματος, που πρόκειται να χρησιμοποιηθεί στο σύστημα κενού. Με τον κλιβανισμό σε θερμοκρασίες της τάξης των 300-400°C για αρκετή ώρα, τα άτομα του αερίου, που βρίσκονται προσροφημένα στην επιφάνεια, απομακρύνονται σε μεγάλο βαθμό, οπότε το εξάρτημα που συνδέεται στο σύστημα κενού έχει πιο καθαρές εσωτερικές επιφάνειες και η άντληση γίνεται ταχύτερα. Όταν κάποιο εξάρτημα, που έχει παραμείνει σε ατμοσφαιρική πίεση για μεγάλο χρονικό διάστημα (κάποια λεπτά ή ώρες), συνδεθεί σε ένα σύστημα κενού, παρατηρείται μεγάλη καθυστέρηση, για την επίτευξη του μέγιστου δυνατού κενού. Για παράδειγμα, ένας όγκος κάποιων λίτρων, απαλλαγμένος από προσροφήσεις και διαρροές, μπορεί να αντληθεί σε κενό 1mTorr από μία αντλία διαφράγματος μέσα σε 5 λεπτά. Ο αντίστοιχος χρόνος για τον ίδιο όγκο, εφόσον αυτός δεν έχει κλιβανισθεί και έχει παραμείνει σε ατμοσφαιρική πίεση για αρκετό διάστημα, μπορεί να ανέλθει σε αρκετές ώρες.

Στο συγκεκριμένο πείραμα είναι αναγκαία η αποσύνδεση και το άνοιγμα της λυχνίας για αλλαγές στην άνοδο και την κάθοδο της λυχνίας. Σαν αποτέλεσμα, ο προς άντληση όγκος έρχεται τακτικά σε επαφή με τον αέρα. Όταν συμβεί αυτό, γίνεται απότομη προσρόφηση αερίων στα τοιχώματα και η μηχανική αντλία αργεί πολύ να κατεβάσει την πίεση στην ελάχιστη δυνατή επιτεύξιμη, που είναι περίπου 1mTorr. Για να αποφευχθεί η πολύωρη λειτουργία της αντλίας γίνονται πολλοί ενδιάμεσοι κύκλοι άντλησης λίγων λεπτών. Στους κύκλους αυτούς, με τη βαλβίδα A κλειστή (βλ. Εικ. 6.2), η μηχανική αντλία συνδέεται με τη λυχνία μέσω της βαλβίδας B και την αντλεί. Μετά από κάποια λεπτά λειτουργίας, η βαλβίδα B σφραγίζεται και απομονώνεται η μηχανική αντλία, ενώ η λυχνία μένει πλέον χωρίς άντληση. Μέσω του ενδείκτη θερμοζεύγους, φαίνεται καθαρά η αύξηση της πίεσης στο σύστημα, στην αρχή με έντονους και στη συνέχεια με πιο βραδείς ρυθμούς. Με τη διαδικασία αυτή, εκμεταλλευόμαστε την απελευθέρωση των προσροφημένων αερίων στο μερικό κενό του χώρου, προκειμένου να μην καταπονείται η μηχανική αντλία από πολύωρη λειτουργία. Με την επανάληψη αυτής της διαδικασίας αρκετές φορές, το σύστημα κενού απαλλάσσεται σταδιακά από ένα μεγάλο μέρος των προσροφημένων αερίων και μπορεί τελικά η μηχανική αντλία να κατεβάσει την πίεση στα 2mTorr περίπου. Από τα επίπεδα πίεσης αυτά (σημείο crossover), μπορεί να αρχίσει να λειτουργεί η αντλία ιονισμού, αντλώντας στιγμιαία πολύ μεγάλα ρεύματα, περί τα 1~2A. Για να μεταβούμε στη λειτουργία με την αντλία ιονισμού, η μηχανική αντλία πρέπει να απομονωθεί με κλείσιμο της βαλβίδας B και ο όγκος να συνδεθεί με την αντλία ιονισμού, μέσω της βαλβίδας A. Από το στάδιο αυτό (2~3mTorr) και έπειτα, η αντλία ιονισμού κατεβάζει την πίεση αργά, μέχρι το ελάχιστο δυνατό επιτεύξιμο κενό. Το κενό που επιτυγχάνεται είναι πρακτικά η εξίσωση της αντλητικής ικανότητας της διάταξης με τις συνολικές διαρροές του συστήματος, όπως διαρροές μέσα από σχισμές, κολλήσεις φλαντζών, συνδέσμους και διάχυση ελαφρών αερίων της ατμόσφαιρας μέσα από τα μέταλλα. Η προσέγγιση αυτής της κατάστασης γίνεται αργά, αφού προηγουμένως απομακρυνθούν όλα τα προσροφημένα αέρια από τις εσωτερικές επιφάνειες της διάταξης, και μπορεί να απαιτήσει αρκετές μέρες άντλησης.

Για τη διάταξη που υλοποιήθηκε, η άντληση μη κλιβανισμένου συστήματος σωληνώσεων και λυχνίας από τη μηχανική αντλία μπορεί να απαιτήσει μέχρι και 10 κύκλους άντλησης των 10 λεπτών με διαλείμματα 30 λεπτών, προκειμένου η πίεση να κατεβαίνει στα 2mTorr με ευκολία. Με μία τέτοια διαδικασία, όταν η πίεση φτάνει τα 2mTorr και απομονώνεται το σύστημα, η πίεση ανεβαίνει σχετικά αργά, περίπου 1mTorr κάθε 5 λεπτά.



Εικ. 6.2: Διάγραμμα του συστήματος κενού.

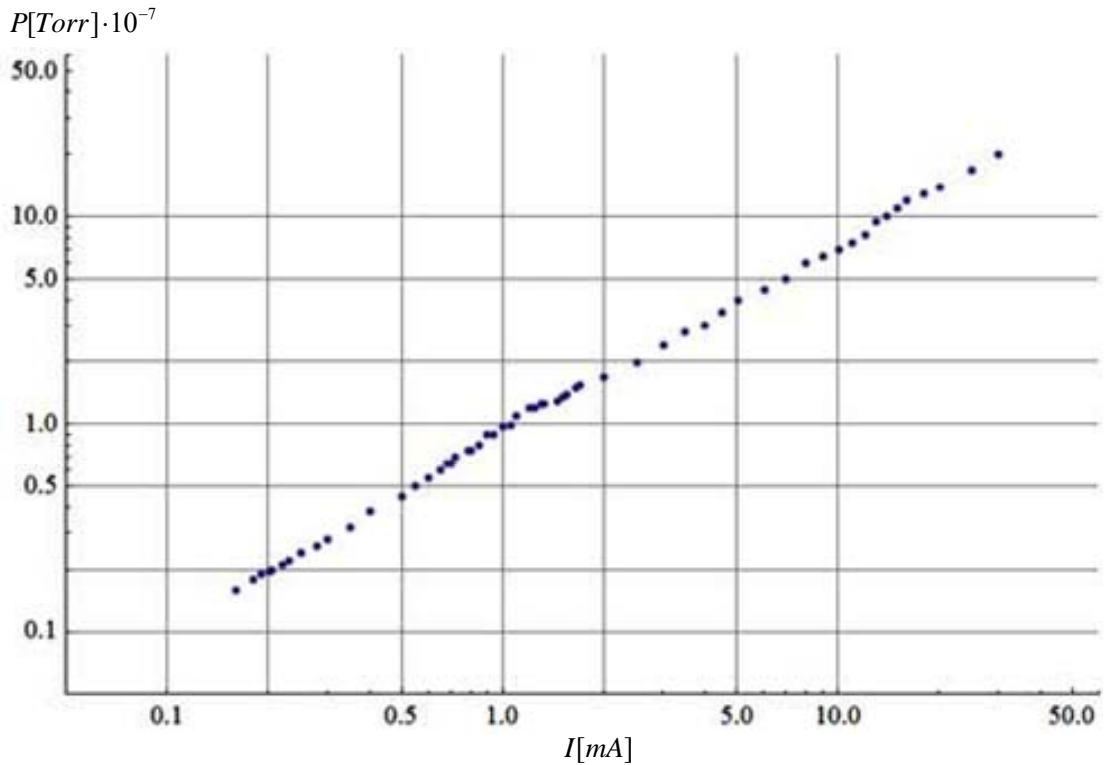
Το επίπεδο καθαρότητας του συστήματος είναι πλέον ικανοποιητικό, προκειμένου να συνδεθεί η αντλία ιονισμού. Η σύνδεση της Ion Pump με τον υπόλοιπο όγκο γίνεται με σταδιακό άνοιγμα της βαλβίδας A, οπότε το ρεύμα ιονισμού ανεβαίνει μέχρι και τα 50mA, και στη συνέχεια μειώνεται με εκθετικό ρυθμό. Τυπικοί χρόνοι κατά την πρώτη άντληση με την Ion Pump είναι 10mA στα πρώτα 1-2λεπτά, 5mA στα επόμενα 20 λεπτά, 3mA στην επόμενη ώρα, 2mA στις επόμενες 2 ώρες. Η αντλία ιονισμού λειτουργεί συνεχώς, με συνέπεια την επόμενη μέρα να παρατηρείται ρεύμα ιονισμού περί τα 0.5mA, ενώ με άλλες δύο ή τρεις μέρες άντλησης, το ρεύμα ιονισμού της αντλίας φτάνει τα 0.2mA. Τα συνολικά ελάχιστα επίπεδα ρεύματος ιονισμού, που έχουν παρατηρηθεί στη διάταξη είναι της τάξης των 0.16mA (160μA), μετά από μία εβδομάδα άντλησης. Όταν το δοκίμιο έχει φτάσει στην ελάχιστη επιτεύξιμη πίεση, η λυχνία μπορεί να αποσυνδεθεί από το αντλητικό σύστημα και να αυξάνει την εσωτερική της πίεση με πολύ αργούς ρυθμούς.

Πιν. 6.1: Δίκτυο Σωληνώσεων και Συνδέσμων Συστήματος Κενού

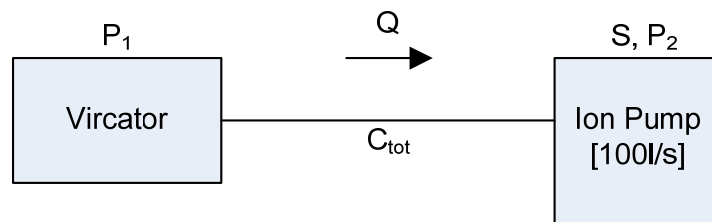
Τμήμα/Σύνδεσμος	Μήκος [mm]	Διατομή [mm]	Περιγραφή
Vircator-J1	~60	Ø15	Straight Tube
J1			3 Joint 2.75" ConFlat (CF) Flanges
J1-J2	~110	Ø22	2 Ø22 Kwik-Flange (KF) Adapters
J2			2 Joint 2.75" CF Flanges
J2-J3	~80	Ø30	Flexible Tubing (Spiral)
J3			2 Joint 2.75" CF Flanges
J3-J4	~90	Ø34	Solid 90° Bend
J4			2 Joint 2.75" CF Flanges
J4-J5	~80	Ø30	Flexible Tubing (Spiral)
J5			2 Joint 2.75" CF Flanges
J5-J6	~90	Ø34	Solid 90° Bend
J6			2 Joint 2.75" CF Flanges
J6-J7	~80	Ø34	2 Ø34 KF Adapters (Straight Tube)
J7			2 Joint 2.75" CF Flanges
J7,J8,J9,J10		Ø34	4-Way Cross with 2.75" CF Flanges
J7-J8	~80	Ø34	90° Bend through 4-Way Cross
J8			2 Joint 2.75" CF Flanges
J8-J11	~80	Ø30	Flexible Tubing (Spiral)
J11			2 Joint 2.75" CF Flanges
J11-J12	~120	Ø34	90° Bend through Valve A
J12			2 Joint 2.75" CF Flanges
J12-J13	~110	Ø34	Straight Tube
J13			2 Joint 4" CF Flanges
J13-Ion Pump	~130	Ø60	Straight Tube
J7-J9	~120	Ø34	Straight Path through 4-Way Cross
J9			2 Joint 2.75" CF Flanges
J9-J14	~200	Ø34	Straight Tube
J14			2 Joint 2.75" CF Flanges
J14-J15	~120	Ø34	90° Bend through Valve B
J15			2 Joint 2.75" CF Flanges
J15-Mech. Pump	~80	Ø34	Straight Tube

Δεδομένου ότι ο ενδείκτης θερμοζεύγους (Thermocouple gauge) έχει περιοχή λειτουργίας από 1mTorr έως 760Torr, δεν έχουμε απευθείας ένδειξη της πίεσης στη διάταξη, για την περιοχή κάτω από το 1mTorr, δηλαδή όταν βρίσκεται συνδεδεμένη η αντλία ιονισμού. Η πίεση στη λυχνία μπορεί να υπολογιστεί έμμεσα, από το ρεύμα ιονισμού της αντλίας. Το ρεύμα ιονισμού μεταφράζεται σε πίεση στην ίδια την αντλία, με την εξάρτηση που παρουσιάζεται στην Εικ. 6.3.

Για να υπολογίσουμε την πίεση στη λυχνία, πρέπει να γίνει εκτίμηση της αγωγιμότητας του δικτύου σωληνώσεων από την αντλία μέχρι τη λυχνία, μέσω της διαδρομής J13 -> J1, όπως απεικονίζεται στην Εικ. 6.2.



Εικ. 6.3: Κενό στην αντλία συναρτήσει του ρεύματος ιονισμού.



$$P_1 > P_2$$

Εικ. 6.4: Απλουστευμένο κύκλωμα για τον υπολογισμό της πίεσης στο δοκίμιο.

Η αγωγιμότητα C ενός κυλινδρικού σωλήνα ορίζεται ως ο λόγος

$$C = \frac{Q}{P_1 - P_2}, \quad (6.1)$$

όπου με Q συμβολίζουμε τη ροή αερίου και με P_i τις πιέσεις των όγκων, που ο σωλήνας συνδέει. Ωστόσο, η αγωγιμότητα αποτελεί μέγεθος, το οποίο εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της σωλήνωσης και για κυλινδρικές διατομές ισχύει [129]:

$$C = 1.16aA \text{ [lt/s]}, \quad (6.2)$$

όπου A είναι η διατομή του αγωγού σε cm^2 και a είναι ένας αδιάστατος αριθμός, που εξαρτάται από το λόγο l/d (μήκος/διατομή) του σωλήνα και εκφράζει την πιθανότητα διάδοσης ενός ατόμου ή μορίου μέσω του σωλήνα.

Πιν. 6.2: Δίκτυο Σωληνώσεων Διαδρομής Vircator-Ion Pump

Τμήμα/Σύνδεσμος	Μήκος [mm]	Διατομή [mm]	Συντ. «α»	Αγωγιμότητα [lt/s]
Vircator-J1	~60	Ø15	0.22	~0.45
J1-J2	~110	Ø22	0.19	~0.83
J2-J3	~80	Ø30	0.30	~2.46
J3-J4	~90	Ø34	0.30	~3.15
J4-J5	~80	Ø30	0.30	~2.46
J5-J6	~90	Ø34	0.30	~3.15
J6-J7	~80	Ø34	0.32	~3.45
J7-J8	~80	Ø34	0.32	~3.45
J8-J11	~80	Ø30	0.30	~2.46
J11-J12	~120	Ø34	0.25	~2.52
J12-J13	~110	Ø34	0.26	~2.63
J13-Ion Pump	~130	Ø60	0.35	~11.5

Η συνολική αγωγιμότητα *πραγματικά ανεξάρτητων* όγκων συνδεδεμένων σε σειρά ισούται με τη σχέση

$$\frac{1}{C_{tot}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \dots \quad (6.3)$$

Ωστόσο, αυτός ο τύπος μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην περίπτωση που ανάμεσα στις σωληνώσεις παρεμβάλλονται μεγάλοι όγκοι, από τους οποίους δεν έχουμε φαινόμενα ανάκλασης του αερίου. Για την περίπτωση που οι σωληνώσεις συνδέονται μεταξύ τους χωρίς να παρεμβάλλονται μεγάλοι όγκοι, πρέπει να τροποποιηθούν οι πιθανότητες διάδοσης στις ενώσεις, σύμφωνα με τα θεωρήματα που περιγράφονται στην [129]. Προκειμένου να υπολογίσουμε την πίεση που επικρατεί στη λυχνία, θα βασιστούμε στο σχεδιάγραμμα της Εικ. 6.4 και θα υπολογίσουμε τη συνολική αγωγιμότητα ανάμεσα στην Ion pump και τον κυματοδηγό, με βάση τη σχέση (6.3) και με την υπόθεση ότι το τμήμα από το σύνδεσμο J2 μέχρι το σύνδεσμο J13 είναι ένα τμήμα μήκους 810mm με διατομή 30mm. Καταλήγουμε στον ακόλουθο πίνακα αγωγιμοτήτων:

Πιν. 6.3: Απλοποιημένο Δίκτυο Σωληνώσεων Διαδρομής Vircator-Ion Pump

Τμήμα/Σύνδεσμος	Μήκος [mm]	Διατομή [mm]	Συντ. «α»	Αγωγιμότητα [lt/s]
Vircator-J1	~60	Ø15	0.22	0.45
J1-J2	~110	Ø22	0.19	0.83
J2-J13	~810	Ø30	0.05	0.40
J13-Ion Pump	~130	Ø60	0.35	11.5

Η συνολική αγωγιμότητα είναι επομένως:

$$C_{tot} \cong \left(\frac{1}{0.45} + \frac{1}{0.83} + \frac{1}{0.40} \right)^{-1} \cong 0.17 \text{ [lt/s]}. \quad (6.4)$$

Περίπου στο ίδιο αποτέλεσμα θα καταλήγαμε χρησιμοποιώντας την (6.3) για όλες τις αγωγιμότητες του Πιν. 6.2. Επομένως, στην καλύτερη περίπτωση, η αγωγιμότητα της σύνδεσης

Vircator-Ion pump είναι 0.17lt/s. Γνωρίζουμε ότι η ταχύτητα άντλησης S μίας αντλίας είναι ένα κατασκευαστικό μέγεθος και για πολλές αντλίες είναι μία σταθερή ποσότητα, για τη σχεδιασμένη περιοχή λειτουργίας τους. Για την Ion Pump που χρησιμοποιούμε, θεωρούμε ότι, σε όλο το εύρος λειτουργίας, η ταχύτητα άντλησης είναι ίση με 100lt/s, σύμφωνα με τις προδιαγραφές της. Η ταχύτητα άντλησης εκφράζεται από τη σχέση

$$S = \frac{Q}{P}, \quad (6.5)$$

όπου Q είναι η ροή αερίου προς την αντλία και P η πίεση που επικρατεί εντός αυτής. Συνεπώς, βάσει της (6.1) θα έχουμε

$$C_{tot} = \frac{Q}{P_1 - P_2} = \frac{S \cdot P_2}{P_1 - P_2}. \quad (6.6)$$

Λύνοντας ως προς το ζητούμενο, δηλαδή την πίεση P_2 , θα έχουμε

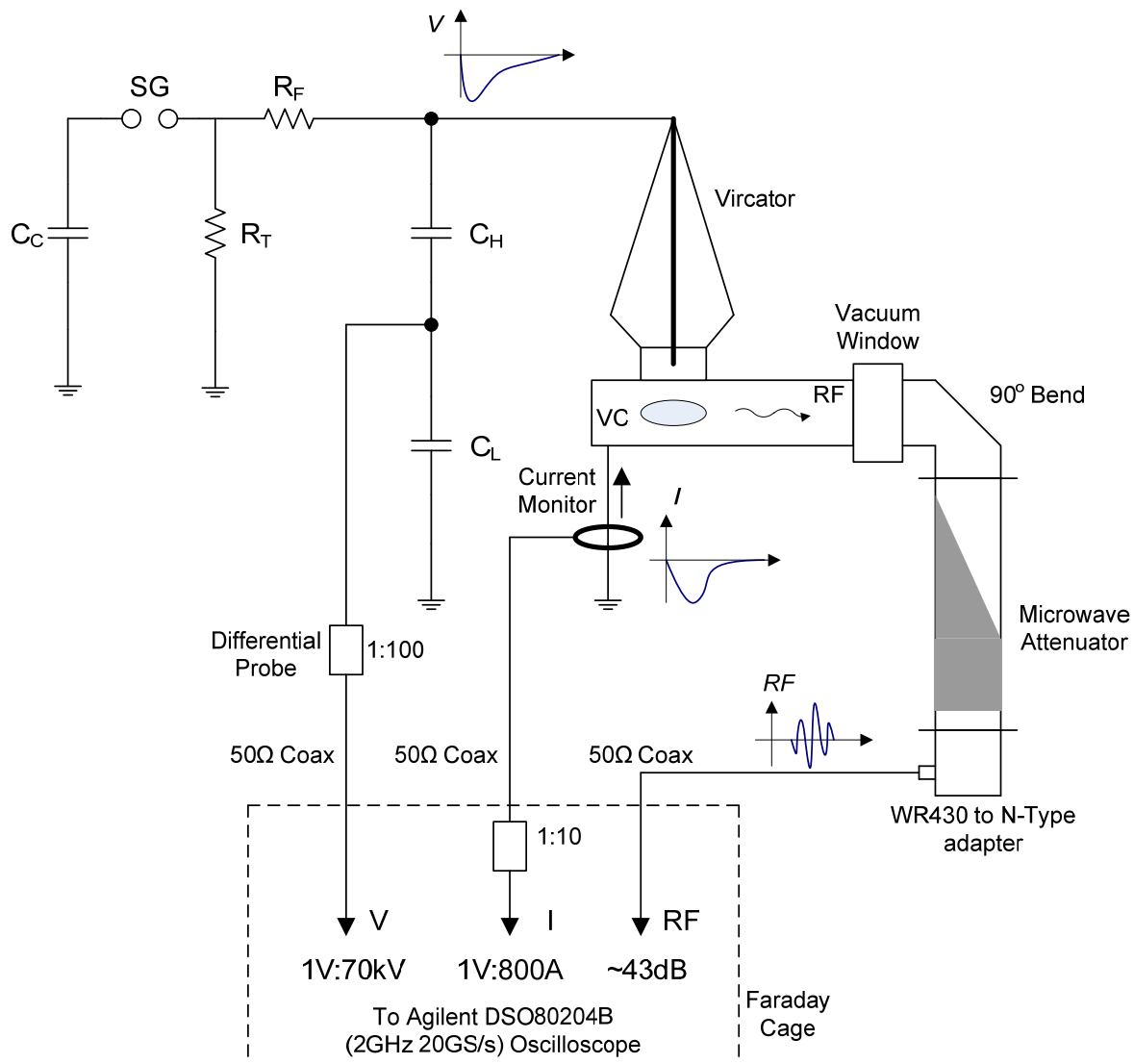
$$P_1 = P_2 \left(\frac{S + C_{tot}}{C_{tot}} \right). \quad (6.7)$$

Αφού $S=100\text{lt/s}$, και $C_{tot}=0.17\text{ lt/s}$, προκύπτει $P_1 \cong 600P_2$. Δεδομένου ότι υπερεκτιμούμε την αγωγιμότητα του δικτύου σωληνώσεων, θεωρούμε ότι η πίεση στη λυχνία είναι περίπου τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την πίεση που παρουσιάζεται στην αντλία ιονισμού. Από τη σειρά δοκιμών του κενού στη λυχνία διαπιστώθηκε ότι το χαμηλότερο σημείο λειτουργίας της αντλίας ιονισμού είναι με ρεύματα της τάξης των 0.16mA (160μA), που αντιστοιχούν σε μία πίεση $1.6 \cdot 10^{-8}\text{Torr}$. Συνεπώς το κενό στον κυματοδηγό είναι της τάξης των $10^{-5} \sim 2 \cdot 10^{-5}\text{Torr}$, το οποίο κρίνεται επαρκές για τη λειτουργία της λυχνίας. Αξίζει να σημειωθεί ότι μετά από κάθε παλμό, η αποβολή αερίων από την κάθοδο και την άνοδο είναι αρκετά μεγάλη, ώστε απαιτούνται περίπου 5min για την επαναφορά της πίεσης στα προηγούμενα επίπεδα. Μάλιστα, καταγραφή της πίεσης μετά από κάθε κρούση, με χρήση του thermocouple gauge, έδειξε απελευθέρωση αερίων που προκαλούν αύξηση της πίεσης από 0.2mTorr μέχρι 2mTorr κατά περίπτωση, γεγονός που επηρεάζεται, όπως μπορούμε να αντιληφθούμε, από την καθαρότητα των επιφανειών, το υλικό των ηλεκτροδίων, το εμβαδό της καθόδου και άλλους παράγοντες.

6.2. Μετρητική Διάταξη

Για να εξάγουμε συμπεράσματα σχετικά με τη συμπεριφορά της λυχνίας, μετράμε την τάση, το ρεύμα αλλά και το μικροκυματικό σήμα απευθείας σε έναν παλμογράφο εύρους ζώνης 2GHz και δειγματοληψίας 20GSamples/s, τον DSO80204B της Agilent ([130]). Η τάση από την κρουστική γεννήτρια οδηγείται στη λυχνία-δοκίμιο και ταυτόχρονα σε έναν χωρητικό καταμεριστή, στον οποίο υποβιβάζεται η υψηλή τάση με λόγο 1:420. Ο πυκνωτής υψηλής τάσης του χωρητικού καταμεριστή είναι 1200pF/140kV και ο πυκνωτής χαμηλής είναι 504nF. Η τάση του χωρητικού καταμεριστή διαιρείται περαιτέρω από ένα διαφορικό probe με λόγο 1:100 και οδηγείται στον παλμογράφο σε θύρα 50Ω. Το probe υποβιβασμού της

τάσης που χρησιμοποιείται είναι το MD200 της Schaffner ([131]), με bandwidth 70MHz και άγνωστη αντίσταση εξόδου, το οποίο είναι σχεδιασμένο να οδηγεί το σήμα του σε high-impedance παλμογράφους. Η καταγραφή του σήματος του probe από 50Ω παλμογράφο έχει σαν αποτέλεσμα την επιπλέον διαίρεση της τάσης περίπου στο μισό. Από παράλληλες δοκιμές σε high-impedance και στον 50Ω παλμογράφο, διαπιστώθηκε ότι η βύθιση της τάσης λόγω της οδήγησης σε μικρή αντίσταση φορτίου έχει συντελεστή περίπου 0.6, συνεπώς, η τάση της λυχνίας καταγράφεται στον παλμογράφο υποβιβασμένη κατά **70000 φορές** (λόγος 42000/0.6).

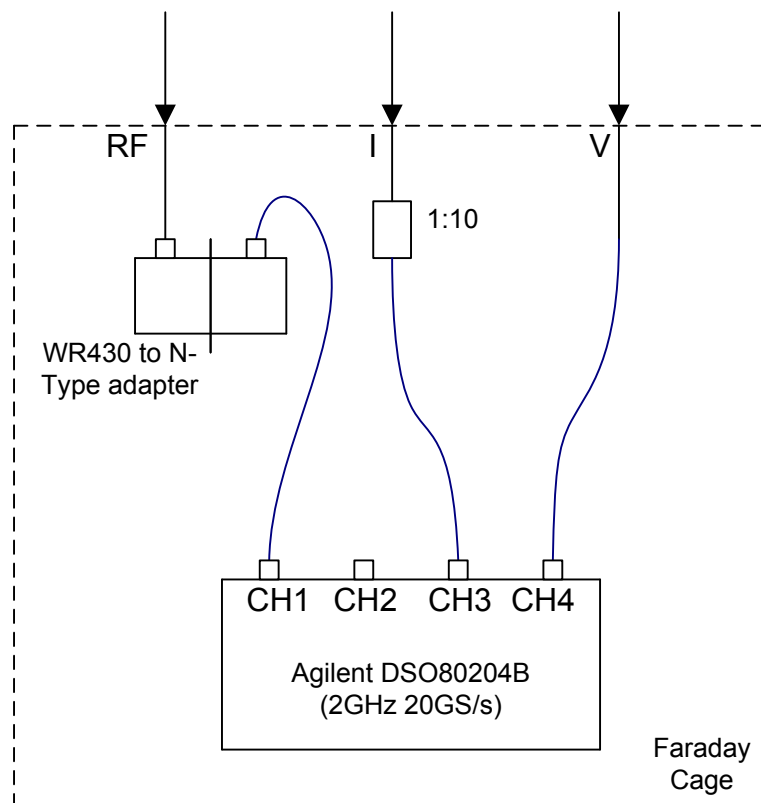


Εικ. 6.5: Το διάγραμμα της μετρητικής διάταξης του πρώτου σταδίου πειραμάτων του Viricator

Το ρεύμα, που μετράται, είναι το ρεύμα γείωσης της λυχνίας, και καταγράφεται μέσω ενός μετασχηματιστή ρεύματος (current monitor). Πρόκειται για το μετασχηματιστή ρεύματος 1025 της Pearson Electronics ([132]), με Bandwidth 4MHz, μέγιστου ρεύματος 20kA και συντελεστή μετασχηματισμού 25Volt/1kA σε ανοικτό φορτίο. Στα 50Ω η σχέση αυτή, σύμφωνα με τον κατασκευαστή, γίνεται η μισή, δηλαδή 12.5V/1kA. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται επιπλέον ένας εξασθενητής 10:1 (20dB), ώστε να υποβιβάσει το σήμα στην τάξη των 1.25V για κάθε 1kA διερχόμενου ρεύματος. Με άλλα λόγια, ο λόγος μετασχηματισμού

είναι **1V/800A** ρεύματος. Το σήμα αυτό οδηγείται στο δεύτερο κανάλι του ίδιου ψηφιακού παλμογράφου. Τέλος, το μικροκυματικό σήμα, αφού υποστεί εξασθένηση μέσω του μικροκυματικού φορτίου στην έξοδο της λυχνίας, οδηγείται μέσω ομοαξονικού καλωδίου στο τρίτο κανάλι του παλμογράφου, όπου και καταγράφεται για εύρος από 1.4GHz (αποκοπή του WR430 κυματοδηγού) μέχρι τα ~2GHz, που είναι το αναλογικό bandwidth του παλμογράφου. Η εξασθένηση είναι μεταβλητή με τη συχνότητα και μεταβάλλεται, όπως απεικονίζεται στο διάγραμμα της Εικ. 5.28, με μία μέση τιμή της τάξης των **43dB**, αν υπολογίσουμε τις συνολικές απώλειες του ομοαξονικού καλωδίου που χρησιμοποιείται από τη λυχνία μέχρι το σύστημα καταγραφής.

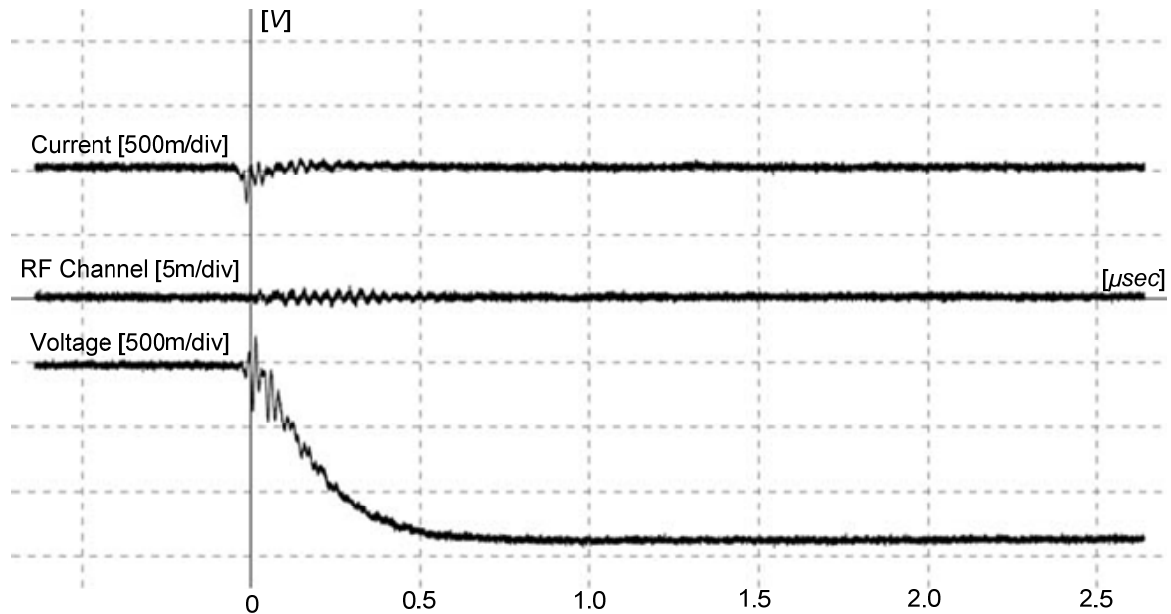
Τα τρία κανάλια, RF, ρεύμα και τάση, οδηγούνται αντίστοιχα στα κανάλια CH1, CH3 και CH4 του παλμογράφου DSO80204B της Agilent, ο οποίος βρίσκεται μέσα σε θωρακισμένο κλωβό και τροφοδοτείται από μετασχηματιστή απομόνωσης 220/220V. Μέσα στον κλωβό υπάρχει επίσης μία διάταξη δύο WR430-to-N-Type προσαρμογέων συνδεδεμένων μαζί (back-to-back), ώστε το μικροκυματικό σήμα να υφίσταται ακόμα ένα υψιπερατό φίλτράρισμα με κάτω συχνότητα αποκοπής τα 1.4GHz. Η διάταξη εντός του κλωβού φαίνεται σχηματικά στην Εικ. 6.6.



Εικ. 6.6: Η μετρητική διάταξη μέσα στον κλωβό Faraday, στο Εργ. Υψηλών Τάσεων ΕΜΠ.

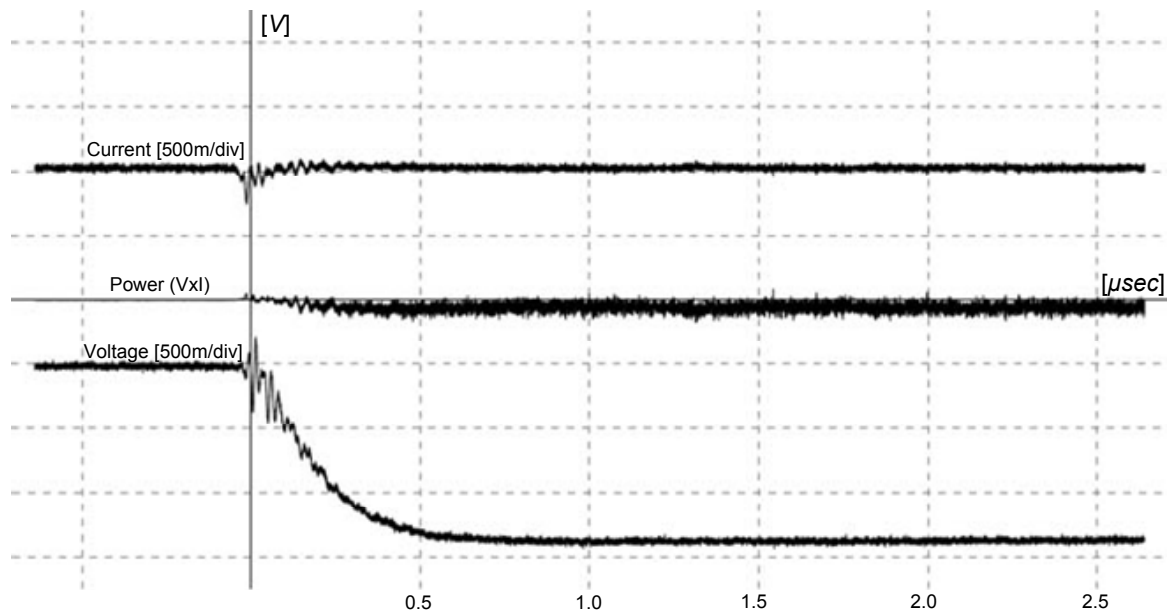
Από τις δοκιμές διαπιστώθηκε ότι οι γειώσεις και οι θωρακίσεις είναι εξέχουσας σημασίας για μετρήσεις κοντά σε υψηλή τάση. Πλήθος καλωδίων, συνδέσμων και προσαρμογέων δοκιμάστηκαν και αλλάχτηκαν, προτού τα σήματα που λαμβάνονται, να είναι κατά το δυνατόν καθαρά και απαλλαγμένα από παρασιτικά και μεταβατικά φαινόμενα, που οφείλονται στην κρουστική διάταξη καθαυτή αλλά και την τράπεζα χειρισμών. Τα ομοαξονικά καλώδια, εκτός αλλά και εντός (!) του κλωβού, επηρεάζονται σημαντικά, εάν δεν έχουν πολύ καλή θωράκιση και εάν δεν είναι πολύ καλά σφιγμένες οι συνδέσεις, στα σημεία που παρεμβάλλονται εξασθενητές, probes, μετατροπείς και άλλοι σύνδεσμοι. Προκειμένου να επιλυθούν

όλα τα προβλήματα θωράκισης καταναλώθηκαν πολλές ημέρες σε δοκιμές των καταγραφόμενων σημάτων και συγκρίσεις του κάθε καναλιού χωριστά, καθώς και συνδυασμών μεταξύ τους, μέχρι να επιβεβαιωθεί ότι τα κανάλια μετράνε ορθά, χωρίς να επηρεάζονται, παρά μόνο σε μικρό βαθμό, από τη διάταξη της υψηλής τάσης.



Εικ. 6.7: Λαμβανόμενα σήματα Τάσης, Ρεύματος και Εξόδου λυχνίας, για κρουστική τάση δοκιμής $\sim 100\text{kV}$.

Στην παραπάνω εικόνα φαίνεται η καταγραφή μίας τυπικής μέγιστης δυνατής κρούσης, με τη λυχνία ασύνδετη από την υψηλή τάση. Η διάταξη και το μετρητικό σύστημα είναι πλήρως εγκατεστημένα, ωστόσο ο Vircator είναι στον «αέρα». Η τάση καταγράφεται με μέγιστη τιμή 1.463Volt, σήμα που αντιστοιχεί σε κρουστική τάση πλάτους 102kV. Το κανάλι του ρεύματος καταγράφει ένα μικρό σχετικά σήμα στην αρχή της κρουστικής τάσης, το οποίο ενδεχομένως οφείλεται σε ρεύματα μετατόπισης κατά τη στιγμή της εκκένωσης. Το σήμα αυτό έχει τιμή 250mV, που αντιστοιχεί σε ρεύματα της τάξης των 200A. Σε αυτό ενδεχομένως προστίθεται η παρεμβολή της διάταξης υψηλής τάσης στο κανάλι καταγραφής. Τέλος, βλέπουμε το κανάλι του μικροκυματικού σήματος, που αποτελεί και το κανάλι για το οποίο έγινε η μεγαλύτερη μέριμνα σχετικά με τις εξωτερικές παρεμβολές. Σε μία τυπική κρούση μεγίστου πλάτους, ο θόρυβος που παρατηρείται στο κανάλι του RF είναι πολύ μικρός, περίπου 1mV. Στην ιδανική περίπτωση, αφού η λυχνία είναι ασύνδετη, δεν θα έπρεπε να παρατηρείται καθόλου σήμα στο κανάλι αυτό, κάτι που είναι πρακτικά μη επιτεύξιμο. Από το θόρυβο και τα offsets των καναλιών της τάσης και του ρεύματος, η ισχύς που υπολογίζεται ως η προσφερόμενη στη δίοδο της λυχνίας έχει μία εκτιμώμενη τελική αβεβαιότητα της τάξης του 1MW, στην περίπτωση της κρουστικής τάσης με πλάτος $\sim 75\text{kV}$, και 2MW, στην περίπτωση της κρουστικής τάσης με πλάτος $\sim 100\text{kV DC}$.

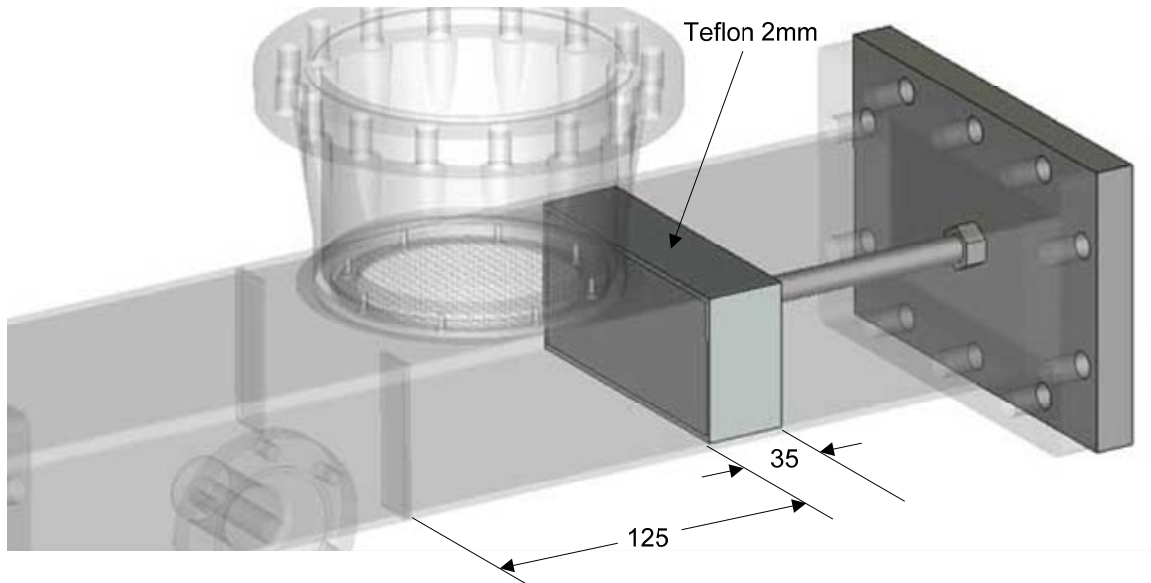


Εικ. 6.8: Λαμβανόμενα σήματα Τάσης, Ρεύματος και γινόμενο αυτών, για κρουστική τάση δοκιμής $\sim 100\text{kV}$. Ο θόρυβος του γινομένου αντιστοιχεί σε αβεβαιότητα ισχύος περίπου 2MW .

6.3. Δοκιμές Λυχνίας

Είδαμε σε προηγούμενες παραγράφους (Παρ. 5.3, 6.1), τον έλεγχο της λυχνίας από πλευράς στεγανότητας και μέγιστου πρακτικά επιτυγχανόμενου κενού. Η λυχνία ελέγχθηκε για διαρροές με σύστημα He leak detection και επιβεβαιώθηκε ότι μετά από ικανοποιητική απαλλαγή προσροφημένων αερίων, το κενό φτάνει τα επίπεδα των 10^{-5}Torr στον κυματοδηγό. Η πίεση αυτή είναι η εκτίμηση που γίνεται με βάση την αντλητική ικανότητα της Ion Pump που χρησιμοποιείται, την πίεση εντός αυτής και τη συνολική αγωγιμότητα των σωληνώσεων, που χρησιμοποιούνται για τη σύνδεση λυχνίας-αντλίας. Το κενό αυτό κρίνεται επαρκές για τη λειτουργία του Viricator, αφού έχουμε δει πως στη βιβλιογραφία αναφέρονται επίπεδα κενού από 10^{-4} μέχρι 10^{-7}Torr , ενώ ακόμα και μέχρι τα 10^{-3}Torr φαίνεται πως η μικροκυματική ισχύς δεν επηρεάζεται. Είδαμε ακόμη ότι η λυχνία σχεδιάστηκε με δύο πετάσματα, ώστε να σχηματίζεται μία κοιλότητα μεταβλητού μήκους κατά τον z-άξονα του κυματοδηγού. Τοποθετήθηκε ένα βραχυκύκλωμα στην πίσω πλευρά, έτσι ώστε το μήκος της κοιλότητας να είναι 125mm , προκειμένου να επιβάλλουμε μία ιδιοσυχνότητα συντονισμού στην εικονική κάθοδο, στην περιοχή των 1.8GHz (βλ. Εικ. 6.9).

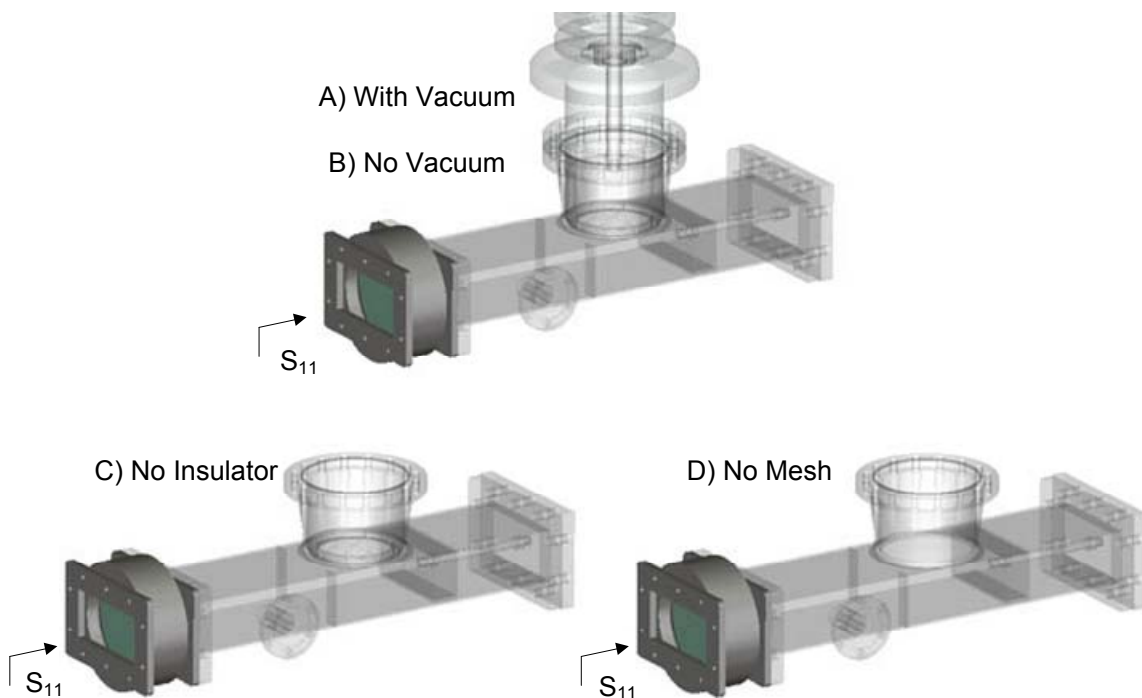
Στη συνέχεια θα περιγράψουμε τις δοκιμές που αφορούν τη λυχνία, όσον αφορά τις μικροκυματικές της παραμέτρους, αλλά και τις διάφορες ισχείς που τελικά καταγράφηκαν, οδηγώντας τη λυχνία με τη VDE-β μονοβάθμια κρουστική γεννήτρια των 140kV .



Εικ. 6.9: Το εσωτερικό του κυματοδηγού του Vircator, με την κοιλότητα που σχηματίζεται.

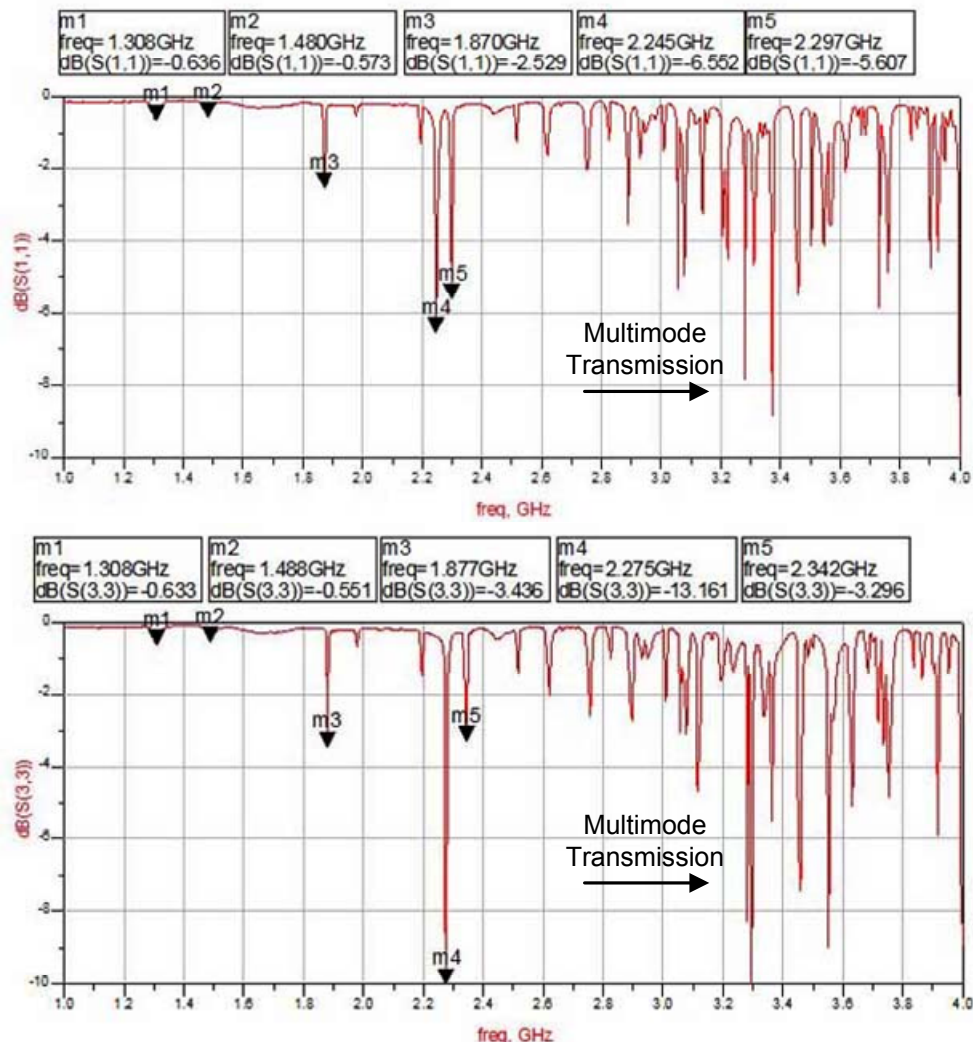
6.3.1. *S-Παράμετροι του Vircator*

Η λυχνία ελέγχθηκε ως προς το συντελεστή ανάκλασης S_{11} , όταν βλέπουμε από το μικρο-κυματικό παράθυρο προς τον κυματοδηγό. Χρησιμοποιώντας αναλυτή δικτύου (network analyzer), μετρήσαμε το συντελεστή ανάκλασης με τη λυχνία εν κενώ, χωρίς κενό, χωρίς το μονωτήρα αλλά και χωρίς την άνοδο (βλ. Εικ. 6.10). Τα αποτελέσματα δείχνουν μικρές διαφοροποιήσεις με κενό και χωρίς κενό, αλλά πιο έντονες διαφορές, όταν δεν υπάρχει ο μονωτήρας. Είναι αναμενόμενο, όταν απομακρύνουμε το πλέγμα της ανόδου, ο συντελεστής ανάκλασης να αλλάζει εντελώς συμπεριφορά.



Εικ. 6.10: Μετρήσεις S_{11} στη λυχνία.

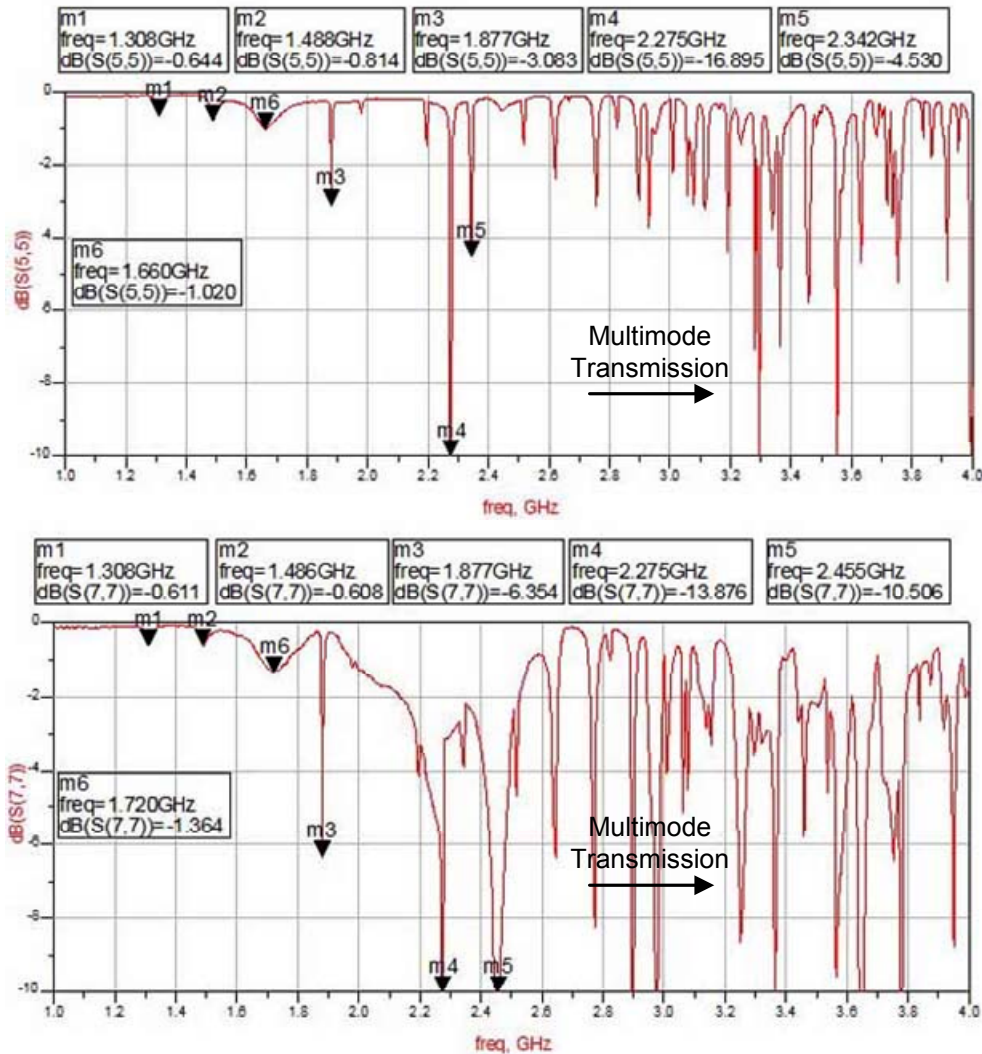
Στις περιπτώσεις Α) και Β), η επίδραση του κενού περιορίζεται στο να μετατοπίζει ελαφρώς ορισμένες χαρακτηριστικές συχνότητες συντονισμών, αφού ουσιαστικά μεταβάλλει ελαφρά τις διαστάσεις του κυματοδηγού, λόγω της εξωτερικής ατμοσφαιρικής πίεσης. Για παράδειγμα, όταν η λυχνία βρίσκεται σε κενό, εμφανίζονται ασθενώς οι δύο γνωστές συχνότητες μετάβασης, αφενός του παραθύρου (βλ. Εικ. 5.23), αφετέρου του κυματοδηγού, στα 1.308 και 1.480GHz αντίστοιχα, ενώ η συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας παρατηρείται στα 1.870GHz. Δύο επιπλέον χαρακτηριστικές συχνότητες άγνωστης προέλευσης παρατηρούνται στα 2.245GHz και 2.297GHz (βλ. διάγραμμα Εικ. 6.11 άνω). Όταν η λυχνία έρθει σε ατμοσφαιρική πίεση, η συχνότητα μετάβασης του παραθύρου εξακολουθεί να φαίνεται στα 1.308GHz, η συχνότητα μετάβασης του κυματοδηγού εμφανίζεται στα 1.488GHz και η συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας παρουσιάζεται στα 1.877GHz. Ελαφρώς έχουν μετατοπιστεί τα βυθίσματα στα 2.275GHz και 2.342GHz (βλ. διάγραμμα Εικ. 6.11 κάτω).



Εικ. 6.11: Μετρήσεις S_{11} στη λυχνία με κενό (επάνω) και χωρίς κενό (κάτω).

Αφαιρώντας το μονωτήρα διέλευσης, παρουσιάζεται ένα επιπλέον βύθισμα στα 1.488GHz, με αρκετά μεγάλο εύρος ζώνης, το οποίο πιθανόν να οφείλεται στην κυκλική υποδοχή της ανόδου, η οποία πλέον δεν κάνει απόλυτη επαφή με τον κυματοδηγό (βλ. διάγραμμα Εικ. 6.12 άνω). Τα βυθίσματα στα 2.275GHz και στα 2.342GHz εξακολουθούν να

εμφανίζονται στις ίδιες συχνότητες. Απομακρύνοντας, τέλος, το πλέγμα της ανόδου, μία σημαντική διάδοση εμφανίζεται για συχνότητες πάνω από 2GHz, η οποία δικαιολογείται από τη διαρροή του μικροκυματικού σήματος προς την κυκλική σπή της πάνω πλευράς του κυματοδηγού (βλ. διάγραμμα Εικ. 6.12 κάτω). Για τη συγκεκριμένη μέτρηση χρησιμοποιήθηκε το πλέγμα “No.1”, με 30 οπές ανά τετραγωνική ίντσα, πάχος σύρματος 0.26mm και ελεύθερη επιφάνεια 48%.



Εικ. 6.12: Μετρήσεις S_{11} στη λυχνία χωρίς το μονωτήρα (επάνω) και χωρίς το μονωτήρα και το πλέγμα ανόδου (κάτω).

Το σημαντικότερο συμπέρασμα από αυτές τις μετρήσεις αποτελεί η παρατήρηση ότι η συχνότητα των $\sim 1.87\text{GHz}$ εμφανίζεται πάντα και σχεδόν ταυτίζεται με τη συχνότητα συντονισμού κοιλότητας $125\text{mm} \times 109\text{mm} \times 54.6\text{mm}$ (125mm κυματοδηγού WR430). Σύμφωνα με το Microwave Studio της CST, η συχνότητα αυτή είναι 1.82GHz (βλ. και Εικ. 5.8). Το γεγονός αυτό υποδηλώνει την παρουσία ενός μικρού Q στην κοιλότητα συντονισμού και κάποια απορρόφηση ισχύος από τα τοιχώματα, αλλά και το βραχυκύκλωμα της πίσω πλευράς, το οποίο, όπως έχουμε δει, είναι ένα παραλληλεπίπεδο κομμάτι αλουμινίου με μήκος 35mm , επενδεδυμένο με Teflon πάχους 2mm , μέσω του οποίου υπάρχει κάποια όδευση μικροκυματικού σήματος προς τα πίσω.

6.3.2. Δοκιμές με Μονοβάθμια Κρουστική Γεννήτρια

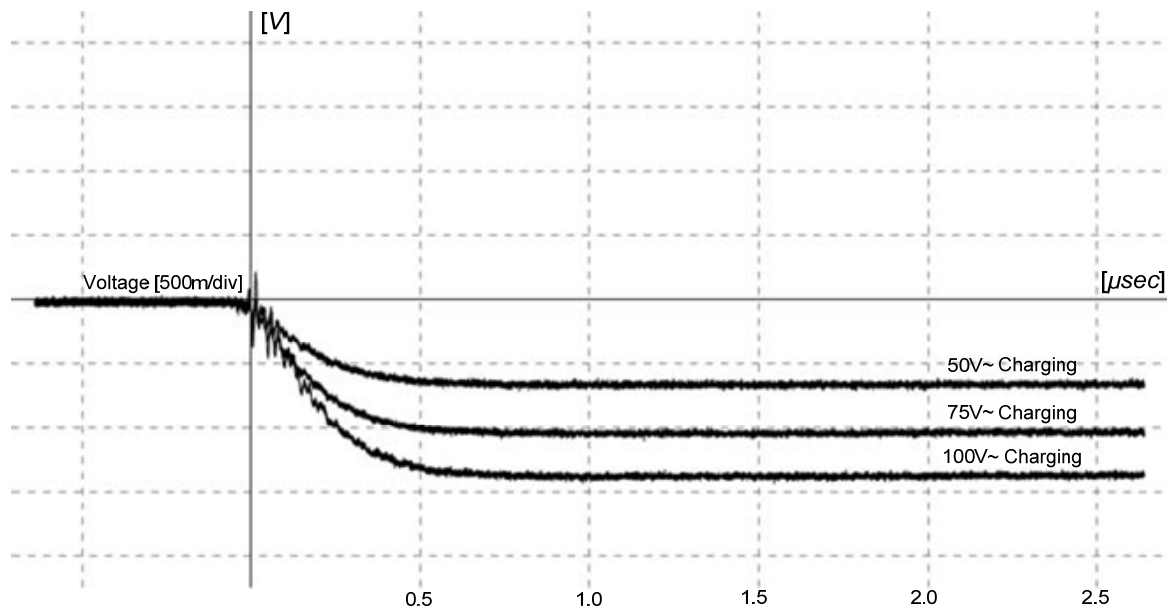
Οι πρώτες δοκιμές του Vircator έγιναν με τη διάταξη VDE-β, που έχουμε περιγράψει στα προηγούμενα (βλ. Παρ. 5.5), με αντίσταση μετώπου $R_F=208\Omega$, πυκνωτή φόρτισης $C_C=6000\text{pF}$ και πυκνωτή φορτίου $C_L=1200\text{pF}$, διαμορφωμένο ταυτόχρονα και σαν χωρητικό καταμεριστή, με χωρητικότητα χαμηλής τάσης 504nF (λόγος καταμερισμού 1:420). Η διάταξη αυτή μπορεί να οδηγήσει τη λυχνία με μέγιστη κρουστική τάση 115kV , με χρόνο ανόδου 10%-90% περίπου ίσο με 500nsec και κρουστικό ρεύμα, το οποίο στο μεγαλύτερο μέρος παρέχεται από το χωρητικό καταμεριστή και εν γένει εξαρτάται από τη μεταβατική αντίσταση που παρουσιάζει το διάκενο ανόδου-καθόδου της λυχνίας.



Εικ. 6.13: Πειραματική Διάταξη με Κρουστική Γεννήτρια VDE-β.

Οι δοκιμές στη λυχνία έγιναν με διάφορους συνδυασμούς καθόδων και ανόδων, τους οποίους θα περιγράψουμε στη συνέχεια. Η πρακτική ήταν να καταγράφονται τα χαρακτηριστικά μεγέθη της λυχνίας, για εναλλασσόμενη τάση οδήγησης από την τράπεζα χειρισμών ίση με ~ 50 , ~ 75 και $\sim 100\text{V AC}$. Η οδήγηση αυτή ισοδυναμεί με DC τάση φόρτισης του πυκνωτή C_C ίση με $\sim 64\text{kV}$, $\sim 96\text{kV}$ και $\sim 128\text{kV}$ αντίστοιχα. Με δεδομένο το συντελεστή απόδοσης τάσης της κρουστικής διάταξης, 0.81 (βλ. Παρ. 5.5), η λυχνία οδηγείτο με κρουστική τάση $\sim 52\text{kV}$, $\sim 78\text{kV}$ και $\sim 104\text{kV}$, μορφής 0.6/50. Η δίοδος της λυχνίας, ανάλογα με τη διαμόρφωση του διακένου, τύχαινε πολλές φορές να αντέχει την τάση του πρώτου ή και του δεύτερου επιπέδου φόρτισης. Για ορισμένες μόνο διαμορφώσεις, όπως τη σφαιροειδή κάθοδο σε απόσταση $d=25\text{mm}$ από την άνοδο ή την κυλινδρική κάθοδο με ομόκεντρες αυλακώσεις, τύχαι-

νε να παρατηρείται ανοχή του διακένου ακόμα και στην κρουστική τάση των $\sim 104\text{kV}$. Στην ακόλουθη εικόνα φαίνονται οι τρεις τυπικά χρησιμοποιούμενες κρουστικές τάσεις, οι οποίες προκύπτουν με τάση φόρτισης πρωτεύοντος ίση με 50, 75 και 100V AC. Οι κρουστικές που απεικονίζονται εδώ έχουν πλάτος 52kV, 79kV και 102kV αντίστοιχα. Κάποια μεταβατικά φαινόμενα, που παρατηρούνται στην αρχή των αξόνων, οφείλονται εν γένει στην υψηλότερη στάθμη φόρτισης και είναι τυπικό φαινόμενο για εναέριες κρουστικές διατάξεις.



Εικ. 6.14: Οι τρεις χρησιμοποιούμενες κρουστικές τάσεις δοκιμής.

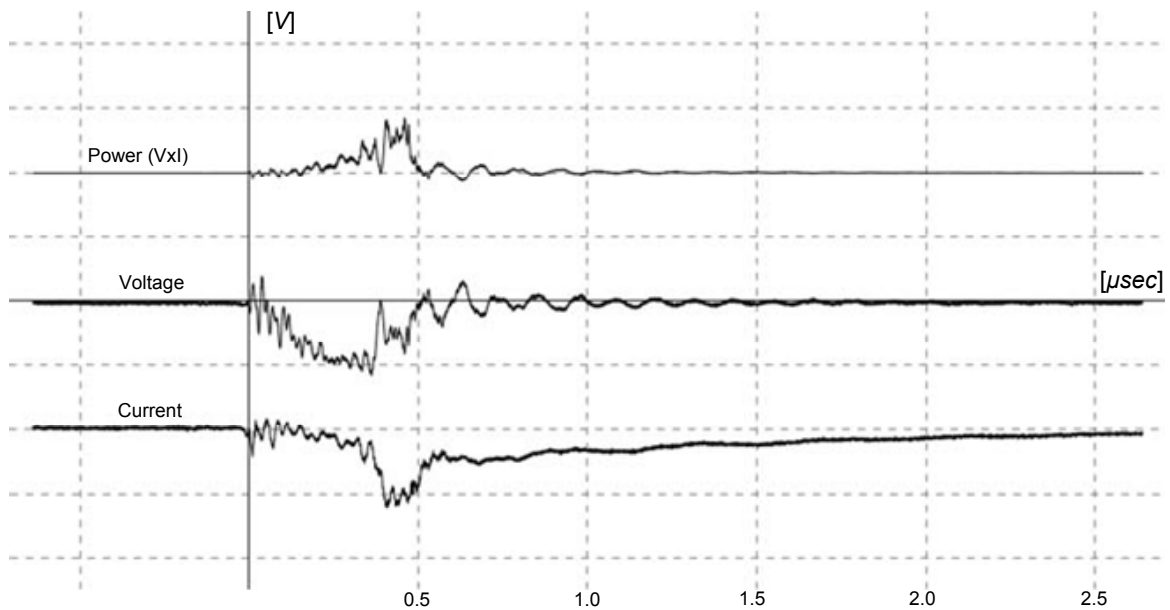
Η οδήγηση από την κρουστική των $\sim 104\text{kV}$ έχει δώσει μέσες τιμές παρατηρούμενων μεγίστων από 50kV μέχρι πλήρη τιμή μεγίστου, στις περιπτώσεις που η διάσπαση γίνεται στην ουρά της κρουστικής τάσης. Επίσης, τα ρεύματα που παρατηρούνται έχουν τιμές από 700A μέχρι και πάνω από 2kA, ανάλογα με τη διαμόρφωση της διόδου. Στον Πιν. 6.4 συμπεριλαμβάνονται ορισμένα τυπικά μεγέθη τάσης και ρεύματος της λυχνίας, για οδήγηση από πυκνωτή φορτισμένο στα $\sim 128\text{kV}$ και συνεπώς από κρουστική τάση πλάτους $\sim 104\text{kV}$ (τάση πρωτεύοντος $\sim 100\text{V AC}$).

Πιν. 6.4: Παρατηρούμενα Μέγιστα Τάσης-Ρεύματος Λυχνίας ($V_C=128\text{kV}$, $V_K=104\text{kV}$)

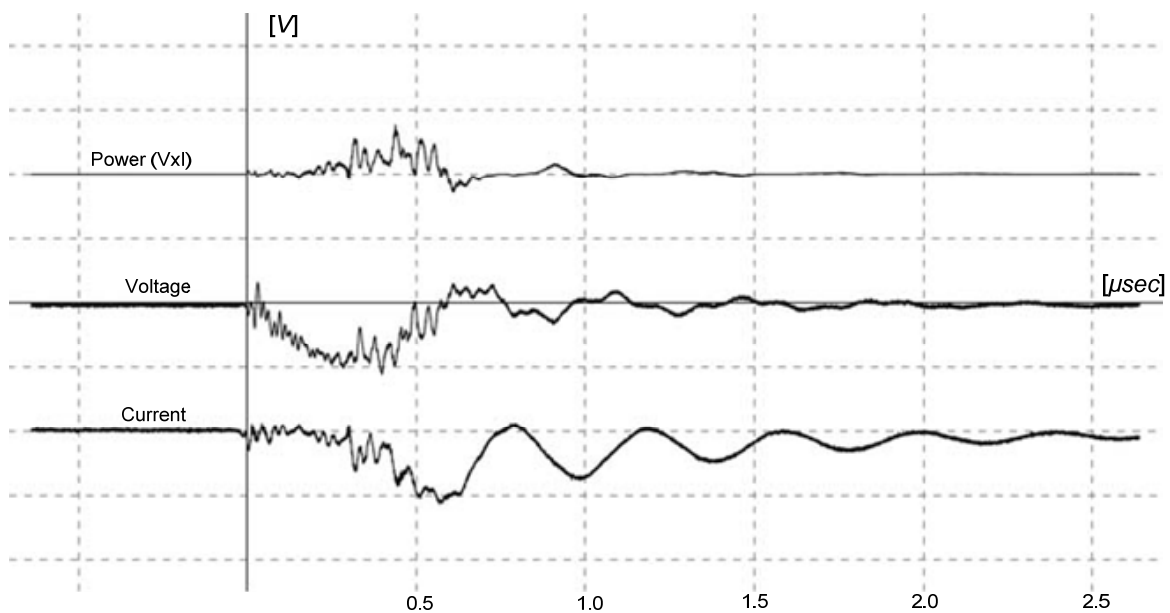
Διαμόρφωση	$\langle V_{\max} \rangle$ [kV]	$\langle I_{\max} \rangle$ [A]
Pin Cathode, $d_{AK}=15\text{mm}$	~ 56	~ 900
Pin Cathode, $d_{AK}=25\text{mm}$	~ 75	~ 1000
Velvet Cathode, $d_{AK}=15\text{mm}$	~ 64	~ 900
Velvet Cathode, $d_{AK}=25\text{mm}$	~ 70	~ 1000
Multipin Cathode, $d_{AK}=15\text{mm}$	~ 85	~ 1600
Ridged Cathode, $d_{AK}=15\text{mm}$	~ 100	~ 2000

Η μέγιστη τάση παρατηρείται πριν αρχίσει να καταρρέει η διάδος του Vircator. Το μέγιστο ρεύμα εμφανίζεται αρκετά αργότερα, όταν έχει επέλθει πλήρης γεφύρωση του διακένου από πλάσμα. Τη στιγμή αυτή, η τάση της διόδου είναι αρκετά χαμηλότερη από τη μέγιστη και, επομένως, η μέγιστη τιμή της τάσης και του ρεύματος ξεχωριστά είναι μεγέθη χωρίς μεγάλη σημασία. Όπως θα δούμε, οι κυματομορφές τάσης και ρεύματος φανερώνουν

πολλές χρήσιμες πληροφορίες για τη συμπεριφορά του διακένου, όταν εξετάζονται από κοινού. Οι πληροφορίες, που μπορούν να εξαχθούν, είναι η μέγιστη ισχύς που παρέχεται στη διάταξη, ως το γινόμενο της τάσης με το ρεύμα, αλλά και η αντίσταση που εμφανίζει η διάδος, καθώς εξελίσσεται η κατάρρευση του διακένου. Για παράδειγμα, παραθέτουμε δύο καταγραφές που αφορούν την τάση και το ρεύμα της λυχνίας, όπως επίσης και το μεταξύ τους γινόμενο, για διαμόρφωση της διόδου με κάθοδο τύπου ακίδας, με απόσταση A-K ίση με 25mm. Οι κυματομορφές που παρουσιάζονται ακολούθως έχουν συντελεστές $\sim 70000\text{V/V}$ για την τάση, 800A/V για το ρεύμα, 56MW/V για την ισχύ της διόδου.



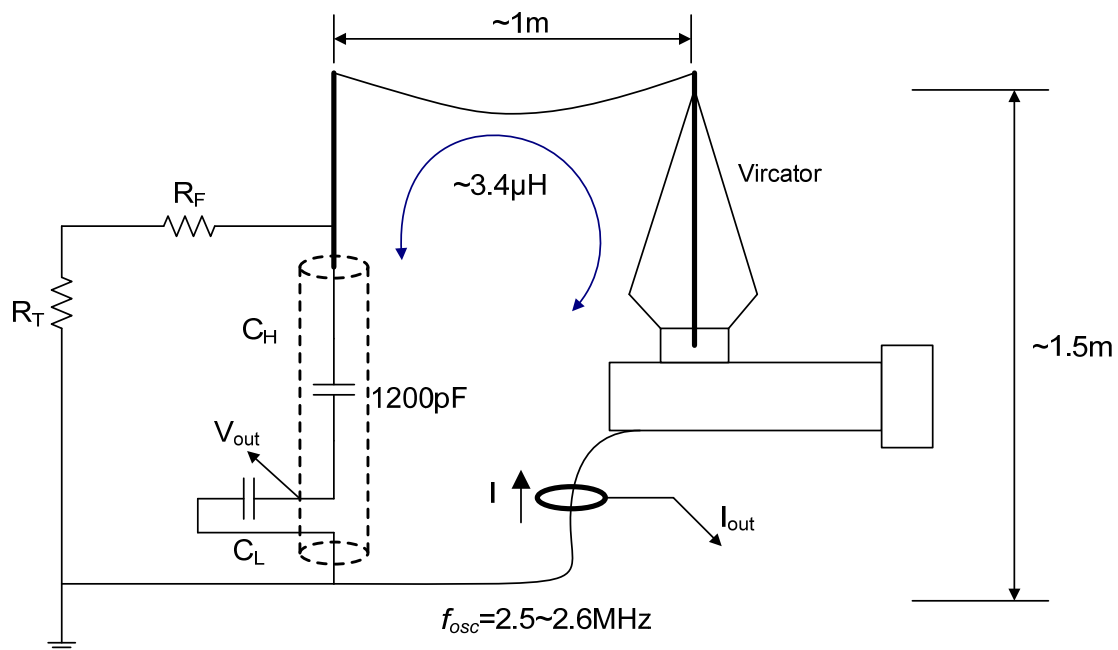
Εικ. 6.15: Τάση, Ρεύμα και Ισχύς Διόδου, Περίπτωση 1. ($I_{\max}=980\text{A}$, $V_{\max}=81\text{kV}$, $P_{\max}=47\text{MW}$). Κάθοδος Ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$.



Εικ. 6.16: Τάση, Ρεύμα και Ισχύς Διόδου, Περίπτωση 2. ($I_{\max}=910\text{A}$, $V_{\max}=78\text{kV}$, $P_{\max}=43\text{MW}$). Κάθοδος Ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$.

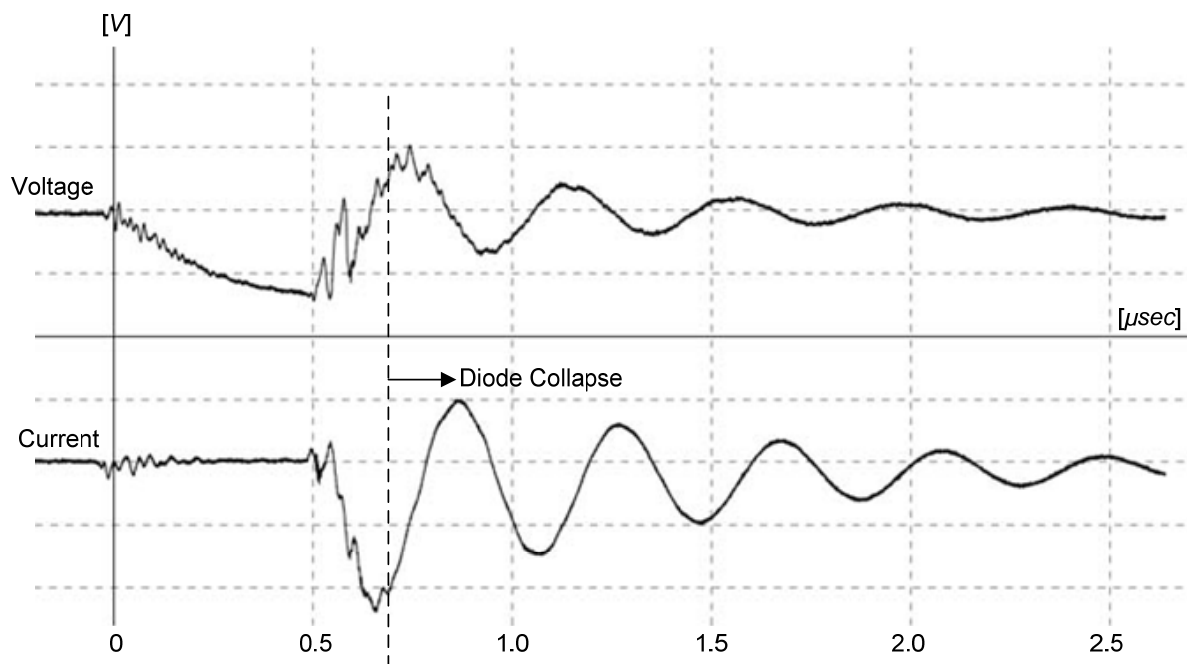
Από τις δύο χαρακτηριστικές καταγραφές, μπορούμε να παρατηρήσουμε δύο συμπεριφορές, μία ομαλά αποσβεννύμενη οδήγηση της διόδου καθώς και μία ταλαντούμενη. Στην πρώτη περίπτωση (Εικ. 6.15), η τάση (κεντρικό σήμα) ανεβαίνει μέχρι τη στιγμή που ξεκινάει η κατάρρευση του διακένου, οπότε, στα 0.4μsec περίπου, το ρεύμα ανεβαίνει ραγδαία και η τάση μειώνεται. Για 100nsec περίπου, το ρεύμα παραμένει γύρω στα 900A, ενώ η τάση έχει καταπιεστεί σημαντικά και μετά από τα 500nsec παραμένει ταλαντευόμενη γύρω από το μηδέν. Το ρεύμα, μετά τα 500nsec, ακολουθεί σταδιακή απόσβεση και πρόκειται για το ρεύμα του πυκνωτή C_C , ο οποίος εκφορτίζεται σταδιακά μέσω της αντίστασης μετώπου R_F των 208Ω και της, γεφυρωμένης από πλάσμα, διόδου της λυχνίας. Η μέγιστη ισχύς στη δίοδο είναι της τάξης των 47MW και παρατηρείται όταν το ρεύμα τείνει να λάβει τη μέγιστή του τιμή και πριν ακόμα η τάση καταρρεύσει εντελώς.

Στη δεύτερη περίπτωση, και ενώ η δίοδος είναι ακόμα ευθέως πολωμένη, η μέγιστη τάση φτάνει τα 78kV, το ρεύμα τα 910A και η μέγιστη ισχύς στη δίοδο είναι 43MW. Ωστόσο, στην κρούση αυτή (Εικ. 6.16), η κατάσταση είναι λίγο διαφορετική. Η τάση σταδιακά ανεβαίνει στη δίοδο και σε κάποιο σημείο, γύρω στα 300nsec, ξεκινά η κατάρρευση του διακένου. Η τάση μειώνεται, ενώ το ρεύμα διαρκώς αυξάνεται, μέχρι τα 600nsec περίπου, οπότε η τάση στη λυχνία αναστρέφεται, λόγω της γεφύρωσης της διόδου και της αυτεπαγωγής που εμφανίζει το κύκλωμα κρουστικής διάταξης και λυχνίας. Στο σημείο εκείνο, το ρεύμα φαίνεται να ακολουθεί πλέον μία νέα συμπεριφορά, με μία πολύ ομαλή ταλάντωση. Η συμπεριφορά αυτή, η οποία παρατηρείται αρκετά συχνά, όταν η τάση στη δίοδο καταρρεύσει γρήγορα, οφείλεται στην απότομη επιβολή ταλαντώσεων κλειστού βρόχου μεταξύ του χωρητικού καταμεριστή και της διόδου της λυχνίας. Αυτό το φαινόμενο παρατηρείται και σε άλλα πειράματα με Vircators, στις κυματομορφές τάσης και ρεύματος ([46], [119]), εξαιτίας της ισχυρής αυτεπαγωγής του βρόχου λυχνίας-χωρητικού στοιχείου. Στη δική μας πειραματική διάταξη με την κρουστική γεννήτρια VDE-β, οι ταλαντώσεις αυτές, όταν παρατηρούνται, έχουν πάντα την ίδια περίοδο, λίγο μικρότερη από 400nsec, δηλαδή μία συχνότητα λίγο μεγαλύτερη από 2.5MHz.



Εικ. 6.17: Εμφάνιση ταλαντώσεων ανοικτού βρόχου.

Οι ταλαντώσεις του ρεύματος δικαιολογούνται απόλυτα, αφού η αυτεπαγωγή του βρόχου του χωρητικού καταμεριστή και της λυχνίας, συνολικού μήκους άνω των 4m, προκύπτει στην περιοχή του μΗ. Συγκεκριμένα, για τετράγωνο πλευράς 1m, θεωρώντας ότι αποτελείται από αγωγό κυκλικής διατομής 1cm, η αυτεπαγωγή προκύπτει 3.6μΗ. Εάν η διατομή του αγωγού είναι 10cm, η αυτεπαγωγή προκύπτει ~1.7μΗ ([133], [134]). Η περίοδος των 400nsec μεταφράζεται σε μία συχνότητα 2.5MHz, η οποία προκύπτει από κύκλωμα LC με στοιχεία C=1200pF και L=3.4μΗ. Η τιμή αυτή, L=3.4μΗ, δικαιολογείται από τις διαστάσεις του βρόχου του χωρητικού καταμεριστή και του Viricator. Με βάση τις παρατηρήσεις αυτές, όταν το παρατηρούμενο ρεύμα μεταπίπτει σε ομαλή αρμονική συμπεριφορά, θεωρούμε ότι έχει εγκατασταθεί τόξο στη δίοδο της λυχνίας και ότι η κάθοδος με την άνοδο του Viricator είναι πλήρως βραχυκυκλωμένες από πλάσμα.



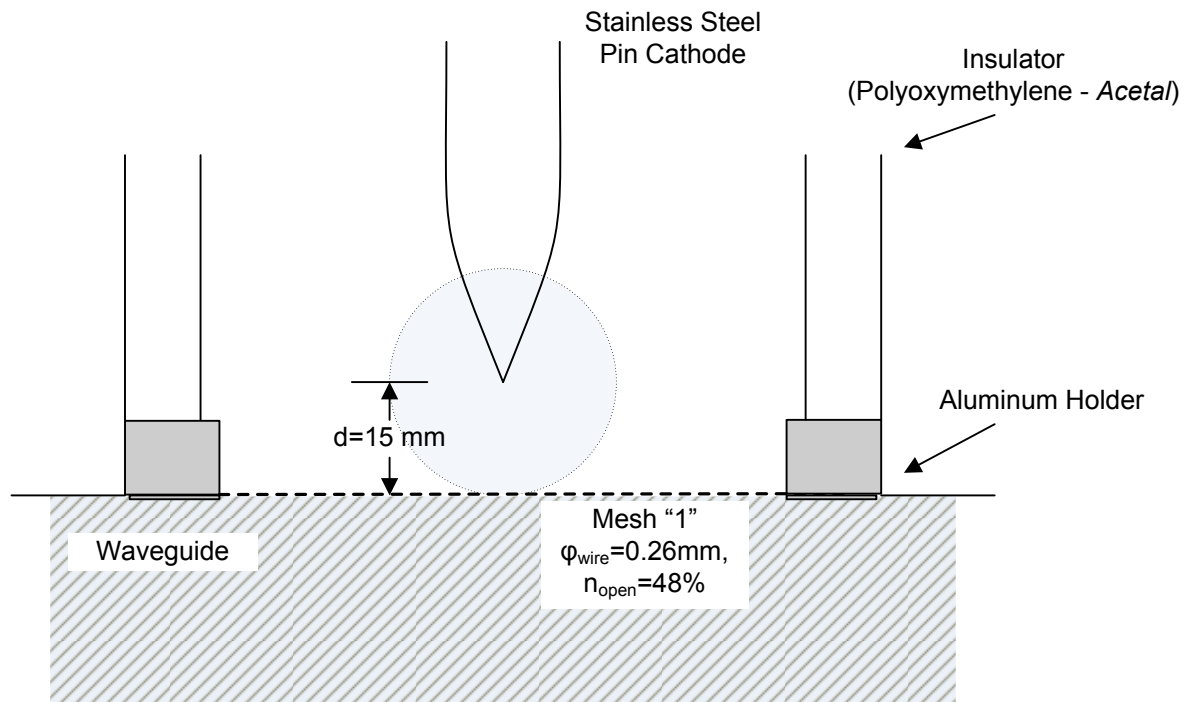
Εικ. 6.18: Παράδειγμα εμφάνισης ισχυρών ταλαντώσεων στη δίοδο. Αμμοβολημένη σφαιροειδής κάθοδος, κρουστική τάση 104kV, $V_{max}=100kV$, $I_{max}=1900A$.

Από τις καταγραφές είναι εμφανές ότι ισχύς στο διάκενο παρέχεται κατά το διάστημα που η τάση δεν έχει εντελώς καταρρεύσει, όταν δηλαδή το διάκενο δεν έχει γεφυρωθεί πλήρως. Το διάστημα κατά το οποίο παρατηρείται σημαντική ισχύς στη δίοδο της λυχνίας, είναι της τάξης των 300nsec με τη συγκεκριμένη κρουστική διάταξη, ανάλογα πάντα με τη διαμόρφωση της διόδου. Στα γραφήματα που ακολουθούν, με διάστικτη γραμμή σημειώνεται η χρονική στιγμή όπου η τάση αλλάζει πολικότητα, ενώ ταυτόχρονα η κυματομορφή του ρεύματος μεταπίπτει σε ομαλή διακύμανση. Το σημείο αυτό σηματοδοτεί την γεφύρωση της διόδου από πλάσμα.

6.3.3. Κάθοδος Ακίδας ($d=15mm$)

Για τα πειράματα με τον κυματοδηγικό Viricator και τις δοκιμές με την κρουστική διάταξη VDE-β, οι κάθοδοι που ευρύτερα χρησιμοποιήθηκαν ήταν οι κάθοδοι τύπου ακίδας, διότι, όπως θα δούμε στη συνέχεια, παρείχαν τα μεγαλύτερα μεγέθη μικροκυματικής ακτινοβολί-

ας. Οι κάθοδοι ακίδας εμφανίζουν γρήγορη διάσπαση του διακένου της διόδου, λόγω της γεωμετρίας τους, και κατά συνέπεια σχετικά μικρή τάση οδήγησης της λυχνίας. Ο αργός χρόνος ανόδου του μετώπου συνεπάγεται τα περιορισμένα επίπεδα τάσης οδήγησης, αφού το διάκενο αρχίζει να καταρρέει πριν ακόμα η τάση ανέλθει στις μεγαλύτερες δυνατές τιμές. Τα ρεύματα που παρατηρούνται είναι της τάξης του 1kA για την περίπτωση της μέγιστης οδήγησης, με κρουστική τάση τύπου 0.6/50, πλάτους 100+kV.



Εικ. 6.19: Διαμόρφωση διόδου με κάθοδο ακίδας και $d_{AK}=15\text{mm}$.

Η διαμόρφωση αυτή παρουσίαζε διάσπαση του διακένου και στα τρία επίπεδα τάσης που δοκιμάστηκαν, ενώ η μικροκυματική έξοδος, πάντα παρούσα, παρουσίαζε ραγδαία αύξηση, με αύξηση των επιπέδων οδήγησης της διόδου. Το πλέγμα υπ' αριθμόν «1» φέρει 30 οπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.587mm, σύρμα διαμέτρου 0.26mm και ελεύθερη επιφάνεια ~48%. Είναι το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε ευρύτερα από όλα τα μέχρι στιγμής διαθέσιμα, διότι έχει το μεγαλύτερο ποσοστό ελεύθερης επιφάνειας.

6.3.3.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Στους ακόλουθους πίνακες, παρατίθενται οι καταγεγραμμένες μέγιστες τιμές τάσης, ρεύματος και ισχύος στη διόδο, για τουλάχιστον δέκα (10) επαναλήψεις, σε φόρτιση πρωτεύοντος ίση με 50, 75 και 100V AC. Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στις παραγράφους 5.5 και 6.3.2, οι φορτίσεις αυτές δίνουν κρουστικές 0.6/50, με μέγιστα πλάτη 52, 78 και 104kV. Η τάση, το ρεύμα και η ισχύς της διόδου δίδονται ως μέση τιμή και υπολογισμένη διασπορά σ των καταγεγραμμένων μεγίστων, σε κάθε επίπεδο φόρτισης, με τη σημειολογία $\langle x \rangle \pm 1 \cdot \sigma_x$.

Πιν. 6.5: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=15\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 27-02-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.3~0.4mA	0.3~0.4mA	0.3~0.4mA
Ανύψωση	3~4mA	5~6mA	7~8mA
Τάση typical	32.9±1.5kV	47.4±2.6kV	56±1.7kV
Ρεύμα typical	323±58A	604±67A	841±72A
Ισχύς typical	6.2±0.9MW	17.1±1.7MW	27.9±2.4MW
RF typical	0.5~3W	2~15W	10~70W
Efficiency typical	$4\cdot 10^{-8}\sim 5\cdot 10^{-7}$	$10^{-7}\sim 5\cdot 10^{-7}$	$10^{-7}\sim 2\cdot 10^{-6}$
RF max recorded	9W	50W	270W

Πιν. 6.6: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=15\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 29-2-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.3~0.4mA	0.3~0.4mA	0.3~0.4mA
Ανύψωση	3~4mA	4~6mA	6~8mA
Τάση typical	33.3±1.2kV	45.0±1.0kV	56.7±3.0kV
Ρεύμα typical	351±48A	565±37A	820±41A
Ισχύς typical	6.8±0.8MW	16.5±1.6MW	29.1±3.8MW
RF typical	1~5W	1~15W	10~60W
Efficiency typical	$10^{-7}\sim 6\cdot 10^{-7}$	$10^{-7}\sim 10^{-6}$	$3\cdot 10^{-7}\sim 3\cdot 10^{-6}$
RF max recorded	6W	19W	70W

Πιν. 6.7: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=15\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 14-04-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.2~0.25mA	0.2~0.25mA	0.2~0.25mA
Ανύψωση	1.9~2.3mA	2.8~3.8mA	3.5~4.2mA
Τάση typical	38.4±2.0kV	52.0±2.4kV	66.2±3.3kV
Ρεύμα typical	440±70A	744±74A	1073±107A
Ισχύς typical	8.8±1.3MW	21.6±4.9MW	39.0±7.1MW
RF typical	1~3W	3~15W	10~50W
Efficiency typical	$10^{-7}\sim 3\cdot 10^{-7}$	$2\cdot 10^{-7}\sim 10^{-6}$	$2\cdot 10^{-7}\sim 2\cdot 10^{-6}$
RF max recorded	10W	24W	150W

Πιν. 6.8: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=15\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 11-07-2008)

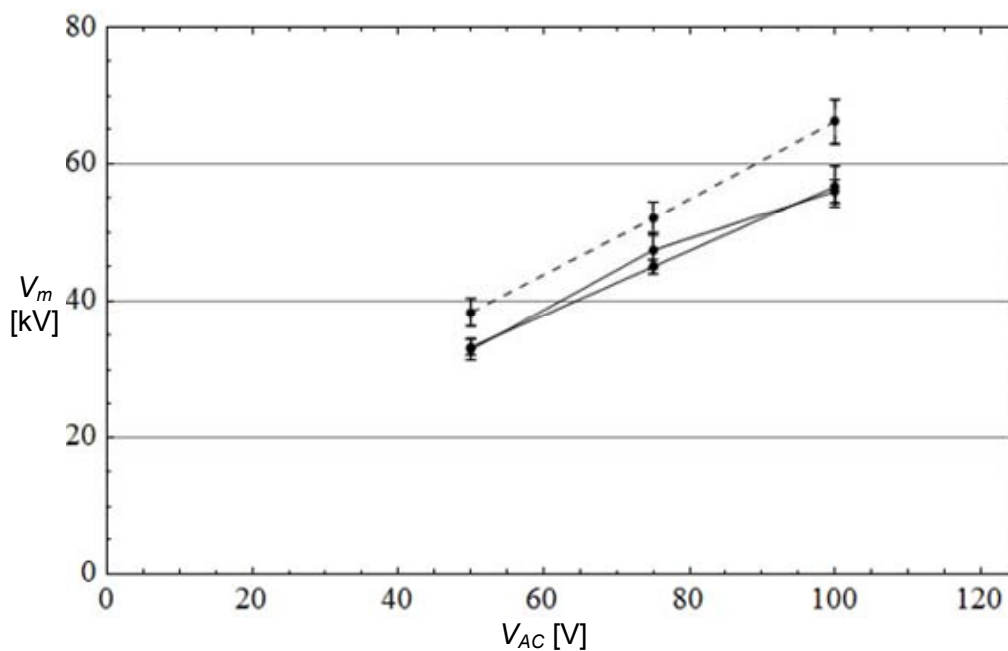
Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(δεν διεξήχθησαν)	(δεν διεξήχθησαν)	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	-	-	0.2~0.25mA
Ανύψωση	-	-	3.5~4.5mA
Τάση typical	-	-	54.3±1.7kV
Ρεύμα typical	-	-	788±112A
Ισχύς typical	-	-	26.5±1.2MW
RF typical	-	-	10~100W
Efficiency typical	-	-	$8\cdot 10^{-7}\sim 1.2\cdot 10^{-5}$
RF max recorded	-	-	320W

Η εκτιμώμενη πίεση στην περιοχή της διόδου είναι όσο το ρεύμα της Ion Pump σε mA τη στιγμή πριν την κρούση, πολλαπλασιασμένο με 10^{-4} Torr (βλ. παρ. 6.1). Συνεπώς τα 0.2mA αντιστοιχούν σε $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Το ρεύμα της αντλίας ιονισμού τη στιγμή της κρούσης ανεβαίνει απότομα (μέσα σε 0.5sec περίπου) περίπου μία τάξη μεγέθους παραπάνω. Μεγαλύτερη κρουστική τάση προκαλεί μεγαλύτερη εκτίναξη του ρεύματος της αντλίας ιονισμού.

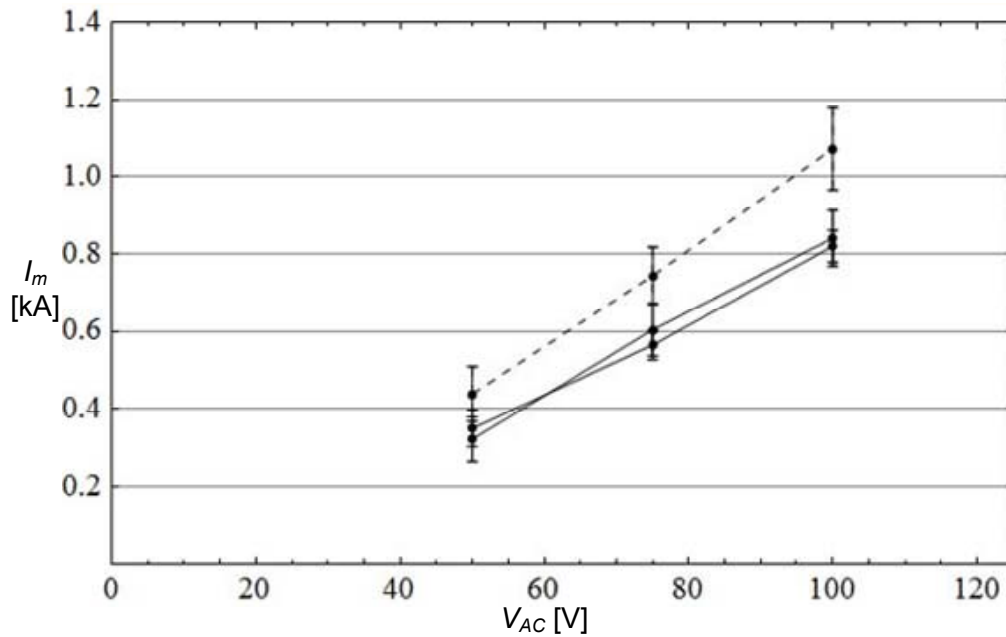
Η κάθοδος ακίδας με απόσταση 15mm παρουσίασε τα δεύτερα ισχυρότερα μικροκυματικά σήματα, μετά την ακίδα απόστασης 25mm σε αυτή τη σειρά πειραμάτων. Με βάση τις υπολογισμένες απώλειες, ο Viricator με τη συγκεκριμένη κάθοδο εμφάνισε μέγιστη καταγεγραμμένη ισχύ στη ζώνη των 1.4 με 2GHz, ίση με 320W περίπου. Η μικροκυματική έξοδος, με μεγάλη σχετικά διακύμανση ισχύος, βρίσκεται τυπικά ανάμεσα στα 10 με 100W για την πλειοψηφία των κρούσεων. Η αύξηση της τάση οδήγησης της λυχνίας αντικατοπτρίζεται σε αξιοσημείωτη αύξηση της μικροκυματικής ισχύος εξόδου.

Τα διαγράμματα με τη συνεχή γραμμή παρουσιάζουν μετρήσεις που έγιναν διαδοχικές ημέρες (αποτελέσματα Πιν. 6.5 και Πιν. 6.6), ενώ το διάστικτο διάγραμμα παρουσιάζει τα καταγεγραμμένα μεγέθη για κύκλο πειραμάτων, που διεξήχθησαν αρκετά αργότερα (αποτελέσματα Πιν. 6.7). Οι μετρήσεις του τελευταίου πίνακα (Πιν. 6.8) έγιναν προσπαθώντας να διαπιστωθεί η x-ray ακτινοβολία της διάταξης στη μέγιστη τάση λειτουργίας του συγκεκριμένου πειράματος, επομένως έχουν παραληφθεί τα δύο χαμηλότερα επίπεδα φόρτισης. Ωστόσο, τα αποτελέσματα της περίπτωσης αυτής συμβαδίζουν με τα αποτελέσματα για την κρουστική των 104kV, των Πιν. 6.5 και Πιν. 6.6. Επίσης, ελήφθησαν αρκετά ισχυρά μικροκυματικά σήματα, με μέγιστη καταγεγραμμένη τιμή της τάξης των 320W, τη μεγαλύτερη που λάβαμε για την κάθοδο μορφής ακίδας και απόστασης 15mm από την άνοδο.

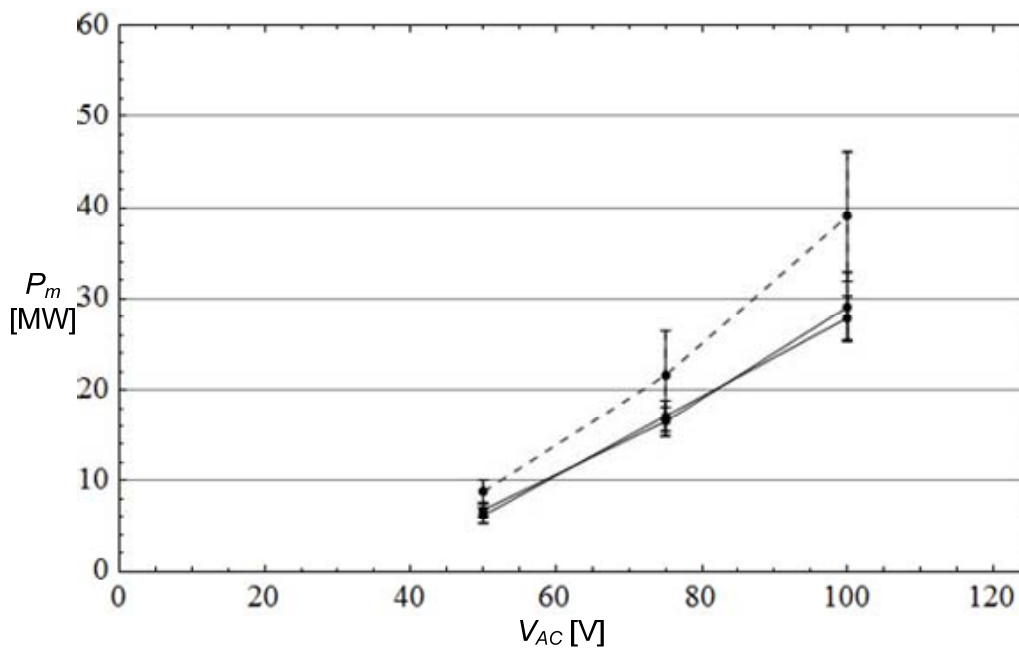
Τα διαγράμματα των πρώτων μετρήσεων συγκλίνουν πολύ και επίσης έχουν μικρή διασπορά στις τιμές τους. Τα πειράματα που αργότερα επαναλήφθηκαν (διάστικτη γραμμή στις ακόλουθες παραστάσεις), εμφανίζουν μία σχετικά μεγαλύτερη τάση διόδου, αντίστοιχα μεγαλύτερο ρεύμα και κατά συνέπεια μεγαλύτερη ισχύ στη δίοδο της λυχνίας.



Εικ. 6.20: Μέγιστη τάση διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1». Διάστικτο διάγραμμα: μεταγενέστερη επανάληψη πειραμάτων.



Εικ. 6.21: Μέγιστο ρεύμα διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1». Διάστικτο διάγραμμα: μεταγενέστερη επανάληψη πειραμάτων.

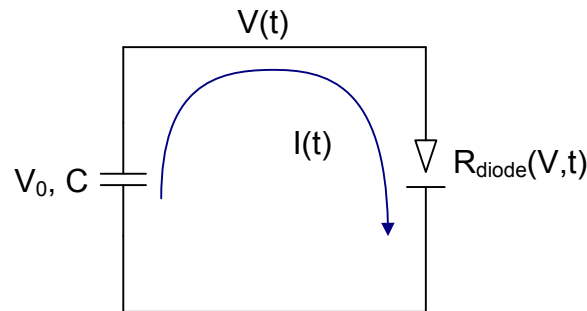


Εικ. 6.22: Μέγιστη ισχύς διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1». Διάστικτο διάγραμμα: μεταγενέστερη επανάληψη πειραμάτων.

6.3.3.2. Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου

Στη μέγιστη τάση δοκιμής, με την κρουστική των 100kV, η τάση «προλαβαίνει» να ανέλθει μέχρι τα 60kV στις περισσότερες των περιπτώσεων, όπως αποτυπώνεται και στο διάγραμμα μέσω των μεγίστων τάσεων της Εικ. 6.20. Από τη στιγμή, που η τάση δεν ανεβαίνει άλλο, ενώ θα είχε τη δυνατότητα αυτή, θεωρούμε πως έχει αρχίσει η ουσιαστική κατάρρευση του διακένου της διόδου. Τη χρονική στιγμή αυτή καλούμε $t=0$, και θεωρούμε ότι ο πυκνω-

της υψηλής τάσεως του χωρητικού καταμεριστή, χωρητικότητας $C=1200\text{pF}$, φορτισμένος σε τάση V_0 , συνδέεται στα άκρα της διόδου. Θεωρούμε ότι η διάδος μεταβαίνει ακαριαία σε εκρηκτική εκπομπή ηλεκτρονίων και συμπεριφορά Child-Langmuir. Με άλλα λόγια θεωρούμε ότι ολόκληρη η κάτω επιφάνεια της «επίπεδης» και «κυκλικής» διόδου καλύπτεται ακαριαία από ένα πλάσμα με απειροστό πάχος, το οποίο έχει τη δυνατότητα να προσφέρει οσοδήποτε μεγάλο πλήθος ηλεκτρονίων στη διάοδο.



Εικ. 6.23: Εκφόρτιση πυκνωτή μέσω διόδου κενού.

Όπως έχουμε αναφέρει στην παράγραφο 4.3.6, η εξάρτηση του ρεύματος από την τάση δίνεται από τη σχέση για το φορτίο του πυκνωτή,

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt}, \quad (6.8)$$

ενώ το ρεύμα της διόδου περιγράφεται προσεγγιστικά από την έκφραση

$$I \cong kS(t) \frac{V^{3/2}(t)}{d^2(t)}, \quad (6.9)$$

όπου $k=2.33 \cdot 10^{-6}$ η σταθερά της επίπεδης διόδου σε μονάδες SI [$\text{AV}^{-3/2}$], $S(t)$ είναι το φαινόμενο εμβαδόν της καθόδου και $d(t)$ είναι η φαινόμενη απόσταση των σπλισμών. Η ακτίνα της καθόδου, αρχικά τιμής a , αυξάνεται με την πάροδο του χρόνου με ρυθμό $u \cdot t$, όπου u η ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος, ενώ η απόσταση ανόδου-καθόδου, αρχικά ίση με d , μειώνεται με το χρόνο με ρυθμό $-u \cdot t$. Το εμβαδόν της διόδου και το φαινόμενο διάκενο μπορούν να προσεγγιστούν από τις εκφράσεις

$$S(t) \cong \pi r^2(t) \cong \pi (a + u \cdot t)^2, \quad (6.10)$$

$$d(t) \cong (d - u \cdot t)^2. \quad (6.11)$$

Εξισώνοντας το ρεύμα του πυκνωτή με το ρεύμα της διόδου, λαμβάνουμε την ακόλουθη διαφορική εξίσωση, την οποία και λύνουμε ως προς την τάση:

$$C \frac{dV}{dt} = k\pi (a + u \cdot t)^2 \frac{V^{3/2}}{(d - u \cdot t)^2}. \quad (6.12)$$

Για τη συγκεκριμένη διαμόρφωση, θέτουμε τα ακόλουθα μεγέθη: ακτίνα καθόδου $a=0.001\text{m}$, απόσταση οπλισμών $d=0.015\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=48\%$, ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος $u=5\text{cm}/\mu\text{sec}=5\cdot 10^4\text{m}/\text{sec}$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=60\text{kV}$, χωρητικότητα πυκνωτή $C=1.2\text{nF}$. Η ακτίνα της καθόδου τίθεται ίση με 1mm , διότι πρόκειται για ακίδα, ενώ η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος τίθεται ίση με $5\text{cm}/\mu\text{sec}$, διότι από τις μετρήσεις διαπιστώθηκε ότι η κατάρρευση του διακένου διαρκεί περίπου 300nsec .

Χρησιμοποιώντας την ευρεθείσα έκφραση για την τάση της δίοδου, μπορούμε να εξάγουμε το ρεύμα Child-Langmuir στη δίοδο. Χρησιμοποιούμε την έκφραση για κυκλική δίοδο πεπερασμένων διαστάσεων, (2.69)

$$J_{SCL}(2) \cong \left(1 + 0.26 \frac{d}{r}\right) J_{SCL}(1), \quad (6.13)$$

ώστε γράφουμε

$$I_{SCL} \cong kS(t) \frac{V^{3/2}(t)}{d^2(t)} \left(1 + 0.26 \frac{d(t)}{r(t)}\right). \quad (6.14)$$

Αντικαθιστώντας το ισοδύναμο εμβαδόν της καθόδου και την απόσταση των οπλισμών με τις κατάλληλες χρονικές εξαρτήσεις, λαμβάνουμε τη σχέση

$$I_{SCL} \cong 2.33 \cdot 10^{-6} \pi (a + u \cdot t)^2 \frac{V^{3/2}}{(d - u \cdot t)^2} \left(1 + 0.26 \frac{d - u \cdot t}{a + u \cdot t}\right). \quad (6.15)$$

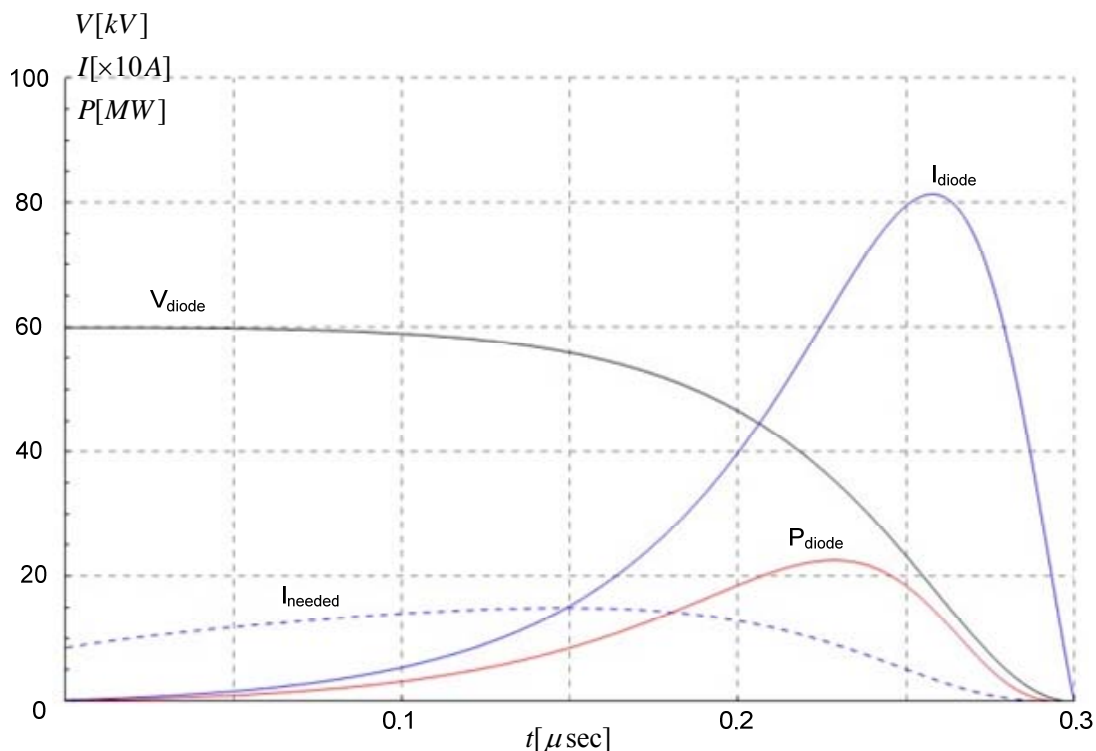
Υπενθυμίζουμε ότι, για μία ηλεκτρονική δέσμη χωρίς εξουδετέρωση φορτίου, η οποία διατηρείται εστιασμένη από ένα άπειρο μαγνητικό πεδίο, η μέγιστη τιμή του ρεύματος, που μπορεί να φέρει, υπολογίζεται ως

$$I_L \approx 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(b/a)} [\text{kA}], \quad (6.16)$$

Η ποσότητα αυτή αποτελεί ένδειξη για εμφάνιση περιοχής εικονικής καθόδου, επομένως χρησιμοποιείται ως μέτρο σύγκρισης για το ρεύμα που διέρχεται στον κυματοδηγικό θάλαμο του Vircator. Με a συμβολίζεται η ακτίνα της δέσμης, ενώ με b συμβολίζεται η ακτίνα του μεταλλικού κυλίνδρου, από τον οποίο διέρχεται η δέσμη. Ας σημειωθεί ότι στον κυματοδηγικό Vircator του πειράματος δεν υπάρχει κυλινδρική συμμετρία στο χώρο της εικονικής καθόδου, για το λόγο αυτό χρησιμοποιούμε σαν ακτίνα το μισό της μεγάλης διάστασης του κυματοδηγού WR430, ήτοι περί τα 5cm . Λαμβάνοντας υπ' όψη τη γεωμετρική διαπερατότητα του πλέγματος, μπορούμε να απεικονίζουμε το μέγιστο ρεύμα δέσμης στον κυματοδηγικό θάλαμο. Αντικαθιστώντας τις χρονικές εξαρτήσεις όπου είναι αναγκαίο, το ρεύμα στη δίοδο πρέπει θεωρητικά να είναι *μεγαλύτερο* από:

$$I_{diode} > 17 \cdot 10^3 \frac{1}{n\%} \frac{\left[\left(1 + \frac{V}{511 \cdot 10^3} \right)^{2/3} - 1 \right]^{3/2}}{1 + 2 \ln \left(\frac{b}{a + u \cdot t} \right)} \text{ [A]}. \quad (6.17)$$

Δεδομένης της απουσίας μαγνητικού πεδίου, πιθανότατα μία αρκετά μεγαλύτερη τιμή ρεύματος δέσμης μπορεί να κριθεί επαρκής για την εγκατάσταση εικονικής καθόδου στον αδρανή χώρο. Λύνοντας το γραμμικό μοντέλο και απεικονίζοντας τη μεταβολή των μεγεθών, λαμβάνουμε το ακόλουθο γράφημα:



Εικ. 6.24: Θεωρητική μεταβολή τάσης, ρεύματος και ισχύος στην κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=15\text{mm}$, για τάση οδήγησης 60kV , χωρητικότητα πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $5\text{cm}/\mu\text{sec}$.

Παρατηρούμε ότι το ρεύμα ξεκινά από μία πολύ μικρή τιμή, ενώ η τάση μεταβάλλεται αρκετά αργά. Καθώς το φαινόμενο εξελίσσεται και η κάθοδος αυξάνει σε φαινόμενο εμβασμόν, ενώ μειώνεται η απόσταση των ηλεκτροδίων, το ρεύμα που προσφέρει ο πυκνωτής στη δίοδο αυξάνεται ραγδαία. Το φαινόμενο διαρκεί 300nsec . Η θεωρητική ισχύς στη δίοδο αγγίζει τα 22MW . Το μέγιστο ρεύμα στη δίοδο είναι λίγο μεγαλύτερο από 800A .

Με βάση τα υπολογισμένα μεγέθη τάσης και ρεύματος, μπορούμε να υπολογίσουμε τις προβλεπόμενες συχνότητες εξόδου του Vircator, βάσει των θεωρητικών μοντέλων για τις ταλαντώσεις reflex και για τις ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση της τάσης στο κύκλωμα, υπολογίζουμε τη συχνότητα reflexing από τις εκφράσεις της παρ. 4.1.1, αντικαθιστώντας κατάλληλα τη χρονική εξάρτηση απόστασης των οπλισμών, μη σχετικιστικά, ως

$$f_{REFL} = \frac{\sqrt{V}}{4(d-u \cdot t)} \sqrt{\frac{e}{2m}}, \quad (6.18)$$

ή, σχετικιστικά, ως

$$f_{REFL} = \frac{\sqrt{V}}{4(d-u \cdot t)} \sqrt{\frac{ec^2}{2mc^2 + eV}}. \quad (6.19)$$

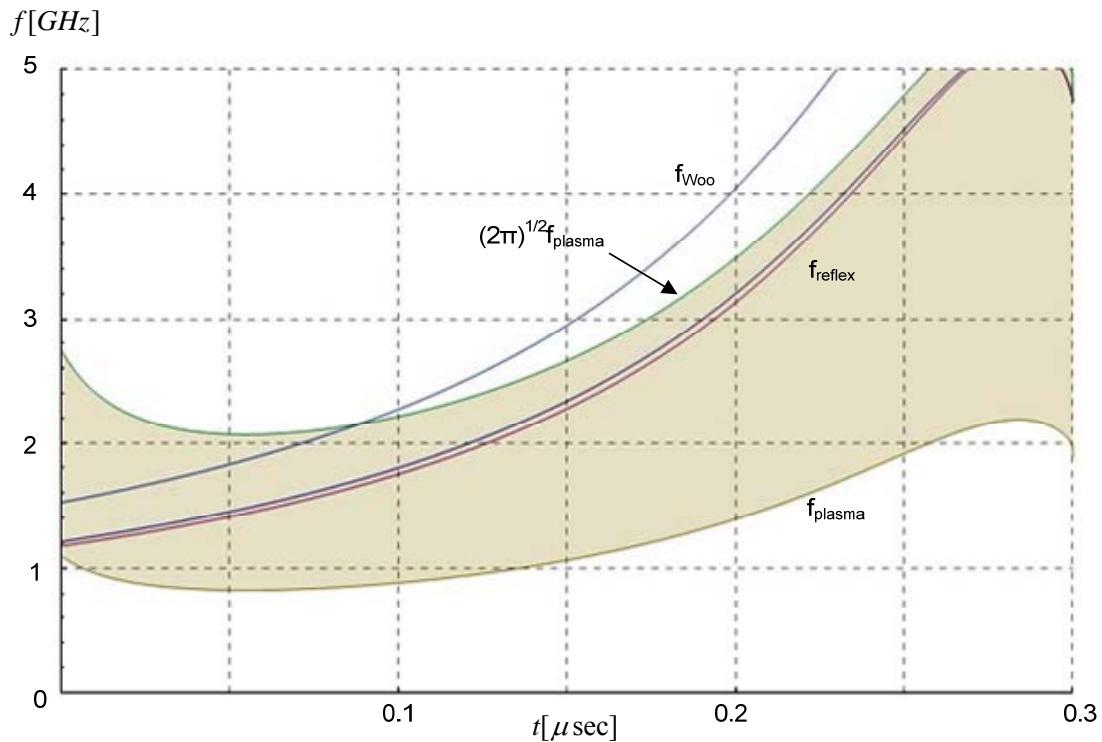
Η απόσταση των δύο εκτιμήσεων είναι μικρή και ελαττώνεται ακόμα περισσότερο, με την πάροδο του χρόνου και τη μείωση της τάσης του πυκνωτή.

Η συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης, που εισέρχεται στον αδρανή χώρο, μπορεί να υπολογιστεί από τη σχετικιστική εξίσωση (4.42). Στην έκφραση αυτή, στη θέση του ρεύματος της δέσμης I , αντικαθιστούμε την ποσότητα (4.69), πολλαπλασιασμένη με τη γεωμετρική διαπερατότητα του πλέγματος, n . Στον παρονομαστή της εξίσωσης (4.42) αντικαθιστούμε κατάλληλα τη χρονική εξάρτηση της ακτίνας της καθόδου, την οποία και θεωρούμε ακτίνα της δέσμης. Η μεταβολή της συχνότητας πλάσματος περιγράφεται από την

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e \cdot (n\%) \cdot 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{(d-u \cdot t)^2} \left(1 + 0.26 \frac{d-u \cdot t}{a+u \cdot t}\right)}{\epsilon_0 m \beta \gamma c}}, \quad (6.20)$$

όπου οι συντελεστές β και γ εξαρτώνται από την τάση στη δίοδο και περιγράφονται από τις εξισώσεις (4.44) και (4.45). Η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί στην παρ. 4.1.2, βρίσκεται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2} f_p$. Στην Εικ. 6.25 σημειώνονται: η περιοχή που ορίζεται από τις συχνότητες στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2} f_p$, οι δύο εκτιμήσεις της συχνότητας reflexing, η μη σχετικιστική και η σχετικιστική, όπως περιγράφονται στην παρ. 4.1.1. Τέλος σημειώνεται και η εκτίμηση του W_{00} , εξ. (4.16), σύμφωνα με τον οποίο «η συχνότητα του Vircator προσδιορίζεται από τη σχέση αυτή με περιθώριο 20%» ([50]).

Ας σημειωθεί ότι, από την Εικ. 6.24, παρατηρούμε πως μετά τα πρώτα 150nsec, το ρεύμα είναι αρκετά ισχυρό ώστε να καθίσταται δυνατή η εμφάνιση εικονικής καθόδου. Ωστόσο, από τη χρονική στιγμή αυτή και έπειτα, τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του κυκλώματος φαίνεται να απομακρύνουν τις συχνότητες εξόδου στην περιοχή πάνω από τα 2GHz. Ωστόσο, έχει σημασία να παρατηρήσουμε πως υπάρχει περιοχή, κατά την οποία το ρεύμα στη δίοδο είναι αρκετά ισχυρό, για να έχουμε σχηματισμό εικονικής καθόδου. Επίσης, οι πιθανές συχνότητες εξόδου (κυρίως η κάτω συχνότητα πλάσματος) διέρχονται από την περιοχή των 1.8 με 2GHz. Για τη διαμόρφωση αυτή, το μέγιστο ρεύμα που προβλέπει το γραμμικό μοντέλο είναι 800A, για κατάρρευση διακένου εντός 300nsec. Η ισχύς στην περίπτωση αυτή ανέρχεται στα 22MW. Ταχύτερη κατάρρευση διακένου, λόγω μεγαλύτερων ταχυτήτων εξάπλωσης πλάσματος, θα συνεπάγεται μεγαλύτερα ρεύματα δίοδου. Το συγκεκριμένο μοντέλο δεν μπορεί να προβλέψει τη συνεισφορά του πυκνωτή φόρτισης των 6nF, ο οποίος συνδέεται με το χωρητικό καταμεριστή μέσω της ωμικής αντίστασης των 208Ω. Επίσης, δεν έχει προβλεφθεί η επίδραση της αυτεπαγωγής του κυκλώματος, ωστόσο, η μεταβολή στο ρεύμα δεν είναι δραματική, ώστε η αυτεπαγωγή να παίζει πρωταγωνιστικό ρόλο στον περιορισμό της τιμής του ρεύματος.

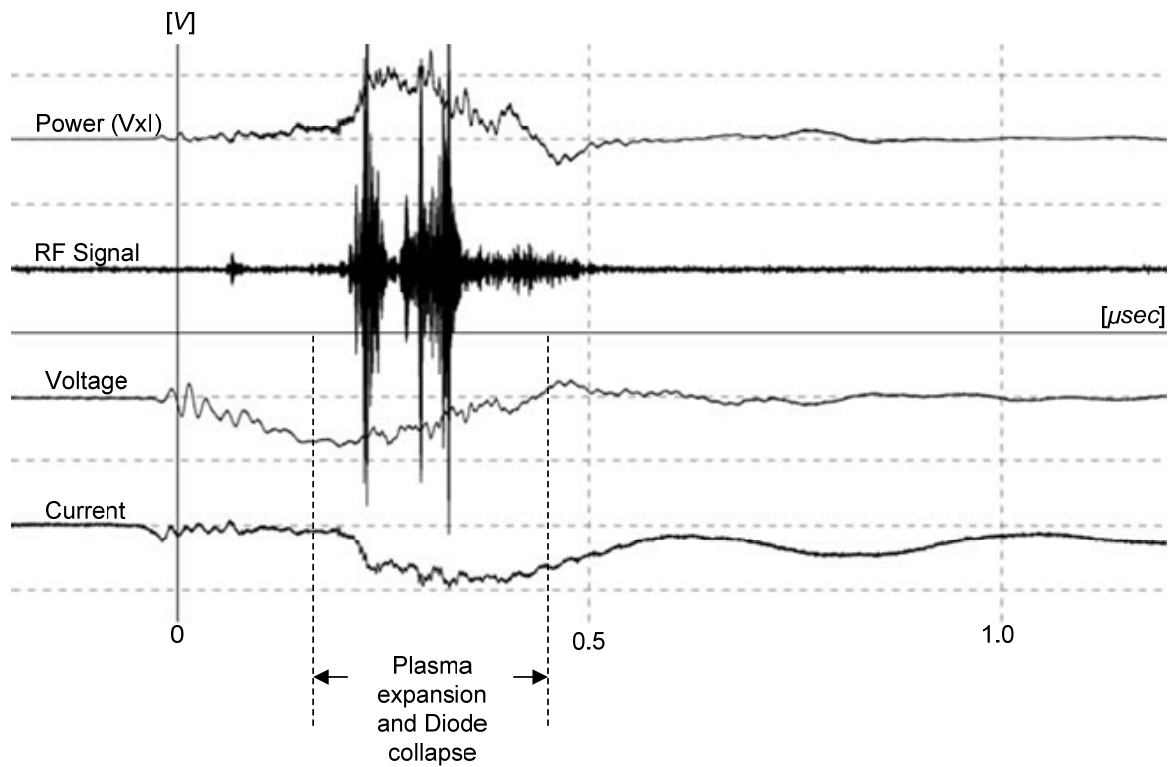


Εικ. 6.25: Εκτιμήσεις συχνότητας εξόδου του Vircator με κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=15\text{mm}$, για τάση εκφόρτισης 60kV, πυκνωτή 1.2nF, με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου 5cm/μsec.

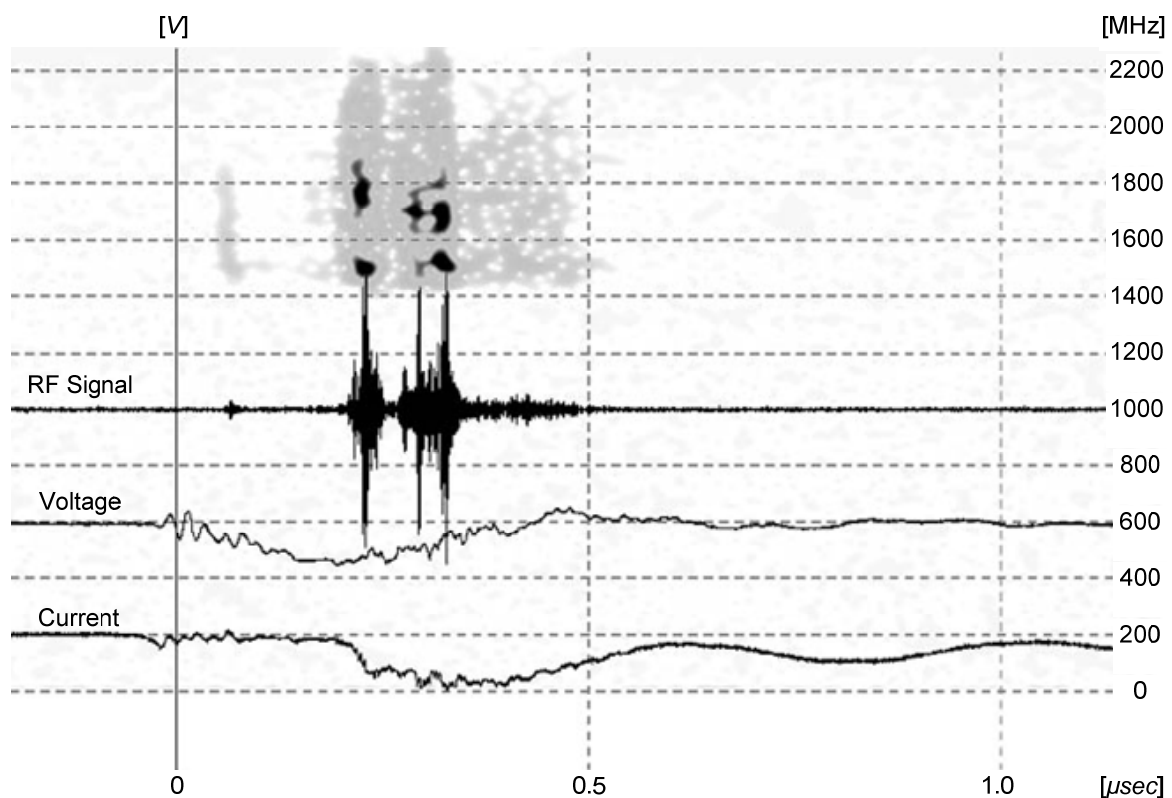
6.3.3.3. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

Περίπτωση A (55kV, 780A, 31MW, 5cm/μsec)

Στην ακόλουθη μέτρηση έχουμε μία τυπική μικροκυματική έξοδο από τη διαμόρφωση της διόδου με την κάθοδο ακίδας σε απόσταση 15mm από το πλέγμα της ανόδου. Η τάση εφαρμόζεται στη δίοδο και από ένα σημείο και ύστερα αρχίζει να εμφανίζεται κάποιο ρεύμα στη δίοδο. Κάποια στιγμή, περί τα 200nsec από την επιβολή της κρουστικής τάσης, το ρεύμα αυξάνει ραγδαία, επειδή η κατάρρευση του διακένου έχει μειώσει κατά πολύ την αντίσταση της διόδου και επιτρέπει σημαντικό χωρικό ρεύμα να διέλθει τη δίοδο. Στο σημείο αυτό μάλιστα παρατηρείται και έντονη μικροκυματική ακτινοβολία. Μέχρι τα 450nsec περίπου το ρεύμα διατηρείται σε υψηλά επίπεδα, περί τα 700^A , και τότε η τάση στη λυχνία μηδενίζεται, υποδηλώνοντας τη γεφύρωση της διόδου. Η τάση αγγίζει τη μέγιστη τιμή των 55kV, με μέγιστο ρεύμα 780A. Η προσφερόμενη ισχύς στη δίοδο του Vircator είναι 31MW. Ο μικροκυματικός παλμός εμφανίζει μία διάρκεια 200nsec, όσο η ισχύς στο διάκενο είναι αξιόλογη. Η δίοδος καταρρέει εντός 300nsec περίπου. Από το σημείο των 450nsec και έπειτα, υφίσταται μία μικρή αναστροφή τάσης, η οποία υποδηλώνει την γεφύρωση της διόδου από πλάσμα, στα 450nsec περίπου. Η κατάρρευση της διόδου ακίδας-πλέγματος σε αυτήν την περίπτωση διαρκεί περί τα 300nsec.



Εικ. 6.26: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080227m47): $V_{\text{max}}=55\text{kV}$, $I_{\text{max}}=780\text{A}$, $RF_{\text{max}}=30\text{W}$, $P_{\text{max}}=31\text{MW}$.



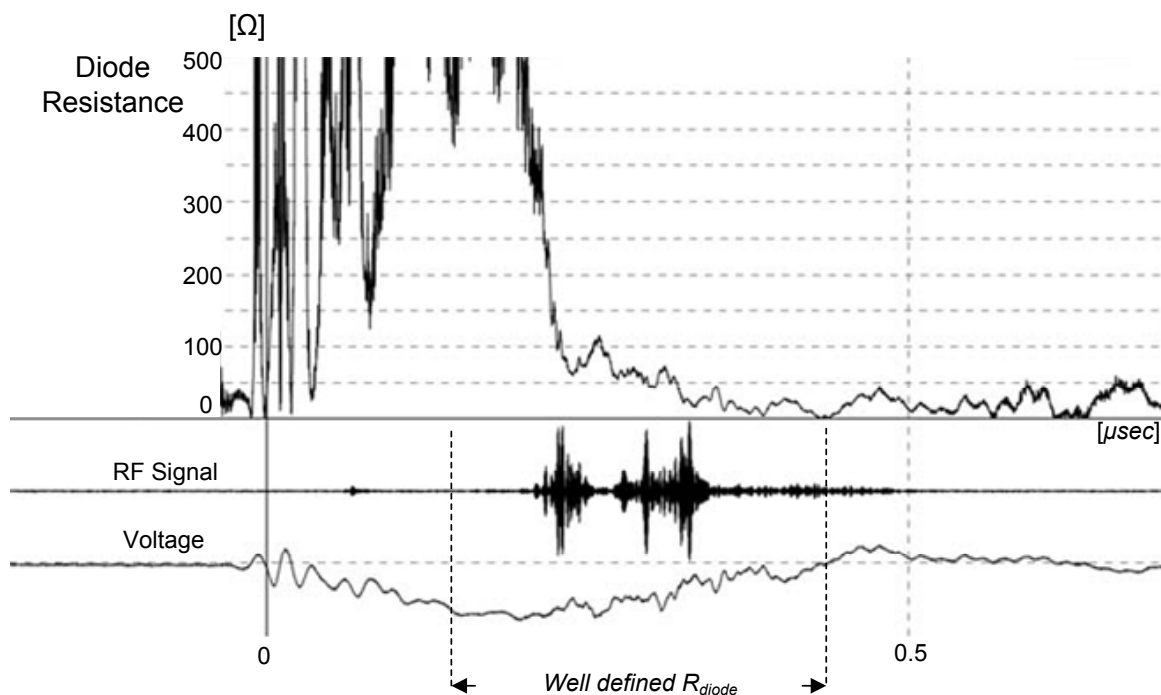
Εικ. 6.27: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080227m47): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

Στην απεικόνιση χρόνου-φάσματος (time-frequency representation) της Εικ. 6.27 έχει ενσωματωθεί το φασματογράφημα σε τόνους του γκρι, με κλίμακα συχνοτήτων στα δεξιά (0 μέχρι 2200MHz), και τον ίδιο οριζόντιο άξονα χρόνου με τα τρία παλμογραφήματα. Το σκούρο χρώμα απεικονίζει τις περιοχές με το ισχυρότερο φασματικό περιεχόμενο. Για παράδειγμα, ο πρώτος ισχυρός μικροκυματικός παλμός εμφανίζει έντονο φασματικό περιεχόμενο στα 1450-1500MHz και γύρω από τα 1800MHz. Τα ισχυρά σήματα που ακολουθούν έχουν περιεχόμενο πάλι γύρω από τα 1450-1500MHz και ένα δεύτερο τμήμα στην περιοχή των 1600-1800MHz. Τα φασματικά περιεχόμενα στα 1450MHz πιθανότατα είναι ρυθμοί κάτω από το κατώφλι, ενώ η μείωση συχνότητας που παρατηρείται στο πιο «υψίσυχο» κομμάτι, πιθανότατα οφείλεται στη μείωση της τάσης, που εν τω μεταξύ έχει συντελεστεί.

Ενδιαφέρον έχει να δούμε την απεικόνιση του λόγου

$$R_{diode} \cong \frac{|V_{real}|}{|I_{real}| + \delta}, \quad (6.21)$$

στην περιοχή που ορίζονται καλά τα μεγέθη της οδήγησης, ήτοι λίγο μετά την επιβολή της τάσης και μέχρι τη στιγμή που η τάση στη διάοδο μηδενίζεται. Στο χρονικό διάστημα αυτό, τα σήματα της τάσης και του ρεύματος έχουν απαλλαγεί από τα μεταβατικά φαινόμενα της κρουστικής τάσης και η αντίσταση της διόδου είναι καλώς ορισμένη. Η αναστροφή της τάσης και η διακοπή του τόξου οδηγεί σε καταγραφή κυματομορφών, που δεν αντιπροσωπεύουν κάποια πραγματική αντίσταση. Η ποσότητα δ είναι ένας μικρός αριθμός, ο οποίος τίθεται ίσος με 1A και προστίθεται στην τιμή του πραγματικού ρεύματος, για ομαλοποίηση παρονομαστών που βρίσκονται κοντά στο μηδέν. Την ανωτέρω λογιστική έκφραση, που αντικατοπτρίζει την αντίσταση της διόδου κατά τη περίοδο επιβολής τάσης, θα απεικονίζουμε στη συνέχεια παράλληλα με το αντίστοιχο γράφημα των καταγεγραμμένων σημάτων, για εξαγωγή ορισμένων συμπερασμάτων.

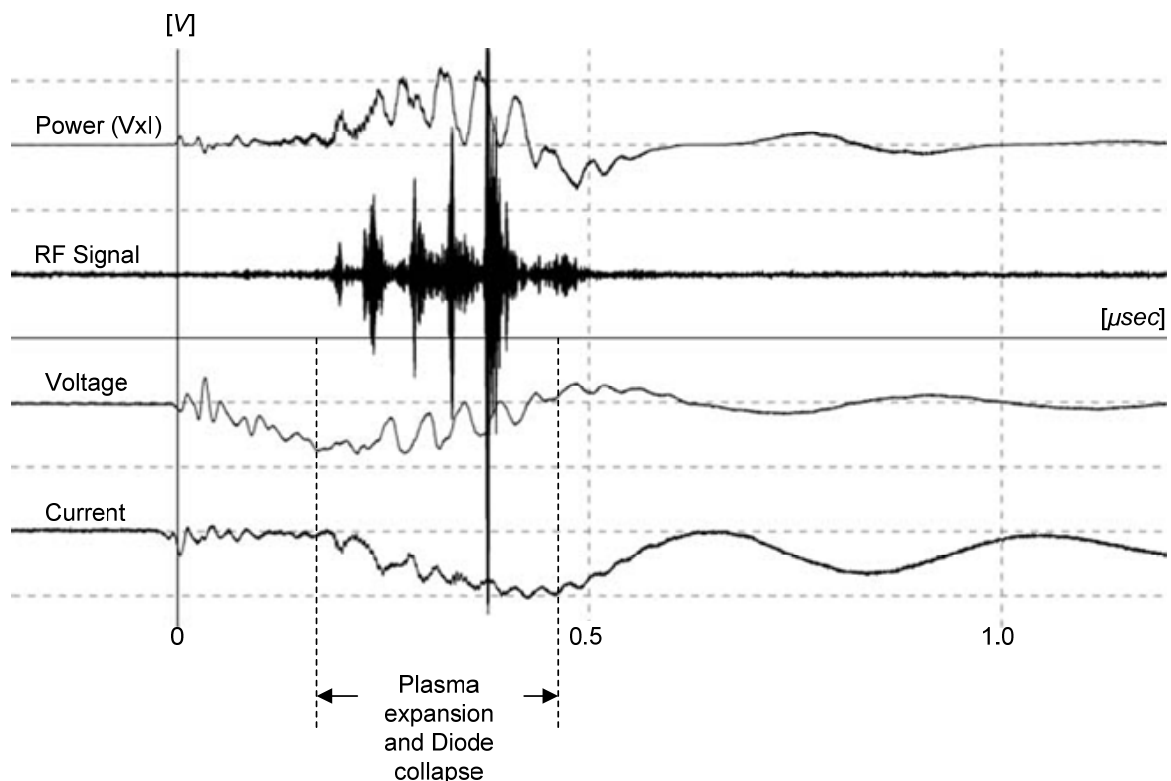


Εικ. 6.28: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080227m47): Αντίσταση διόδου.

Μία χρήσιμη παρατήρηση στο διάγραμμα της Εικ. 6.28 είναι η μεταβολή της αντίστασης της διόδου, στο διάστημα που αυτή ορίζεται καλώς. Καλώς ορισμένη αντίσταση διακένου έχουμε από τη στιγμή που αποσβένουν τα μεταβατικά φαινόμενα της αρχής, μέχρι το σημείο που υφίσταται αναστροφή πολικότητας η τάση στο διάκενο. Ξεκινώντας από μία θεωρητικά πολύ μεγάλη τιμή, η αντίσταση μειώνεται ραγδαία καθώς η διάσπαση προχωράει, μέχρι να μηδενιστεί. Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι η μικροκυματική ακτινοβολία εμφανίζεται, όταν η αντίσταση της διόδου είναι κάτω από 150Ω και μέχρι περίπου $20\text{-}30\Omega$.

Περίπτωση Β (56kV, 840A, 27MW, 5cm/μsec)

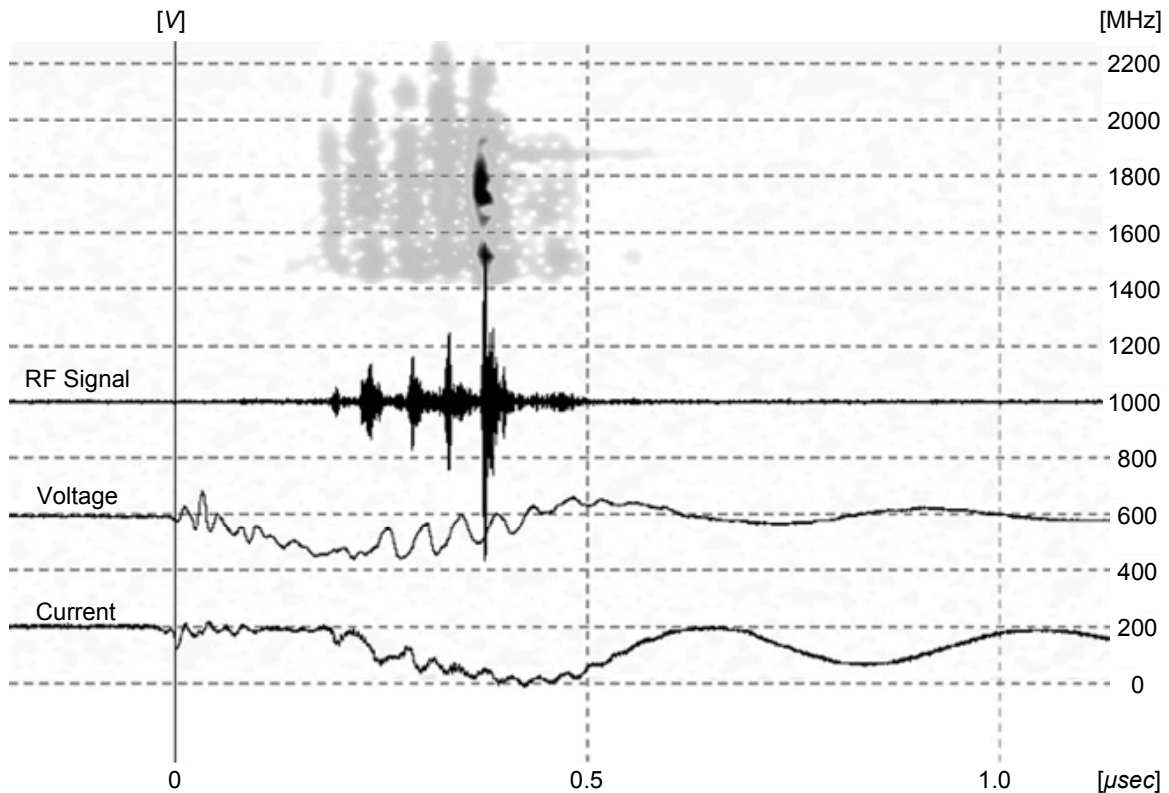
Στην ακόλουθη μέτρηση έχουμε μία τυπική μικροκυματική έξοδο από τη διαμόρφωση της διόδου, με την κάθοδο ακίδας σε απόσταση 15mm από το πλέγμα της ανόδου. Η τάση φτάνει τη μέγιστη τιμή των 56kV, ενώ το μέγιστο ρεύμα είναι 840A. Η προσφερόμενη ισχύς στη δίοδο του Vircator είναι 27MW.



Εικ. 6.29: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080229m25): $V_{\max}=56\text{kV}$, $I_{\max}=840\text{A}$, $RF_{\max}=50\text{W}$, $P_{\max}=27\text{MW}$.

Το ενδιαφέρον στη μέτρηση της Εικ. 6.29 είναι η μακροσκοπική κυμάτωση που φαίνεται να επιδεικνύει η τάση και η ισχύς στη δίοδο, σε συνδυασμό με το παρατηρούμενο μικροκυματικό σήμα. Οι τέσσερις διαδοχικοί μικροκυματικοί παλμοί έχουν προοδευτικά αυξανόμενη ισχύ, η οποία εμφανίζεται σε τοπικά μέγιστα αρνητικής τάσης πόλωσης και τοπικά μέγιστα ισχύος στη δίοδο, παρουσία μεγάλου ρεύματος. Η συμπεριφορά αυτή φανερώνει ότι η τιμή του ρεύματος στη δίοδο, παρουσία επιταχύνουσας διαφοράς δυναμικού, είναι κρίσιμης σημασίας για τη μικροκυματική έξοδο. Μάλιστα φαίνεται, σαν το ρεύμα να παίζει σημαντικότερο ρόλο από την τάση, αφού τα διαδοχικά μέγιστα βρίσκονται σε βαθμιαία μει-

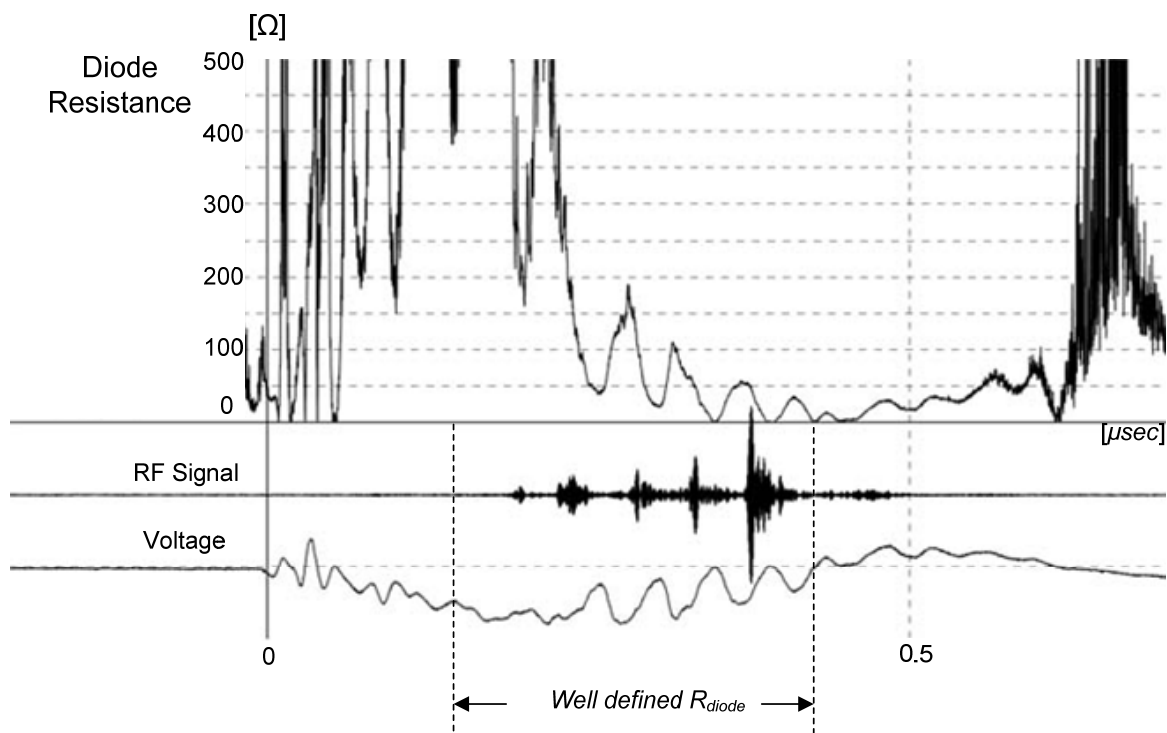
ούμενη τάση αλλά σε αυξανόμενο ρεύμα. Η κατάρρευση της διόδου ακίδας-πλέγματος σε αυτήν την περίπτωση διαρκεί περί τα 300nsec.



Εικ. 6.30: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080229m25): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

Στην απεικόνιση χρόνου-φάσματος (time-frequency representation) της Εικ. 6.30 έχει ενσωματωθεί το φασματογράφημα σε τόνους του γκρι, με κλίμακα συχνοτήτων στα δεξιά (0 μέχρι 2200MHz), και τον ίδιο οριζόντιο άξονα χρόνου με τα τρία παλμογραφήματα. Ο τελευταίος και ισχυρότερος παλμός αποτυπώνει φασματικό περιεχόμενο στα 1500MHz και στην περιοχή από 1700 μέχρι 1850MHz. Ειδικά, από τα 0.5μsec και μετά, φαίνεται ένα ίχνος στο φασματογράφημα, στη συχνότητα των ~1850MHz. Αυτά τα σήματα πιθανότατα δείχνουν μία προσπάθεια συντονισμού γύρω από τα 1800MHz, όπου και προσπαθούμε να συντονίσουμε τη λυχνία με τη βοήθεια της κοιλότητας. Εξακολουθεί να υπάρχει η ένδειξη για φασματικό περιεχόμενο κάτω από τα 1400MHz, το οποίο δεν μπορεί να εκδηλωθεί λόγω αποκοπής του πρώτου ρυθμού.

Η μεταβολή της αντίστασης της διόδου στο συγκεκριμένο πείραμα φαίνεται στην Εικ. 6.31. Στο χρόνο που μπορούμε να θεωρήσουμε σωστή την έκφραση της αντίστασης, παρατηρούμε ότι η μικροκυματική ακτινοβολία εμφανίζεται σε διαστήματα, στα οποία η αντίσταση έχει μικρή, σχετικά, τιμή. Χαρακτηριστικά, ο τελευταίος και ισχυρότερος παλμός εμφανίζεται, όταν η αντίσταση της διόδου είναι περίπου 30Ω. Αντίστοιχα, οι δύο προηγούμενοι μικροί παλμοί εμφανίζονται, όταν η αντίσταση της διόδου είναι κάτω από 50Ω.

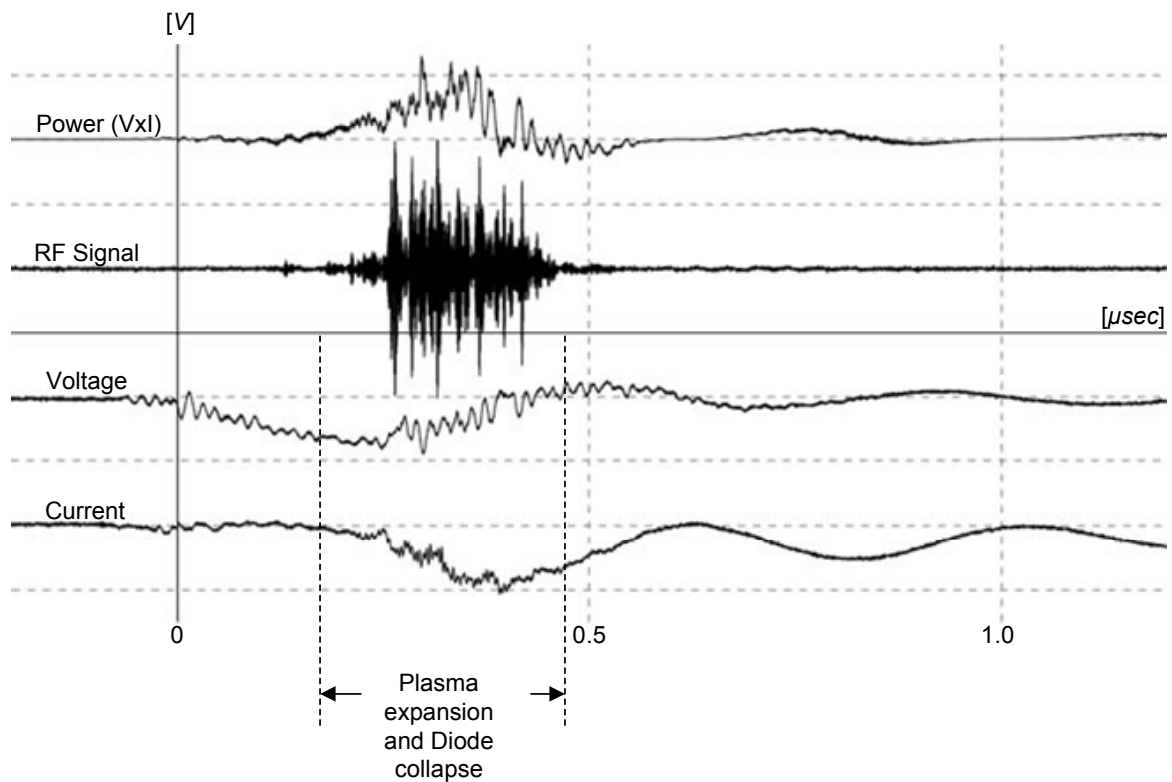


Εικ. 6.31: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080229m25): Αντίσταση διόδου.

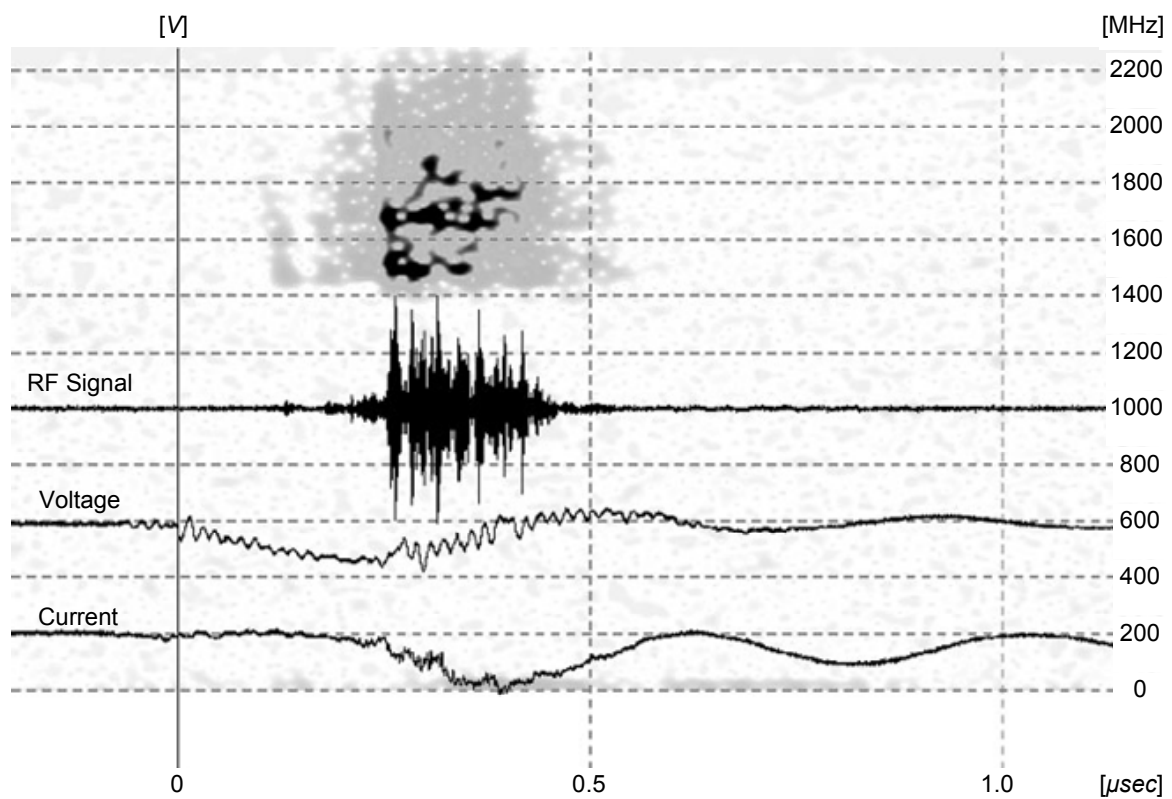
Περίπτωση Γ (62kV, 860A, 29MW, 5cm/μsec)

Στη μέτρηση αυτή έχουμε μία διαφορετική μικροκυματική έξοδο από τη διαμόρφωση της διόδου με την κάθοδο ακίδας. Η τάση φτάνει τη μέγιστη τιμή των 62kV, ενώ το μέγιστο ρεύμα είναι 860A. Η προσφερόμενη ισχύς στη δίοδο του Vircator είναι 29MW. Χωρίς να εμφανίζεται κάποιο στιγμιαίο μέγιστο σήμα, όπως στις προηγούμενες χαρακτηριστικές καταγραφές, το μικροκυματικό σήμα στην περίπτωση αυτή εμφανίζει μία συμπεριφορά σταθερής, μακροσκοπικά, ισχύος, για χρόνο περίπου 200nsec.

Στην απεικόνιση χρόνου-φάσματος (time-frequency representation) της συγκεκριμένης περίπτωσης έχει ενσωματωθεί το φασματογράφημα σε τόνους του γκρι, με κλίμακα συχνοτήτων στα δεξιά (0 μέχρι 2200MHz), και τον ίδιο οριζόντιο άξονα χρόνου με τα τρία παλμογράφημα, όπως και στις προηγούμενες σύνθετες εικόνες. Το σκούρο χρώμα απεικονίζει τις περιοχές με το ισχυρότερο φασματικό περιεχόμενο. Έξοδος χωρίς ιδιαίτερη συνοχή παρουσιάζεται στη ζώνη από 1450MHz μέχρι 1850MHz. Φαίνεται να επικρατεί μία κεντρική τάση στη συχνότητα εξόδου γύρω από τα 1700MHz.

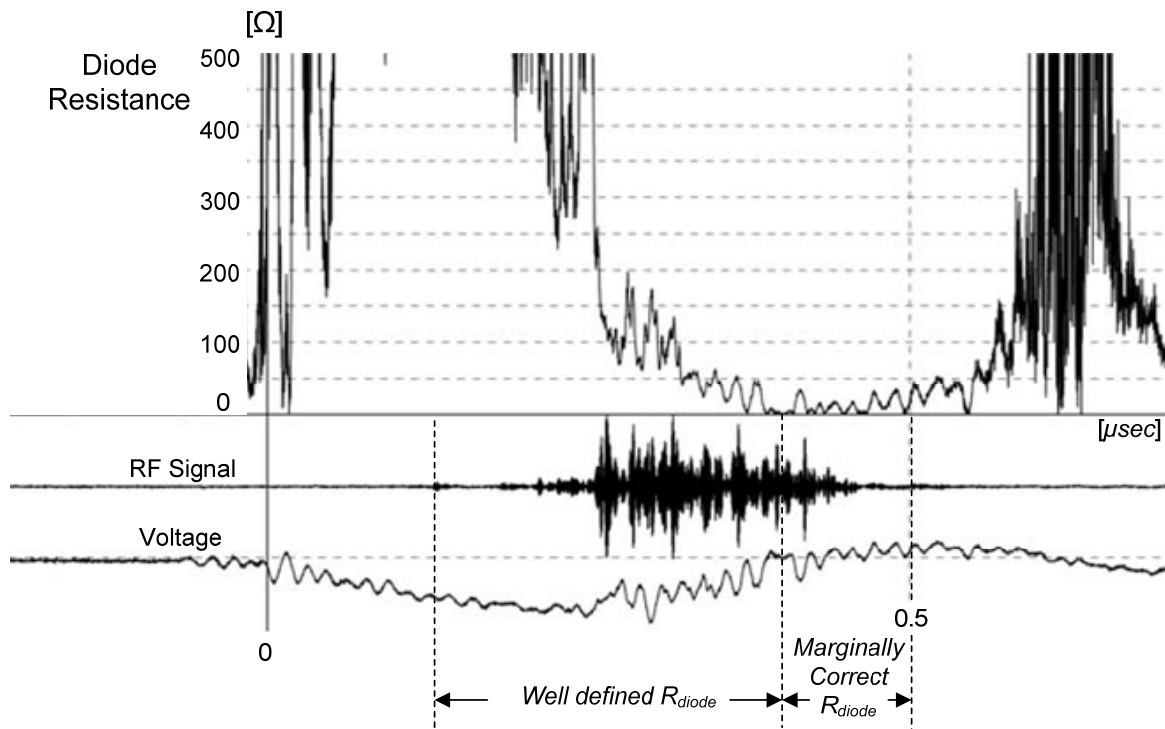


Εικ. 6.32: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080414m32): $V_{\text{max}}=62\text{kV}$, $I_{\text{max}}=860\text{A}$, $R_{F_{\text{max}}}=5\text{W}$, $P_{\text{max}}=29\text{MW}$.



Εικ. 6.33: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080414m32): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

Στο συγκεκριμένο παράδειγμα, η διάδος διανύει μία σχετικά μεγάλη περίοδο κοντά σε μηδενική τάση και εμφανίζει μία μικρή αντίστροφη της τάσης, περί τα 500nsec, μετά την επιβολή της κρουστικής τάσης. Επομένως, η αντίσταση δεν έχει φυσική έννοια μετά τα 500nsec, σαν λόγος του σήματος της τάσης προς το ρεύμα. Μία μικρή περιοχή, πριν από τη στιγμή αυτή, διατηρεί μία πολύ μικρή αντίσταση, κάτω από 50Ω, η οποία είναι στα όρια του σφάλματος λόγω της διακύμανσης της τάσης γύρω από το μηδέν.

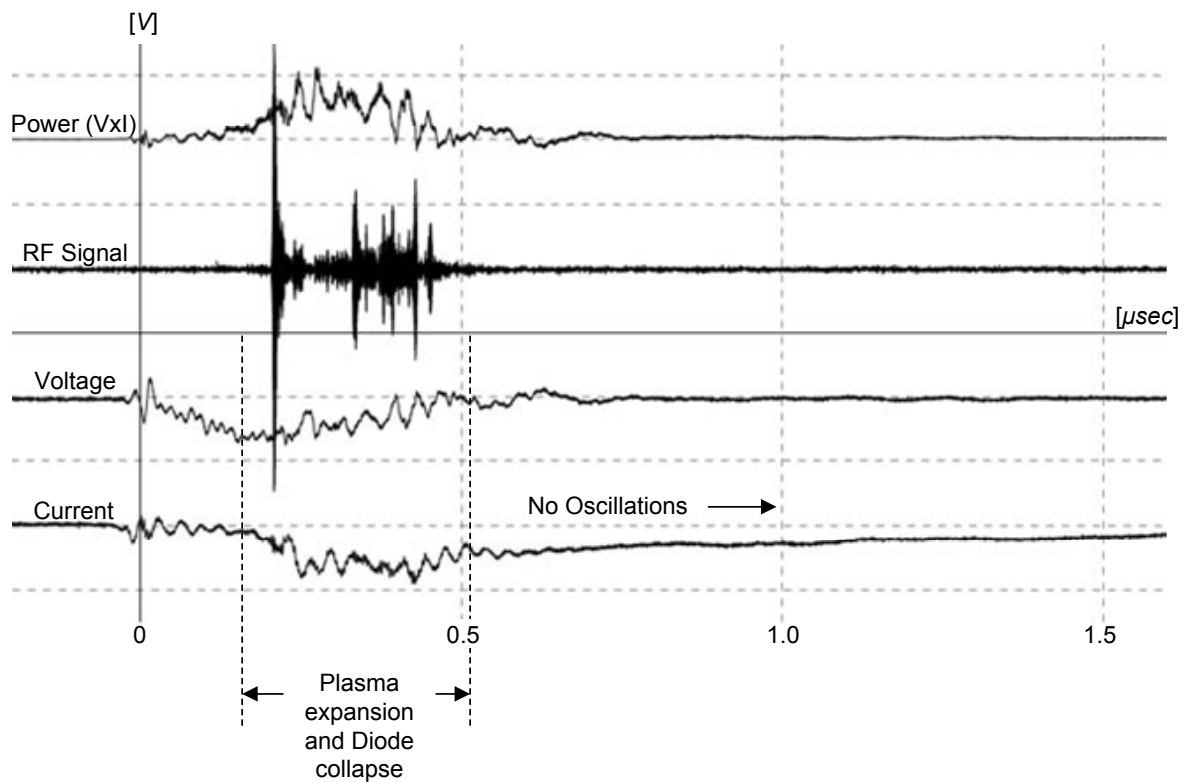


Εικ. 6.34: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080414m32): Αντίσταση διόδου.

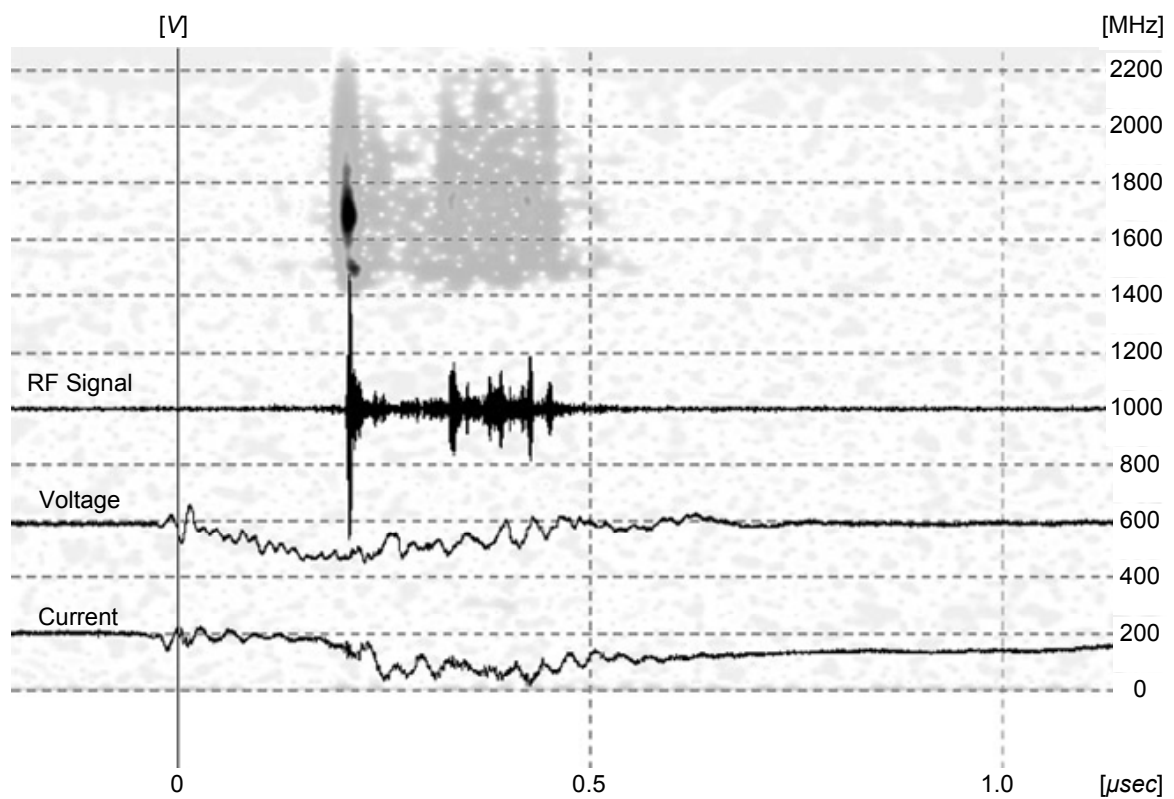
Όπως είναι εμφανές από το ανωτέρω διάγραμμα, η μικροκυματική ακτινοβολία ξεκινά να εμφανίζεται, όταν η αντίσταση του διακένου είναι κάτω από 100~150Ω. Μικροκυματική ακτινοβολία εξακολουθεί να υφίσταται ασθενώς προς το τέλος του φαινομένου, παρά το γεγονός ότι το χάσμα έχει σχεδόν γεφυρωθεί από πλάσμα. Το μεγάλο ρεύμα που ρέει στη διάοδο, σε συνδυασμό με πιθανή ύπαρξη περιοχής που δεν έχει καλυφθεί από πλάσμα, συμβάλλει ώστε να εισέρχεται ηλεκτρονική δέσμη στο χώρο του κυματοδηγού με κάποια ταχύτητα και να τροφοδοτεί την εικονική κάθοδο με φορτίο.

Περίπτωση Δ (53kV, 730A, 25MW, 4cm/μsec)

Η ακόλουθη περίπτωση είναι μία, κατά την οποία δεν εμφανίζονται ταλαντώσεις βρόχου. Η διάδος καταρρέει σε περίπου 350nsec, ενώ παρατηρείται ένα αρκετά ισχυρό μικροκυματικό σήμα, για τις μετρήσεις με αυτού του τύπου τη διαμόρφωση. Η τάση φτάνει τη μέγιστη τιμή των 53kV, ενώ το μέγιστο ρεύμα είναι 730A. Η προσφερόμενη ισχύς στη διάοδο του Vir-cator είναι 25MW.



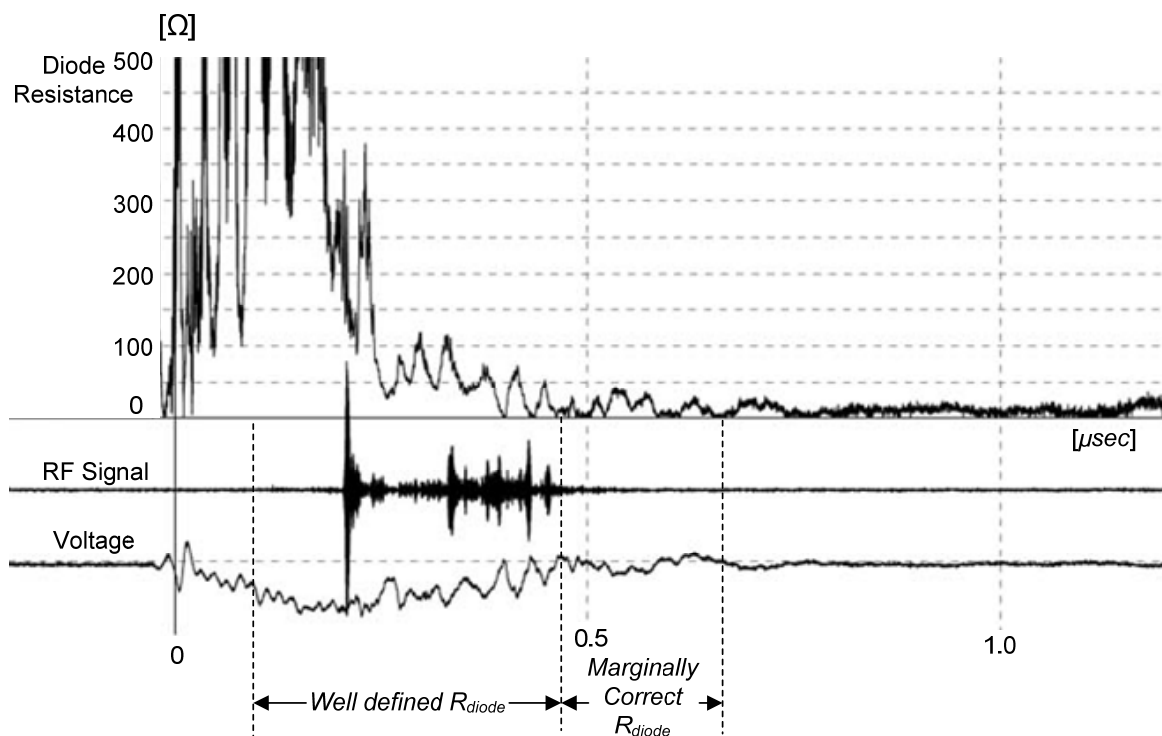
Εικ. 6.35: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080711m00): $V_{\max}=53\text{kV}$, $I_{\max}=730\text{A}$, $RF_{\max}=140\text{W}$, $P_{\max}=25\text{MW}$.



Εικ. 6.36: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080711m00): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

Στην απεικόνιση χρόνου-φάσματος, Εικ. 6.36, φαίνεται ότι ο αρχικός ισχυρός μικροκυματικός παλμός έχει φασματικό περιεχόμενο γύρω από τα 1700MHz. Εμφανίζεται όταν η τάση είναι 50kV περίπου, ενώ το ρεύμα είναι ακόμα μικρό. Εάν χρησιμοποιηθεί το μοντέλο εκφόρτισης χωρητικότητας μέσω της διόδου του Vircator, σύμφωνα με όσα έχουν αναπτυχθεί στην παράγραφο 4.3.6, εάν η κατάρρευση διαρκέσει 350nsec, το ρεύμα της διόδου θα φτάσει τα 800A, η ισχύς στη δίοδο θα φτάσει τα 20MW, αλλά η συνθήκη του ρεύματος για σχηματισμό εικονικής καθόδου θα αρχίσει να ικανοποιείται μετά τα πρώτα 150nsec. Ωστόσο, από το στάδιο αυτό και έπειτα οι συχνότητες εξόδου του Vircator προβλέπονται πάνω από τα 2GHz, επομένως υπάρχει το ενδεχόμενο το αρχικό ισχυρό μικροκυματικό σήμα να μη σχετίζεται με ταλαντώσεις εικονικής καθόδου, αλλά με διέλευση ισχυρού ρεύματος που διεγείρει τον πρώτο ρυθμό. Επίσης, τα όσα συμβαίνουν για χρόνο $t=300\text{nsec}$ με $t=500\text{nsec}$ να είναι υπολείμματα της εξόδου του Vircator, η οποία, κατά τα λοιπά, πιθανότατα να τοποθετείται αρκετά πάνω από τα 2GHz.

Η αντίσταση του διακένου, κατά την περίοδο που παρατηρείται ακτινοβολία, κυμαίνεται σε κάποιες δεκάδες Ω. Ο πρώτος και ισχυρότερος παλμός εμφανίζεται, όταν η τάση είναι ακόμα αρκετά υψηλή, περίπου 50kV, και ενώ η φαινόμενη αντίσταση του διακένου είναι 120Ω. Πάνω από τα 0.5μsec το διάκενο έχει πληρωθεί από πλάσμα, ενώ η σταθεροποίηση της τάσης πάνω από τα 0.7μsec μας δίνει τη δυνατότητα να εκτιμήσουμε την αντίσταση του καναλιού πλάσματος στη δίοδο, που είναι κάτω από 20Ω.



Εικ. 6.37: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080711m00): Αντίσταση διόδου.

Στις ανωτέρω περιπτώσεις, η κατάρρευση του διακένου λογίζεται από τη στιγμή που η τάση παύει να ανεβαίνει με τον προβλεπόμενο ρυθμό και αρχίζει ροή κάποιου ρεύματος στη δίοδο, μέχρι τη στιγμή μηδενισμού της τάσης και ομαλοποίησης του ρεύματος. Το φαινόμενο αυτό διαρκεί περί τα 300nsec. Συνεπώς, για τη συγκεκριμένη γεωμετρία, ήτοι ακίδα από ανοξείδωτο χάλυβα σε απόσταση 15mm από την άνοδο ανοξείδωτου πλέγματος, η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στη δίοδο υπολογίζεται στα $\sim 5\text{cm}/\mu\text{sec}$.

Το διηλεκτρόδιο πλάσμα εκτιμάται ότι οφείλεται στο υδρογόνο, που εκλύεται από προσροφήσεις στην επιφάνεια των ηλεκτροδίων. Το υδρογόνο αποτελεί το συνηθέστερο προσροφημένο αέριο στα μέταλλα, το οποίο μπορεί να καταλαμβάνει πάρα πολλές εσωτερικές στοιβάδες του μεταλλικού πλέγματος. Επίσης, ένα συνηθισμένο μόριο προσροφήσεων στα μέταλλα είναι το νερό, το οποίο μπορεί να είναι προσκολλημένο στην επιφάνεια του μετάλλου, αλλά εγκλωβισμένο και στο εσωτερικό του. Πλήθος άλλων ατόμων και μορίων βρίσκεται παγιδευμένο στα ηλεκτρόδια, με συνέπεια να εκλύονται κατά τη στιγμή της εφαρμογής της τάσης. Το διηλεκτρόδιο πλάσμα αρχικά έχει πηγή την κάθοδο, η οποία θερμαίνεται δραματικά, καθώς ξεκινά να ρέει το ηλεκτρονικό ρεύμα εκπομπής πεδίου. Ωστόσο, πλάσμα ξεκινά να εκλύεται και από την άνοδο, όταν σημαντικό ποσό ρεύματος αρχίσει να χτυπάει το πλέγμα και να το θερμαίνει σε υψηλές θερμοκρασίες. Ο σχηματισμός πλάσματος ξεκινά νωρίτερα, αλλά το φαινόμενο αυτό είναι σχετικά αργό κατά τα πρώτα στάδια της εκκένωσης. Το πλάσμα εν γένει περιορίζεται σε μία μικρή σφαίρα γύρω από την άκρη της ακίδας. Μέχρι η σφαίρα αυτή να εξαπλωθεί σημαντικά, το μέγιστο ρεύμα περιοριζόμενο από το χωρικό φορτίο (space-charge limited current), ανάμεσα στο πλάσμα γύρω από την ακίδα και την άνοδο, είναι ακόμα μικρό και δεν εμφανίζεται στις κυματομορφές. Αντίστοιχα, η αντίσταση της διόδου είναι αρκετά μεγάλη, ώστε δεν παρατηρείται έντονη κατάρρευση της τάσης. Για το λόγο αυτό, η γεφύρωση της διόδου φαίνεται να συμβαίνει σε χρόνο 300nsec, ενώ η διάρκεια του φαινομένου μπορεί να είναι κάπως μεγαλύτερη. Υπενθυμίζουμε ότι ο νόμος Child Langmuir για την επίπεδη δίοδο είναι:

$$\blacktriangleright J_{SCL} = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{d^2} \text{ [A/m}^2\text{]}, \quad (6.22)$$

με τη γεωμετρία της διόδου να επηρεάζει κατά κύριο λόγο το σταθερό παράγοντα. Συνεπώς, με την εξέλιξη του χρόνου και την εξάπλωση του πλάσματος, το παρατηρούμενο ρεύμα, ανάλογο της ποσότητας

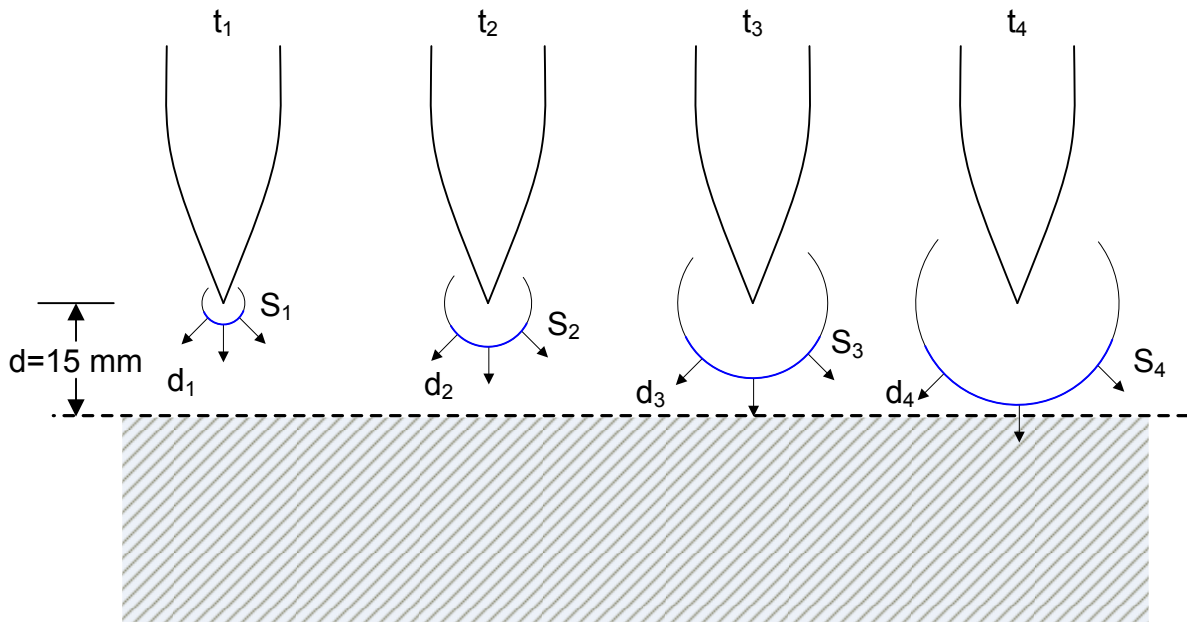
$$\blacktriangleright I_{SCL}(t) \propto S(t) \frac{V(t)^{3/2}}{d(t)^2} \propto k\pi R(t)^2 \frac{V(t)^{3/2}}{d(t)^2}, \quad (6.23)$$

αυξάνεται με ρυθμό τέταρτης τάξης, λόγω της απόστασης πλάσματος-άνόδου και του ισοδύναμου «εμβαδού» της διόδου, εάν η τάση θεωρηθεί σχετικά σταθερή. Μάλιστα, για την περίπτωση διόδου ακίδας-πλάκας στο κενό, οι Mesyats και Litvinov [135] προτείνουν πως το ρεύμα μπορεί να υπολογίζεται από μία έκφραση της μορφής

$$I_{SCL}(t) = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{V(t)^{3/2}}{(d - vt)^2} \cdot S_{eff}(t) \cdot k(t), \quad (6.24)$$

όπου το εμβαδόν $S_{eff}(t) = \pi \cdot (vt)^2$ και η σταθερά k έχει μία εξάρτηση της μορφής $k(t) \approx 5(d - vt)/vt$. Η ποσότητα v είναι η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στη δίοδο και d είναι η αρχική απόσταση ανόδου-καθόδου. Στην ανωτέρω σχέση, η σταθερά προέρχεται απευθείας από το νόμο Child-Langmuir.

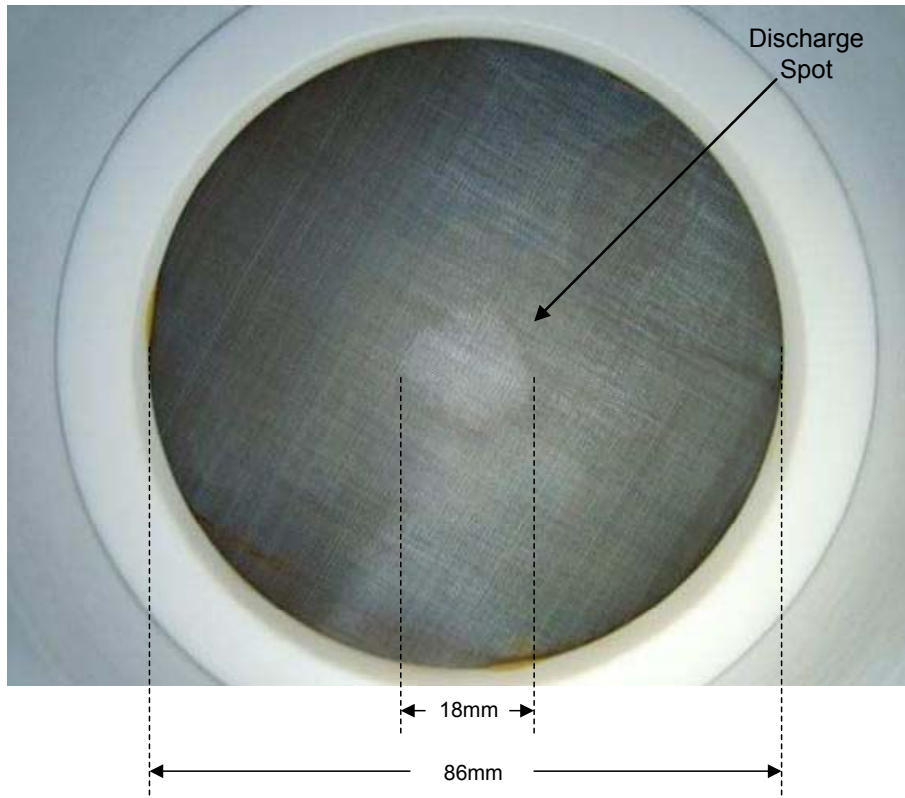
Η ραγδαία αύξηση του χωρικού ρεύματος αντικατοπτρίζεται και στην ταχύτατη κατάρρευση της φαινόμενης αντίστασης της διόδου, λίγο πριν το σημείο που αρχίζει να εμφανίζεται μικροκυματική ακτινοβολία (βλ. Εικ. 6.28, Εικ. 6.31, Εικ. 6.34 και Εικ. 6.37) Στην ανωτέρω σχέση, συμβολίζουμε τις χρονικές εξαρτήσεις της απόστασης της «διόδου» πλάσματος-ανόδου με d , με V την τάση στη διόδο και με R την ακτίνα της σφαίρας πλάσματος.



Εικ. 6.38: Απλουστευμένη απεικόνιση εξέλιξης πλάσματος πηγάζοντος από την κάθοδο.

Το σημείο, στο οποίο εικάζεται ότι συμβαίνει γεφύρωση του διακένου, είναι εκείνο, στο οποίο η τάση έχει ήδη αναστραφεί και η διακύμανση του ρεύματος μεταβαίνει σε ομαλή ημιτονική συμπεριφορά (βλ. Εικ. 6.26, Εικ. 6.29 και Εικ. 6.32). Αυτό οφείλεται σε επιβαλλόμενες ταλαντώσεις LC, μεταξύ του χωρητικού καταμεριστή και της αυτεπαγωγής του βρόχου πυκνωτή-Vircator, όπως έχουμε προαναφέρει.

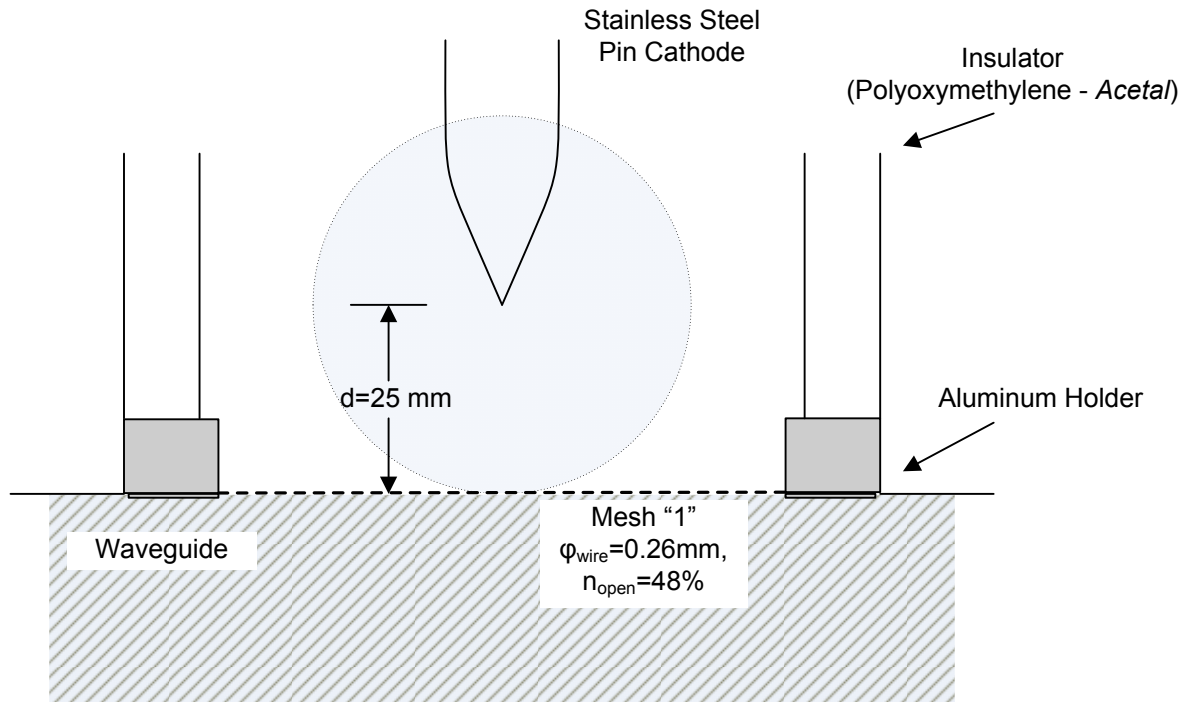
Υπάρχουν περιπτώσεις, στις οποίες δεν εμφανίζονται ταλαντώσεις. Χαρακτηριστικό είναι το παράδειγμα της Εικ. 6.35. Στην περίπτωση αυτή, η τάση στη διόδο δεν αναστράφηκε ποτέ για αρκετή ώρα, με αποτέλεσμα την τροφοδότηση του τόξου από το φορτίο του πυκνωτή κρούσης C_C . Το κύκλωμα εκφόρτισης πλέον είναι ο πυκνωτής C_C , η αντίσταση μετώπου R_F και ο βραχυκυκλωμένος Vircator. Ο χωρητικός καταμεριστής έχει αποδώσει το περισσότερο φορτίο του κατά την πρώτη φάση της διάσπασης, μέχρι το μηδενισμό της τάσης (βραχυκύκλωση της διόδου). Είναι φανερό ότι το πλάσμα στη διόδο, αποτελεί έναν πολύ καλό αγωγό, αφού η τάση στα άκρα της διόδου του Vircator έχει πρακτικά μηδενιστεί, ενώ το ρεύμα διατηρεί αρκετά μεγάλη τιμή. Η αντίσταση της στήλης πλάσματος στην περίπτωση αυτή φαίνεται να είναι μερικά Ω , όπως υπολογίζεται από το λόγο της τάσης προς το ρεύμα της διόδου. Η έκφραση του ρεύματος, μετά την κατάρρευση της διόδου, καθορίζεται από την εκφόρτιση του πυκνωτή κρούσης C_C , μέσω της αντίστασης μετώπου R_F . Στην περίπτωσή μας, $C_C=6000\mu\text{F}$ και $R_F=208\Omega$. Πρόκειται για μία εκθετική εκφόρτιση του εναπομείναντος φορτίου του πυκνωτή C_C , με σταθερά χρόνου $\sim R_F C_C$.



Εικ. 6.39: Ίχνος στην άνοδο, μετά από ~200 κρούσεις. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=15\text{mm}$.

6.3.4. Κάθοδος Ακίδας ($d=25\text{mm}$)

Η κάθοδος ακίδας, με απόσταση ανόδου-καθόδου ίση με 25mm, παρουσίασε τα σημαντικότερα αποτελέσματα όσον αφορά τη μικροκυματική έξοδο του Vircator. Για το λόγο αυτό η κάθοδος ακίδας με απόσταση 25mm από την άνοδο, χρησιμοποιήθηκε για να επιβεβαιωθεί η επίδραση του πλέγματος της ανόδου στα χαρακτηριστικά της διάταξης. Η τάση, στην οποία εμφανιζόταν κατάρρευση του διακένου, είναι μεγαλύτερη από ότι στην περίπτωση της ακίδας με απόσταση $d_{AK}=15\text{mm}$. Η κάθοδος ακίδας με απόσταση 25mm χρησιμοποιήθηκε επίσης για τεκμηρίωση της επίδρασης του κενού στην έξοδο του Vircator. Τα πειράματα αυτά έγιναν με το πλέγμα Νο. «6» και παρατηρήθηκε αμελητέα επίδραση στη μικροκυματική έξοδο για πιέσεις μέχρι και $\sim 10^{-3}\text{Torr}$, όπως θα αναφέρουμε ακολούθως (βλ. παρ. 6.5). Το πλέγμα υπ' αριθμόν «1» φέρει 30 οπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.587mm, σύρμα διαμέτρου 0.26mm και ελεύθερη επιφάνεια $\sim 48\%$. Το πλέγμα υπ' αριθμόν «3» φέρει 60 οπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.263mm, σύρμα διαμέτρου 0.16mm και ελεύθερη επιφάνεια $\sim 39\%$. Έχει μικρότερη ελεύθερη επιφάνεια από το πλέγμα «1», ως εκ τούτου αναμένεται μικρότερη μικροκυματική έξοδος από τις ανόδους με το προηγούμενο πλέγμα. Το πλέγμα υπ' αριθμόν «6» φέρει 150 οπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.109mm, σύρμα διαμέτρου 0.06mm και ελεύθερη επιφάνεια $\sim 41\%$. Είναι το λεπτότερο από όλα τα διαθέσιμα πλέγματα και έχει ένα ενδιάμεσο συντελεστή ελεύθερης επιφάνειας, επομένως αναμένουμε μικροκυματική έξοδο ανάμεσα στο πλέγμα «1» και «3». Επίσης είναι το πλέγμα με τις μεγαλύτερες πιθανότητες να παρουσιάσει πρόωρη καταστροφή.



Εικ. 6.40: Διαμόρφωση διόδου με κάθοδο ακίδας και $d_{AK}=25\text{mm}$.

6.3.4.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Στους ακόλουθους πίνακες, παρατίθενται οι καταγεγραμμένες μέγιστες τιμές τάσης, ρεύματος και ισχύος στη διόδο, για τουλάχιστον δέκα (10) επαναλήψεις, σε φόρτιση πρωτεύοντος ίση με 50, 75 και 100V AC. Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στις παραγράφους 5.5 και 6.3.2, οι φορτίσεις αυτές δίνουν κρουστικές $0.6/50$, με μέγιστα πλάτη 52, 78 και 104kV. Η τάση, το ρεύμα και η ισχύς της διόδου δίδονται ως μέση τιμή και υπολογισμένη διασπορά σ των καταγεγραμμένων μεγίστων, σε κάθε επίπεδο φόρτισης, με τη σημειολογία $\langle x \rangle \pm 1 \cdot \sigma_x$.

Πιν. 6.9: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 08-05-2008)

	50V AC	75V AC	100V AC
Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	$\sim 52\text{kV}$	$\sim 78\text{kV}$	$\sim 104\text{kV}$
Ρεύμα Ion Pump	0.16~0.20mA	0.18~0.21mA	0.25~0.27mA
Ανύψωση	1.9~3.5mA	2.5~4.5mA	3.5~6.5mA
Τάση typical	39.7±1.9kV	64.8±4.4kV	76.0±3.1kV
Ρεύμα typical	304±51A	548±106A	989±175A
Ισχύς typical	6.3±1.6MW	21.2±3.6MW	39.3±4.7MW
RF typical	0.1~0.6W	1~10W	10~100W
Efficiency typical	$2 \cdot 10^{-8} \sim 10^{-7}$	$10^{-7} \sim 8 \cdot 10^{-7}$	$10^{-7} \sim 10^{-5}$
RF max recorded	0.8W	16W	430W

Πιν. 6.10: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 09-05-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.20~0.22mA	0.24~0.26mA	0.21~0.26mA
Ανύψωση	1.9~3.1mA	2.5~5mA	4~7mA
Τάση typical	42.8±1.8kV	61.7±1.6kV	75.2±2.6kV
Ρεύμα typical	391±64A	781±145A	1104±170A
Ισχύς typical	8.0±0.9MW	19.3±1.7MW	40.8±5.5MW
RF typical	0.5~3W	1~10W	5~40W
Efficiency typical	$4 \cdot 10^{-8} \sim 5 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-8} \sim 7 \cdot 10^{-7}$	$10^{-7} \sim 10^{-6}$
RF max recorded	9W	25W	50W

Πιν. 6.11: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "3" (Μετρήσεις 14-05-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(δεν διεξήχθησαν)	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	-	0.21~0.23mA	0.25~0.26mA
Ανύψωση	-	2.8~3.5mA	3.5~5mA
Τάση typical	-	54.5±0.9kV	66.9±3.8kV
Ρεύμα typical	-	529±87A	743±133A
Ισχύς typical	-	19.5±3.2MW	28.8±6.0MW
RF typical	-	0.5~3W	1~10W
Efficiency typical	-	$4 \cdot 10^{-8} \sim 5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8} \sim 10^{-6}$
RF max recorded	-	12W	30W

Πιν. 6.12: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "3" (Μετρήσεις 19-05-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.18~0.19mA	0.17~0.22mA	0.20~0.35mA
Ανύψωση	1.6~2.5mA	2.5~4.1mA	3~5mA
Τάση typical	37.0±0.5kV	55.7±1.9kV	68.0±3.1kV
Ρεύμα typical	314±42A	523±89A	712±200A
Ισχύς typical	6.9±1.5MW	17.3±4.3MW	25.1±4.8MW
RF typical	0.1~0.6W	1~3W	1~15W
Efficiency typical	$10^{-8} \sim 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8} \sim 5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8} \sim 10^{-6}$
RF max recorded	0.7W	10W	25W

Πιν. 6.13: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "6" (Μετρήσεις 10-06-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.24~0.32mA	0.21~0.26mA	0.26~0.30mA
Ανύψωση	1.8~4mA	3~5.3mA	4~7mA
Τάση typical	36.1±0.6kV	57.0±2.5kV	71.9±2.6kV
Ρεύμα typical	342±58A	552±142A	929±290A
Ισχύς typical	5.5±0.8MW	14.8±2.6MW	29.2±7.8MW
RF typical	0.2~0.6W	1~10W	1~30W
Efficiency typical	$2 \cdot 10^{-8} \sim 3 \cdot 10^{-7}$	$10^{-7} \sim 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-8} \sim 4 \cdot 10^{-6}$
RF max recorded	1.7W	20W	100W

Πιν. 6.14: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "6" (Μετρήσεις 11-06-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.20~0.25mA	0.20~0.25mA	0.20~0.30mA
Ανύψωση	1.8~3mA	3~5mA	4~7mA
Τάση typical	42.4±2.6kV	61.7±1.8kV	74.4±3.0kV
Ρεύμα typical	380±55A	662±187A	860±197A
Ισχύς typical	7.0±1.3MW	19.5±2.0MW	32.9±4.5MW
RF typical	0.2~1.5W	1~10W	3~20W
Efficiency typical	$4 \cdot 10^{-8} \sim 10^{-6}$	$10^{-7} \sim 9 \cdot 10^{-7}$	$10^{-7} \sim 10^{-6}$
RF max recorded	5W	17W	45W

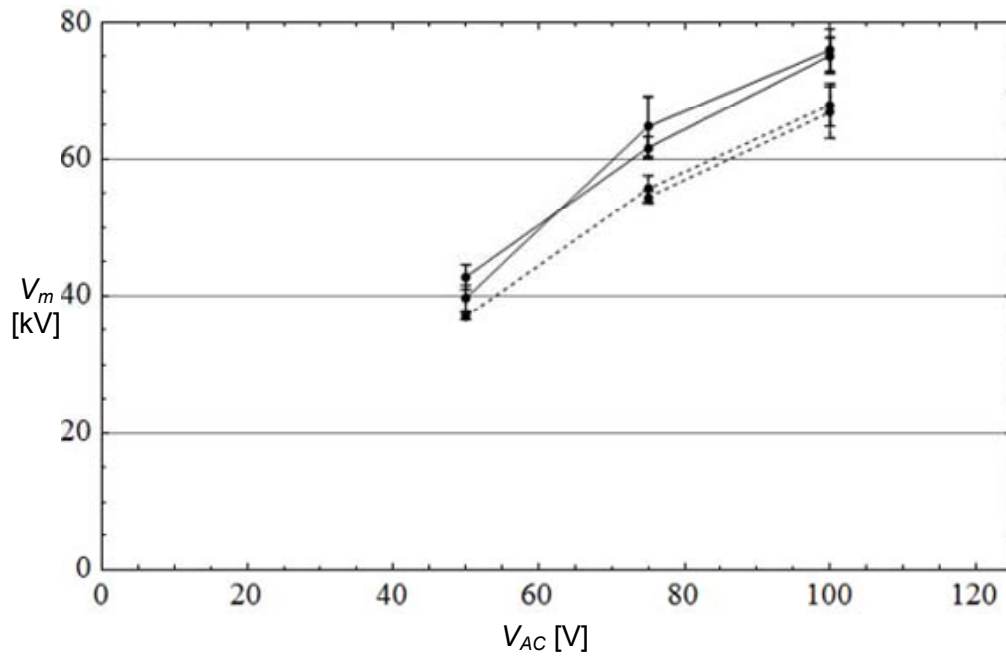
Πιν. 6.15: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "6" (Μετρήσεις 17-06-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.18~0.22mA	0.22~0.28mA	0.25~0.32mA
Ανύψωση	1.8~3.1mA	2.5~5.2mA	4~8mA
Τάση typical	49.3±1.7kV	61.7±4.3kV	76.9±1.7kV
Ρεύμα typical	311±51A	703±239A	1100±306A
Ισχύς typical	6.3±1.6MW	16.3±3.7MW	33.2±8.0MW
RF typical	0.1~0.2W	0.2~5W	0.5~20W
Efficiency typical	$10^{-8} \sim 5 \cdot 10^{-8}$	$10^{-8} \sim 7 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8} \sim 2 \cdot 10^{-6}$
RF max recorded	0.5W	12W	45W

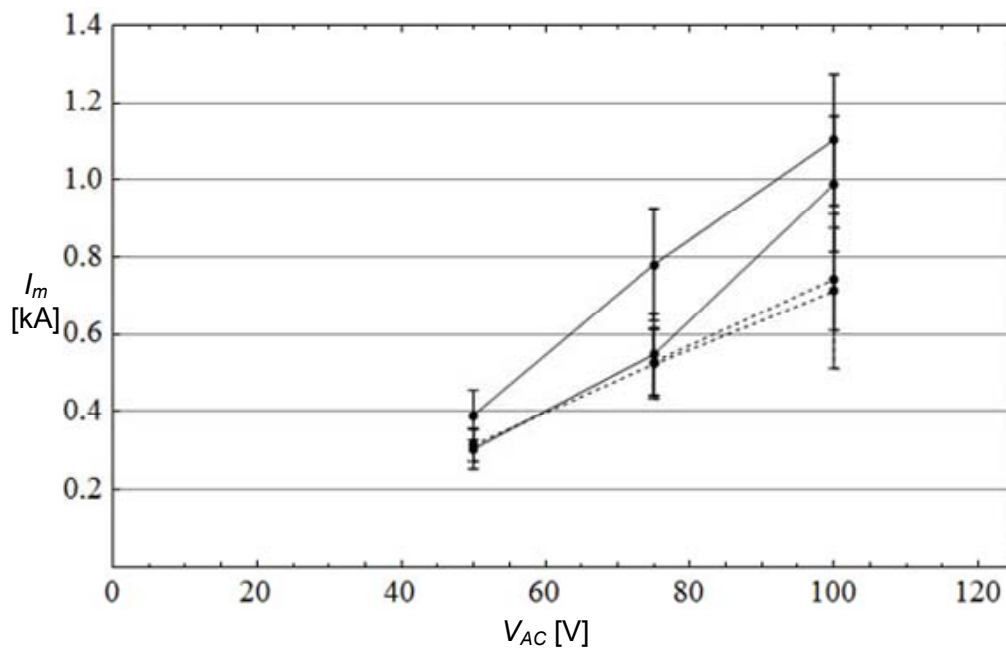
Η εκτιμώμενη πίεση στην περιοχή της διόδου είναι όσο το ρεύμα της Ion Pump σε mA τη στιγμή πριν την κρούση, πολλαπλασιασμένο με 10^{-4} Torr (βλ. παρ. 6.1). Συνεπώς τα 0.2mA αντιστοιχούν σε $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Το ρεύμα της αντλίας ιονισμού τη στιγμή της κρούσης ανεβαίνει απότομα (μέσα σε 0.5sec περίπου) περίπου μία τάξη μεγέθους παραπάνω. Μεγαλύτερη κρουστική τάση προκαλεί μεγαλύτερη εκτίναξη του ρεύματος της αντλίας ιονισμού.

Η κάθοδος ακίδας με απόσταση 25mm από την άνοδο παρουσίασε την ισχυρότερη έξοδο από όλες τις διαμορφώσεις, που δοκιμάστηκαν με τη μονοβάθμια κρουστική διάταξη. Η μεγαλύτερη καταγεγραμμένη ισχύς πλησίασε τα 500W στη ζώνη παρατήρησης, ήτοι τα ~1.4 με ~2.1GHz. Το πλέγμα «1», με τη μεγαλύτερη διαπερατότητα, 48%, είχε και τα μεγαλύτερα ποσά ισχύος. Από τις διαμορφώσεις με τα πλέγματα «3» και «6», με διαπερατότητα 38% και 41% αντίστοιχα, η δεύτερη εμφάνισε ελαφρώς μεγαλύτερα ποσά ισχύος. Ωστόσο, η μικροκυματική έξοδος είναι κατά πολύ μειωμένη, εν σχέσει με τη διαμόρφωση με το πλέγμα «1». Το συμπέρασμα, που συνάγεται από τα παραπάνω, είναι ότι το διερχόμενο στον κυματοδηγό ρεύμα είναι τόσο κρίσιμης σημασίας, που, ακόμα και σε αυτήν την subthreshold περιοχή οδήγησης των πειραμάτων μας, μία μικρή μείωση της διαπερατότητας του πλέγματος μεταφράζεται σε σημαντική μείωση της ισχύος.

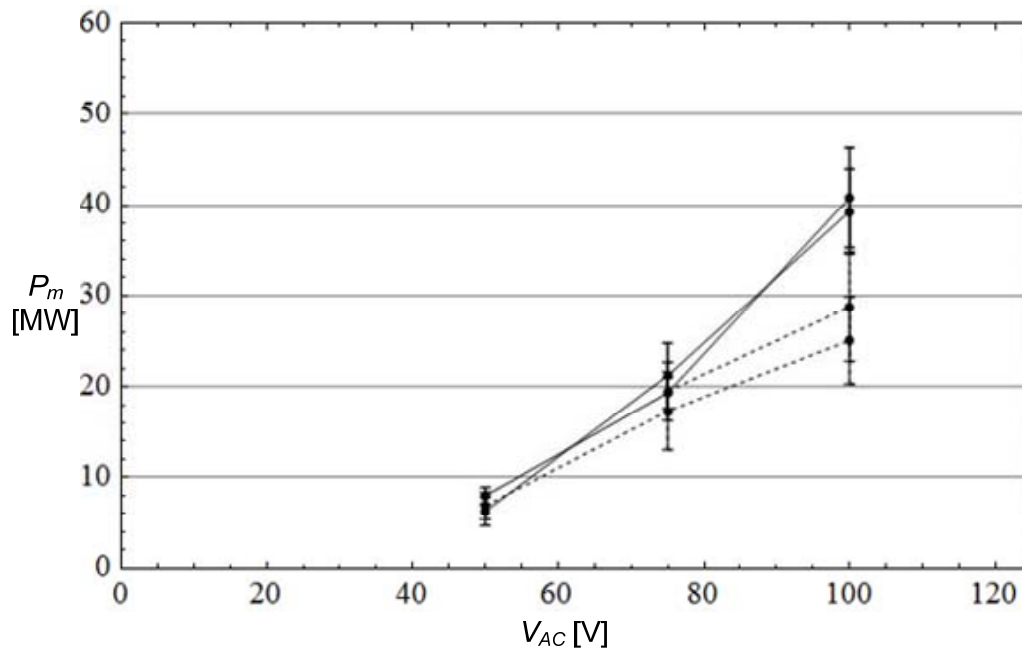
Συμπεριφορά διόδου. Ακίδα $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγματα «1» και «3».



Εικ. 6.41: Μέγιστη τάση διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (συνεχείς γραμμές) και πλέγμα No. «3» (διάστικτες γραμμές).

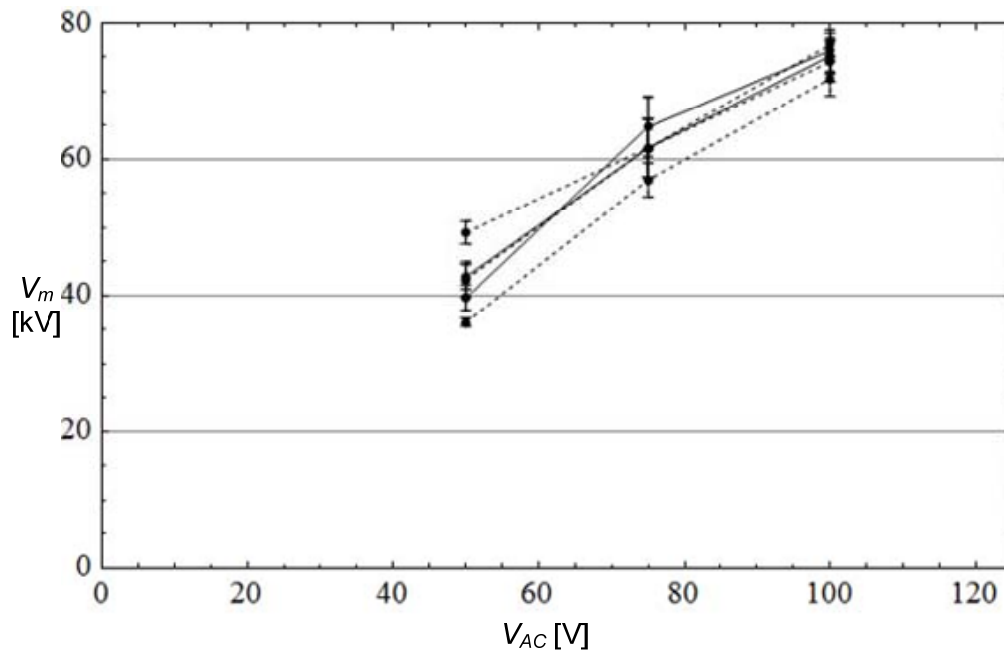


Εικ. 6.42: Μέγιστο ρεύμα διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (συνεχείς γραμμές) και πλέγμα No. «3» (διάστικτες γραμμές).

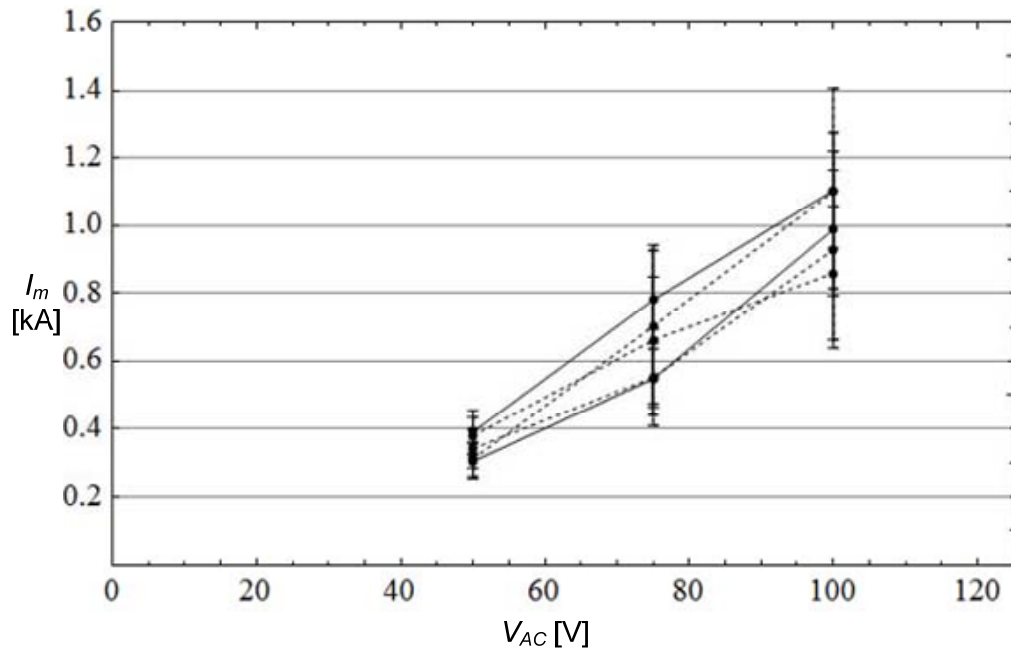


Εικ. 6.43: Μέγιστη ισχύς διόδου. Κάθοδος ακίδα, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (συνεχείς γραμμές) και πλέγμα No. «3» (διάστικτες γραμμές).

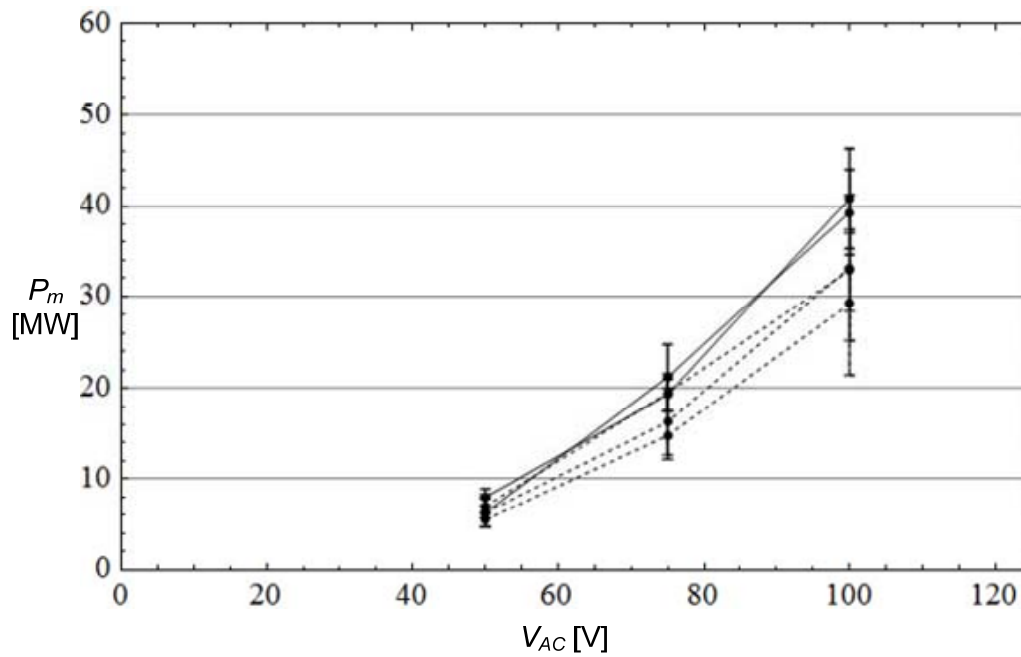
Συμπεριφορά διόδου. Ακίδα $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγματα «1» και «6».



Εικ. 6.44: Μέγιστη τάση διόδου. Κάθοδος ακίδα, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (συνεχείς γραμμές) και πλέγμα No. «6» (διάστικτες γραμμές).

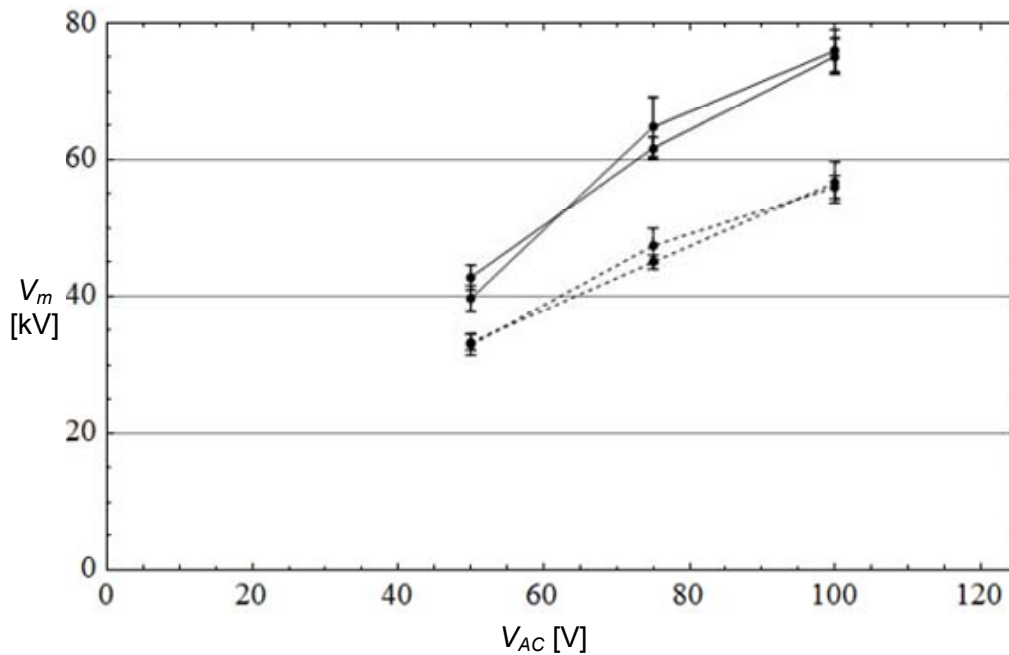


Εικ. 6.45: Μέγιστο ρεύμα διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (συνεχείς γραμμές) και πλέγμα No. «6» (διάστικτες γραμμές).



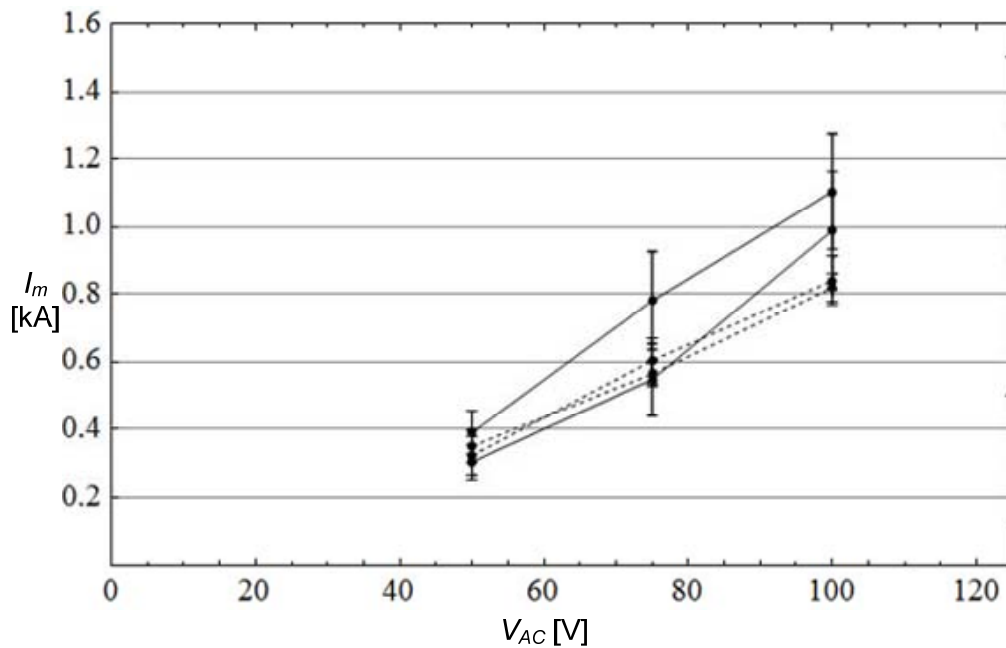
Εικ. 6.46: Μέγιστη ισχύς διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (συνεχείς γραμμές) και πλέγμα No. «6» (διάστικτες γραμμές).

Σύγκριση Συμπεριφοράς διόδων. Ακίδα $d_{AK}=25\text{mm}$ και $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα «1».



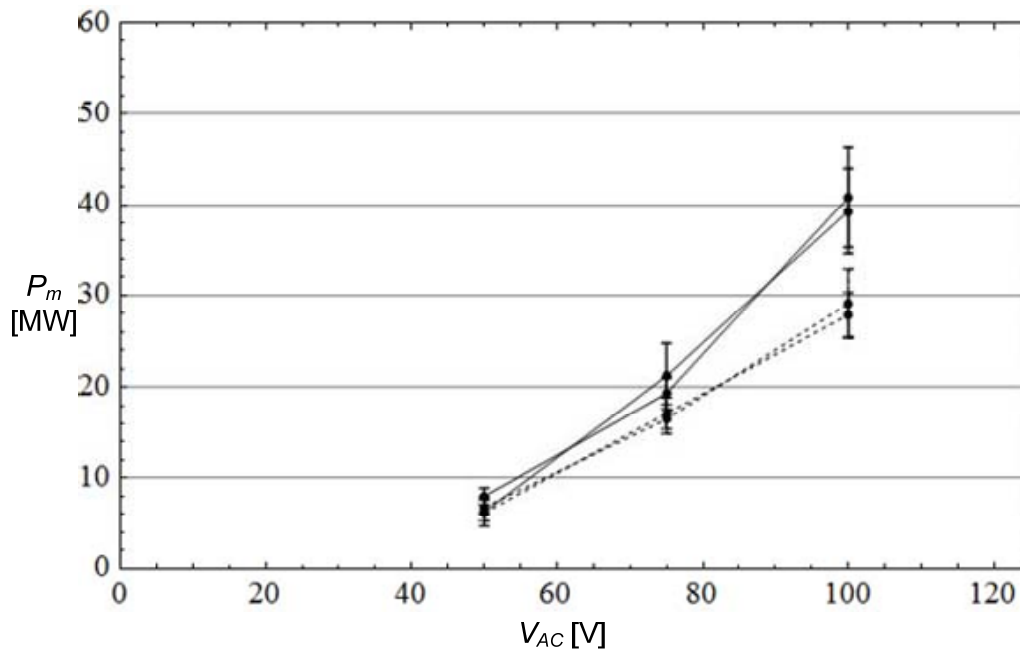
Εικ. 6.47: Μέγιστη τάση διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (συνεχείς γραμμές) και $d_{AK}=15\text{mm}$ (διάστικτες γραμμές), πλέγμα Νο. «1».

Όπως είναι αναμενόμενο, η μεγαλύτερη απόσταση των ηλεκτροδίων στην κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=25\text{mm}$ επιτρέπει τη μεγαλύτερη αντοχή του διακένου, εν σχέσει με την κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=15\text{mm}$.



Εικ. 6.48: Μέγιστο ρεύμα διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (συνεχείς γραμμές) και $d_{AK}=15\text{mm}$ (διάστικτες γραμμές), πλέγμα Νο. «1».

Η κάθοδος ακίδας με $d_{AK}=25\text{mm}$ παρουσιάζει εν γένει μεγαλύτερα μέγιστα ρεύματα από την ακίδα με $d_{AK}=15\text{mm}$, διότι, κατά τα τελευταία στάδια πριν τη γεφύρωση του διακένου, η σφαίρα πλάσματος έχει επεκταθεί σε ακτίνα μεγαλύτερης τιμής, επιτρέποντας, επομένως, μεγαλύτερες τιμές στο ρεύμα Child Langmuir της διόδου. Το φαινόμενο εμβαδόν της διόδου πλάσματος καθόδου-ανόδου είναι μεγαλύτερο.



Εικ. 6.49: Μέγιστη ισχύς διόδου. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (συνεχείς γραμμές) και $d_{AK}=15\text{mm}$ (διάστικτες γραμμές), πλέγμα No. «1».

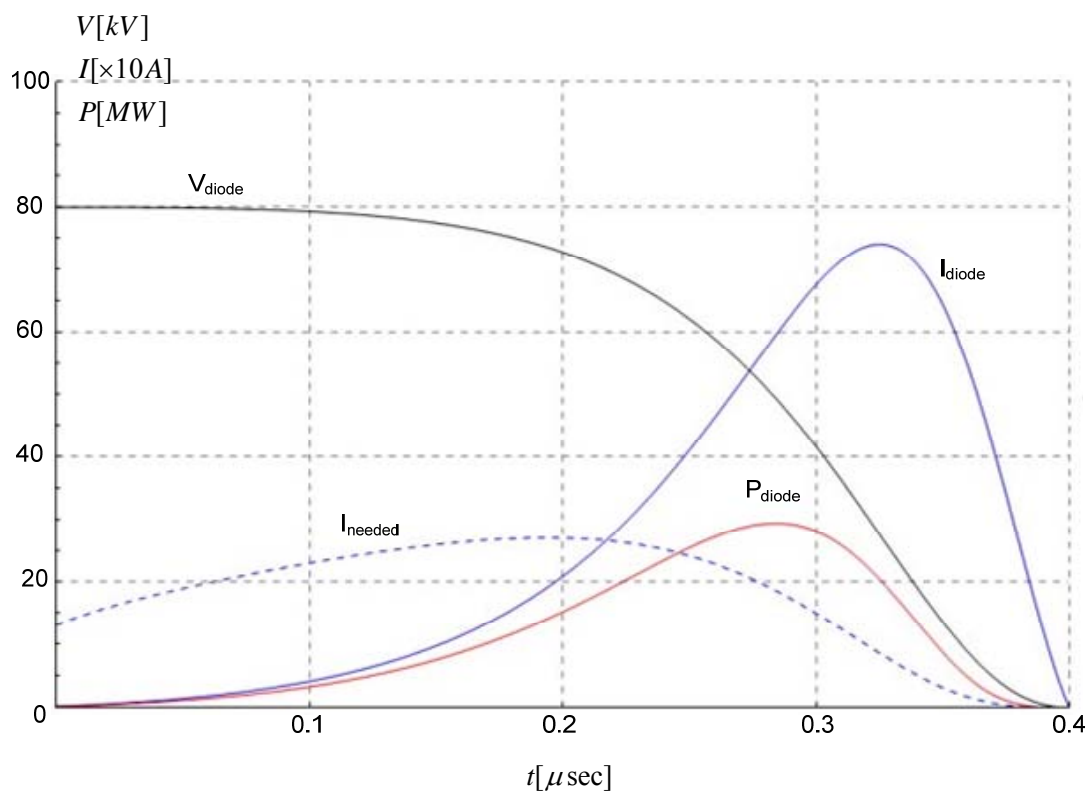
Κατά τα αναμενόμενα, η δίοδος ακίδας με μεγαλύτερη απόσταση ηλεκτροδίων, για ίδιο πλέγμα, παρουσιάζει μεγαλύτερη καταναλισκόμενη ισχύ. Φαίνεται, μάλιστα, η τάση υπερ-γραμμικής αύξησης της ισχύος στη δίοδο, με αύξηση της τάσης οδήγησης. Οι δύο διαμορφώσεις παρουσιάζουν μικρή διασπορά τιμών ισχύος σε όλες τις σειρές πειραμάτων.

Η συμπεριφορά της διόδου στο χρόνο είναι αρκετά χαοτική και εμφανίζει, κατά τη χρονική διάρκεια της διάσπασης, πλήθος συμπεριφορών. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο ένα και μοναδικό σημείο έκρηξης μικροπλάσματος, την κορυφή της ακίδας, το οποίο εκτείνεται με χαοτικό τρόπο σαν σφαίρα πλάσματος μέχρι το πλέγμα της ανόδου. Ο τρόπος κατάρρευσης του διακένου, παρατηρώντας τη χρονική μεταβολή της τάσης, παρουσιάζει άλλοτε ομαλή μείωση και άλλοτε ανώμαλα μεταβαλλόμενη συμπεριφορά, γεγονός που αντικατοπτρίζει την τυχαία συμπεριφορά της στήλης πλάσματος που δημιουργείται μεταξύ των ηλεκτροδίων. Επίσης, οι χρόνοι γεφύρωσης του διακένου εμφανίζουν μεγάλη διασπορά, με χρόνους από 300nsec μέχρι και 800nsec.

6.3.4.2. Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου

Για τη συγκεκριμένη διαμόρφωση, θέτουμε τα ακόλουθα μεγέθη: ακτίνα καθόδου $a=0.001\text{m}$, απόσταση οπλισμών $d=0.025\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=48\%$, ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος $u=6\text{cm}/\mu\text{sec}=6\cdot 10^4\text{m}/\text{sec}$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=80\text{kV}$, χωρητικότητα πυκνωτή $C=1.2\text{nF}$. Η ακτίνα της καθόδου τίθεται ίση με

1mm, διότι πρόκειται για ακίδα, ενώ η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος τίθεται ίση με $6\text{cm}/\mu\text{sec}$, διότι μεταξύ άλλων μετρήσεων, ορισμένες από αυτές εμφάνιζαν κατάρρευση του διακένου εντός 400nsec . Ακολουθώντας τη διαδικασία που περιγράφεται και στην παρ. 6.3.3.2, σχηματίζουμε τις εξής απεικονίσεις: Στην Εικ. 6.50 καταγράφεται η αναλυτική λύση της τάσης στη δίοδο καθώς και στο συνυπολογιζόμενο ρεύμα της διόδου του Vircator. Αφού έχουμε βρει την εξάρτηση της τάσης στο διάκενο, μπορούμε να εξάγουμε την ενέργεια της ηλεκτρονικής δέσμης και το εμβαδόν της, το οποίο τίθεται ίσο με το φαινόμενο εμβαδόν της καθόδου. Από τα μεγέθη αυτά και από τη διαπερατότητα του πλέγματος της ανόδου, μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα διόδου που απαιτείται, ώστε να τροφοδοτείται η κυματοδηγική κοιλότητα με το κρίσιμο μέγιστο ρεύμα δέσμης. Το ρεύμα αυτό, που συμβολίζεται με τη διάστικτη γραμμή, θα πρέπει να διαρρέει τη δίοδο, για να εισέλθουμε σε συνθήκες εμφάνισης εικονικής καθόδου στην κυματοδηγική κοιλότητα, σύμφωνα με την εξίσωση (4.70). Η δίοδος οδηγεί μεγαλύτερο ρεύμα από το αναγκαίο μετά τα πρώτα 220nsec . Από τη στιγμή αυτή και ύστερα μπορούμε να προβλέψουμε ποιές θα είναι οι αναμενόμενες συχνότητες εξόδου του Vircator, βάσει των θεωρητικών μοντέλων της βιβλιογραφίας. Στην Εικ. 6.51, αφού γνωρίζουμε την τάση και το ρεύμα που διαρρέει τη δίοδο, μπορούμε να απεικονίσουμε τις προσεγγίσεις για τη συχνότητα reflex καθώς και για τη συχνότητα των ταλαντώσεων του νέφους της εικονικής καθόδου.

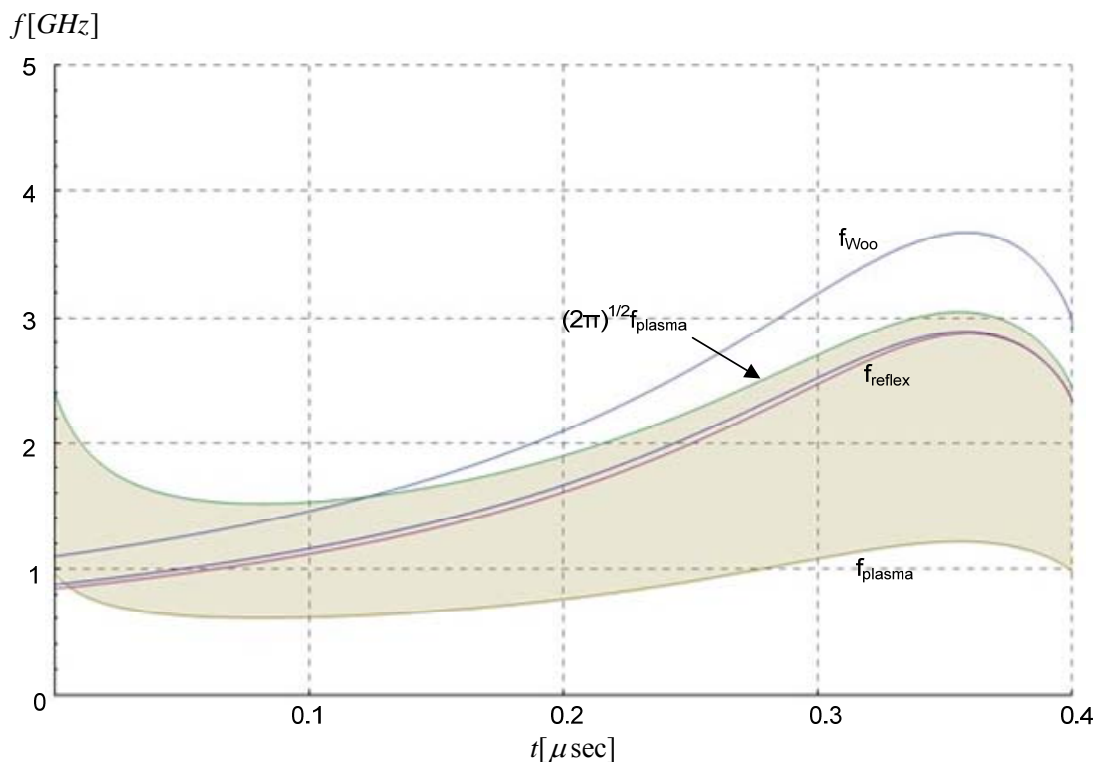


Εικ. 6.50: Θεωρητική μεταβολή τάσης, ρεύματος και ισχύος στην κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=25\text{mm}$, για τάση οδήγησης 80kV , χωρητικότητα πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $6\text{cm}/\mu\text{sec}$.

Η συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης, που εισέρχεται στον αδρανή χώρο, μπορεί να υπολογιστεί από τη σχετικιστική εξίσωση (4.42). Στην έκφραση αυτή, στη θέση του ρεύματος της δέσμης I , αντικαθιστούμε την ποσότητα (4.69), πολλαπλασιασμένη με τη γεωμετρική διαπερατότητα του πλέγματος, n . Στον παρονομαστή της εξίσωσης (4.42) αντι-

καθιστούμε κατάλληλα τη χρονική εξάρτηση της ακτίνας της καθόδου, την οποία και θεωρούμε ακτίνα της δέσμης. Η μεταβολή της συχνότητας πλάσματος περιγράφεται από την (4.71), όπου οι συντελεστές β και γ εξαρτώνται από την τάση στη δίοδο και περιγράφονται από τις εξισώσεις (4.44) και (4.45). Η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί στην παρ. 4.1.2, βρίσκεται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$. Στην Εικ. 6.51 σημειώνονται: η περιοχή που ορίζεται από τις συχνότητες στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$, οι δύο εκτιμήσεις της συχνότητας reflexing, η μη σχετικιστική και η σχετικιστική, όπως περιγράφονται στην παρ. 4.1.1. Τέλος σημειώνεται και η εκτίμηση του Woo, εξ. (4.16).

Παρατηρούμε πως μετά τα πρώτα 220nsec, το ρεύμα είναι αρκετά ισχυρό, ώστε να καθίσταται δυνατή η εμφάνιση εικονικής καθόδου, ωστόσο τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του κυκλώματος φαίνεται να απομακρύνουν τις συχνότητες εξόδου στην περιοχή πάνω από τα 2GHz, εντούτοις όχι πολύ μακριά. Οι πιθανές συχνότητες εξόδου (η συχνότητα reflex ταλαντώσεων αλλά και η κάτω συχνότητα πλάσματος) διέρχονται από την περιοχή των 1.8 με 2GHz. Για τη διαμόρφωση αυτή, το μέγιστο ρεύμα που προβλέπει το γραμμικό μοντέλο είναι $\sim 750A$, για κατάρρευση διακένου εντός 400nsec. Η ισχύς στην περίπτωση αυτή ανέρχεται στα 30MW. Ταχύτερη κατάρρευση διακένου, λόγω μεγαλύτερων ταχυτήτων εξάπλωσης πλάσματος, συνεπάγεται μεγαλύτερα ρεύματα δίοδου.



Εικ. 6.51: Εκτιμήσεις συχνότητας εξόδου του Vircator με κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=25mm$, για τάση εκφόρτισης 80kV, πυκνωτή 1.2nF, με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου 6cm/μsec.

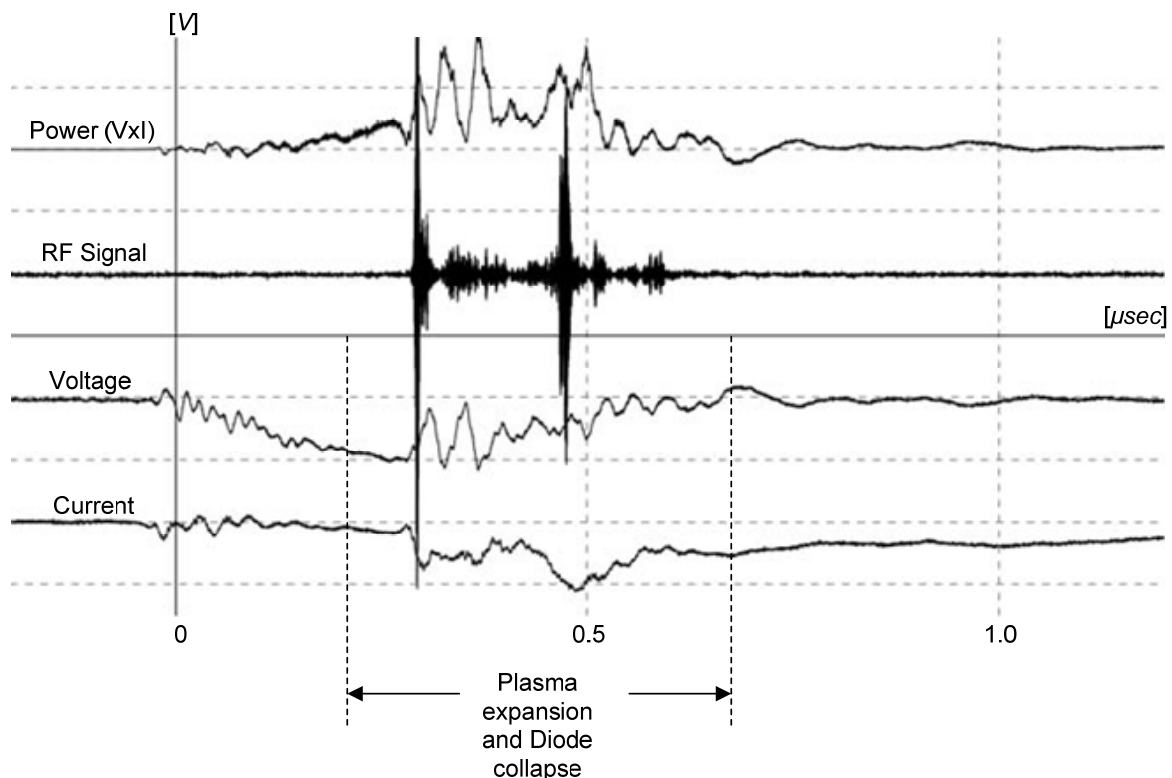
Έχει σημασία να παρατηρήσουμε πως υπάρχει περιοχή, κατά την οποία το ρεύμα στη δίοδο είναι αρκετά ισχυρό, για να έχουμε σχηματισμό εικονικής καθόδου. Επίσης, οι προβλέψεις για τις συχνότητες εξόδου διέρχονται από την περιοχή των 1.8 με 2GHz.

6.3.4.3. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

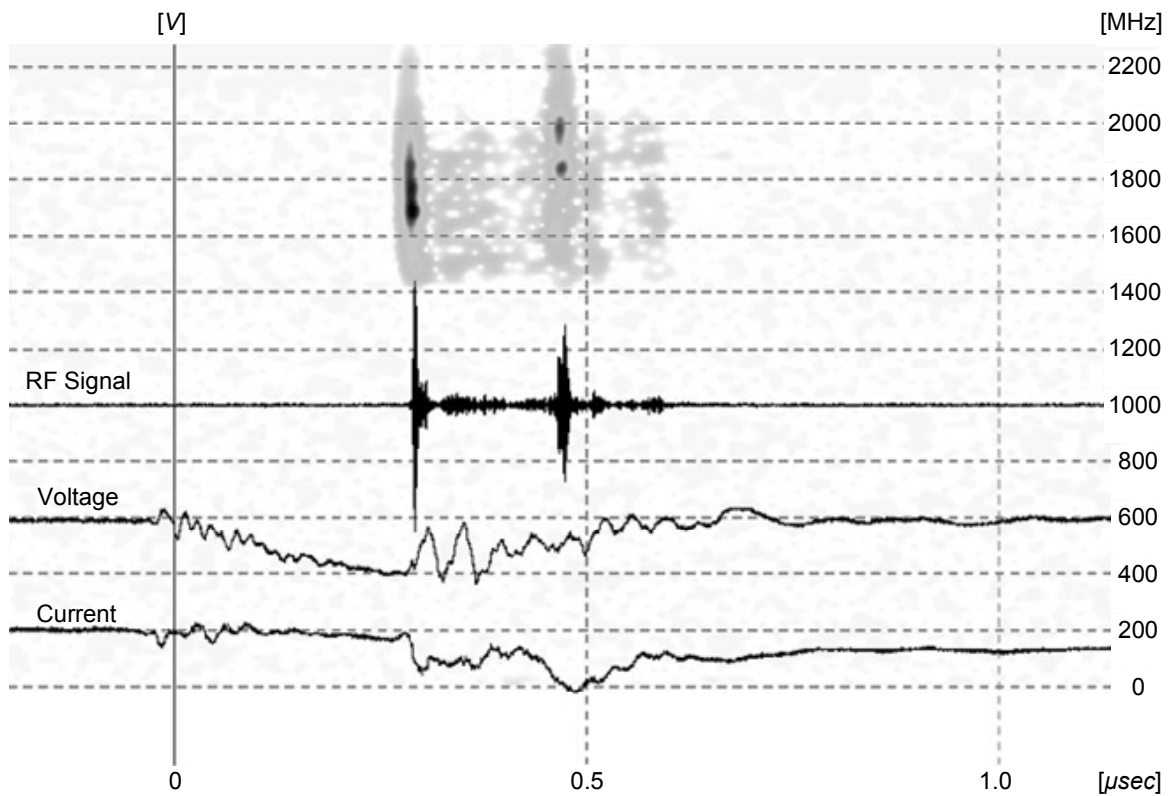
Περίπτωση Α (82kV, 890A, 42MW, 5cm/μsec)

Στη συγκεκριμένη επανάληψη, η τάση στη δίοδο δεν υφίσταται μεγάλη αναστροφή και σύμφωνα με τις κυματομορφές το ρεύμα αποσβένει ομαλά. Καθώς η τάση ανεβαίνει, παρατηρείται μία μικρή αύξηση του ρεύματος μέχρι το σημείο που γίνεται μία απότομη κατάρρευση της τάσης, συνοδευόμενη από απότομη αύξηση του ρεύματος και έναν ισχυρό παλμό RF. Όπως φαίνεται και στην Εικ. 6.54, η αντίσταση στο σημείο αυτό είναι περίπου 70Ω, με προηγούμενη απότομη μείωσή της, από πολύ μεγαλύτερες τιμές. Το διάκενο παρουσιάζει μία γενικότερη αστάθεια στα χαρακτηριστικά του καθ' όλη τη διάρκεια του φαινομένου της γεφύρωσης, ενώ ένα δεύτερο ισχυρό σήμα φαίνεται λίγο πριν τα 500nsec, σε μία χρονική στιγμή με ισχυρό ρεύμα και φαινόμενη αντίσταση διακένου περίπου 30Ω. Η χρονική διάρκεια στην οποία η δίοδος καταρρέει είναι περίπου 500nsec, δίδοντας έτσι μία ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος στη δίοδο της τάξης των 5cm/μsec. Οι απότομες αυξομειώσεις στην τιμή της τάσης κατά την αρχή του φαινομένου μπορεί να οφείλονται και σε φαινόμενα ηλεκτρικής διάσπασης που δεν είναι εντοπισμένα στην περιοχή της ακίδας και του πλέγματος αλλά και στον ευρύτερο θάλαμο που φιλοξενεί τη δίοδο.

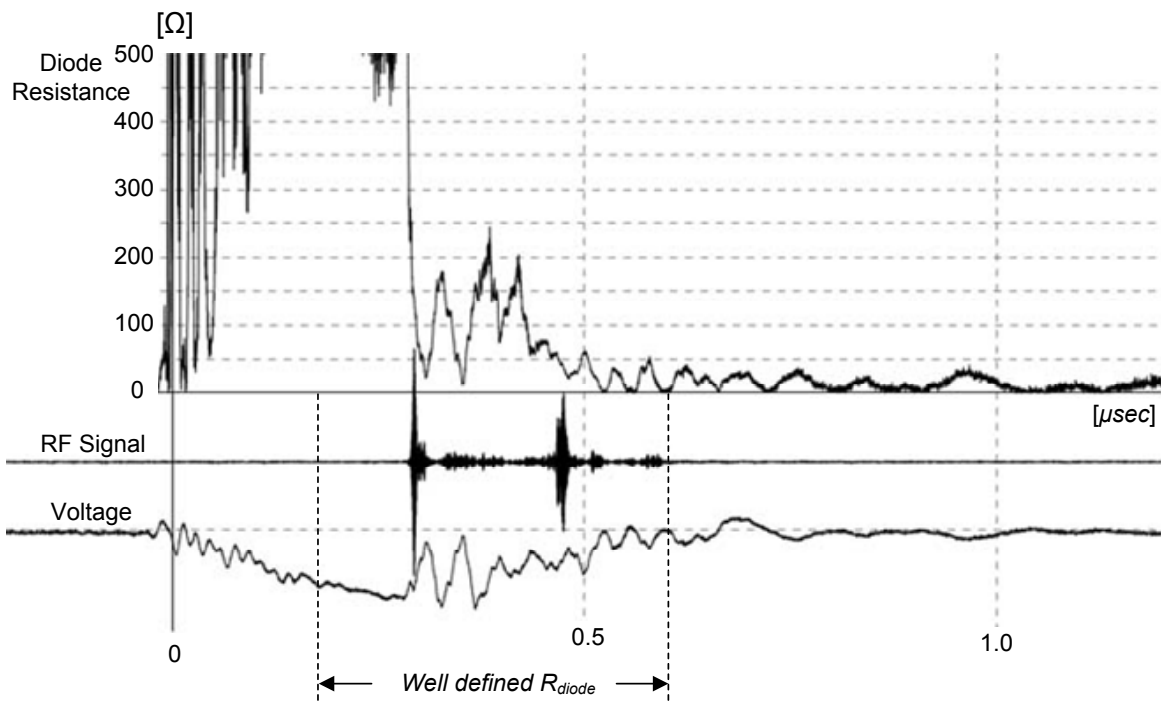
Η απεικόνιση χρόνου-φάσματος της Εικ. 6.53 δείχνει πως η πρώτη ισχυρή μικροκυματική έξοδος έχει ευρύ φασματικό περιεχόμενο που καλύπτει τη ζώνη από 1600MHz μέχρι 1850MHz. Ακολουθεί ασθενής έξοδος, ενώ λίγο πριν τα 0.5μsec, ο δεύτερος ισχυρός μικροκυματικός παλμός έχει φασματικό περιεχόμενο στα 1800MHz, στα 2GHz και υπόνοια για μεγαλύτερες συχνότητες, πέραν των 2.2GHz.



Εικ. 6.52: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (μέτρηση 20080508m48): $V_{\max}=82\text{kV}$, $I_{\max}=890\text{A}$, $RF_{\max}=130\text{W}$, $P_{\max}=42\text{MW}$.



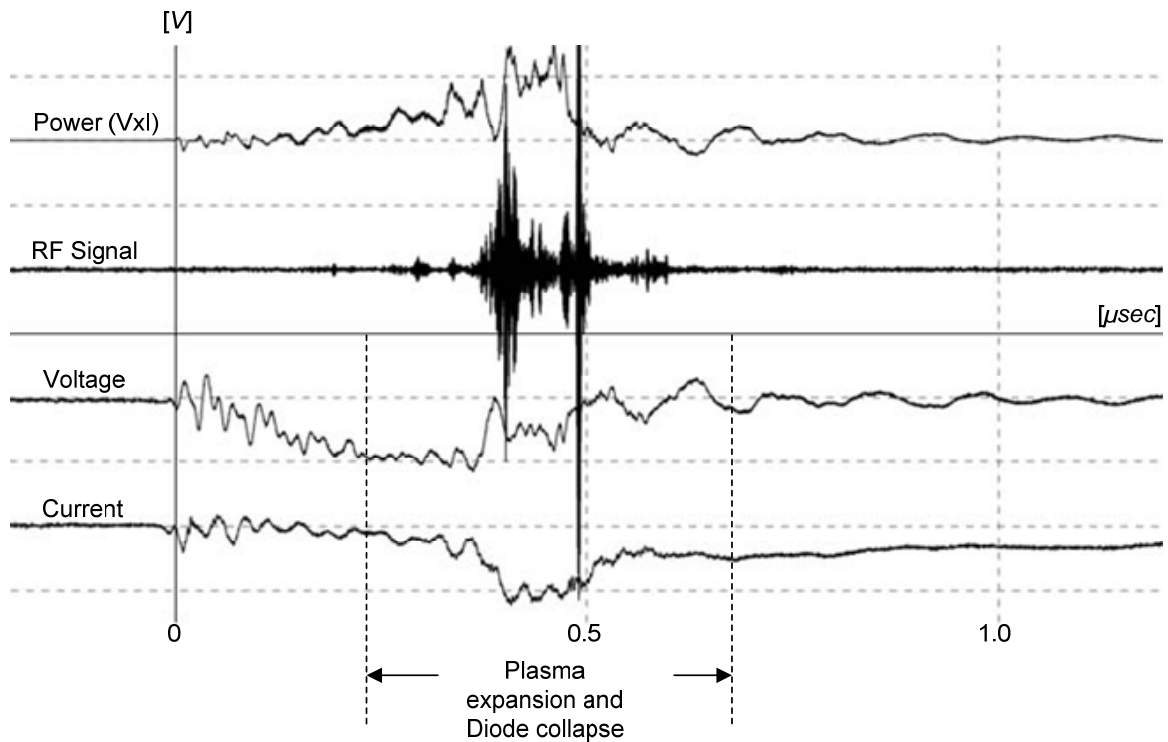
Εικ. 6.53: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080508m48): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.



Εικ. 6.54: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080508m48): Αντίσταση διόδου.

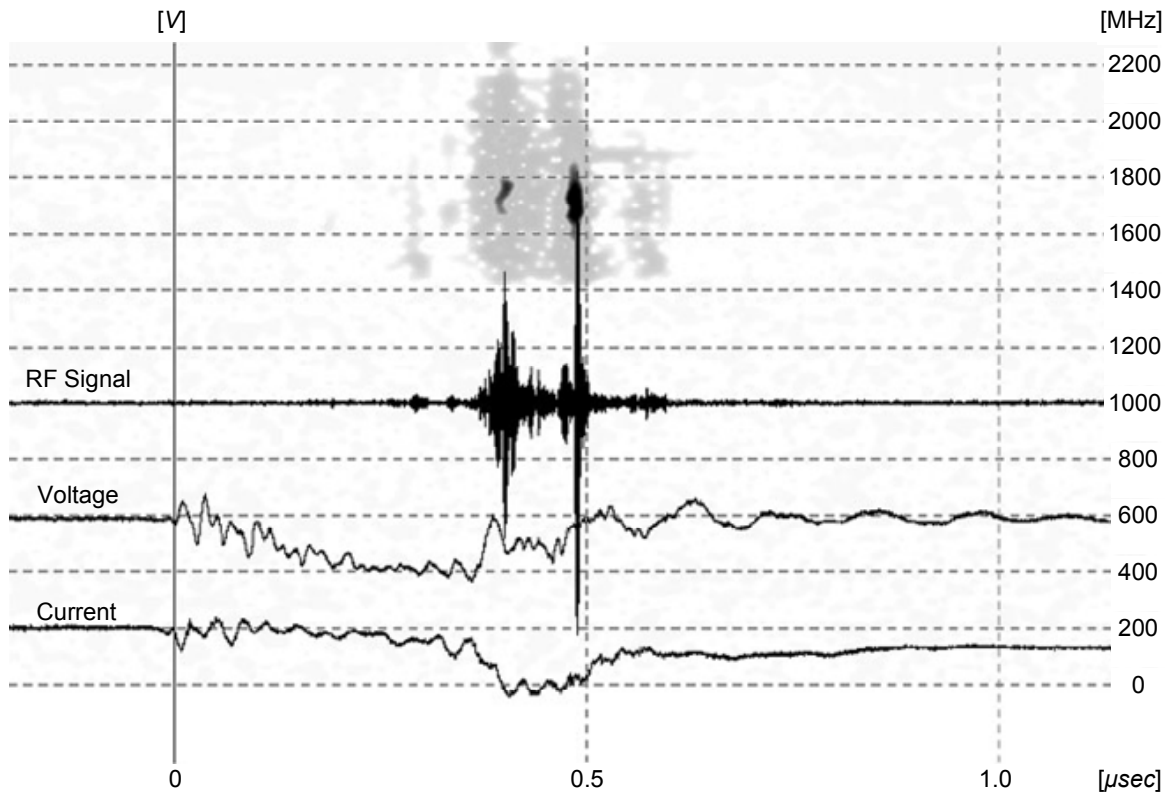
Περίπτωση Β (82kV, 980A, 47MW, 5cm/μsec)

Η συγκεκριμένη περίπτωση αποτελεί τον ισχυρότερο καταγεγραμμένο παλμό στις μέχρι στιγμής παρατηρήσεις με τη μονοβάθμια κρουστική διάταξη VDE-β. Η ισχύς του είναι της τάξης του 0.5kW, δίνοντας ταυτόχρονα τη μεγαλύτερη απόδοση ισχύος στο RF που έχουμε καταγράψει, περίπου 10^{-5} . Η δίοδος υφίσταται αρκετές διακυμάνσεις στα χαρακτηριστικά της μεγέθη, ενώ καταρρέει σε περίπου 500nsec. Κατά τη διάρκεια του φαινομένου υφίσταται 2 μηδενισμούς τάσης μέχρι την ομαλοποίηση του ρεύματος, που υποδηλώνει την ολική γεφύρωση του διακένου. Η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος είναι της τάξης των 5cm/μsec, αντιστοιχούσα στη χρονική διάρκεια κατάρρευσης του διακένου. Ωστόσο, οι πρώτοι μηδενισμοί της τάσης στη δίοδο μπορεί να σημαίνουν ακόμα μεγαλύτερες ταχύτητες πλάσματος. Η μικροκυματική έξοδος παρατηρείται τη χρονική περίοδο που το ρεύμα είναι μεγάλο, ενώ η αντίσταση του διακένου είναι της τάξης των 20 με 50Ω.



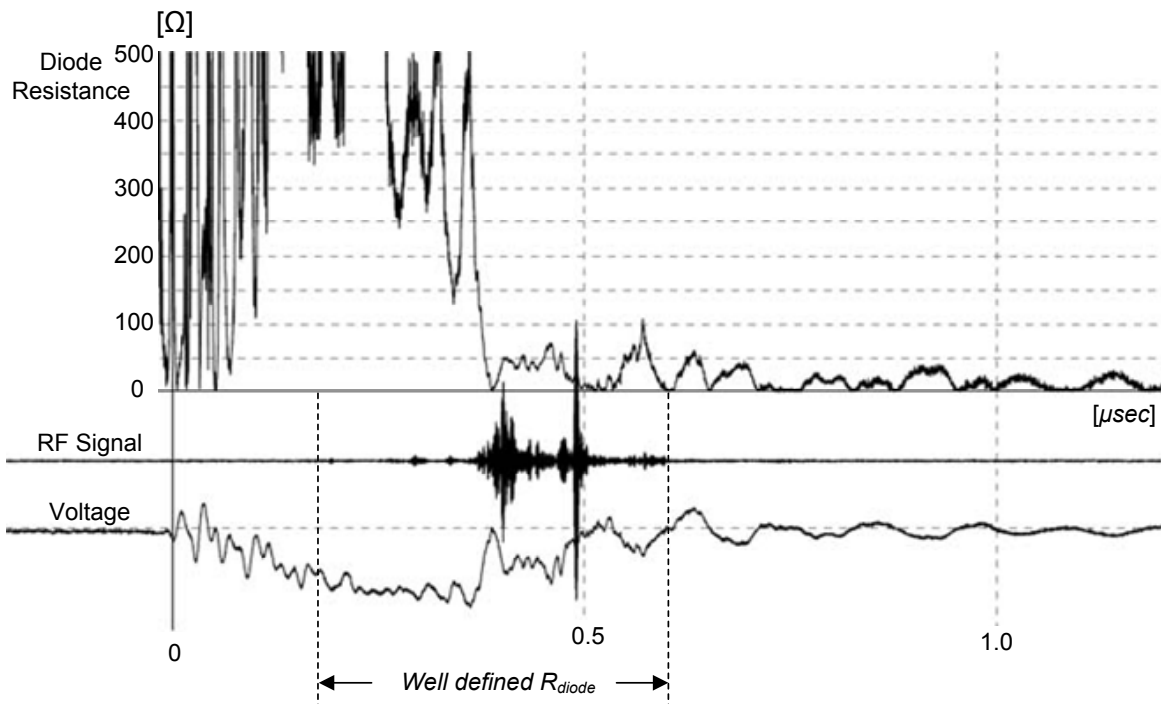
Εικ. 6.55: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (μέτρηση 20080508m57): $V_{\max}=82\text{kV}$, $I_{\max}=980\text{A}$, $RF_{\max}=430\text{W}$, $P_{\max}=47\text{MW}$.

Στην απεικόνιση χρόνου φάσματος της εν λόγω καταγραφής, παρατηρούμε ότι το φασματικό περιεχόμενο των ισχυρότερων, αναλογικά, σημάτων βρίσκεται ανάμεσα στα 1600GHz και 1800GHz.



Εικ. 6.56: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080508m57): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

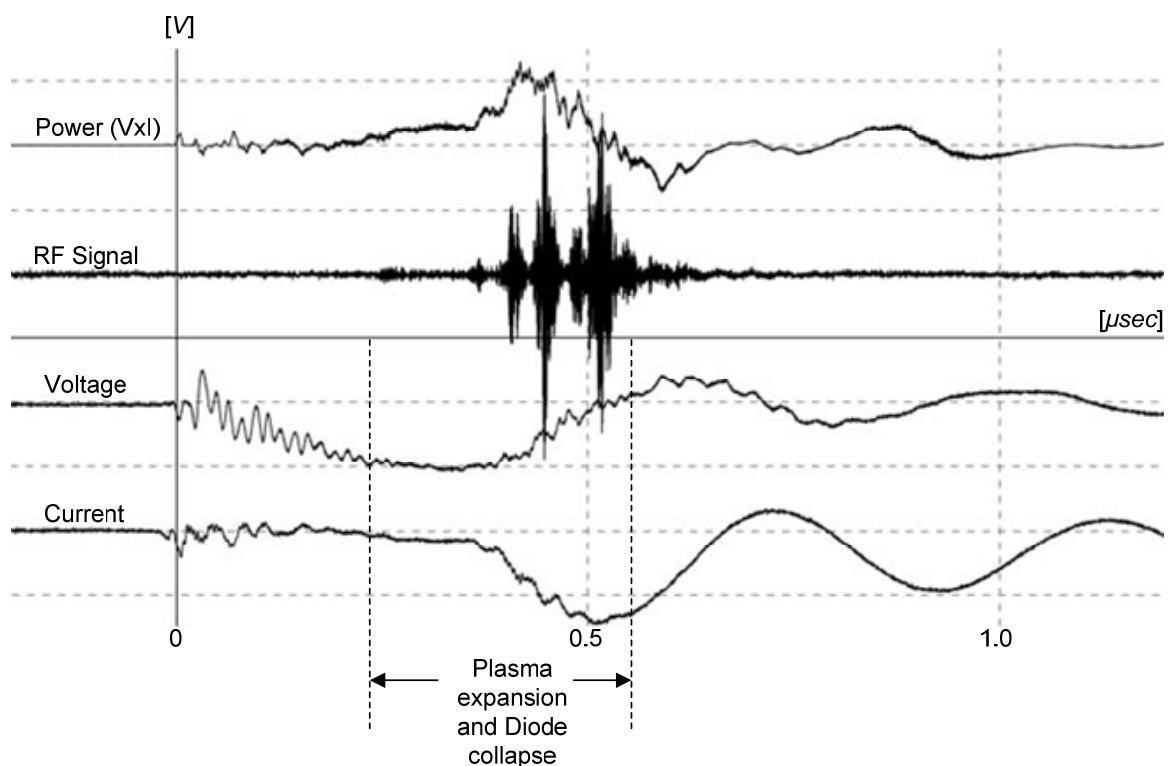
Από την απεικόνιση της μεταβολής της αντίστασης του διακένου, είναι εμφανές ότι ισχυρή μικροκυματική έξοδος παρατηρείται, όταν η αντίσταση της διόδου είναι κάτω από 50Ω .



Εικ. 6.57: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080508m57): Αντίσταση διόδου.

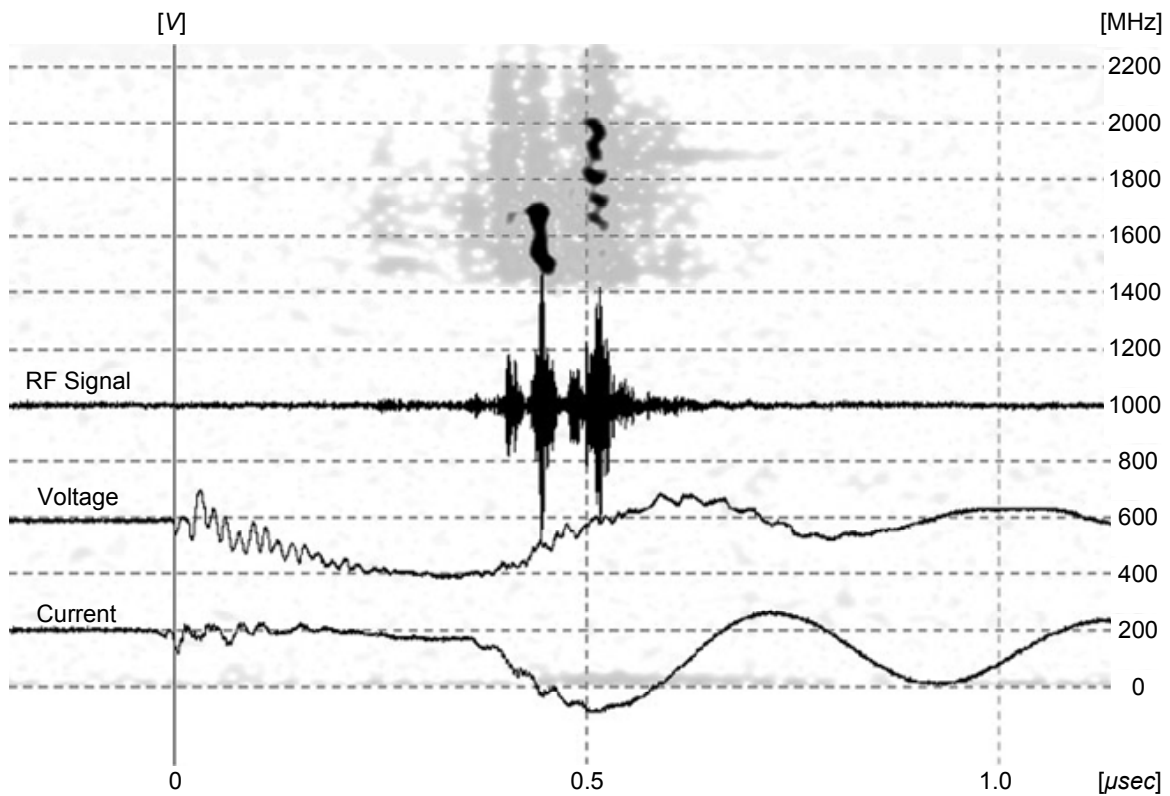
Περίπτωση Γ (76kV, 1200A, 40MW, 6cm/μsec)

Η ακόλουθη περίπτωση εμφανίζει την κλασική συμπεριφορά απότομης κατάρρευσης του διακένου ακίδας πλάκας με απόσταση $d_{AK}=25\text{mm}$. Η ακίδα φαίνεται στην αρχή να αποδίδει ένα ηλεκτρονικό ρεύμα μικρό, το οποίο, από τη στιγμή εμφάνισής του και για 150nsec περίπου, αυξάνεται αργά, ενώ στα 0.4μsec περίπου η αύξηση αυτή γίνεται ραγδαία. Η δίοδος καταρρέει σε 400nsec, δίνοντας μία ταχύτητα γεφύρωσης $\sim 6\text{cm}/\mu\text{sec}$. Στη γεφύρωση σε αυτήν την περίπτωση πιθανόν συμβάλλει έντονα τόσο η κάθοδος όσο και η άνοδος. Η απότομη μεταβολή των μεγεθών κατά τη χρονική διάρκεια μεταξύ 0.4 και 0.5μsec εξηγείται, αν θεωρήσουμε ότι το πλέγμα υφίσταται έντονη τοπική θέρμανση και παράγει ανοδικό πλάσμα. Στη συγκεκριμένη δοκιμή, η μικροκυματική ακτινοβολία παρουσιάζεται, όταν η αντίσταση του διακένου έχει γίνει μικρότερη των 100Ω και μέχρι η δίοδος να γεφυρωθεί πλήρως.



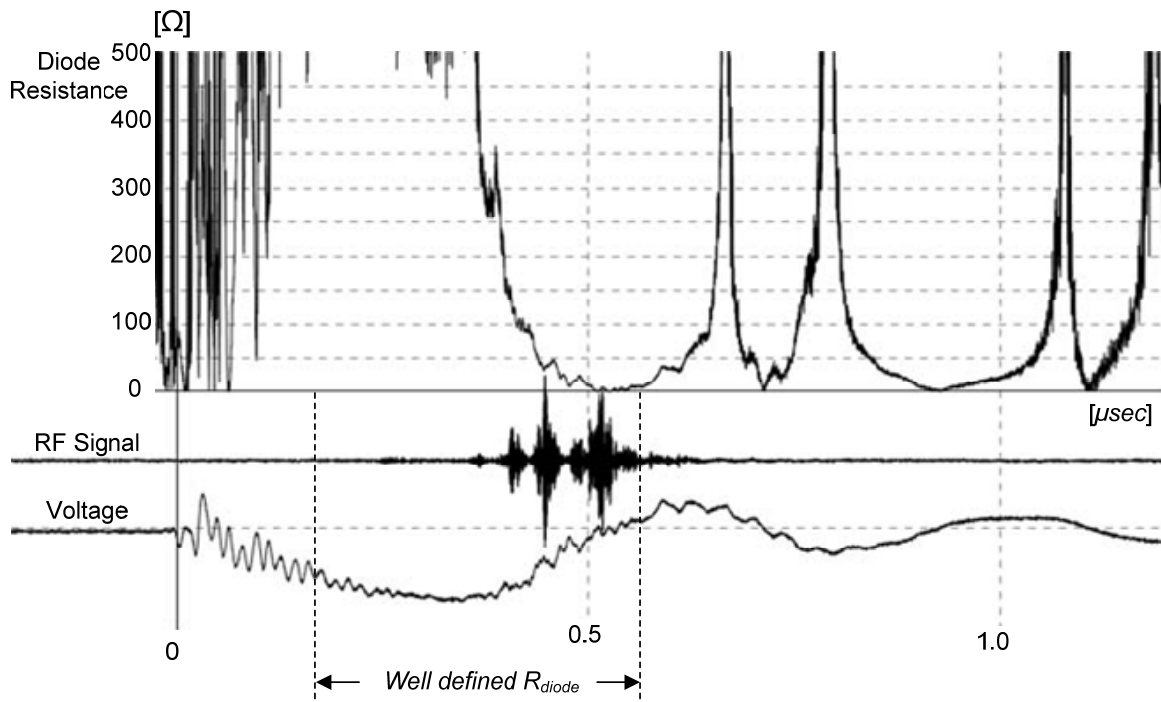
Εικ. 6.58: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (μέτρηση 20080509m47): $V_{\max}=76\text{kV}$, $I_{\max}=1200\text{A}$, $RF_{\max}=15\text{W}$, $P_{\max}=40\text{MW}$.

Η απεικόνιση χρόνου φάσματος της συγκεκριμένης δοκιμής, Εικ. 6.59, έχει ενδιαφέρον, διότι τα μικροκυματικά σήματα εμφανίζονται σε δύο περιοχές συχνοτήτων. Το πρώτο και ισχυρότερο σήμα έχει καθαρότερο φασματικό περιεχόμενο, εντοπισμένο από τα 1500MHz μέχρι τα 1700MHz. Το σήμα, που έπεται, έχει φασματικό περιεχόμενο από τα 1700MHz μέχρι τα 2000MHz.



Εικ. 6.59: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080509m47): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

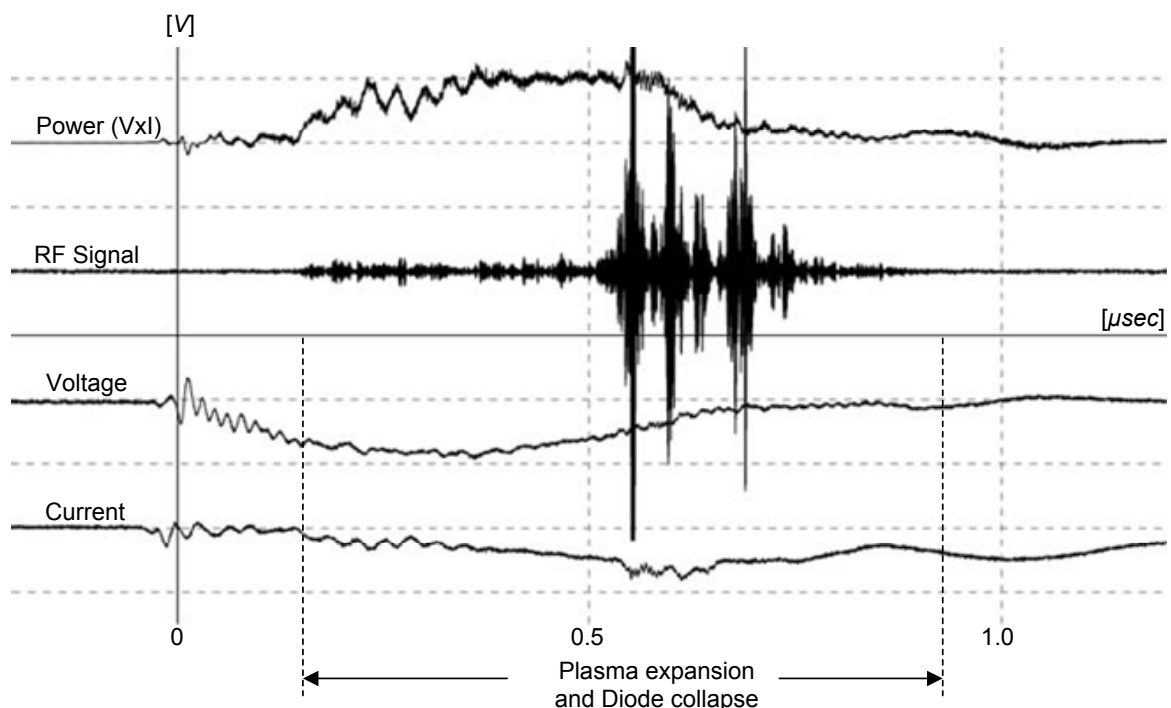
Η μεταβολή της αντίστασης της διόδου, Εικ. 6.60, δείχνει ότι η μικροκυματική ακτινοβολία εμφανίζεται ισχυρή για τιμές αντίστασης κάτω από 50Ω .



Εικ. 6.60: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080509m47): Αντίσταση διόδου.

Περίπτωση Δ (64kV, 660A, 21MW, 3cm/μsec)

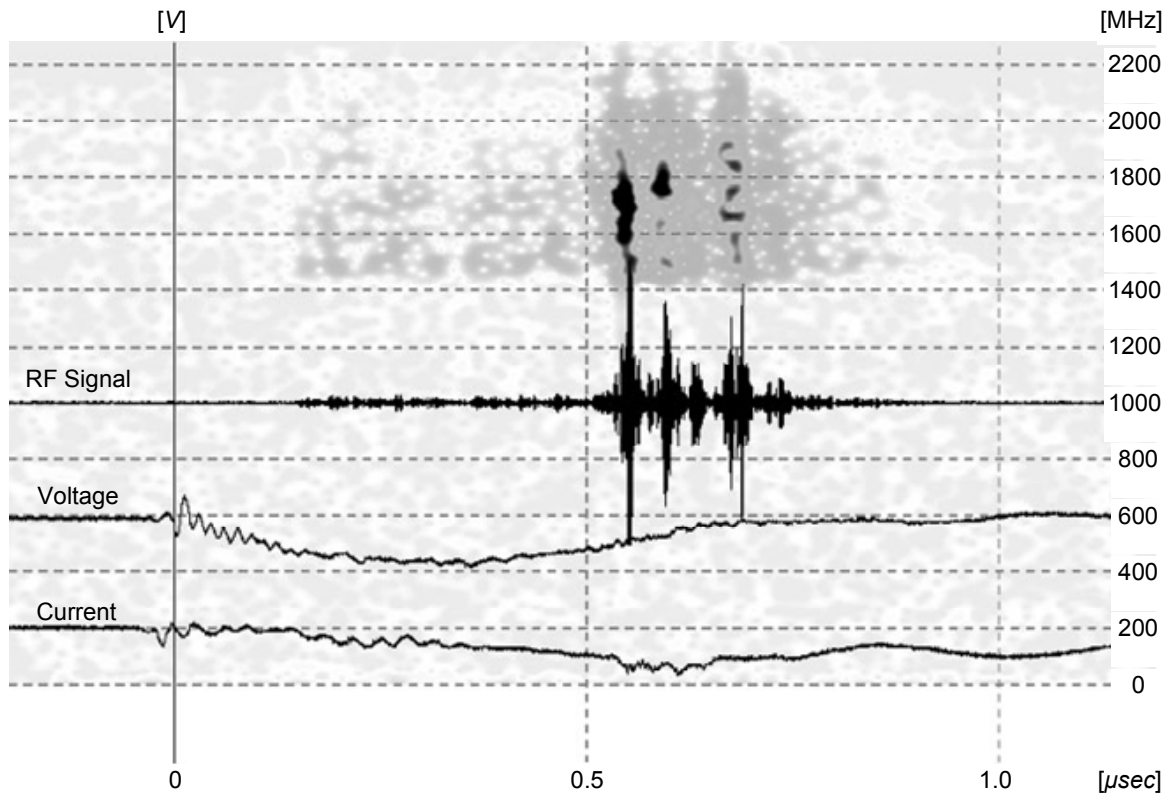
Η ακόλουθη δοκιμή, η οποία ελήφθη με την ακίδα και το πλέγμα «3», αποτελεί μία χαρακτηριστική περίπτωση πολύ αργής κατάρρευσης του διακένου. Η δίοδος στην περίπτωση αυτή έχει διάρκεια «ζωής» περί τα 800nsec, από την οποία υπολογίζουμε μία ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος κοντά στα 3cm/μsec. Η διαμόρφωση αυτή παρουσίασε πολύ τακτικά τέτοιους χρόνους ζωής, γεγονός που πιθανότατα αποδίδεται στο μικρότερο ποσοστό ελεύθερης επιφάνειας, σε σχέση με το πλέγμα «1». Η πυκνότερη πλέξη αποτελεί ενδεχομένως καλύτερο τρόπο απομάκρυνσης θερμότητας από την περιοχή πρόσπτωσης του ηλεκτρονικού οχετού. Μπορεί βέβαια, πολύ απλά, το συγκεκριμένο πλέγμα να είχε διαφορετικό κράμα ή μεγαλύτερη καθαρότητα από τα προηγούμενα. Δεδομένου ότι το υδρογόνο και οι υδρατμοί είναι κρίσιμης σημασίας για τη συμπεριφορά του διακένου κατά τη στιγμή της διάσπασης, η καθαρότητα του μετάλλου από τέτοιες προσμίξεις παίζει σημαντικό ρόλο. Στην καταγραφή αυτή παρατηρούμε μία πολύ ομαλή μείωση της φαινόμενης αντίστασης του διακένου καθώς και ασθενή ακτινοβολία, καθ' όλο αυτό το διάστημα. Το RF ωστόσο γίνεται σημαντικό, όταν η αντίσταση του διακένου είναι μεταξύ 50 και 20Ω, με ρεύματα κοντά στα 600A.



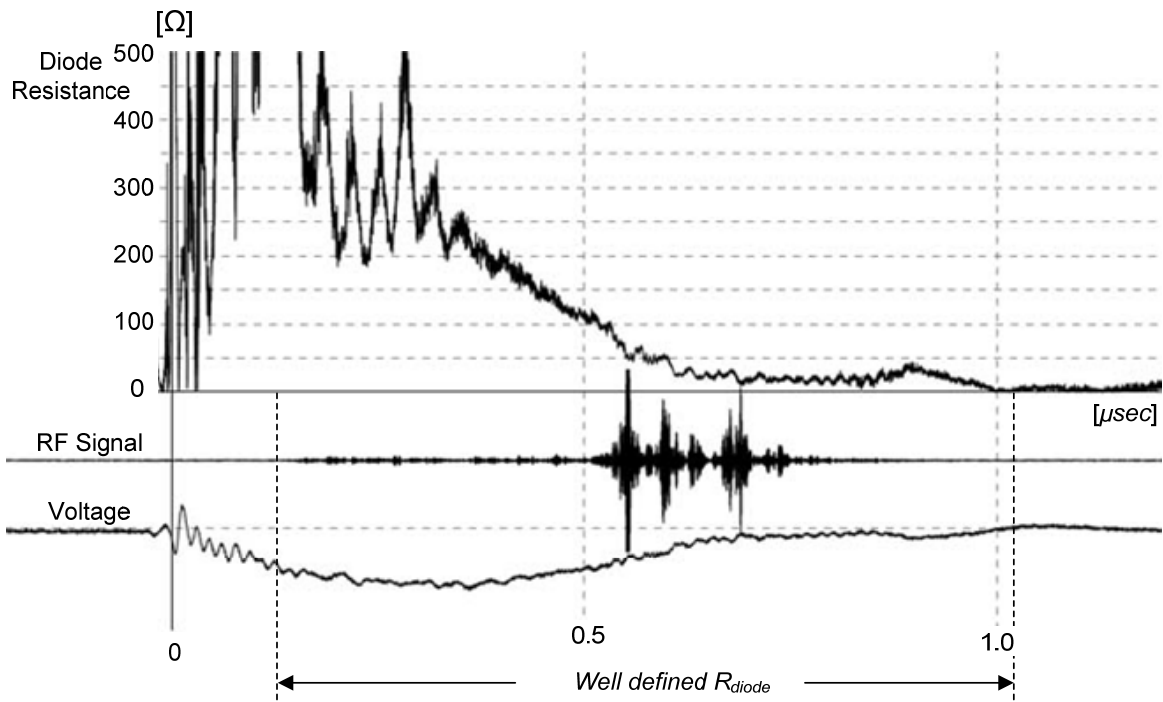
Εικ. 6.61: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «3» (μέτρηση 20080514m19): $V_{\max}=64\text{kV}$, $I_{\max}=660\text{A}$, $RF_{\max}=12\text{W}$, $P_{\max}=21\text{MW}$.

Κατά τη διάρκεια που υπάρχει υψηλή τάση στο διάκενο, ενώ το ρεύμα είναι σχετικά μικρό, καταγράφονται ασθενή υψίσυχνα σήματα στην έξοδο. Ωστόσο, μόλις το ρεύμα περάσει κάποια κρίσιμη τιμή και φτάσει τα 400A, λίγο μετά τα πρώτα 500nsec, εμφανίζεται το πρώτο ισχυρό σήμα. Το διάγραμμα χρόνου-φάσματος δείχνει ότι το περιεχόμενο του πρώτου σήματος είναι από 1600MHz μέχρι 1800MHz, ενώ ακολουθείται από ένα δεύτερο σήμα με συχνότητες γύρω από τα 1800MHz. Καθώς το φαινόμενο ολοκληρώνεται, η έξοδος αποκτά μικρότερη συνοχή φάσματος. Απεικονίζοντας το λόγο μετρούμενης τάσης προς ρεύμα στη δίοδο, λαμβάνουμε το πολύ ενδιαφέρον διάγραμμα της Εικ. 6.63. Η αντίσταση εμφανί-

ζει πολύ ομαλή μεταβολή καθώς εξελίσσεται το φαινόμενο, ενώ η αναλογικά ισχυρότερη μικροκυματική ακτινοβολία εμφανίζεται, όταν η αντίσταση της διόδου είναι κάτω από 50Ω .



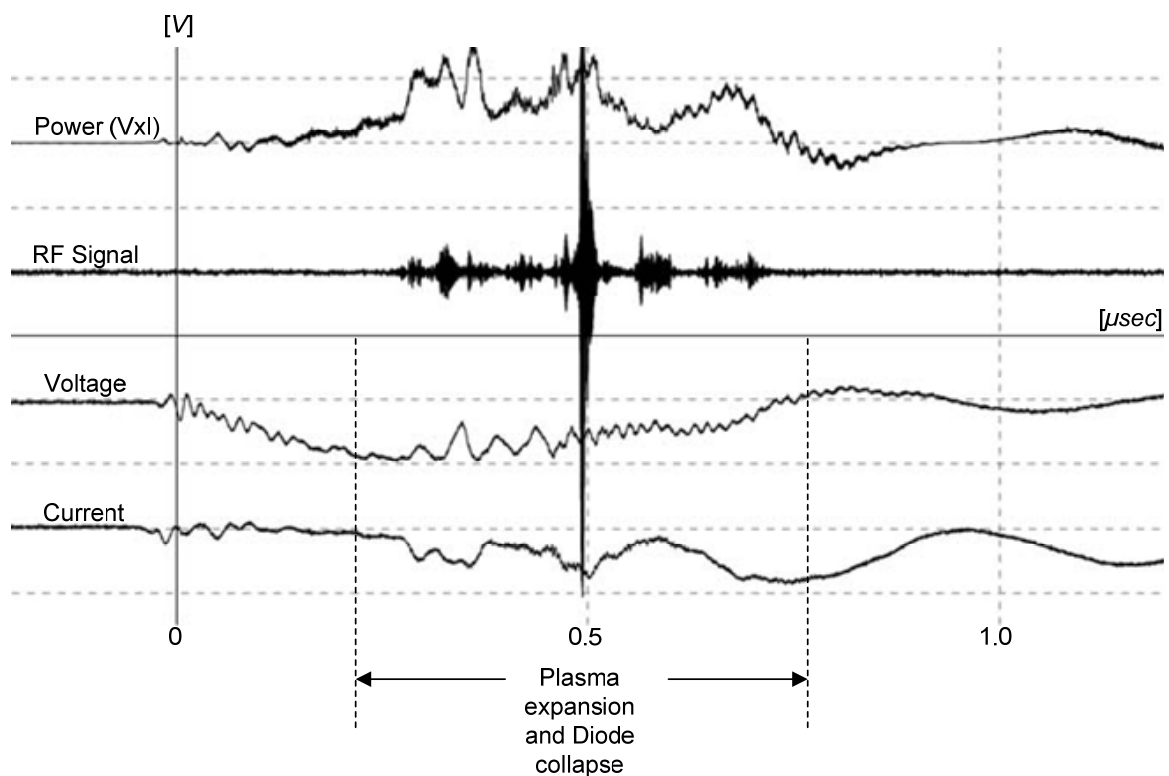
Εικ. 6.62: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080514m19): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.



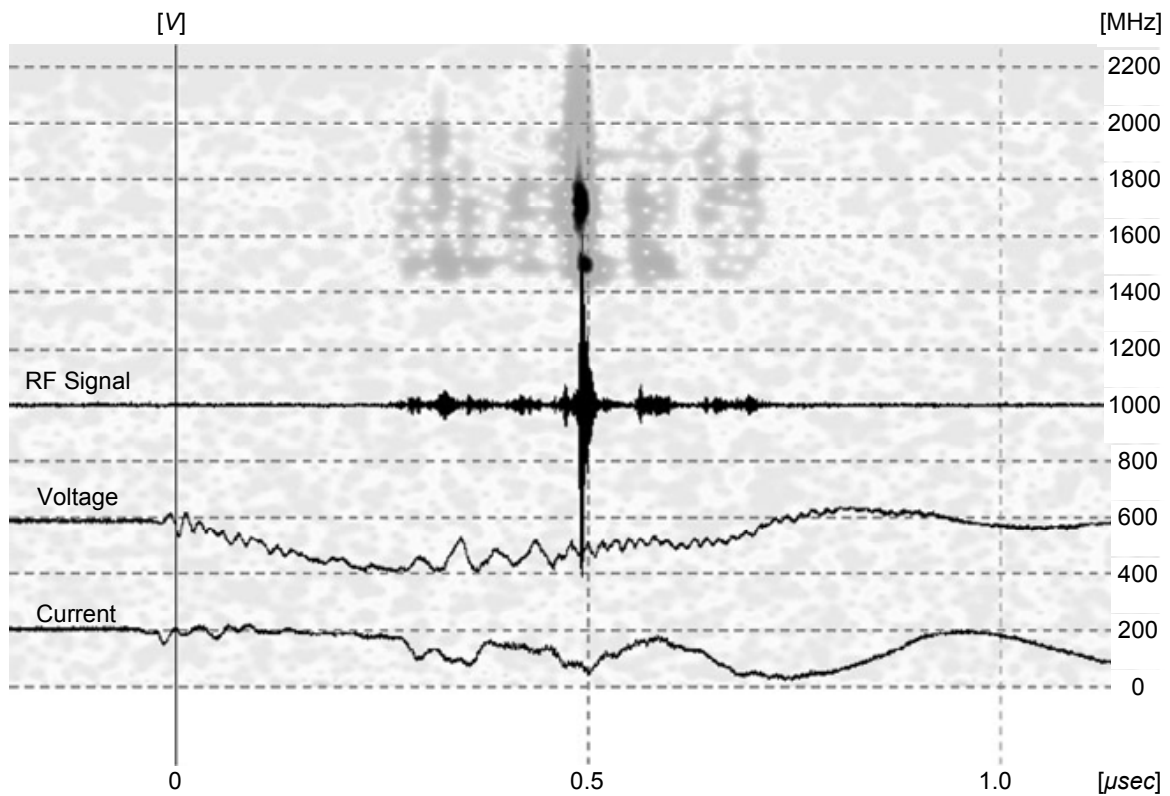
Εικ. 6.63: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080514m19): Αντίσταση διόδου.

Περίπτωση E (68kV, 700A, 28MW, 5cm/μsec)

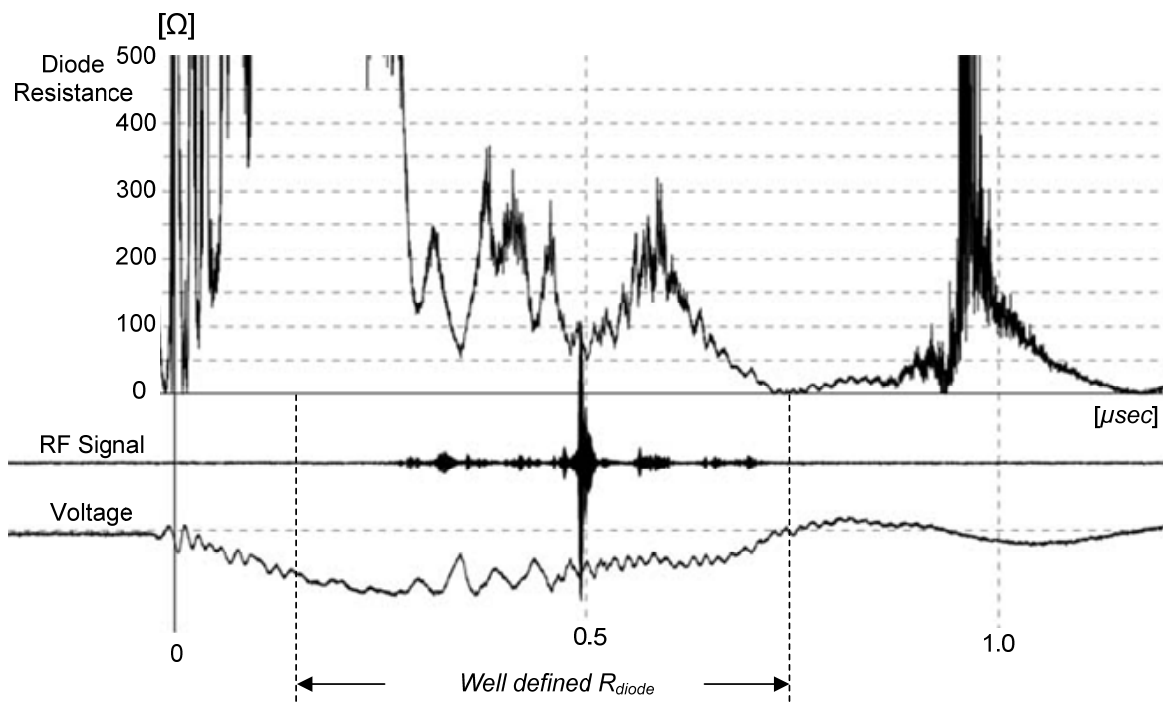
Η καταγραφή αυτή δείχνει έναν από τους ισχυρότερους μικροκυματικούς παλμούς για τη διαμόρφωση της διόδου με κάθοδο ακίδας και το πλέγμα υπ' αριθμόν «6». Η ισχύς του μεγάλου σήματος είναι πάνω από 100W, ενώ πολλά ασθενέστερα σήματα υφίστανται για διάρκεια 400nsec. Η διάκενος εμφανίζει ασταθή συμπεριφορά, με το ρεύμα να αυξομειώνεται κατά τη διάρκεια του παλμού. Το διάκενο καταρρέει σε περίπου 500nsec, δίνοντας μία ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος 5cm/μsec. Το ισχυρό μικροκυματικό σήμα εμφανίζεται όταν η αντίσταση του διακένου είναι 60Ω. Από το διάγραμμα χρόνου φάσματος της Εικ. 6.65, φαίνεται ότι το συχνοτικό περιεχόμενο του ισχυρού σήματος βρίσκεται ανάμεσα στα 1600MHz με 1800MHz.



Εικ. 6.64: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «6» (μέτρηση 20080610m51): $V_{\max}=68\text{kV}$, $I_{\max}=700\text{A}$, $RF_{\max}=105\text{W}$, $P_{\max}=28\text{MW}$.



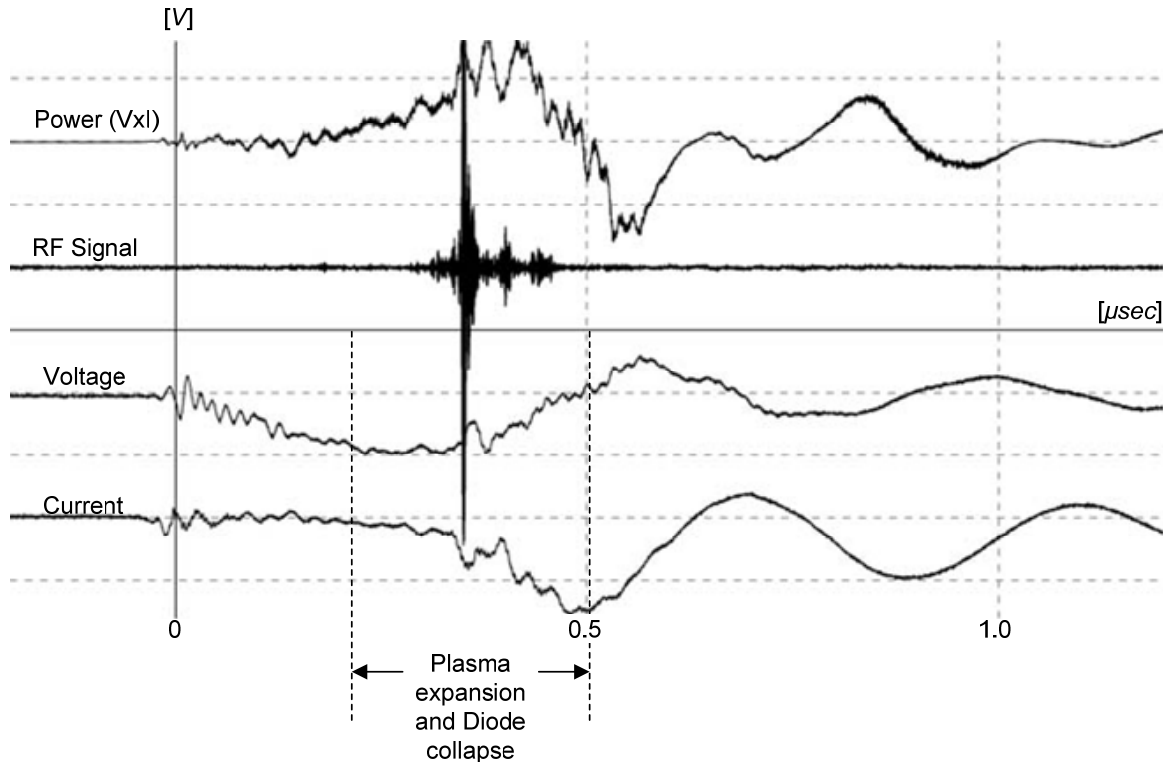
Εικ. 6.65: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080610m51): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.



Εικ. 6.66: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080610m51): Αντίσταση διόδου.

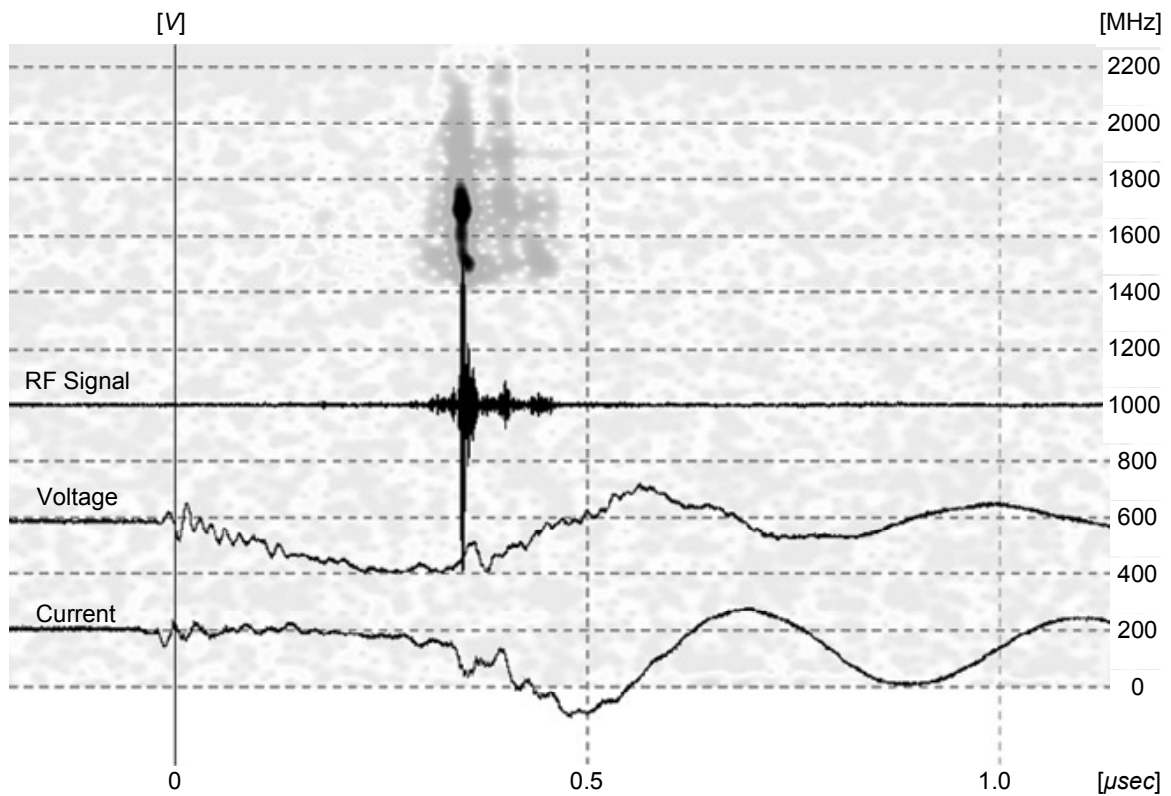
Περίπτωση ΣΤ (70kV, 1250A, 34MW, 8cm/μsec)

Στην καταγραφή αυτή έχουμε μία περίπτωση γρήγορης γεφύρωσης της διόδου. Το μικροκυματικό σήμα είναι περίπου 35W και η διάδος καταρρέει σε 300nsec, κάτι που συνεπάγεται ταχύτητα γεφύρωσης πάνω από 8cm/μsec. Το ισχυρότερο μικροκυματικό σήμα παρουσιάζεται, όταν η φαινόμενη αντίσταση του διακένου είναι 70Ω.

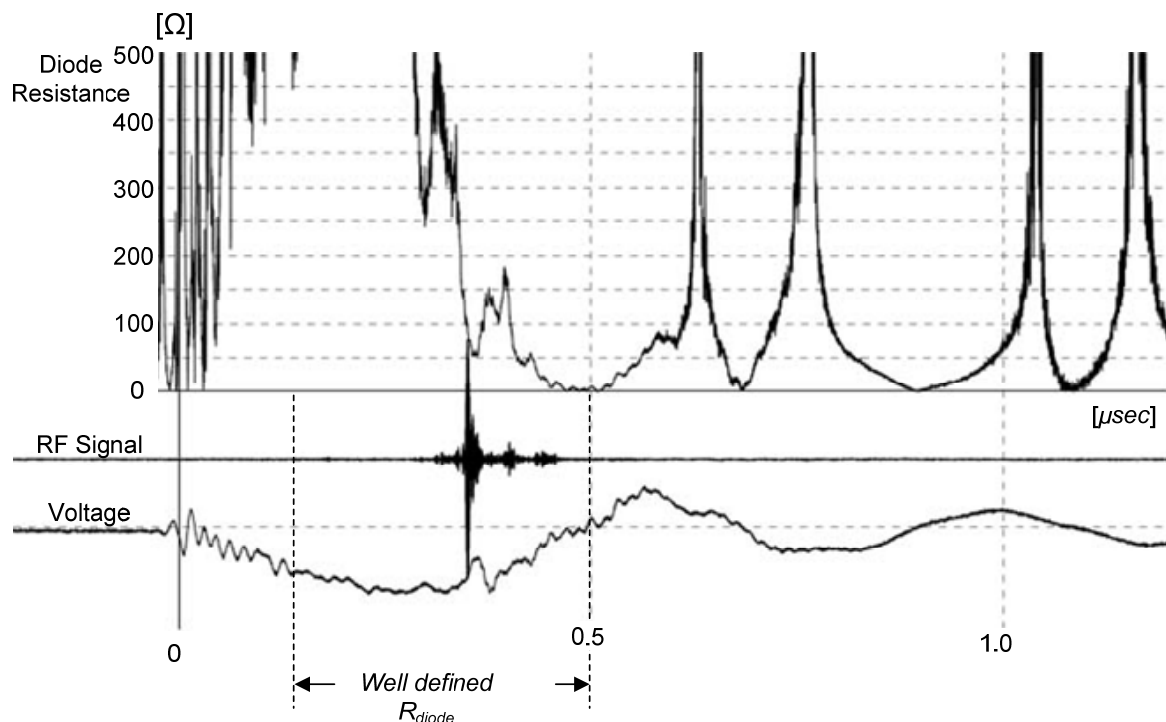


Εικ. 6.67: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα Νο. «6» (μέτρηση 20080611m49): $V_{\max}=70\text{kV}$, $I_{\max}=1250\text{A}$, $RF_{\max}=35\text{W}$, $P_{\max}=34\text{MW}$.

Από το διάγραμμα χρόνου φάσματος της Εικ. 6.68, φαίνεται ότι το συχνοτικό περιεχόμενο του ισχυρού σήματος βρίσκεται ανάμεσα στα 1500MHz με 1800MHz.



Εικ. 6.68: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080611m49): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

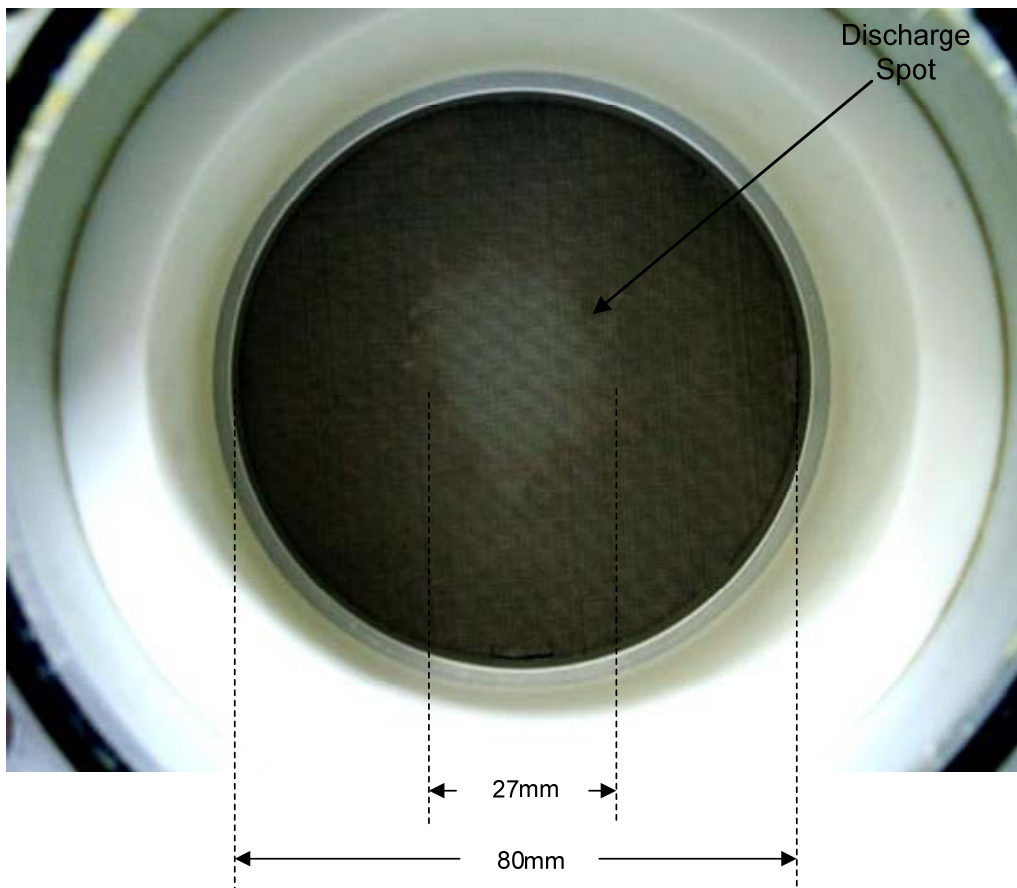


Εικ. 6.69: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080611m49): Αντίσταση διόδου.

Στις ανωτέρω περιπτώσεις, η κατάρρευση του διακένου λογίζεται από τη στιγμή που η τάση παύει να ανεβαίνει με τον προβλεπόμενο ρυθμό και αρχίζει ροή κάποιου ρεύματος στη δίοδο, μέχρι τη στιγμή μηδενισμού της τάσης και ομαλοποίησης του ρεύματος. Η συ-

μπεριφορά της δίοδου ακίδας-πλέγματος στην περίπτωση αυτή έχει μεγαλύτερη τυχαιότητα. Το φαινόμενο κατάρρευσης μπορεί να διαρκέσει από 300nsec μέχρι 800nsec, με συνέπεια, η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στη δίοδο να υπολογίζεται μεταξύ ~ 3 και ~ 8 cm/ μ sec. Η περίπτωση που το διάκενο καταρρέει με ταχύτητα 8cm/ μ sec (βλ. Εικ. 6.67) μπορεί να δικαιολογηθεί μόνο με ραγδαία δημιουργία πλάσματος από την πλευρά της ανόδου, με αποτέλεσμα τη σωρευτική κατάρρευση της δίοδου και από τις δύο πλευρές. Η περίπτωση αργής κατάρρευσης του διακένου (βλ. ειδικά Εικ. 6.61 και Εικ. 6.64) δικαιολογείται, αν υποθέσουμε πλάσμα προερχόμενο κυρίως από την κάθοδο, με την άνοδο να μη συνεισφέρει στη γεφύρωση του διακένου.

Στην περίπτωση της ακίδας με $d_{AK}=25$ mm έχουμε περισσότερες περιπτώσεις ομαλής εκφόρτισης της δίοδου, με το ρεύμα να μην μεταβαίνει σε ταλαντούμενη συμπεριφορά. Η αργή κατάρρευση του διακένου φαίνεται ότι δίνει περιθώρια στον χωρητικό καταμεριστή να εκφορτιστεί ομαλά μέσω της δίοδου του Vircator. Μετά τη γεφύρωση της δίοδου από πλάσμα, το ρεύμα του τόξου τροφοδοτείται από το εναπομείναν φορτίο του πυκνωτή φόρτισης, μέσω της αντίστασης μετώπου R_F .

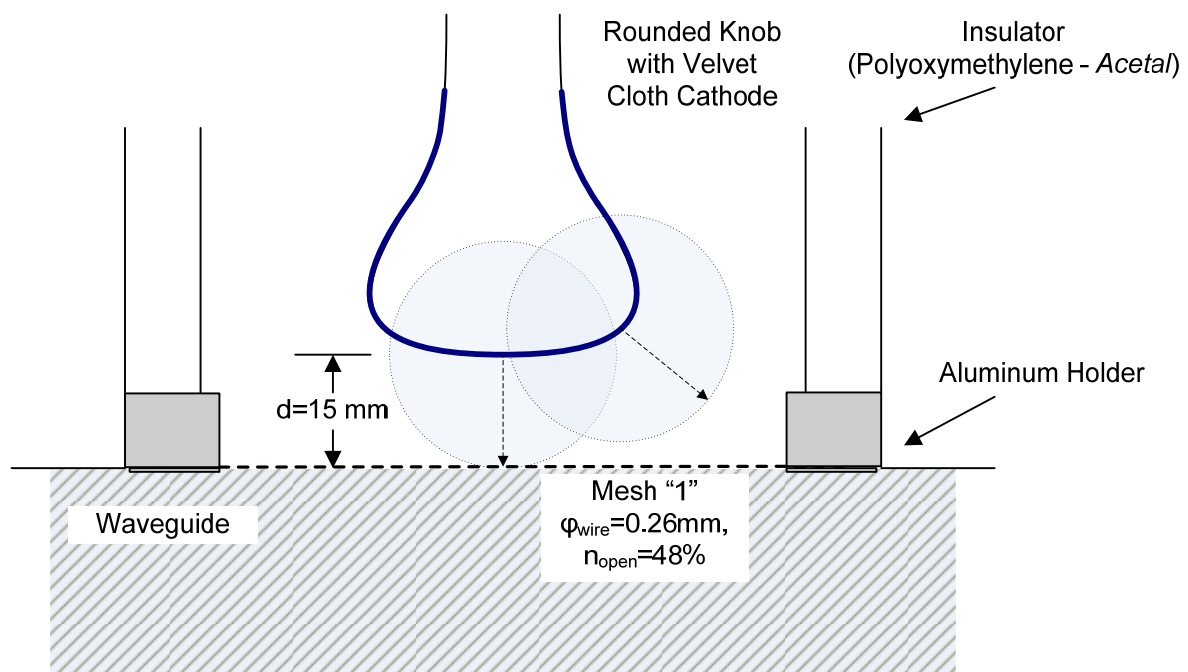


Εικ. 6.70: Ίχνος στην άνοδο, μετά από ~ 200 κρούσεις. Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25$ mm.

6.3.5. Σφαιροειδής Κάθοδος με Ύφασμα ($d=15$ mm)

Προκειμένου να επιτευχθεί αύξηση της επιφάνειας της καθόδου και του συνολικού ρεύματος, δοκιμάστηκε η γεωμετρία του σφαιροειδούς ακροδέκτη, καλυμμένου με ύφασμα, εν προκειμένω βελούδο (velvet). Η χρήση υφάσματος είναι μία παραδοσιακή τεχνική για την

αύξηση της ρευματικής πυκνότητας, που εκπέμπει μία κάθοδος. Οι ίνες του υφάσματος αποτελούν σημεία, στα οποία ο παράγοντας ενίσχυσης της πεδιακής έντασης είναι ισχυρότατος. Η μεγάλη επιφάνεια μειώνει την αντίσταση του διακένου καθώς εξελίσσεται η κατάρρευση, με αποτέλεσμα τα μεγαλύτερα ρεύματα οδήγησης. Σε σχέση με την κάθοδο ακίδας ίδιας απόστασης, η κάθοδος με ύφασμα παρουσίασε μεγαλύτερη τάση διάσπασης, αλλά παραπλήσιες τιμές ρεύματος και ισχύος. Το πλέγμα που χρησιμοποιήσαμε είναι το υπ' αριθμόν «1». Φέρει 30 οπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.587mm, σύρμα διαμέτρου 0.26mm και ελεύθερη επιφάνεια ~48% και αποδεδειγμένα προσφέρει την καλύτερη διέλευση στον ηλεκτρονικό οχετό και στο σχηματισμό εικονικής καθόδου, όπως έδειξαν τα αποτελέσματα από την κάθοδο ακίδας (βλ. παρ. 6.3.4). Η διαμόρφωση της διόδου φαίνεται στην Εικ. 6.71. Ο ακροδέκτης από ανοξείδωτο χάλυβα ντύθηκε με ύφασμα (velvet), το οποίο τεντώθηκε καλά στην επιφάνειά του και κολλήθηκε στο λαιμό του ακροδέκτη με μονωτική ταινία.



Εικ. 6.71: Διαμόρφωση διόδου με κάθοδο καλυμμένη με ύφασμα και $d_{AK}=15\text{mm}$.

Με βάση το νομόγραμμα της Εικ. 5.20, η μέγιστη διάμετρος της καθόδου για απόσταση 15mm από την άνοδο είναι περίπου 50mm. Δεδομένου ότι η διάμετρος του ακροδέκτη είναι 42mm, με ασφάλεια μπορούμε να πούμε ότι ο οχετός των ηλεκτρονίων διοχετεύεται στο πλέγμα της ανόδου και όχι στη στεφάνη στήριξης του πλέγματος.

6.3.5.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Στους ακόλουθους πίνακες, παρατίθενται οι καταγεγραμμένες μέγιστες τιμές τάσης, ρεύματος και ισχύος στη διόδο, για τουλάχιστον δέκα (10) επαναλήψεις, σε φόρτιση πρωτεύοντος ίση με 50, 75 και 100V AC. Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στις παραγράφους 5.5 και 6.3.2, οι φορτίσεις αυτές δίνουν κρουστικές 0.6/50, με μέγιστα πλάτη 52, 78 και 104kV. Η τάση, το ρεύμα και η ισχύς της διόδου δίδονται ως μέση τιμή και υπολογισμένη διασπορά σ των καταγεγραμμένων μεγίστων, σε κάθε επίπεδο φόρτισης, με τη σημειολογία $\langle x \rangle \pm 1 \cdot \sigma_x$.

Στις πρώτες δοκιμές, η δίοδος παρουσιάζοταν να αντέχει την κρουστική τάση των 52kV (τάση φόρτισης πρωτεύοντος 50V AC), ωστόσο αυτό άλλαξε τις επόμενες μέρες. Η δίοδος έπαψε να αντέχει την τάση των 52kV, πιθανότατα λόγω τοπικής καταστροφής του υφάσματος, που προκάλεσε αλλαγή των ιδιοτήτων του διακένου.

Πιν. 6.16: Κάθοδος με Ύφασμα $d_{AK}=15\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 09-04-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(χωρίς διάσπαση)	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.21mA	0.21~0.36mA	0.22~0.35mA
Ανύψωση	x	6~8mA	8.5~9.5mA
Τάση typical	x	59.7±1.2kV	62.3±2.4kV
Ρεύμα typical	x	650±32A	891±47A
Ισχύς typical	x	20.6±0.9MW	28.9±2.4MW
RF typical	x	0.3~1W	2~6W
Efficiency typical	x	$10^{-8}\sim 10^{-7}$	$9\cdot 10^{-8}\sim 3\cdot 10^{-7}$
RF max recorded	x	3W	8W

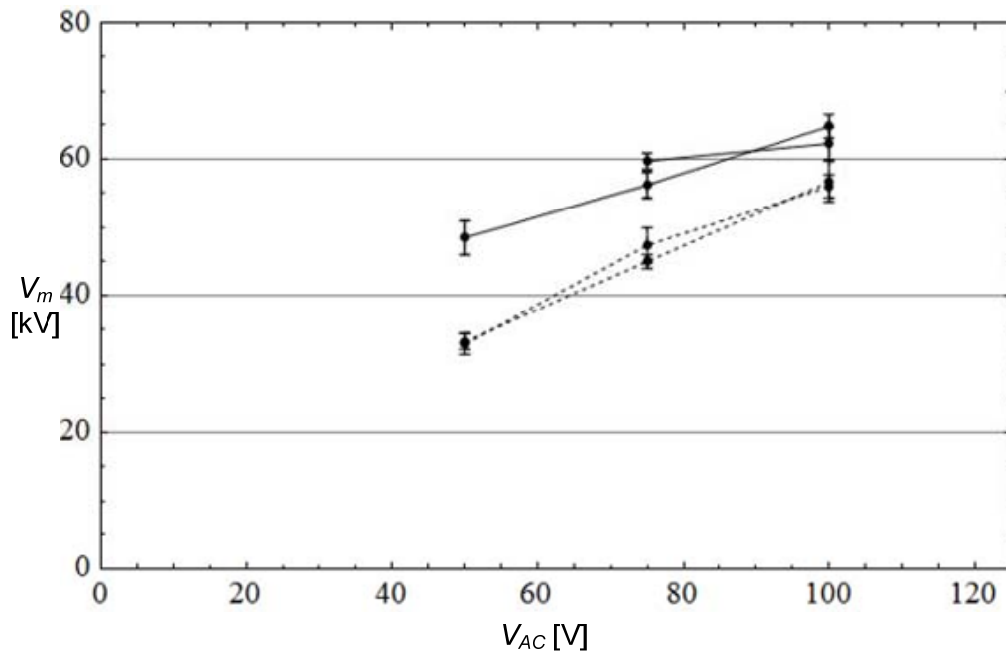
Πιν. 6.17: Κάθοδος με Ύφασμα $d_{AK}=15\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 10-04-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.21~0.29mA	0.25~0.30mA	0.31~0.37mA
Ανύψωση	3~4mA	5.2~7.2mA	8~9.1mA
Τάση typical	48.5±2.5kV	56.2±1.9kV	64.8±1.7kV
Ρεύμα typical	307±29A	653±87A	944±59A
Ισχύς typical	5.6±1.4MW	17.8±2.5MW	30.0±1.4MW
RF typical	0.1~0.4W	0.5~5W	0.5~6W
Efficiency typical	$10^{-8}\sim 3\cdot 10^{-7}$	$10^{-8}\sim 3\cdot 10^{-7}$	$2\cdot 10^{-8}\sim 4\cdot 10^{-7}$
RF max recorded	4W	7W	12W

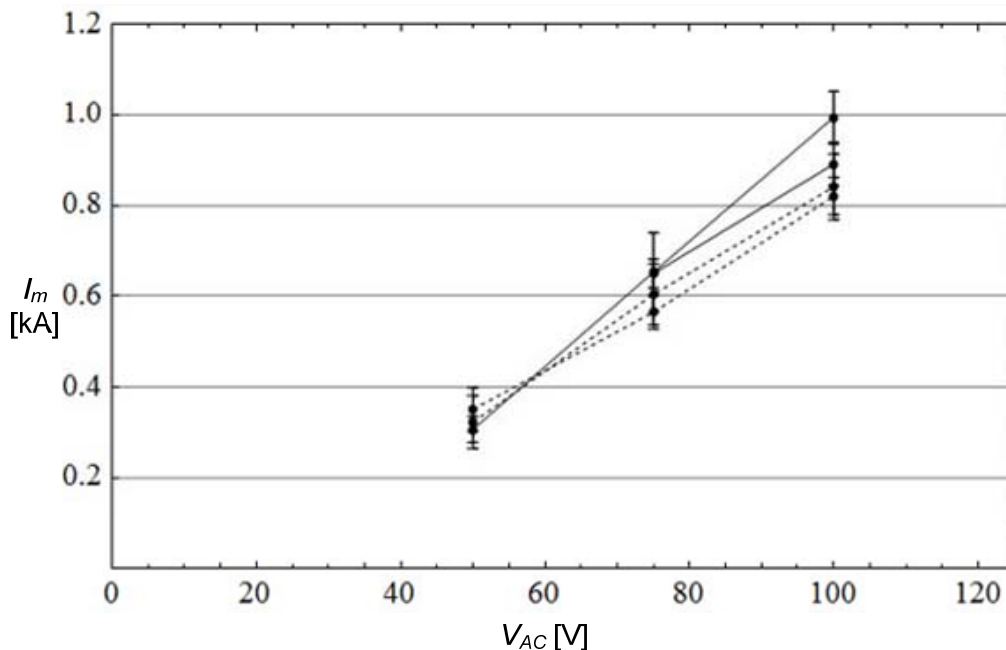
Η εκτιμώμενη πίεση στην περιοχή της διόδου είναι όσο το ρεύμα της Ion Pump σε mA τη στιγμή πριν την κρούση, πολλαπλασιασμένο με 10^{-4} Torr (βλ. παρ. 6.1). Συνεπώς τα 0.2mA αντιστοιχούν σε $2\cdot 10^{-5}$ Torr. Το ρεύμα της αντλίας ιονισμού τη στιγμή της κρούσης ανεβαίνει απότομα (μέσα σε 0.5sec περίπου) πάνω από μία τάξη μεγέθους. Μεγαλύτερη κρουστική τάση προκαλεί μεγαλύτερη εκτίναξη του ρεύματος της αντλίας ιονισμού. Η έκλυση αερίων φαίνεται να είναι μικρότερη κατά τη δεύτερη μέρα δοκιμών. Κατά την πρώτη ημέρα των μετρήσεων, το διάκενο παρουσιάζοταν να αντέχει την κρουστική τάση των 52kV, για το λόγο αυτό έχουμε δύο σημεία για τις μετρήσεις της πρώτης μέρας.

Η κάθοδος με ύφασμα και $d_{AK}=15\text{mm}$ παρουσίασε ασθενή μικροκυματική έξοδο, η οποία σε καμία περίπτωση δεν πλησίασε τα μεγέθη που εμφάνισε η ακίδα με ίδια απόσταση από την άνοδο. Η τάση στη δίοδο είναι μεγαλύτερη από τις μετρήσεις με την ακίδα. Αυτό είναι πολύ λογικό, διότι η μακροσκοπική ομαλότητα της καθόδου δημιουργεί μικρότερο πεδίο στη δίοδο. Επιπλέον το ύφασμα μπορεί να λειτουργεί σαν ηλεκτρική θωράκιση μέχρι ενός βαθμού. Μόνον τοπικά, στις ίνες του υφάσματος, αναπτύσσονται κέντρα έκλυσης πλάσματος (cathode spots), τα οποία ωστόσο εξαπλώνονται με ταχύτητες κατά μέγιστο όσο του υδρογόνου, περί τα 3cm/msec. Επίσης, είναι πολύ πιθανό η οδήγηση της διόδου με τις σχετικά «μικρές» κρουστικές τάσεις των 100kV να μην επαρκεί για την έναρξη κάποιου εντυ-

πρωσιακού φαινομένου κατάρρευσης της διόδου, ώστε να δημιουργηθεί πλήθος από μικρές εστίες έντονης ηλεκτρονικής εκπομπής στην επιφάνεια του υφάσματος. Επίσης, το γεγονός ότι, τις επόμενες μέρες, η διάσπαση της διόδου γινόταν στη χαμηλή κρουστική τάση των 50kV υποδηλώνει ότι κάποια τοπική καταστροφή του υφάσματος οδήγησε σε μικρότερη ηλεκτρική αντοχή της διάταξης.



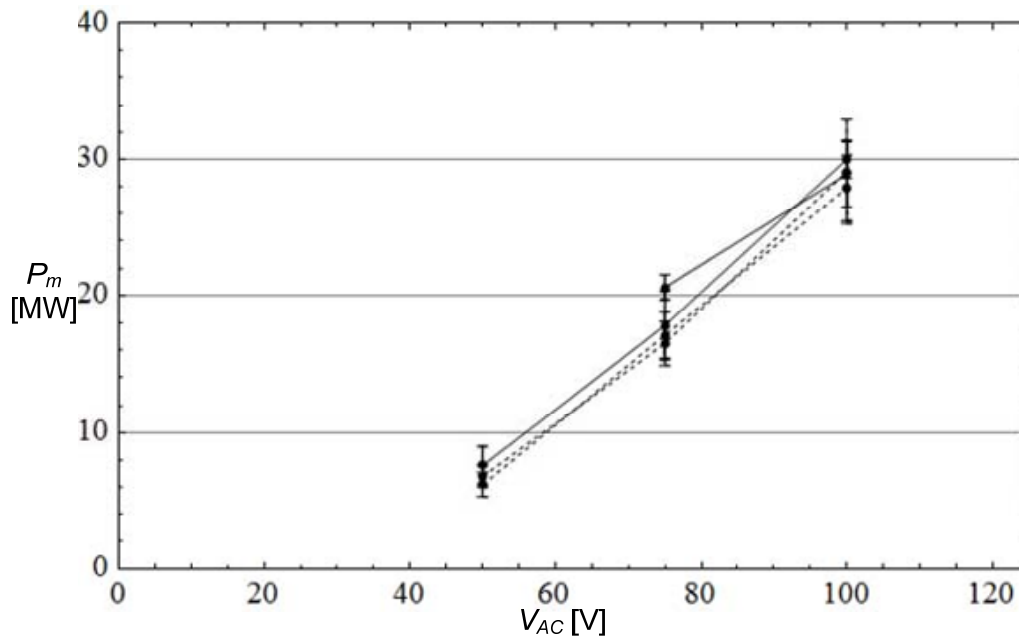
Εικ. 6.72: Μέγιστη τάση διόδου. Κάθοδος με ύφασμα, (συνεχείς γραμμές), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.



Εικ. 6.73: Μέγιστο ρεύμα διόδου. Κάθοδος με ύφασμα, (συνεχείς γραμμές), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.

Τα ρεύματα στη δίοδο με το ύφασμα είναι αντίστοιχα με τα ρεύματα που παρατηρούνται στη δίοδο με κάθοδο ακίδας στην ίδια απόσταση. Το γεγονός αυτό μας ωθεί στο συ-

μπέρασμα ότι μόνο ένα σημείο (spot) της επιφάνειας του σφαιροειδούς ακροδέκτη εκλύει ηλεκτρόνια από την κάθοδο. Συνεπώς, η μακροσκοπική συμπεριφορά του ρεύματος της καθόδου είναι περίπου σαν την κάθοδο ακίδας. Στο ίδιο συμπέρασμα καταλήγουμε και από τη μέση τιμή της ισχύος, που εμφανίζεται στη δίοδο του Vircator, με αυτή τη διαμόρφωση, όπως φαίνεται και από το ακόλουθο διάγραμμα.



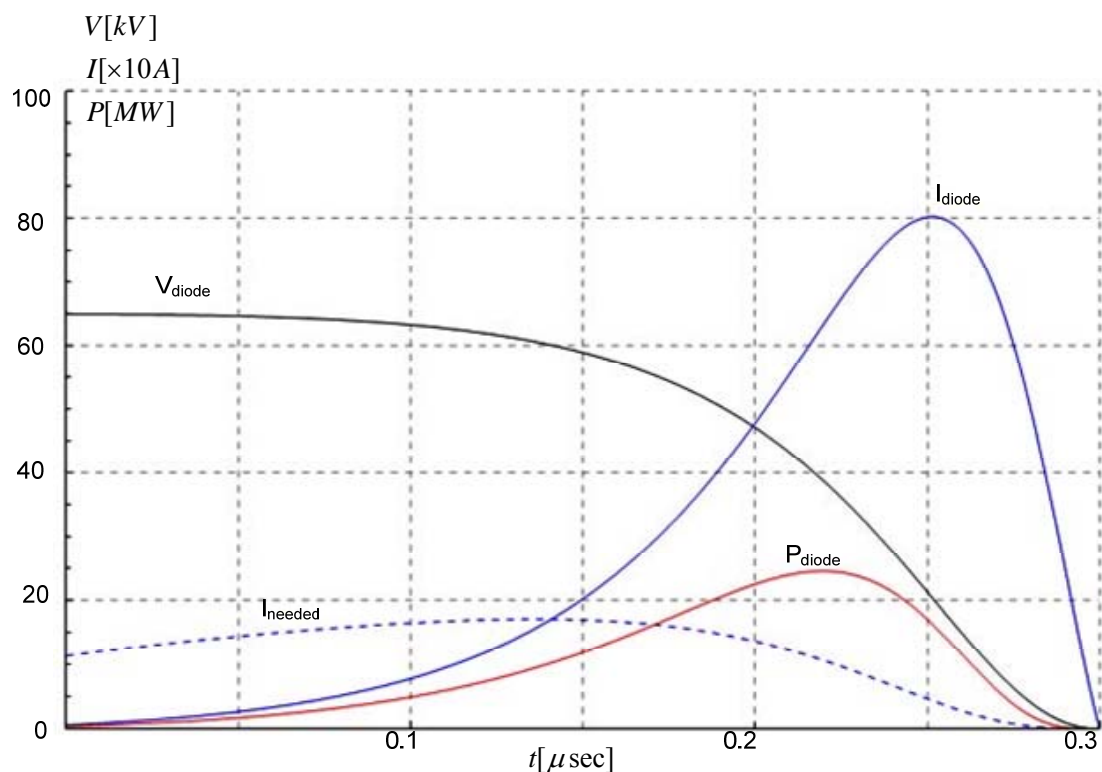
Εικ. 6.74: Μέγιστη ισχύς δίοδου. Κάθοδος με ύφασμα, (συνεχείς γραμμές), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.

6.3.5.2. Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Δίοδου

Η κάθοδος με ύφασμα, παρά το γεγονός ότι η επιφάνεια του ηλεκτροδίου είναι σημαντικά μεγαλύτερη, εμφανίζει ρεύματα ανάλογα με την κάθοδο ακίδας. Αυτό πιθανότατα συμβαίνει, διότι η περιοχή έκλυσης πλάσματος δεν είναι το σύνολο της επιφάνειας του ακροδέκτη της καθόδου που αντικρίζει την άνοδο, αλλά ένα μικρό σημείο, από το οποίο ξεκινά ο ηλεκτρονικός οχετός. Η τάση κατάρρευσης, το ρεύμα και η ισχύς του διακένου είναι παρόμοια στην περίπτωση της καθόδου ακίδας και στη σφαιροειδή κάθοδο. Εάν η κάθοδος παράγαγε ηλεκτρόνια με εκρηκτική εκπομπή από όλη την επιφάνειά της, θα διαπιστώναμε γρηγορότερη κατάρρευση της τάσης στο διάκενο. Για το λόγο αυτό, μπορούμε να απεικονίσουμε δύο λύσεις, μία με «ακτίνα» εκπομπής ηλεκτρονίων ίση με 2mm και μία με ακτίνα καθόδου ίση με 10mm, δεδομένου ότι η διάμετρος του ακροδέκτη είναι 42mm. Στην πρώτη περίπτωση, η εκκένωση προέρχεται θεωρητικά από ένα μόνο spot στην επιφάνεια, ενώ στη δεύτερη περίπτωση, η ηλεκτρονική εκπομπή γίνεται από μεγαλύτερη περιοχή. Στην πρώτη περίπτωση, μικρή επιφάνεια διάσπασης συνεπάγεται μικρή παραγωγή αερίων και συνεπώς μικρή ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος (έστω $u=5\text{cm}/\mu\text{sec}$), ενώ στη δεύτερη περίπτωση, μεγάλες ποσότητες ρεύματος σημαίνουν μεγαλύτερες ταχύτητες πλάσματος (έστω $u=8\text{cm}/\mu\text{sec}$). Με τις παραδοχές αυτές συμπληρώνουμε και τα υπόλοιπα μεγέθη του μοντέλου: $k=2.33 \cdot 10^{-6} \text{A}/\text{V}^{3/2}$, απόσταση οπλισμών $d=0.015\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=48\%$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=65\text{kV}$, χωρητικότητα πυκνωτή

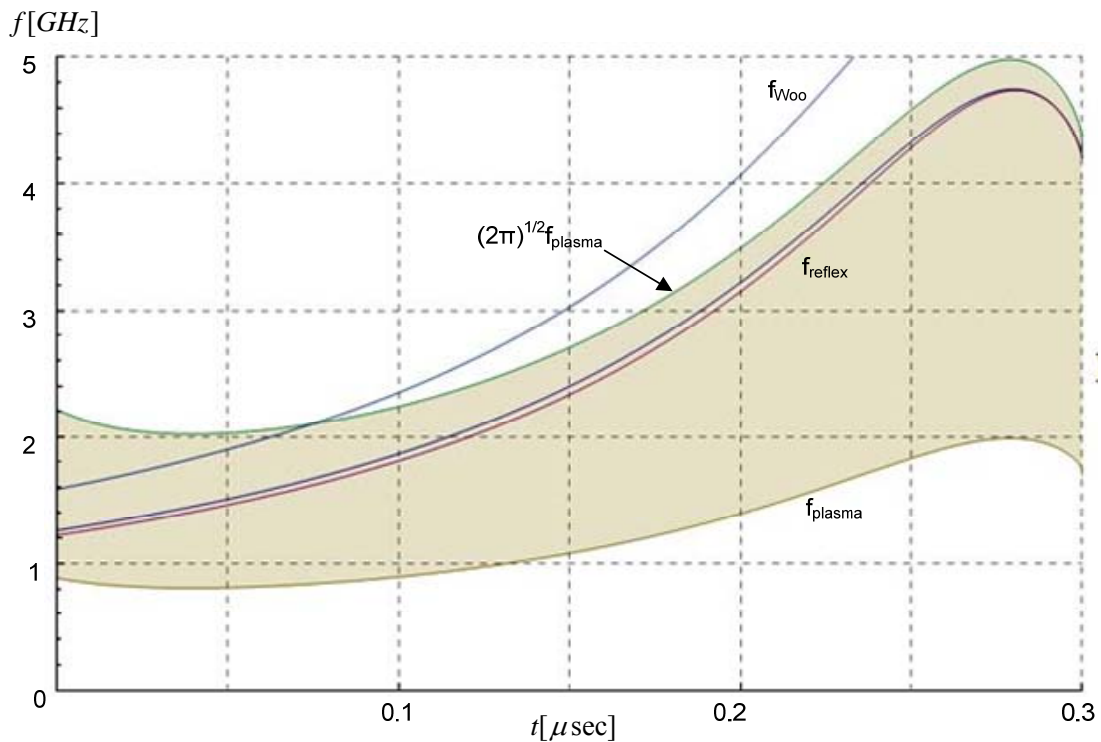
$C=1.2\text{nF}$. Η θεώρηση εκφόρτισης πυκνωτή μέσω της διόδου της λυχνίας αναπτύσσεται στην παρ. 4.3.6 και στην παρ. 6.3.3.2.

Η πρώτη περίπτωση εκφόρτισης απεικονίζεται στην Εικ. 6.75. Η διάδος γεφυρώνεται σε 300nsec (τυπικός παρατηρηθείς χρόνος), με μέγιστο ρεύμα 800A και μέγιστη ισχύ $\sim 25\text{MW}$. Αφού έχουμε βρει την εξάρτηση της τάσης στο διάκενο, μπορούμε να εξαγάγουμε την ενέργεια της ηλεκτρονικής δέσμης και το εμβαδόν της, το οποίο τίθεται ίσο με το φαινόμενο εμβαδόν της καθόδου. Από τα μεγέθη αυτά και από τη διαπερατότητα του πλέγματος της ανόδου, μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα διόδου που απαιτείται, ώστε να τροφοδοτείται η κυματοδηγική κοιλότητα με το κρίσιμο μέγιστο ρεύμα δέσμης. Το ρεύμα αυτό συμβολίζεται με τη διάστικτη γραμμή. Η διάδος οδηγεί μεγαλύτερο ρεύμα από το αναγκαίο μετά τα πρώτα 150nsec . Από τη στιγμή αυτή και ύστερα μπορούμε να προβλέψουμε ποιες θα είναι οι αναμενόμενες συχνότητες εξόδου του Vircator, βάσει των θεωρητικών μοντέλων της βιβλιογραφίας.



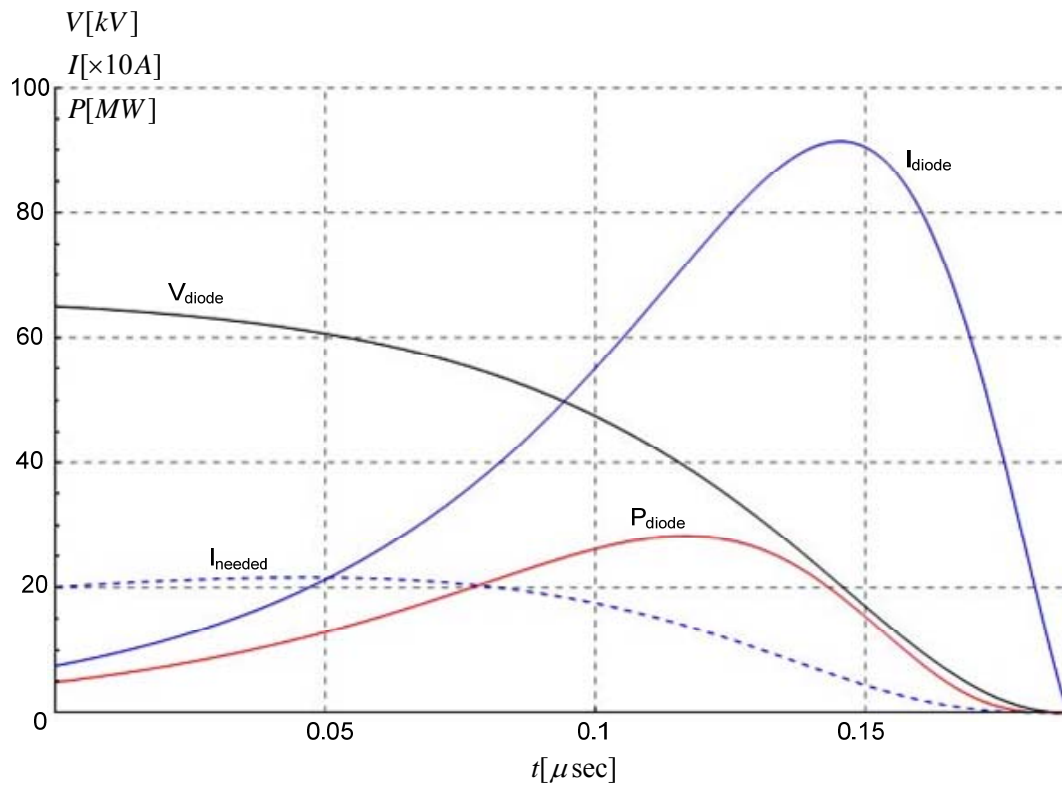
Εικ. 6.75: Θεωρητική μεταβολή τάσης, ρεύματος και ισχύος στην κάθοδο με ύφασμα και $d_{AK}=15\text{mm}$, για τάση οδήγησης 65kV , χωρητικότητα πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $5\text{cm}/\mu\text{sec}$ (περίπτωση μικρής επιφάνειας εκπομπής).

Η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί στην παρ. 4.1.2, βρίσκεται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$. Στην Εικ. 6.76 σημειώνονται: η περιοχή που ορίζεται από τις συχνότητες f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$, οι δύο εκτιμήσεις της συχνότητας reflexing, η μη σχετικιστική και η σχετικιστική, όπως περιγράφονται στην παρ. 4.1.1. Τέλος σημειώνεται και η εκτίμηση του W_{00} , εξ. (4.16), για τη συχνότητα εξόδου ενός Vircator. Μετά τα πρώτα 150nsec , οπότε και η διάδος οδηγεί τα αναγκαία ρεύματα για εμφάνιση εικονικής καθόδου, οι συχνότητες εξόδου φαίνεται να έχουν περάσει τα 2GHz , που είναι και η περιοχή παρατήρησης.

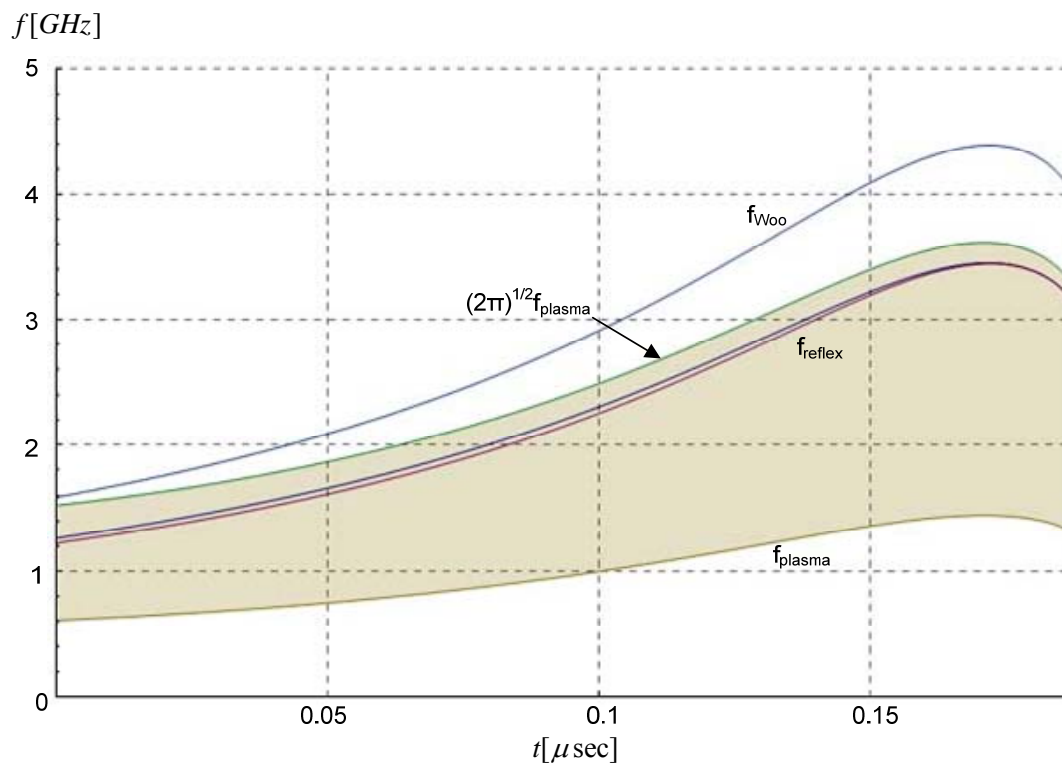


Εικ. 6.76: Εκτιμήσεις συχνότητας εξόδου του Vircator με κάθοδο με ύφασμα και $d_{AK}=15\text{mm}$, για τάση εκφόρτισης 65kV , πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $5\text{cm}/\mu\text{sec}$ (περίπτωση μικρής επιφάνειας εκπομπής).

Η δεύτερη περίπτωση εκφόρτισης απεικονίζεται στην Εικ. 6.77. Η δίοδος γεφυρώνεται σε $\sim 200\text{nsec}$ (θεωρητικός χρόνος), με μέγιστο ρεύμα 850A και μέγιστη ισχύ $\sim 30\text{MW}$. Έχοντας βρει την εξάρτηση της τάσης στο διάκενο, μπορούμε να εξάγουμε την ενέργεια της ηλεκτρονικής δέσμης και το εμβαδόν της, το οποίο τίθεται ίσο με το φαινόμενο εμβαδόν της καθόδου. Από τα μεγέθη αυτά και από τη διαπερατότητα του πλέγματος της ανόδου, μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα δίοδου που απαιτείται, ώστε να τροφοδοτείται η κυματοδηγική κοιλότητα με το κρίσιμο μέγιστο ρεύμα δέσμης. Το ρεύμα αυτό συμβολίζεται με τη διάστικτη γραμμή. Η δίοδος οδηγεί μεγαλύτερο ρεύμα από το αναγκαίο ήδη μετά τα πρώτα 50nsec . Από τη στιγμή αυτή και ύστερα, μπορούμε να δούμε ποιες θα είναι οι αναμενόμενες συχνότητες εξόδου του Vircator, βάσει των θεωρητικών μοντέλων πρόβλεψης.



Εικ. 6.77: Θεωρητική μεταβολή τάσης, ρεύματος και ισχύος στην κάθοδο με ύφασμα και $d_{AK}=15\text{mm}$, για τάση οδήγησης 65kV , χωρητικότητα πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $8\text{cm}/\mu\text{sec}$ (περίπτωση μεγάλης επιφάνειας εκπομπής).



Εικ. 6.78: Εκτιμήσεις συχνότητας εξόδου του Vircator με κάθοδο με ύφασμα και $d_{AK}=15\text{mm}$, για τάση εκφόρτισης 65kV , πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $8\text{cm}/\mu\text{sec}$ (περίπτωση μεγάλης επιφάνειας εκπομπής).

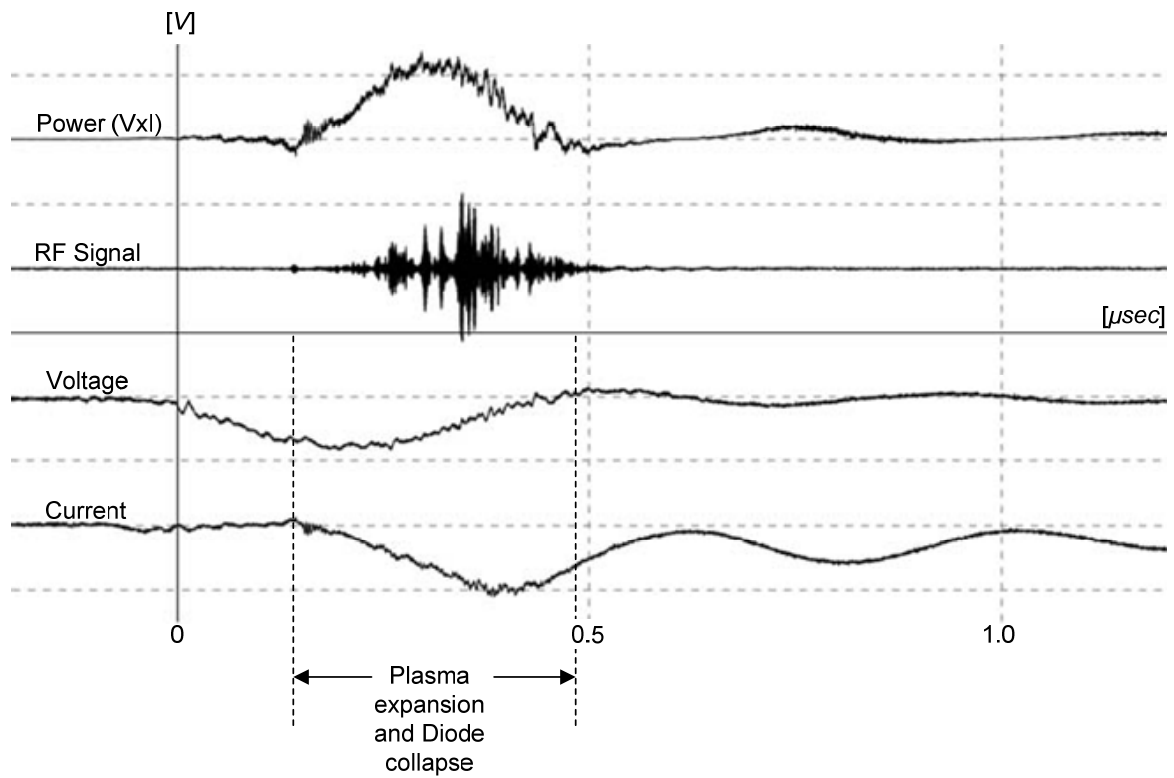
Η μεγάλη επιφάνεια εκπομπής ηλεκτρονίων από την κάθοδο με ύφασμα έχει σαν αποτέλεσμα η δίοδος να καταφέρνει πολύ νωρίς να προσφέρει μεγάλα ρεύματα στο διάκενο και, κατά συνέπεια, στον αδρανή χώρο της κυματοδηγικής κοιλότητας. Λαμβάνοντας τα 50nsec σαν κατώφλι εμφάνισης της εικονικής καθόδου, οι συχνότητες εξόδου από το σημείο αυτό και μετά μπορούν να εκτιμηθούν από το διάγραμμα της Εικ. 6.78. Παρατηρούμε πως υπάρχει χρονικό παράθυρο, κατά το οποίο οι συχνότητες reflex και plasma να διέρχονται από την περιοχή 1.8GHz με 2GHz, γεγονός που θεωρητικά βοηθά προκειμένου να έχουμε βέλτιστη έξοδο από τον κυματοδηγικό Vircator.

6.3.5.3. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

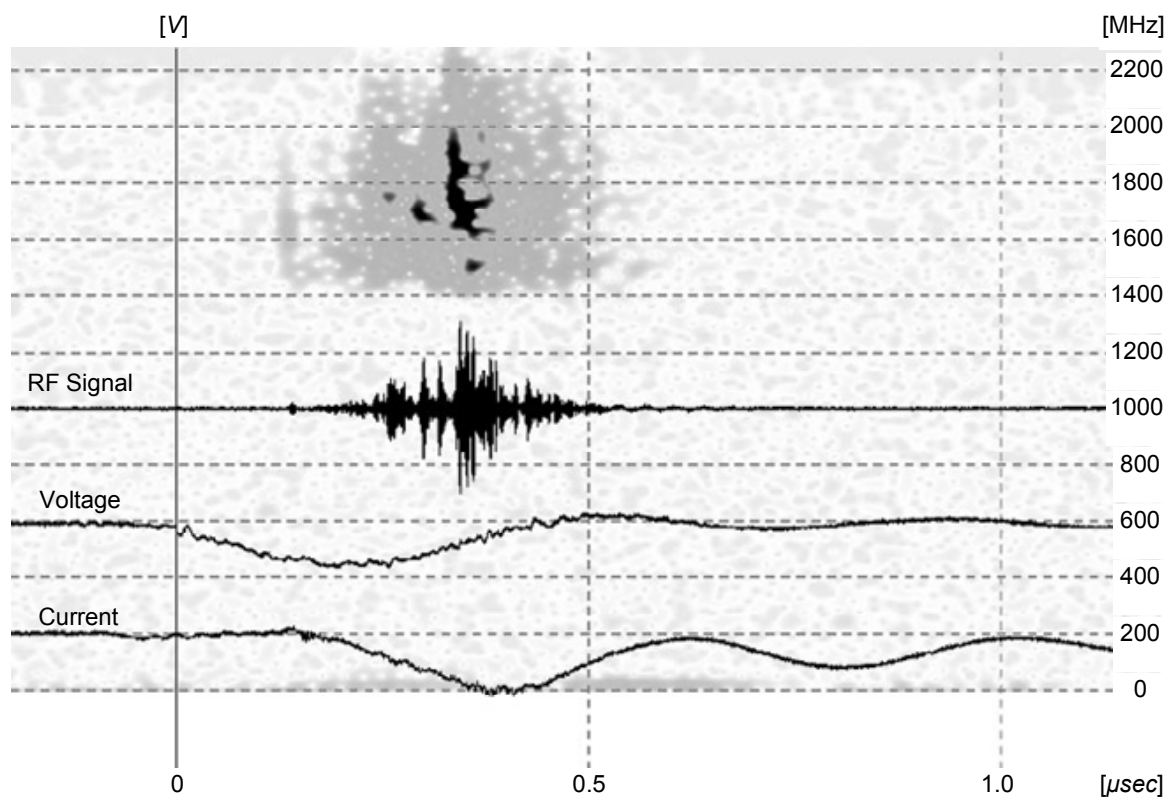
Περίπτωση A (58kV, 890A, 23MW, 5cm/msec)

Η ακόλουθη καταγραφή είναι μία τυπική κρούση με τη συγκεκριμένη διαμόρφωση. Η επαναληψιμότητα των πειραμάτων είναι πολύ καλή, για την εκάστοτε ημέρα που διεξήχθη το πείραμα. Η μικροκυματική ισχύς είναι μικρή, το ρεύμα διόδου είναι της τάξης των 900A, ενώ η κατάρρευση του διακένου διαρκεί περί τα 300nsec. Η γραφική παράσταση προσφερομένης ισχύος στο διάκενο είναι πολύ ομαλή, ενώ η μικροκυματική περιβάλλουσα βρίσκεται πολύ καλά εντοπισμένη στο διάστημα, στο οποίο υπάρχει ισχύς στο διάκενο. Η φαινόμενη αντίσταση της διόδου ακολουθεί ομαλότατη φθίνουσα πορεία με νόμο που μοιάζει τετραγωνική εξάρτηση του χρόνου. Από την παρατήρηση αυτή υποθέτουμε ότι το πλάσμα, που δημιουργείται, δεν εμφανίζει σημαντική ακτινική εξάπλωση και οδεύει προς την άνοδο με σταθερό ρυθμό. Η μικροκυματική ισχύς παρουσιάζεται, όταν η αντίσταση του διακένου είναι κάτω από 100Ω και μεγιστοποιείται, όταν γίνει 30~40Ω. Τα μεγέθη αυτά είναι παραπλήσια με τις παρατηρήσεις που έχουν γίνει στις διαμορφώσεις της διόδου με κάθοδο τύπου ακίδας.

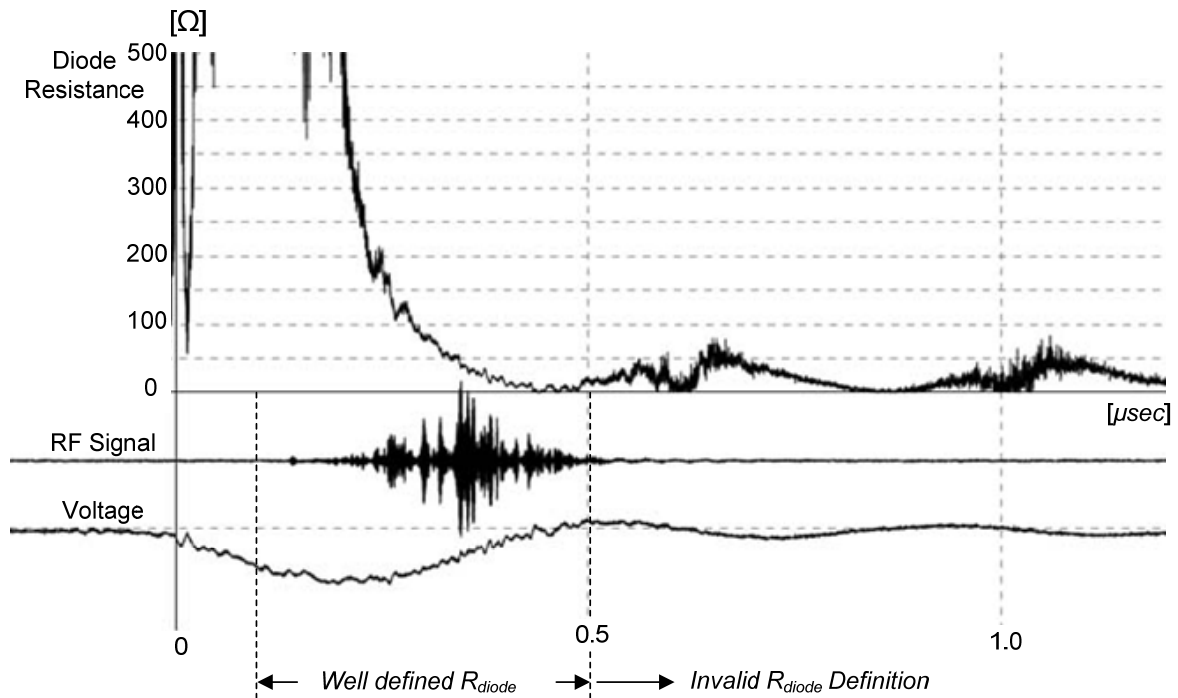
Η απεικόνιση χρόνου φάσματος, Εικ. 6.80, δείχνει φάσμα που εκτείνεται στην περιοχή από 1600MHz μέχρι 2GHz. Οι προβλέψεις από τα μοντέλα για τη συγκεκριμένη διαμόρφωση, όπως φαίνονται στα διαγράμματα των Εικ. 6.76 και Εικ. 6.78, δείχνουν ότι η συγκεκριμένη έξοδος μπορεί να οφείλεται σε ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου, με συχνότητες πλησιέστερα στη συχνότητα πλάσματος.



Εικ. 6.79: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1» (μέτρηση 20080409m43):
 $V_{\text{max}}=58\text{kV}$, $I_{\text{max}}=890\text{A}$, $RF_{\text{max}}=3\text{W}$, $P_{\text{max}}=23\text{MW}$.



Εικ. 6.80: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080409m43): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

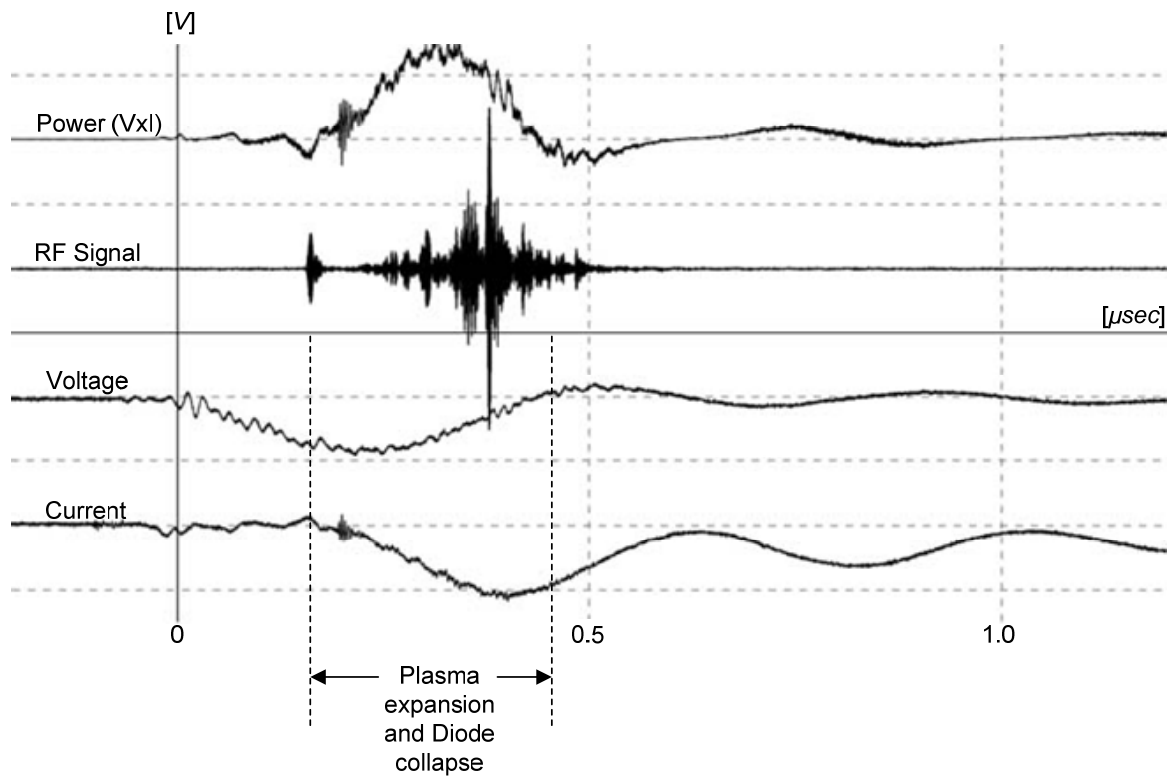


Εικ. 6.81: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080409m43): Αντίσταση διόδου.

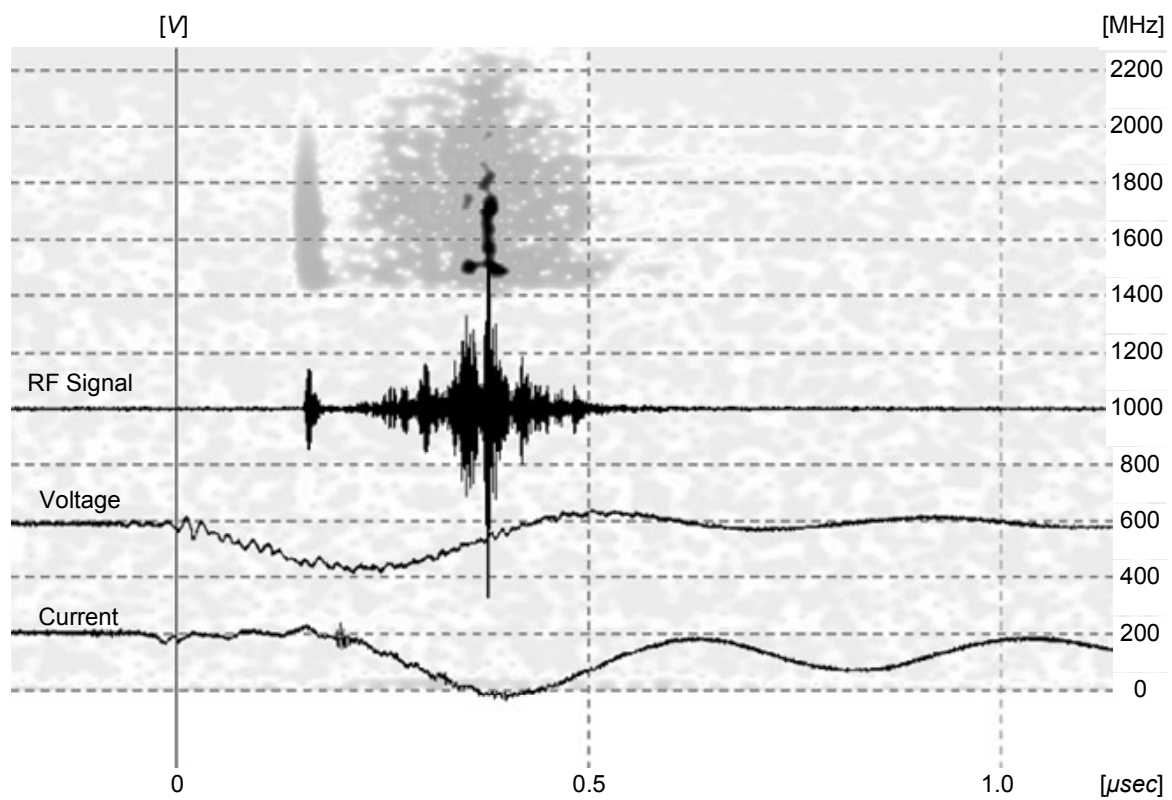
Περίπτωση Β (64kV, 950A, 31MW, 5cm/msec)

Η δοκιμή αυτή έδωσε μία από τις μεγαλύτερες ισχύεις, που καταγράφηκε από την κάθοδο με ύφασμα. Η ισχύς του μικροκυματικού σήματος είναι της τάξης των 10W, για το εύρος ζώνης παρατήρησης. Η δίοδος γεφυρώνεται σε 300nsec, ενώ οι κυματομορφές είναι και σε αυτήν την περίπτωση πολύ ομαλές. Κατά τη στιγμή της έναρξης της κατάρρευσης παρατηρείται μία ανώμαλη συμπεριφορά και ένα μικροκυματικό σήμα που δεν έχει ερμηνεία, καθώς το ρεύμα δεν έχει αρχίσει ακόμα να λαμβάνει σημαντική τιμή. Το σήμα αυτό ίσως να είναι τυχαία παρεμβολή, αν παρατηρήσουμε άλλωστε ότι κάτι συμβαίνει στο κανάλι της τάσης και του ρεύματος λίγο αργότερα. Το τυπικό μικροκυματικό σήμα από την εικονική κάθοδο εντοπίζεται, όταν η αντίσταση του διακένου είναι κάτω από 100Ω και μεγιστοποιείται, όταν η αντίσταση του διακένου είναι περί τα 30Ω.

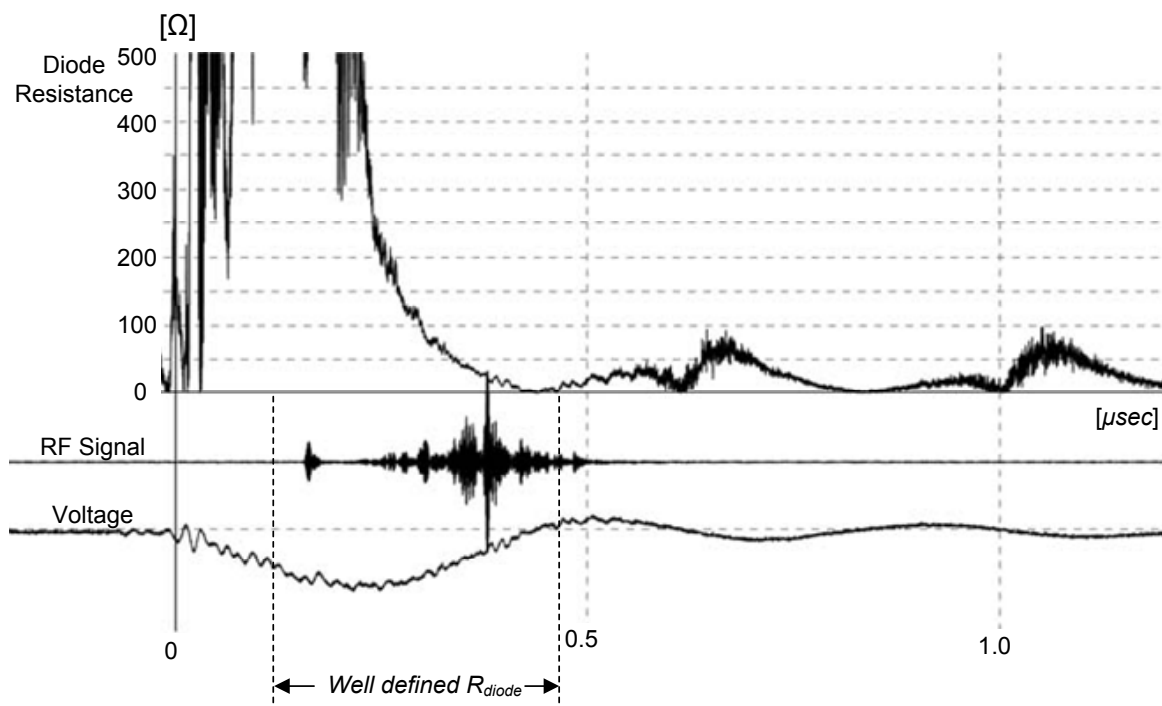
Η απεικόνιση χρόνου φάσματος, Εικ. 6.83, δείχνει φάσμα που εκτείνεται στην περιοχή από 1450MHz μέχρι 1800MHz. Οι προβλέψεις από τα μοντέλα για τη συγκεκριμένη διαμόρφωση, όπως φαίνονται στα διαγράμματα των Εικ. 6.76 και Εικ. 6.78, δείχνουν ότι η συγκεκριμένη έξοδος μπορεί να οφείλεται σε ταλαντώσεις της εικονικής καθόδου, με συχνότητες πλησιέστερα στη συχνότητα πλάσματος.



Εικ. 6.82: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1» (μέτρηση 20080410m45):
 $V_{\text{max}}=64\text{kV}$, $I_{\text{max}}=950\text{A}$, $\text{RF}_{\text{max}}=12\text{W}$, $P_{\text{max}}=31\text{MW}$.



Εικ. 6.83: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080410m45): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.



Εικ. 6.84: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080410m45): Αντίσταση διόδου.

Στις ανωτέρω περιπτώσεις, η κατάρρευση του διακένου λογίζεται από τη στιγμή που η τάση παύει να ανεβαίνει με τον προβλεπόμενο ρυθμό και αρχίζει ροή κάποιου ρεύματος στη δίοδο, μέχρι τη στιγμή μηδενισμού της τάσης και ομαλοποίησης του ρεύματος. Το φαινόμενο αυτό διαρκεί, με μεγάλη επαναληψιμότητα, 300ns . Συνεπώς, για τη συγκεκριμένη γεωμετρία, ήτοι τη σφαιροειδή κάθοδο με ύφασμα σε απόσταση 15mm από την άνοδο ανοξειδωτου πλέγματος, η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στη δίοδο υπολογίζεται στα $\sim 5\text{cm}/\mu\text{sec}$, όπως και στην περίπτωση της ακίδας σε απόσταση 15mm . Η παρατήρηση αυτή εξηγείται, αν θεωρηθεί ως κύριος φορέας εξάπλωσης το πλάσμα, προερχόμενο κυρίως από την κάθοδο και εν μέρει από την άνοδο. Η μεταβολή των μεγεθών έχει πολύ ομαλότερο χαρακτήρα, με τις μεταβολές της τάσης, του ρεύματος και της ισχύος να υφίστανται πολύ μικρότερες κυματοώσεις εν σχέσει με την ακίδα ίδιου διακένου. Οι ανωτέρω κυματομορφές παρατηρήθηκαν, με μικρές διαφοροποιήσεις, για το σύνολο των κρουστικών δοκιμών. Πιθανότατα, τόσο η γεωμετρία, όσο και η έκλυση ιονισμένου αερίου από το ύφασμα, να δημιουργεί ομαλότερες συνθήκες στήλης πλάσματος ανάμεσα στην κάθοδο και την άνοδο. Άλλωστε τα προσροφημένα αέρια στις ίνες του υφάσματος θα είναι πολλές τάξεις μεγέθους περισσότερα από ότι στις μεταλλικές καθόδους.

Η σφαιροειδής κάθοδος με ύφασμα, παρά τα παραπλήσια μακροσκοπικά μεγέθη οδήγησης που παρουσιάζει με την ακίδα, έχει σημαντικά μικρότερη μικροκυματική έξοδο από την τελευταία. Αυτό πιθανότατα οφείλεται στη θέση της διάσπασης, η οποία, όπως αποδείχτηκε, δεν είναι στο κέντρο του ακροδέκτη αλλά ελαφρώς προς το πλάι. Τα πειράματα δεν έδειξαν κάποια σημαντική αλλοίωση στην επιφάνεια του υφάσματος, παρά μόνο ένα μικρό σημάδι που δεν προϋπήρχε στο ύφασμα, και η θέση του σημειώνεται στην ακόλουθη εικόνα. Η ασυμμετρία του σημείου διάσπασης μπορεί να οδήγησε στην είσοδο ηλεκτρονίων στον κυματοδηγό με μεγάλη διασπορά και ταχύτητες με μεγάλη γωνία, ώστε να μην ήταν δυνατό να σχηματιστεί ισχυρή εικονική κάθοδος, όπως στα πειράματα με τις ακίδες.



Εικ. 6.85: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=15\text{mm}$, ~ 100 κρούσεις. Σημειώνεται το μόνο ευκρινές σημάδι που φάνηκε μετά από εξέταση του υφάσματος.

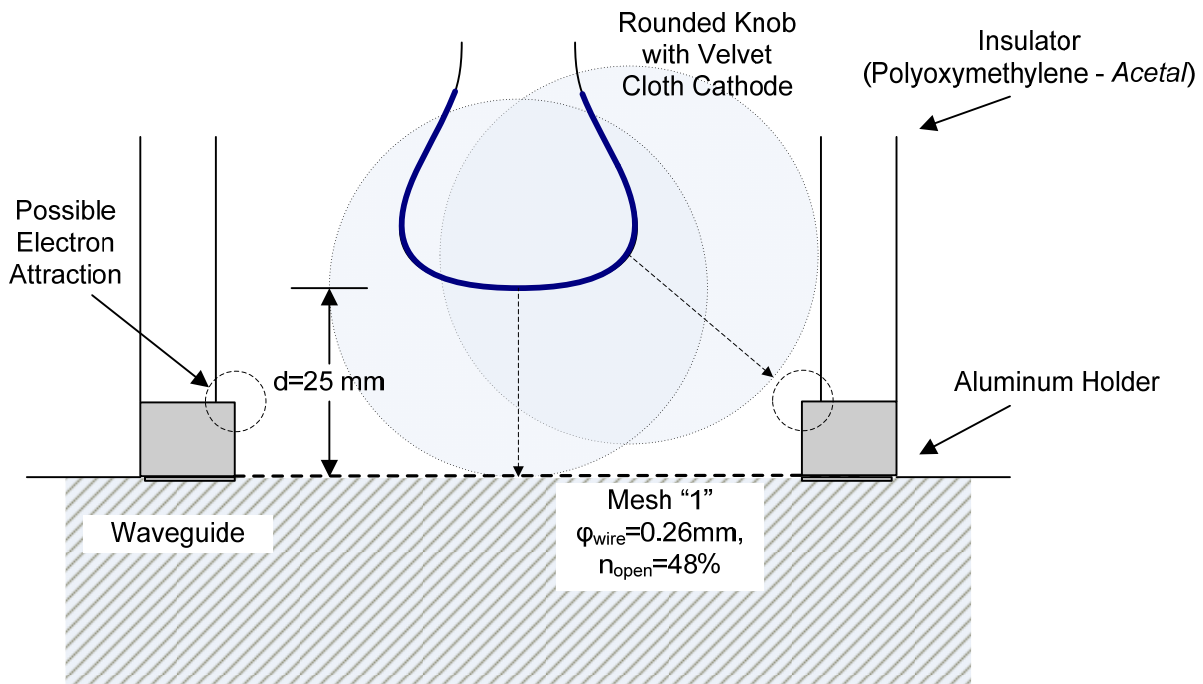
Ένα συμπέρασμα από το ανωτέρω πείραμα είναι πως δεν πρέπει να χρησιμοποιείται μαύρο ύφασμα σαν επιφάνεια καθόδου, διότι αυτή η πρακτική μάλλον δυσχεραίνει την αναζήτηση χαρακτηριστικών σημαδιών στην επιφάνεια. Ωστόσο, αυτό ήταν το μόνο βελούδο που βρέθηκε γρήγορα, μετά από αναζήτηση σε κατάσταση με υφάσματα. Άλλωστε δεν μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε κάτι άλλο εκτός από βελούδο, διότι έτσι θα παραβαίναμε την παράδοση δεκαετιών, που θέλει τις καθόδους εκπομπής πεδίου να καλύπτονται μόνο με τέτοιου τύπου ύφασμα (velvet cathodes).

6.3.6. Σφαιροειδής Κάθοδος με Ύφασμα ($d=25\text{mm}$)

Προκειμένου να αποκτήσουμε συνολικότερη εικόνα για τη συμπεριφορά των καθόδων με ύφασμα, χρησιμοποιήσαμε τον ανοξείδωτο ακροδέκτη, που έχει ίδια μορφή καμπυλότητας με τον προηγούμενο, όμως αφήνει μία απόσταση ανόδου-καθόδου ίση με 25mm. Ο ακροδέκτης αυτός ντύθηκε με ύφασμα (και πάλι το ίδιο μαύρο βελούδο) και τοποθετήθηκε στον Vircator. Το πλέγμα που χρησιμοποιήσαμε είναι το υπ' αριθμόν «1». Φέρει 30 οπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.587mm, σύρμα διαμέτρου 0.26mm και ελεύθερη επιφάνεια $\sim 48\%$ και αποδεδειγμένα προσφέρει την ευκολότερη διέλευση στον ηλεκτρονικό οχετό. Η διαμόρφωση της διόδου φαίνεται στην Εικ. 6.86.

Με βάση το νομόγραμμα της Εικ. 5.20, η μέγιστη διάμετρος της καθόδου για απόσταση 25mm από την άνοδο είναι περίπου 40mm. Δεδομένου ότι η διάμετρος του συγκεκριμένου ακροδέκτη είναι 42mm, δεν είναι σίγουρο ότι οι ηλεκτρονικοί οχετοί διοχετευόταν επάνω στο πλέγμα. Μάλιστα, παρατηρήθηκαν σημάδια στη στεφάνη στήριξης της ανόδου, καθώς και μαύρισμα στο μονωτικό κύλινδρο από Acetal, που πριν την έναρξη του πειράματος δεν υπήρχαν. Από τις παρατηρήσεις αυτές, καθώς και από το γεγονός του ασθενέστατου μικρο-

κυματικού σήματος, οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι η εκκένωση πιθανότατα οδηγούταν στα πλάγια τοιχώματα της διόδου και όχι στο πλέγμα.



Εικ. 6.86: Διαμόρφωση διόδου με κάθοδο καλυμμένη με ύφασμα και $d_{AK}=25\text{mm}$.

6.3.6.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Στους ακόλουθους πίνακες, παρατίθενται οι καταγεγραμμένες μέγιστες τιμές τάσης, ρεύματος και ισχύος στη διόδο, για τουλάχιστον δέκα (10) επαναλήψεις, σε φόρτιση πρωτεύοντος ίση με 50, 75 και 100V AC. Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στις παραγράφους 5.5 και 6.3.2, οι φορτίσεις αυτές δίνουν κρουστικές 0.6/50, με μέγιστα πλάτη 52, 78 και 104kV. Η τάση, το ρεύμα και η ισχύς της διόδου δίδονται ως μέση τιμή και υπολογισμένη διασπορά σ των καταγεγραμμένων μεγίστων, σε κάθε επίπεδο φόρτισης, με τη σημειολογία $\langle x \rangle \pm 1 \cdot \sigma_x$. Σε όλες τις δοκιμές, η διόδος παρουσιάζοταν να αντέχει την κρουστική τάση των 54kV (τάση φόρτισης πρωτεύοντος 50V AC).

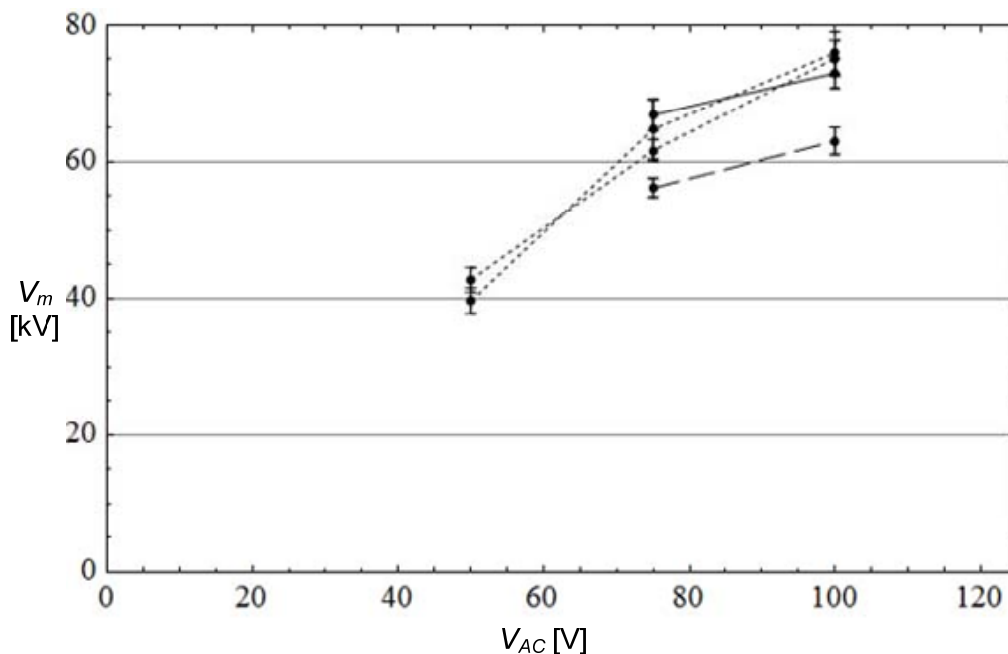
Πιν. 6.18: Κάθοδος με Ύφασμα $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 02-06-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(χωρίς διάσπαση)	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.2mA	0.35~0.37mA	0.38~0.42mA
Ανύψωση	x	9.5~11.5mA	13~14.5mA
Τάση typical	x	66.9±2.2kV	73.0±2.2kV
Ρεύμα typical	x	772±12A	1000±45A
Ισχύς typical	x	26.2±1.7MW	38.0±3.4MW
RF typical	x	<0.1W	<0.1W
Efficiency typical	x	-	-
RF max recorded	x	0.1W	0.1W

Πιν. 6.19: Κάθοδος με Ύφασμα $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 04-06-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(χωρίς διάσπαση)	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.2mA	0.25~0.35mA	0.30~0.40mA
Ανύψωση	x	9.2~11mA	12~13mA
Τάση typical	x	56.2±1.4kV	63.1±2.0kV
Ρεύμα typical	x	725±9.0A	989±17A
Ισχύς typical	x	21.0±0.7MW	32.1±1.2MW
RF typical	x	<0.1W	<0.1W
Efficiency typical	x	-	-
RF max recorded	x	0.1W	0.1W

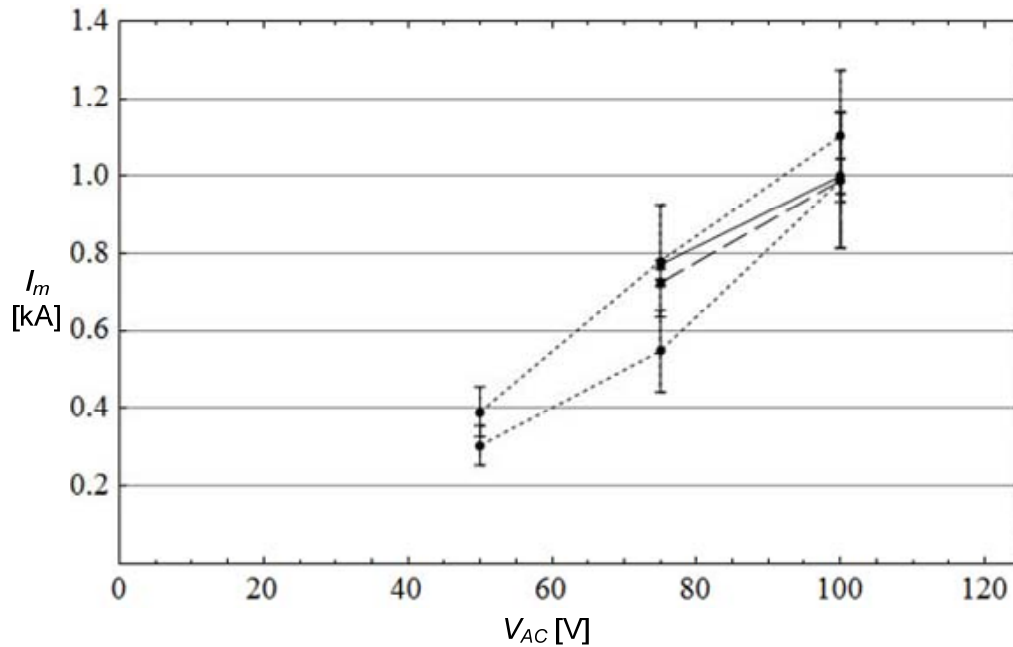
Η εκτιμώμενη πίεση στην περιοχή της διόδου είναι όσο το ρεύμα της Ion Pump σε mA τη στιγμή πριν την κρούση, πολλαπλασιασμένο με 10^{-4} Torr (βλ. παρ. 6.1). Συνεπώς τα 0.2mA αντιστοιχούν σε $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Το ρεύμα της αντλίας ιονισμού τη στιγμή της κρούσης ανεβαίνει απότομα (μέσα σε 0.5sec περίπου) πάρα πολύ, περισσότερο από τις περιπτώσεις των καθόδων ακίδας αλλά και της καθόδου με ύφασμα με το μικρότερο διάκενο. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο μεγάλο όγκο αερίων που εκτινάσσεται από το ύφασμα. Επίσης, η επαναφορά της πίεσης στα χαμηλά επίπεδα διαρκεί πολύ περισσότερη ώρα, ενδεικτικό του μεγάλου όγκου αερίων που απελευθερώνονται από την κάθοδο. Μεγαλύτερη κρουστική τάση προκαλεί μεγαλύτερη εκτίναξη του ρεύματος της αντλίας ιονισμού. Η έκλυση αερίων φαίνεται να είναι μικρότερη κατά τη δεύτερη μέρα δοκιμών. Πιθανότατα, η παραμονή υπό άντληση από την αντλία ιονισμού βελτιώνει την καθαρότητα του δοκιμίου.



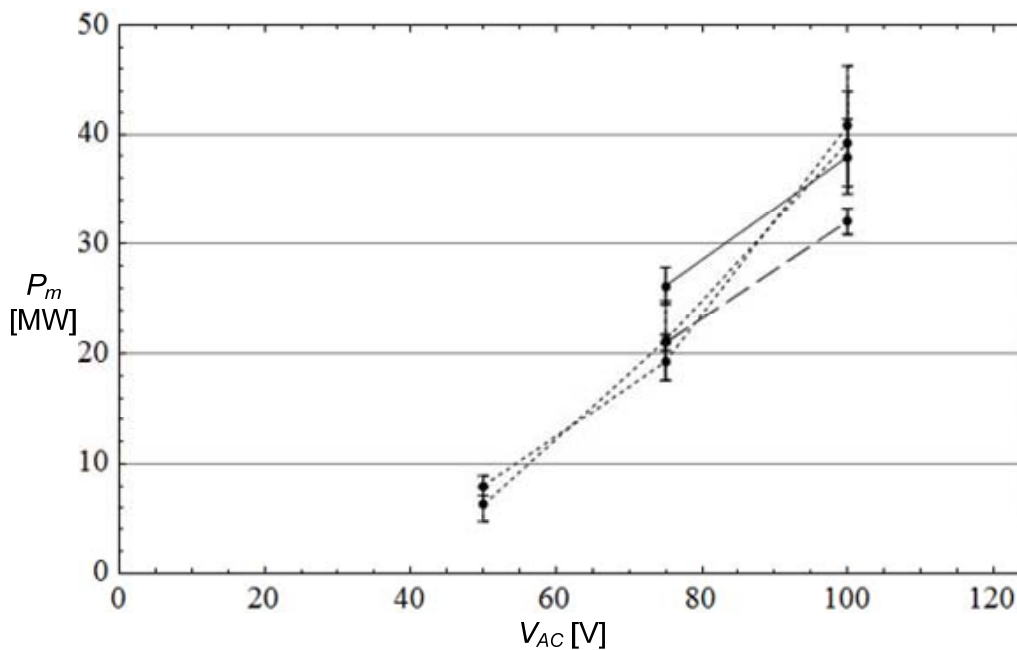
Εικ. 6.87: Μέγιστη τάση διόδου. Κάθοδος με ύφασμα, πρώτη μέρα (συνεχής γραμμή), δεύτερη μέρα (διακεκομμένη γραμμή), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=25\text{mm}$.

Η συμπεριφορά του διακένου, όσον αφορά την ηλεκτρική του αντοχή, εμφανίζει μεγάλη απόκλιση μεταξύ της πρώτης και της δεύτερης μέρας. Η ολική μέγιστη τάση του διακένου

τη δεύτερη μέρα είναι κατά πολύ μικρότερη, περί τα 10kV, για ακριβώς ίδιες συνθήκες οδήγησης. Πιθανότατα κάποια αλλοίωση του υφάσματος οδήγησε στη δημιουργία μίας οδού με μικρότερη τάση αντοχής στη διαμόρφωση αυτή. Το ρεύμα αυτής της διαμόρφωσης βρίσκεται στα ίδια πλαίσια με το ρεύμα της διόδου με κάθοδο ακίδας, ίδιας απόστασης. Η διαφοροποίηση του ρεύματος κατά τις σειρές των δοκιμών ήταν μικρή και με εξαιρετικά μικρή διασπορά.



Εικ. 6.88: Μέγιστο ρεύμα διόδου. Κάθοδος με ύφασμα, πρώτη μέρα (συνεχής γραμμή), δεύτερη μέρα (διακεκομμένη γραμμή), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=25\text{mm}$.



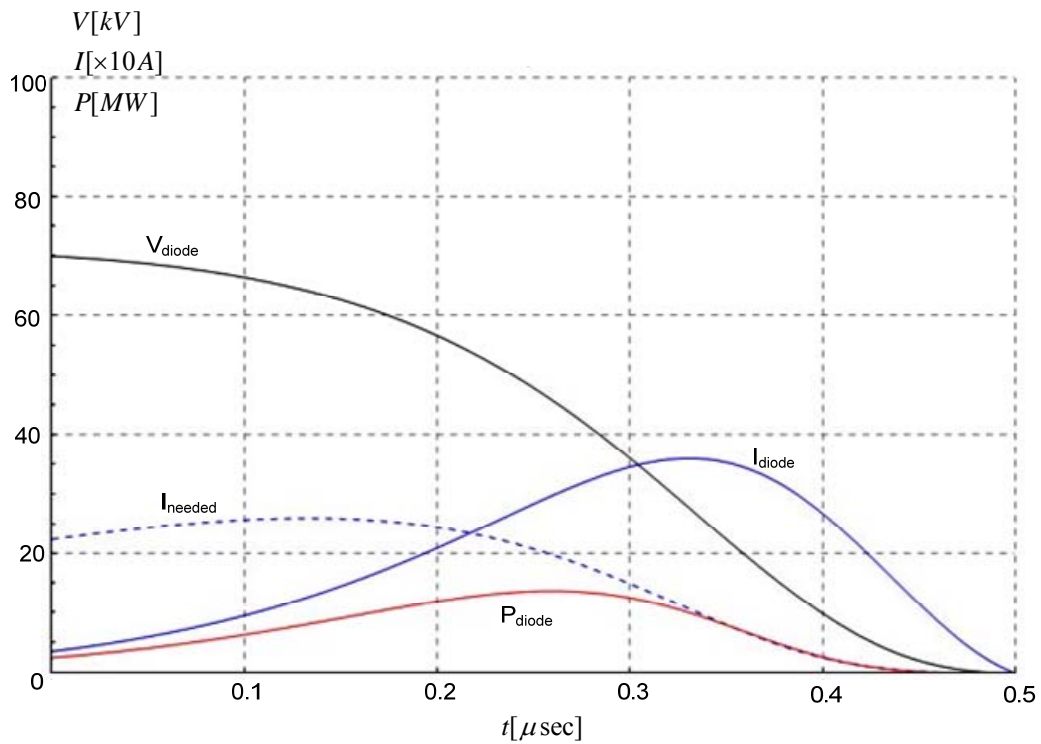
Εικ. 6.89: Μέγιστη ισχύς διόδου. Κάθοδος με ύφασμα, πρώτη μέρα (συνεχής γραμμή), δεύτερη μέρα (διακεκομμένη γραμμή), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=25\text{mm}$.

6.3.6.2. Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου

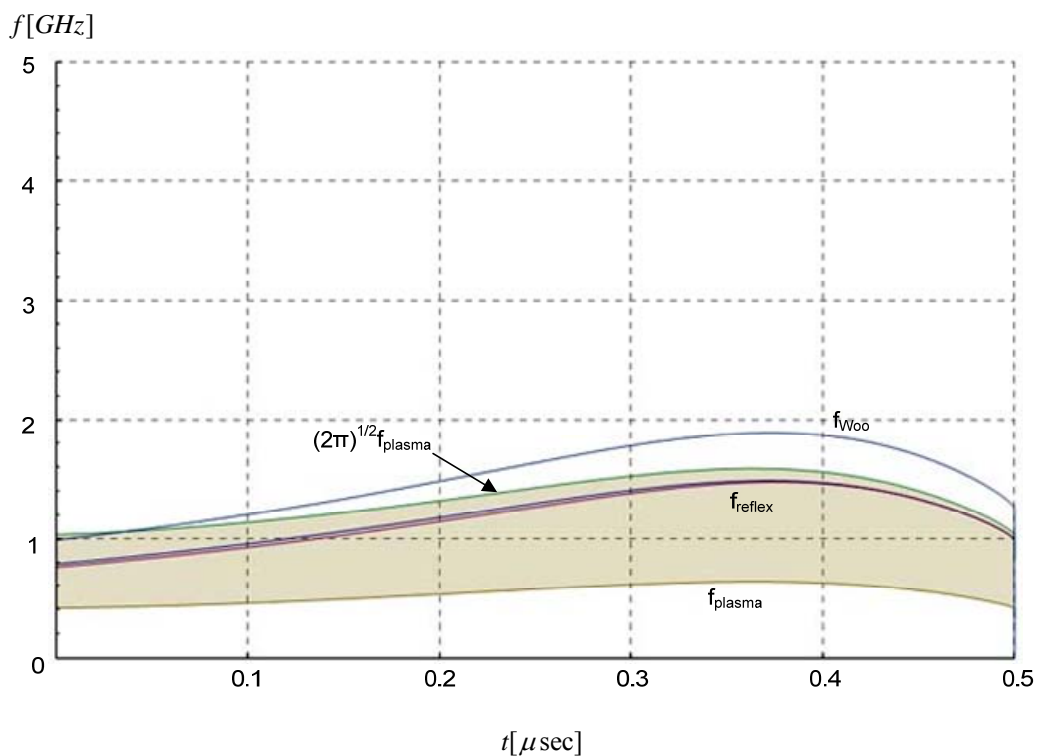
Όπως συνάγεται από τα πειραματικά αποτελέσματα, από λάθος στη σχεδίαση φαίνεται πως η συγκεκριμένη κάθοδος δεν διοχέτευε το ηλεκτρονικό ρεύμα της διάσπασης επάνω στο πλέγμα της ανόδου. Κατά την πειραματική διαδικασία παρατηρήθηκαν σημάδια στη στεφάνη στήριξης της ανόδου, μαύρισμα στο μονωτικό κύλινδρο από Acetal, καθώς και ασθενέστατα μικροκυματικά σήματα. Για τους λόγους αυτούς, η συγκεκριμένη κάθοδος δεν έχει νόημα να συγκριθεί με την ομοειδή κάθοδο με απόσταση $d_{AK}=15\text{mm}$ ή με τις καθόδους τύπου ακίδας. Μπορούμε, για λόγους πληρότητας, να συμπεριλάβουμε ένα μοντέλο εκφόρτισης της διόδου με «ακτίνα» εκπομπής ηλεκτρονίων ίση με 10mm , δεδομένου ότι η διάμετρος του ακροδέκτη είναι 42mm και ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος ίση με $u=5\text{cm}/\mu\text{sec}$, λόγω μεγάλης απόστασης ανόδου - καθόδου και επομένως σχετικά ψυχρό πλάσμα. Με τις παραδοχές αυτές, συμπληρώνουμε και τα υπόλοιπα μεγέθη του μοντέλου: $k=2.33 \cdot 10^{-6} \text{A}/\text{V}^{3/2}$, απόσταση οπλισμών $d=0.025\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=48\%$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=70\text{kV}$, χωρητικότητα πυκνωτή $C=1.2\text{nF}$. Η θεώρηση εκφόρτισης πυκνωτή μέσω της διόδου της λυχνίας αναπτύσσεται στην παρ. 4.3.6 και στην παρ. 6.3.3.2.

Στην Εικ. 6.90 καταγράφεται η αναλυτική λύση της τάσης στη δίοδο, καθώς και στο συνηθισμένο ρεύμα της διόδου του Vircator. Αφού έχουμε βρει την εξάρτηση της τάσης στο διάκενο, μπορούμε να εξάγουμε την ενέργεια της ηλεκτρονικής δέσμης και το εμβαδόν της, το οποίο τίθεται ίσο με το φαινόμενο εμβαδόν της καθόδου. Από τα μεγέθη αυτά και από τη διαπερατότητα του πλέγματος της ανόδου, μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα διόδου που απαιτείται, ώστε να τροφοδοτείται η κυματοδηγική κοιλότητα με το κρίσιμο μέγιστο ρεύμα δέσμης. Το ρεύμα αυτό, που συμβολίζεται με τη διάστικτη γραμμή, θα πρέπει να διαρρέει τη δίοδο, για να εισέλθουμε σε συνθήκες εμφάνισης εικονικής καθόδου στην κυματοδηγική κοιλότητα. Η δίοδος οδηγεί μεγαλύτερο ρεύμα από το αναγκαίο μετά τα πρώτα 210nsec . Από τη στιγμή αυτή και ύστερα μπορούμε να προβλέψουμε ποιες θα είναι οι αναμενόμενες συχνότητες εξόδου του Vircator, βάσει των θεωρητικών μοντέλων της βιβλιογραφίας. Αφού γνωρίζουμε την τάση και το ρεύμα που διαρρέει τη δίοδο, μπορούμε εν συνεχεία να απεικονίσουμε τις προσεγγίσεις για τη συχνότητα reflex καθώς και για τη συχνότητα των ταλαντώσεων του νέφους της εικονικής καθόδου.

Η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί στην παρ. 4.1.2, βρίσκεται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$. Στην Εικ. 6.91 σημειώνονται: η περιοχή που ορίζεται από τις συχνότητες f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$, οι δύο εκτιμήσεις της συχνότητας reflexing, η μη σχετικιστική και η σχετικιστική, όπως περιγράφονται στην παρ. 4.1.1. Τέλος σημειώνεται και η εκτίμηση του W_{00} , εξ. (4.16), για τη συχνότητα εξόδου ενός Vircator. Μετά τα πρώτα 210nsec , οπότε και η δίοδος οδηγεί τα αναγκαία ρεύματα για εμφάνιση εικονικής καθόδου, οι συχνότητες εξόδου φαίνεται να κυμαίνονται στην περιοχή μεταξύ 1 και 2GHz . Παρά το γεγονός ότι μία τέτοια συμπεριφορά θα ήταν επιθυμητή, η κάθοδος δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί στη δίοδο του Vircator, λόγω ανεπαρκούς χώρου στο θάλαμο της διόδου.



Εικ. 6.90: Θεωρητική μεταβολή τάσης, ρεύματος και ισχύος στην κάθοδο με ύφασμα και $d_{\text{AK}}=25\text{mm}$, για τάση οδήγησης 70kV, χωρητικότητα πυκνωτή 1.2nF, με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου 5cm/μsec (μεγάλη επιφάνειας εκπομπής).

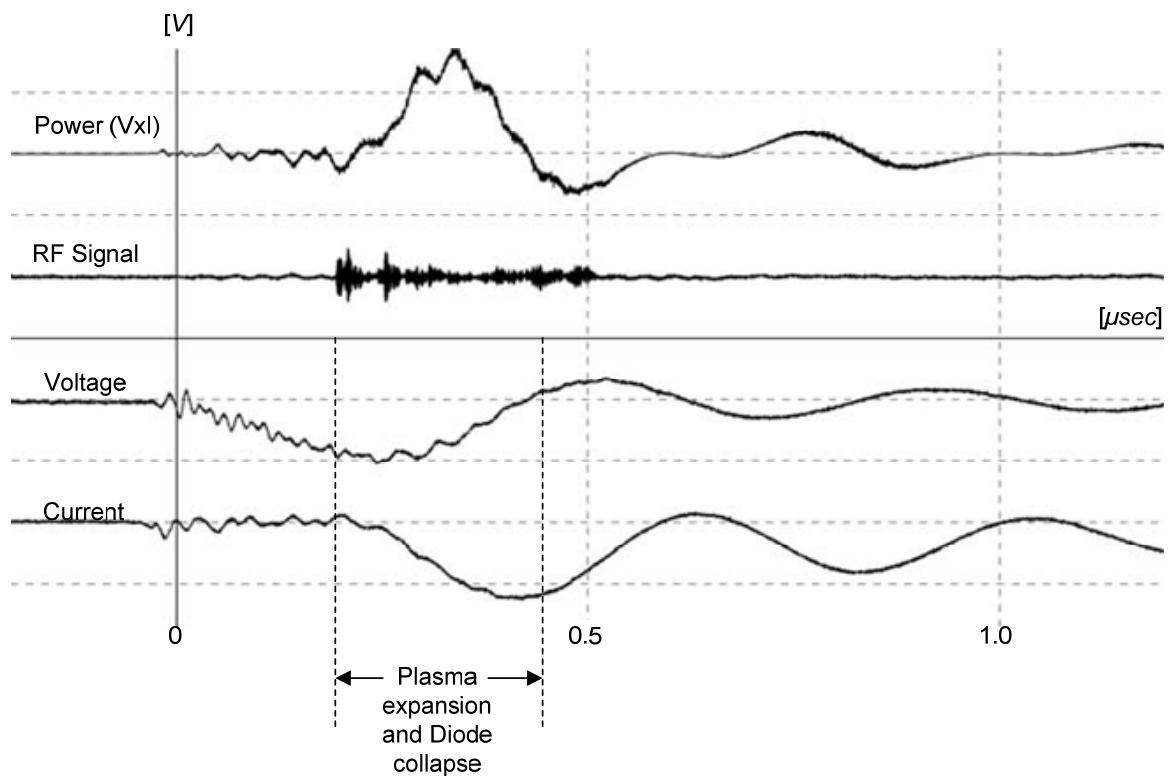


Εικ. 6.91: Εκτιμήσεις συχνότητας εξόδου του Vircator με κάθοδο με ύφασμα και $d_{\text{AK}}=25\text{mm}$, για τάση εκφόρτισης 70kV, πυκνωτή 1.2nF, με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου 5cm/μsec (μεγάλη επιφάνειας εκπομπής).

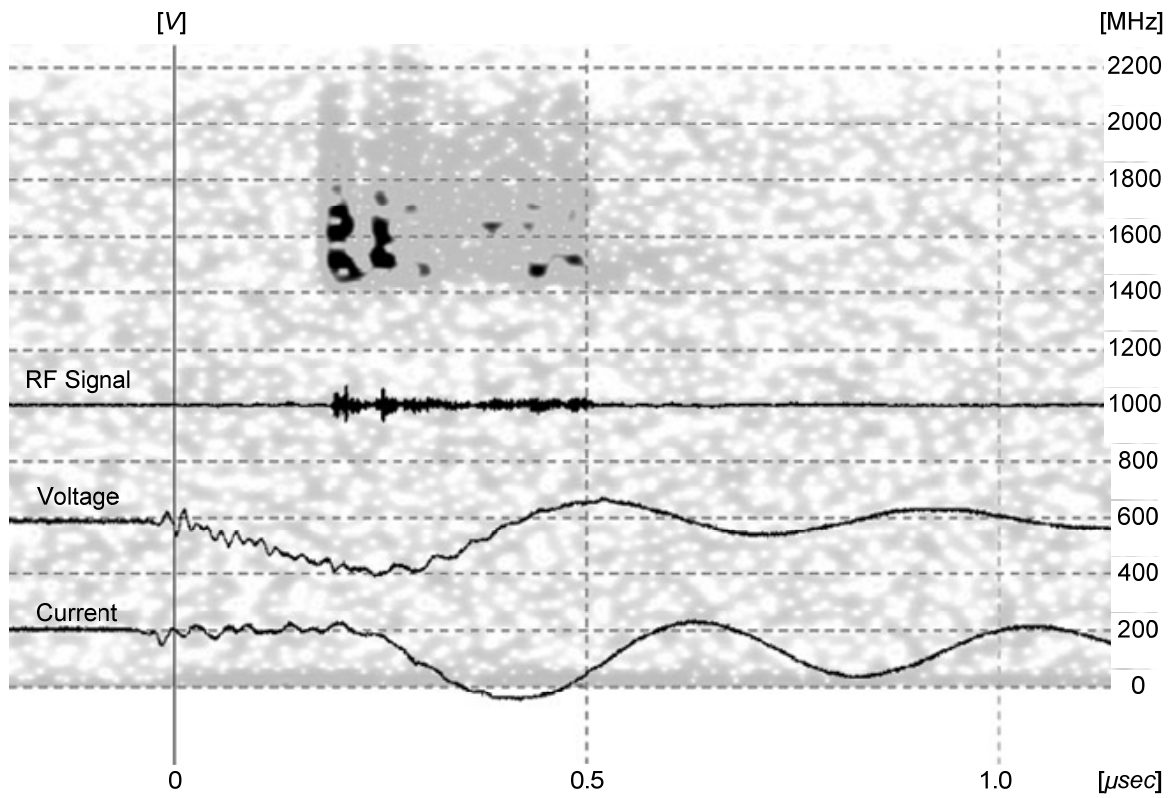
6.3.6.3. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

Οι ακόλουθες καταγραφές αποτελούν τυπική συμπεριφορά της συγκεκριμένης διόδου. Το μικροκυματικό σήμα, παρόλο που αποτυπώνεται, έχει αμελητέα ισχύ. Ενδεικτικά, οι δύο ακόλουθες καταγραφές μεταφράζονται σε μικροκυματική έξοδο ισχύος 0.02W. Τα μικρά αυτά σήματα παρατηρούνται, όταν η διάδος καταναλώνει ισχύ, όταν δηλαδή το διάκενο είναι ακόμα αγεφύρωτο. Η οριακή γεωμετρία όμως και η μεγάλη απόσταση ανόδου - καθόδου μας οδηγούν στο συμπέρασμα πως το ρεύμα αφενός μπορεί να έλκεται προς το μεταλλικό εξάρτημα στήριξης της ανόδου, αφετέρου πως μπορεί να εξαπλώνεται τόσο πολύ, ώστε να εισέρχεται στον κυματοδηγό με πολύ μικρή χωρική πυκνότητα και να είναι αδύνατος ο σχηματισμός εικονικής καθόδου. Ακολουθούν δύο τυπικές καταγραφές κυματομορφών. Τα μικροκυματικά σήματα έχουν τόσο ασθενή ισχύ, ώστε η απεικόνιση χρόνου-φάσματος κυριαρχείται από το θόρυβο της μέτρησης και το θόρυβο κβαντισμού του παλμογράφου.

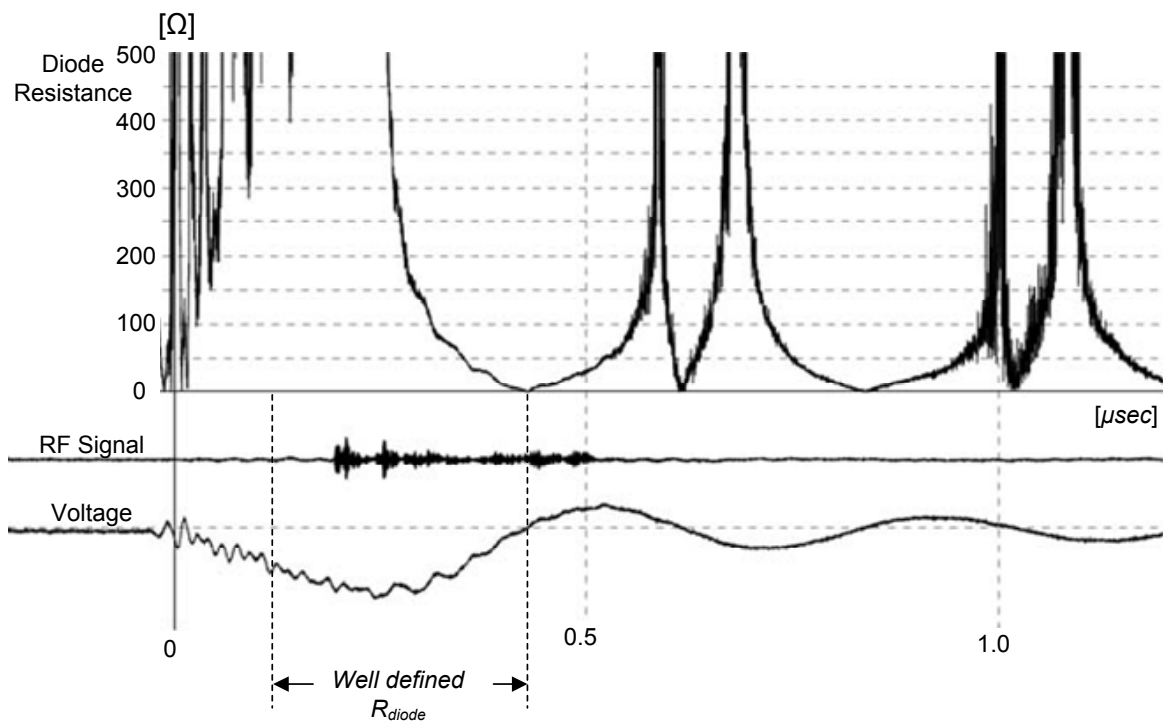
Περίπτωση A (74kV, 1000A, 39MW, 8cm/msec)



Εικ. 6.92: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1» (μέτρηση 20080602m28):
 $V_{\max}=74\text{kV}$, $I_{\max}=1000\text{A}$, $RF_{\max}=0.02\text{W}$, $P_{\max}=39\text{MW}$.

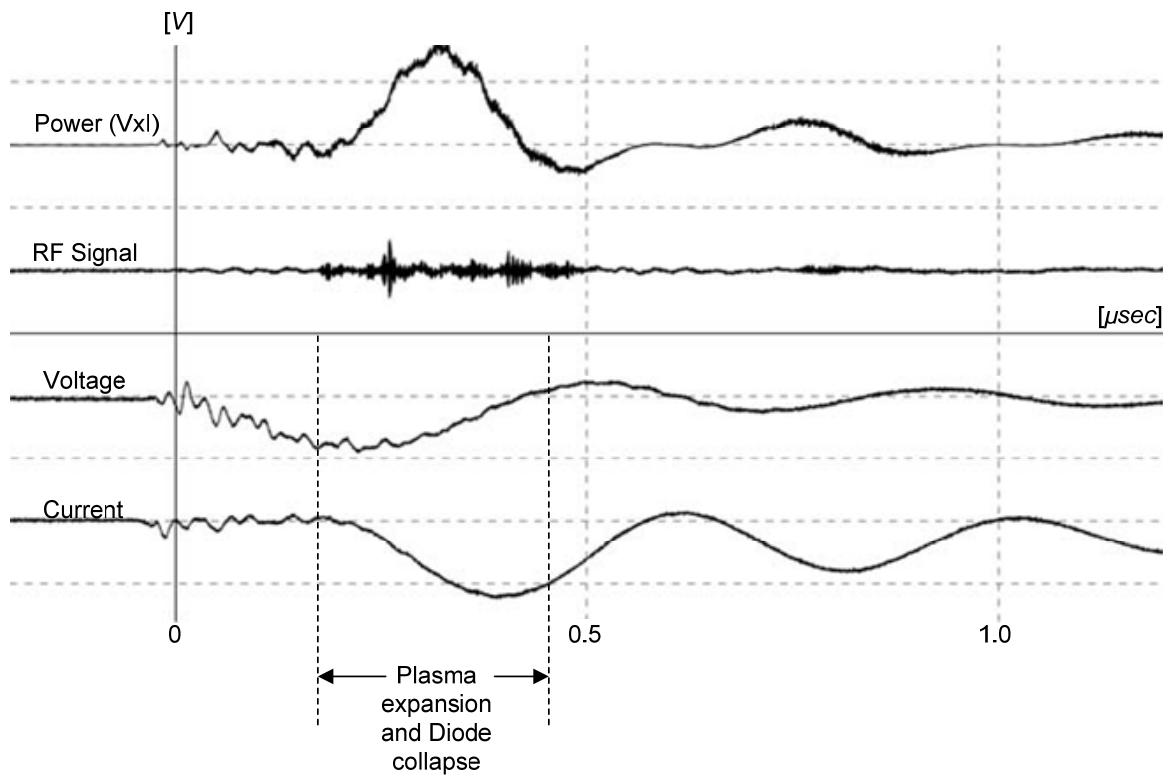


Εικ. 6.93: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080602m28): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

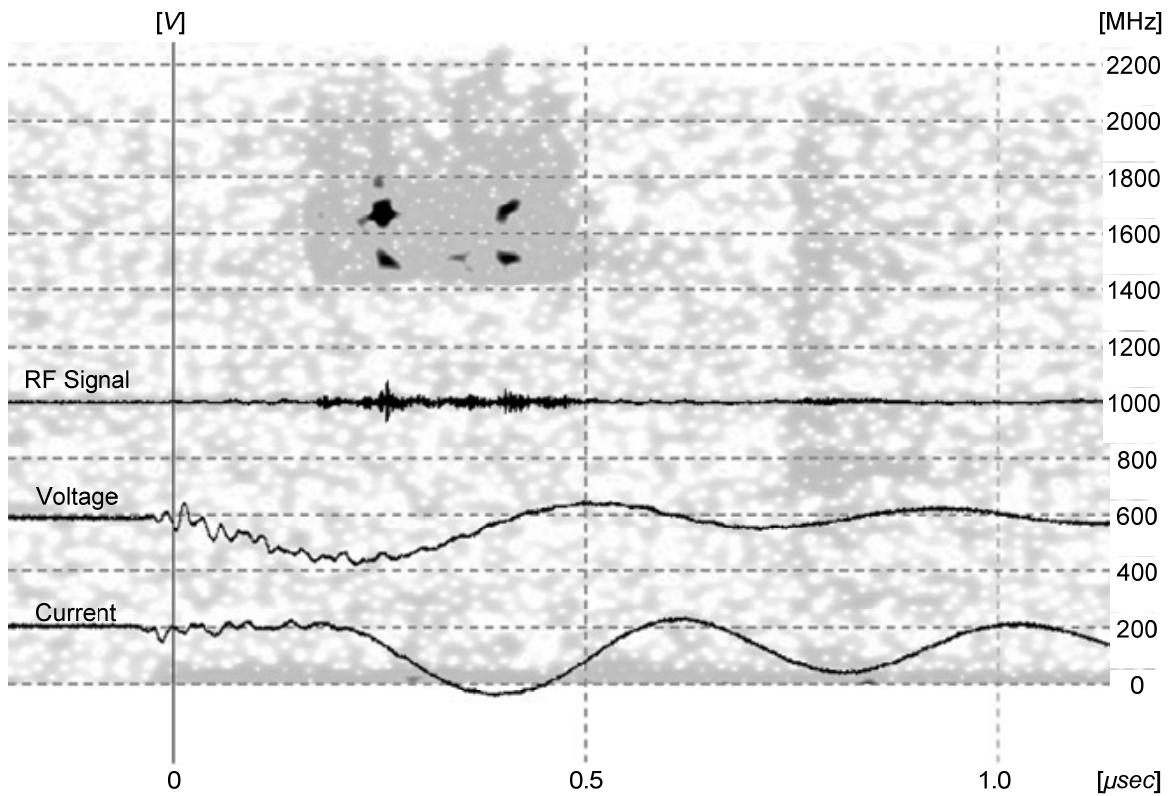


Εικ. 6.94: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080602m28): Αντίσταση διόδου.

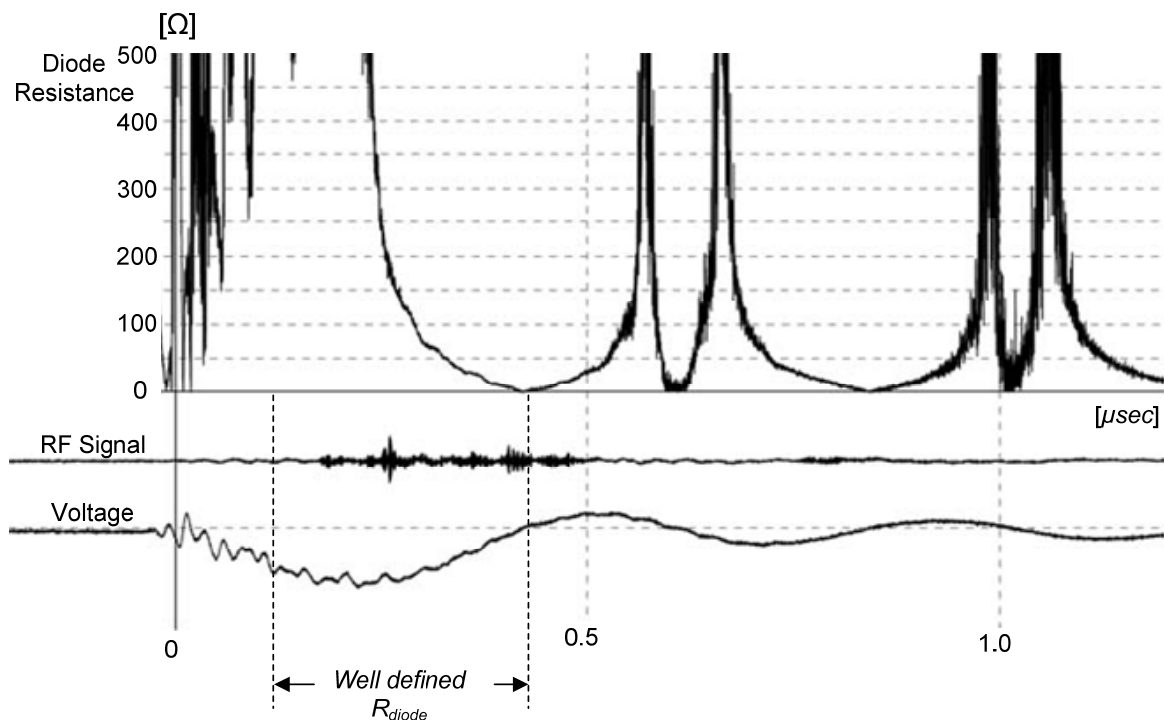
Περίπτωση Β (62kV, 980A, 30MW, 8cm/msec)



Εικ. 6.95: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1» (μέτρηση 20080604m29):
 $V_{\max}=62\text{kV}$, $I_{\max}=980\text{A}$, $RF_{\max}=0.02\text{W}$, $P_{\max}=30\text{MW}$.

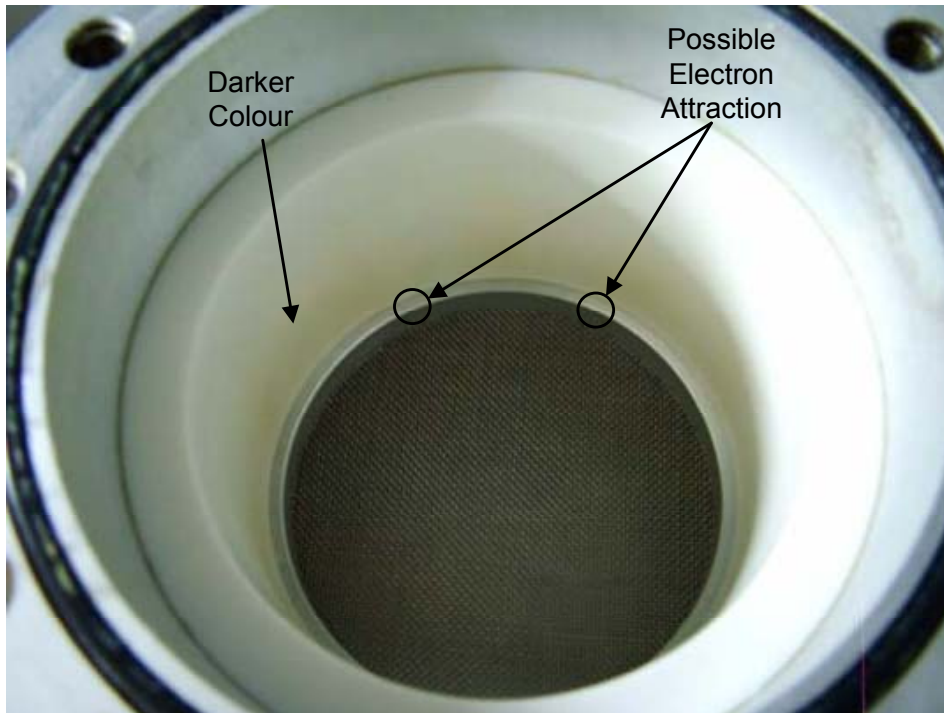


Εικ. 6.96: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080604m29): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.



Εικ. 6.97: Κάθοδος με ύφασμα, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20080604m29): Αντίσταση διόδου.

Στις ανωτέρω περιπτώσεις, η κατάρρευση του διακένου λογίζεται από τη στιγμή που η τάση παύει να ανεβαίνει με τον προβλεπόμενο ρυθμό και αρχίζει ροή κάποιου ρεύματος στη δίοδο, μέχρι τη στιγμή μηδενισμού της τάσης και ομαλοποίησης του ρεύματος. Το φαινόμενο αυτό διαρκεί περί τα 300nsec, παρόλο που το διάκενο είναι σημαντικά μεγαλύτερο, 25mm. Συνεπώς, για τη συγκεκριμένη γεωμετρία, ήτοι τη σφαιροειδή κάθοδο με ύφασμα σε απόσταση 25mm από την άνοδο ανοξειδωτού πλέγματος, η ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στη δίοδο υπολογίζεται στα $\sim 8\text{cm}/\mu\text{sec}$. Επίσης, η μεταβολή των μεγεθών έχει πολύ ομαλότερο χαρακτήρα, με τις μεταβολές της τάσης, του ρεύματος και της ισχύος να υφίστανται πολύ μικρότερες κυματώσεις εν σχέσει με την ακίδα ίδιου διακένου. Η συμπεριφορά, που απεικονίζεται στις ανωτέρω κυματομορφές ήταν απόλυτα επαναλαμβανόμενη σε όλες τις δοκιμές, γεγονός που απεικονίζεται και στις μικρές διασπορές των χαρακτηριστικών μεγεθών της διόδου. Η απουσία RF, πλην μιας ελαχίστης ισχύος, δηλώνει ότι το ρεύμα της εκκένωσης δεν προσέπιπτε στο πλέγμα κατά τα αναμενόμενα. Αυτό που φάνηκε να συμβαίνει είναι η πρόσπτωση ρεύματος στο στεφάνι στήριξης του πλέγματος, από μικρά σημάδια και από την αλλοίωση του χρώματος του κυλίνδρου από μονωτικό υλικό που περιβάλλει τη δίοδο. Το πλέγμα δεν φάνηκε να έχει καμία αλλοίωση.

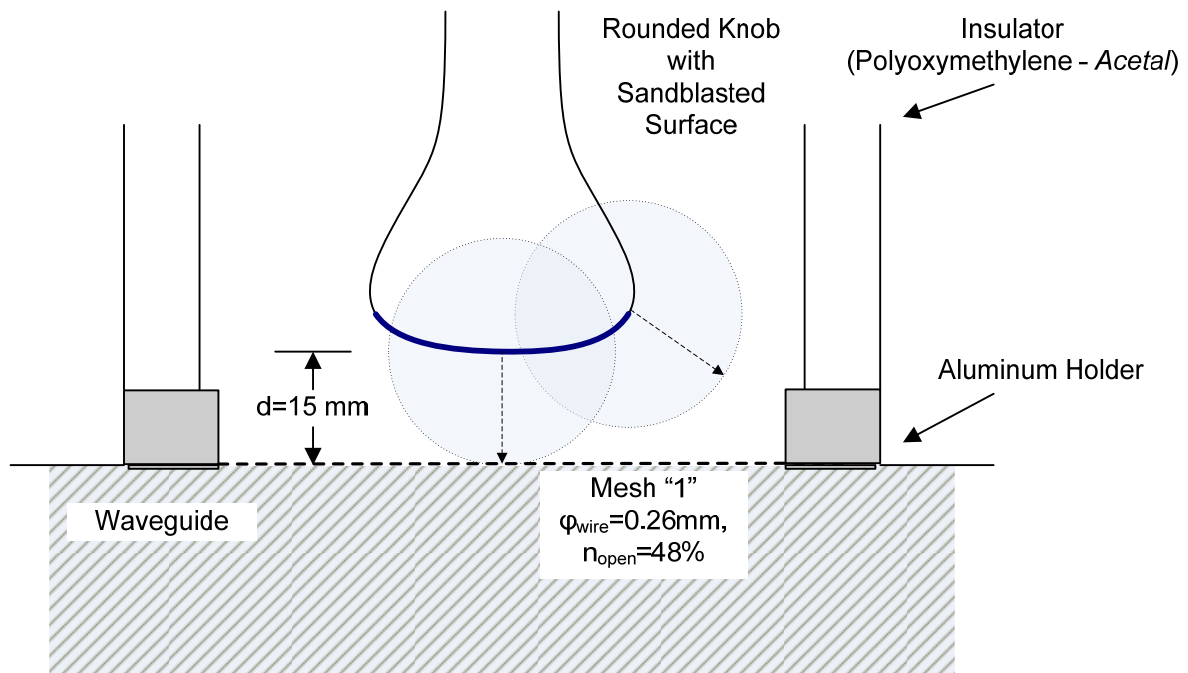


Εικ. 6.98: Πλέγμα και μονωτικός δακτύλιος, μετά από κρούσεις με τη σφαιροειδή κάθοδο με ύφασμα, $d_{AK}=25\text{mm}$, ~ 100 κρούσεις.

Η μεγάλη ταχύτητα κατάρρευσης του διακένου εξηγείται, αν θεωρηθεί ως κύριος πληθυσμός εξάπλωσης το υδρογόνο, προερχόμενο τόσο από την κάθοδο όσο και από την άνοδο. Επίσης, το προσροφημένο αέριο στο ύφασμα ίσως σχηματίζει ένα τοπικό νέφος αερίου γύρω από την κάθοδο, επομένως η διάσπαση μεταπίπτει σε διασπάσεις τύπου Townsend με ιονισμό του αερίου, που υπάρχει στη δίοδο. Οι κυματομορφές της τάσης και του ρεύματος στη δίοδο, τόσο στην περίπτωση της καθόδου με ύφασμα και διάκενο 15mm, όσο και στη συγκεκριμένη περίπτωση, είναι τόσο παραπλήσιες, ώστε η αιτιολόγηση της γρήγορης κατάρρευσης από πλάσμα προϋπάρχοντος αερίου τοπικά, να φαίνεται δικαιολογημένη.

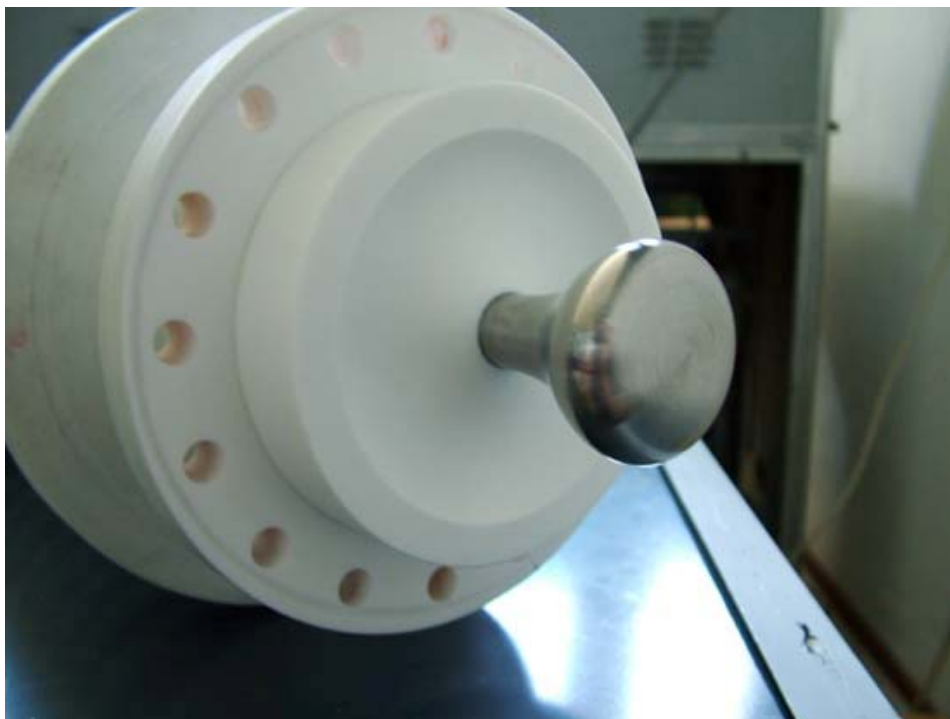
6.3.7. Αμμοβολημένη Σφαιροειδής Κάθοδος ($d=15\text{mm}$)

Ο ακροδέκτης με τη γεωμετρία, που εικονίζεται ακολούθως, είναι κατασκευασμένος από ανοξείδωτο χάλυβα. Για αύξηση της τραχύτητας της επιφάνειάς του, με στόχο τη μεγαλύτερη έκλυση ρεύματος λόγω εκπομπής πεδίου, η κάτω πλευρά αμμοβολήθηκε. Διαπιστώσαμε ήδη ότι ο συγκεκριμένος ακροδέκτης, όταν είναι καλυμμένος με ύφασμα, παράγει ένα μικρό ποσό RF, ωστόσο, η τοποθέτηση του υφάσματος κατά τις δοκιμές είχε σαν συνέπεια την έκκεντρη έκλυση ηλεκτρονίων, από ένα σημείο κοντά στην «άκρη» της κάτω επιφάνειάς. Δεδομένου ότι η γεωμετρία του ίδιου του εξαρτήματος είναι πολύ συμμετρική, η έκλυση ηλεκτρονίων, όταν αυτό είναι ακάλυπτο, πρέπει να γίνεται γύρω από το κέντρο. Με την αμμοβολή της επιφάνειάς και την ανάπτυξη μικροτραχύτητας, δημιουργούμε πολλά σημεία, τα οποία θα προκαλέσουν καθοδική εκπομπή πεδίου.



Εικ. 6.99: Διαμόρφωση διόδου με αμβολημένη σφαιροειδή κάθοδο και $d_{AK}=15\text{mm}$.

Με βάση το νομόγραμμα της Εικ. 5.20, η μέγιστη διάμετρος της καθόδου για απόσταση 15mm από την άνοδο είναι περίπου 50mm. Δεδομένου ότι η διάμετρος του ακροδέκτη είναι 42mm, με αρκετή βεβαιότητα μπορούμε να πούμε ότι ο σχετός των ηλεκτρονίων διοχετεύεται στο πλέγμα της ανόδου και όχι στη στεφάνη στήριξης του πλέγματος.



Εικ. 6.100: Σφαιροειδής κάθοδος με $d_{AK}=15\text{mm}$, τοποθετημένη στο μονωτήρα διέλευσης.

6.3.7.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

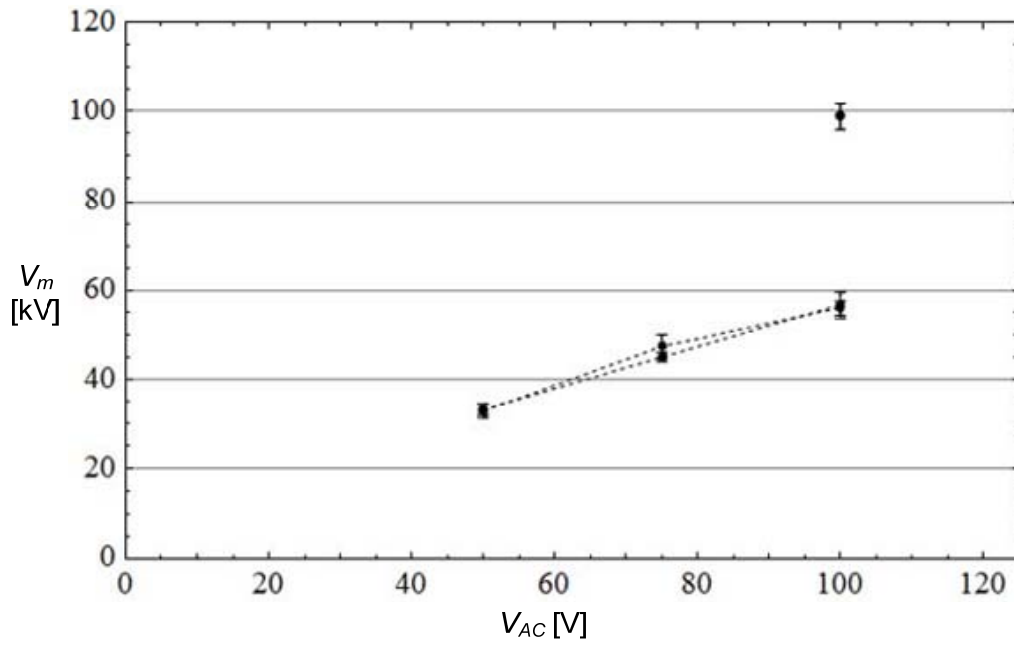
Στον ακόλουθο πίνακα, παρατίθενται οι καταγεγραμμένες μέγιστες τιμές τάσης, ρεύματος και ισχύος στη δίοδο, για τουλάχιστον δέκα (10) επαναλήψεις, σε φόρτιση πρωτεύοντος ίση με 100V AC. Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στις παραγράφους 5.5 και 6.3.2, η φόρτιση αυτή δίνει κρουστική 0.6/50, με μέγιστο πλάτος ~104kV. Η τάση, το ρεύμα και η ισχύς της διόδου δίδονται ως μέση τιμή και υπολογισμένη διασπορά σ των καταγεγραμμένων μεγίστων, σε κάθε επίπεδο φόρτισης, με τη σημειολογία $\langle x \rangle \pm 1 \cdot \sigma_x$. Στη διαμόρφωση αυτή, το διάκενο παρουσίαζε αντοχή σε όλες τις κρουστικές τάσεις μικρότερης τιμής. Παρά τις προσδοκίες μας, ο ακροδέκτης αυτός δεν εμφάνισε ποτέ μικροκυματική έξοδο, παρά μόνο την πρώτη φορά που επιβλήθηκε τάση. Όλες τις υπόλοιπες φορές, το κανάλι του RF κατέγραφε μόνο baseband σήματα, στα διαπιστωμένα πλαίσια παρεμβολών από το σύστημα της υψηλής τάσης.

Πιν. 6.20: Αμμοβολημένη κάθοδος $d_{AK}=15\text{mm}$, Mesh "1" (Μετρήσεις 16-07-2008)

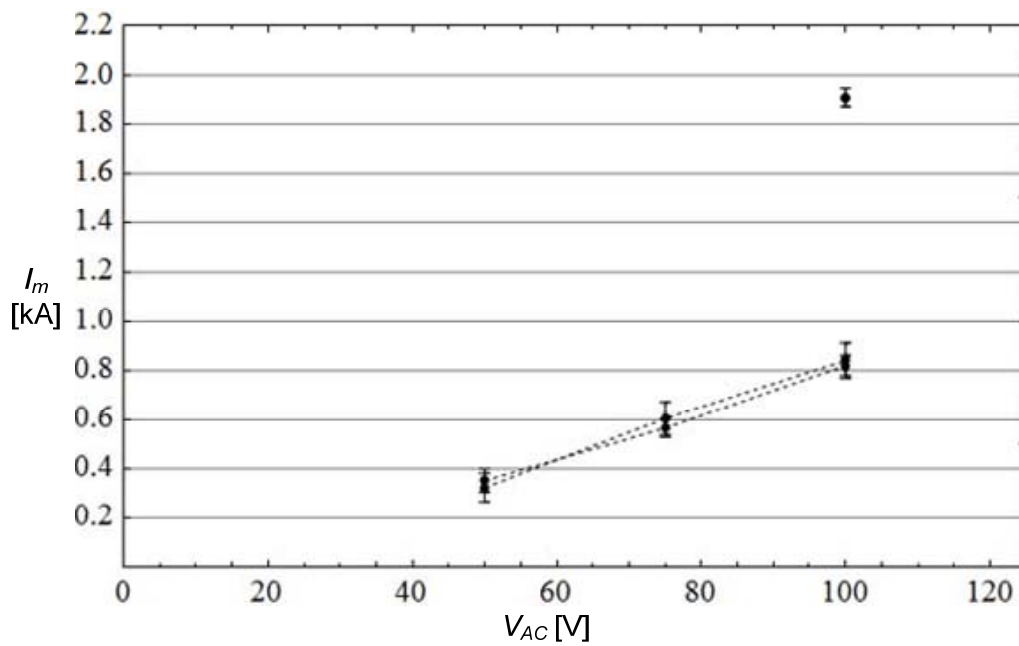
Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(χωρίς διάσπαση)	(χωρίς διάσπαση)	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.2mA	0.2mA	0.2~0.3mA
Ανύψωση	x	x	6~9mA
Τάση typical	x	x	98.9±2.9kV
Ρεύμα typical	x	x	1912±37A
Ισχύς typical	x	x	81.7±10.0MW
RF typical	x	x	no RF
Efficiency typical	x	x	-
RF max recorded	x	x	1W

(μία περίπτωση)

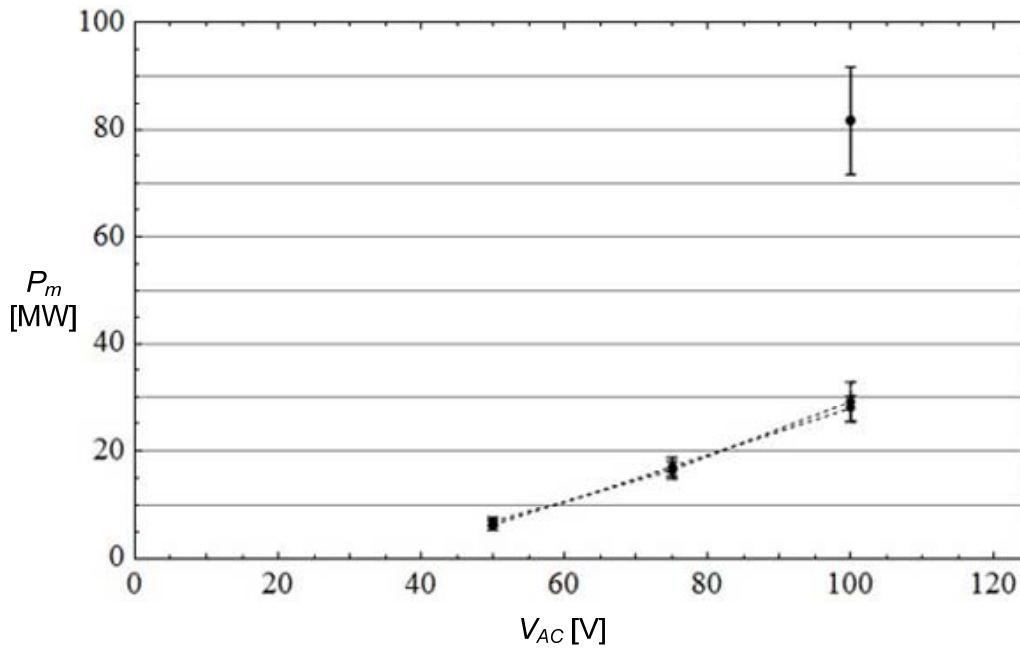
Η εκτιμώμενη πίεση στην περιοχή της διόδου είναι όσο το ρεύμα της Ion Pump σε mA τη στιγμή πριν την κρούση, πολλαπλασιασμένο με 10^{-4} Torr (βλ. παρ. 6.1). Συνεπώς τα 0.2mA αντιστοιχούν σε $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Το ρεύμα της αντλίας ιονισμού τη στιγμή της κρούσης ανεβαίνει απότομα (μέσα σε 0.5sec περίπου) πάνω από μία τάξη μεγέθους. Τα πολύ μεγάλα ποσά ρεύματος, υπερδιπλάσια σε σχέση με τη ακίδα ίδιας απόστασης, επιβεβαιώνουν την ύπαρξη πολλών κέντρων διάσπασης επάνω στην επιφάνεια της καθόδου. Για την απουσία μικροκυματικού σήματος μπορούμε να υποθέσουμε, είτε ότι η έξοδος βρίσκεται σημαντικά πάνω από τα 2GHz, είτε ότι η μεγάλη διασπορά του ρεύματος, δεν είναι ικανή να δημιουργήσει εικονική κάθοδο στον κυματοδηγό.



Εικ. 6.101: Μέγιστη τάση διόδου. Αμμοβολημένη κάθοδος και κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.



Εικ. 6.102: Μέγιστο ρεύμα διόδου. Αμμοβολημένη κάθοδος και κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.

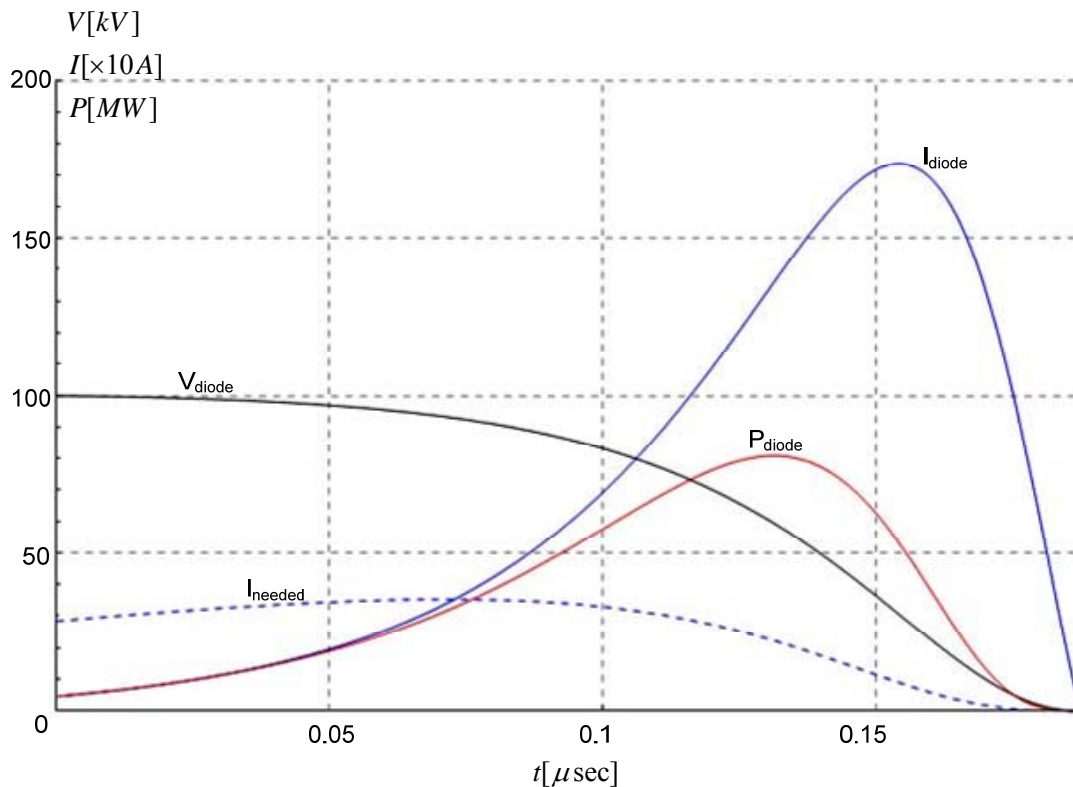


Εικ. 6.103: Μέγιστη ισχύς διόδου. Αμμοβολημένη κάθοδος και κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.

6.3.7.2. Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου

Η αμμοβολημένη σφαιροειδής κάθοδος διασπάται σε τάσεις της τάξης των 100kV, και εμφανίζει ρεύματα διόδου πολύ ισχυρά, που πλησιάζουν τα 2kA. Οι μετρήσεις έδειξαν ότι το διάκενο των 15mm καταρρέει μέσα σε 200nsec περίπου, γεγονός που μας οδηγεί να υπολογίζουμε την ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος στα 8cm/ μsec . Πειραματιζόμενοι με το μοντέλο των παρ. 4.3.6 και παρ. 6.3.3.2, θέτουμε $k=2.33 \cdot 10^{-6} \text{A/V}^{3/2}$, απόσταση οπλισμών $d=0.015\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=48\%$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=100\text{kV}$, χωρητικότητα πυκνωτή $C=1.2\text{nF}$. Εάν ορίσουμε αρχική ενεργό ακτίνα καθόδου ίση με 5mm, μπορούμε να λάβουμε μεταβολές τάσης, ρεύματος και ισχύος που προσεγγίζουν τα πειραματικά αποτελέσματα.

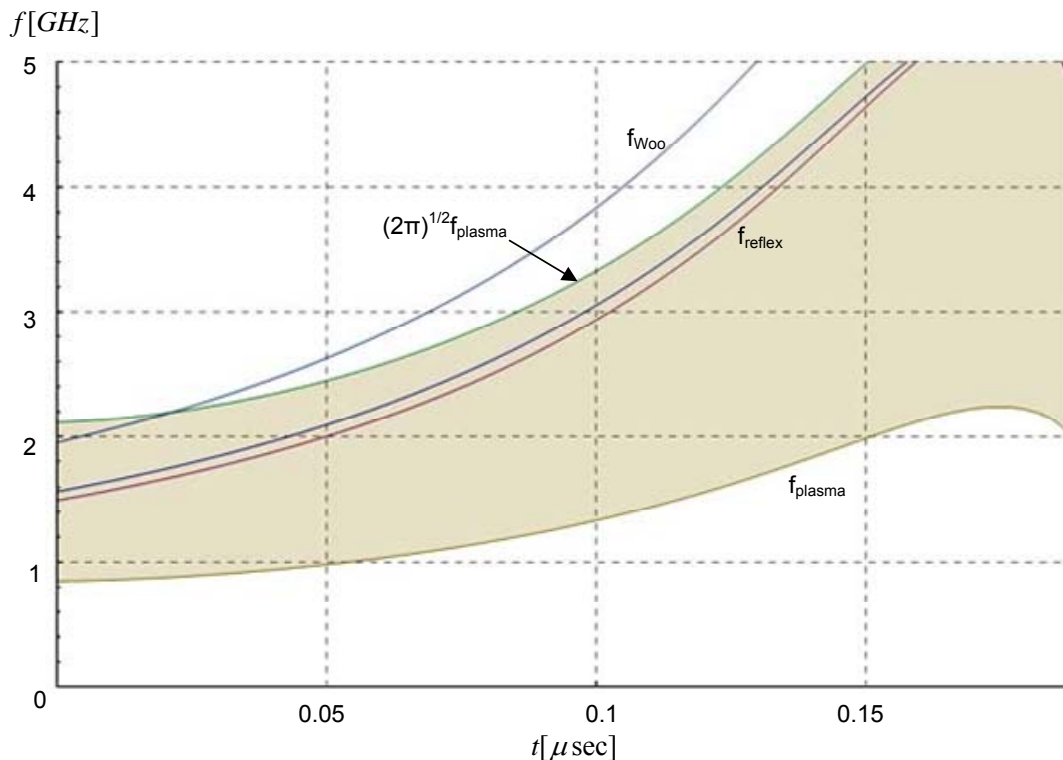
Η προσομοίωση εκφόρτισης με τα ανωτέρω δεδομένα απεικονίζεται στην Εικ. 6.104. Η δίοδος γεφυρώνεται σε $\sim 200\text{nsec}$ (τυπικός πειραματικά παρατηρηθείς χρόνος), με μέγιστο ρεύμα 1800A (τυπικό πειραματικά παρατηρηθέν ρεύμα) και μέγιστη ισχύ $\sim 80\text{MW}$. Με τον τρόπο αυτό έχουμε παραλληλίσει τα μακροσκοπικά χαρακτηριστικά μεγέθη οδήγησης της συγκεκριμένης καθόδου με το αναλυτικό μοντέλο. Έχοντας βρει την εξάρτηση της τάσης στο διάκενο, μπορούμε να εξάγουμε την ενέργεια της ηλεκτρονικής δέσμης και το εμβαδόν της, το οποίο τίθεται ίσο με το φαινόμενο εμβαδόν της καθόδου. Από τα μεγέθη αυτά και από τη διαπερατότητα του πλέγματος της ανόδου, μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα διόδου που απαιτείται, ώστε να τροφοδοτείται η κυματοδηγική κοιλότητα με το κρίσιμο μέγιστο ρεύμα δέσμης. Το ρεύμα αυτό συμβολίζεται με τη διάστικτη γραμμή. Η δίοδος οδηγεί μεγαλύτερο ρεύμα από το αναγκαίο μετά τα πρώτα 70nsec. Από τη στιγμή αυτή και ύστερα μπορούμε να προβλέψουμε ποιες θα είναι οι αναμενόμενες συχνότητες εξόδου του *Virca-tor*, βάσει των θεωρητικών μοντέλων.



Εικ. 6.104: Θεωρητική μεταβολή τάσης, ρεύματος και ισχύος στην αμμοβολημένη σφαιροειδή κάθοδο με $d_{AK}=15\text{mm}$, για τάση οδήγησης 100kV , χωρητικότητα πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $8\text{cm}/\mu\text{sec}$.

Η συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης, που εισέρχεται στον αδρανή χώρο, μπορεί να υπολογιστεί από τη σχετικιστική εξίσωση (4.42). Στην έκφραση αυτή, στη θέση του ρεύματος της δέσμης I , αντικαθιστούμε την ποσότητα (4.69), πολλαπλασιασμένη με τη γεωμετρική διαπερατότητα του πλέγματος, n . Στον παρονομαστή της εξίσωσης (4.42) αντικαθιστούμε κατάλληλα τη χρονική εξάρτηση της ακτίνας της καθόδου, την οποία και θεωρούμε ακτίνα της δέσμης. Η μεταβολή της συχνότητας πλάσματος περιγράφεται από την (4.71), όπου οι συντελεστές β και γ εξαρτώνται από την τάση στη δίοδο και περιγράφονται από τις εξισώσεις (4.44) και (4.45). Η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί στην παρ. 4.1.2, βρίσκεται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$. Στην Εικ. 6.105 σημειώνονται: η περιοχή που ορίζεται από τις συχνότητες στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$, οι δύο εκτιμήσεις της συχνότητας reflexing, η μη σχετικιστική και η σχετικιστική, όπως περιγράφονται στην παρ. 4.1.1. Τέλος σημειώνεται και η εκτίμηση του W_{oo} , εξ. (4.16), για τη συχνότητα εξόδου του Vircator.

Όταν το ρεύμα στη δίοδο ξεπεράσει τα 300A , με ενέργεια δέσμης $\sim 90\text{keV}$, εισερχόμαστε στην περιοχή, όπου το ρεύμα στην κυματοδηγικό θάλαμο είναι αρκετά ισχυρό, ώστε να μπορεί να σχηματιστεί εικονική κάθοδος. Αυτό όμως συμβαίνει μετά τα πρώτα 70nsec , όπου οι προβλεπόμενες συχνότητες εξόδου της λυχνίας είναι πέρα από τα 2GHz . Συγκεκριμένα, η σχετικιστική αλλά και η μη σχετικιστική προσέγγιση για τη συχνότητα των reflex ταλαντώσεων δίνει συχνότητες μεγαλύτερες των 2.5GHz , ενώ οι προσδοκώμενες συχνότητες ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου είναι επίσης αρκετά πάνω από τα 2GHz . Οι εκτιμήσεις του θεωρητικού μοντέλου μπορεί να δικαιολογούν την απουσία μικροκυματικού σήματος κατά τις δοκιμές του συγκεκριμένου ακροδέκτη.



Εικ. 6.105: Εκτιμήσεις συχνότητας εξόδου του Vircator με αμβολημένη σφαιροειδή κάθοδο με $d_{AK}=15\text{mm}$, για τάση εκφόρτισης 100kV , πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $8\text{cm}/\mu\text{sec}$.

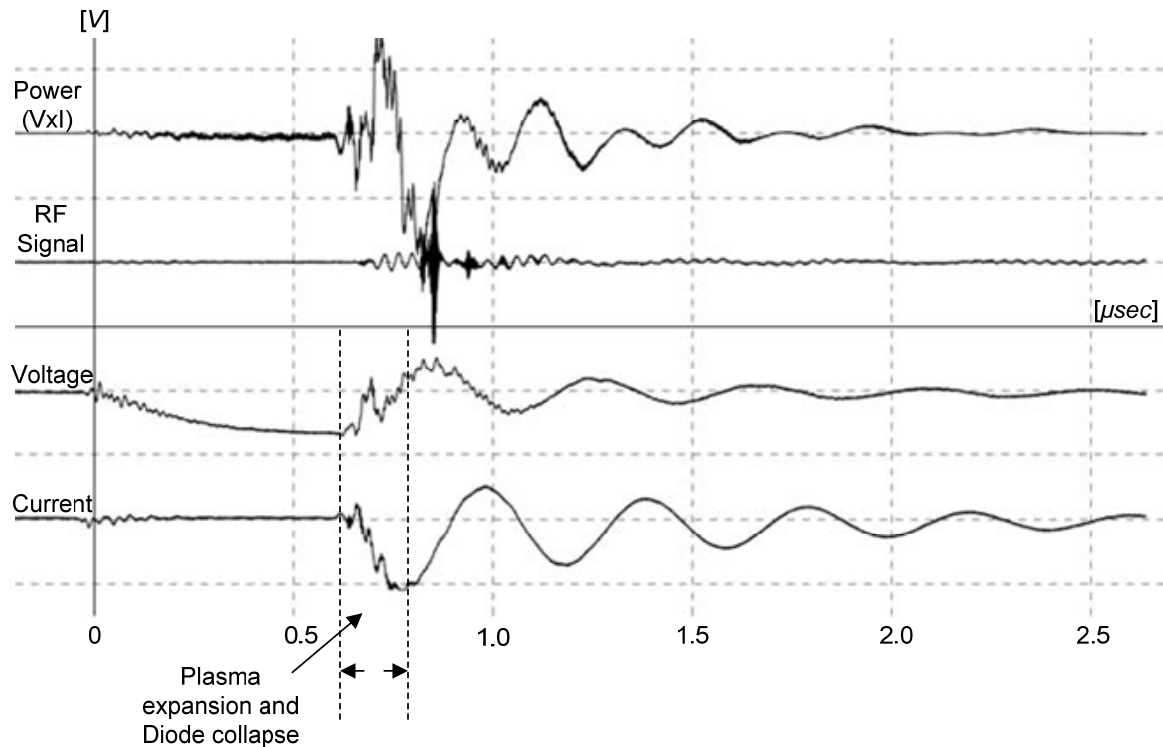
6.3.7.3. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

Ο σφαιροειδής ακροδέκτης υπέστη αμβολή, για να δημιουργηθούν σημεία μεγάλης ηλεκτρονικής εκπομπής πεδίου, λόγω της ανώμαλης γεωμετρίας. Αυτό που προσπαθήσαμε να πετύχουμε με αυτόν τον τρόπο είναι η τυχόν αναπαραγωγή των αποτελεσμάτων με το ύφασμα. Αυτό που παρατηρήθηκε όμως είναι η πολύ απότομη συμπεριφορά της διόδου, όπως επίσης μηδενική έξοδος μικροκυματικού σήματος, πλην της πρώτης δοκιμής επιβολής τάσης στη δίοδο. Η περίπτωση αυτή απεικονίζεται ακολούθως, και το υψίσυχο σήμα, που παρατηρήθηκε, βρίσκεται παραδόξως σε σημείο που η τάση στη δίοδο είναι ανεστραμμένη. Δεν μπορούμε να πούμε με ασφάλεια αν το συγκεκριμένο σήμα οφείλεται σε φαινόμενο ει-κονικής καθόδου. Επιπλέον, ας σημειωθεί ότι η διαμόρφωση αυτή δεν εμφάνισε ποτέ έξο-δο, μετά από πλήθος κρούσεων, άρα το σήμα που εμφανίστηκε μία μόνο φορά πρέπει να οφείλεται σε τοπική ιδιαιτερότητα, η οποία καταστράφηκε μετά την πρώτη εκκένωση.

Στις μετρήσεις με τον ακροδέκτη αυτό, παρατηρήσαμε ταχύτερη κατάρρευση της διόδου, λόγω των μεγάλων ρευμάτων, που συνεπάγονται έντονα θερμικά φαινόμενα. Η δίοδος υποπίπτει σε ταλαντώσεις σε ελάχιστο χρόνο μετά την πρώτη αναστροφή τάσης, ενώ το ρεύ-μα βρίσκεται ακόμα σε πολύ υψηλά επίπεδα. Τα επίπεδα φόρτισης, λόγω της μεγάλης ηλε-κτρικής αντοχής του διακένου, είναι πολύ υψηλά. Το διάκενο αρχίζει να καταρρέει, όταν η τάση είναι 100kV , στα όρια δηλαδή της επιβαλλόμενης κρουστικής τάσης. Τα μέγιστα ρεύ-ματα που παρατηρούνται είναι της τάξης των 2kA . Το διάκενο φαίνεται να γεφυρώνεται σε 200nsec ή και λιγότερο, γεγονός που μας δίνει μία ταχύτητα εξάπλωσης του πλάσματος κα-

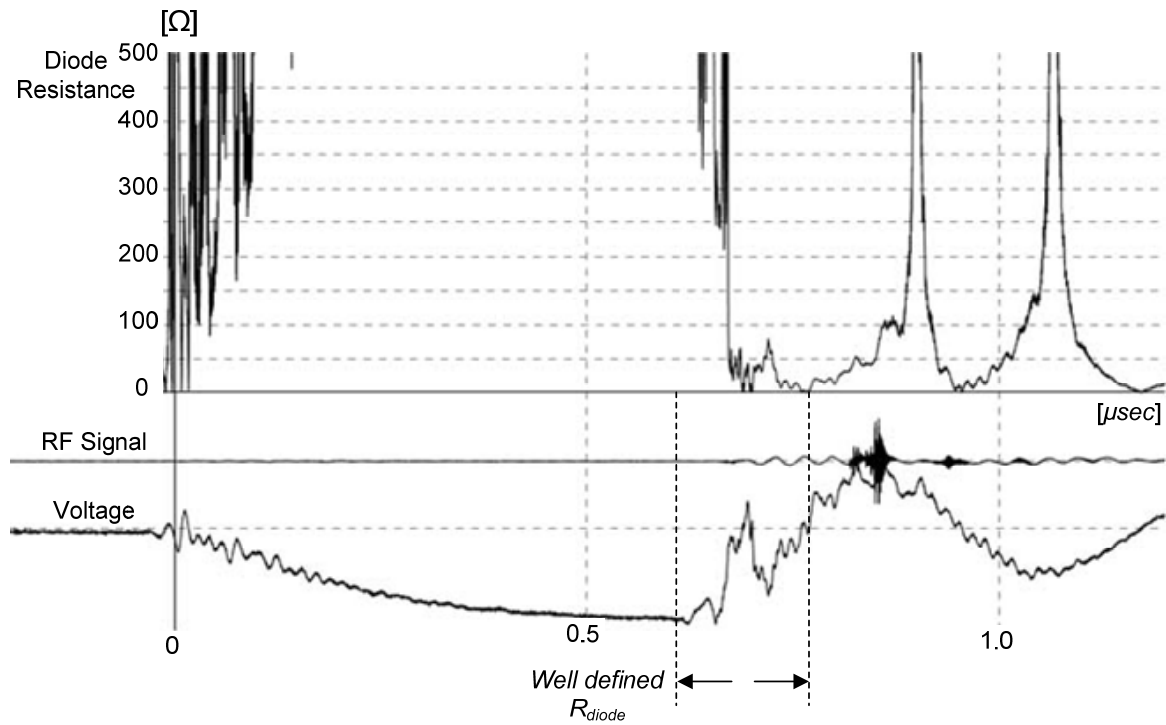
τά μήκος της διόδου περί τα 8cm/μsec. Ο αριθμός αυτός, όπως φαίνεται, υποδηλώνει ύπαρξη καθοδικού και ανοδικού πλάσματος.

Περίπτωση A (98kV, 1800A, 72MW, 8cm/msec)



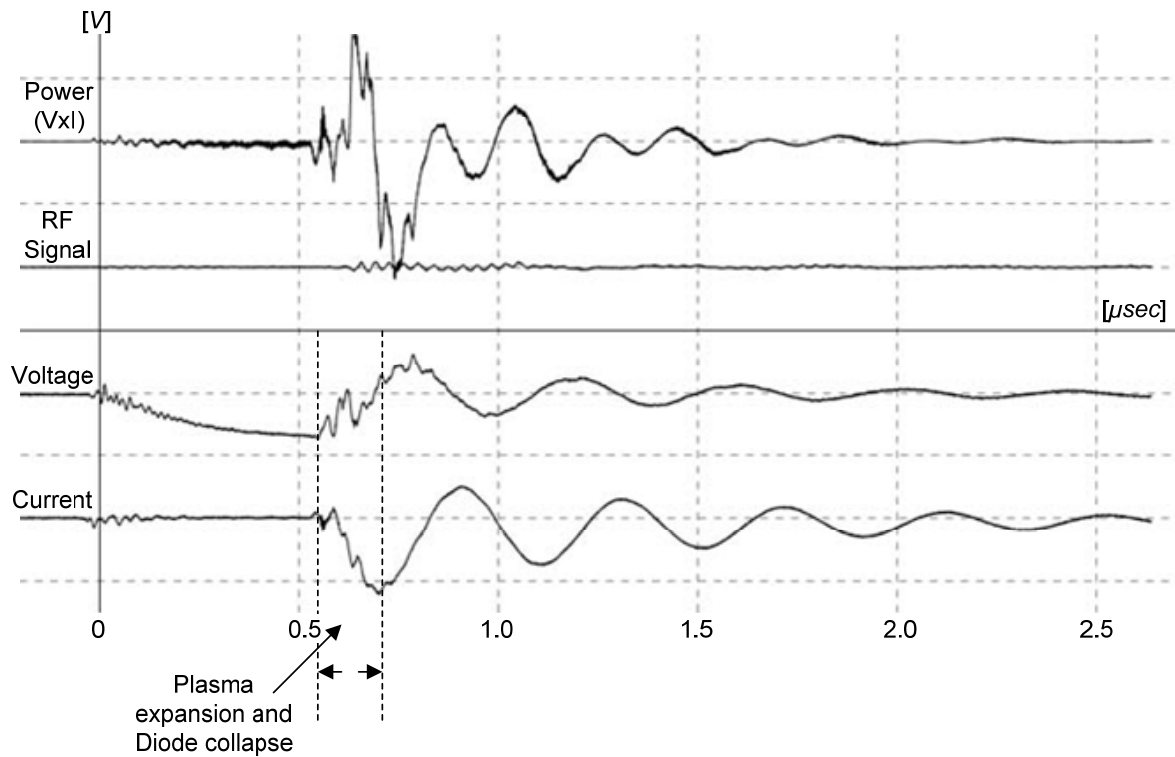
Εικ. 6.106: Αμμοβολημένη σφαιροειδής κάθοδος, $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα No. «1» (μέτρηση 20080716m00): $V_{\text{max}}=98\text{kV}$, $I_{\text{max}}=1800\text{A}$, $RF_{\text{max}}=1\text{W}$, $P_{\text{max}}=72\text{MW}$ (μοναδική περίπτωση παρατήρησης RF).

Απεικόνιση χρόνου-φάσματος στη μοναδική αυτή περίπτωση δεν είναι δυνατή, διότι η κυματομορφή είναι ψαλιδισμένη από το όργανο καταγραφής. Το πλάτος του σήματος που καταγράφηκε (>40mV) ξεπέρασε την τοποθέτηση της κλίμακας του οργάνου των 10mV/υποδιαίρεση. Ο ψαλιδισμός, που υπέστη η κυματομορφή, έχει σαν αυτονόητο αποτέλεσμα την εμφάνιση φασματικού περιεχομένου σε όλο το εύρος συχνοτήτων Nyquist 0-10GHz με συχνότητα δειγματοληψίας 20GSamples/sec, κάτι το οποίο είναι άμεση μαθηματική απόρροια του ψαλιδισμού. Αναζήτηση της κυριαρχούσας συνιστώσας από τα zero-crossings του σήματος μπορεί να τοποθετήσει την κεντρική συχνότητα στα 1.4GHz, δηλαδή κοντά στο κατώφλι αποκοπής του κυματοδηγού.

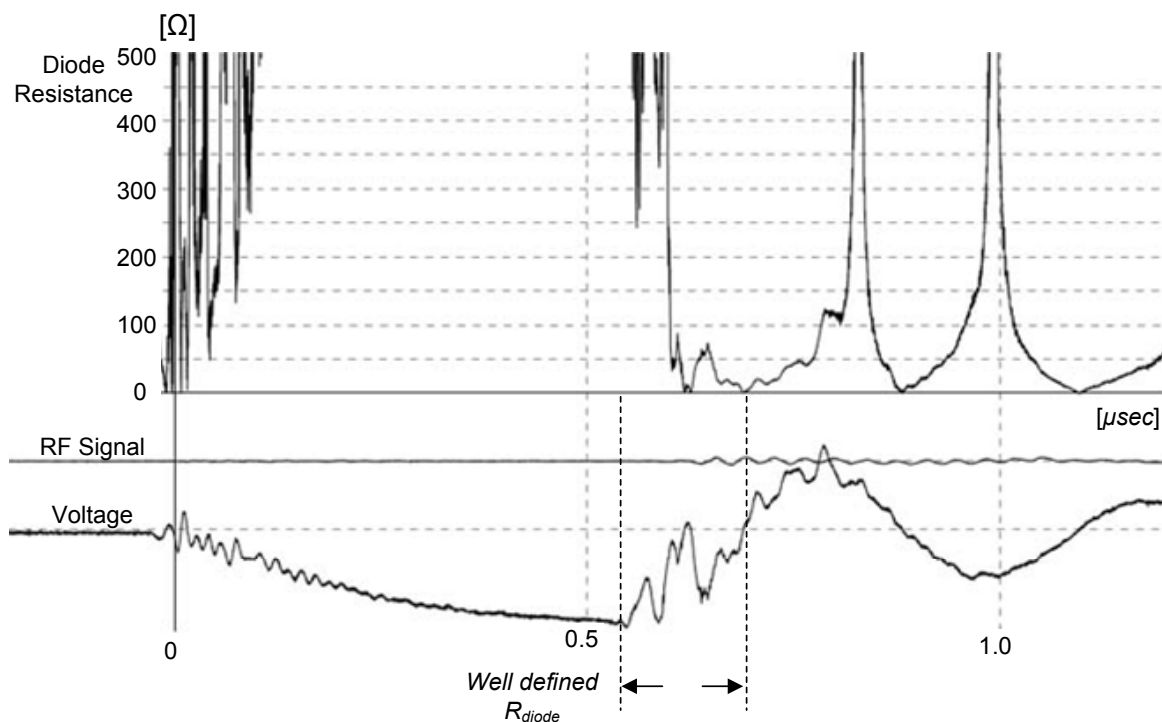


Εικ. 6.107: Αμμοβολημένη σφαιροειδής κάθοδος, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080716m00): Αντίσταση διόδου.

Περίπτωση Β (101kV, 1900A, 90MW, 8cm/msec)



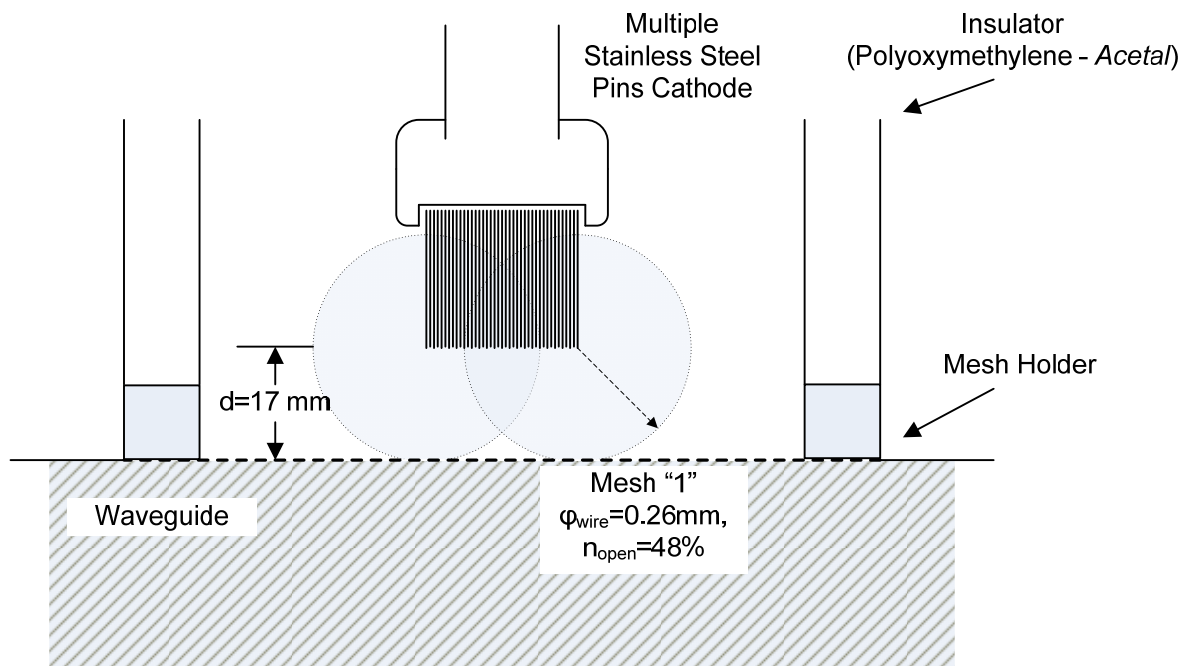
Εικ. 6.108: Αμμοβολημένη σφαιροειδής κάθοδος, $d_{AK}=15\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1» (μέτρηση 20080716m08): $V_{\max}=101\text{kV}$, $I_{\max}=1900\text{A}$, $RF_{\max}=0\text{W}$, $P_{\max}=90\text{MW}$.



Εικ. 6.109: Αμμοβολημένη σφαιροειδής κάθοδος, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080716m08): Αντίσταση διόδου.

6.3.8. Κάθοδος Πολλών Ακίδων ($d=17\text{mm}$)

Προς χάριν του πειραματισμού κατασκευάστηκε μία κάθοδος με πολλές ακίδες. Ένας ορειχάλκινος κύλινδρος διαμέτρου 24mm σκάφηκε ελαφρά, δημιουργώντας μία υποδοχή, στην οποία τοποθετήθηκαν καρφίτσες. Οι καρφίτσες στερεώθηκαν στην υποδοχή με κόλληση και σχημάτισαν μία κυλινδρική περιοχή διαμέτρου $\sim 18\text{mm}$. Η κατασκευή αυτή έγινε με το χέρι και, όπως είναι φυσικό, δεν ήταν δυνατόν όλες οι ακίδες να βρίσκονται στο ίδιο ύψος. Η τελική απόσταση ανόδου-καθόδου του συγκεκριμένου ακροδέκτη προέκυψε τελικά 17mm, ωστόσο, τα αποτελέσματα στα παρατηρημένα μεγέθη συγκρίνονται με αυτά της ακίδας με απόσταση 15mm από την άνοδο. Δεδομένων των επιπέδων οδήγησης της λυχνίας, είναι πιθανό η διάσπαση να ξεκινά από την ακίδα που βρίσκεται ψηλότερα από όλες τις υπόλοιπες και να εξαπλώνεται μόνο σε μερικές από τις γειτονικές.



Εικ. 6.110: Διαμόρφωση δίοδου με κάθοδο πολλών ακίδων και $d_{AK}=17\text{mm}$.



Εικ. 6.111: Κάθοδος πολλών ακίδων.

Με βάση το νομόγραμμα της Εικ. 5.20, η μέγιστη διάμετρος της καθόδου, για απόσταση 17mm από την άνοδο, είναι περίπου 50mm. Δεδομένου ότι η διάμετρος του ακροδέκτη είναι 18mm (δεσμίδα ακίδων), με ασφάλεια μπορούμε να πούμε ότι ο σχετός των ηλεκτρονίων διοχετεύεται στο πλέγμα της ανόδου και όχι στη στεφάνη στήριξης του πλέγματος.

6.3.8.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Στους ακόλουθους πίνακες, παρατίθενται οι καταγεγραμμένες μέγιστες τιμές τάσης, ρεύματος και ισχύος στη δίοδο, για τουλάχιστον δέκα (10) επαναλήψεις, σε φόρτιση πρωτεύοντος ίση με 50, 75 και 100V AC. Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στις παραγράφους 5.5 και 6.3.2, οι φορτίσεις αυτές δίνουν κρουστικές 0.6/50, με μέγιστα πλάτη 52, 78 και 104kV.

Η τάση, το ρεύμα και η ισχύς της διόδου δίδονται ως μέση τιμή και υπολογισμένη διασπορά σ των καταγεγραμμένων μεγίστων, σε κάθε επίπεδο φόρτισης, με τη σημειολογία $\langle x \rangle \pm 1 \cdot \sigma_x$.

Πιν. 6.21: Κάθοδος Πολλών Ακίδων $d_{AK}=17\text{mm}$, Mesh "1", (Μετρήσεις 27-3-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.29~0.33mA	0.37~0.45mA	0.38~0.53mA
Ανύψωση	4~4.5mA	5.8~6.6mA	7~8.2mA
Τάση typical	49.3±3.0kV	78.3±6.3kV	89.1±5.7kV
Ρεύμα typical	720±95A	1335±99A	1645±55A
Ισχύς typical	13.1±1.7MW	41.1±5.7MW	65.2±5.5MW
RF typical	0.1~0.5W	0.2~2W	0.5~5W
Efficiency typical	$10^{-8} \sim 6 \cdot 10^{-8}$	$10^{-8} \sim 2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-8} \sim 4 \cdot 10^{-7}$
RF max recorded	1W	7W	12W

Πιν. 6.22: Κάθοδος Πολλών Ακίδων $d_{AK}=17\text{mm}$, Mesh "1", (Μετρήσεις 28-3-2008)

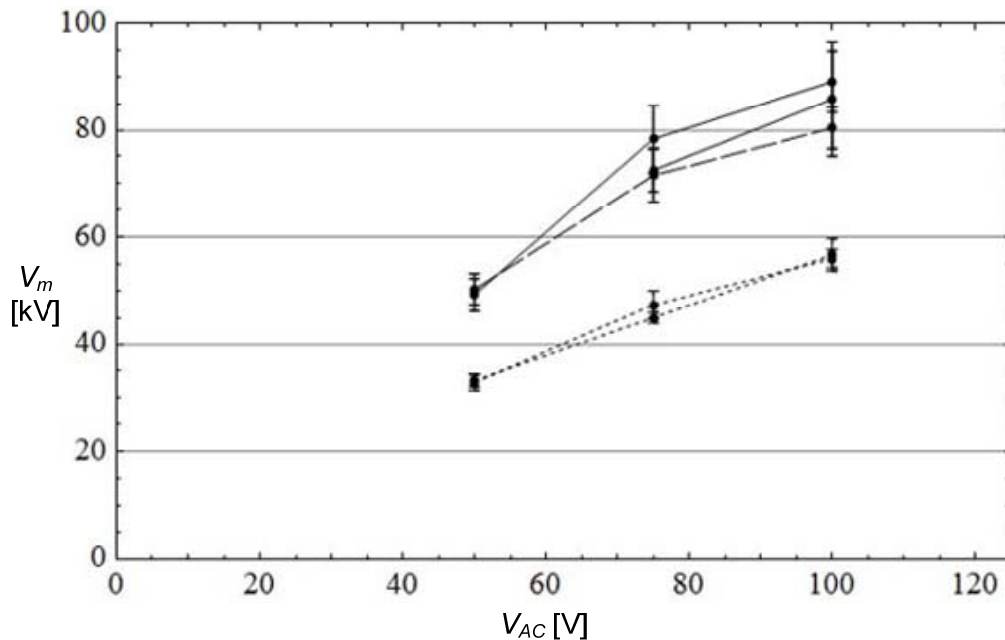
Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(δεν διεξήχθησαν)	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	-	0.28~0.36mA	0.40~0.53mA
Ανύψωση	-	5.8~7.2mA	6~8.1mA
Τάση typical	-	72.5±4.1kV	85.8±10.7kV
Ρεύμα typical	-	1187±125A	1611±131A
Ισχύς typical	-	37.9±6.7MW	72.6±12.0MW
RF typical	-	0.5~10W	0.5~5W
Efficiency typical	-	$10^{-8} \sim 4 \cdot 10^{-7}$	$10^{-8} \sim 7 \cdot 10^{-8}$
RF max recorded	-	12W	6W

Πιν. 6.23: Κάθοδος Πολλών Ακίδων $d_{AK}=17\text{mm}$, Mesh "1", (Μετρήσεις 31-3-2008)

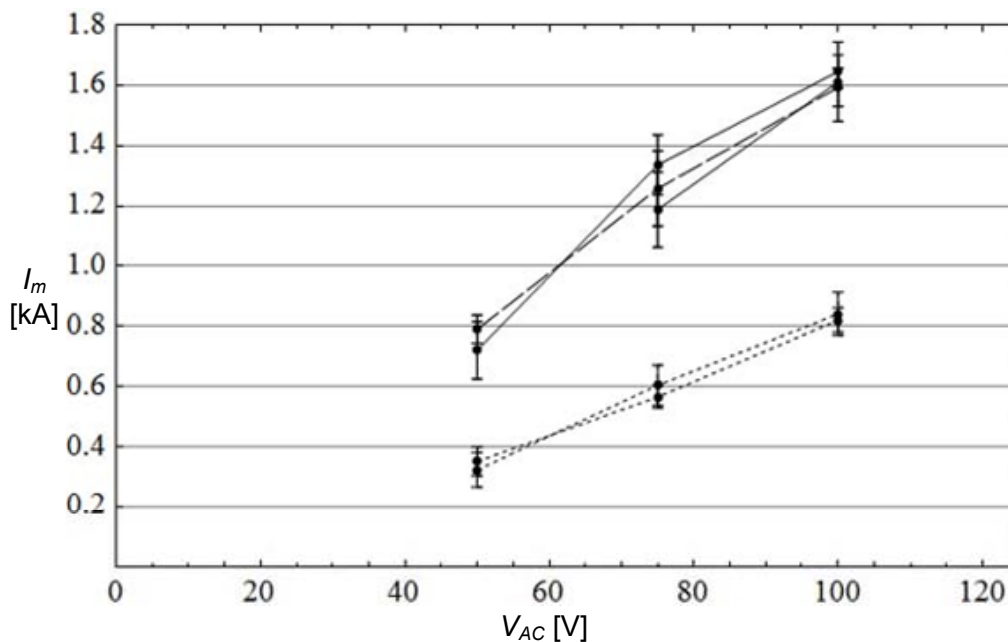
Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	~52kV	~78kV	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.23~0.29mA	0.29~0.35mA	0.36~0.40mA
Ανύψωση	2.5~3.5mA	5~6.2mA	5.8~6.8mA
Τάση typical	50.3±2.9kV	71.5±4.9kV	80.4±3.9kV
Ρεύμα typical	790±46A	1257±125A	1593±63A
Ισχύς typical	11.0±3.4MW	35.8±8.5MW	49.6±8.3MW
RF typical	0.1~0.5W	0.2~5W	0.5~5W
Efficiency typical	$10^{-8} \sim 10^{-7}$	$10^{-8} \sim 5 \cdot 10^{-7}$	$10^{-8} \sim 3 \cdot 10^{-7}$
RF max recorded	2W	12W	12W

Η εκτιμώμενη πίεση στην περιοχή της διόδου είναι όσο το ρεύμα της Ion Pump σε mA τη στιγμή πριν την κρούση, πολλαπλασιασμένο με 10^{-4} Torr (βλ. παρ. 6.1). Συνεπώς τα 0.2mA αντιστοιχούν σε $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Το ρεύμα της αντλίας ιονισμού τη στιγμή της κρούσης ανεβαίνει απότομα (μέσα σε 0.5sec περίπου) πάνω από μία τάξη μεγέθους. Μεγαλύτερη κρουστική τάση προκαλεί, όπως είναι φυσικό, μεγαλύτερη εκτίναξη του ρεύματος της αντλίας ιονισμού. Η έκλυση αερίων φαίνεται να είναι μικρότερη στις επόμενες μέρες δοκιμών.

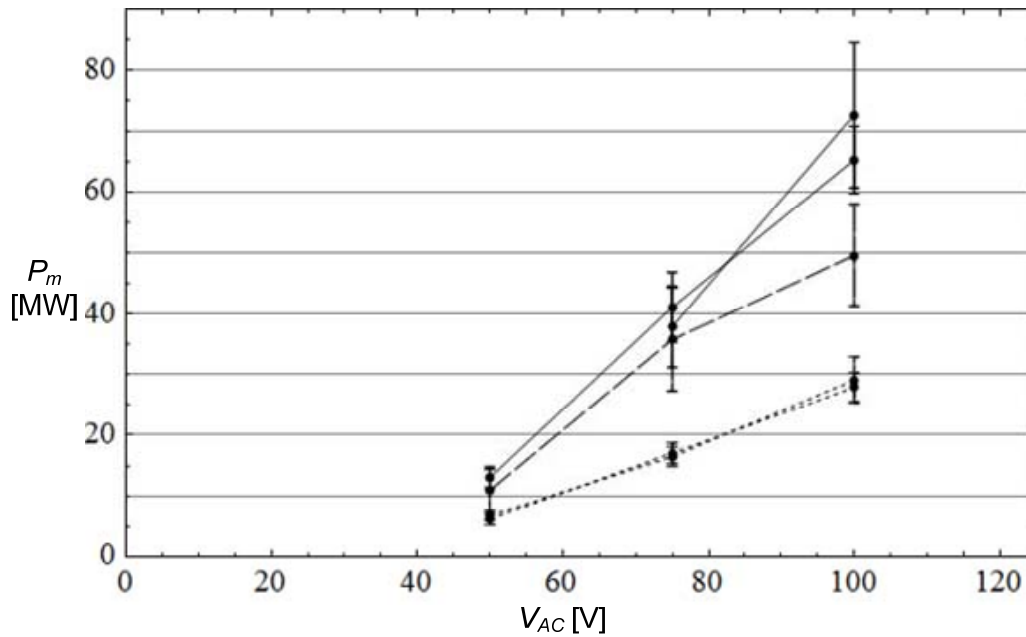
Η κάθοδος με τις πολλές ακίδες έδωσε μικρά ποσά μικροκυματικού σήματος και αρκετά μεγάλη διασπορά στα μακροσκοπικά μεγέθη οδήγησης. Η προσφερόμενη ισχύς στη δίοδο, όπως φαίνεται και από τις καταγεγραμμένες τιμές, λαμβάνει τιμές από 40MW μέχρι 80MW, γεγονός που οφείλεται κυρίως στην ασταθή κατάρρευση του διακένου. Οι μεγαλύτερες τιμές RF που καταγράφηκαν φτάνουν τα 12W, ποσά ισχύος σημαντικά μικρότερα από τις καθόδους ακίδας.



Εικ. 6.112: Μέγιστη τάση δίοδου. Κάθοδος πολλών ακίδων, πρώτη μέρα και δεύτερη μέρα (συνεχείς γραμμές), τρίτη μέρα (διακεκομμένη γραμμή), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.



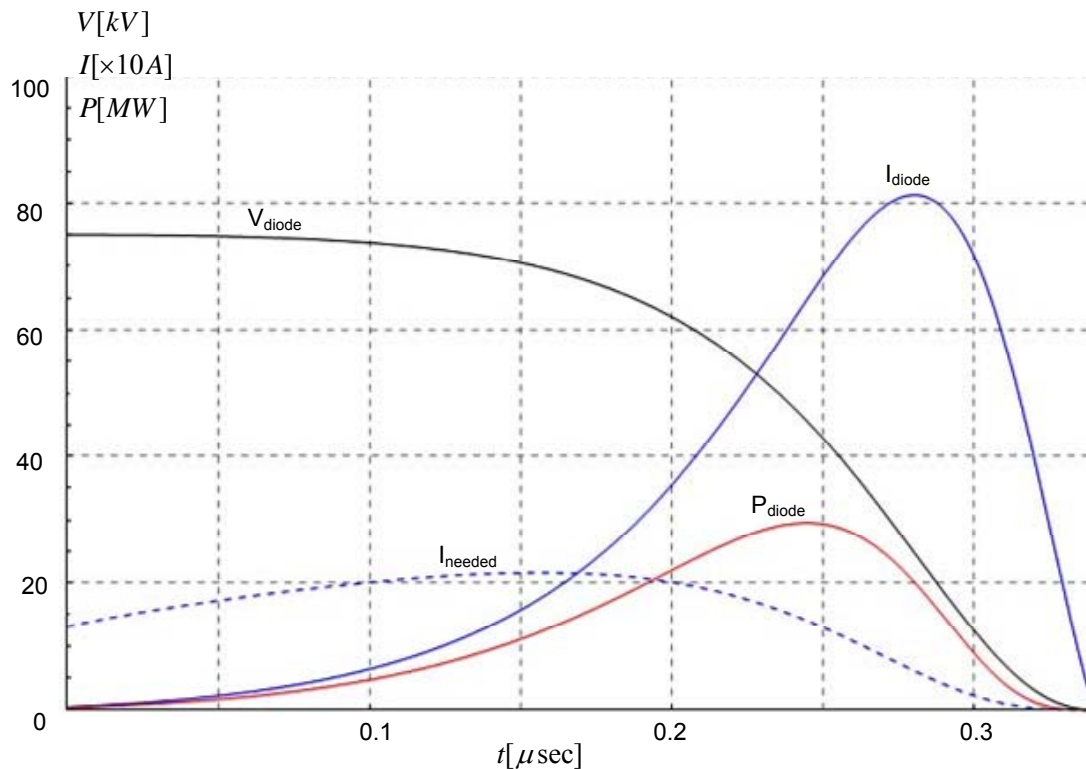
Εικ. 6.113: Μέγιστο ρεύμα δίοδου. Κάθοδος πολλών ακίδων, πρώτη μέρα και δεύτερη μέρα (συνεχείς γραμμές), τρίτη μέρα (διακεκομμένη γραμμή), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.



Εικ. 6.114: Μέγιστη ισχύς διόδου. Κάθοδος πολλών ακίδων, πρώτη μέρα και δεύτερη μέρα (συνεχείς γραμμές), τρίτη μέρα (διακεκομμένη γραμμή), κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.

6.3.8.2. Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου

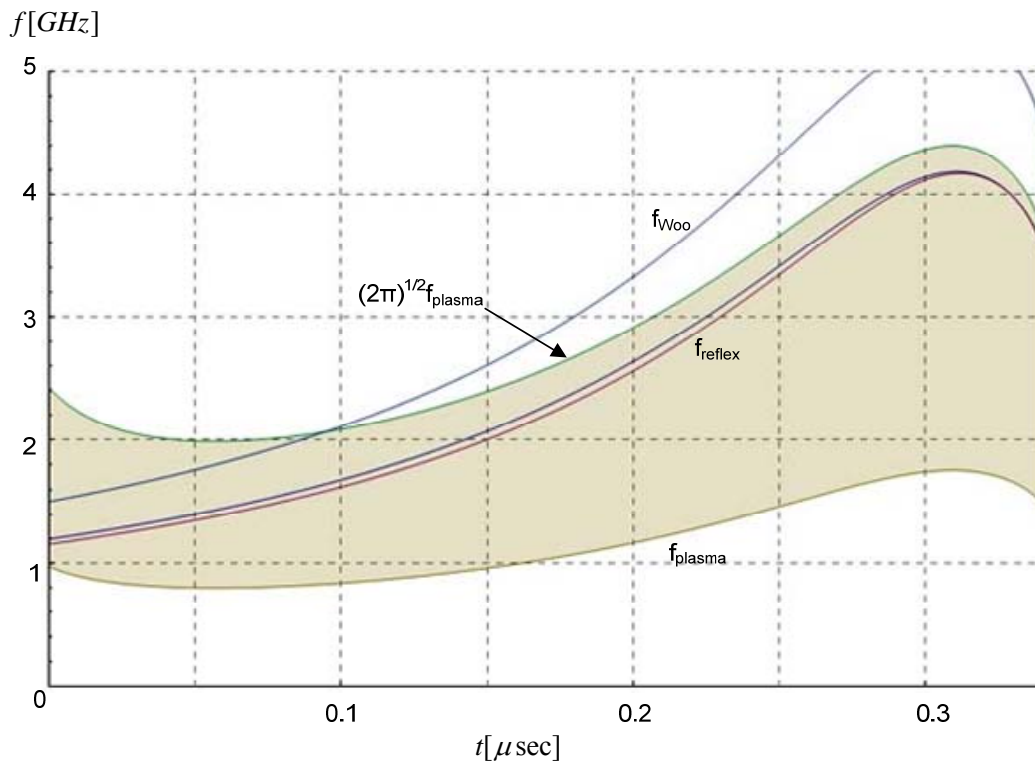
Η κάθοδος με τις πολλές ακίδες εμφανίζει μεγάλη διασπορά στα μεγέθη οδήγησης. Η όχι ιδιαίτερα συμμετρική τοποθέτηση των ακίδων επάνω στο ορειχάλκινο στέλεχος έχει σαν αποτέλεσμα να μην γνωρίζουμε ποιό είναι το συνολικό πλήθος των ακίδων που συνεισφέρουν στο πλάσμα της εκρηκτικής ηλεκτρονικής εκπομπής. Προσπαθώντας να αναπαράγουμε τα μεγέθη οδήγησης, θεωρούμε το ακόλουθο θεωρητικό μοντέλο: Δεδομένης μίας τάσης οδήγησης, ας πούμε τα 75kV, ένα τυπικό μέγιστο ρεύμα είναι τα 1000A. Η ισχύς του διακένου σε αυτήν την περίπτωση κυμαίνεται στα 35MW. Τα πειραματικά αποτελέσματα έδειξαν ότι η γεφύρωση του διακένου διαρκεί τυπικά 200-400nsec για το σύνολο των τάσεων οδήγησης. Επομένως, η υπολογιζόμενη ταχύτητα κατάρρευσης για το διάκενο των 17mm είναι ανάμεσα στα 4 και 7cm/μsec. Μεταφέροντας τις παραμέτρους αυτές στο μοντέλο των παρ. 4.3.6 και παρ. 6.3.3.2, θέτουμε $k=2.33 \cdot 10^{-6} \text{A/V}^{3/2}$, απόσταση οπλισμών $d=0.017\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=48\%$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=75\text{kV}$, χωρητικότητα πυκνωτή $C=1.2\text{nF}$. Εάν ορίσουμε αρχική ενεργό ακτίνα καθόδου ίση με 2mm, μπορούμε να λάβουμε μεταβολές τάσης, ρεύματος και ισχύος που προσεγγίζουν τα πειραματικά αποτελέσματα. Η ενεργός αυτή ακτίνα ουσιαστικά αντιπροσωπεύει την έναρξη εκρηκτικής εκπομπής ηλεκτρονίων από μερικές μόνο καρφίτσες της καθόδου. Η προσομοίωση εκφόρτισης με τα ανωτέρω δεδομένα απεικονίζεται στην Εικ. 6.115. Εν συνεχεία μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα διόδου που απαιτείται, ώστε να τροφοδοτείται η κυματοδηγική κοιλότητα με το κρίσιμο μέγιστο ρεύμα δέσμης. Το ρεύμα αυτό συμβολίζεται με τη διάστικτη γραμμή. Η διάστικτη οδηγεί μεγαλύτερο ρεύμα από το αναγκαίο μετά τα πρώτα 120nsec. Από τη στιγμή αυτή και ύστερα μπορούμε να δούμε ποιες θα είναι οι αναμενόμενες συχνότητες εξόδου του Vircator, βάσει των θεωρητικών μοντέλων.



Εικ. 6.115: Θεωρητική μεταβολή τάσης, ρεύματος και ισχύος στην κάθοδο πολλών ακίδων με $d_{AK}=17\text{mm}$, για τάση οδήγησης 75kV , χωρητικότητα πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $5\text{cm}/\mu\text{sec}$.

Η συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης, που εισέρχεται στον αδρανή χώρο, μπορεί να υπολογιστεί από τη σχετικιστική εξίσωση (4.42). Στην έκφραση αυτή, στη θέση του ρεύματος της δέσμης I , αντικαθιστούμε την ποσότητα (4.69), πολλαπλασιασμένη με τη γεωμετρική διαπερατότητα του πλέγματος, n . Στον παρονομαστή της εξίσωσης (4.42) αντικαθιστούμε κατάλληλα τη χρονική εξάρτηση της ακτίνας της καθόδου, την οποία και θεωρούμε ακτίνα της δέσμης. Η μεταβολή της συχνότητας πλάσματος περιγράφεται από την (4.71), όπου οι συντελεστές β και γ εξαρτώνται από την τάση στη δίοδο και περιγράφονται από τις εξισώσεις (4.44) και (4.45). Η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί στην παρ. 4.1.2, βρίσκεται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$. Στην Εικ. 6.116 σημειώνονται: η περιοχή που ορίζεται από τις συχνότητες στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$, οι δύο εκτιμήσεις της συχνότητας reflexing, η μη σχετικιστική και η σχετικιστική, όπως περιγράφονται στην παρ. 4.1.1. Τέλος σημειώνεται και η εκτίμηση του W_{00} , εξ. (4.16).

Η δίοδος οδηγεί μεγαλύτερο ρεύμα από το αναγκαίο μετά τα πρώτα 170nsec . Από τη στιγμή αυτή και ύστερα μπορούμε να δούμε ποιες θα είναι οι αναμενόμενες συχνότητες εξόδου του Viricator, βάσει των θεωρητικών μοντέλων πρόβλεψης. Οι συχνότητες εξόδου φαίνεται να απομακρύνονται από τα 2GHz . Έχει σημασία να παρατηρήσουμε πως υπάρχει περιοχή, κατά την οποία το ρεύμα στη δίοδο είναι αρκετά ισχυρό, για να έχουμε σχηματισμό εικονικής καθόδου. Ωστόσο, οι προβλέψεις για τις συχνότητες εξόδου απομακρύνονται γρήγορα από την περιοχή των 1.8 με 2GHz .

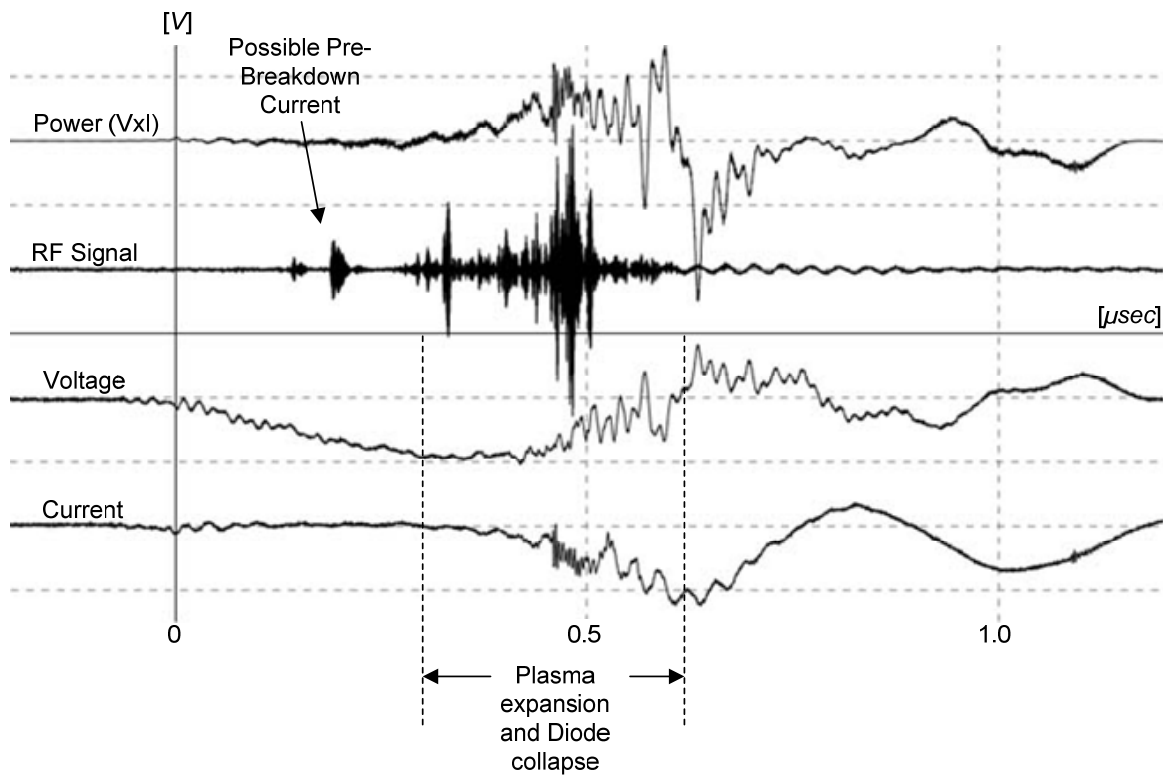


Εικ. 6.116: Εκτιμήσεις συχνότητας εξόδου του Vircator με κάθοδο πολλών ακίδων με $d_{AK}=17\text{mm}$, για τάση εκφόρτισης 75kV, πυκνωτή 1.2nF, με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου 5cm/ μsec .

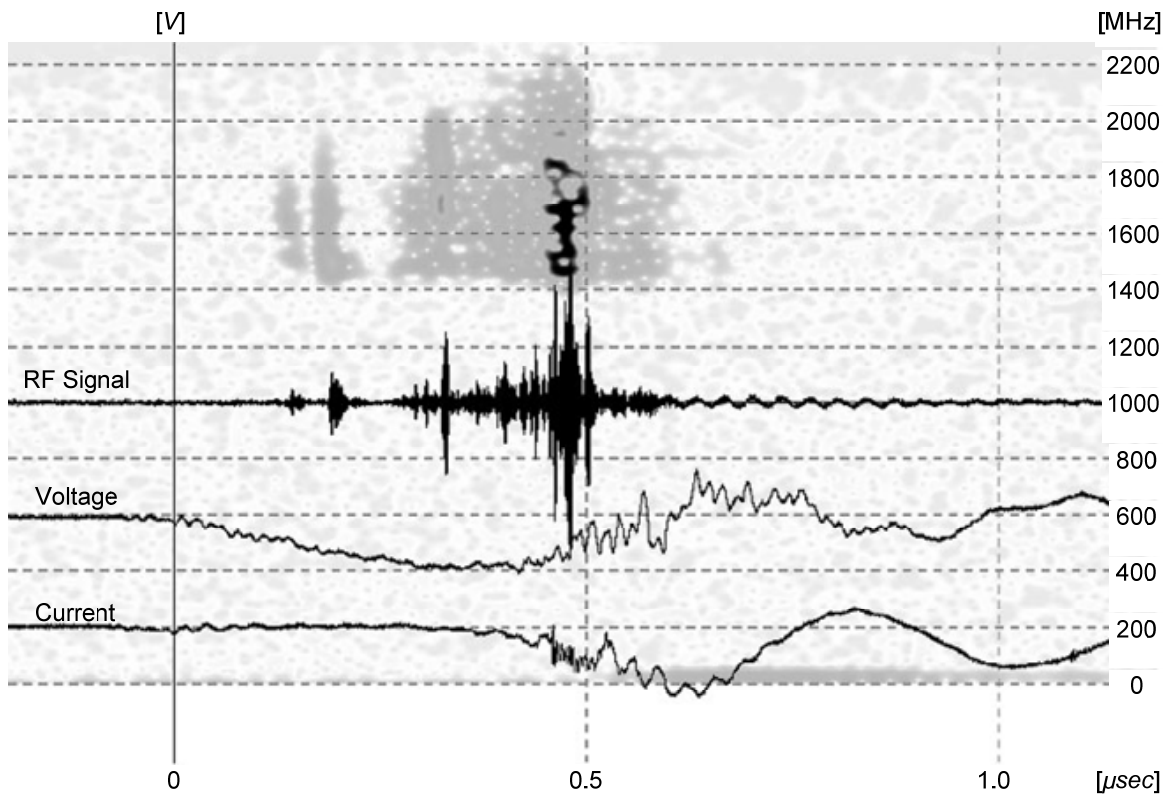
6.3.8.3. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

Η διαμόρφωση διόδου με κάθοδο πολλών ακίδων εμφανίζει αρκετά ανώμαλη συμπεριφορά κατά τη στιγμή της κατάρρευσης. Η γεφύρωση του χάσματος διαρκεί τυπικά 200-400nsec για το σύνολο των τάσεων οδήγησης. Η υπολογιζόμενη ταχύτητα κατάρρευσης είναι ανάμεσα στα 4 και 7cm/ μsec και λογικά οφείλεται στην εξάπλωση πλάσματος τόσο από την άνοδο όσο και από την κάθοδο. Κατά τη διάρκεια του φαινομένου, η τάση και το ρεύμα στη δίοδο εμφανίζουν μεγάλες διακυμάνσεις και πάντα η δίοδος μεταβαίνει σε ταλαντούμενη συμπεριφορά. Το ενδιαφέρον σε αυτή τη διαμόρφωση είναι η παρουσία μικρών υψίσυχνων σημάτων, που εμφανίζονται πριν αρχίσει η κατάρρευση του διακένου. Ενδεχομένως να οφείλονται σε μικρά ρεύματα που εκλύονται από κάποια από τις ακίδες και ενώ ακόμα η τάση είναι αρκετά χαμηλότερη. Χωρίς να είναι ικανά να προξενήσουν έντονη θέρμανση των ηλεκτροδίων και έναρξη της διαδικασίας κατάρρευσης, τα ρεύματα αυτά ενδεχομένως διέρχονται κάθετα τον κυματοδηγό και διεγείρουν μικροκυματικά σήματα, χωρίς να αποτελούν μέρος του φαινομένου εικονικής καθόδου.

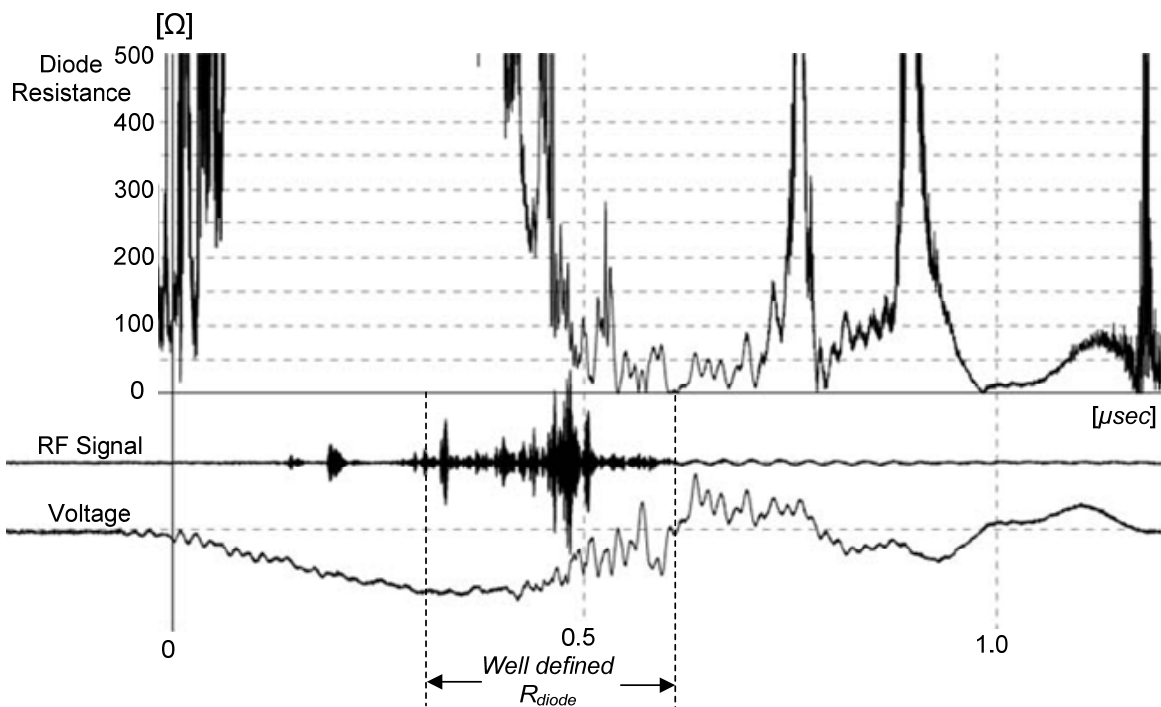
Περίπτωση A (74kV, 1000A, 33MW, 5cm/msec)



Εικ. 6.117: Κάθοδος πολλών ακίδων, $d_{AK}=17\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1» (μέτρηση 20080328m05): $V_{\text{max}}=74\text{kV}$, $I_{\text{max}}=1000\text{A}$, $RF_{\text{max}}=4\text{W}$, $P_{\text{max}}=33\text{MW}$.

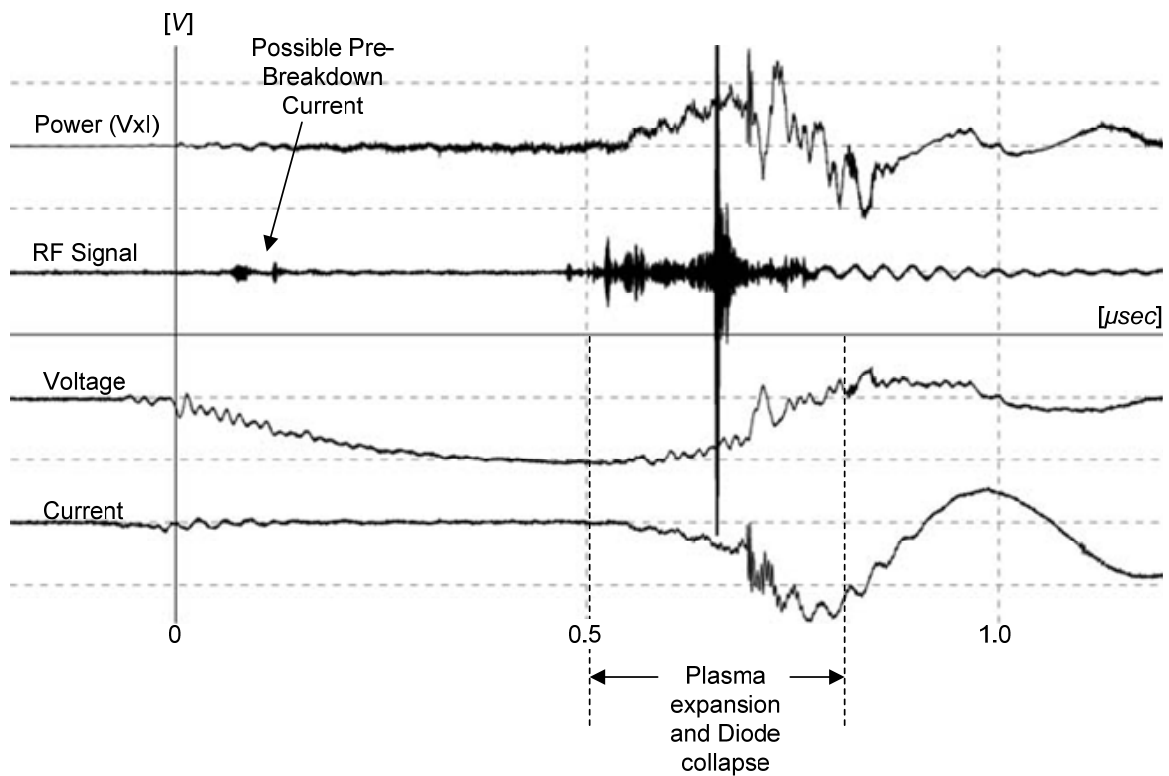


Εικ. 6.118: Κάθοδος πολλών ακίδων, $d_{AK}=17\text{mm}$ (μέτρηση 20080328m05): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.

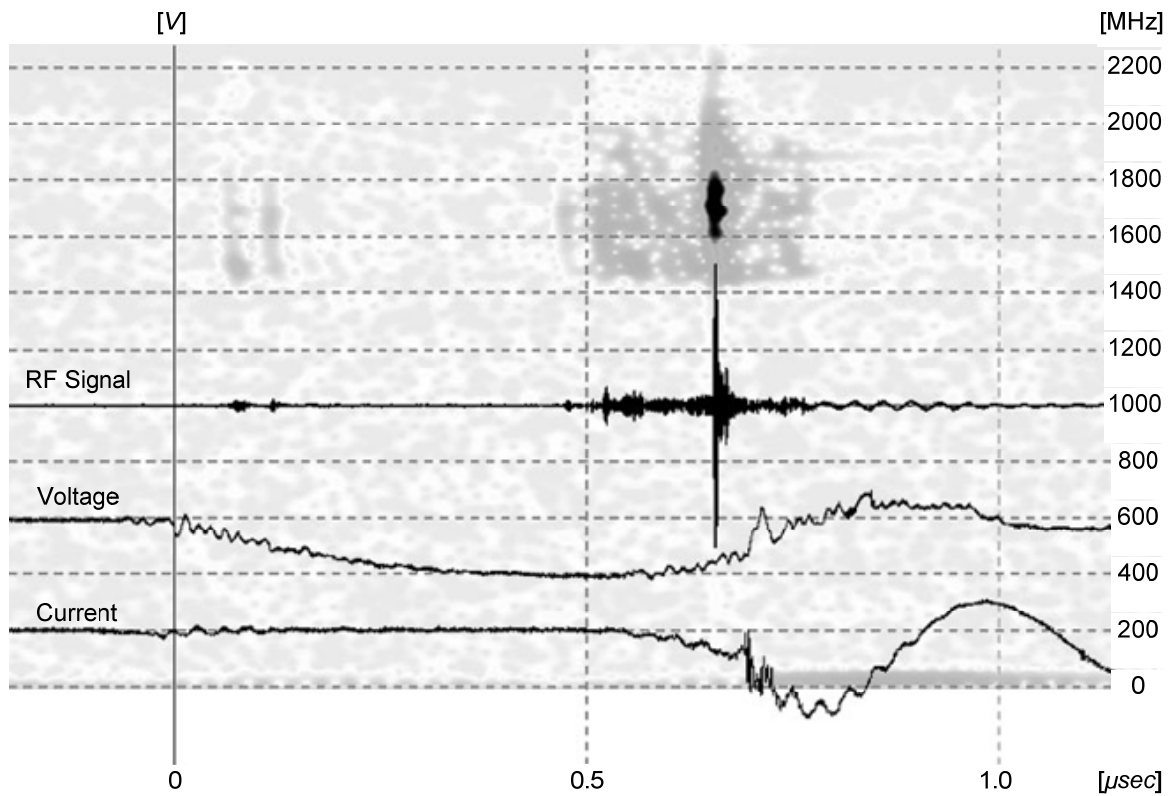


Εικ. 6.119: Κάθοδος πολλών ακίδων, $d_{AK}=17\text{mm}$ (μέτρηση 20080328m05): Αντίσταση διόδου.

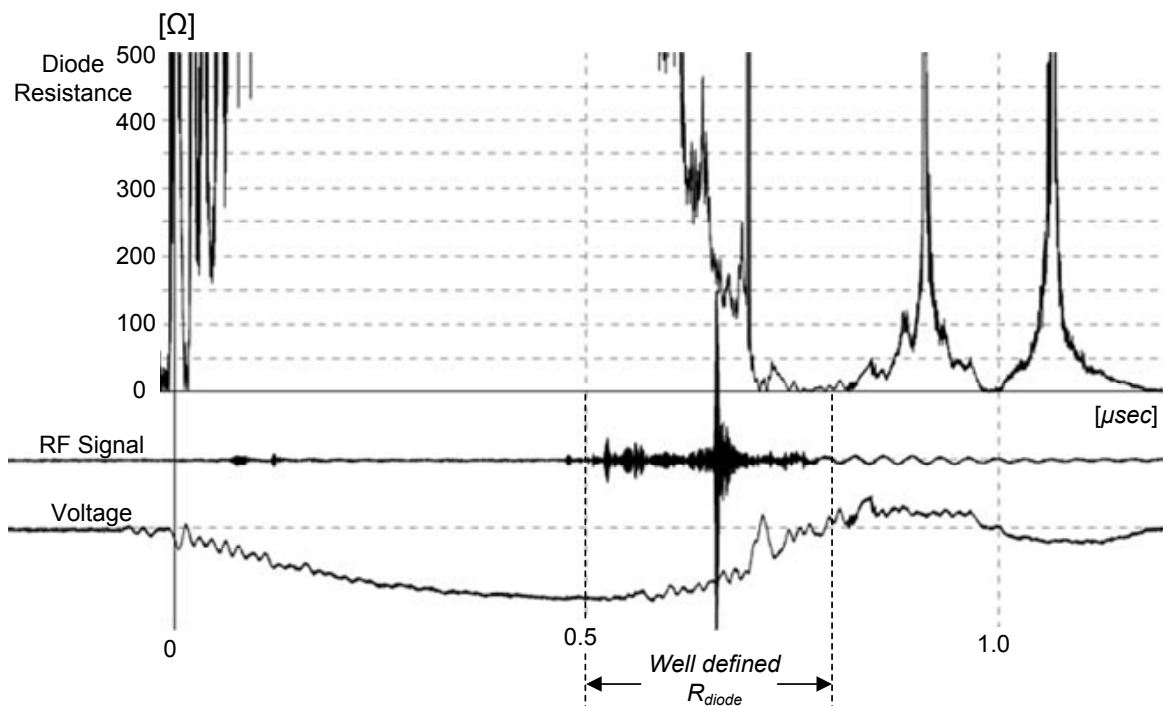
Περίπτωση Β (76kV, 1300A, 35MW, 5cm/msec)



Εικ. 6.120: Κάθοδος πολλών ακίδων, $d_{AK}=17\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1» (μέτρηση 20080331m28): $V_{\max}=76\text{kV}$, $I_{\max}=1300\text{A}$, $RF_{\max}=12\text{W}$, $P_{\max}=35\text{MW}$.



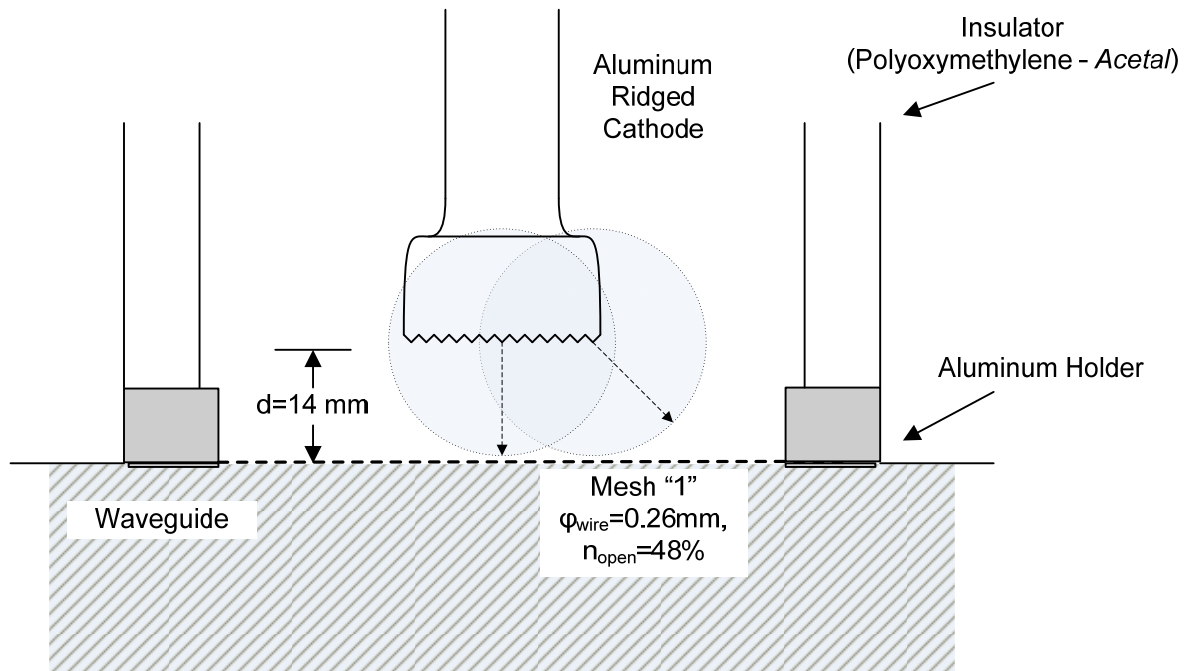
Εικ. 6.121: Κάθοδος πολλών ακίδων, $d_{AK}=17\text{mm}$ (μέτρηση 20080331m28): Απεικόνιση χρόνου-φάσματος.



Εικ. 6.122: Κάθοδος πολλών ακίδων, $d_{AK}=15\text{mm}$ (μέτρηση 20080331m28): Αντίσταση διόδου.

6.3.9. Κυλινδρική Κάθοδος με Αυλακώσεις ($d=14\text{mm}$)

Για περαιτέρω πειραματισμό δημιουργήθηκε μία κάθοδος από αλουμίνιο, η οποία έχει κυλινδρική μορφή, με διατομή 30mm και φέρει αυλακώσεις στο κάτω μέρος. Κατασκευάστηκε με το χέρι, σε αντίθεση με τις ανοξείδωτες καθόδους, ώστε τελικά αφήνει απόσταση 14mm από την άνοδο.



Εικ. 6.123: Διαμόρφωση δίοδου με κάθοδο ομόκεντρων αυλακώσεων και $d_{AK}=15\text{mm}$.

Με βάση το νομόγραμμα της Εικ. 5.20, η μέγιστη διάμετρος της καθόδου για απόσταση 14mm από την άνοδο είναι περίπου 50mm. Δεδομένου ότι η διάμετρος του ακροδέκτη είναι 30mm, με ασφάλεια μπορούμε να πούμε ότι ο σχετός των ηλεκτρονίων διοχετεύεται στο πλέγμα της ανόδου και όχι στη στεφάνη στήριξης του πλέγματος.



Εικ. 6.124: Κάθοδος με αυλακώσεις, $d_{AK}=14\text{mm}$.

6.3.9.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Στους ακόλουθους πίνακες, παρατίθενται οι καταγεγραμμένες μέγιστες τιμές τάσης, ρεύματος και ισχύος στη διάοδο, για τουλάχιστον δέκα (10) επαναλήψεις, σε φόρτιση πρωτεύοντος ίση με 100V AC. Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στις παραγράφους 5.5 και 6.3.2, η φόρτιση αυτή δίνει κρουστική 0.6/50, με μέγιστο πλάτος ~104kV. Η τάση, το ρεύμα και η ισχύς της διόδου δίδονται ως μέση τιμή και υπολογισμένη διασπορά σ των καταγεγραμμένων μεγίστων, σε κάθε επίπεδο φόρτισης, με τη σημειολογία $\langle x \rangle \pm 1 \cdot \sigma_x$. Στη διαμόρφωση αυτή, το διάκενο παρουσίαζε αντοχή στις κρουστικές τάσεις μικρότερης τιμής.

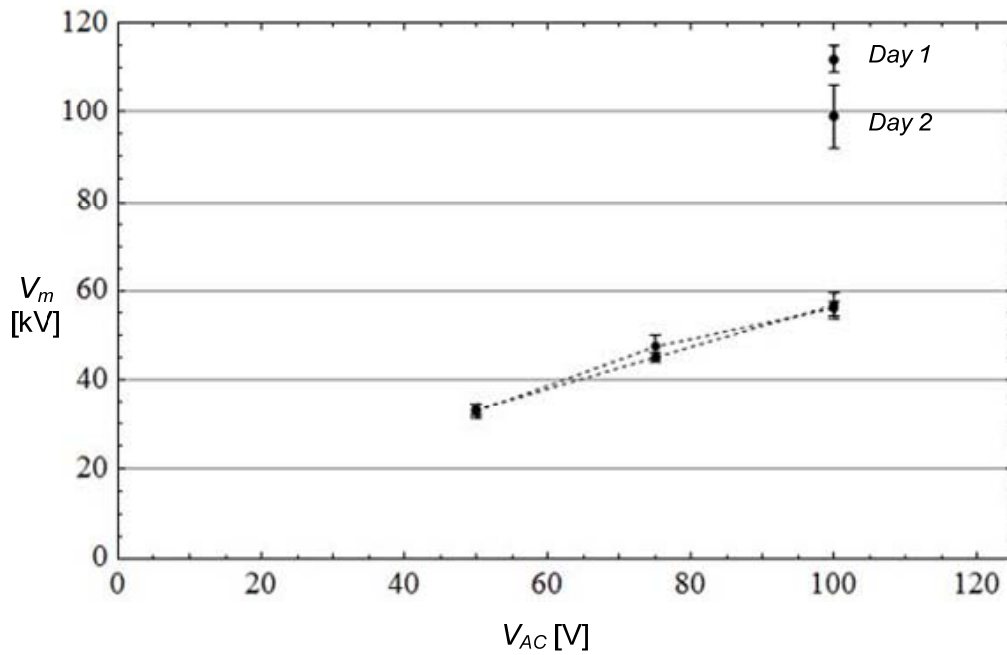
Πιν. 6.24: Κάθοδος με Αυλακώσεις $d_{AK}=14\text{mm}$, Mesh "1", (Μετρήσεις 18-04-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(χωρίς διάσπαση)	(χωρίς διάσπαση)	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.2mA	0.2mA	0.2~0.25mA
Ανύψωση	x	x	6.8~7.8mA
Τάση typical	x	x	112±3.0kV
Ρεύμα typical	x	x	2041±36A
Ισχύς typical	x	x	64.6±15MW
RF typical	x	x	no RF
Efficiency typical	x	x	-
RF max recorded	x	x	no RF

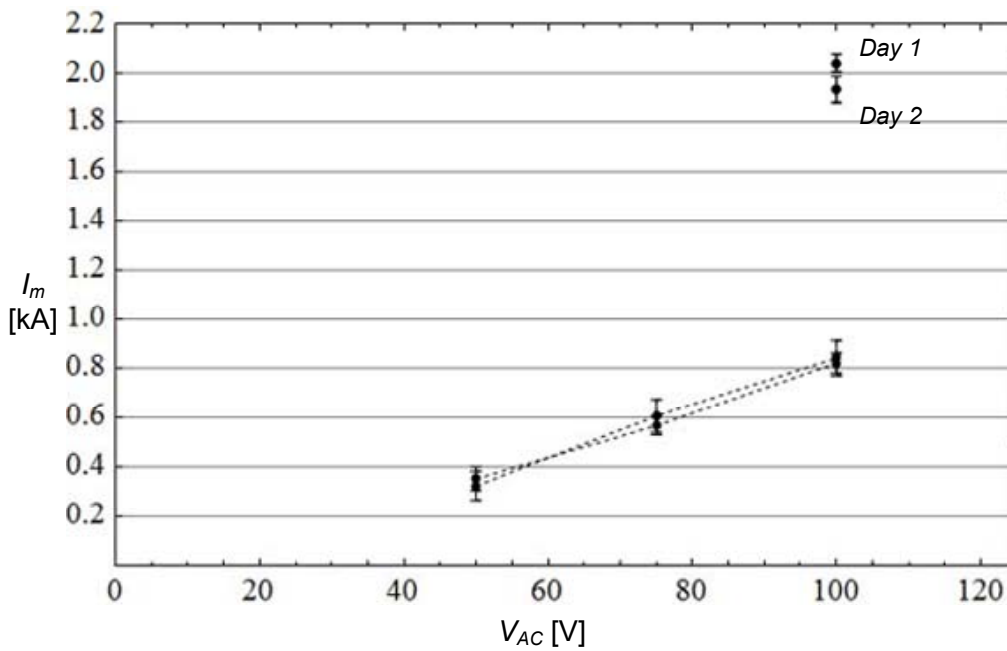
Πιν. 6.25: Κάθοδος με Αυλακώσεις $d_{AK}=14\text{mm}$, Mesh "1", (Μετρήσεις 21-04-2008)

Φόρτιση	50V AC	75V AC	100V AC
Κρουστική Max	(χωρίς διάσπαση)	(χωρίς διάσπαση)	~104kV
Ρεύμα Ion Pump	0.18mA	0.18mA	0.18~0.25mA
Ανύψωση	x	x	6.2~8.1mA
Τάση typical	x	x	99.1±7.1kV
Ρεύμα typical	x	x	1934±53A
Ισχύς typical	x	x	32.0±12.0MW
RF typical	x	x	no RF
Efficiency typical	x	x	-
RF max recorded	x	x	no RF

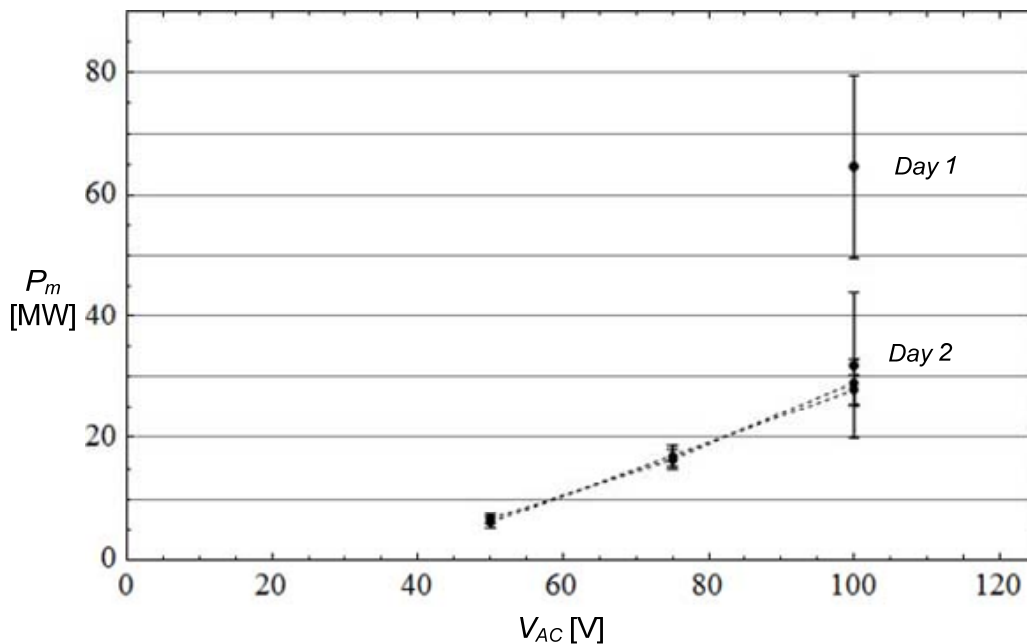
Η εκτιμώμενη πίεση στην περιοχή της διόδου είναι όσο το ρεύμα της Ion Pump σε mA τη στιγμή πριν την κρούση, πολλαπλασιασμένο με 10^{-4} Torr (βλ. παρ. 6.1). Συνεπώς τα 0.2mA αντιστοιχούν σε $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Το ρεύμα της αντλίας ιονισμού τη στιγμή της κρούσης ανεβαίνει απότομα (μέσα σε 0.5sec περίπου) πάνω από μία τάξη μεγέθους. Παρατηρήθηκε πως η έκλυση αερίων είναι μικρότερη κατά τη δεύτερη μέρα δοκιμών. Η συγκεκριμένη διαμόρφωση δεν εμφάνισε ποτέ μικροκυματική έξοδο. Το γεγονός αυτό ενδεχομένως να οφείλεται στην εμφάνιση μικροκυματικής ακτινοβολίας σε συχνότητες πολύ πάνω από τα 2GHz, ή στη μεγάλη επιφάνεια του ρεύματος, η οποία, σε συνδυασμό με τη διαθέσιμη ικανότητα οδήγησης, αποδίδει πολύ ασθενείς ρευματικές πυκνότητες, μη ικανές να δημιουργήσουν φαινόμενα εικονικής καθόδου.



Εικ. 6.125: Μέγιστη τάση διόδου. Κάθοδος αυλακώσεων, πρώτη και δεύτερη μέρα, κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.



Εικ. 6.126: Μέγιστο ρεύμα διόδου. Κάθοδος αυλακώσεων, πρώτη και δεύτερη μέρα, κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.



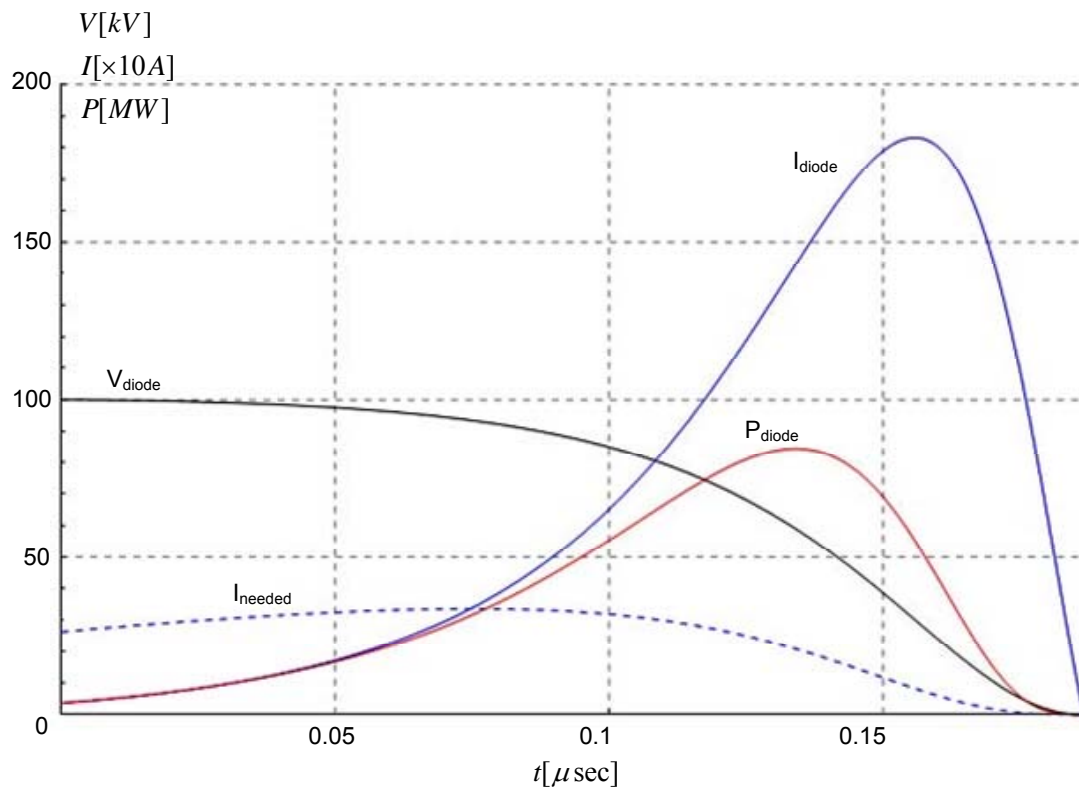
Εικ. 6.127: Μέγιστη ισχύς διόδου. Κάθοδος αυλακώσεων, πρώτη και δεύτερη μέρα, κάθοδος ακίδας (διάστικτες γραμμές). Πλέγμα Νο. «1», $d_{AK}=15\text{mm}$.

6.3.9.2. Μοντέλο Εκφόρτισης Χωρητικότητας μέσω της Διόδου

Η κάθοδος με τις αυλακώσεις διασπάται σε κρουστικές τάσεις της τάξης των 100kV. Τα ρεύματα είναι αρκετά ισχυρά, στην περιοχή των 2kA. Η κατάρρευση του διακένου είναι πολύ γρήγορη και διαρκεί περίπου 200nsec και σε ορισμένες περιπτώσεις ακόμα λιγότερο. Η ταχύτητα κατάρρευσης προκύπτει, ως εκ τούτου, από 7 μέχρι και 10cm/μsec. Προκειμένου να αναπαράγουμε τα μεγέθη οδήγησης, εξετάζουμε το ακόλουθο θεωρητικό μοντέλο. Θεωρούμε τάση φόρτισης πυκνωτή τα 100kV και ταχύτητα κατάρρευσης διακένου τα 8cm/μsec. Προσαρμόζοντας τη θεωρητική προσομοίωση με τα πειραματικά αποτελέσματα, βρίσκουμε ότι η αρχική ενεργός ακτίνα της καθόδου είναι περίπου 5mm. Συνεπώς, διαπιστώνουμε ότι η κάθοδος δεν εκπέμπει ηλεκτρονικό ρεύμα από όλη την επιφάνειά της αλλά από ένα τμήμα αυτής. Μεταφέροντας τις παραμέτρους αυτές στο μοντέλο των παρ. 4.3.6 και παρ. 6.3.3.2, θέτουμε $k=2.33 \cdot 10^{-6} \text{A/V}^{3/2}$, απόσταση σπλισμών $d=0.014\text{m}$, γεωμετρική διαπερατότητα πλέγματος της ανόδου $n=48\%$, αρχική τάση πυκνωτή $V(0)=V_0=100\text{kV}$, χωρητικότητα πυκνωτή $C=1.2\text{nF}$. Εάν ορίσουμε αρχική ενεργό ακτίνα καθόδου ίση με 5mm, μπορούμε να λάβουμε μεταβολές τάσης, ρεύματος και ισχύος που προσεγγίζουν τα πειραματικά αποτελέσματα. Η ενεργός αυτή ακτίνα ουσιαστικά αντιπροσωπεύει την έναρξη εκρηκτικής εκπομπής ηλεκτρονίων από τμήμα μόνο της επιφάνειας της καθόδου. Η προσομοίωση εκφόρτισης με τα ανωτέρω δεδομένα απεικονίζεται στην Εικ. 6.128. Εν συνεχεία μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα διόδου που απαιτείται, ώστε να τροφοδοτείται η κυματοδηγική κοιλότητα με το κρίσιμο μέγιστο ρεύμα δέσμης. Το ρεύμα αυτό συμβολίζεται με τη διάστικτη γραμμή. Η δίοδος οδηγεί μεγαλύτερο ρεύμα από το αναγκαίο μετά τα πρώτα 80nsec. Από τη στιγμή αυτή και ύστερα μπορούμε να δούμε ποιες θα είναι οι αναμενόμενες συχνότητες εξόδου του Vircator, βάσει των θεωρητικών μοντέλων.

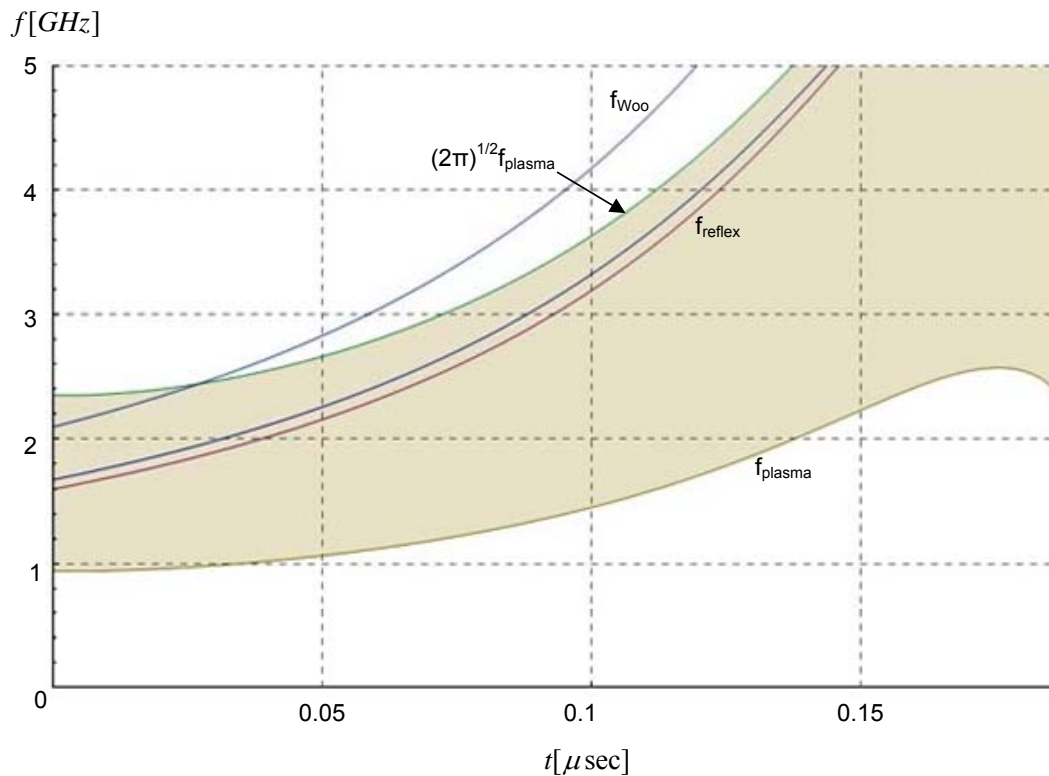
Η συχνότητα πλάσματος της ηλεκτρονικής δέσμης, που εισέρχεται στον αδρανή χώρο, μπορεί να υπολογιστεί από τη σχετικιστική εξίσωση (4.42). Στην έκφραση αυτή, στη θέση του ρεύματος της δέσμης I , αντικαθιστούμε την ποσότητα (4.69), πολλαπλασιασμένη με τη

γεωμετρική διαπερατότητα του πλέγματος, n . Στον παρονομαστή της εξίσωσης (4.42) αντικαθιστούμε κατάλληλα τη χρονική εξάρτηση της ακτίνας της καθόδου, την οποία και θεωρούμε ακτίνα της δέσμης. Η μεταβολή της συχνότητας πλάσματος περιγράφεται από την (4.71), όπου οι συντελεστές β και γ εξαρτώνται από την τάση στη δίοδο και περιγράφονται από τις εξισώσεις (4.44) και (4.45).



Εικ. 6.128: Θεωρητική μεταβολή τάσης, ρεύματος και ισχύος στην κάθοδο αυλακώσεων με $d_{AK}=14\text{mm}$, για τάση οδήγησης 100kV , χωρητικότητα πυκνωτή 1.2nF , με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου $8\text{cm}/\mu\text{sec}$.

Η συχνότητα των ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου, σύμφωνα με τα όσα έχουν αναφερθεί στην παρ. 4.1.2, βρίσκεται ανάμεσα στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$. Στην Εικ. 6.129 σημειώνονται: η περιοχή που ορίζεται από τις συχνότητες στις τιμές f_p και $(2\pi)^{1/2}f_p$, οι δύο εκτιμήσεις της συχνότητας reflexing, η μη σχετικιστική και η σχετικιστική, όπως περιγράφονται στην παρ. 4.1.1. Τέλος σημειώνεται και η εκτίμηση του W_{00} , εξ. (4.16), για τη συχνότητα εξόδου του Vircator. Όταν το ρεύμα στη δίοδο ξεπεράσει τα 300A , με ενέργεια δέσμης $\sim 90\text{keV}$, εισερχόμαστε στην περιοχή, όπου το ρεύμα στην κυματοδηγικό θάλαμο είναι αρκετά ισχυρό, ώστε να μπορεί να σχηματιστεί εικονική κάθοδος. Αυτό όμως συμβαίνει μετά τα πρώτα 80nsec , όπου οι προβλεπόμενες συχνότητες εξόδου της λυχνίας είναι αρκετά πάνω από τα 2GHz . Συγκεκριμένα, η σχετικιστική αλλά και η μη σχετικιστική προσέγγιση για τη συχνότητα των reflex ταλαντώσεων δίνει συχνότητες μεγαλύτερες των 2.5GHz , ενώ οι προσδοκώμενες συχνότητες ταλαντώσεων της εικονικής καθόδου είναι επίσης αρκετά πάνω από τα 2GHz . Οι εκτιμήσεις του θεωρητικού μοντέλου μπορεί να δικαιολογούν την απουσία μικροκυματικού σήματος κατά τις δοκιμές του συγκεκριμένου ακροδέκτη.

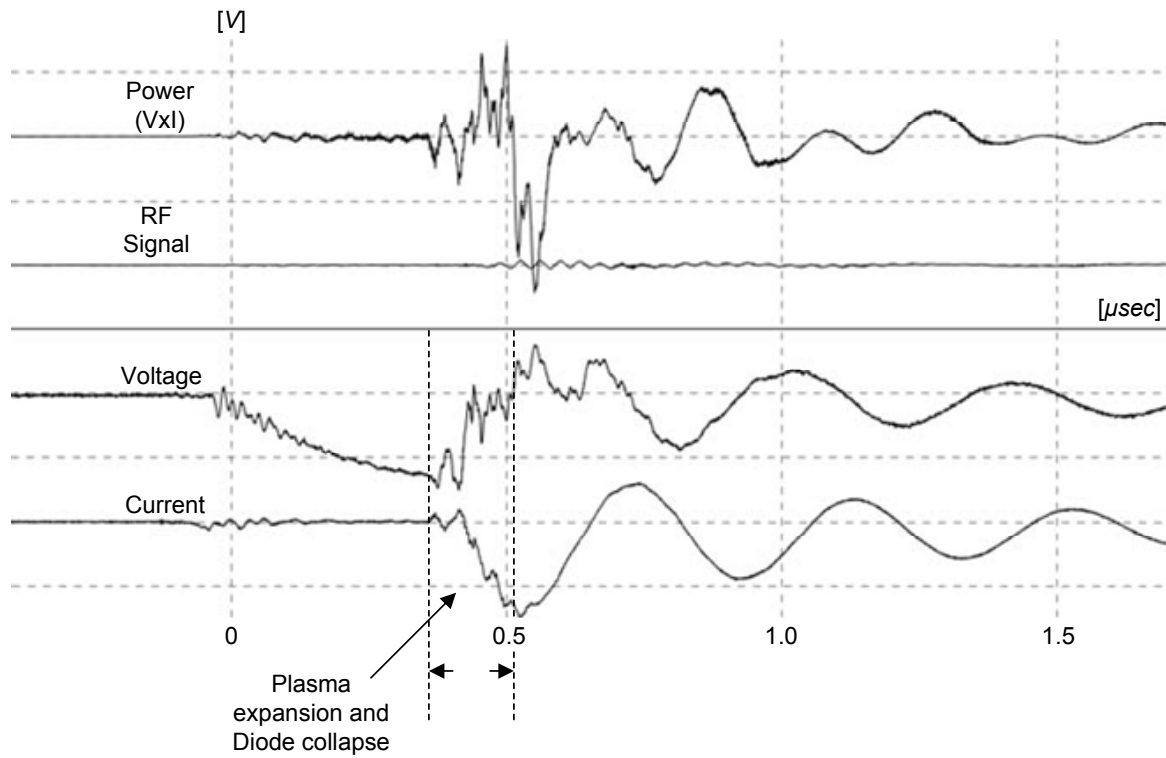


Εικ. 6.129: Εκτιμήσεις συχνότητας εξόδου του Vircator με κάθοδο αυλακώσεων, με $d_{\text{AK}}=14\text{mm}$, για τάση εκφόρτισης 100kV, πυκνωτή 1.2nF, με ταχύτητα κατάρρευσης διακένου 8cm/ μsec .

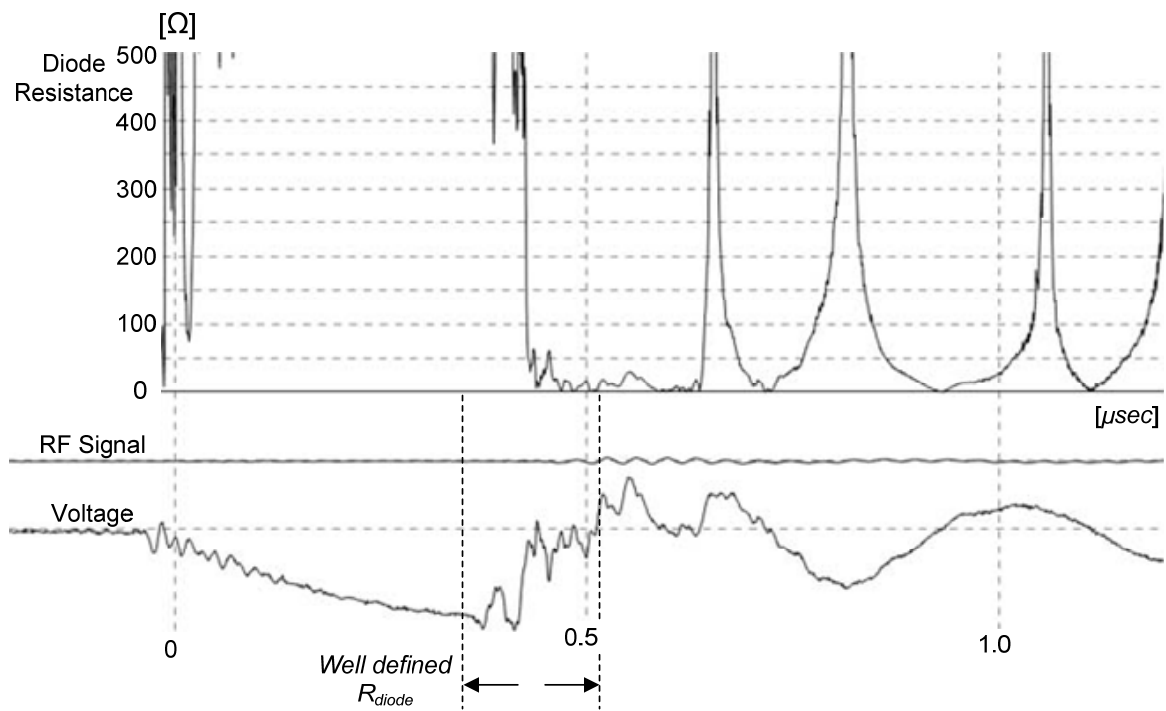
6.3.9.3. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

Η κάθοδος αυτή παρουσιάζει αντοχή σε όλα τα μικρότερα επίπεδα τάσης και διασπάται μόνο με την κρουστική πλάτους 100kV. Η κατάρρευση του διακένου είναι ταχύτερη και διαρκεί περίπου 200nsec, και σε ορισμένες περιπτώσεις ακόμα λιγότερο. Η ταχύτητα κατάρρευσης προκύπτει ως εκ τούτου από 7 μέχρι και 10cm/ μsec . Η διακύμανση των μεγεθών κατά τη διάρκεια του φαινομένου της διάσπασης είναι πολύ μεγάλη.

Περίπτωση Α (106kV, 2000A, 55MW, 8cm/msec)



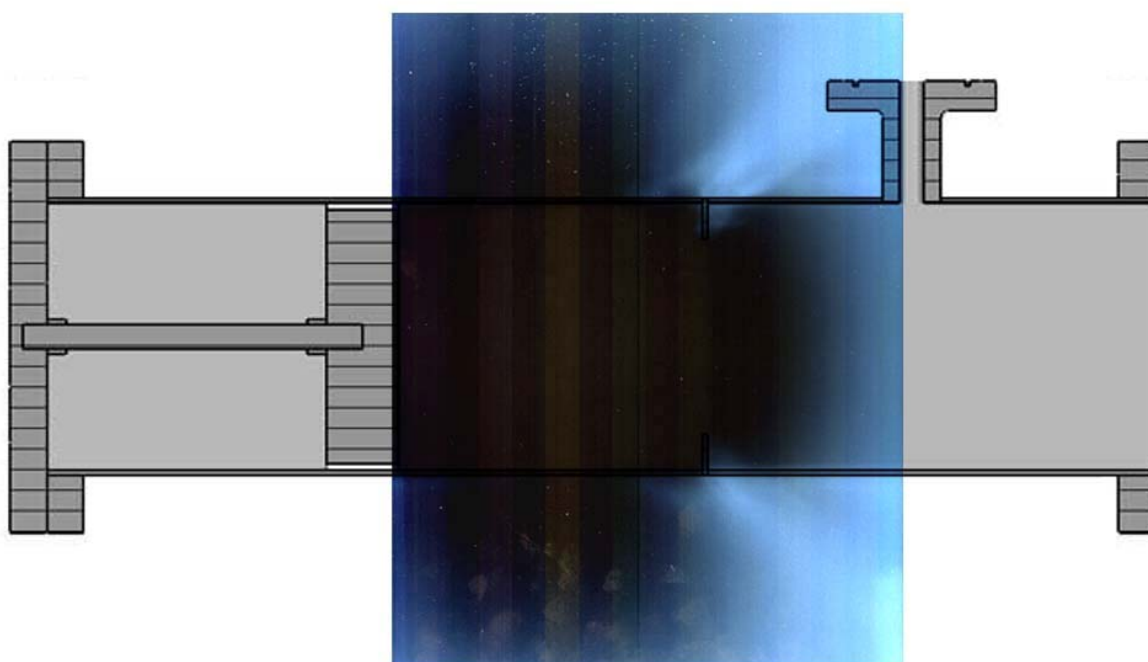
Εικ. 6.130: Κάθοδος με αυλακώσεις, $d_{AK}=14\text{mm}$, πλέγμα Νο. «1» (μέτρηση 20080418m03): $V_{\text{max}}=106\text{kV}$, $I_{\text{max}}=2000\text{A}$, $RF_{\text{max}}=0\text{W}$, $P_{\text{max}}=55\text{MW}$.



Εικ. 6.131: Κάθοδος με αυλακώσεις, $d_{AK}=14\text{mm}$ (μέτρηση 20080418m03): Αντίσταση διόδου.

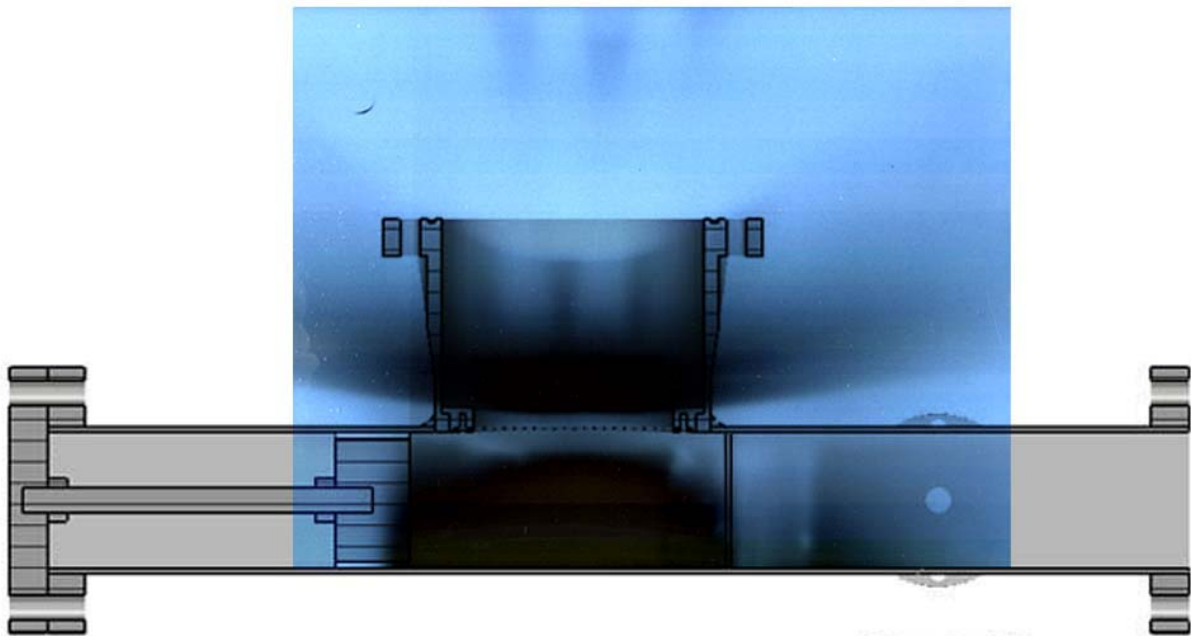
6.4. Παρατήρηση Ακτινών Χ

Είναι φυσικό, με τις ενέργειες στις οποίες επιταχύνονται τα ηλεκτρόνια στη λυχνία, να υπάρχει παραγωγή ακτίνων Χ, τόσο από την άνοδο, όσο και από τα μεταλλικά τοιχώματα του κυματοδηγού, στα σημεία που καταλήγει η ηλεκτρονική δέσμη. Προκειμένου να έχουμε κάποια εικόνα για την παραγωγή ακτίνων Χ από τη λυχνία, τοποθετήθηκαν δύο ακτινογραφικά φιλμ Kodak X-Omat (Ready Pack), διαστάσεων περίπου 24cmx30cm, κάτω ακριβώς από τη λυχνία καθώς και στο πλάι αυτής. Τα φιλμ αυτά βρίσκονται συσκευασμένα σε φωτοστεγή φάκελο και μπορούν να χρησιμοποιηθούν αυτοτελώς, για έκθεση σε ακτίνες Χ, χωρίς ανάγκη άλλου εξοπλισμού. Το φιλμ, που τοποθετήθηκε κάτω από τη λυχνία, ήταν επίπεδο και σε πλήρη επαφή με την κάτω επιφάνεια του κυματοδηγού. Το φιλμ, που τοποθετήθηκε στο πλάι, έκανε καλή επαφή μόνο με τον κυματοδηγό, αλλά με το μεταλλικό λαιμό σχημάτιζε καμπύλη, γεγονός που οδήγησε σε μία ελαφρώς παραμορφωμένη απεικόνιση. Για την έκθεση των φιλμ έγιναν, εντελώς στην τύχη, 100 κρούσεις στη λυχνία, με τάση διόδου που έφτανε περίπου τα 90kV. Η κάθοδος που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη σειρά κρούσεων ήταν η ακίδα με απόσταση ανόδου-καθόδου ίση με 2.5cm. Τα φιλμ στη συνέχεια εμφανίστηκαν σε ακτινολογικό εργαστήριο και τα αποτελέσματα ήταν, ομολογουμένως, πολύ ενδιαφέροντα. Στην Εικ. 6.132 φαίνεται η ακτινογραφία από την κάτω πλευρά του κυματοδηγού, τοποθετημένη πάνω στο σχέδιο του Vircator, στη θέση που βρισκόταν κατά το πείραμα, για επισκόπηση του αποτελέσματος. Παρατηρούμε ότι υπάρχει πολύ έντονη ακτινοβολία από την περιοχή ακριβώς κάτω από τη δίοδο, γεγονός που οφείλεται στα ηλεκτρόνια που χτυπούν την κάτω επιφάνεια του κυματοδηγού. Παρατηρείται επίσης μία «σκιά», η οποία συμπίπτει με τη θέση των ιρίδων στον κυματοδηγό, ενώ είναι εμφανής η ραγδαία απόσβεση της ισχύος της ακτινοβολίας με την απόσταση.



Εικ. 6.132: Ακτινογραφία που εμφανίστηκε μετά από 100 κρούσεις με τάση διόδου ~90kV και κάθοδο ακίδα ($d_{A-K}=2.5\text{cm}$).

Στην Εικ. 6.133 φαίνεται η ακτινογραφία από το πλάι του κυματοδηγού, τοποθετημένη επάνω στο σχέδιο του Viricator, στη θέση που βρισκόταν κατά το πείραμα, για επισκόπηση του αποτελέσματος. Να τονίσουμε ότι γύρω από το μεταλλικό λαιμό, το φιλμ ήταν καμπυλωμένο και επομένως η ακτινογραφία απεικονίζει μία όχι ιδιαίτερα σαφή προβολή των ακτίνων που προέρχονται από τη διάταξη. Χαμηλά, δίπλα στον κυματοδηγό, η εικόνα είναι αντιπροσωπευτική, αφού το φιλμ ήταν σε καλή επαφή με την εξωτερική επιφάνεια. Διακρίνονται καθαρά οι σκιές που άφησαν οι ίριδες και οι εποξικές ρητίνες, που χρησιμοποιήθηκαν στη βάση του μεταλλικού λαιμού και στα σημεία που κολλήθηκαν οι ίριδες. Έντονη ακτινοβόληση ακτίνων Χ υπάρχει τόσο από την κάτω επιφάνεια του κυματοδηγού, όσο και από την περιοχή της διόδου. Η σκιά στην περιοχή της ανόδου οφείλεται στο εξάρτημα που στερεώνει τα μεταλλικά πλέγματα, καθώς επίσης και στη γενικότερα μεγάλη ποσότητα μετάλλου και ρητινών στην περιοχή εκείνη. Επίσης, διακρίνονται οι σχηματισμοί, που οφείλονται στις βίδες που σφραγίζουν το μονωτήρα επάνω στον κυματοδηγό.



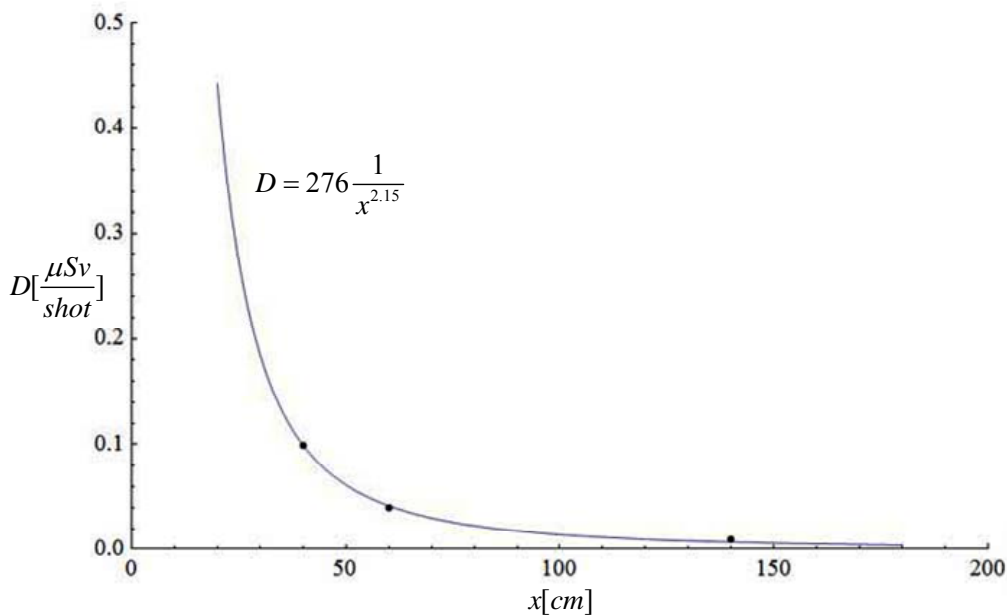
Εικ. 6.133: Ακτινογραφία που εμφανίστηκε μετά από 100 κρούσεις με τάση διόδου $\sim 90\text{kV}$ και κάθοδο ακίδα ($d_{A-K}=2.5\text{cm}$).

Για εκτίμηση της παραγωγής ακτινοβολίας από τη διάταξη χρησιμοποιήθηκε το μόνο διαθέσιμο όργανο μέτρησης, το InoVision 451B της Victoreen (Fluke), το οποίο ανιχνεύει ακτίνες Χ από ενέργειες 7keV και πάνω [136]. Το όργανο αυτό είναι ουσιαστικά ακατάλληλο για μία τέτοιου είδους μέτρηση, διότι το φαινόμενο είναι πολύ μικρής διάρκειας, όσης και ο παλμός στη λυχνία. Παραγωγή ακτίνων Χ γίνεται για χρονικό διάστημα μικρότερο των 500psec σε κάθε κρούση, ενώ το όργανο δεν προδιαγράφεται για τόσο σύντομη παλμική λειτουργία. Συγκεκριμένα, η απόκριση του οργάνου σύμφωνα με τον κατασκευαστή είναι 2sec . Οι μετρήσεις που λήφθηκαν, σε τρεις αποστάσεις από τη λυχνία, φανερώνουν την τετραγωνική μείωση της ισχύος των ακτίνων Χ, σύμφωνα με τη θεωρητική πρόβλεψη. Δεν γνωρίζουμε κατά πόσο μπορούν να αποτελέσουν ένδειξη της μέσης παραγόμενης δόσης ακτινοβολίας από τον Viricator, αποδεικνύουν όμως την εκθετική μείωση με την απόσταση.

Συγκεκριμένα, στα 40cm από τη λυχνία και στο επίπεδο του κυματοδηγού, η μέγιστη δόση ανά κρούση που καταγράφηκε ήταν 0.1μSv, στα 60cm από τη λυχνία ήταν 0.04μSv, ενώ στα 140cm από τη λυχνία ήταν 0.01μSv. Τα δεδομένα αυτά προσαρμόζονται στο μοντέλο

$$D = a \cdot \frac{1}{x^b}, \quad (6.25)$$

με $a \cong 276$ και $b \cong 2.15$, δηλαδή πολύ κοντά στο 2. Τα αποτελέσματα συνοψίζονται στο ακόλουθο γράφημα.

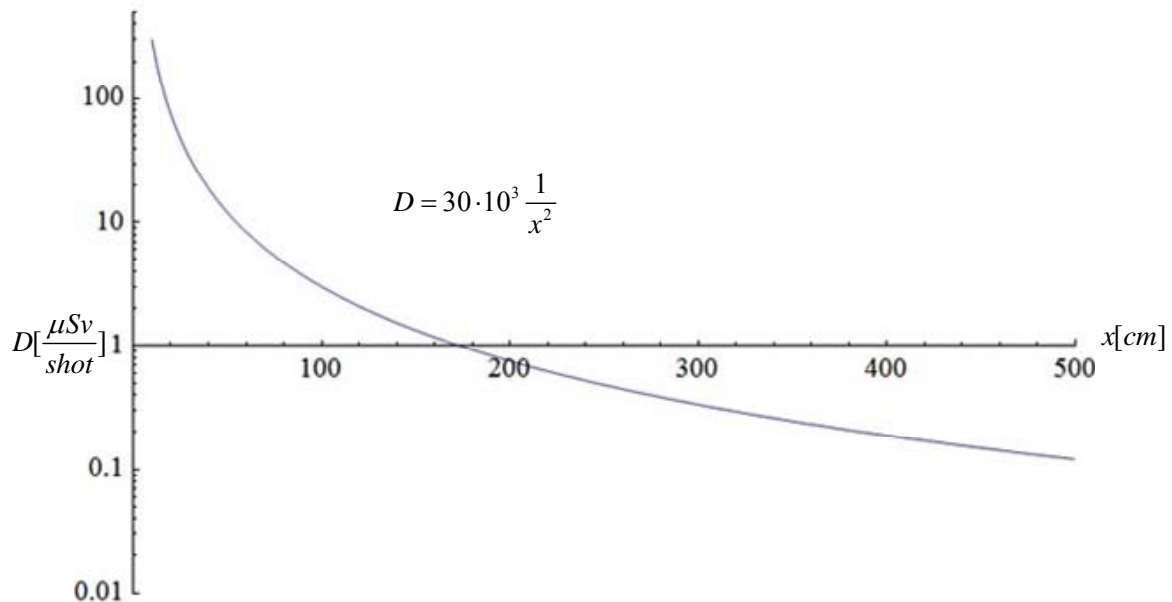


Εικ. 6.134: Μετρούμενη δόση ακτίνων Χ σε σχέση με την απόσταση από τη λυχνία, για οδήγηση στα 100kV.

Τα παραπάνω ποσά, που αφορούν τρεις αποστάσεις από τη λυχνία, αποτελούν το μεγαλύτερο αθροιστικό ποσό δόσης που έτυχε να παρατηρηθεί σε ένα παλμό της λυχνίας. Το όργανο που χρησιμοποιήθηκε, το Victoreen 451B, έχει ένα μικρό θάλαμο ιονισμού, περίπου 350cm². Η λογική της δοσιμετρίας σε αυτήν την περίπτωση συνίσταται στο συνολικό φορτίο που παράγεται από ιονίζουσες διεργασίες και συλλέγεται στο ηλεκτρόδιο ανόδου του οργάνου. Εξαιτίας του γεγονότος ότι το φαινόμενο διαρκεί πολύ λίγο, τα ιονισμένα σωματίδια υφίστανται επανένωση, επομένως το φορτίο εξουδετερώνεται, πριν καταγραφεί ο συνολικός «πληθυσμός» στο μετρητικό όργανο. Η διαδικασία επανασύνδεσης των φορέων και η τελικώς καταγραφόμενη δόση για παλμούς ακτίνων Χ μικρής διάρκειας είναι πολύπλοκη και απαιτεί παραμέτρους του οργάνου, τις οποίες δεν είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε, όπως την πίεση του ιονιζόμενου αερίου (θάλαμος ιονισμού του οργάνου), τον τύπο του αερίου που χρησιμοποιείται, την κινητικότητα φορέων, την τάση συλλέκτη ιόντων και τη μορφή της διόδου που συλλέγει τα παράγωγα ιονισμού από τις ακτίνες Χ.

Ο μόνος τρόπος να διαπιστωθεί η αθροιστική παραγωγή των ακτίνων Χ από μία τέτοια διάταξη είναι με χρήση ακτινολογικού φιλμ, το οποίο υπόκειται σε αθροιστική αλλοίωση της χημικής του σύστασης, αποτελεί επομένως έναν ολοκληρωτή της ακτινοβολίας. Γνωρίζοντας τα χαρακτηριστικά χρωματικής απόκρισης του φιλμ, εν σχέσει με την ακτινοβολία που προσπίπτει, και κάνοντας ένα calibration του φιλμ με βάση μία γνωστή πηγή, μπορού-

με, από το χρωματισμό του, να διαπιστώσουμε τη δόση της ακτινοβολίας που προσέπεσε. Για το συγκεκριμένο πείραμα, οι εικόνες που εμφανίστηκαν, Εικ. 6.132 και Εικ. 6.133, μπορούν να συγκριθούν στο χρωματισμό τους με μία τυπική ακτινογραφία θώρακα. Αυτού του τύπου οι ακτινογραφίες χρησιμοποιούν δόσεις της τάξης του ενός mSv, μέχρι και 10mSv. Εάν θεωρήσουμε ότι στο φιλμ έχει απεικονιστεί δόση ισοδύναμη μίας ακτινογραφίας θώρακα, η μαύρη περιοχή θα αντιστοιχεί σε δόση 1mSv, η οποία, όπως έχουμε πει, έχει προέλθει από 100 επαναλήψεις. Συνεπώς, σε απόσταση της τάξης των 5cm από τη λυχνία, όπου θεωρούμε ότι βρίσκεται το φιλμ, κάθε κρούση αποδίδει δόση 10μSv. Από τον εκθετικό νόμο που υπολογίσαμε προηγουμένως, η δόση ανά κρούση στα 5cm θα ήταν 8(!)μSv, ένας αριθμός που βρίσκεται, αν μη τι άλλο, σε ίδια τάξη μεγέθους με τις υποθέσεις μας. Με βάση τις υποθέσεις αυτές, δεν είναι παράλογο να θεωρήσουμε ότι οι μετρούμενες δόσεις από το όργανο κυμαίνονται στα πλαίσια τάξης μεγέθους, όσον αφορά την παραγόμενη δόση σε μSv από τον Viscator, για οδήγηση διόδου στα 100kV. Αν θεωρήσουμε ότι η απόκριση του οργάνου δίνει ποσά τόσο εκτός πραγματικότητας, ώστε βρισκόμαστε 100 φορές κάτω από τα πραγματικά επίπεδα ακτινοβολίας, η δόση ανά κρούση πέφτει στη μικρή σχετικά ποσότητα του 0.1μSv στα 5 μέτρα από τη λυχνία.



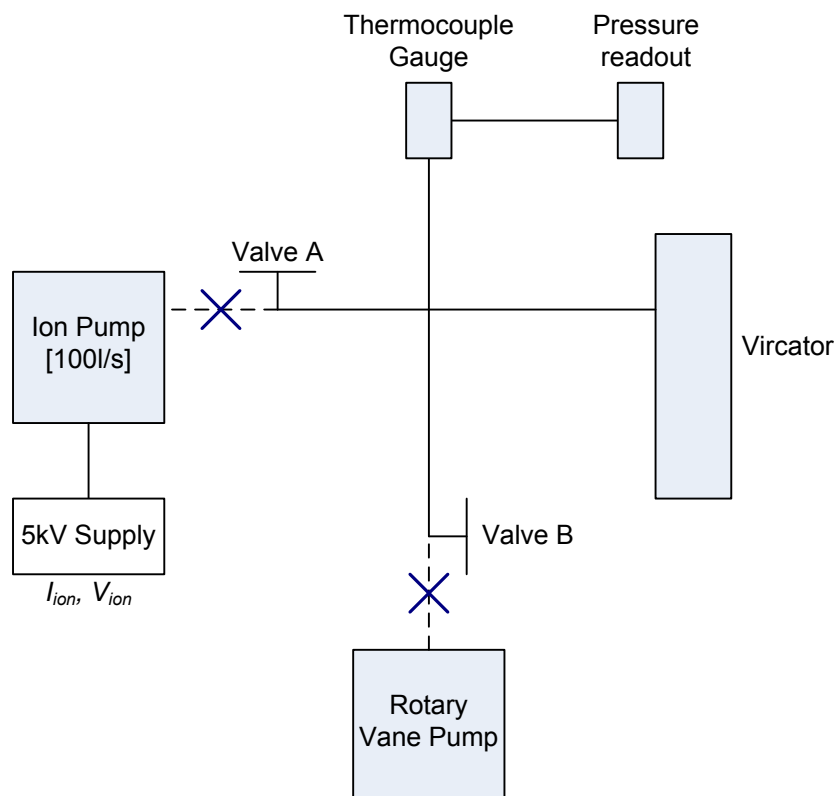
Εικ. 6.135: Δυσμενές σενάριο παραγωγής ακτίνων Χ ανά κρούση (100 φορές ισχυρότερες τιμές από τις μετρούμενες), σε σχέση με την απόσταση από τη λυχνία, για οδήγηση στα 100kV.

Για την ασφάλεια των πειραμάτων, εάν αυτά πρόκειται να γίνουν σε ακόμα μεγαλύτερα επίπεδα τάσης, κρίνεται απαραίτητο να μην υπάρχει οπτική επαφή με τη λυχνία, με τη μεσολάβηση κάποιου κατάλληλου χωρίσματος. Το σκυρόδεμα αποτελεί πολύ καλή θωράκιση έναντι των ακτίνων Χ, όταν πρόκειται για κάποιο τυπικό χοντρό δομικό φορέα. Εναλλακτικά ή επιπρόσθετα, ο κυματοδηγός μπορεί να ντυθεί με φύλλο μολύβδου πάχους μόλις 2mm, με αποτέλεσμα τη μείωση της ακτινοβολίας αρκετές εκατοντάδες φορές. Για την αποτελεσματικότητα της θωράκισης του μολύβδου, σε σχέση με τις ενέργειες της ακτινοβολίας Χ, πρέπει να γίνει μελέτη με βάση τους συντελεστές εξασθένησης των στοιχείων σε ιονίζουσα ακτινοβολία (X-ray Mass Attenuation Coefficients) [137]. Σχετική μελέτη αναπτύσσεται σε

επόμενη παράγραφο, 7.2.6, αφού κρίθηκε απαραίτητη η κάλυψη της λυχνίας με φύλλα μολύβδου στο νέο κύκλο των πειραμάτων με υψηλότερες τάσεις.

6.5. Επίδραση Πίεσης

Οι δοκιμές της λυχνίας έγιναν, όπως έχουμε ήδη αναφέρει, με την αντλία ιονισμού συνδεδεμένη στο σώμα της λυχνίας και σε διαρκή άντληση. Κάθε κρούση γίνεται με πίεση λυχνίας που υπολογίζεται περί τα 10^{-5} Torr. Προκειμένου να διαπιστωθεί κατά πόσον η αυξημένη πίεση επιδρά στη μικροκυματική έξοδο, διενεργήθηκαν μία σειρά από δοκιμές, κατά τις οποίες η αντλία ιονισμού παρέμεινε σφραγισμένη, αφήνοντας τον Viricator χωρίς άντληση. Οι δοκιμές με αυξημένη πίεση έγιναν με την κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=25\text{mm}$ (βλ. παρ. 6.3.4), με το πλέγμα υπ' αριθμόν «6», το οποίο φέρει 150 οπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.109mm, σύρμα διαμέτρου 0.06mm και ελεύθερη επιφάνεια $\sim 41\%$.



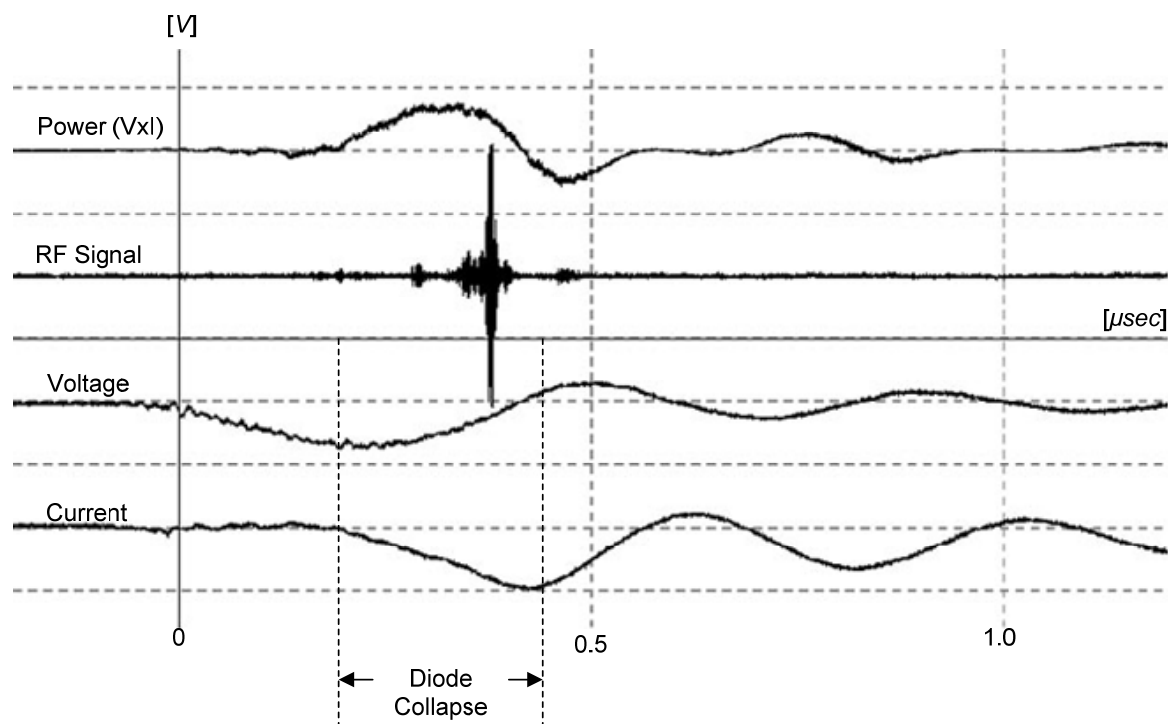
Εικ. 6.136: Δοκιμές Viricator χωρίς συνδεδεμένο αντλητικό σύστημα.

Για τις δοκιμές αυτές, μετά από κάθε κρούση, λαμβανόταν μέτρηση της πίεσης με το θερμοζεύγος. Όπως έχουμε αναφέρει στα προηγούμενα (βλ. παρ. 6.1), ο ενδείκτης θερμοζεύγους (Thermocouple gauge) έχει περιοχή λειτουργίας από 1mTorr έως 760Torr. Από τις μετρήσεις έγινε φανερό ότι κάθε κρούση ανεβάζει τη συνολική πίεση του χώρου κατά 0.2 με 2mTorr. Οι διαρροές από την ατμόσφαιρα θεωρούνται αμελητέες και ο ρυθμός απελευθέρωσης δεσμευμένων αερίων από τις εσωτερικές επιφάνειες θεωρείται επίσης μικρός, διότι το δοκίμιο έχει παραμείνει υπό άντληση από την αντλία ιονισμού για αρκετό καιρό. Συνεπώς, η απελευθέρωση των αερίων γίνεται μόνο από τις περιοχές που πλήττονται από το κρουστικό ρεύμα. Τα αέρια, που είναι υπεύθυνα για την αύξηση της πίεσης σε κάθε κρού-

ση, είναι πιθανότατα H_2 , H_2O και δεσμευμένα αέρια ατμοσφαιρικού αέρα σε βαθιές στιβάδες των μετάλλων.

Από τις δοκιμές που διεξήχθησαν, παρατηρήθηκε αμελητέα διαφοροποίηση της μικροκυματικής εξόδου, κατά τις πρώτες κρούσεις χωρίς άντληση, ήτοι στην περιοχή των πρώτων 10mTorr πίεσης. Ας σημειωθεί ότι ήδη η πρώτη κρούση φέρνει το δοκίμιο στην περιοχή του 1mTorr πίεσης, με αποτέλεσμα να μην έχουμε δυνατότητα ελέγχου του φαινομένου στην περιοχή των 10^{-4} Torr. Τα μακροσκοπικά μεγέθη για πίεση δοκιμίου μέχρι 10mTorr παραμένουν σχετικά αδιαφοροποίητα, με μόνη επίδραση την ελαφρώς ταχύτερη κατάρρευση του διακένου και τα σχετικά μεγαλύτερα ρεύματα διόδου. Ωστόσο, με εντυπωσιακή ομοιότητα με όσα περιγράφονται στην [65], και αναπτύσσονται στην παρ. 4.2.4, φαίνεται να υπάρχει ένα κατώφλι γύρω στα 10mTorr, πάνω από το οποίο η συμπεριφορά του Vircator αλλάζει δραστικά. Η δίοδος καταρρέει πολύ πιο γρήγορα, με εμφανώς ισχυρότερα ρεύματα, με μηχανισμούς διάσπασης αερίων (Townsend και Οχετού). Η πλήρωση με πλάσμα είναι ραγδαία, ενώ η μικροκυματική έξοδος διαρκώς περιορίζεται, μέχρι να μηδενιστεί τελείως στην περιοχή των ~50mTorr και άνω.

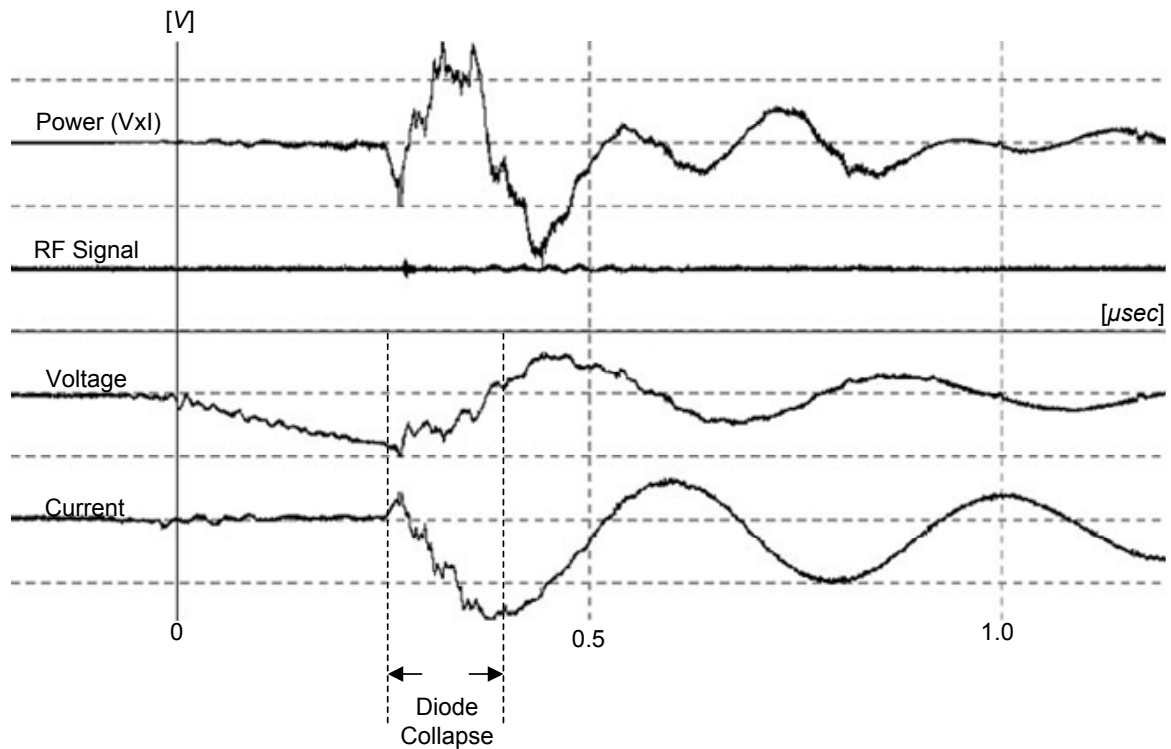
Δύο αντιπροσωπευτικές καταγραφές απεικονίζονται στα ακόλουθα γραφήματα. Στο πρώτο, Εικ. 6.137, έχει καταγραφεί μία κρούση με πίεση λυχνίας 4mTorr. Αποτελεί μία χαρακτηριστική δοκιμή, στην περιοχή πιέσεων μέχρι τα 10mTorr. Τα μακροσκοπικά μεγέθη οδήγησης είναι τα ίδια με την περίπτωση του υψηλού κενού. Η μικροκυματική έξοδος είναι πάντα παρούσα, με την ίδια τυχαιότητα που διακρίνει τις μετρήσεις σε υψηλό κενό. Η τάση και το ρεύμα παρουσιάζουν εν γένει την ίδια συμπεριφορά, που χαρακτηρίζει τις μετρήσεις με την κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=25mm$.



Εικ. 6.137: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25mm$, πλέγμα No. «6» (μέτρηση 20080617m11):
 $V_{max}=52kV$, $I_{max}=800A$, $P_{max}=17MW$, πίεση 4mTorr.

Συνεχίζοντας τα πειράματα δίχως άντληση του κυματοδηγού, η πίεση στη λυχνία διαρκώς αυξάνεται, μετά από κάθε κρούση υψηλής τάσης. Με την πρόοδο των δοκιμών παρα-

τηρείται συνεχής αύξηση του ρεύματος της διόδου, καθώς και ταχύτεροι χρόνοι κατάρρευσης του διακένου. Η μικροκυματική έξοδος περιορίζεται σε χρονική διάρκεια αλλά και σε ισχύ, καθώς περνάμε το κατώφλι των 10mTorr. Παραπέμποντας στις Εικ. 6.55 και Εικ. 6.58, διαπιστώνουμε ότι τέτοιο εύρος και ποικιλομορφία μικροκυματικών παλμών πλέον απουσιάζει, με την έξοδο να περιορίζεται σε ασθενή σήματα γύρω από μία μικρή χρονική διάρκεια 30-40nsec. Η τάση καταρρέει πολύ πιο γρήγορα και το ρεύμα αυξάνει ταχύτερα, όπως φαίνεται και στην Εικ. 6.138, μέτρηση που έγινε περίπου στα 40mTorr. Από τα 50mTorr και έπειτα, πλην ελαχίστων ασήμαντων εξαιρέσεων, η μικροκυματική έξοδος έχει πρακτικά εξαφανιστεί.



Εικ. 6.138: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$, πλέγμα No. «6» (μέτρηση 20080617m52):
 $V_{\max}=71\text{kV}$, $I_{\max}=1320\text{A}$, $P_{\max}=35\text{MW}$, πίεση 40mTorr.



Εικ. 6.139: Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων, ΕΜΠ, 10.2007 – 07.2008...

7. Επέκταση Συστήματος Vircator

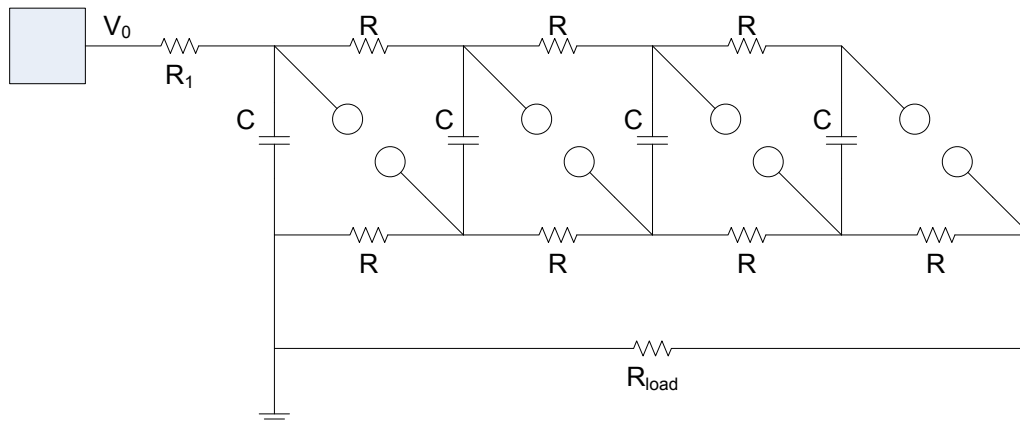
Οι δοκιμές της λυχνίας Vircator, με τη μονοβάθμια κρουστική διάταξη VDE-b, έδειξαν ότι δεν είναι δυνατή η οδήγηση με μεγάλη ισχύ, δεδομένου ότι η τάση κρούσης είναι σχετικά μικρού πλάτους και αργά μεταβαλλόμενη (~100kV μορφής 0.6/50). Επιπλέον, στις μέχρι στιγμής δοκιμές, ο χωρητικός καταμεριστής, ο οποίος βρίσκεται απευθείας συνδεδεμένος με το δοκίμιο και προσφέρει το μεγαλύτερο τμήμα του ρεύματος στη δίοδο της λυχνίας, έχει μικρή χωρητικότητα, 1200pF. Για το λόγο αυτό, αποφασίστηκε η κατασκευή μίας πολυβάθμιας γεννήτριας Marx, με μεγαλύτερη χωρητικότητα, η οποία θα προσφέρει τη δυνατότητα για οδήγηση με σημαντικά μεγαλύτερες παλμικές ισχύεις.

Όπως θα παρουσιαστεί στη συνέχεια, σχεδιάστηκε μία πολυβάθμια κρουστική γεννήτρια Marx, βασισμένη σε πυκνωτές τάσης 50kV και χωρητικότητας 100nF έκαστος. Η πρόβλεψη της συγκεκριμένης διάταξης είναι για οκτώ βαθμίδες, δίνοντας θεωρητικά τη δυνατότητα να οδηγηθεί η λυχνία με 400kV τάσης. Παρεμβάλλοντας ή όχι αντίσταση μεταξύ της συστοιχίας των πυκνωτών και της λυχνίας, μπορούμε να οδηγήσουμε ρεύμα τόσο μεγάλο, όσο επιτρέπει η δίοδος κενού της λυχνίας και η τυχόν εξωτερική αντίσταση. Δεδομένου ότι η χωρητικότητα της κρουστικής διάταξης είναι σημαντικά μεγαλύτερη από αυτές που μέχρι στιγμής έχουν χρησιμοποιηθεί, τα ρεύματα οδήγησης της λυχνίας μπορεί να ανέλθουν σε δεκάδες kA, έχοντας σαν αποτέλεσμα τη προσφορά παλμικής DC ισχύος στη λυχνία πολλών εκατοντάδων MW ή ακόμα και GW. Στις επόμενες παραγράφους θα παρουσιαστούν οι μελέτες που έγιναν για το σύστημα υψηλής τάσης καθώς και πειραματικά αποτελέσματα από τις δοκιμές που διεξήχθησαν.

7.1. Πολυβάθμια Κρουστική Γεννήτρια

Οι πολυβάθμιες κρουστικές γεννήτριες Marx βασίζονται σε μία πολύ απλή φιλοσοφία. Μία συστοιχία πυκνωτών φορτίζεται υπό DC τάση παράλληλα, ενώ εκφορτίζεται εν σειρά, με χρήση σπινθηριστών. Σε μία γεννήτρια Marx, οι πυκνωτές χωρητικότητας C φορτίζονται εν παραλλήλω από την πηγή V_0 , μέσω της αντίστασης R_1 και των αντιστάσεων R . Εάν οι σπινθηριστές καταρρεύσουν σχεδόν ταυτόχρονα, οι πυκνωτές βρίσκονται αυτόματα συνδεδεμένοι σε σειρά. Οι σπινθηριστές σχεδιάζονται έτσι ώστε αυτός της πρώτης βαθμίδας να έχει ελαφρώς μικρότερη ηλεκτρική αντοχή από τους υπόλοιπους. Εναλλακτικά ο πρώτος σπινθηριστής πυροδοτείται από μικρό ηλεκτρικό σπινθήρα ή, ακόμα, και από laser μεγάλης έντασης (laser triggered spark gap). Με N πυκνωτές (N βαθμίδες), στα άκρα του φορτίου R_{load} θα εμφανιστεί τάση θεωρητικά ίση με NV_0 . Εάν δεν υπάρχουν αυτεπαγωγές στο κύ-

κλωμα και η αντίσταση του φορτίου είναι καθαρά ωμική, η τάση θα ανέλθει στη μέγιστη τιμή της, NV_0 , σχεδόν ακαριαία. Η συνολική χωρητικότητα της γεννήτριας Marx γίνεται C/N εξ αιτίας της εν σειρά σύνδεσης των πυκνωτών και επομένως η τάση στο φορτίο φθίνει εκθετικά με σταθερά χρόνου $\tau=R_{load}C/N$. Σημαντική συνθήκη για τη γεννήτρια Marx συνιστά η αντίσταση του φορτίου να είναι αρκετά μικρότερη από τις αντιστάσεις της διάταξης R , ώστε η τάση να καταμεριστεί σχεδόν εξ ολοκλήρου πάνω στην R_{load} . Στην περίπτωση μας, οι διακόπτες S είναι απλοί παθητικοί σπινθηριστές διακένου (spark gaps), η γεωμετρία των οποίων καθορίζει την ηλεκτρική τους αντοχή.



Εικ. 7.1: Πολυβάθμια (τετραβάθμια) γεννήτρια Marx.

Για τη συγκεκριμένη πειραματική διάταξη αναζητήθηκαν πυκνωτές αέρος, κρουστικής εκφόρτισης, τάσεως 50kV. Τα 50kV είναι μία τάση φόρτισης εύκολα παραγόμενη, αρκετά μεγάλης τιμής, ώστε να πολλαπλασιάζεται σε πολύ μεγάλες τάσεις με λίγες βαθμίδες, ενώ το φαινόμενο Corona στα 50kV δεν είναι σημαντικό, εάν οι αγωγοί της διάταξης έχουν μεγάλες αλλά όχι δύσχρηστες διατομές.

Για την υλοποίηση της γεννήτριας Marx χρησιμοποιούνται πυκνωτές DC τάσης 50kV και χωρητικότητας 100nF έκαστος. Οι πυκνωτές αυτοί έχουν παραλληλεπίπεδο σχήμα, με διαστάσεις 35.5cm x 10.5cm x 14.5cm, ενώ στις μικρές πλευρές τους φέρουν σπειρώματα στήριξης M10. Οι αντιστάσεις της πολυβάθμιας κρουστικής διάταξης επιλέχτηκαν να είναι προδιαγεγραμμένες για DC τάση 70kV και ισχύ 55W [138]. Είναι κυλινδρικού σχήματος, μήκους 16cm και διατομής 30.5mm. Οι αντιστάσεις φέρουν σπειρώματα στήριξης M8 στις δύο πλευρές τους. Χρησιμοποιούνται αντιστάσεις 1MΩ για τις βαθμίδες της διάταξης και 10MΩ για την αντίσταση φόρτισης.

Εξαιτίας της μεγάλης τιμής των αντιστάσεων, η γεννήτρια Marx έχει πολύ αργούς χρόνους φόρτισης και εκφόρτισης σε κενό φορτίο. Επιλέχτηκαν αντιστάσεις μεγάλης τιμής, για να περιορίζεται σημαντικά το απαιτούμενο ρεύμα φόρτισης από την DC τροφοδοσία. Επίσης, οι αντιστάσεις μεγάλης τιμής εξαλείφουν τα μεταβατικά φαινόμενα μεταξύ βαθμίδων κατά το στάδιο της εκφόρτισης, επομένως η άθροιση της τάσης στην έξοδο γίνεται πλήρως, σύμφωνα με τον αριθμό των βαθμίδων της γεννήτριας.

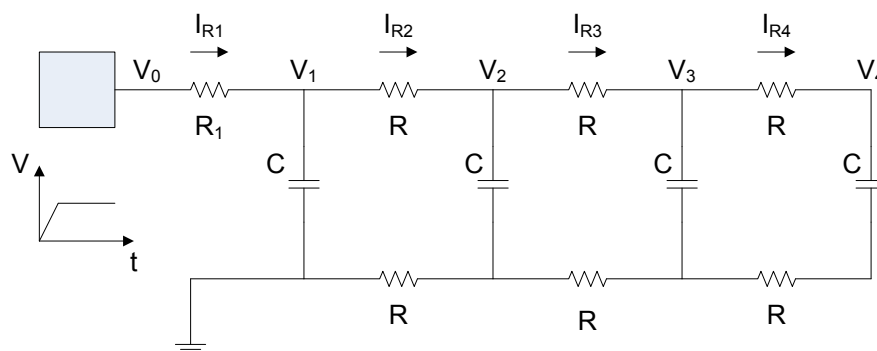
Στις επόμενες παραγράφους παρουσιάζονται οι μελέτες για την ηλεκτρική συμπεριφορά της κρουστικής διάταξης, η σχεδίαση και οι εκτιμήσεις για την ηλεκτρική της αντοχή, η μελέτη για τους σπινθηριστές καθώς και πειραματικά αποτελέσματα από τη γεννήτρια Marx.



Εικ. 7.2: Πυκνωτής κρουστικής εκφόρτισης 50kV (αριστερά) και αντίσταση 70kV, 55W (δεξιά). Οι αντιστάσεις του 1MΩ και των 10MΩ έχουν ίδιες διαστάσεις.

7.1.1. Μελέτη Χαρακτηριστικών Φόρτισης

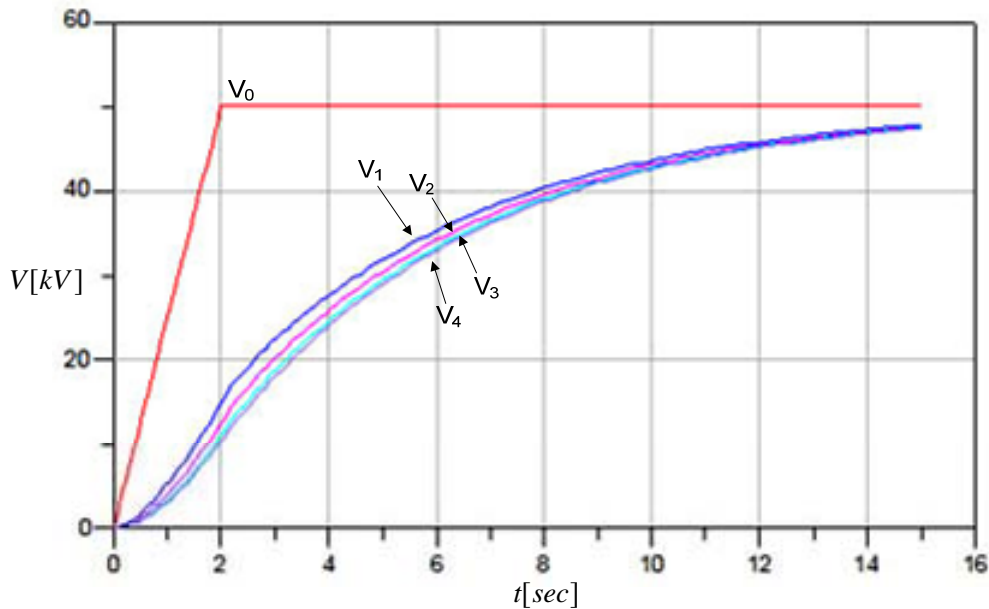
Για τη φόρτιση της συστοιχίας των πυκνωτών διατίθεται τροφοδοτικό DC υψηλής τάσεως (WK125N5 Glassman High Voltage, [139]), ισχύος 600W και μέγιστης τάσης εξόδου 120kV. Η αντίσταση φόρτισης των 10MΩ αποτελεί έναν παράγοντα περιορισμού του ρεύματος φόρτισης. Στα 50kV τάσης, το μέγιστο ρεύμα φόρτισης, ακόμα και απουσία του περιορισμού του τροφοδοτικού, θα ήταν 5mA. Το τροφοδοτικό ξεκινά από μηδενική τάση και η έξοδος μπορεί να ρυθμίζεται είτε από ποτενσιόμετρο είτε από αναλογικό σήμα ελέγχου.



Εικ. 7.3: Κύκλωμα φόρτισης γεννήτριας Marx τεσσάρων βαθμίδων.

Το κύκλωμα φόρτισης προσομοιώνεται με τη χρήση κατάλληλου πακέτου λογισμικού (Agilent ADS). Χωρίς βλάβη της γενικότητας, μπορούμε να θεωρήσουμε τη περίπτωση η τάση εξόδου να ανέρχεται γραμμικά από τα 0kV στα 50kV εντός 2sec, με κατάλληλο χειρισμό του τροφοδοτικού. Από τη στιγμή των 2sec και έπειτα, η τάση φόρτισης παραμένει σταθερή και ίση με 50kV. Αυτό που παρατηρούμε είναι πως οι βαθμίδες φορτίζονται με μεγάλη σταθερά χρόνου, ωστόσο οι τάσεις των υψηλότερων βαθμίδων παρακολουθούν αρκετά καλά

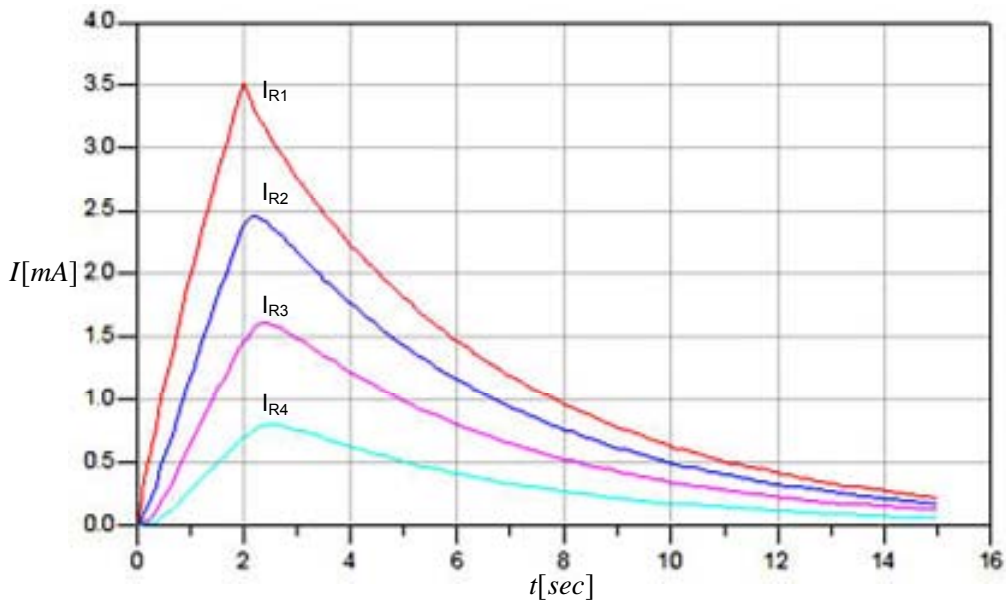
την τάση της πρώτης βαθμίδας. Συνεπώς, όταν προκληθεί διάσπαση του σπινθηριστή της πρώτης βαθμίδας, η έξοδος θα προσεγγίζει αρκετά καλά την τάση NV_1 , όπου V_1 η τάση στην οποία φορτίστηκε ο πρώτος πυκνωτής. Η συστοιχία των πυκνωτών, με αντίσταση φόρτισης $10\text{M}\Omega$ και αντιστάσεις βαθμίδων $1\text{M}\Omega$ προσεγγίζει τη μέγιστη τάση των 50kV σε χρόνο 15sec . Συγκεκριμένα, στα 15sec η πρώτη βαθμίδα έχει φορτιστεί στα 47.8kV , ενώ στα 20sec στα 49.3kV , όπου αναφερόμαστε στο σενάριο φόρτισης με ramping τάσης εντός 2sec .



Εικ. 7.4: Τάσεις βαθμίδων.

Τα ρεύματα φόρτισης είναι σχετικά μικρά και φθίνουν με την πάροδο του χρόνου. Η μόνη περίπτωση κατά την οποία η ισχύς αντοχής της αντίστασης R_1 υπερβαίνεται είναι κατά τα πρώτα $\sim 4\text{sec}$. Στη φάση αυτή, το γινόμενο $I_{R1}^2 \cdot R$ υπερβαίνει τα 55W για μικρό χρόνο και φτάνει τα 120W . Η συνολική διάρκεια, κατά την οποία η ισχύς που καταναλώνεται στην αντίσταση είναι μεγαλύτερη από την επιτρεπτή, είναι της τάξης των 2.5sec , για αυτό το σενάριο φόρτισης. Είναι αντιληπτό πως, εάν η αύξηση της τάσης του τροφοδοτικού από 0kV στα 50kV γίνει σε μεγαλύτερο χρόνο (μεγαλύτερο από 6sec), το όριο θερμικής ισχύος της αντίστασης φόρτισης δεν υπερβαίνεται σε καμία χρονική στιγμή.

Η προσομοίωση μπορεί να επαναληφθεί για μεγαλύτερο αριθμό βαθμίδων. Για παράδειγμα, μία συστοιχία Marx με 8 βαθμίδες ίδιων στοιχείων, ($C=100\text{nF}$, $R_1=10\text{M}\Omega$ και $R=1\text{M}\Omega$) απαιτεί περίπου 40sec προκειμένου να φορτιστεί στα 48.6kV . Σε 50sec η συστοιχία έχει φορτιστεί στα 49.4kV . Τα αποτελέσματα των ανωτέρω προσομοιώσεων για τις χαρακτηριστικές φόρτισης μας δίνουν μία αίσθηση του ρυθμού επανάληψης των κρούσεων, ο οποίος κυμαίνεται στα όρια του 0.1Hz . Εφόσον είναι επιθυμητή η επιτάχυνση αυτού του ρυθμού, πρέπει να αναζητηθούν μικρότερες αντιστάσεις φόρτισης και κατ' αποτέλεσμα τροφοδοσία μεγαλύτερης ικανότητας ρεύματος. Για παράδειγμα, η συγκεκριμένη οκταβάθμια γεννήτρια φορτίζεται στα 50kV μέσα σε 7sec , εάν η αντίσταση φόρτισης είναι $1\text{M}\Omega$ και οι αντιστάσεις της γεννήτριας $100\text{k}\Omega$. Το μέγιστο στιγμιαίο ρεύμα φόρτισης είναι 16mA , ήτοι στιγμιαία ισχύς τροφοδοσίας 800W .



Εικ. 7.5: Ρεύματα βαθμίδων.

Η οκταβάθμια κρουστική διάταξη μπορεί να φορτίζεται στα 50kV με ρυθμό 1Hz, εάν η αντίσταση φόρτισης είναι 200kΩ και οι αντιστάσεις των βαθμίδων 20kΩ. Το μέγιστο ρεύμα φόρτισης, που θα απαιτείτο στην περίπτωση αυτή είναι 140mA, ήτοι στιγμιαία ισχύς τροφοδοσίας 7kW. Η αντίσταση φόρτισης R πρέπει πάντα να είναι αρκετά μεγαλύτερη από τις αντιστάσεις της συστοιχίας. Ένας καλός κανόνας είναι 10 φορές μεγαλύτερη. Με τον τρόπο αυτό υπάρχει ισοκατανομή των τάσεων στις βαθμίδες της γεννήτριας Marx κατά τη φάση της φόρτισης. Οι αντιστάσεις των βαθμίδων δεν μπορεί να είναι διαφορετικές, διότι, κυρίως κατά τη φάση της εκφόρτισης, θα δημιουργηθούν άνισες κατανομές τάσεων, με πιθανό αποτέλεσμα την εμφάνιση ηλεκτρικών τόξων σε αντιστάσεις, οι οποίες προς στιγμήν καταπονούνται από τάσεις μεγαλύτερων της ηλεκτρικής τους αντοχής.

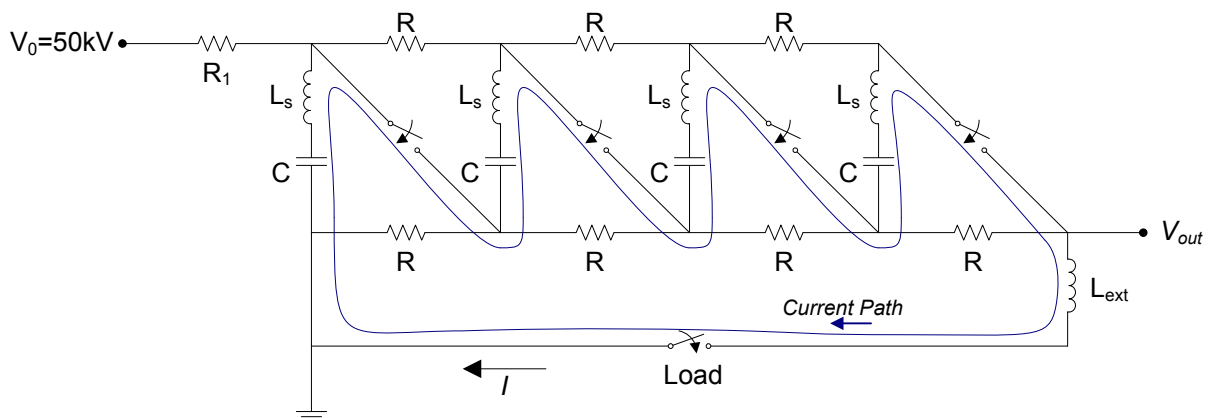
7.1.2. Μελέτη Χαρακτηριστικών Εκφόρτισης

Η εκφόρτιση μίας γεννήτριας Marx γίνεται με κατάρρευση του πρώτου διακένου, γεγονός που έχει ως συνέπεια την κατακλυσμιαία κατάρρευση όλων των υπολοίπων σπινθηριστών. Τη στιγμή αυτή, οι πυκνωτές συνδέονται αυτομάτως σε σειρά και κατ' αποτέλεσμα εμφανίζουν τη λεγόμενη «εγερμένη» χωρητικότητα (erected capacitance), ίση με C/N . Το κύκλωμα, εξαιτίας των μεγάλων διαστάσεων, εμφανίζει μεγάλη αυτεπαγωγή, η οποία είναι σχετικά δύσκολο να μετρηθεί. Δεδομένου ότι μιλάμε για κύκλωμα αέρος, από το οποίο απουσιάζουν μαγνητικά υλικά, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εμπειρική σχέση πως 1m βρόχου εμφανίζει από 0.5 μέχρι 1μH αυτεπαγωγής, αναλόγως των διατομών των αγωγών. Ασφαλής μέθοδος για τον προσδιορισμό της αυτεπαγωγής της διάταξης είναι με επιβολή ταλαντώσεων της τάσης και του ρεύματος, όταν η κρουστική διάταξη εκφορτισθεί, απουσία αντιστάσεων απόσβεσης, σε δοκίμιο ακίδας - πλάκας ή αντίστοιχο. Οι ταλαντώσεις αυτές έχουν παρατηρηθεί κατά τις πειραματικές μετρήσεις και τοποθετούν την αυτεπαγωγή του κυκλώματος στην περιοχή των 5μH. Για παράδειγμα, η εκφόρτιση τριβάθμιας συστοιχίας σε δοκίμιο ακίδας-πλάκας φανέρωσε ταλαντώσεις ρεύματος με περίοδο 2.6μsec.

Επομένως, με συνολική χωρητικότητα τριών βαθμίδων ίση με 33nF ($N=3$), η αυτεπαγωγή του κυκλώματος υπολογίζεται στα 5.13μH, σύμφωνα με τη σχέση:

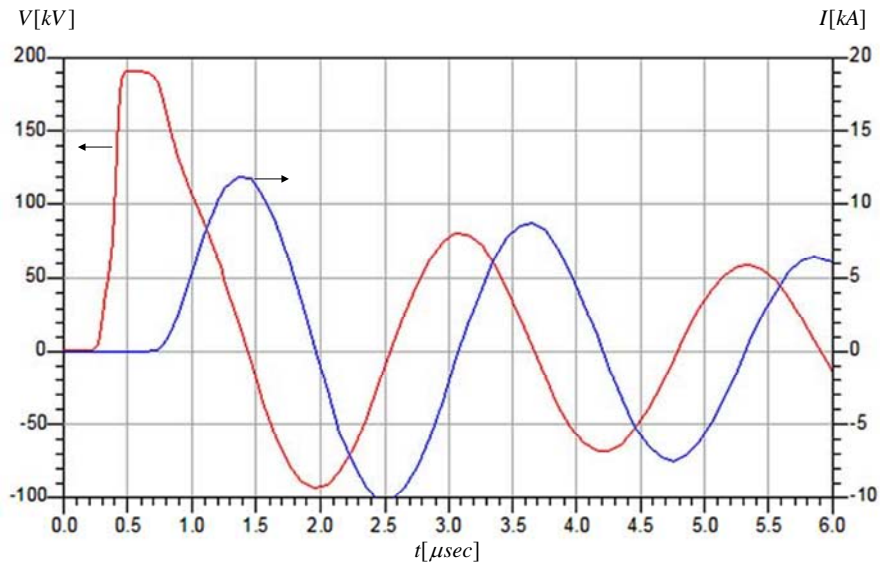
$$f_{LC} = \frac{1}{T_{LC}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{tot}C_{tot}}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(NL_{stage} + L_{ext})\frac{C_{stage}}{N}}}. \quad (7.1)$$

Η τοποθέτηση επιπλέον βαθμίδων στη συστοιχία αυξάνει το μήκος του αγωγίμου δρόμου κατά τη φάση εκφόρτισης και, κατ' αποτέλεσμα, την αυτεπαγωγή του κυκλώματος. Οι διαστάσεις του πειράματος προσδιορίζονται από το ύψος της διάταξης (~1.5m), από το μήκος του αγωγίμου δρόμου μεταξύ των διαδοχικών βαθμίδων (~1m) και από την απόσταση που τοποθετείται η λυχνία-δοκίμιο (περίπου 1.5m μακριά από τη διάταξη). Επιπλέον, κάθε πυκνωτής έχει τη δική του σημαντική αυτεπαγωγή, εξαιτίας των μεγάλων του διατάσεων. Η χρήση πολύ χοντρών αγωγών επιτρέπει να εκτιμήσουμε την αυτεπαγωγή σε 0.5μH ανά μέτρο αγωγίμου δρόμου, με συνέπεια την αρχική εκτίμηση της συνολικής αυτεπαγωγής του κυκλώματος γεννήτριας Marx-λυχνίας Viricator στα 5μH. Η προσομοίωση της διάταξης μπορεί να γίνει, αν θεωρήσουμε τους σπινθηριστές ότι από ανοικτοκυκλώματα μεταπίπτουν σε βραχυκυκλώματα αντίστασης <math><1\Omega</math>, μέσα σε πολύ μικρό χρόνο. Χρησιμοποιώντας το ADS, μπορούμε να προσομοιώσουμε το ακόλουθο κύκλωμα εκφόρτισης τετραβάθμιας γεννήτριας:



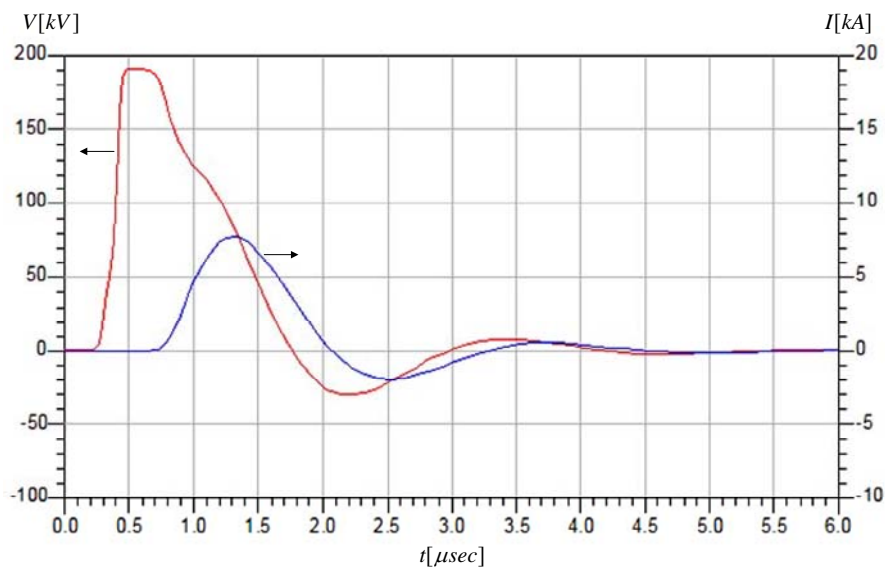
Εικ. 7.6: Κύκλωμα εκφόρτισης.

Στο ανωτέρω κύκλωμα θέτουμε τους πυκνωτές C ίσους με 100nF, τις αντιστάσεις R ίσες με 1MΩ, τις επαγωγές των βαθμίδων L_s ίσες με 0.5μH και την εξωτερική αυτεπαγωγή ίση με 3μH. Οι διακόπτες - σπινθηριστές «κλείνουν» με χρονική καθυστέρηση 100nsec από τον πρώτο, με χαρακτηριστική αντίσταση που μεταβάλλεται από άπειρη σε 0.1Ω, με τετραγωνικό νόμο εντός 500nsec. Το φορτίο – δίοδος προσομοιώνεται με διακόπτη, ο οποίος κλείνει με χαρακτηριστική αντίσταση, που μεταβάλλεται από άπειρη σε 1Ω εντός 1μsec. Οι χαρακτηριστικές τάσης και ρεύματος, που λαμβάνονται, είναι οι ακόλουθες:



Εικ. 7.7: Προσομοιωμένες χαρακτηριστικές τάσης και ρεύματος.

Οι αντιστάσεις που τίθενται στο κύκλωμα είναι κατ' εκτίμηση, ωστόσο είναι εμφανής η έντονη ταλαντούμενη συμπεριφορά που εμφανίζεται, εξαιτίας της μεγάλης χωρητικότητας και αυτεπαγωγής του κλειστού βρόχου και της μικρής ωμικής αντίστασης που εμφανίζει το κύκλωμα συνολικά. Για τάση εκφόρτισης 200kV (4 βαθμίδες), μία κρουστική εκφόρτιση σε ηλεκτρικό τόξο μπορεί να εμφανίσει ρεύματα στην περιοχή των 10kA. Το ρεύμα είναι άμεση εξάρτηση της μεταβατικής αντίστασης του διακένου, όταν το φορτίο της γεννήτριας Marx είναι η δίοδος της λυχνίας. Η προσθήκη εξωτερικής αντίστασης μπορεί να αποσβέσει τις ταλαντώσεις, εφόσον αυτές είναι ανεπιθύμητες. Η αντίσταση, που μπορεί να χρησιμοποιηθεί, πρέπει να είναι μικρής τιμής, ώστε να μην περιορίζεται σημαντικά το ρεύμα εκφόρτισης και να έχει ηλεκτρική αντοχή τουλάχιστον ίση με NV_0 , όπου V_0 η τάση φόρτισης των βαθμίδων και N ο αριθμός των βαθμίδων που χρησιμοποιούνται. Η χρήση μίας αντίστασης 10Ω, στο κύκλωμα εκφόρτισης της Εικ. 7.6, προσδίδει χαρακτηριστικά κρίσιμης απόσβεσης, όπως φαίνεται και από την ακόλουθη προσομοίωση:



Εικ. 7.8: Προσομοιωμένες αποσβεννύμενες χαρακτηριστικές, με χρήση αντίστασης 10Ω.

Στην περίπτωση ταλαντώσεων με απόσβεση, η σχέση (7.1) τροποποιείται ως

$$f_d = f_0 \sqrt{1 - \zeta^2}, \quad (7.2)$$

όπου ζ είναι παράμετρος του RLC κυκλώματος σειράς ίση με

$$\zeta = \frac{R_{tot}}{2} \sqrt{\frac{C_{tot}}{L_{tot}}} = \frac{R_{tot}}{2} \sqrt{\frac{C_{stage}}{N(NL_{stage} + L_{ext})}} \approx \frac{R_{tot}}{2N} \sqrt{\frac{C_{stage}}{L_{stage}}}, \quad (7.3)$$

όταν η «εξωτερική» αυτεπαγωγή είναι αρκετά μικρότερη από την αθροιστική αυτεπαγωγή όλων των βαθμίδων. Με f_d συμβολίζουμε τη συχνότητα των αποσβεννύμενων ταλαντώσεων, ενώ με f_0 την ιδιοσυχνότητα του LC κυκλώματος χωρίς απόσβεση.

7.1.3. Σχεδίαση και Δοκιμές Σπινθηριστών

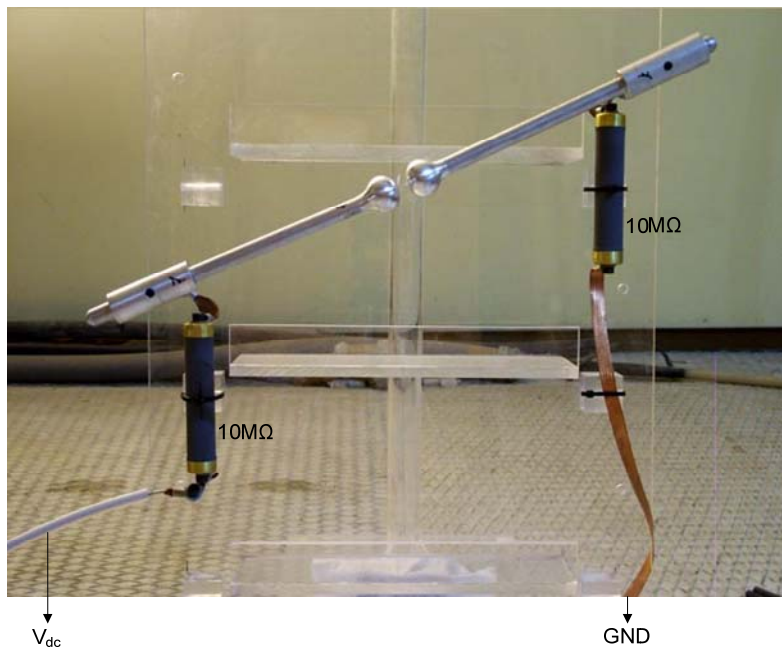
Προκειμένου να επιτευχθεί πολλαπλασιασμός της τάσης, οι πυκνωτές τίθενται σε σειρά με χρήση σπινθηριστών διακένου (spark gaps). Από τη στιγμή που δεν είναι εύκολη η χρήση πυροδοτούμενων διακένων (triggered spark gaps), αποφασίστηκε η κατασκευή σφαιροειδών σπινθηριστών, κατασκευασμένων από μηχανουργικά κατεργασμένο αλουμίνιο. Οι ακροδέκτες έχουν σχήμα ομαλό, γεγονός που επιτρέπει πιο συγκεκριμένη χαρακτηριστική ηλεκτρικής αντοχής, σε μικρά-μεσαία διάκενα. Οι σπινθηριστές, που κατασκευάστηκαν, έχουν στην πίσω πλευρά τους σπείρωμα υποδοχής M10 για στέλεχος στήριξης διαμέτρου 16mm, ενώ η εμπρός όψη (πλευρά σπινθηρισμού) έχει προσεγγιστική μορφή σφαίρας διαμέτρου 40mm. Ο σχεδιασμένος ακροδέκτης φαίνεται ακολούθως στην Εικ. 7.9, ενώ οι κατασκευασμένοι σπινθηριστές, με το στέλεχος στήριξής τους, στην Εικ. 7.10.



Εικ. 7.9: Ο σχεδιασμένος ακροδέκτης σπινθηριστή.

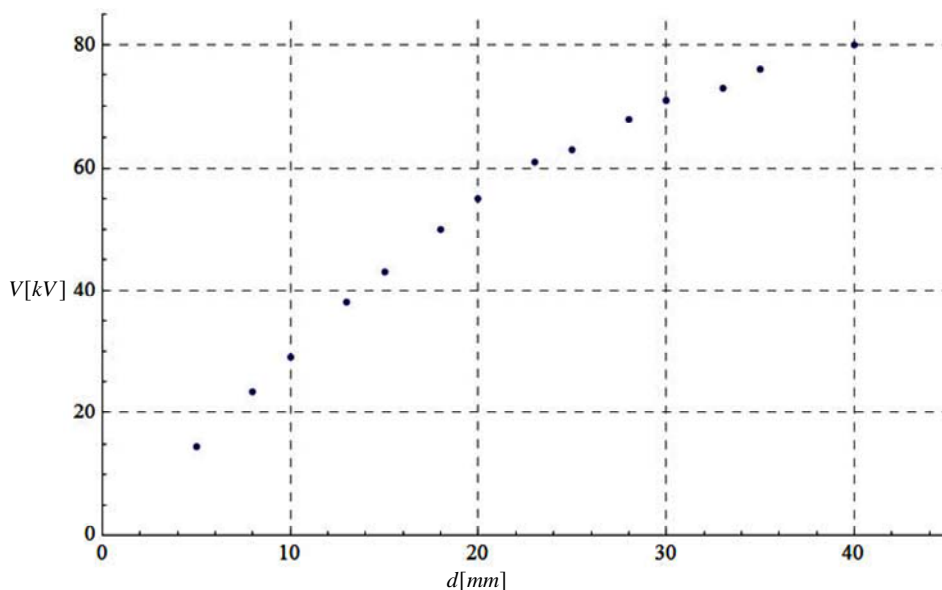
Οι σπινθηριστές δοκιμάστηκαν με χρήση DC τροφοδοτικού, για να εξακριβωθεί η χαρακτηριστική της ηλεκτρικής τους αντοχής, συναρτήσεως της απόστασης. Το πείραμα για την τεκμηρίωση της ηλεκτρικής αντοχής απεικονίζεται ακολούθως (Εικ. 7.10). Δύο αντιστάσεις των 10MΩ περιορίζουν το ρεύμα, κατά τη φάση που γίνεται διάσπαση του διακένου, και σχηματίζεται ηλεκτρικό τόξο. Το ηλεκτρικό τόξο μπορεί και διατηρείται ακόμα και για τις ασθενείς αυτές προβλεπόμενες τιμές ρεύματος. Για παράδειγμα, η διάσπαση στα 50kV διαμέσου της συνολικής αντίστασης των 20MΩ συνεπάγεται ρεύμα τόξου 2.5mA. Η πτώση τά-

σης μοιράζεται εξίσου στις δύο όμοιες αντιστάσεις, δεδομένου ότι το ηλεκτρικό τόξο εμφανίζει ασήμαντη αντίσταση. Για τις μετρήσεις, οι σπινθηριστές και οι αντιστάσεις προσαρμόστηκαν στο σκελετό από ακρυλική ύαλο της πολυβάθμιας γεννήτριας.

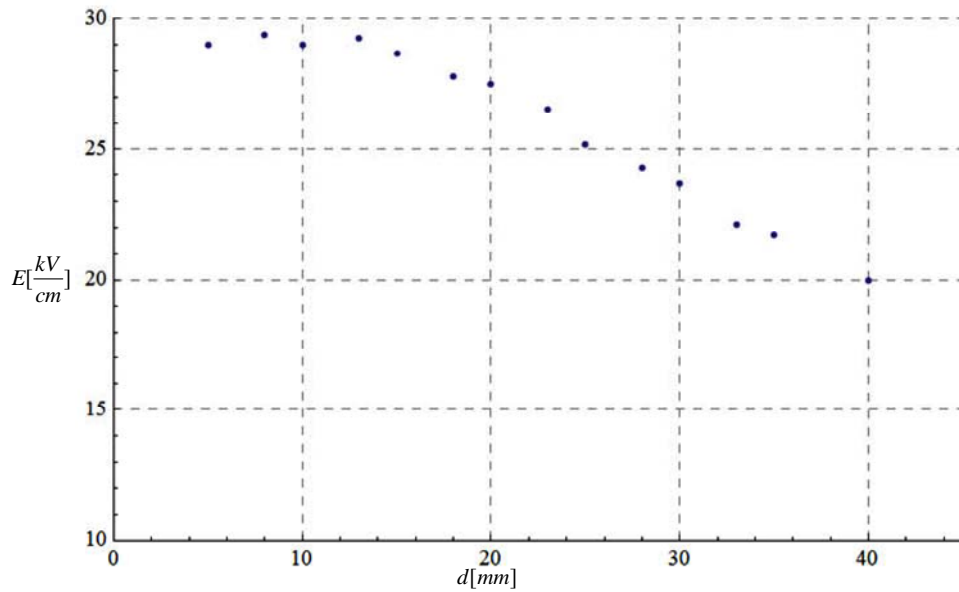


Εικ. 7.10: Δοκιμές ηλεκτρικής αντοχής διακένου.

Οι τιμές διάσπασης του διακένου, που καταγράφηκαν, παρατίθενται στο διάγραμμα, Εικ. 7.11. Ανάγοντας τις τιμές διάσπασης σε ένταση ηλεκτρικού πεδίου, διαιρώντας την τάση με την απόσταση, παρατηρείται ότι η αντοχή προσεγγίζει τα 30kV/cm στις μικρές αποστάσεις. Καθώς μεγαλώνει το διάκενο, οι μερικές προεκκενώσεις, το φαινόμενο Corona και η μακροσκοπική αλλοίωση του πεδίου από τον παράγοντα ενίσχυσης της πεδιακής έντασης προκαλούν τη διάσπαση του διακένου σε μικρότερες αναλογικά τιμές ηλεκτρικού πεδίου.



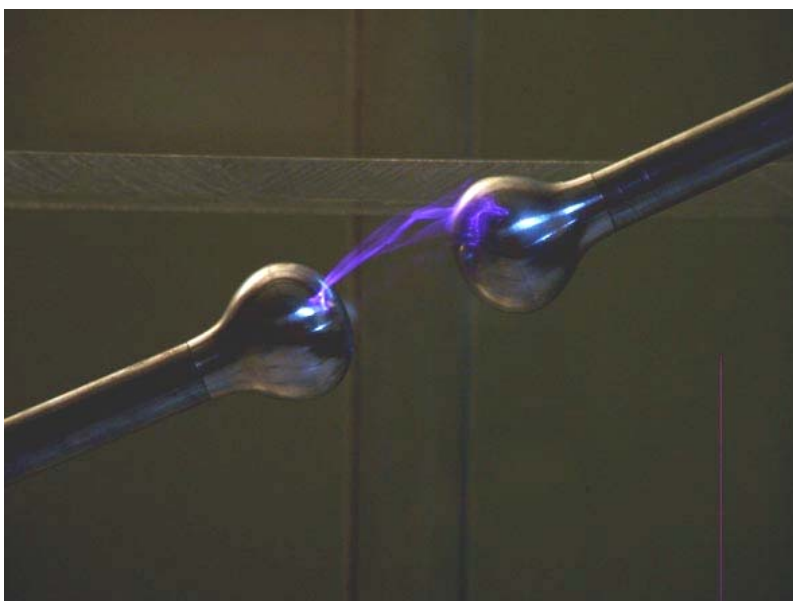
Εικ. 7.11: Τάση διάσπασης σπινθηριστών, συναρτήσεως του διακένου.



Εικ. 7.12: Ισοδύναμη ηλεκτρική αντοχή διακένου.

Η φαινόμενη ηλεκτρική αντοχή του διακένου των σπινθηριστών είναι 20kV/cm, όταν οι σπινθηριστές απέχουν 4cm. Λόγω των μεγεθών φόρτισης της γεννήτριας, δεν θα πρέπει να υπερβούμε τα 50kV, επομένως οι σπινθηριστές θα πρέπει να τοποθετηθούν σε μία απόσταση το πολύ 18mm (βλ. Εικ. 7.11).

Το ηλεκτρικό τόξο που παρατηρείται, εμφανίζει τα χαρακτηριστικά οδεύοντος ηλεκτρικού τόξου ή «κλίμακος του Ιακώβ» (Jacob's Ladder), όπως χαρακτηριστικά αποκαλείται. Ξεκινά από το κέντρο των σπινθηριστών και σταδιακά προωθείται προς την εξωτερική περιοχή των σπινθηριστών. Η τάση διάσπασης είναι επαναλήψιμη, με μεγάλη ακρίβεια. Ας σημειωθεί ότι οι δοκιμές έγιναν μία τυπική ξηρή ημέρα, αφού η ατμοσφαιρική υγρασία έχει ως αποτέλεσμα τη μεγάλη τυχαιότητα στη χαρακτηριστική διάσπασης των σπινθηριστών. Στην ακόλουθη φωτογραφία, με μικρή ταχύτητα κλείστρου και σε σκοτεινό χώρο, φαίνεται το χαμηλού ρεύματος ηλεκτρικό τόξο μεταξύ των σπινθηριστών.

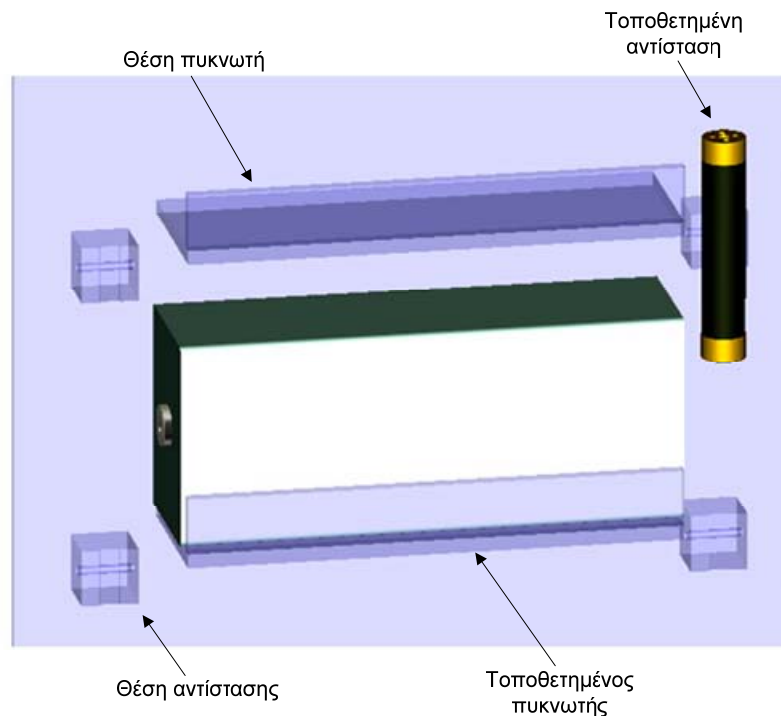


Εικ. 7.13: Ηλεκτρικό τόξο μεταξύ σπινθηριστών, κατά τις δοκιμές αντοχής του διακένου.

Στις ανωτέρω δοκιμές, ο ήχος του ηλεκτρικού τόξου είναι ασθενής, δεδομένου ότι το συνολικό ρεύμα του κυκλώματος δοκιμής περιορίζεται σε μόλις λίγα mA. Όταν όμως η διάταξη συνδέεται σε ένα φορτίο χαμηλής αντίστασης, τα πολύ ισχυρά ρεύματα εκφόρτισης των πυκνωτών, έχουν σαν αποτέλεσμα την παραγωγή ισχυρού κρότου από τη διάταξη.

7.1.4. Κατασκευή Πολυβάθμιας Γεννήτριας

Η πολυβάθμια γεννήτρια στερεώθηκε επάνω σε σκελετό από ακρυλική ύαλο (Plexiglas). Προβλέφθηκαν οκτώ βαθμίδες, με απόσταση μεταξύ βαθμίδων 22cm. Το συνολικό ύψος της διάταξης είναι 2m. Κάθε πυκνωτής τοποθετείται οριζόντια σε κατάλληλο ράφι, ενώ οι αντιστάσεις μεταξύ των βαθμίδων στηρίζονται στα πλάγια της γεννήτριας Marx, επάνω σε οδηγούς από ακρυλική ύαλο (βλ. Εικ. 7.14). Η στήριξή τους στην κατακόρυφη θέση γίνεται με χρήση πλαστικών σφικτήρων, μέσω οπής. Η πλάτη της διάταξης σχηματίστηκε από δύο τεμάχια ακρυλικής ύαλου, πλάτους 55cm, ύψους 1m και πάχους 10mm. Τα δύο τεμάχια συγκολλήθηκαν μεταξύ τους και η ένωσή τους ενισχύθηκε με δύο επιπλέον διαμήκη κομμάτια ύψους 1m και πλάτους 8cm, επίσης από ακρυλικό πάχους 10mm.

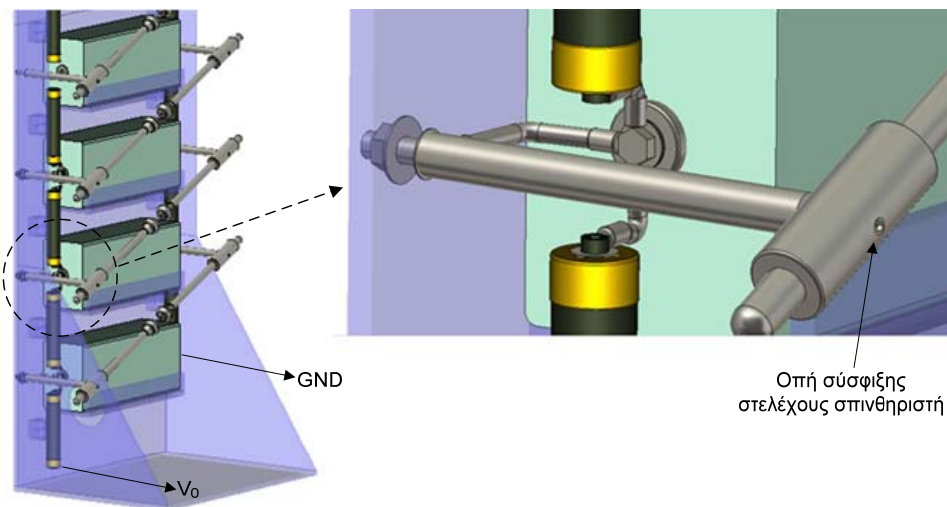


Εικ. 7.14: Τοποθέτηση πυκνωτών και αντιστάσεων στην πολυβάθμια γεννήτρια.

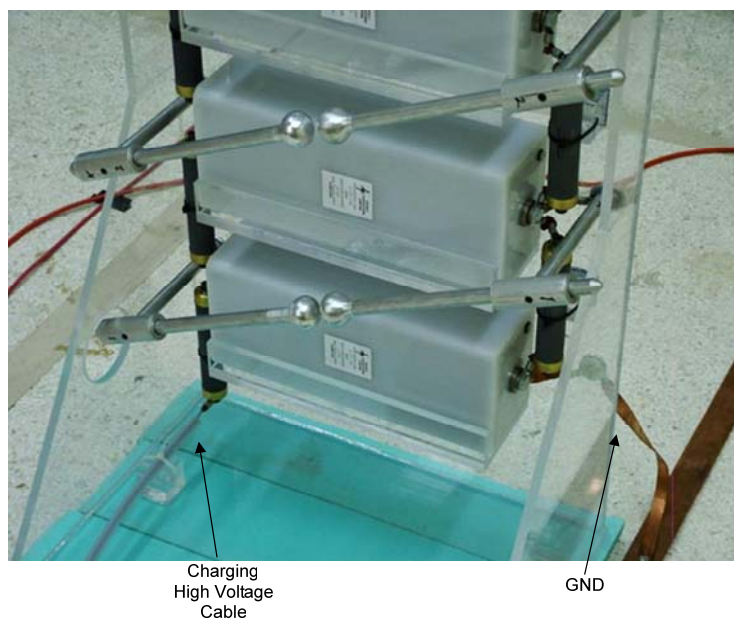
Τη βάση στήριξης της διάταξης αποτελούν δύο τραπεζοειδή κομμάτια ύψους 50cm και φάρδους βάσης 40cm. Το πέδιλο της διάταξης συνιστά ένα ορθογώνιο κομμάτι 40cm επί 55cm, πάχους 10mm. Το κομμάτι αυτό λειτουργεί επίσης σαν μόνωση από το έδαφος, αφού η προσαγωγή της τάσης φόρτισης των 50kV γίνεται από χαμηλά, με χρήση μονωμένου καλωδίου υψηλής τάσης. Το μοντέλο των πρώτων τεσσάρων βαθμίδων της διάταξης παρουσιάζεται στην Εικ. 7.15 αριστερά.

Οι σπινθηριστές αποτελούνται από ένα οριζόντιο στέλεχος, με το οποίο στηρίζονται στην πλάτη της διάταξης. Το στέλεχος αυτό διατηρεί τα σφαιρίδια σε ύψος 18cm, ή περίπου 7cm πιο έξω από τους πυκνωτές. Ένας κύλινδρος μήκους 8cm, εξωτερικής διαμέτρου 30mm και εσωτερικής διαμέτρου 16mm, αποτελεί τον οδηγό για τα οριζόντια στελέχη των σπινθηρι-

στών. Οι κύλινδροι – οδηγοί φέρουν μία μικρή οπή με σπείρωμα στην εξωτερική τους όψη. Με τον τρόπο αυτό, με χρήση βίδας τύπου Allen χωρίς κεφαλή, ρυθμίζεται το οριζόντιο στέλεχος με το σφαιροειδή ακροδέκτη του σπινθηριστή στην επιθυμητή απόσταση. Η ηλεκτρική σύνδεση των αντιστάσεων, του πυκνωτή και του σπινθηριστή σε κάθε κόμβο της κρουστικής διάταξης γίνεται με χρήση αγωγού μεγάλης διατομής, για καταπίεση του φαινομένου Corona κατά τη φάση της φόρτισης (βλ. Εικ. 7.15 δεξιά). Η κρουστική διάταξη σχεδιάστηκε ώστε να είναι εύκολα λυόμενη, ώστε να προσθαφαιρούνται γρήγορα βαθμίδες, για επίτευξη κρουστικών τάσεων δοκιμών μέχρι 400kV. Όπως παρουσιάζεται στο μοντέλο της Εικ. 7.15 αριστερά, η πρώτη από κάτω αντίσταση είναι η αντίσταση φόρτισης των 10MΩ. Η προσαγωγή της τάσης γίνεται με μονωμένο καλώδιο, που συνδέεται στον κάτω ακροδέκτη. Το κομμάτι Plexiglas της βάσης λειτουργεί και σαν μόνωση του ακροδέκτη αυτού, ο οποίος βρίσκεται υπό τάση, από το έδαφος στο οποίο στηρίζεται η πολυβάθμια γεννήτρια.



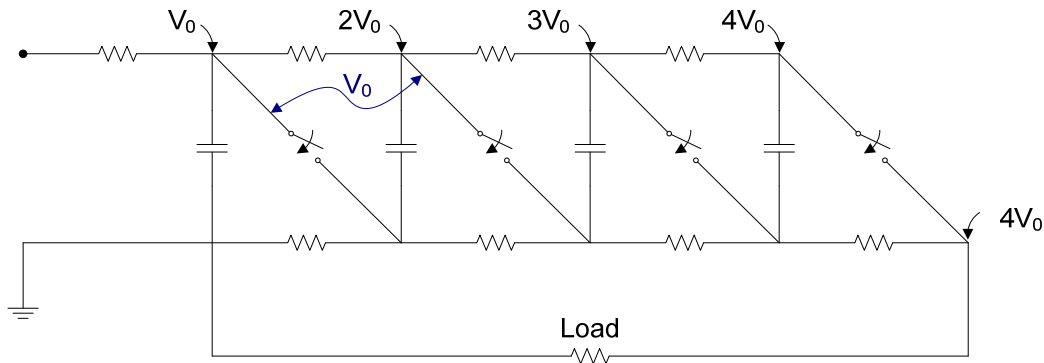
Εικ. 7.15: Άποψη της πολυβάθμιας γεννήτριας (αριστερά) και λεπτομέρεια των συνδέσεων και του στελέχους στήριξης των σπινθηριστών (δεξιά).



Εικ. 7.16: Άποψη των δύο πρώτων βαθμίδων, με το καλώδιο προσαγωγής της τάσης.

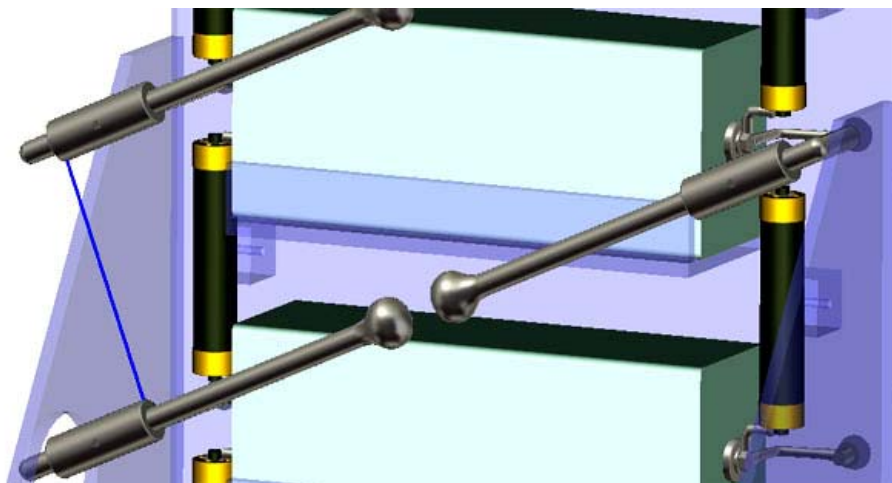
7.1.5. Μελέτη Ηλεκτρικής Αντοχής

Κατά την εκφόρτιση της συστοιχίας των πυκνωτών, τα στελέχη των σπινθηριστών βραχυκυκλώνονται και θεωρούμε ότι βρίσκονται σε ίδιο δυναμικό. Σαν αποτέλεσμα, ο βραχίονας του σπινθηριστή της ακριβώς από πάνω βαθμίδας, εμφανίζει στιγμιαία δυναμικό μεγαλύτερο κατά μία τάση φόρτισης.



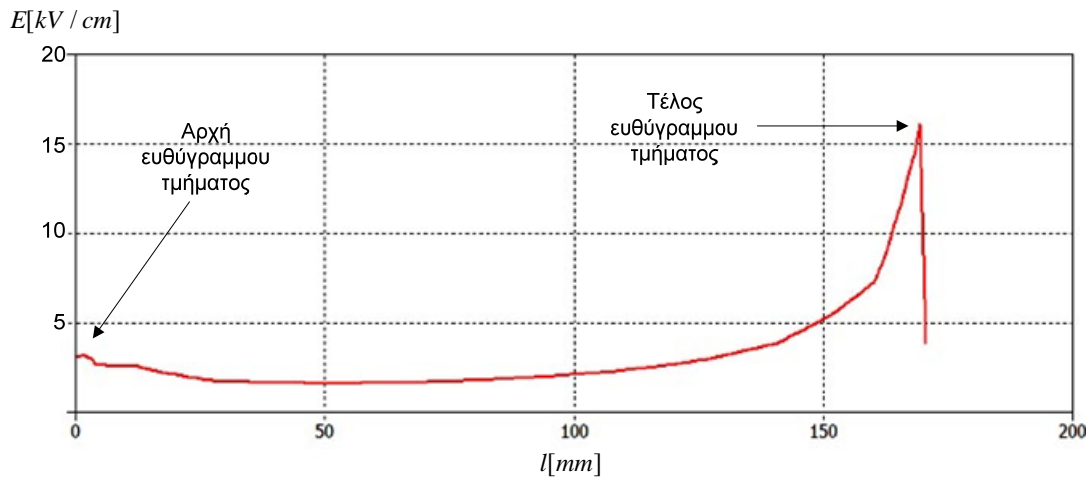
Εικ. 7.17: Διαφορά δυναμικού μεταξύ βαθμίδων κατά την εκφόρτιση.

Στο ακόλουθο ακριβές μοντέλο της γεννήτριας Marx, Εικ. 7.18, με ευθεία γραμμή σημειώνεται η μικρότερη απόσταση που εμφανίζεται μεταξύ μεταλλικών στελεχών διαδοχικών βαθμίδων. Η απόσταση αυτή αφορά περιοχές με έντονη γεωμετρία, επομένως ένα πιθανό ηλεκτρικό τόξο μεταξύ βαθμίδων, κατά τη φάση εκφόρτισης, θα σημειωθεί μεταξύ των σημείων αυτών. Δεδομένων των διαστάσεων της κατασκευής, η μικρότερη απόσταση μεταξύ διαδοχικών βαθμίδων είναι περίπου 16cm.



Εικ. 7.18: Πιθανά σημεία σχηματισμού τόξου κατά την εκφόρτιση.

Προκειμένου να εκτιμηθεί η ηλεκτρική αντοχή μεταξύ βαθμίδων, στο μοντέλο της κρουστικής γεννήτριας θέτουμε μεταξύ του άνω και του κάτω βραχίονα διαφορά δυναμικού ίση με 50kV, όσο δηλαδή η μέγιστη τάση λειτουργίας κάθε βαθμίδας. Κατά μήκος της γραμμής που σημειώνεται στο μοντέλο της Εικ. 7.18, με το κάτω σημείο να αποτελεί την αρχή μέτρησης του ευθύγραμμου τμήματος (χαμηλότερο δυναμικό), απεικονίζουμε τη μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου, στο ακόλουθο διάγραμμα:

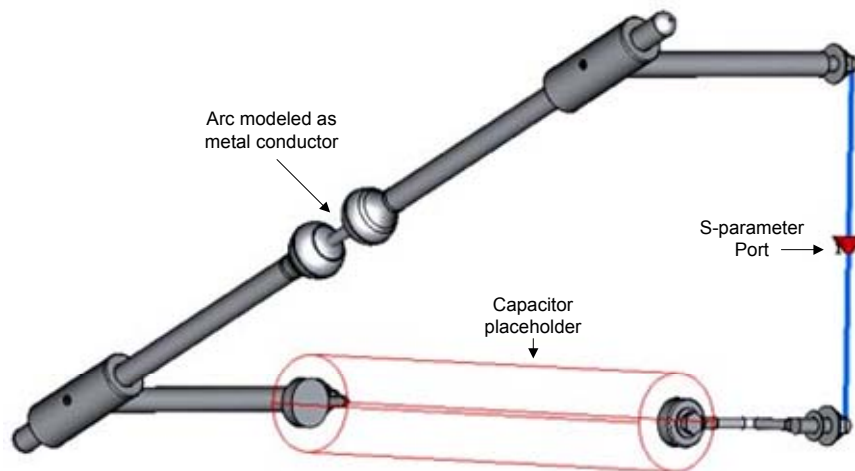


Εικ. 7.19: Προσομοίωση ηλεκτρικού πεδίου για $\Delta V=50\text{kV}$.

Από την προσομοίωση με τη βοήθεια του Microwave Studio της CST, είναι εμφανές ότι πεδιακή ενίσχυση εμφανίζεται στην περιοχή της εντονότερης γεωμετρίας του άνω στελέχους. Η πεδιακή ενίσχυση οδηγεί σε εμφάνιση ηλεκτρικού πεδίου αρκετά μικρότερου από 30kV/cm , στο βραχίονα με το υψηλότερο δυναμικό. Συνεπώς, είναι μάλλον απίθανο να παρατηρηθεί ηλεκτρικό τόξο μεταξύ βαθμίδων, κατά τη φάση της εκφόρτισης της διάταξης.

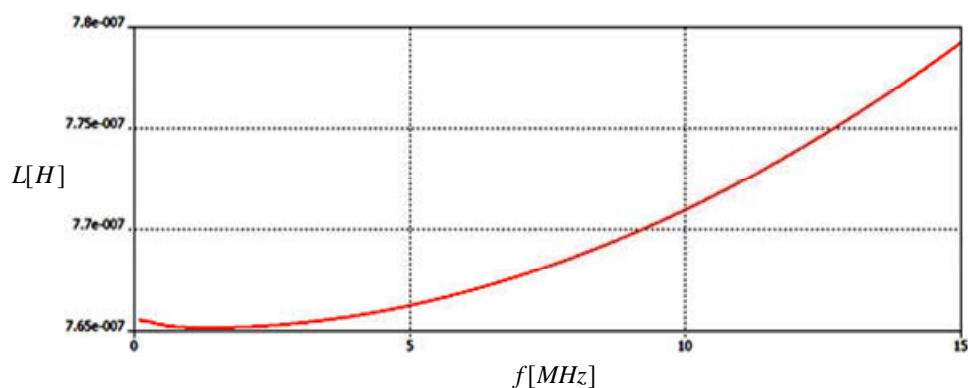
7.1.6. Μελέτη Αυτεπαγωγής

Η γεννήτρια Marx παρουσιάζει αυτεπαγωγή ανά βαθμίδα, η οποία εξαρτάται από το συνολικό μήκος του αγωγού, που συνδέει τις βαθμίδες μεταξύ τους, καθώς και από την αυτεπαγωγή, που παρουσιάζει ο πυκνωτής υψηλής τάσης. Στη συγκεκριμένη κατασκευή, το συνολικό αγώγιμο μονοπάτι ρεύματος από τη μία βαθμίδα μέχρι την επόμενη είναι περίπου 1.2m . Για το λόγο αυτό, η αυτεπαγωγή ανά βαθμίδα προκύπτει αρκετά μεγάλης τιμής. Προκειμένου να γίνει εκτίμηση του μεγέθους της αυτεπαγωγής ανά βαθμίδα L_{stage} , (βλ. έκφραση (7.1)), χρησιμοποιούμε το μοντέλο της γεννήτριας Marx και αντικαθιστούμε τον πυκνωτή με ένα αγώγιμο κυλινδρικό σώμα μεγάλης διατομής. Στη συνέχεια, χρησιμοποιούμε μία διέγερση, υπό μορφή θύρας S-παραμέτρων, και υπολογίζουμε την αυτεπαγωγή από το φανταστικό μέρος του συντελεστή ανάκλασης. Στην Εικ. 7.20 ακολούθως φαίνεται ο τρόπος που εξετάζουμε την αυτεπαγωγή, κατά τη φάση της εκφόρτισης. Το ηλεκτρικό τόξο έχει μοντελοποιηθεί σαν ένας μικρός αγώγιμος κύλινδρος μεταξύ των σφαιριδίων. Ο πυκνωτής κατά τη φάση της εκφόρτισης άγει πλήρως, επομένως ένας αγώγιμος κύλινδρος μεγάλης διατομής έχει τοποθετηθεί σαν φορέας του ηλεκτρικού ρεύματος. Τα μεταλλικά στελέχη έχουν ορισθεί από αλουμίνιο. Τέλος, μεταξύ των ακροδεκτών πρώτης και δεύτερης βαθμίδας, έχει αφαιρεθεί η αντίσταση, αφού δεν συνεισφέρει στο μεταβατικό φαινόμενο, και έχει τοποθετηθεί μία θύρα S-παραμέτρων, με χαρακτηριστική αντίσταση 50Ω , στην οποία καταγράφουμε την τάση και το ρεύμα συναρτήσει της συχνότητας.



Εικ. 7.20: Μελέτη αυτεπαγωγής ανά βαθμίδα.

Τα μεγέθη της εκφόρτισης του ρεύματος κινούνται στην περιοχή των MHz, επομένως προσομοιώνουμε το ανωτέρω μοντέλο για συχνότητες 0 με 15MHz. Τα αποτελέσματα για την αυτεπαγωγή του μοντέλου παρουσιάζονται στην Εικ. 7.21.



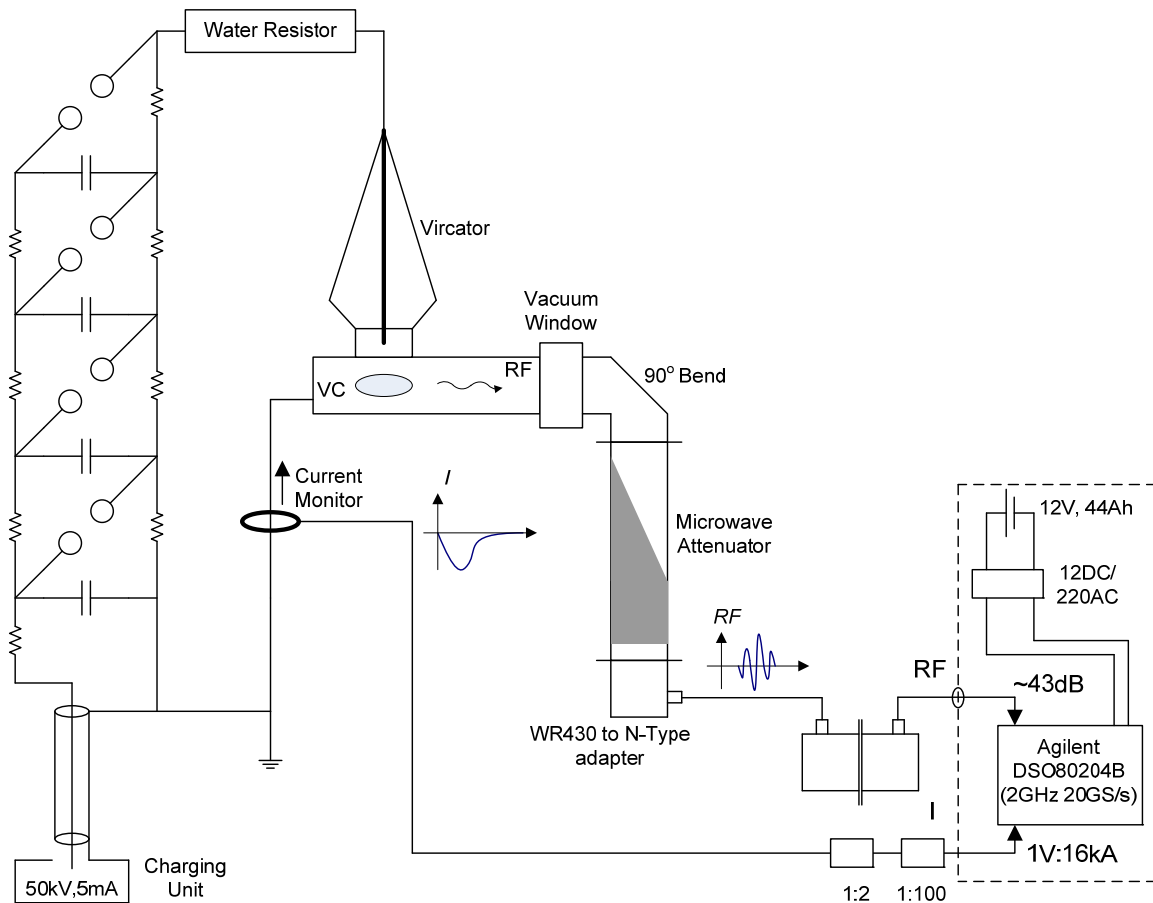
Εικ. 7.21: Αυτεπαγωγή ανά βαθμίδα μέχρι τα 15MHz.

Παρατηρούμε ότι η αυτεπαγωγή βρίσκεται στην περιοχή των 0.76 με 0.78μH ανά βαθμίδα. Το μέγεθος αυτό είναι αναμενόμενο και συμβαδίζει με τις διαστάσεις του αγωγίμου βρόχου. Η παραδοχή για τον πυκνωτή είναι λογική, εάν δεχτούμε ότι το ηλεκτρικό ρεύμα δια μέσω αυτού καταλαμβάνει το σύνολο του όγκου του και ρέει με τρόπο παράλληλο στον άξονά του. Άλλωστε, η μελέτη για την αντίσταση υψηλής τάσης, που παρουσιάζεται στην παράγραφο 7.2.1, έδειξε ότι οι προσομοιώσεις του μοντέλου οδηγούν σε εκτίμηση της αυτεπαγωγής που επιβεβαιώνεται τόσο θεωρητικά, από τους προσεγγιστικούς τύπους αγωγών διαρρεομένων από ρεύμα, όσο και από τις πειραματικές μετρήσεις.

7.2. Νέα Πειραματική Διάταξη

Οι προηγούμενες δοκιμές της λυχνίας, με τη μονοβάθμια κρουστική διάταξη VDE-b, δεν επέτρεπαν οδήγηση με μεγάλη ισχύ, δεδομένου ότι η τάση κρούσης είναι σχετικά μικρού πλάτους και αργά μεταβαλλόμενη (~100kV μορφής 0.6/50). Η νέα πειραματική διάταξη α-

ποτελεί μία μεταφορά του συστήματος Vircator, με αντικατάσταση του συστήματος οδήγησης υψηλής τάσης από τη νέα πολυβάθμια κρουστική διάταξη. Η γεννήτρια Marx, με τις μεγαλύτερες χωρητικότητες πυκνωτών, προσφέρει τη δυνατότητα για οδήγηση με σημαντικά μεγαλύτερες παλμικές ισχύεις, τόσο από πλευράς τάσης όσο και από πλευράς ρεύματος. Στη νέα πειραματική διάταξη που περιγράφουμε ακολούθως, μεταφέρθηκε η λυχνία με το παρελκόμενο σύστημα κενού σε νέο χώρο, όπου συνεγκαταστάθηκε η καινούργια πολυβάθμια γεννήτρια Marx.



Εικ. 7.22: Διάγραμμα του νέου εγκατεστημένου συστήματος.

Η νέα διάταξη υψηλής τάσης μπορεί να οδηγήσει τη λυχνία Vircator με τάσεις έως 400kV και ρεύματα που εξαρτώνται από τη διαμόρφωση της δίοδου, την αυτεπαγωγή του συστήματος και την παρεμβολή της αντίστασης μετώπου, εάν αυτό κρίνεται απαραίτητο. Ρεύματα μεγαλύτερα των 10kA είναι δυνατόν να παρατηρηθούν με κατάλληλη διαμόρφωση. Η προσθήκη βαθμίδων και η ρύθμιση των διακένων των σπινθηριστών μπορεί να τροποποιήσει τη συνολική τάση και τη συνολική χωρητικότητα που θα οδηγήσει τη λυχνία.

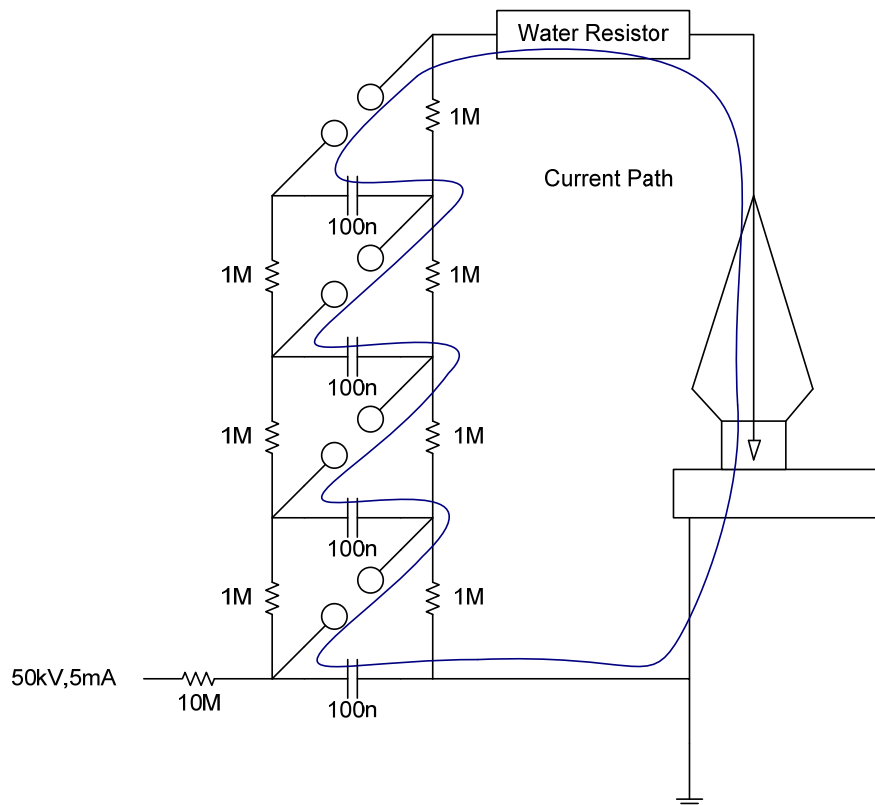


Εικ. 7.23: Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης με πολυβάθμια γεννήτρια Marx.

7.2.1. Αντίσταση Μετώπου Υψηλής Τάσης

Η πολυβάθμια κρουστική διάταξη, λόγω των μεγάλων διαστάσεων του κυκλώματος, παρουσιάζει σημαντική αυτεπαγωγή. Προκειμένου να αποφευχθούν οι LC ταλαντώσεις, αλλά και για σχετικό περιορισμό του ρεύματος εξόδου, κρίθηκε σκόπιμο να τοποθετηθεί μία αντίσταση μικρής τιμής και μεγάλης ηλεκτρικής αντοχής ανάμεσα στο δοκίμιο και στη γεννήτρια Marx (βλ. Εικ. 7.24). Προτιμήθηκε η χρήση αντίστασης διαλύματος μεταλλικού άλατος, λόγω της ευκολίας στην κατασκευή της.

Οι αντιστάσεις με διαλύματα αλάτων χρησιμοποιούνται συχνά σε εφαρμογές υψηλής τάσης. Τα υδατικά διαλύματα αλάτων έχουν πολύ μεγάλη ηλεκτρική αντοχή, μεγάλη θερμοχωρητικότητα και μπορούν να παρασκευαστούν εύκολα, σε οποιαδήποτε επιθυμητή τιμή αντίστασης, μεταβάλλοντας τη συγκέντρωση του διαλελυμένου άλατος. Σε περιπτώσεις που απαιτούνται πολύ μικρές τιμές αντίστασης, στην περιοχή των Ω ή των δεκάδων Ω , είναι αναγκαία η παρασκευή πολύ πυκνών διαλυμάτων. Επιπλέον, πρέπει να είναι συμβατός ο τύπος του ηλεκτροδίου με το άλας που χρησιμοποιείται, προκειμένου να μην συντελούνται ηλεκτροχημικές αντιδράσεις, που αλλοιώνουν την υφή των ηλεκτροδίων και του διαλύματος. Στον Πιν. 7.1 σημειώνονται ορισμένα άλατα, που τυπικά χρησιμοποιούνται σε τέτοιες εφαρμογές.



Εικ. 7.24: Αντίσταση μετώπου υψηλής τάσης.

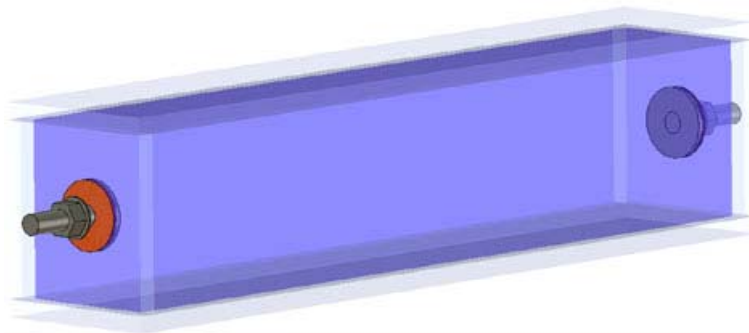
Πιν. 7.1: Ιδιότητες Ηλεκτρολυτών και Ηλεκτροδίων

Ένωση	Μοριακό βάρος [g/mol]	Διαλυτότητα 0°C [g/lt]	Συμβατότητα με η- λεκτρόδια
Νιτρικό Αργίλιο $\text{Al}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$	212.99 (a)		Ανοξειδωτος Χάλυ- βας
Θειικός Χαλκός $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	375.13 (h) ¹	637 (h)	Χαλκός
Θειικό Αργίλιο-Κάλιο $\text{KAl}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	159.60 (a)	316 (h)	Αλουμίνιο
Χλωριούχο Κάλιο KCl	474.39 (h)	114 (h)	Ανοξειδωτος Χάλυ- βας
Διχρωμικό Κάλιο $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$	74.56	344	Χαλκός, Ανοξειδωτος Χάλυβας, Ορείχαλ- κος
Νιτρικός Άργυρος AgNO_3	294.19	49	Ανοξειδωτος Χάλυ- βας
Χλωριούχο Νάτριο NaCl	169.88	1220	Ανοξειδωτος Χάλυ- βας
Διχρωμικό Νάτριο $\text{Na}_2\text{Cr}_2\text{O}_7 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	58.44	357	Ανοξειδωτος Χάλυ- βας
Θειοθειικό Νάτριο $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	261.97 (a)	2380 (a)	Χαλκός, Ανοξειδωτος Χάλυβας, Ορείχαλ- κος
	298.00 (h)	1800 (h)	Αλουμίνιο
	158.11 (a)	794 (a)	
	248.18 (h)	500 (h)	

¹ (a) – άνυδρη μορφή, (h) – ένυδρη μορφή

Για την κατασκευή της αντίστασης μετώπου υψηλής τάσης παρασκευάστηκε διάλυμα 1300gr ένυδρου θειικού χαλκού (γαλαζόπετρας) σε 4lt H₂O. Ο ένυδρος CuSO₄ έχει μοριακό βάρος ~250gr/mol, ενώ ο άνυδρος ~160gr/mol. Διαλύοντας 1300gr ένυδρου CuSO₄ στη συγκεκριμένη ποσότητα νερού, παρασκευάζουμε ένα διάλυμα περίπου 5.2mol CuSO₄ σε συνολική ποσότητα 4.5kg διαλύτη (H₂O). Συνεπώς, η μοριακότητα m [mol ουσίας/kg διαλύτη] υπολογίζεται περίπου στα 1.15mol/kg. Το σχεδόν κορεσμένο διάλυμα που παρασκευάστηκε έχει ειδική αγωγιμότητα στην περιοχή των 4.0-4.5Sm⁻¹, στη θερμοκρασία των 20°C [140].

Το δοχείο της αντίστασης κατασκευάστηκε από ακρυλική ύαλο (Plexiglas) με εσωτερικές (ωφέλιμες) διαστάσεις 8cm x 10cm x 48cm. Χρησιμοποιήθηκε ακρυλική ύαλος πάχους 10mm. Στις μικρές πλευρές του παραλληλεπίπεδου τοποθετήθηκαν οι ηλεκτρικοί ακροδέκτες της αντίστασης. Είναι κατασκευασμένοι από ορείχαλκο, με διάμετρο 4cm και πάχος 3mm. Ανάμεσα στους κυκλικούς ακροδέκτες και την ακρυλική ύαλο τοποθετήθηκε λάστιχο, για να στεγανοποιηθούν οι οπές του δοχείου.



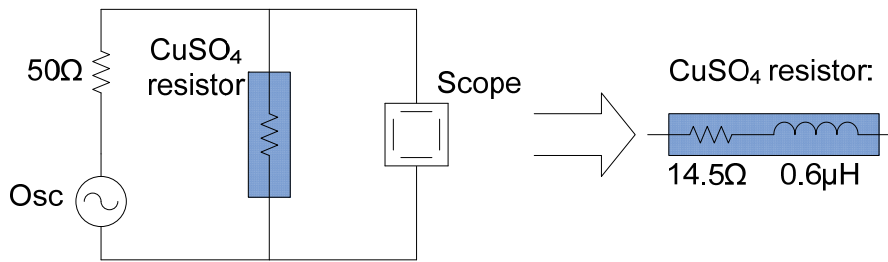
Εικ. 7.25: Αντίσταση μετώπου υψηλής τάσης με διάλυμα CuSO₄.

Το δοχείο πληρώθηκε με το παρασκευασθέν διάλυμα και μετρήθηκε με χρήση γεννήτριας σημάτων και παλμογράφου. Ας σημειωθεί ότι οι αντιστάσεις διαλυμάτων αλάτων δεν πρέπει να μετρώνται ως προς την τιμή της ωμικής τους αντίστασης με DC μέθοδο (όπως για παράδειγμα με πολύμετρο ή τροφοδοτικό DC), διότι σχηματίζονται επιφανειακά στρώματα και άλλες ανωμαλίες στις επιφάνειες των ηλεκτροδίων. Η γεννήτρια ημιτονικών σημάτων που χρησιμοποιήθηκε έχει εσωτερική αντίσταση 50Ω και μπορεί να οδηγήσει σήμα μέγιστου πλάτους 10V σε φορτίο μεγάλης αντίστασης. Το πλάτος του σήματος καταγράφηκε με απευθείας σύνδεση της γεννήτριας σημάτων σε παλμογράφο 10MΩ. Συνδέοντας παράλληλα την αντίσταση, διαπιστώθηκε πτώση τάσης στο μετρούμενο σήμα, με την εξής μεταβολή στη συχνότητα:

Πιν. 7.2: Τάση στην αντίσταση CuSO₄

Συχνότητα f	Πλάτος Σήματος	Πλάτος υπό φορτίο
1kHz	10V	2.2V
10kHz	10V	2.2V
100kHz	10V	2.2V
500kHz	10V	2.4V
1MHz	10V	2.5V
1.5MHz	10V	2.8V
2MHz	10V	3.2V
5MHz	10V	5.9V
10MHz	10V	8.2V

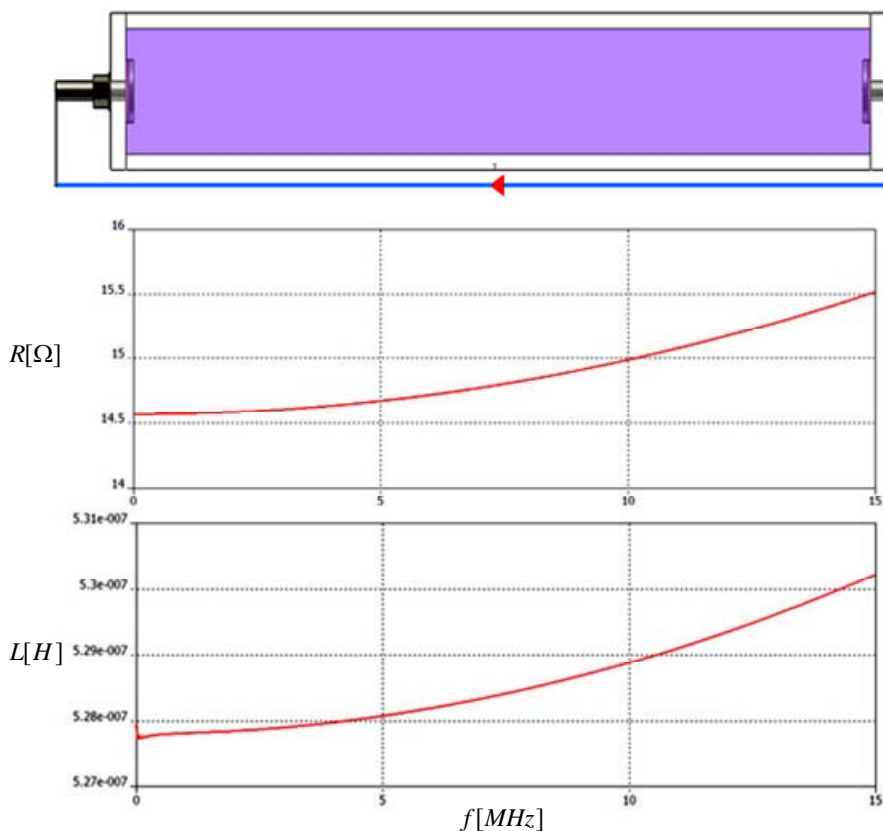
Με κατάλληλους υπολογισμούς, η ανωτέρω R-L συμπεριφορά μπορεί να αντιστοιχιστεί με ακρίβεια σε ένα φορτίο με πραγματική αντίσταση $R=14.5\Omega$ και αυτεπαγωγή $1.4\mu\text{H}$. Λαμβάνοντας υπ' όψη ότι για τη μέτρηση χρησιμοποιήθηκε λεπτό πολύκλωνο σύρμα συνολικού μήκους $\sim 60\text{cm}$, η αυτεπαγωγή της αντίστασης θειικού χαλκού είναι μικρότερη από την τιμή αυτή. Ένα λεπτό σύρμα διαμέτρου 0.5mm και μήκους 60cm έχει αυτεπαγωγή της τάξης των $0.8\mu\text{H}$ ([133], [134]). Συνεπώς το φορτίο από CuSO_4 πρέπει να παρουσιάζει μία συνολική αυτεπαγωγή της τάξης των $0.6\mu\text{H}$.



Εικ. 7.26: Μέτρηση αντίστασης CuSO_4 .

Η τιμή του πραγματικού μέρους της αντίστασης, που πειραματικά προσδιορίζεται, συμπίπτει με τιμή αντίστασης αγωγού ειδικής αγωγιμότητας $4.1\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$ ($\sim 1.1\text{mol/kg}$ CuSO_4 στη θερμοκρασία των 20°C , [140]), μήκους 48cm και εμβαδού 80cm^2 . Προσομοιώσεις της εν λόγω αντίστασης σε χαμηλές συχνότητες, από 0Hz μέχρι 15MHz , φανερώνουν μικρή εξάρτηση τόσο της αντίστασης όσο και της αυτεπαγωγής από τη συχνότητα. Προσομοιώνοντας το μοντέλο της αντίστασης υψηλής τάσης, με υλικό αγωγιμότητας 4.1S/m , σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_0 ίση με 81 και μαγνητική διαπερατότητα μ_0 ίση με 1 (νερό με διαλυμένο άλας γνωστής αγωγιμότητας), μαζί με τους ακροδέκτες και το Plexiglas, προκύπτει πως το πραγματικό μέρος της αντίστασης μεταβάλλεται προοδευτικά από 14.5 μέχρι τα 15.5Ω , ενώ η αυτεπαγωγή της κατασκευής είναι μεταξύ 0.528 και $0.530\mu\text{H}$ (βλ. Εικ. 7.27).

Τόσο οι πειραματικές μετρήσεις όσο και οι προσομοιώσεις συμφωνούν πως η αντίσταση υψηλής τάσης έχει τιμή πραγματικού μέρους μεταξύ 14.5 και 15.5Ω και τιμή αυτεπαγωγής μεταξύ 0.5 και $0.6\mu\text{H}$. Το φορτίο, που κατασκευάστηκε, αναρτήθηκε από το ταβάνι του δωματίου με πετονιά. Προσφέρει τη δυνατότητα σύγκρισης μεγεθών, όταν αυτό παρεμβάλλεται στη διάταξη και όταν παρακάμπτεται, με κατάλληλη βραχυκύκλωση των ακροδεκτών του.



Εικ. 7.27: Προσομοίωση αντίστασης CuSO_4 .

7.2.2. Σύστημα Κενού

Το σύστημα κενού παραμένει το ίδιο και στο νέο χώρο εγκατάστασης. Παραπέμπουμε στις παραγράφους 5.3 και 6.1, για την ακριβή περιγραφή του συστήματος κενού της λυχνίας. Η μόνη ιδιαιτερότητα του μετεγκατεστημένου συστήματος είναι ότι το ρεύμα της αντλίας ιονισμού δεν προσεγγίζει τα προηγούμενα ελάχιστα επίπεδα των 0.16mA . Αντίθετα, κυμαίνεται περίπου στα 0.20mA , γεγονός που μπορεί να οφείλεται σε γήρανση του σώματος της λυχνίας, λόγω μεταφοράς, δονήσεων και παλαίωσης. Κατ' αποτέλεσμα, οι προϋπάρχουσες μικρές διαρροές μπορεί να έχουν υποστεί διάνοιξη, χειροτερεύοντας το ελάχιστο δυνατό επιτεύξιμο κενό. Τα νέα επίπεδα ρεύματος ιονισμού, ωστόσο, δεν αντιστοιχούν σε σημαντική μεταβολή της πίεσης που επικρατεί στη διάταξη. Εκτιμάται πως το κενό είναι της τάξης των $2 \cdot 10^{-5}\text{Torr}$. Η εκτίμηση βασίζεται, όπως αναφέρεται στην παρ. 6.1, στην αντιστοιχία του ρεύματος της αντλίας ιονισμού και στο κενό που επικρατεί εντός αυτής, καθώς και στη σχέση των πιέσεων των διασυνδεδεμένων όγκων, μέσω της αγωγιμότητας των σωληνώσεων. Ας σημειωθεί ότι με τη μεταφορά, η αντλία ιονισμού παρέμεινε εκτός λειτουργίας για αρκετό καιρό και ήρθε αναγκαστικά σε επαφή με μεγάλες πιέσεις. Σαν αποτέλεσμα, δέχτηκε μεγάλη ποσότητα προσροφήσεων, γεγονός που απαίτησε την αποσυναρμολόγησή της και τον προσεκτικό καθαρισμό των κυψελών ιονισμού σε ειδικό λουτρό υπερήχων (ultrasound bath) για μέρες.

7.2.3. Μετρητική Διάταξη

Για να εξάγουμε συμπεράσματα σχετικά με τη συμπεριφορά της λυχνίας, μετράμε το ρεύμα αλλά και το μικροκυματικό σήμα απευθείας στον παλμογράφο εύρους ζώνης 2GHz και δειγματοληψίας 20GSamples/s (βλ. παρ. 6.2). Η τάση της κρουστικής διάταξης στις παρούσες δοκιμές δεν κατέστη δυνατόν να μετρηθεί. Ας σημειωθεί ότι, για να καταγραφεί η τάση έγινε η απόπειρα να κατασκευαστεί ένας ωμικός καταμεριστής με αντίσταση υψηλής τάσης 6MΩ και αντίσταση χαμηλής τάσης 50Ω. Η αντίσταση υψηλής τάσης σχηματίστηκε με έξι από τις αντιστάσεις του 1MΩ, που προμηθευτήκαμε για τη γεννήτρια Marx, με συνολική αντοχή τάσης 420kV, σύμφωνα με τις προδιαγραφές τους. Η αντίσταση των 50Ω τοποθετήθηκε σε ένα μικρό μεταλλικό κουτί, με BNC ακροδέκτη εξόδου. Ωστόσο, αποδείχτηκε ότι η λειτουργία του ωμικού καταμεριστή δεν ήταν ικανοποιητική. Η απευθείας σύνδεση του καταμεριστή στον παλμογράφο έδειχνε καταγραφή ραδιοφωνικών σημάτων, με πλάτη της τάξης των 20mV. Αυτό σήμαινε ότι η κατασκευή του καταμεριστή δεν είχε καλή θωράκιση σε ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές. Το μεγάλο ύψος του καταμεριστή και η ιδιοκατασκευή της σύνδεσης με την αντίσταση χαμηλής τάσης είχαν σαν αποτέλεσμα την καταγραφή σημάτων από τον αέρα, πόσο μάλλον κατά τη φάση εκφόρτισης της γεννήτριας Marx, κάτι που δεν διακινδυνεύθηκε ποτέ, ακόμα και με ασύνδετο τον ωμικό καταμεριστή. Ο ωμικός καταμεριστής, τοποθετημένος αλλά ασύνδετος, διακρίνεται στην Εικ. 7.23 δεξιά.

Το ρεύμα, που μετράται, είναι το ρεύμα γείωσης της λυχνίας και καταγράφεται μέσω του μετασχηματιστή ρεύματος 1025 της Pearson Electronics, με Bandwidth 4MHz, μεγίστου ρεύματος 20kA και συντελεστή μετασχηματισμού 25Volt/1kA σε ανοικτό φορτίο. Στα 50Ω η σχέση αυτή, σύμφωνα με τον κατασκευαστή, γίνεται η μισή, δηλαδή 12.5V/1kA. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούνται δύο εξασθενητές 46dB ή 200:1 (6dB + 40dB = 1:2 + 1:100), ώστε να υποβιβαστεί το σήμα στην τάξη του 1V για κάθε 16kA διερχόμενου ρεύματος. Με άλλα λόγια, ο λόγος μετασχηματισμού είναι **1V/16000A** ρεύματος. Το σήμα αυτό οδηγείται σε κανάλι του ψηφιακού παλμογράφου DSO80204B της Agilent.

Χρησιμοποιήθηκαν δύο εξασθενητές, προκειμένου το πλάτος του σήματος να υποβιβάζεται σε *δύο διαδοχικά στάδια*, ώστε να μην υπερβαίνουμε την αντοχή τάσης των ομοαξονικών εξασθενητών. Για παράδειγμα, ένα ρεύμα πλάτους 10kA θα έχει σαν αποτέλεσμα την εμφάνιση τάσης εξόδου στο μετασχηματιστή ρεύματος ίση με 125V (50Ω φορτίο). Το σήμα αυτό θα υποβιβαστεί κατά 62.5V από τον πρώτο εξασθενητή και κατά 62.5V περίπου από το δεύτερο εξασθενητή. Οι ομοαξονικοί εξασθενητές έχουν, σύμφωνα με τις προδιαγραφές τους, όριο τάσης σε παλμική λειτουργία που αντιστοιχεί σε στιγμιαία ισχύ 200W. Στα 50Ω, η ισχύς αυτή αντιστοιχεί σε όριο τάσης 100V. Συνεπώς, τοποθετώντας δύο εξασθενητές με αυτή τη σειρά διαδοχής, το οδεύον κύμα τάσης χάνει το μισό πλάτος του στον πρώτο εξασθενητή (6dB) και το υπόλοιπο μισό του πλάτους του στον άλλο εξασθενητή (40dB). Η διάταξη αυτή μας επιτρέπει να μετρήσουμε μέχρι 16kA ρεύματος με ασφάλεια, χωρίς να καταστραφούν από υπέρταση οι ομοαξονικοί εξασθενητές.

Το μικροκυματικό σήμα, αφού υποστεί εξασθένηση μέσω του μικροκυματικού φορτίου στην έξοδο της λυχνίας, οδηγείται μέσω ομοαξονικού καλωδίου σε άλλο κανάλι του παλμογράφου, όπου και καταγράφεται για εύρος από 1.4GHz (Αποκοπή του WR430 κυματοδηγού) μέχρι τα ~2GHz, που είναι το αναλογικό bandwidth του παλμογράφου. Η εξασθένηση είναι μεταβλητή με τη συχνότητα και μεταβάλλεται, όπως απεικονίζεται στο διάγραμμα της Εικ. 5.28, με μία μέση τιμή της τάξης των **43dB**, αν υπολογίσουμε τις συνολικές απώλειες του ομοαξονικού καλωδίου που χρησιμοποιείται από τη λυχνία μέχρι το σύστημα καταγραφής. Στο κανάλι του RF υπάρχει επίσης μία διάταξη δύο WR430-to-N-Type προσαρμο-

γών συνδεδεμένων μαζί (back-to-back), ώστε το μικροκυματικό σήμα να υφίσταται ακόμα ένα υπεραπλοποιημένο φίλτράρισμα με κάτω συχνότητα αποκοπής τα 1.4GHz.

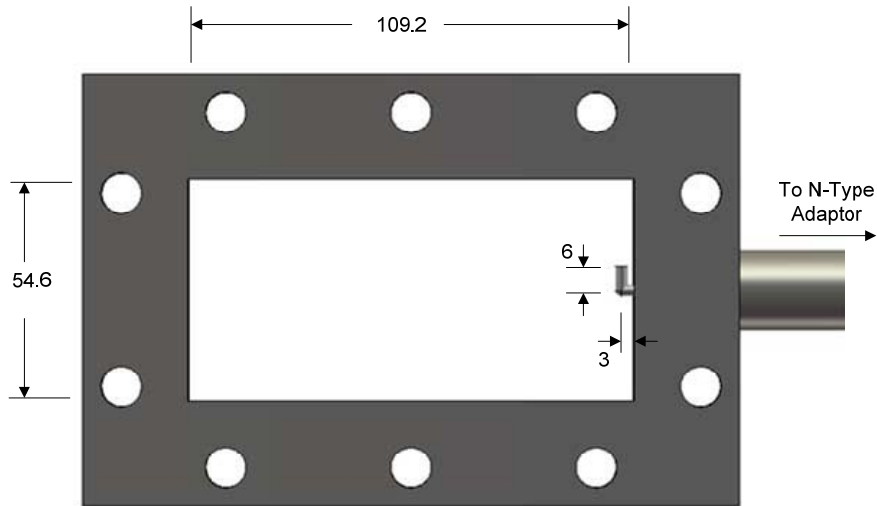
Στη νέα πειραματική διάταξη δοκιμάστηκε μία νέα μέθοδος για τη μέτρηση του μικροκυματικού σήματος στον παλμογράφο. Κατασκευάστηκε μία μικρή κεραία με πόλωση παράλληλη στο ηλεκτρικό πεδίο του TE₁₀ ρυθμού και τοποθετήθηκε στο κέντρο της μικρής πλευράς του WR430 κυματοδηγού, προσαρμοσμένη επάνω σε μία κατάλληλη φλάντζα. Η κατασκευή και η μέτρηση του probe ηλεκτρικού πεδίου περιγράφεται στην παρ. 7.2.4. Η μέση τιμή της σύζευξης με το μικροκυματικό σήμα είναι περί τα **46dB**, στο εύρος συχνοτήτων του πρώτου ρυθμού.

Τα δύο κανάλια, RF και ρεύμα, οδηγούνται αντίστοιχα στα κανάλια CH1, και CH4 του παλμογράφου DSO80204B της Agilent, ο οποίος πλέον δεν βρίσκεται μέσα σε θωρακισμένο κλωβό, διότι δεν υπάρχει διαθέσιμος κλωβός Faraday στο νέο χώρο δοκιμών. Μία προσπάθεια για δημιουργία «κλωβού» από μεταλλικό κουτί από λαμαρίνα με βιδωτό καπάκι απέτυχε, διότι η κατασκευή αυτή δεν προσέφερε ουσιαστική απομόνωση από εξωτερικές ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές. Ο παλμογράφος παραμένει μέσα στο μεταλλικό κουτί και κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων τροφοδοτείται από μπαταρία αυτοκινήτου 12V, 44Ah, μέσω αντιστροφέα τάσης DC/AC. Η μπαταρία χρησιμοποιείται προκειμένου να διατηρείται ο παλμογράφος σε πλήρως ελεύθερο δυναμικό. Η συνολική διάταξη, μαζί με το μετρητικό σύστημα, φαίνεται σχηματικά στην Εικ. 7.22.

7.2.4. Probe Ηλεκτρικού Πεδίου

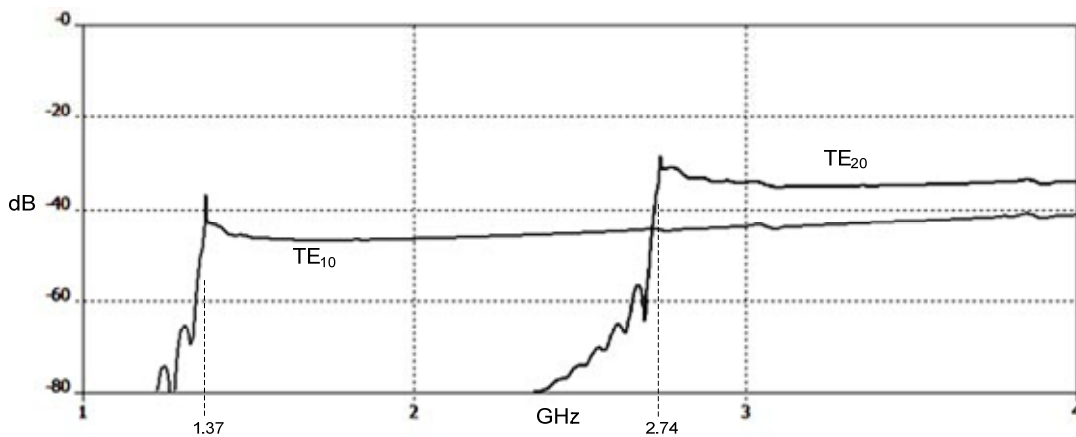
Η υπόνοια ότι ο μικροκυματικός εξασθενητής (βλ. παρ. 5.4) μπορεί να παρουσιάζει μη γραμμική συμπεριφορά σε μεγαλύτερες ισχείς, ώθησε στην κατασκευή ενός probe για την ανίχνευση του μικροκυματικού σήματος μέσα στην κυματοδηγική κοιλότητα. Χρησιμοποιήθηκε μία φλάντζα FDP22, η φλάντζα δηλαδή του κυματοδηγού WR430, με πάχος 23mm. Στη μικρή πλευρά της ανοίχτηκε σπείρωμα M16 και προσαρμόστηκε κατάλληλα αλουμινένιος σωλήνας με εσωτερικό άνοιγμα διαμέτρου $\varnothing 12$ και εξωτερική διάμετρο $\varnothing 20$. Στο ελεύθερο άκρο του σωλήνα αυτού προσαρμόστηκε N-type ακροδέκτης και στο pin του κολλήθηκε ένα ομοαξονικό στέλεχος, ώστε να δημιουργηθεί κατά τον τρόπο αυτό μία TEM γραμμή μεταφοράς του ηλεκτρικού σήματος. Η άκρη του pin, επομένως, προεκτάθηκε μέχρι να εξέχει 3mm στο εσωτερικό και να έχει ένα μικρό στέλεχος μήκους 6mm παράλληλα στις πεδιακές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου των TE ρυθμών. Η διάταξη αυτή μπορεί να λαμβάνει δειγματοληψία του ηλεκτρικού πεδίου σε οποιαδήποτε συχνότητα, αφού ουσιαστικά αποτελεί ένα μικρό μονόπολο, τοποθετημένο στο εσωτερικό του κυματοδηγού.

Προκειμένου να εξακριβωθεί η μεταφορά ισχύος στο probe του ηλεκτρικού πεδίου, μοντελοποιήθηκε η διάταξη και προσομοιώθηκε στο πεδίο της συχνότητας. Για την περιοχή συχνοτήτων που εξετάζουμε, οι ρυθμοί, που είναι πιθανότερο να διεγερθούν, είναι οι TE₁₀, και TE₂₀, με συχνότητες αποκοπής 1.37GHz και 2.74GHz αντίστοιχα. Οι ρυθμοί αυτοί έχουν ηλεκτρικό πεδίο παράλληλο με τη μικρή διάσταση του κυματοδηγού, επομένως είναι παράλληλοι και με το ηλεκτρικό probe. Ο ρυθμός TE₀₁, επίσης με αποκοπή τα 2.74GHz, έχει διάνυσμα ηλεκτρικού πεδίου παράλληλο στη μεγάλη πλευρά του κυματοδηγού και θεωρούμε ότι είναι μάλλον δυσκολότερο να διεγερθεί από τις ηλεκτρονικές ταλαντώσεις στη λυχνία.



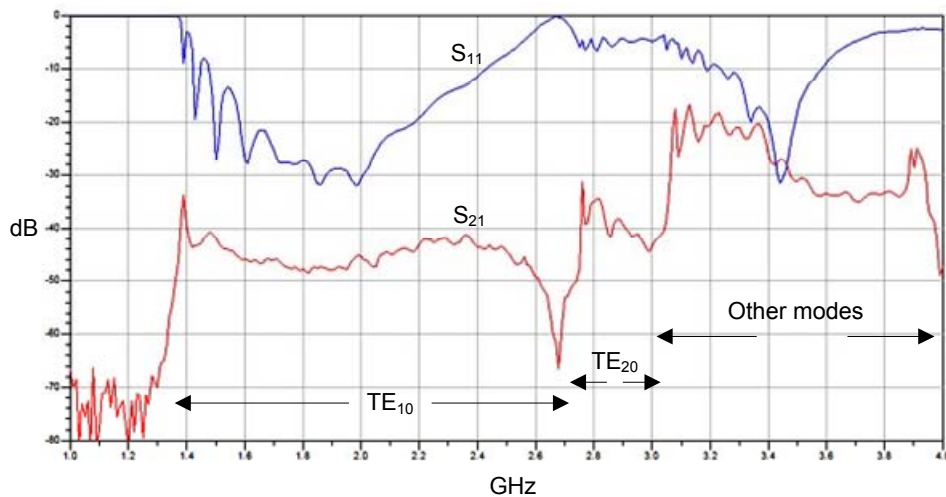
Εικ. 7.28: Probe ηλεκτρικού πεδίου τοποθετημένο σε φλάντζα κυματοδηγού WR430.

Η προσομοίωση του probe δίνει τα παρακάτω αποτελέσματα σύζευξης, για τους TE₁₀ και TE₂₀ ρυθμούς:



Εικ. 7.29: Προσομοίωση του probe ηλεκτρικού πεδίου.

Παρατηρούμε ότι η σύζευξη με τον πρώτο ρυθμό είναι κάτω από -40dB στην περιοχή συχνοτήτων μέχρι 4GHz. Έγερση του δεύτερου ρυθμού θα οδηγήσει σε σύζευξη με συντελεστή κάτω από -30dB του TE₂₀ ρυθμού, για συχνότητες από 2.74GHz μέχρι 4GHz. Αντιλαμβανόμαστε ότι ο λόγος σύζευξης θα ανεβαίνει, με αύξηση της συχνότητας. Με βάση τα παραπάνω αποτελέσματα, κατασκευάστηκε και μετρήθηκε το probe για το μικροκυματικό σήμα. Η μέτρηση έγινε με network analyzer, για συχνότητες από 1 μέχρι 4GHz, με χρήση δύο κομματιών κυματοδηγού, και χρήση δύο WR430 σε N-type adaptors. Το αποτέλεσμα των μετρήσεων του συντελεστή ανάκλασης S_{11} και του συντελεστή διέλευσης S_{21} για το δικτύωμα WR430 adaptor και probe output είναι το εξής:



Εικ. 7.30: Προσομοίωση του probe ηλεκτρικού πεδίου.

Δεδομένου ότι χρησιμοποιούνται οι προσαρμογείς N-type στον εν λόγω κυματοδηγό, είναι απρόβλεπτη η συμπεριφορά τους σε ρυθμούς ανώτερης τάξης. Ωστόσο, η σύμπτωση του πρώτου ρυθμού στην περιοχή διέλευσης είναι πολύ καλή, ενώ φαίνεται να παρουσιάζεται και το σήμα που προέρχεται από τον TE_{20} ρυθμό. Η προδιαγραφή των προσαρμογέων σαφώς δεν προβλέπει συχνότητες άνω των 2.6GHz, όπως άλλωστε αντικατοπτρίζεται και στην S_{11} . Το coupling στα 1.6GHz είναι -46dB, στα 1.8GHz είναι -48dB και στα 2GHz είναι -46dB. Το probe ηλεκτρικού πεδίου παρεμβλήθηκε στην έξοδο της λυχνίας, αμέσως μετά το κομμάτι κυματοδηγού στροφής των 90° .

7.2.5. Διαίρετης Τάσης

Προκειμένου να μετρηθεί η τάση στο δοκίμιο, επιχειρήθηκε να κατασκευαστεί ένας διαίρετης τάσης, με τα υλικά που βρισκόταν στη διάθεσή μας, δηλαδή μερικές από τις αντιστάσεις 1MΩ της γεννήτριας Marx. Οι αντιστάσεις αυτές έχουν ηλεκτρική αντοχή 70kV, ισχύ 55W ([138]). Είναι κυλινδρικού σχήματος, μήκους 16cm και διατομής 30.5mm (βλ. Εικ. 7.2). Οι αντιστάσεις φέρουν σπειρώματα στήριξης M8 στις δύο πλευρές τους. Χρησιμοποιήθηκαν έξι τέτοιες αντιστάσεις, οι οποίες τοποθετήθηκαν σε σωλήνα από Plexiglas, εσωτερικής διαμέτρου 32mm και εξωτερικής διαμέτρου 38mm. Ο κύλινδρος από Plexiglas, ύψους 1m, τοποθετήθηκε επάνω σε μία τετράγωνη βάση, επίσης από ακρυλικό, με τέσσερα πόδια για στήριξη. Οι έξι αντιστάσεις παρέχουν μία συνολική θεωρητική ηλεκτρική αντοχή της τάξης των 420kV.

Στο άκρο της τελευταίας αντίστασης υψηλής τάσης τοποθετήθηκε ακροδέκτης BNC, ούτως ώστε το ριη να φέρει το υποβαθμισμένο σήμα τάσης. Η αντίσταση χαμηλής τάσης τοποθετήθηκε μέσα σε ένα μικρό μεταλλικό κουτί, στο οποίο προσαρμόστηκε BNC ακροδέκτης, για μεταφορά του σήματος στο μετρητικό όργανο. Σαν αντίσταση χρησιμοποιήθηκαν δύο αντιστάσεις των 100Ω, συνδεδεμένες παράλληλα, τύπου SMT (surface mount type), οι οποίες χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές υψηλών συχνοτήτων και είναι απαλλαγμένες αυτεπαγωγής. Ο λόγος καταμερισμού της συγκεκριμένης διάταξης είναι 1V/120kV, ωστόσο, εάν συνδεθεί παλμογράφος χαρακτηριστικής αντίστασης 50Ω, όπως ο Agilent DSO80204B που χρησιμοποιείται μέχρι στιγμής, ο λόγος καταμερισμού γίνεται 1V/240kV.



Εικ. 7.31: Πρώτος διαιρέτης τάσης.

Ο καταμεριστής δοκιμάστηκε ως φορτίο, παραμένοντας ασύνδετος. Η δοκιμή αυτή έγινε για να διαπιστωθεί ότι έχει προβλεπόμενη λειτουργία φορτίου υψηλής ωμικής αντίστασης και ανάλογης ηλεκτρικής αντοχής. Ωστόσο, μετά από τρεις επαναλήψεις με κρουστική έξοδο γεννήτριας περί τα 250kV (βλ. παρ. 7.3), ο καταμεριστής κατέρρευσε με έρπουσα εκκένωση. Η εκκένωση κατήλθε την εσωτερική επιφάνεια του ακρυλικού σωλήνα και άφησε εμφανή σημάδια μαυρίσματος επάνω στο ακρυλικό και επάνω στις αντιστάσεις. Οι αντιστάσεις υψηλής τάσης δεν φαίνεται να έχουν υποστεί αλλοίωση ως προς τα ηλεκτρικά τους χαρακτηριστικά. Παραδόξως, μόνο μία από τις δύο αντιστάσεις χαμηλής τάσης κάηκε εξαιτίας του φαινομένου.

Η πιθανότερη εξήγηση για την κατάρρευση είναι η ανάπτυξη ανώμαλου ηλεκτρικού πεδίου στη διεπιφάνεια μεταξύ των αντιστάσεων και του διηλεκτρικού. Επιπλέον, η φόρτιση με στατικό ηλεκτρισμό του ακρυλικού είναι μία ακόμα πιθανή αιτία επιδείνωσης της διηλεκτρικής αντοχής της στήλης του καταμεριστή. Οι τρεις επαναλήψεις έγιναν με τον τυπικό ρυθμό φόρτισης της συστοιχίας έξι βαθμίδων στα 43kV, ο οποίος είναι περί τα 20sec, σύμφωνος με τα όσα έχουν περιγραφεί στην παράγραφο 7.1.1. Μετά από το συγκεκριμένο περιστατικό, είναι επιτακτική η αλλαγή προσέγγισης για κατασκευή κάποιου καταμεριστή τάσης. Οι αντιστάσεις υψηλής τάσης πιθανότατα δεν έχουν υποστεί κάποια βλάβη, αλλά έχουν αποκτήσει «μνήμη», έχοντας δημιουργήσει στην επιφάνειά τους προτιμώμενο μονοπάτι έρπουσας εκκένωσης.



Εικ. 7.32: Οι αντιστάσεις υψηλής τάσης του καταμεριστή. Διακρίνεται το σημάδι της έρπουσας εκκένωσης στην επιφάνεια των αντιστάσεων και τα σημάδια στον ακρυλικό σωλήνα.

7.2.6. Θωράκιση Λυχνίας από Ακτίνες Χ

Σύμφωνα με τη θεωρία της απορρόφησης των φωτονίων από τα υλικά, μία μονοενεργητική δέσμη ακτίνων γ , που προσπίπτει σε υλικό με ειδικό βάρος ρ , πάχους t , εξέρχεται εξασθενημένη, έχοντας κλάσμα ενέργειας ίσο με

$$n_{I,E} = \exp \left[- \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_E \rho t \right]. \quad (7.4)$$

Η εξασθένηση των υλικών δεν είναι σταθερή, αλλά εξαρτάται από την ενέργεια αναφοράς των προσπιπτόντων φωτονίων. Αυτό συμβαίνει, διότι ο παράγοντας εξασθένησης μ/ρ είναι συνάρτηση της ενέργειας πρόσπτωσης. Προκειμένου να υπολογίσουμε την εξασθένηση των υλικών, μολύβδου και αλουμινίου, στις ακτίνες Χ, ανατρέχουμε στον πίνακα των συντελεστών εξασθένησης (X-ray Mass Attenuation Coefficients) [137]. Παραθέτουμε τον ακόλουθο πίνακα με κάποιες τιμές για τους συντελεστές εξασθένησης:

Πιν. 7.3: Συντελεστές Εξασθένησης Pb και Al

Ενέργεια (keV)	$(\mu/\rho)_{Pb} [cm^2/gr]$	$(\mu/\rho)_{Al} [cm^2/gr]$
10	130	26.3
20	86.4	3.44
50	8.04	0.36
100	5.55	0.17
200	0.99	0.12
300	0.40	0.10
400	0.23	0.09
500	0.16	0.08

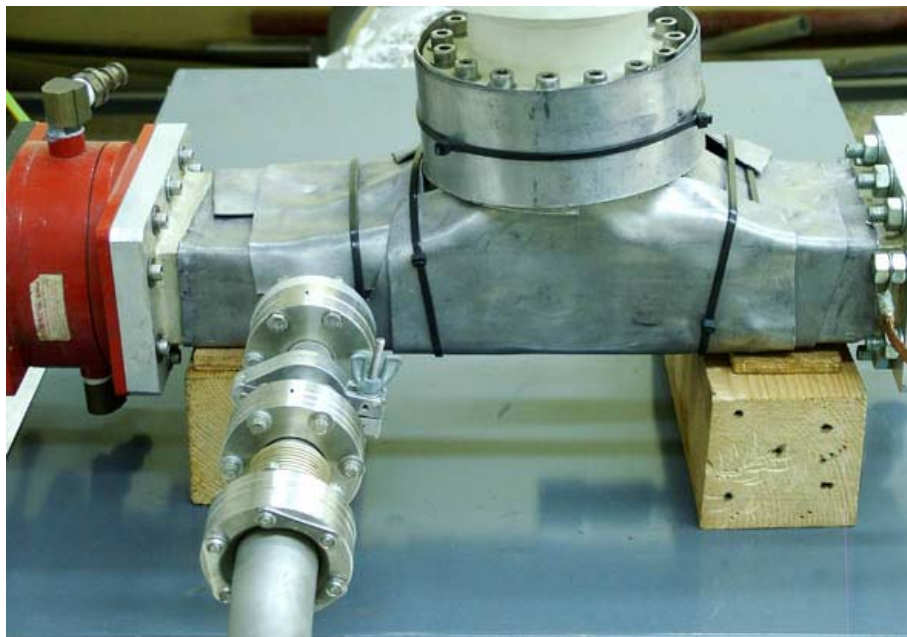
Ο μόλυβδος έχει ειδικό βάρος $11.35 gr/cm^3$, ενώ το αλουμίνιο μόλις $2.7 gr/cm^3$. Επιπλέον ο πυρήνας του μολύβδου έχει συγκριτικά πολύ μεγαλύτερο μαζικό αριθμό από το αλουμί-

νιο, για το λόγο αυτό η θωράκιση που προσφέρει ο μόλυβδος απέναντι στις ακτίνες X είναι αποτελεσματικότερη από οποιοδήποτε άλλο βιομηχανικό υλικό (μπετόν, ασφάλι κλπ.). Για μερικά πάχη υλικών, εξάγουμε τον ακόλουθο πίνακα εξασθενήσεων για τις ακτίνες X και για ενέργειες μέχρι 400keV.

Πιν. 7.4: Εξασθενήσεις Pb και Al, διάφορα πάχη θωρακίσεων

Ενέργεια (keV)	2mm Pb	6mm Pb	2mm Al	50mm Al	6mm Pb + 2mm Al
10	-	-	10^{-7}	-	-
20	-	-	0.15	10^{-21}	-
50	10^{-8}	10^{-24}	0.82	0.01	10^{-24}
100	10^{-6}	10^{-17}	0.91	0.10	10^{-17}
200	0.10	10^{-3}	0.93	0.19	10^{-3}
300	0.4	0.06	0.94	0.26	0.06
400	0.6	0.21	0.95	0.29	0.20

Παρατηρούμε ότι ένα φύλλο μολύβδου πάχους 2mm πρακτικά απορροφά κάθε ενέργεια ακτίνων μέχρι και 50keV. Τα 6mm μολύβδου αποτελούν αποτελεσματική θωράκιση για ενέργειες μέχρι τα 200-300keV, αλλά από τα 300keV και πάνω απαιτείται μεγαλύτερη θωράκιση. Προκειμένου να θωρακιστεί η λυχνία από την παραγωγή ακτίνων X, το σύνολο του κυματοδηγού ντύθηκε με ένα φύλλο μολύβδου πάχους 2mm. Ένα δεύτερο τμήμα προστέθηκε πάνω από το πρώτο, στο μεσαίο τμήμα του κυματοδηγού, ενώ το σώμα της λυχνίας γύρω από την περιοχή της διόδου ντύθηκε συνολικά με τρία φύλλα μολύβδου, πάχους 2mm. Ο λαιμός, λόγω της κατασκευής του μονωτήρα, μπορεί να θωρακιστεί μέχρι κάποιο ύψος, όπως φαίνεται και στην ακόλουθη φωτογραφία. Η αθροιστική θωράκιση της λυχνίας κρίνεται πλέον επαρκής για ενέργειες μέχρι 300keV.



Εικ. 7.33: Φωτογραφία της λυχνίας με τη θωράκιση μολύβδου.

Υπενθυμίζουμε ότι οι παρατηρήσεις ακτινοβολίας X κατά τα πειράματα με τα 100kV κρουστικής τάσης (βλ. παρ. 6.4) και με γυμνό κυματοδηγό, έδειξαν ότι οι παραγόμενες δό-

σεις ανά κρούση ήταν: στα 40cm από τη λυχνία και στο επίπεδο του κυματοδηγού, μέγιστη δόση 0.1 μ Sv, στα 60cm από τη λυχνία, μέγιστη δόση 0.04 μ Sv, ενώ στα 140cm από τη λυχνία, μέγιστη δόση 0.01 μ Sv. Δοσιμετρία της νέας πειραματικής διάταξης, για τάσεις πάνω από 100kV δεν έχει προς το παρόν διενεργηθεί. Ωστόσο, τα πειράματα διεξάγονται με τη λυχνία σε απόσταση 5m, με χρήση επιπλέον ειδικής ολόσωμης ποδιάς μολύβδου, ως μέτρου προφύλαξης.

7.3. Δοκιμές Γεννήτριας Marx

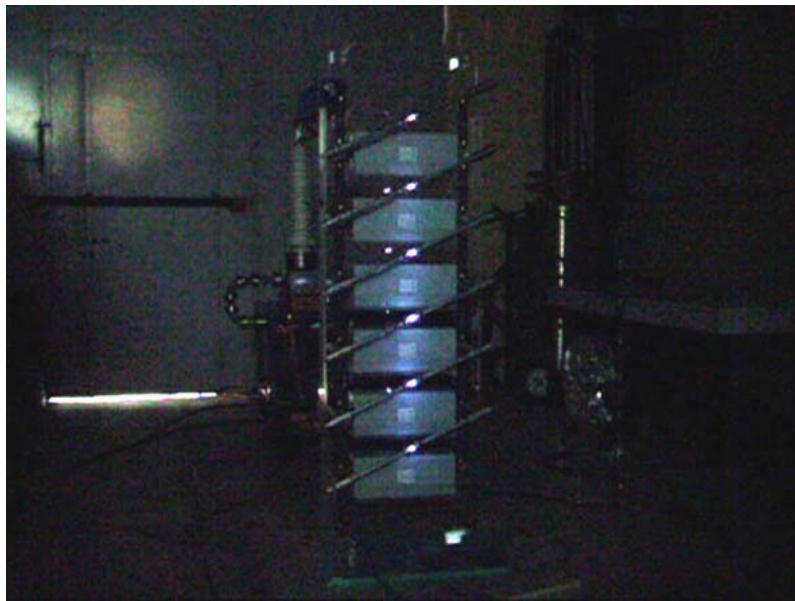
Η πολυβάθμια γεννήτρια εγκαταστάθηκε στο κέντρο ενός ευρύχωρου δωματίου (ΙΕΣΕ, Τμήμα Φυσικής), με αποστάσεις από άλλα αντικείμενα τουλάχιστον 1.5m. Το σύστημα γείωσης έγινε με χρήση ορθογωνίων ράβδων χαλκού, φάρδους 40mm, και οι ενώσεις με επίπεδο πλεγμένο χαλκό (μπλεντάζ), φάρδους 15mm. Η μοναδική αναχώρηση της κρουστικής γείωσης προσδέθηκε στον αγωγό γείωσης του κτιρίου, ο οποίος διατρέχει μία πολύ μεγάλη απόσταση, μέχρι τον τοπικό υποσταθμό. Το σενάριο της γείωσης είναι ακατάλληλο για τέτοιου είδους εφαρμογές, καθώς τα εργαστήρια υψηλών τάσεων πρέπει να διαθέτουν θεμελιακή γείωση με ορθογωνικό δικτύωμα, ακριβώς κάτω από το δάπεδο των δοκιμών, που να καλύπτει το σύνολο της κτιριακής εγκατάστασης ([141]). Μία σκέψη έγινε να δημιουργηθεί ένα μικρό πλέγμα γείωσης σε ακάλυπτο χώρο, που βρίσκεται ακριβώς έξω από το χώρο δοκιμών, σε συνολική απόσταση της τάξης των 5m από το χώρο των δοκιμών. Ωστόσο η ειδική αντίσταση του εδάφους μετρήθηκε με τη μέθοδο των τεσσάρων ηλεκτροδίων και η τιμή της βρέθηκε κοντά στα 400 Ω m. Η τιμή αυτή θα απαιτούσε ένα πολύ μεγάλο δικτύωμα από ράβδους χαλκού βυθισμένες στο έδαφος, προκειμένου να επιτευχθεί αντίσταση γείωσης μονοψήφιας τιμής. Η σκέψη αυτή εγκαταλείφθηκε, διότι η δημιουργία τέτοιας «τοπικής» κρουστικής γης θα απαιτούσε να γεμίσει ο χώρος με χαλκό. Συγκεκριμένα, υπολογίστηκε ότι θα απαιτούνταν 25 ράβδοι χαλκού, μήκους 1.5m και διαμέτρου \varnothing 16, βυθισμένοι στο έδαφος, τοποθετημένοι κατακόρυφα σε δικτύωμα 5x5, με απόσταση 2.5m μεταξύ τους.

Στις εκφορτίσεις των γεννητριών Marx, κρίσιμο ρόλο παίζει το μονοπάτι επιστροφής του ρεύματος, που διέρχεται από το δοκίμιο, στη συστοιχία των πυκνωτών. Για το λόγο αυτό, αγωγοί μεγάλης διατομής χρησιμοποιούνται για τις συνδέσεις της λυχνίας με την πολυβάθμια διάταξη. Ένας μόνο κόμβος χρησιμοποιείται για πρόσδεση του σημείου γείωσης στο σύστημα γείωσης του κτιρίου. Για την όδευση αυτή χρησιμοποιήθηκε τυπικός αγωγός διατομής 50mm², μήκους 7 μέτρων. Από το σημείο αυτό και μετά χρησιμοποιείται η περιφερειακή μπάρα γείωσης του εργαστηρίου, η οποία οδεύει μέχρι τον υποσταθμό, σε απόσταση, ωστόσο άνω των 20m.

Τα δύο κομμάτια από ακρυλικό, που σχεδιάστηκαν προκειμένου να αποτελέσουν τη βάση της οκταβάθμιας γεννήτριας, κολλήθηκαν με επιτυχία μεταξύ τους. Η τοποθέτηση των πυκνωτών και των αντιστάσεων έγινε σύμφωνα με το σχεδιασμό και η φόρτιση της γεννήτριας δοκιμάστηκε με επιτυχία. Η χρήση αντιστάσεων 1M Ω , από την πλευρά του μηδενικού δυναμικού των πυκνωτών, προσφέρει έναν αγωγίμο δρόμο μεγάλης αντίστασης μέχρι τον κόμβο γείωσης. Επομένως, η πολυβάθμια γεννήτρια Marx μπορεί να δοκιμάζεται χωρίς κανένα εξωτερικό φορτίο. Ο συγχρονισμός των διακένων της γεννήτριας είναι επιτυχής όταν, κατά την εκφόρτιση, όλα τα διάκενα εμφανίσουν ηλεκτρικό τόξο. Τα ρεύματα εκφόρτισης σε αυτήν την περίπτωση είναι μικρά και, για το λόγο αυτό, ο κρότος της εκφόρτισης είναι πολύ μικρός. Ωστόσο, η μέθοδος αυτή επιτρέπει να επιβεβαιώσουμε ότι η γεννήτρια φορτίζεται κατά τα προβλεπόμενα και ακόμα ότι συμβαίνει κατάρρευση όλων των διακένων, ε-

πομένως άθροιση της τάσης στην έξοδο. Παράδειγμα δοκιμής της πολυβάθμιας διάταξης χωρίς εξωτερικό φορτίο φαίνεται στην ακόλουθη φωτογραφία, Εικ. 7.34, η οποία είναι καρέ από video, το οποίο έχει ληφθεί σε χαμηλό φωτισμό. Τα ηλεκτρικά τόξα των σπινθηριστών είναι ασθενή, επομένως με πλήρη φωτισμό δεν είναι φωτεινά, αφού αναφερόμαστε σε ρεύματα λίγων δεκάδων mA. Σε περίπτωση που η χειροκίνητη ρύθμιση κάποιου διακένου αποτύχει, ορισμένες βαθμίδες δεν εμφανίζουν ηλεκτρικό τόξο.

Προκειμένου να επιτύχουμε κάποια επιθυμητή έξοδο τάσης, υπολογίζουμε πόση απαιτείται να είναι η τάση φόρτισης των βαθμίδων. Σ' αυτή την τάση φόρτισης θα πρέπει να καταρρεύσει ο σπινθηριστής της πρώτης βαθμίδας. Από τη στιγμή αυτή, η τάση εξόδου είναι περίπου ίση με το γινόμενο της τάσης φόρτισης, επί τις βαθμίδες που χρησιμοποιούνται, επί έναν συντελεστή της τάξης του ~95%, ο οποίος εξαρτάται από τη χωρητικότητα του δοκιμίου και τις παραμέτρους του εξωτερικού κυκλώματος. Τα διάκενα ρυθμίζονται, σύμφωνα με τις πειραματικές καταγραφές, που αποτυπώνονται στην Εικ. 7.11. Το πρώτο διάκενο τίθεται στην απαιτούμενη τάση διάσπασης, ενώ τα υπόλοιπα τίθεται περίπου 30% υψηλότερα, ούτως ώστε να διασφαλιστεί αρχικά η κατάρρευση του πρώτου διακένου. Δεν υπάρχει λόγος, τα επόμενα διάκενα να ρυθμίζονται σε προοδευτικά μεγαλύτερες αποστάσεις. Η ρύθμιση των αποστάσεων των σπινθηριστών γίνεται με παχύμετρο και η δοκιμή της γεννήτριας γίνεται με την προαναφερθείσα μέθοδο, με τη γεννήτρια Marx χωρίς φορτίο.



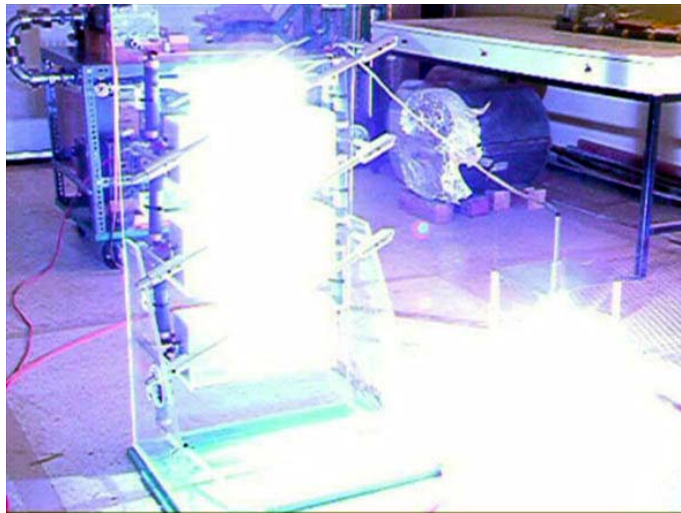
Εικ. 7.34: Δοκιμές συγχρονισμού των διακένων της πολυβάθμιας γεννήτριας χωρίς φορτίο.

Πριν οδηγηθεί η έξοδος της τάσης στη λυχνία, κατασκευάστηκε ένα δοκίμιο ακίδας-πλάκας, προς επιβεβαίωση της λειτουργίας της πολυβάθμιας γεννήτριας σε φορτίο, που προσομοιάζει τον Viricator. Δύο παράλληλα τετράγωνα τμήματα από αλουμίνιο στερεώθηκαν παράλληλα, με κυλίνδρους από Acetal, σε απόσταση 20cm. Στο άνω φύλλο τοποθετήθηκε ένας οδηγός στήριξης, μέσω του οποίου διέρχεται ένας συμπαγής κύλινδρος διατομής 16mm, η άκρη του οποίου διαμορφώθηκε σε ακίδα. Τοποθετώντας την ακίδα λίγα cm απέναντι από την πλάκα, οδηγήθηκε η έξοδος της πολυβάθμιας γεννήτριας στο δοκίμιο αυτό.



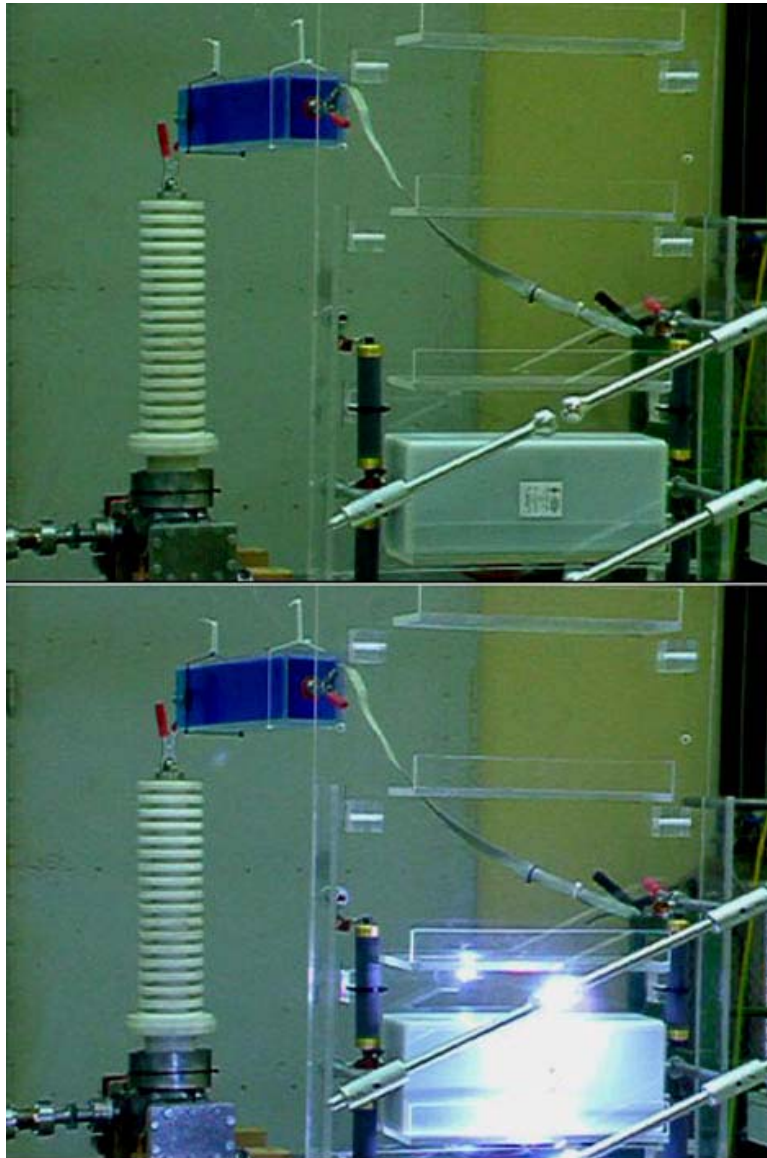
Εικ. 7.35: Δοκίμιο ακίδας-πλάκας για ελέγχους της γεννήτριας Marx.

Όπως φαίνεται και από την ακόλουθη εικόνα, η διοχέτευση της τάσης στο δοκίμιο είναι επιτυχής. Η εικόνα αυτή είναι καρέ από video το οποίο λήφθηκε στην εκφόρτιση εγκατεστημένης τριβάθμιας γεννήτριας, με τάση φόρτισης 40kV/βαθμίδα. Η τάση εκφόρτισης είναι πάνω από 100kV, ενώ το ρεύμα εκφόρτισης, χωρίς να έχει μετρηθεί, προκαλεί πολύ ισχυρό κρότο.



Εικ. 7.36: Εκφόρτιση γεννήτριας απευθείας στο δοκίμιο ακίδας πλάκας.

Αφού τεκμηριώθηκε πειραματικά ότι η πολυβάθμια γεννήτρια μπορεί να συγχρονιστεί και να οδηγήσει τάση στην έξοδο, συνδέθηκε η αντίσταση μετώπου υψηλής τάσης και εν συνεχεία η λυχνία στην έξοδο. Η αντίσταση διατηρείται σε οριζόντια θέση, αναρτημένη στο ταβάνι του δωματίου με πετονιά. Οι συνδέσεις υψηλής τάσης γίνονται με πλεγμένο αγωγό χαλκού (μπλεντάζ), ο οποίος αιωρείται στο χώρο. Η πολυβάθμια διάταξη επιβεβαιώθηκε ότι οδηγεί επιτυχώς την τάση στη λυχνία, καταρχήν από τη μεγάλη αύξηση που παρατηρήθηκε την πρώτη φορά στο ρεύμα της αντλίας ιονισμού. Ας σημειωθεί ότι, και σε αυτά τα πειράματα, η λυχνία παραμένει υπό μόνιμη άντληση για διατήρηση των συνθηκών του κενού. Στην ακόλουθη φωτογραφία από καρέ Video μπορούμε να διακρίνουμε την ενεργοποίηση του τελευταίου σπινθηριστή, γεγονός που υποδηλώνει επιτυχή οδήγηση της τάσης στον Vircator.



Εικ. 7.37: Εκφόρτιση γεννήτριας Marx στη λυχνία, μέσω της αντίστασης υψηλής τάσης.

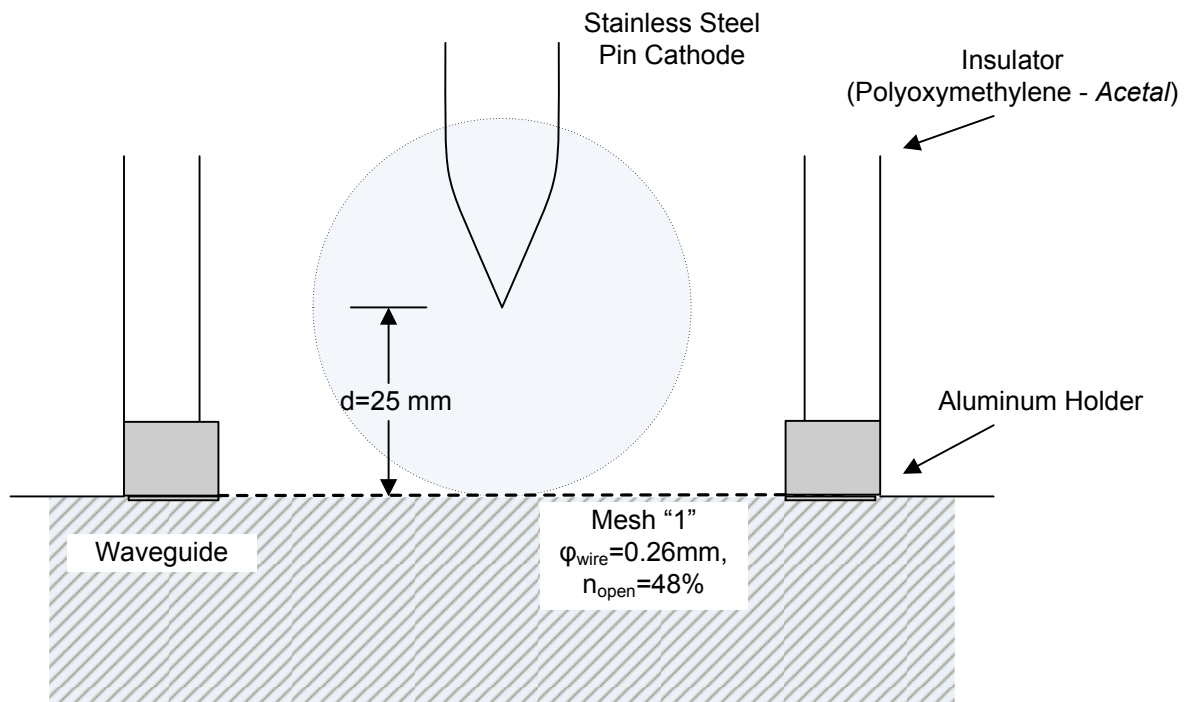
7.4. Νέα Πειραματικά Αποτελέσματα Συστήματος *Vircator*

Οι πρώτες δοκιμές του *Vircator* έγιναν με τη διάταξη VDE-β, που έχουμε στα προηγούμενα περιγράψει (βλ. παρ. 5.5 και παρ. 6.3), με αντίσταση μετώπου $R_F=208\Omega$, πυκνωτή φόρτισης $C_C=6000\text{pF}$ και πυκνωτή κρούσης $C_L=1200\text{pF}$, διαμορφωμένο ταυτόχρονα και σαν χωρητικό καταμεριστή. Η διάταξη αυτή, μπορούσε να οδηγήσει τη λυχνία με μέγιστη κρουστική τάση 115kV , με χρόνο ανόδου 10%-90% περίπου ίσο με 600ns και κρουστικό ρεύμα, το οποίο στο μεγαλύτερο μέρος παρέχεται από το χωρητικό καταμεριστή και εν γένει εξαρτάται από τη μεταβατική αντίσταση που παρουσιάζει το διάκενο ανόδου-καθόδου της λυχνίας. Οι νέες δοκιμές έγιναν με τη πολυβάθμια γεννήτρια Marx, με διαμορφώσεις με 4, 5 και 6 βαθμίδες, με χρήση ή όχι της αντίστασης υψηλής τάσης και μέχρι 40kV φόρτιση βαθμίδων. Η χρήση της πολυβάθμιας γεννήτριας επέτρεψε την οδήγηση με ισοδύναμες χωρητικότητες από 25nF μέχρι 16.67nF και τάσεις μέχρι 240kV . Αρχικά χρησιμοποιήθηκε η δίοδος

με κάθοδο μορφής ακίδας, με απόσταση ανόδου-καθόδου ίση με 25mm, ως η διάταξη που απέδωσε τις μεγαλύτερες ισχύεις κατά τη φάση δοκιμών με τη μονοβάθμια κρουστική διάταξη.

7.4.1. Κάθοδος Ακίδας ($d=25\text{mm}$)

Για τα πειράματα με τον κυματοδηγικό Viricator και τις δοκιμές με την πολυβάθμια κρουστική γεννήτρια, χρησιμοποιήθηκε αρχικά η κάθοδος τύπου ακίδας, διότι, ήδη από τη σειρά πειραμάτων με τη μονοβάθμια διάταξη VDE-b, παρείχε τα μεγαλύτερα μεγέθη μικροκυματικής ακτινοβολίας.



Εικ. 7.38: Διαμόρφωση διόδου με κάθοδο ακίδας και $d_{AK}=15\text{mm}$.

Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκαν αρχικά το πλέγμα υπ' αριθμόν «1», το οποίο φέρει 30 σπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 0.587mm, σύρμα διαμέτρου 0.26mm και ελεύθερη επιφάνεια ~48%. Ακολούθως χρησιμοποιήθηκε ένα νέο πλέγμα, το πλέγμα υπ' αριθμόν «7», με 10 σπές ανά ίντσα, με άνοιγμα οπής 2.2mm, σύρμα διαμέτρου 0.34mm και ελεύθερη επιφάνεια ~75%.

7.4.1.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Η κάθοδος ακίδας δοκιμάστηκε σε διάφορες τάσεις με την πολυβάθμια γεννήτρια. Στα συγκεκριμένα πειράματα δεν κατέστη δυνατή η μέτρηση της τάσης, λόγω των προβλημάτων με τον ωμικό καταμεριστή. Παρατίθενται ορισμένα μεγέθη οδήγησης για πειράματα με κάθοδο ακίδας με $d_{AK}=25\text{mm}$ και πλέγματα «1» και «7».

Πιν. 7.5: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "1"

Διαμόρφωση	Theoretical Vmax	I_{typ}	RF max (mV)
4st./21kV/CuSO ₄	~80kV	1200A	400
4st./21kV	~80kV	2200A	240
5st./21kV/CuSO ₄	~100kV	1400A	400
5st./21kV	~100kV	1900A	700
5st./31kV/CuSO ₄	~150kV	2000A	760
5st./31kV	~150kV	3200A	400
5st./31kV/CuSO ₄	~150kV	1900A	800
6st./31kV/CuSO ₄	~180kV	2100A	750
6st./31kV/CuSO ₄	~180kV	2100A	1200

Πιν. 7.6: Κάθοδος Ακίδας $d_{AK}=25\text{mm}$, Mesh "7"

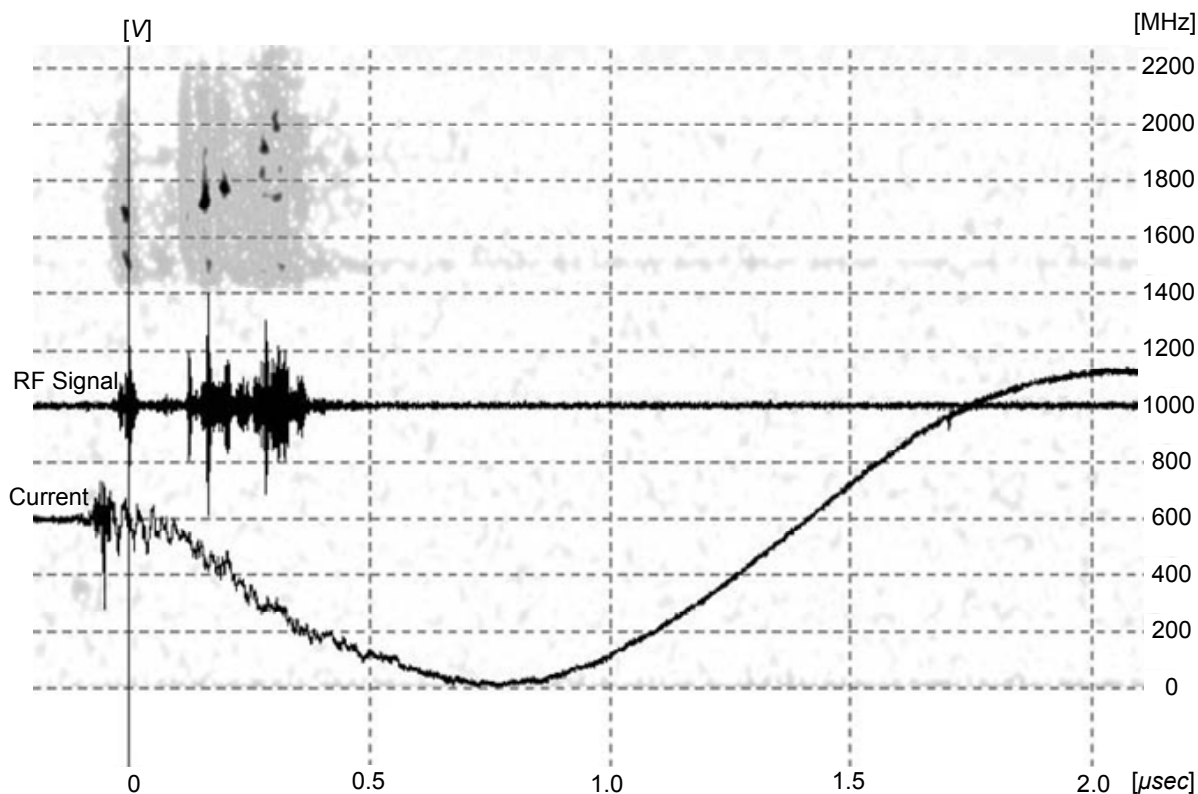
Διαμόρφωση	Theoretical Vmax	I_{typ}	RF max (mV)
6st./31kV/CuSO ₄	~180kV	2300A	450
6st./31kV	~180kV	3500A	250
6st./38kV/CuSO ₄	~220kV	2500A	450

Η μικροκυματική έξοδος δοκιμάστηκε με το probe ηλεκτρικού πεδίου (βλ. παρ. 7.2.4) και διαπιστώθηκαν ίδια επίπεδα ισχύος με το μικροκυματικό εξασθενητή. Η δοκιμή αυτή έγινε, προκειμένου να λυθούν κάποιες αμφιβολίες που είχαν εγερθεί, σχετικά με πιθανή μη γραμμικότητα του μικροκυματικού εξασθενητή σε υψηλές ισχύεις. Οι ακόλουθες μετρήσεις έχουν διεξαχθεί με το μικροκυματικό εξασθενητή.

7.4.1.2. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

Περίπτωση Α (5 stages, 31kV/stage, no resistor, 3200A)

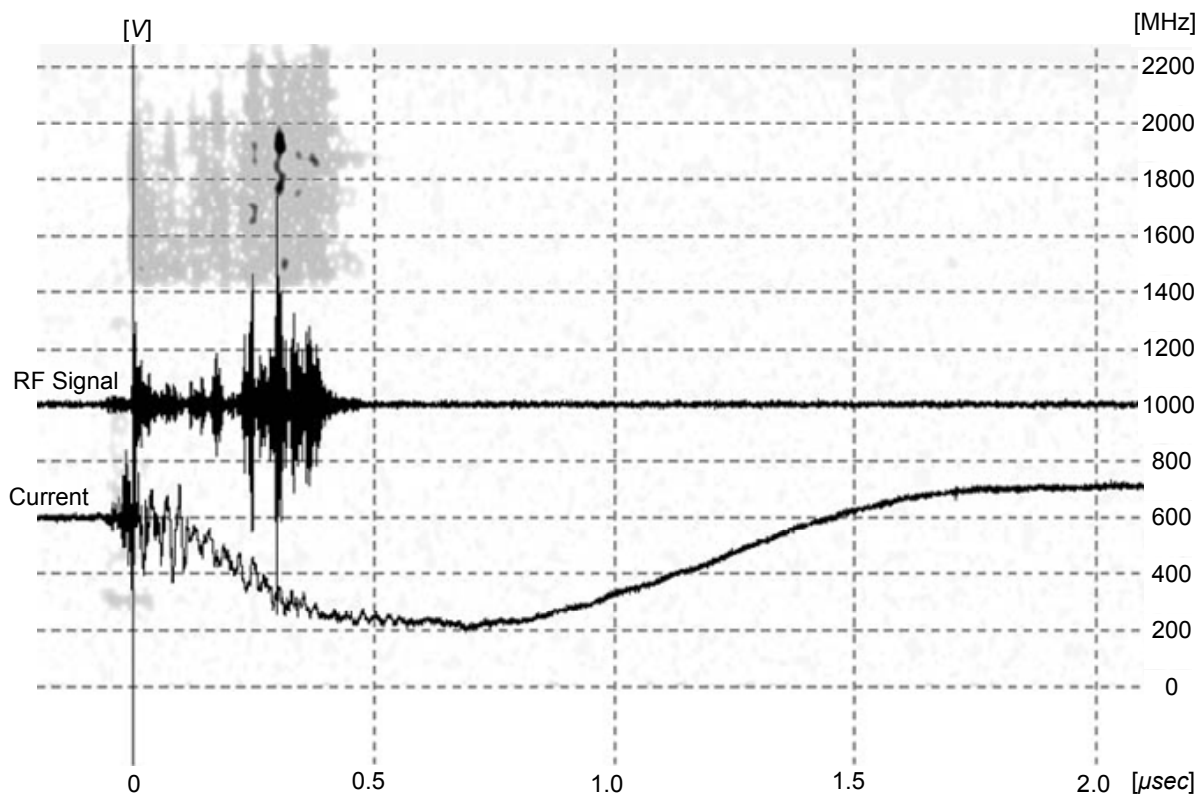
Στην καταγραφή αυτή, η οδήγηση της λυχνίας γίνεται με 5 βαθμίδες, χωρίς χρήση αντίστασης περιορισμού και με φόρτιση βαθμίδων ίση με ~31kV. Η θεωρητική μέγιστη τάση στη λυχνία είναι ~150kV, όταν η δίοδος βρίσκεται ακόμα στα πρώιμα στάδια της κατάρρευσης, στην αρχή του φαινομένου, οπότε και εμφανίζει μεγάλη αντίσταση. Το μέγιστο ρεύμα που καταγράφεται είναι 3.2kA. Μικροκυματικό σήμα εμφανίζεται όταν η δίοδος δεν έχει ακόμα βραχυκυκλώσει. Ωστόσο αυτό δεν μπορεί άμεσα να διαπιστωθεί λόγω αδυναμίας καταγραφής της τάσης. Αντιλαμβανόμαστε ότι η δίοδος δεν είναι γεφυρωμένη, όσο η μεταβολή του ρεύματος παρουσιάζει χαρακτηριστικές μικρές διακυμάνσεις, προτού μεταβεί σε ομαλή συμπεριφορά. Από τις χρονικές διάρκειες των φαινομένων εικάζουμε ότι η δίοδος γεφυρώνεται μέσα σε 400 με 500nsec, ήτοι σε χρόνο λίγο μικρότερο από όσο παρατηρείται στις προηγούμενες σειρές μετρήσεων (βλ. παρ. 6.3.4.3). Η συχνότητα εξόδου φαίνεται, από το διάγραμμα χρόνου-φάσματος, ότι ακολουθεί μία πορεία προς μεγαλύτερες τιμές, καθώς εξελίσσεται το φαινόμενο. Η εξέλιξη αυτή μπορεί να προβλεφθεί, χρησιμοποιώντας το μοντέλο εκφόρτισης χωρητικότητας μέσω της δίοδου του Vircator (βλ. παρ. 4.3.6).



Εικ. 7.39: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20090409m34): $N=5$, $V_{\text{charge}}=31\text{kV}$, $I_{\text{max}}=3200\text{A}$, $RF_{\text{max}}=60\text{W}$.

Περίπτωση Β (6 stages, 31kV/stage, CuSO_4 resistor, 2200A)

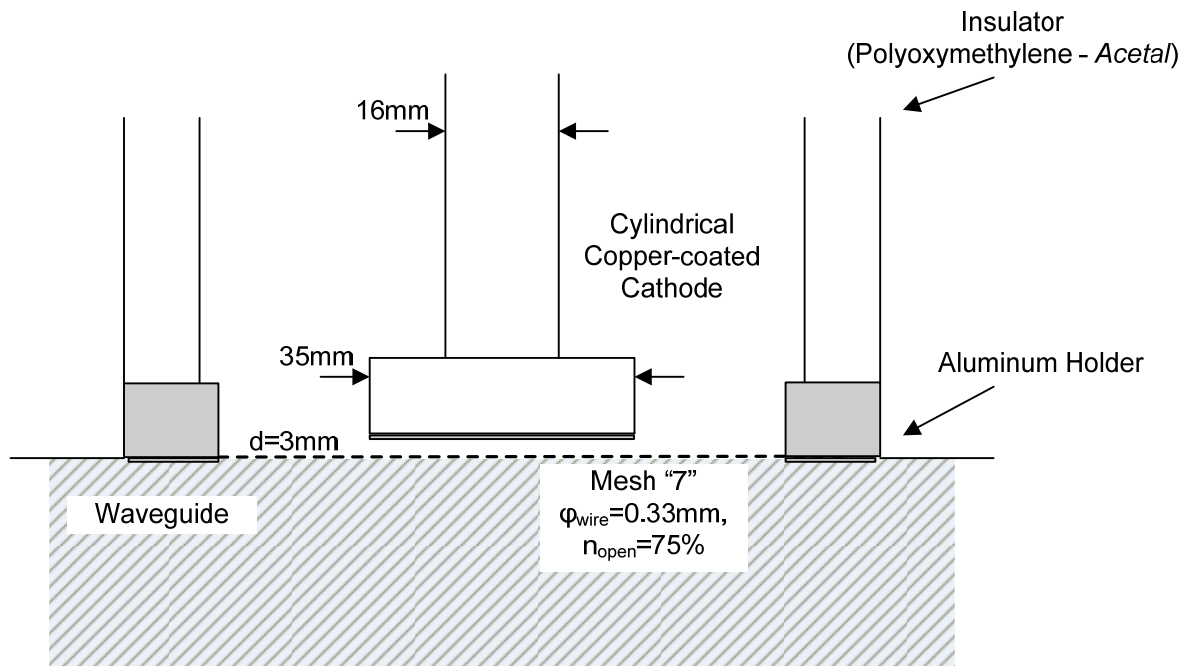
Στην καταγραφή αυτή, η οδήγηση της λυχνίας γίνεται με 6 βαθμίδες, ενώ παρεμβάλλεται η αντίσταση υψηλής τάσης από διάλυμα CuSO_4 . Η φόρτιση των βαθμίδων είναι $\sim 31\text{kV}$, επομένως η θεωρητική μέγιστη τάση στη λυχνία είναι $\sim 180\text{kV}$, όταν η δίοδος βρίσκεται ακόμα στα πρώιμα στάδια της κατάρρευσης, στην αρχή του φαινομένου, οπότε και εμφανίζει μεγάλη αντίσταση. Το μέγιστο ρεύμα που καταγράφεται είναι 2.2kA . Μικροκυματικό σήμα εμφανίζεται, όταν η δίοδος δεν έχει ακόμα βραχυκυκλώσει. Αντιλαμβανόμαστε ότι η δίοδος δεν είναι γεφυρωμένη, όσο η μεταβολή του ρεύματος παρουσιάζει χαρακτηριστικές μικρές διακυμάνσεις, προτού μεταβεί σε ομαλή συμπεριφορά. Το στάδιο αυτό υπολογίζεται περί τα 500nsec , παρατηρώντας την κυματομορφή μεταβολής του ρεύματος.



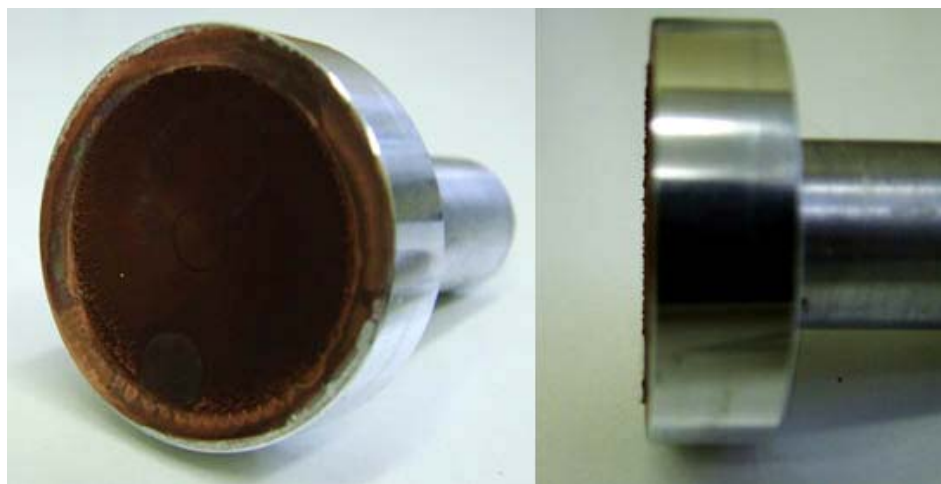
Εικ. 7.40: Κάθοδος ακίδας, $d_{AK}=25\text{mm}$ (μέτρηση 20090411m11): $N=6$, $V_{\text{charge}}=31\text{kV}$, CuSO_4 resistor, $I_{\text{max}}=2200\text{A}$, $\text{RF}_{\text{max}}=250\text{W}$.

7.4.2. Κυλινδρική Κάθοδος με Επικάθηση Cu ($d=3\text{mm}$)

Μία νέα μέθοδος για επίτευξη μεγάλης τραχύτητας στην επιφάνεια της καθόδου δοκιμάστηκε στα νέα πειράματα. Μία κυλινδρική κάθοδος από αλουμίνιο, διαμέτρου 35mm , προσαρμόστηκε κατάλληλα σε στέλεχος διαμέτρου 16mm , ώστε να αφήνει πολύ μικρή απόσταση από το πλέγμα. Η κάτω πλευρά του ηλεκτροδίου βυθίστηκε σε διάλυμα CuSO_4 , ενώ σαν άνοδος χρησιμοποιήθηκε ένα κομμάτι χαλκού. Συνδέοντας τον αρνητικό πόλο ενός τροφοδοτικού DC στην κάθοδο και τον θετικό πόλο του τροφοδοτικού στο κομμάτι χαλκού, μπορούμε να επιτύχουμε με ηλεκτρόλυση τη δημιουργία ενός πολύ λεπτού πορώδους στρώματος από χαλκό. Το αποτέλεσμα της επικάθησης είναι κοκκώδης καθαρός μεταλλικός χαλκός, με μικρή συνάφεια με το αλουμίνιο, ο οποίος απομακρύνεται εύκολα με ελαφρύ ξύσιμο. Το αποτέλεσμα της ηλεκτρόλυσης φαίνεται στις φωτογραφίες της Εικ. 7.42.



Εικ. 7.41: Διαμόρφωση διόδου με κυλινδρική κάθοδο με επικάλυψη χαλκού και $d_{AK}=3\text{mm}$.



Εικ. 7.42: Κυλινδρική κάθοδος με επικάλυψη χαλκού.

Το μήκος της συγκεκριμένης καθόδου, 56mm, ήταν τέτοιο ώστε η απόσταση από το πλέγμα να είναι μόλις 3 με 4mm. Όπως έγινε φανερό από τις μετρήσεις, η δίοδος καταρρέει σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, της τάξης των 100nsec, χωρίς καθόλου εμφάνιση μικροκυματικού σήματος. Η συγκεκριμένη κάθοδος, ωστόσο, βοηθάει στην τεκμηρίωση της μεταβατικής χρονικής συμπεριφοράς του RLC κυκλώματος που αποτελείται από τη γεννήτρια Marx, την αντίσταση υψηλής τάσης και την κατανομημένη επαγωγή βρόχου.

7.4.2.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Η ταχύτατη γεφύρωση του διακένου οδηγεί το κύκλωμα σε απλή ταλαντούμενη RLC συμπεριφορά. Μπορούμε, πρακτικά, να αγνοήσουμε τη μεταβατική μη γραμμική συμπεριφορά της δίοδου, αφού η συνεισφορά της διαρκεί ελάχιστα. Με έξι βαθμίδες και $\sim 31\text{kV}$ τάση φόρτισης ανά βαθμίδα, με θεωρητική αρχική τάση οδήγησης τα 180kV, το ρεύμα που προ-

σφέρει η πολυβάθμια διάταξη είναι 3kA, με παρεμβολή της αντίστασης, και 4.5kA, χωρίς την αντίσταση CuSO₄.

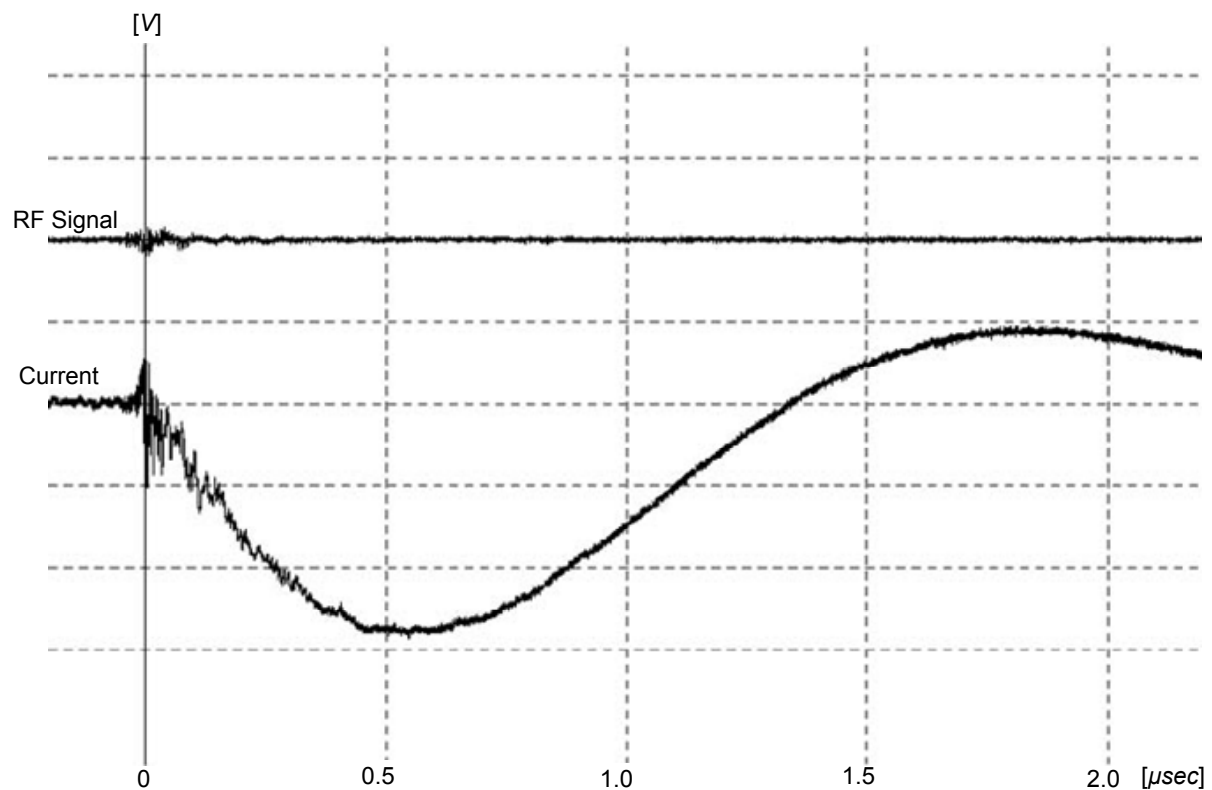
Πιν. 7.7: Κυλινδρική Κάθοδος με επικάλυψη Cu, $d_{AK}=3\text{mm}$, Mesh "7"

Διαμόρφωση	Theoretical Vmax	I_{typ}	RF max (mV)
6st./31kV/CuSO ₄	~180kV	3100A	-
6st./31kV	~180kV	4500A	-

7.4.2.2. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

Περίπτωση A (6 stages, 31kV/stage, CuSO₄ resistor, 3100A)

Από το συγκεκριμένο διάγραμμα αντιλαμβανόμαστε ότι η δίοδος δεν είναι γεφυρωμένη, όσο η μεταβολή του ρεύματος παρουσιάζει χαρακτηριστικές μικρές διακυμάνσεις, προτού μεταβεί σε ομαλή συμπεριφορά. Το στάδιο αυτό υπολογίζεται περί τα 150nsec, παρατηρώντας την κυματομορφή μεταβολής του ρεύματος. Από προσομοιώσεις μπορούμε να επιβεβαιώσουμε ότι η κυματομορφή αυτή ανταποκρίνεται στην εκφόρτιση ενός κυκλώματος RLC με $R \approx 15\Omega$, $C \approx 16\text{nF}$ και $L \approx 8.6\mu\text{H}$. Τοποθετώντας στα 0.8 με 0.9μH την αυτεπαγωγή κάθε βαθμίδας, προκύπτει για το υπόλοιπο κύκλωμα (αγωγοί συνδέσεων υψηλής τάσης, αγωγοί γείωσης και αντίσταση υψηλής τάσης) L_{ext} από 3.2 μέχρι 3.8μH. Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι απουσίαζε η μικροκυματική έξοδος από τις δοκιμές που έγιναν.

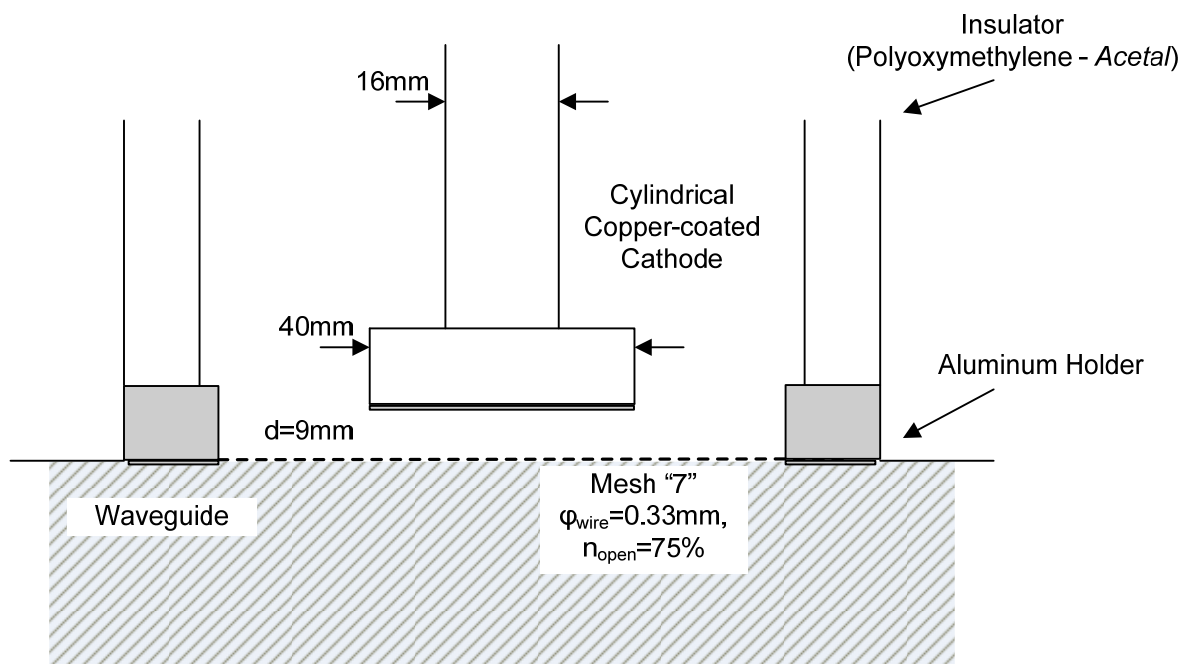


Εικ. 7.43: Κυλινδρική κάθοδος με Cu, $d_{AK}=3\text{mm}$ (μέτρηση 20090411m11): $N=6$, $V_{charge}=31\text{kV}$, CuSO₄ resistor, $I_{max}=3100\text{A}$.

Η απουσία παρατηρούμενων μικροκυματικών σημάτων πιθανότατα οφείλεται στο γεγονός φασματικού περιεχομένου σε πολύ υψηλές συχνότητες, κάτι που δικαιολογείται από τα θεωρητικά μοντέλα και απόσταση ανόδου-καθόδου μόλις 3mm.

7.4.3. Κυλινδρική Κάθοδος με Επικάθηση Cu ($d=9\text{mm}$)

Οι μετρήσεις με την κυλινδρική κάθοδο με απόσταση 3mm από το πλέγμα δεν παρουσίασαν μικροκυματική έξοδο, παρατηρούμενες στον παλμογράφο με εύρος ζώνης 2GHz. Κατασκευάστηκε μία ακόμα κάθοδος με την ίδια μέθοδο επικάλυψης Cu. Η συγκεκριμένη κάθοδος έχει διάμετρο 40mm και αφήνει απόσταση από το πλέγμα της ανόδου περίπου 9mm. Η διάοδος διαμορφώθηκε με το πλέγμα από ανοξείδωτο χάλυβα υπ' αριθμόν «7», με διάμετρο συρμάτων 0.33mm και γεωμετρική διαπερατότητα ίση με 75%.



Εικ. 7.44: Διαμόρφωση διόδου με κυλινδρική κάθοδο με επικάλυψη χαλκού και $d_{AK}=9\text{mm}$.

7.4.3.1. Μακροσκοπικά Πειραματικά Μεγέθη

Οι παρατηρήσεις της συμπεριφοράς του ρεύματος δείχνουν ότι το διάκενο καταρρέει σε περίπου 400 με 500nsec. Το διάκενο θεωρείται ότι έχει καταρρεύσει από τη στιγμή, που το μετρούμενο ρεύμα δεν εμφανίζει απότομες διακυμάνσεις αλλά έχει μεταβεί σε ομαλότερη συμπεριφορά. Οι αριθμοί αυτοί μεταφράζονται σε σημαντικά μικρές ταχύτητες κατάρρευσης διακένου, της τάξης των 2cm/μsec. Το γεγονός αυτό πιθανότατα οφείλεται στην επικάλυψη Cu στην κάτω επιφάνεια της καθόδου. Η ύπαρξη χαλκού, σε συνδυασμό με τη μεγάλη επιφάνεια του ηλεκτροδίου, οδηγεί σε ευρύτερη κατανομή του ρεύματος, συνεπώς σε μικρότερη θερμική επιβάρυνση της καθόδου. Επιπλέον, ο χαλκός είναι ένα βαρύ στοιχείο, επομένως το πλάσμα χαλκού, προερχόμενο από την κάθοδο, έχει μικρότερες ταχύτητες θερμικής διάχυσης. Με έξι βαθμίδες και $\sim 31\text{kV}$ τάση φόρτισης ανά βαθμίδα, με θεωρητική

αρχική τάση οδήγησης τα 180kV, το ρεύμα που προσφέρει η πολυβάθμια διάταξη είναι 2.5kA, με παρεμβολή της αντίστασης, και 3.5kA, χωρίς την αντίσταση CuSO₄.

Πιν. 7.8: Κυλινδρική Κάθοδος με επικάλυψη Cu, d_{AK}=3mm, Mesh "7"

Διαμόρφωση	Theoretical Vmax	I _{typ}
6st./31kV/CuSO ₄	~180kV	2500A
6st./31kV	~180kV	3500A

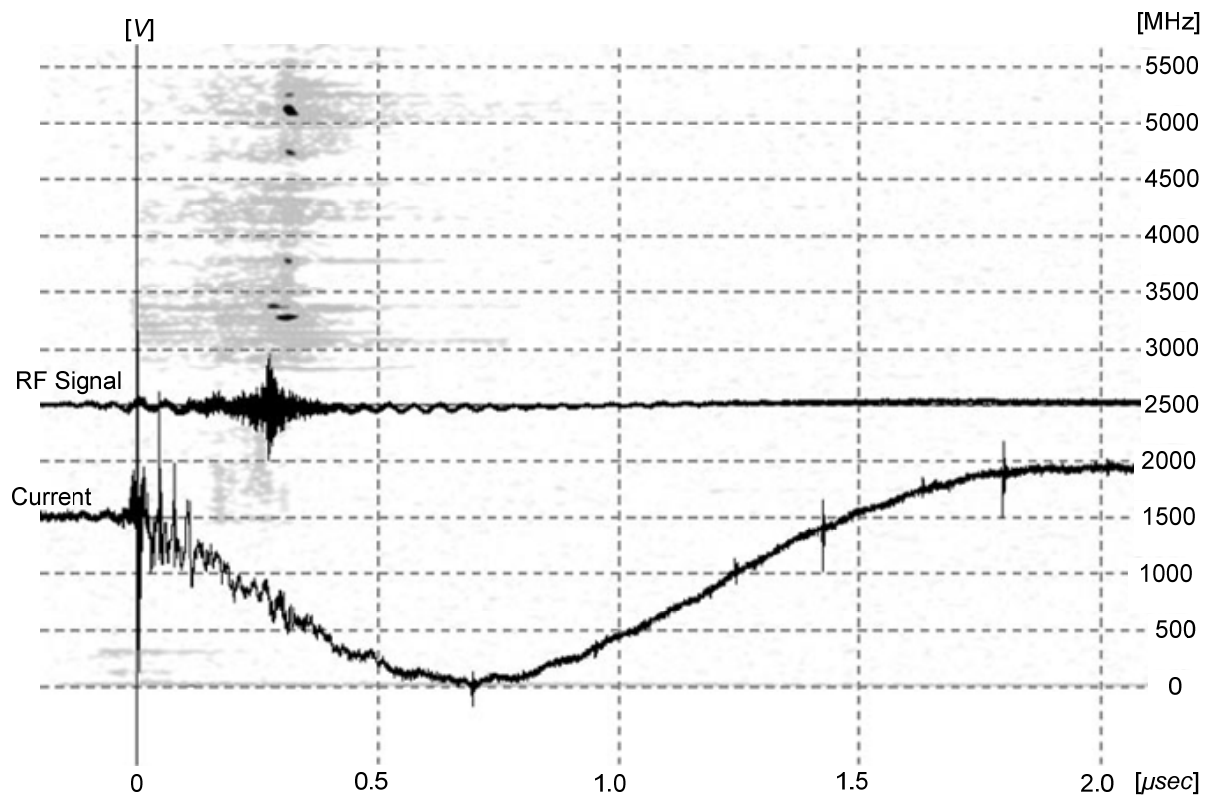
Αξίζει να σημειωθεί ότι, για μία μόνο σειρά μετρήσεων, διατέθηκε ο ψηφιακός παλμογράφος DSO90604, με αναλογικό bandwidth ίσο με 6GHz και συχνότητα δειγματοληψίας 20GSamples/sec. Ενώ οι μετρήσεις με τον ψηφιακό παλμογράφο των 2GHz εμφάνιζαν καταγραφές ασθενών μικροκυματικών σημάτων κατά τη διάρκεια του φαινομένου, οι μετρήσεις με το νέο παλμογράφο έδειξαν εντυπωσιακά αποτελέσματα. Τεκμηριώθηκε για πρώτη φορά η εικασία μας ότι, σε πολλές περιπτώσεις, η έξοδος του Viricator έχει φασματικό περιεχόμενο σε σημαντικά υψηλότερες συχνότητες.

7.4.3.2. Χαρακτηριστικές Μετρήσεις

Περίπτωση A (6 stages, 31kV/stage, CuSO₄ resistor, 3100A)

Στην καταγραφή αυτή, η οδήγηση της λυχνίας γίνεται με 6 βαθμίδες, με χρήση αντίστασης περιορισμού και με φόρτιση βαθμίδων ίση με ~31kV. Η θεωρητική μέγιστη τάση στη λυχνία είναι ~180kV, όταν η δίοδος βρίσκεται ακόμα στα πρώιμα στάδια της κατάρρευσης, στην αρχή του φαινομένου, οπότε και εμφανίζει μεγάλη αντίσταση. Το μέγιστο ρεύμα που καταγράφεται είναι 3.1kA. Μικροκυματικό σήμα εμφανίζεται, όταν η δίοδος δεν έχει ακόμα βραχυκυκλώσει. Ωστόσο αυτό δεν μπορεί άμεσα να διαπιστωθεί λόγω αδυναμίας καταγραφής της τάσης. Αντιλαμβανόμαστε ότι η δίοδος δεν είναι γεφυρωμένη, όσο η μεταβολή του ρεύματος παρουσιάζει χαρακτηριστικές μικρές διακυμάνσεις, προτού μεταβεί σε ομαλή συμπεριφορά. Κάποια μικρά παράσιτα στην κυματομορφή του ρεύματος εμφανίζονται, όταν η σύνδεση της πολυβάθμιας κρουστικής διάταξης με την αντίσταση μετώπου υψηλής τάσης και το δοκίμιο δεν κάνει καλή ηλεκτρική επαφή. Ας σημειωθεί ότι η ηλεκτρική σύνδεση της τελευταίας βαθμίδας της γεννήτριας Marx με το ένα άκρο της αντίστασης, όπως και το άλλο άκρο της αντίστασης με την κορυφή του μονωτήρα της λυχνίας, γίνεται με μεταλλικές τσιμπίδες, ενώ σαν αγωγός σύνδεσης χρησιμοποιείται πεπλεγμένος χαλκός (μπλεντάζ).

Από τις χρονικές διάρκειες των φαινομένων εικάζουμε ότι η δίοδος γεφυρώνεται μέσα σε 400nsec, με ταχύτητα εξάπλωσης πλάσματος 2cm/μsec. Οι υψηλές συχνότητες μπορούν να προβλεφθούν χρησιμοποιώντας το μοντέλο εκφόρτισης χωρητικότητας μέσω της διόδου του Viricator (βλ. παρ. 4.3.6), ωστόσο το μοντέλο δεν είναι πλέον κατάλληλο, αφού παρεμβάλλεται η αντίσταση μετώπου υψηλής τάσης



Εικ. 7.45: Κυλινδρική κάθοδος με Cu, $d_{AK}=9\text{mm}$ (μέτρηση 20090515m03): $N=6$, $V_{\text{charge}}=31\text{kV}$, CuSO_4 resistor, $I_{\text{max}}=2500\text{A}$, $\text{RF}_{\text{max}}=800\text{W}$.

8. Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

Στα πλαίσια της παρούσας έρευνας, παρουσιάστηκαν αποτελέσματα για τον πρωτότυπο κυματοδηγικό Viricator, που σχεδιάστηκε, κατασκευάστηκε και δοκιμάστηκε πειραματικά. Η αρχική πειραματική εργασία διεξήχθη στις εγκαταστάσεις του Εργαστηρίου Υψηλών Τάσεων του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Για το σκοπό αυτό, εγκαταστάθηκε μία μονοβάθμια κρουστική διάταξη τύπου VDE-β, σύμφωνα με όσα έχουν περιγραφεί στα κεφάλαια 5 και 6. Η διάταξη επέτρεψε τη λήψη αποτελεσμάτων με κρουστικές κυματομορφές δοκιμής τύπου 0.6/50, με μέγιστο πλάτος οδήγησης τα 110kV. Τα ρεύματα οδήγησης της λυχνίας ήταν της τάξης των 1-2kA, ποσά ευθέως εξαρτώμενα από το επίπεδο τάσης οδήγησης και τη χωρητικότητα του συστήματος υψηλής τάσης. Η λυχνία φάνηκε να αποδίδει μικροκυματική ακτινοβολία από ταλαντώσεις εικονικής καθόδου, όμως σε μικρά ποσά ισχύος και με αποδόσεις που άγγιξαν τα όρια του 10^{-5} . Τα μικρά ποσά RF που παράγονται, αποδίδονται στα ασθενή μεγέθη οδήγησης της λυχνίας και ειδικά στα πολύ μικρά ρεύματα. Τα πειράματα, που διεξήχθησαν με τη μονοβάθμια κρουστική διάταξη, επέτρεψαν την αρχική τεκμηρίωση της συμπεριφοράς της λυχνίας. Έχοντας δυνατότητα καταγραφής της τάσης και του ρεύματος των δοκιμών, διαπιστώθηκε η συμπεριφορά του δοκιμίου με διάφορους συνδυασμούς επιπέδων τάσης και ηλεκτροδίων ανόδου και καθόδου. Τα πειράματα αυτά ολοκληρώθηκαν, όταν μετρήθηκε μία μεγάλη ποικιλία διαμορφώσεων, και ο Viricator δοκιμάστηκε στα μεγαλύτερα δυνατά επίπεδα τάσης.

Προκειμένου να επιτευχθούν μεγαλύτερα επίπεδα μικροκυματικής ισχύος, αποφασίστηκε η κατασκευή μίας πολυβάθμιας κρουστικής διάταξης υψηλής τάσης. Με την κρουστική γεννήτρια τύπου Marx, κατέστη δυνατή η οδήγηση του Viricator με μεγαλύτερες ισχείς. Η πολυβάθμια γεννήτρια βασίστηκε σε πυκνωτές τάσης φόρτισης 50kV και χωρητικότητας 100nF. Η υποδομή της γεννήτριας Marx προσφέρει δυνατότητα σύνθεσης μέχρι οκτώ βαθμίδων, για τάσεις δοκιμής μέχρι 400kV. Η γεννήτρια εγκαταστάθηκε σε νέο χώρο, στο τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών, και δοκιμάστηκε με επιτυχία, οδηγώντας τη λυχνία. Η ικανότητα ρεύματος από τη πολυβάθμια κρουστική γεννήτρια είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή της μονοβάθμιας διάταξης. Περιορίζεται, κυρίως, από τη μεγάλη αυτεπαγωγή που εμφανίζει η πολυβάθμια γεννήτρια, μέγεθος που προσαυξάνεται από το μεγάλο μήκος ενάერიων ηλεκτρικών συνδέσεων που απαιτούνται, για επίτευξη των αναγκαίων αποστάσεων ασφαλείας.

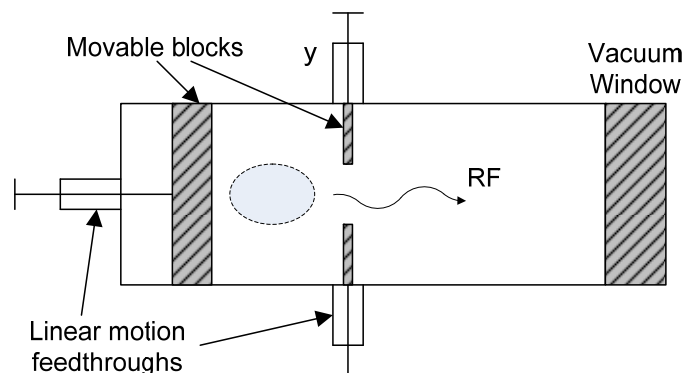
Κατά τη φάση των πειραμάτων με τη μονοβάθμια κρουστική διάταξη VDE-β, οι κάθοδοι ακίδας έδωσαν τα μεγαλύτερα ποσά μικροκυματικής ακτινοβολίας, αποτέλεσμα που δικαιολογείται από τη συγκεντρωμένη εκπομπή ρεύματος και την, κατά συνέπεια, ισχυρότερη εμφάνιση εικονικής καθόδου στην κυματοδηγική κοιλότητα. Οι κάθοδοι αυτοί, ωστόσο,

εμφανίζουν μεγάλη αντίσταση και δεν επιτρέπουν την άντληση μεγάλων ποσών ρεύματος, στο βαθμό, βέβαια, που η χωρητικότητα και η επαγωγή της κρουστικής πηγής το επιτρέπουν. Η λυχνία δοκιμάστηκε υπό τις νέες συνθήκες οδήγησης, δείχνοντας αύξηση στη μικροκυματική ισχύ.

Για την παρατήρηση των υψίσυχνων σημάτων χρησιμοποιήθηκαν δύο συστήματα μέτρησης. Το ένα περιλάμβανε τη χρήση ενός μικροκυματικού εξασθενητή, υλοποιημένου με απορροφητικό υλικό, εντός κυματοδηγού της ίδιας διάστασης. Στην έξοδο του εξασθενητή το σήμα λαμβανόταν με προσαρμογέα σε ομοαξονικό καλώδιο. Το δεύτερο σύστημα περιλάμβανε τη χρήση ενός μικρού probe ηλεκτρικού πεδίου εντός της κυματοδηγικής όδευσης, προκειμένου να λαμβάνεται δείγμα του μικροκυματικού σήματος, πάλι σε ομοαξονικό καλώδιο. Η παρατήρηση των σημάτων γινόταν σε παλμογράφο ψηφιακής αποθήκευσης, με εύρος ζώνης από 1.4 (συχνότητα αποκοπής πρώτου ρυθμού) έως τα 2.1GHz περίπου. Ενίοτε χρησιμοποιήθηκε τεχνική ετεροδύνησης, επιτρέποντας τον έλεγχο των σημάτων μέχρι τα 3.4GHz. Οι μετρήσεις αυτές, που έγιναν στις διαμορφώσεις με κάθοδο ακίδας, έδειξαν ότι δεν υπάρχει φασματικό περιεχόμενο μεγαλύτερης ισχύος στην περιοχή 2.1 με 3.4GHz, από ότι στην περιοχή 1.4 με 2.1GHz. Στο σύνολο των μετρήσεων, η ενέργεια του μικροκυματικού σήματος εμπίπτει στην απευθείας ζώνη παρατήρησης στον παλμογράφο.

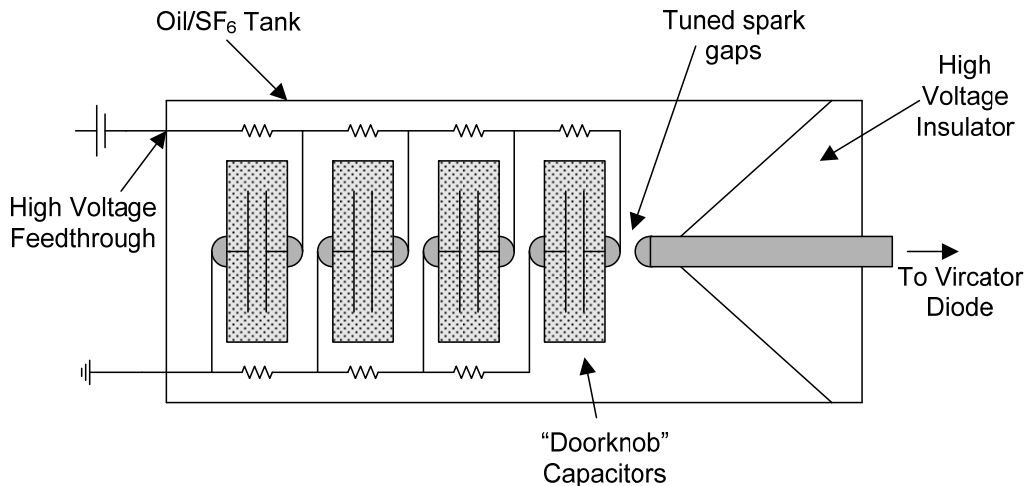
Το υλοποιηθέν σύστημα της λυχνίας Vircator πέρασε το πρώτο στάδιο ανάπτυξης, που είναι η αντιμετώπιση των προβλημάτων της λειτουργίας καθαυτής. Ξεπεράστηκαν κρίσιμα προβλήματα, όπως η στεγανότητα της λυχνίας στο κενό, η κατασκευή των εξαρτημάτων υψηλής τάσης, η λήψη πειραματικών μετρήσεων απαλλαγμένων από παρεμβολές. Η συνολική συμπεριφορά της διάταξης έχει πλέον τεκμηριωθεί, ούτως ώστε να μπορούμε να προβούμε σε βελτιώσεις, σε μερικό ή και σε ολικό επανασχεδιασμό του συστήματος Vircator.

Μία πρώτη δυνατότητα μελλοντικής εργασίας αποτελεί η σχεδιαστική βελτίωση της λυχνίας. Τα μικροκυματικά σήματα, που έχουν καταγραφεί, μελετήθηκαν και διαπιστώθηκε πως το φασματικό τους περιεχόμενο καταλαμβάνει διάφορες συχνότητες στο εύρος ζώνης παρατήρησης, με μία ασθενή προτίμηση στην περιοχή μεταξύ 1.7 και 1.9GHz, λόγω της συντονιζόμενης κοιλότητας, που εγκαταστάθηκε στον κυματοδηγό. Ενσωματώνοντας στη λυχνία κατάλληλες μηχανουργικές τροποποιήσεις, όπως τη δυνατότητα αλλαγής της συντονιζόμενης κοιλότητας και της απόστασης της καθόδου από την άνοδο, χωρίς να απαιτείται αποσυναρμολόγηση του δοκιμίου, θα έχουμε τη δυνατότητα δραστικής επιτάχυνσης της πειραματικής διαδικασίας. Για την τροποποίηση αυτή απαιτείται χρήση καταλλήλων εξαρτημάτων κενού (motion feedthroughs) και επανασχεδιασμός του σώματος του Vircator, για το οποίο ήδη έχουν δοθεί κατευθυντήριες οδηγίες. Με τον τρόπο αυτό, θα μπορέσει να εξεταστεί εις βάθος η επίδραση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της κυματοδηγικής κοιλότητας και της διόδου στη μικροκυματική έξοδο του Vircator.



Εικ. 8.1: Vircator με εξωτερικά ρυθμιζόμενες γεωμετρικές παραμέτρους.

Κατά δεύτερον, μπορεί να σχεδιαστεί μία νέα γεννήτρια Marx, βασισμένη σε κατάλληλους πυκνωτές, τοποθετημένους μέσα σε δοχείο με μονωτικό έλαιο ή αέριο υψηλής ηλεκτρικής αντοχής, όπως το εξαφθοριούχο θείο, SF₆. Έτσι θα μειωθεί στο μέγιστο δυνατό βαθμό το συνολικό μήκος της κρουστικής διάταξης. Με τον τρόπο αυτό, θα περιοριστεί σημαντικά η επαγωγή και θα είναι επιτεύξιμα μεγαλύτερα ρεύματα οδήγησης και ταχύτερες κυματομορφές. Σε ένα τέτοιο σύστημα γεννήτριας Marx, ο μονωτήρας διέλευσης υψηλής τάσης της λυχνίας μπορεί να αποτελέσει και μονωτήρα προσαγωγής της τάσης στη δίοδο, κάνοντας έτσι τη λυχνία «αναπόσπαστο» κομμάτι της πολυβάθμιας γεννήτριας.



Εικ. 8.2: Γεννήτρια Marx χαμηλής αυτεπαγωγής.

Προκειμένου να επιτευχθούν ταχύτεροι ρυθμοί επανάληψης κρούσεων στη λυχνία, μπορεί να τροποποιηθεί κατάλληλα το αντλητικό σύστημα. Η αντλία κενού αποδίδει καλύτερα, όταν είναι συνδεδεμένη με τον προς άντληση όγκο μέσω δικτύου σωληνώσεων μεγάλης αγωγιμότητας. Συνεπώς, στη λυχνία μπορεί να προβλεφθεί μεγαλύτερο παράθυρο άντλησης του κενού, το οποίο ωστόσο θα πρέπει να σκεπασθεί με ανοξειδωτο πλέγμα, ώστε να εμποδίζεται η διέλευση της ακτινοβολίας στο δίκτυο άντλησης και η διαταραχή του μικροκυματικού πεδίου.

Σημαντικό στοιχείο στη λειτουργία του Vircator αποτελούν τα υλικά και η γεωμετρία της ανόδου και της καθόδου. Όσον αφορά την κάθοδο, η μελέτη μπορεί να επεκταθεί στην έρευνα για νέα υλικά και τεχνικές, όπως πλήρως μεταλλικές κάθοδοι χαραγμένες με μικρομηχανικά μέσα, κάθοδοι με ανθρακονήματα ή κάθοδοι επικαλυμμένες από ενώσεις μεγάλου μοριακού βάρους, όπως το ιωδιούχο καίσιο. Με τον τρόπο αυτό θα περιοριστούν σημαντικά οι ταχύτητες εξάπλωσης πλάσματος και θα επιτευχθούν μικροκυματικοί παλμοί μεγαλύτερης διάρκειας.

Η μικροκυματική έξοδος του Vircator σε μεγαλύτερες συχνότητες, μη παρατηρηθείσες μέχρι στιγμής, μπορεί να γίνει δυνατή με σχεδιασμό νέου μετρητικού συστήματος. Η έξοδος της λυχνίας μπορεί να χωριστεί σε πολλές ζώνες, με χρήση κατάλληλα βαθμονομημένων probes και να οδηγηθεί στη συνέχεια, μέσω ζωνοπερατών φίλτρων, σε ετερόδυνους δέκτες. Με τον τρόπο αυτό θα εξακριβωθεί, εάν υπάρχει φασματικό περιεχόμενο σε πολύ υψηλότερες συχνότητες. Τα ζωνοπερατά σήματα μπορούν επίσης να παρατηρηθούν με κρυσταλλικούς φωρατές γρήγορης απόκρισης, για να εξακριβωθεί το συνολικό ενεργειακό περιεχόμενο της μικροκυματικής εξόδου. Η χρήση, τέλος, ψηφιακού παλμογράφου με μεγαλύτερο εύρος ζώνης μπορεί να διαφωτίσει άμεσα, σχετικά με τη συμπεριφορά της λυχνί-

ας σε πολύ υψηλότερες συχνότητες. Σε κάθε περίπτωση, το σύστημα δειγματοληψίας της μικροκυματικής ισχύος εμφανίζει συνάρτηση μεταφοράς, η οποία εξαρτάται και από τους διεγείρομένους ρυθμούς στη λυχνία, γεγονός στο οποίο πρέπει να δοθεί ιδιαίτερη προσοχή.

Το εκπονηθέν σύστημα, το οποίο μελετήθηκε και παρουσιάστηκε εκτενώς στην παρούσα διατριβή, εάν τύχει των προταθεισών επεκτάσεων, έχει πολλαπλές χρήσιμες και ενδιαφέρουσες εφαρμογές.

Θα καταστεί δυνατόν να δημιουργηθεί ένα τεχνικά απλό σύστημα μικροκυμάτων υψηλής ισχύος, με υψηλό ρυθμό επανάληψης παλμών, εύκολα παραμετροποιήσιμο, συντονιζόμενο κατά συχνότητα και μικρό σε όγκο. Ως τέτοιο, το σύστημα Viricator μπορεί να λειτουργήσει ως απλό και αποτελεσματικό εργαλείο τεκμηρίωσης ηλεκτρομαγνητικής συμβατότητας συσκευών και διαπίστωσης ευαισθησίας σε ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές. Συγκεκριμένα, η υλοποίηση ενός συστήματος Viricator με δυνατότητες επιλογής της συχνότητας εξόδου, μέσω κατάλληλης προσαρμογής των γεωμετρικών χαρακτηριστικών και των μεγεθών οδήγησης, επιτρέπει τη μελέτη της ατρωσίας συσκευών σε ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές, σε μεγάλο εύρος συχνοτήτων και ισχύων.

Ένα σύστημα λυχνίας Viricator με ρυθμιζόμενα χαρακτηριστικά εξόδου μπορεί να αποτελέσει τη μικροκυματική πηγή υψηλής ισχύος, για χρήσεις σε παλμικά radar πολύ μεγάλων αποστάσεων. Η μέγιστη ακτίνα ενός radar είναι ανάλογη της τετάρτης τάξεως ρίζας της ισχύος εκπομπής. Συνεπώς, εκπέμποντας με έναν Viricator ισχύ 10^3 φορές μεγαλύτερη από ότι η λυχνία οδεύοντος κύματος ενός radar, μπορεί να καλυφθεί περίπου έξι φορές μεγαλύτερη ακτίνα. Επίσης, ένα μικρού όγκου σύστημα μικροκυμάτων υψηλής ισχύος με λυχνία Viricator, που εκπέμπει σε UHF συχνότητες, μπορεί να τοποθετηθεί σε ιπτάμενο μέσο και να χρησιμοποιηθεί σε radar χαρτογράφησης υπεδάφους, προς ανίχνευση ναρκών, γεωλογικών σχηματισμών, αρχαιολογικών χώρων.

Η λυχνία Viricator, ως μικροκυματική πηγή πολύ υψηλής ισχύος, μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σε άλλες εφαρμογές, όπως στη μελέτη ιονισμού αερίων από παλμικά ηλεκτρομαγνητικά σήματα, στη μελέτη της ατμόσφαιρας, ακόμα και στην παραγωγή θερμού πλάσματος σε διατάξεις σύντηξης. Υπάρχει, ακόμα, η δυνατότητα, ένας Viricator να χρησιμοποιηθεί σαν τελική βαθμίδα σε διάταξη ενίσχυσης μικροκυματικών σημάτων, με τεχνικές κλειδώματος της συχνότητας εξόδου από εξωτερικό σήμα οδήγησης. Στην περίπτωση αυτή, η χαλαρή προτίμηση συχνότητας εξόδου του «ελεύθερου» Viricator θα μεταπέσει σε μία συχνότητα, γεγονός που μπορεί να τύχει εκμετάλλευσης σε επιταχυντές σωματιδίων υψηλών ενεργειών.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] I. Langmuir and L. Tonks, "Oscillations in Ionized Gases," *Phys. Rev.*, vol. 33, pp. 195-210, 1929.
- [2] M. N. Saha, "On a Physical Theory of Stellar Spectra," *Proc. R. Soc. A*, vol. 99. no. 697, pp. 135-153, 1921.
- [3] J. A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*, 3rd ed.: Springer, 2004.
- [4] C. D. Child, "Discharge from Hot CaO," *Phys. Rev.*, vol. 32, no. 5, pp. 492-511, 1911.
- [5] I. Langmuir, "The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum," *Phys. Rev.*, vol. 2, no. 6, pp. 450-486, 1913.
- [6] J. Benford, E. Schamiloglu, and J. A. Swegle, *High Power Microwaves*, 2nd ed.: Taylor & Francis, 2006.
- [7] H. R. Jory and A. W. Trivelpiece, "Exact Relativistic Solution for the One-Dimensional Diode," *J. Appl. Phys.*, vol. 40, no. 10, pp. 3924-3926, 1969.
- [8] J. W. Luginsland, Y. Y. Lau, and R. M. Gilgenbach, "Two-Dimensional Child-Langmuir Law," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 22, pp. 4668-4670, 1996.
- [9] Y. Y. Lau, "Simple Theory for the Two-Dimensional Child-Langmuir Law," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, no. 23, pp. 1-3, 2001.
- [10] Y. Li, F. He, C. Liu, and J. Sun, "Two-Dimensional Child-Langmuir Law for Planar Diode with Finite-Radius Emitter," *5th Int. Conf. on Vacuum Electron Sources (IVESC 2004). Proceedings*, pp. 263-264, 2004.
- [11] I. Langmuir and K. B. Blodgett, "Currents Limited by Space Charge between Coaxial Cylinders," *Phys. Rev.*, vol. 22, no. 4, pp. 347-356, 1923.
- [12] X. Chen, J. Dickens, E. H. Choi, and M. Kristiansen, "Space-charge limited current for 1-D cylindrical diodes," *14th IEEE Int. Conf. on Pulsed Power (PPC-2003). Digest of Technical Papers*, vol. 1, pp. 467-470, 2003.
- [13] L. Tonks, "Space Charge as a Cause of Negative Resistance in a Triode and Its Bearing on Short Wave Generation," *Phys. Rev.*, vol. 30, no. 4, pp. 501-511, 1927.
- [14] C. K. Birdsall and W. B. Bridges, *Electron Dynamics of Diode Regions*: Academic Press Inc., 1966.
- [15] C. E. Fay, A. L. Samuel, and W. Shockley, "On the Theory of Space Charge between Parallel Plane Electrodes," *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 17, no. 1, pp. 49-79, 1938.
- [16] M. Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams*: Wiley, 1994.
- [17] V. L. Granatstein and I. Alexeff, *High-Power Microwave Sources*: Artech House, 1987.
- [18] J. D. Lawson, "On the classification of electron streams," *J. Nucl. Energy, Part C Plasma Phys.*, vol. 1, no. 1, pp. 31-35, 1959.

- [19] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. New York: Dover, 1972.
- [20] E. W. Weisstein, "Dawson's Integral," in *MathWorld--A Wolfram Web Resource*.: <http://mathworld.wolfram.com/DawsonsIntegral.html>.
- [21] H. Alfvén, "On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space," *Phys. Rev.*, vol. 55, no. 5, pp. 425-429, 1939.
- [22] C. L. Olson and J. W. Poukey, "Force-neutral beams and limiting currents," *Phys. Rev. A*, vol. 9, no. 6, pp. 2631-2634, 1974.
- [23] L. S. Bogdankevich and A. A. Rukhadze, "Stability of Relativistic Electron Beams in a Plasma and the Problem of Critical Currents," *Sov. Phys. Usp.*, vol. 14, no. 2, 1971.
- [24] J. A. Nation and M. Read, "Limiting currents in unneutralized relativistic electron beams," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, no. 8, pp. 426-428, 1973
- [25] O. W. Richardson, "Thermionic Phenomena and the Laws Which Govern Them," Nobel Lecture, December 12, 1929.
- [26] S. Dushman, "Electron Emission from Metals as a Function of Temperature," *Phys. Rev.*, vol. 21, no. 6, pp. 623-636, 1923.
- [27] M. D. Campbell-Miller and B. Simard, "First ionization potentials of tungsten and rhenium by mass-selected double-resonance ionization spectroscopy," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, no. 10, pp. 2115-2120, 1996.
- [28] R. L. Boxman, D. M. Sanders, and P. J. Martin, *Handbook of Vacuum Arc Science and Technology: Fundamentals and Applications*: Noyes Publications, 1995.
- [29] M. Lenzlinger and E. H. Snow, "Fowler-Nordheim Tunnelling into Thermally Grown SiO₂," *J. Appl. Phys.*, vol. 40, no. 1, pp. 278-283, 1969.
- [30] R. H. Fowler and L. Nordheim, "Electron Emission in Intense Electric Fields," *L. Proc. R. Soc.*, vol. 119, no. 781, pp. 173-181, 1928.
- [31] R. Gomer, *Field Emission and Field Ionization (AVS Classics of Vacuum Science and Technology)*: Springer, 1993.
- [32] E. Hantzsche, "The Thermo-Field Emission of Electrons in Arc Discharges," *Beitr. Plasmaphys.*, vol. 22, no. 4, pp. 325-346, 1981.
- [33] C. A. Spindt, K. R. Shoulders, and L. N. Heynick, "Field emission cathode structures and devices utilizing such structures." vol. 3755704 U. S. Pat. Office, 1973.
- [34] P. R. Schwoebel, C. A. Spindt, and C. E. Holland, "Spindt cathode tip processing to enhance emission stability and high-current performance," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 21, no. 1, pp. 433-435 2003.
- [35] C. A. Spindt, I. Brodie, L. Humphrey, and E. R. Westerberg, "Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones," *J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 12, pp. 5248-5263, 1976.
- [36] I. D. Chalmers and B. D. Phukan, "Photographic Observations of Impulse Breakdown in Short Vacuum Gaps," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 12, pp. 1285-1292, 1979.
- [37] G. A. Mesyats, "Primary and secondary processes of explosive electron emission," *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, vol. 21, no. 5, pp. 690-695, 1980.
- [38] R. J. Barker and E. Schamiloglu, *High-power Microwave Sources and Technologies*: IEEE Press, 2001.
- [39] R. B. Miller and K. W. Habiger, "A review of recent progress in Reltron tube design," *12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS '98)*, vol. 2, pp. 740-743, 1998.

- [40] L. Li, L. Liu, J. Wen, and Y. Liu, "Effects of CsI Coating of Carbon Fiber Cathodes on the Microwave Emission From a Triode Virtual Cathode Oscillator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 1, pp. 15-22, 2009.
- [41] D. V. Giri and F. M. Tesche, "Classification of Intentional Electromagnetic Environments (IEME)," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 46, no. 3, pp. 322-328, 2004.
- [42] Ι. Α. Σταθόπουλος, *Υψηλές Τάσεις Ι*: Εκδ. Συμείων.
- [43] A. V. Gaponov-Grekhov and V. L. Granatstein, *Applications of High-Power Microwaves*: Artech House, 1994.
- [44] S. H. Gold and G. S. Nusinovich, "Review of high-power microwave source research," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 68, no. 11, pp. 3945-3974, 1997.
- [45] M. Haworth, R. Adler, B. Anderson, M. Connaughton, W. Dungan, J. Enns, J. Metz, P. Pelletier, R. Platt, J. Polaco, R. Rupp, L. Thode, and D. Voss, "Experimental observation of two microwave radiation mechanisms with widely separated frequencies during the output pulse of a high-voltage virtual cathode oscillator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 4, pp. 408-410, 1991.
- [46] S. C. Burkhart, R. D. Scarpetti, and R. L. Lundberg, "A virtual-cathode reflex triode for high-power microwave generation," *J. Appl. Phys.*, vol. 58, no. 1, pp. 28-36, 1985.
- [47] H. A. Davis, R. R. Bartsch, L. E. Thode, E. G. Sherwood, and R. M. Stringfield, "High-Power Microwave Generation from a Virtual Cathode Device," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, no. 21, pp. 2293-2296 1985.
- [48] C. A. Kapetanakos, P. A. Sprangle, R. A. Mahaffey, and J. Golden, "High-Power Microwaves from a Non-Isochronous Reflecting Electron System (NIREs)." vol. 4150340 U. S. Pat. Office, 1979.
- [49] D. Price, D. Fittinghoff, J. Benford, H. Sze, and W. Woo, "Operational Features and Microwave Characteristics of the Vircator II Experiment," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 16, no. 2, pp. 177-184, 1988.
- [50] W.-Y. Woo, "Two-dimensional Features of Virtual Cathode and Microwave Emission," *Phys. Fluids*, vol. 30, no. 1, pp. 239-244, 1986.
- [51] D. J. Sullivan, "High Power Microwave Generation from a Virtual Cathode Oscillator (Vircator)," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 30, no. 7, pp. 3426-3428, 1983.
- [52] W. Jiang, K. Masugata, and K. Yatsui, "Mechanism of Microwave Generation by Virtual Cathode Oscillation," *Phys. Plasmas*, vol. 2, no. 3, pp. 982-986, 1995.
- [53] B. V. Alyokhin, A. E. Dubinov, V. D. Selemir, O. A. Shamro, K. V. Shibalko, N. V. Stepanov, and V. E. Vatrugin, "Theoretical and Experimental Studies of Virtual Cathode Microwave Devices," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 22, no.5, pp. 945-959, 1994.
- [54] M. Yatsuzuka, M. Nakayama, M. Tanigawa, S. Nobuhara, D. Young, and O. Ishihara, "Plasma Effects on Electron Beam Focusing and Microwave Emission in a Virtual Cathode Oscillator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 26, no. 4, pp. 1314-1321, 1998.
- [55] H. A. Davis, R. D. Fulton, E. G. Sherwood, and T. J. T. Kwan, "Enhanced-Efficiency , Narrow-Band Gigawatt Microwave Output of the Reditron Oscillator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 18, no. 3, pp. 611-617, 1990.
- [56] H. A. Davis, R. R. Bartsch, T. J. T. Kwan, E. G. Sherwood, and R. M. Stringfield, "Gigawatt-level microwave bursts from a new type of virtual cathode oscillator," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, no. 3, pp. 288-291, 1987.
- [57] R. A. Mahaffey, P. Sprangle, J. Golden, and C. A. Kapetanakos, "High-Power Microwaves from a Nonisochronic Reflecting Electron System," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 39, no. 13, pp. 843-846 1977.

- [58] P. A. Lindsay, W. K. Toh, and X. Chen, "The Influence of an Axial Magnetic Field on the Performance of a Coaxial Vircator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, no. 2, pp. 1186-1195, 2002.
- [59] E. N. Egorov and A. E. Hramov, "Investigation of the Chaotic Dynamics of an Electron Beam with a Virtual Cathode in an External Magnetic Field," *Plasma Physics Reports*, vol. 32, no. 8, pp. 683-694, 2006.
- [60] K. G. Kostov, N. A. Nikolov, and V. A. Spassov, "Excitation of Transverse Electric Modes in Axially Extracted Virtual Cathode Oscillator," *Elect. Lett.*, vol. 29, no. 12, pp. 1069-1070, 1993.
- [61] K. G. Kostov, N. A. Nikolov, I. P. Spassovsky, and V. A. Spassov, "Experimental study of virtual cathode oscillator in uniform magnetic field," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, no. 21, pp. 2598-2600, 1992.
- [62] K. G. Kostov and N. A. Nikolov, "Microwave generation from an axially extracted virtual cathode oscillator with a guide magnetic field," *Phys. Plasmas*, vol. 1, no. 4, pp. 1034-1039, 1994.
- [63] A. E. Dubinov and V. D. Selemir, "Microwave generation features in a vircator with an inhomogeneous magnetic field in the interaction region," *Tech. Phys. Lett.*, vol. 27, no. 7, pp. 557-559, 2001.
- [64] T. J. T. Kwan, "High-Efficiency, Magnetized, Virtual-Cathode Microwave Generator," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, no. 15, pp. 1895-1898, 1986.
- [65] V. D. Selemir, A. E. Dubinov, B. G. Ptitsyn, A. A. Evseenko, V. A. Letyagin, R. K. Nurgaliev, V. G. Suvorov, and A. V. Sudovtsov, "The Influence of Vacuum Conditions on the Microwave Generation in a Vircator," *Tech. Phys. Lett.*, vol. 27, no. 11, pp. 967-969, 2001.
- [66] L. Li, T. Men, L. Liu, and J. Wen, "Dynamics of virtual cathode oscillation analyzed by impedance changes in high-power diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 102, no. 12, 2007.
- [67] E.-H. Choi, M.-C. Choi, Y. Jung, M.-W. Chong, J.-J. Ko, Y. Seo, G. Cho, H. S. Uhm, and H. Suk, "High-Power Microwave Generation from an Axially Extracted Virtual Cathode Oscillator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 28, no. 6, pp. 2128-2134, 2000.
- [68] C. S. Hwang and M. W. Wu, "A High Power Microwave Vircator with an Enhanced Efficiency," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 21, no.2, pp. 239-242, 1993.
- [69] F. J. Agee, "Evolution of Pulse Shortening Research in Narrow Band, High Power Microwave Sources," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 26, no. 3, pp. 235-245, 1998.
- [70] F. R. Schwirzke, "Vacuum breakdown on metal surfaces," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, no. 5, pp. 690-696, 1991.
- [71] D. J. Sullivan, "High Power Microwave Generator using Relativistic Electron Beam in Waveguide Drift Tube." vol. 4345220 U. S. Pat. Office, 1982.
- [72] L. Liu, L.-M. Li, X.-P. Zhang, J.-C. Wen, H. Wan, and Y.-Z. Zhang, "Efficiency Enhancement of Reflex Triode Virtual Cathode Oscillator Using the Carbon Fiber Cathode," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, no. 2, pp. 361-368, 2007.
- [73] W. Jiang, J. Dickens, and M. Kristiansen, "Efficiency Enhancement of a Coaxial Virtual Cathode Oscillator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 27, no. 5, pp. 1543-1544, 1999.
- [74] J. Mankowski, X. Cheng, J. Dickens, M. Kristiansen, and E. H. Choi, "Efficiency Results from a Coaxial Vircator using a Simple Feedback Technique," *14th IEEE Int. Conf. on Pulsed Power (PPC-2003). Digest of Technical Papers*, vol. 1, pp. 455-458, 2003.

- [75] A. N. Didenko, A. G. Zherlitsyn, and G. V. Melnikov, "Research of Microwave Generation Efficiency for Triode with Virtual Cathode (Vircator Triode)," *12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS '98)*, pp. 65-68, 1998.
- [76] H. E. Brandt, "High Power Millimeter-Wave Source." vol. 4553068 U. S. Pat. Office, 1985.
- [77] T. J. T. Kwan and C. M. Snell, "Virtual Cathode Microwave Generator having Annular Anode Slit." vol. 4730170 U. S. Pat. Office, 1988.
- [78] T. Ohkawa, "Microwave Generation by Virtual Cathode with Phase Velocity Matching." vol. 4745336 U. S. Pat. Office, 1988.
- [79] R. W. Schumacher, J. Hyman, R. Harvey, and J. Santoru, "Plasma-Assisted High-Power Microwave Generator." vol. 4912367 U. S. Pat. Office, 1990.
- [80] G. Convert and J. P. Brasile, "Electron Beam Device Generating Microwave Energy via a Modulated Virtual Cathode." vol. 5164634 U. S. Pat. Office, 1992.
- [81] A. J. Durand, "Microwave Generator with Virtual Cathode." vol. 2004/0245932 U. S. Pat. Office, 2004.
- [82] S. Burkhart, "Multigigawatt microwave generation by use of a virtual cathode oscillator driven by a 1–2 MV electron beam," *J. Appl. Phys.*, vol. 62, no. 1, pp. 75-78, 1987.
- [83] R. Platt, B. Anderson, J. Christofferson, J. Enns, M. Haworth, J. Metz, P. Pelletier, R. Rupp, and D. Voss, "Low-frequency, multigigawatt microwave pulses generated by a virtual cathode oscillator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, no. 13, 1989.
- [84] R. F. Hoerberling and M. V. Fazio, "Advances in Virtual Cathode Microwave Sources," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 34, no. 3, pp. 252-258, 1992.
- [85] G. A. Huttlin, M. S. Bushell, D. B. Conrad, D. P. Davis, K. L. Ebersole, D. C. Judy, P. A. Lezcano, M. S. Litz, N. R. Pereira, B. G. Ruth, D. M. Weidenheimer, and F. J. Agee, "The reflex-diode HPM source on Aurora," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 18, no. 3, pp. 618-625, 1990.
- [86] W. Jeon, K. Y. Sung, J. E. Lim, K. B. Song, Y. Seo, and E. H. Choi, "A Diode Design Study of the Virtual Cathode Oscillator With a Ring-Type Reflector," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, no. 6, pp. 2011-2016, 2005.
- [87] K. Y. Sung, W. Jeon, Y. Jung, J. E. Lim, H. S. Uhm, and E. H. Choi, "Influence of Anode–Cathode Gap Distance on Output Characteristics of High-Power Microwave From Coaxial Virtual Cathode Oscillator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, no. 4, pp. 1353-1357, 2005.
- [88] X. Chen, W. K. Toh, and P. A. Lindsay, "Physics of the Interaction Process in a Typical Coaxial Virtual Cathode Oscillator Based on Computer Modeling Using MAGIC," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, no. 3, pp. 1191-1199, 2004.
- [89] M. U. Karlsson, F. Olsson, G. Filipsson, E. Edbom, B. O. Bergman, T. Hurtig, P. Appelgren, M. Elfsberg, A. Larsson, C. Nylander, and S. E. Nyholm, "Comparison Between Experimental and Numerical Studies of a Reflex Triode," *15th IEEE Int. Conf. on Pulsed Power (PPC-2005). Digest of Technical Papers*, pp. 210-213, 2005.
- [90] S. A. Kitsanov, A. I. Klimov, S. D. Korovin, I. K. Kurkan, I. V. Pegel, and S. D. Polevin, "A Vircator With Electron Beam Premodulation Based on High-Current Repetitively Pulsed Accelerator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, no. 1, pp. 274-285, 2002.
- [91] A. E. Dubinov, I. A. Efimova, K. E. Mikheev, V. D. Selemir, and V. P. Tarakanov, "Hybrid Microwave Oscillators with a Virtual Cathode," *Plasma Physics Reports*, vol. 30, no. 6, pp. 496-518, 2004.

- [92] S. A. Kitsanov, A. I. Klimov, S. D. Korovin, B. M. Kovalchuk, I. K. Kurkan, S. V. Loginov, I. V. Pegel, S. D. Polevin, S. N. Volkov, and A. A. Zherlitsyn, "S-Band Vircator With Electron Beam Premodulation Based on Compact Pulse Driver With Inductive Energy Storage," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, no. 3, pp. 1179-1185, 2002.
- [93] D. Biswas and R. Kumar, "Efficiency Enhancement of the Axial VIRCATOR," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, no. 2, pp. 369-378, 2007.
- [94] G. Singh and S. Chaturvedi, "PIC Simulation of Effect of Energy-Dependent Foil Transparency in an Axially-Extracted Vircator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, no. 6, pp. 2210-2216, 2004.
- [95] G. Singh, A. Majalee, and S. Chaturvedi, "Two-Dimensional PIC Simulation of some Narrowband and Ultra-Wideband HPM Sources," *14th IEEE Int. Conf. on Pulsed Power (PPC-2003). Digest of Technical Papers*, vol. 2, pp. 1139-1142, 2003.
- [96] D. Biswas and R. Kumar, "Modelling and Simulation of the Virtual Cathode Oscillator," Trombay, Mumbai: Theoretical Physics Division, Bhabha Atomic Research Centre, 2005.
- [97] D. J. Sullivan, "Autoacceleration via Virtual Cathode Oscillation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 26, no. 9, pp. 4274-4276, 1979.
- [98] T. J. T. Kwan and H. A. Davis, "Numerical simulations of the reditron," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 16, no. 2, pp. 185-191, 1988.
- [99] S. D. Korovin, S. A. Kitsanov, A. I. Klimov, I. K. Kurkan, I. V. Pegel, S. D. Polevin, V. V. Rostov, and V. P. Tarakanov, "Tunable Vircators with E-beam Premodulation," *Pulsed Power Plasma Science (PPPS-2001). Abstracts*, pp. 495-499, 2001.
- [100] S. D. Polevin, A. M. Efremov, A. A. Zherlitsyn, S. A. Kitsanov, A. I. Klimov, S. D. Korovin, B. M. Kovalchuk, I. K. Kurkan, O. P. Kutenkov, S. V. Loginov, and I. V. Pegel, "S-band Vircator with Electron Beam Premodulation Based on Compact Inductive Energy Storage Generator," *Pulsed Power Plasma Science (PPPS-2001). Digest of Technical Papers*, vol. 2, pp. 1642-1645, 2001.
- [101] W. Jiang, K. Woolverton, J. Dickens, and M. Kristiansen, "High Power Microwave Generation by a Coaxial Vircator," *12th IEEE Int. Conf. on Pulsed Power (PPC-1999). Digest of Technical Papers*, pp. 194-197, 1999.
- [102] X. Chen, J. Dickens, E. H. Choi, J. Mankowski, L. L. Hatfield, and M. Kristiansen, "Cavity Resonance Effect on a Coaxial Vircator," *14th IEEE Int. Conf. on Pulsed Power (PPC-2003). Digest of Technical Papers*, pp. 1165-1168, 2003.
- [103] X. Chen, J. Dickens, J. Mankowski, L. L. Hatfield, E. H. Choi, and M. Kristiansen, "Microwave Frequency Determination Mechanisms in a Coaxial Vircator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, no. 5, pp. 1799-1804, 2004.
- [104] Y. Yin, D. Zhu, and S. Liu, "Study of a Coaxial Vircator With a Three-Mirror Quasi-Optical Resonant Cavity," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, no. 1, pp. 18-22, 2006.
- [105] J. Mankowski, Y. Chen, J. Dickens, A. Neuber, and R. Gale, "A Low-Cost Metallic Cathode for a Vircator HPM Source," *15th IEEE Int. Conf. on Pulsed Power (PPC-2005). Digest of Technical Papers*, pp. 66-69, 2005.
- [106] Y. Chen, J. Mankowski, J. Walter, and M. Kristiansen, "Cathode and Anode Optimization in a Virtual Cathode Oscillator," *IEEE Trans. Dielect. Elect. Insulation*, vol. 14, no. 4, pp. 1037-1044, 2007.
- [107] Y. J. Chen, J. Mankowski, J. Walter, and M. Kristiansen, "Virtual Cathode Oscillator Component Optimization," *Power Modulator Symposium, 2006. Conference Record of the 2006 Twenty-Seventh International*, pp. 157-160, 2006.

- [108] D. Price and H. M. Sze, "Phase-Stability Analysis of the Magnetron-Driven Vircator Experiment," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 18, no. 3, pp. 580-585, 1990.
- [109] D. Price, H. Sze, and D. Fittinghoff, "Phase and frequency locking of a cavity vircator driven by a relativistic magnetron," *J. Appl. Phys.*, vol. 65, no. 12, pp. 5185-5189, 1989.
- [110] M. Onoi, K. Minami, and M. Yatsuzuka, "Repetitive Operation of Virtual Cathode Oscillator in an Axial Magnetic Field," *14th IEEE Int. Conf. on Pulsed Power (PPC-2003). Digest of Technical Papers*, vol. 2, pp. 1154-1157, 2003.
- [111] H. A. Davis, R. R. Bartsch, T. J. T. Kwan, E. G. Sherwood, and R. M. Stringfield, "Experimental confirmation of the reditron concept," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 16, no. 2, pp. 192-198, 1988.
- [112] V. D. Selemir, A. E. Dubinov, E. E. Dubinov, I. V. Konovalov, and A. V. Tikhonov, "A hybrid microwave generator based on a vircator-TWT (Virtode) system," *Tech. Phys. Lett.*, vol. 27, no. 7, pp. 583-585, 2001.
- [113] A. E. Dubinov, V. D. Selemir, and A. V. Tsarev, "Phased Antenna Arrays Based on Vircators: Numerical Experiments," *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 43, no. 8, pp. 637-642, 2000.
- [114] H. Sze, D. Price, and B. Harteneck, "Phase locking of two strongly coupled vircators," *J. Appl. Phys.*, vol. 67, no. 5, pp. 2278-2282, 1990.
- [115] H. Sze, D. Price, B. Harteneck, and N. Cooksey, "A master-oscillator-driven phase-locked vircator array," *J. Appl. Phys.*, vol. 68, no. 7, pp. 3073-3079, 1990.
- [116] B. M. Novac, M. Istenic, J. Luo, I. R. Smith, J. Brown, M. Hubbard, P. Appelgren, M. Elfsberg, T. Hurtig, C. Moller, A. Larsson, and S. E. Nyholm, "A 10-GW Pulsed Power Supply for HPM Sources," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, no. 5, pp. 1814-1821, 2006.
- [117] T. A. Holt, A. J. Young, M. A. Elsayed, J. W. Walter, A. A. Neuber, and M. Kristiansen, "Images From the Development of a High-Power Microwave System," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 36, no. 4, pp. 1414-1415, 2008.
- [118] A. A. Neuber, *Explosively Driven Pulsed Power: Helical Magnetic Flux Compression Generators*: Springer, 2005.
- [119] E. H. Choi, M. C. Choi, S. H. Choi, K. B. Song, Y. Jung, Y. H. Seo, H. M. Shin, H. S. Uhm, D. W. Lim, C. H. Kim, J. M. Lee, and J. W. Ahn, "Characteristics of Diode Perveance and Vircator Output Under Various Anode-Cathode Gap Distances," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, no. 5, pp. 1728-1732, 2002.
- [120] W. Jiang, K. Woolverton, J. Dickens, and M. Kristiansen, "High Power Microwave Generation by a Coaxial Virtual Cathode Oscillator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 27, no. 5, pp. 1538-1542, 1999.
- [121] W. Jeon, J. E. Lim, M. Moon, K. B. Jung, W. B. Park, H. M. Shin, Y. Seo, and E. H. Choi, "Output Characteristics of the High-Power Microwave Generated From a Coaxial Vircator With a Bar Reflector in a Drift Region," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, no. 3, pp. 937-944, 2006.
- [122] J. Benford, H. Sze, W. Woo, and B. Harteneck, "Virtual-cathode oscillator emission by a pinched diode," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, no. 4, pp. 344-346, 1986.
- [123] H. Sze, J. Benford, W. Woo, and B. Harteneck, "Dynamics of a virtual cathode oscillator driven by a pinched diode," *Phys. Fluids*, vol. 29, no. 11, pp. 3873-3880, 1986.
- [124] C. S. Hwang, M. W. Wu, P. S. Song, and W. S. Hou, "High power microwave generation from a tunable radially extracted vircator," *J. Appl. Phys.*, vol. 69, no. 3, pp. 1247-1252, 1991.

- [125] J. Benford, D. Price, H. Sze, and D. Bromley, "Interaction of a vircator microwave generator with an enclosing resonant cavity," *J. Appl. Phys.*, vol. 61, no. 5, pp. 2098-2100, 1987.
- [126] B. M. Marder, M. C. Clark, L. D. Bacon, J. M. Hoffman, R. W. Lemke, and P. D. Coleman, "The split-cavity oscillator: a high-power E-beam modulator and microwave source," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 20, no. 3, pp. 312-331, 1992.
- [127] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, 2nd ed.: Oxford University Press, 1991.
- [128] www.matweb.com, "Overview of materials for Acetal Copolymer, Unreinforced," 2008.
- [129] J. F. O'Hanlon, *A User's Guide to Vacuum Technology*: Wiley, 2003.
- [130] Agilent, *Infiniium DSO80000B Series Oscilloscopes and InfiniiMax Series Probes, Data Sheet*.
- [131] Schaffner, *MD-200 High Voltage Differential Probe, Data Sheet*.
- [132] Pearson, *Model 1025 Wideband Current Transformer, Data Sheet*.
- [133] F. E. Terman, *Radio Engineers' Handbook*: McGraw-Hill, 1943.
- [134] F. W. Grover, *Inductance Calculations*: Dover, 1962.
- [135] G. A. Mesyats and E. A. Litvinov, "The volt-ampere characteristic of a diode with point cathode in the explosive electron emission mode," *Rus. Phys. J.*, vol. 15, no. 8, pp. 1235-1237, 1972.
- [136] Victoreen, *InoVision Model 451B, Data Sheet*.
- [137] physics.nist.gov, "X-Ray Mass Attenuation Coefficients."
- [138] Nicrom, *High Voltage Power Resistors Series 500, Data Sheet*.
- [139] Glassman, *WK Series Extended Current 500 Watt Regulated High Voltage DC Power Supplies, Data Sheet*.
- [140] M. Bester-Gogac, "Electrical Conductivity of Concentrated Aqueous Solutions of Divalent Metal Sulfates," *J. Chem. Eng. Data*, vol. 53, no. 6, pp. 1355-1359, 2008.
- [141] M. S. Naidu and V. Kamaraju, *High Voltage Engineering*, 2 ed.: McGraw Hill, 1995.