



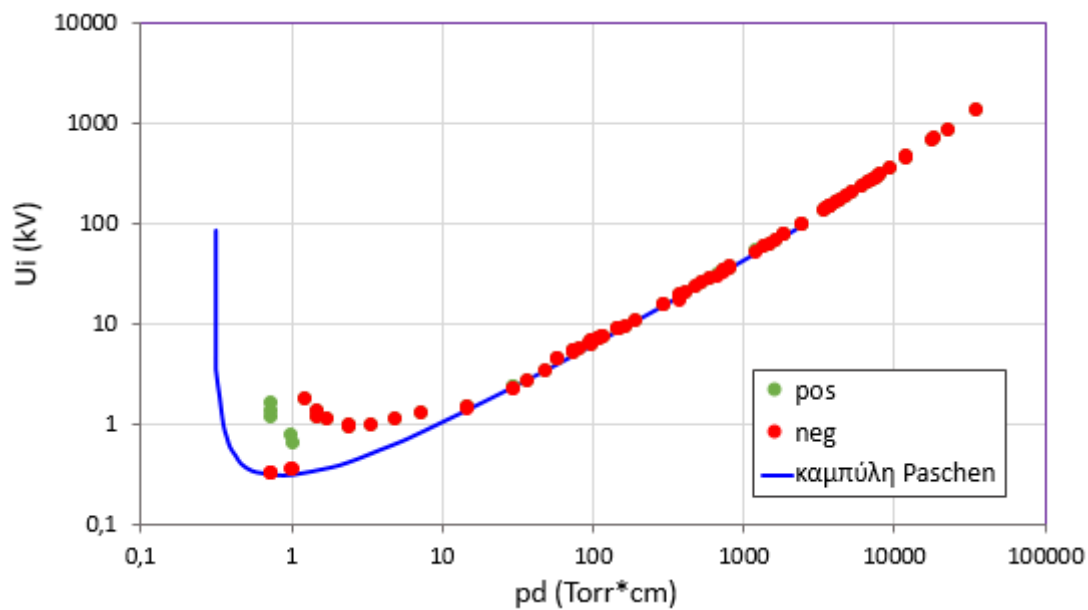
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ  
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ &  
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ  
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΠΟΥΔΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ Τ.Ε.

## ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

# ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΗΣ ΚΑΜΠΥΛΗΣ PASCHEN ΓΙΑ ΤΟΝ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΑΕΡΑ ΜΕΣΩ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΕΝΑΥΣΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ ΚΟΡΩΝΑ

Δίου Σόνια

Α.Μ.:7799



Επιβλέπων: Ζαχαρίας Γ. Δάτσιος, Έκτακτο Εκπαιδευτικό Προσωπικό

*(Υπογραφή)*

.....

**ΣΟΝΙΑ ΔΙΟΥ**

Ηλεκτρολόγος Μηχανικός Τ.Ε., ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ

© 2022 – All rights reserved

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σκοπός της παρούσας πτυχιακής εργασίας είναι η προσέγγιση της καμπύλης Paschen μέσω της μελέτης φαινομένου ηλεκτρικής εκκένωσης, τύπου κορώνα. Πιο συγκεκριμένα, εκτιμώνται οι διάφορες τιμές της τάσης διάσπασης με τη χρήση ενός θεωρητικού μοντέλου εκτίμησης της τάσης έναυσης εκκενώσεων κορώνα, στη βάση κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου στα διάφορα μήκη διακένου. Στην εργασία παρατίθενται οι τιμές των τάσεων που προέκυψαν από το μαθηματικό μοντέλο σε διάφορες συνθήκες πίεσης για σταθερή τιμή θερμοκρασίας και υγρασίας. Οι τιμές συγκρίνονται με αυτές της τυπικής μορφής καμπύλης Paschen για τον ατμοσφαιρικό αέρα.

Επιπροσθέτως, γίνεται μια εισαγωγή στις ηλεκτρικές εκκενώσεις και μελετώνται τα χαρακτηριστικά και οι παράγοντες που την επηρεάζουν δηλαδή η πίεση, η κατανομή του πεδίου και η φύση του αερίου το οποίο μελετάμε.

Η εργασία αποτελείται από τέσσερα κεφάλαια τα οποία περιγράφονται ως εξής:

Στο Κεφάλαιο 1 εξηγείται συνοπτικά η έννοια της ηλεκτρικής διάσπασης ενός ομοιογενούς διακένου και γίνεται αναφορά στο νόμο του Paschen. Επίσης, παρουσιάζονται οι δύο μηχανισμοί με τους οποίους συντελείται ηλεκτρική διάσπαση, ο μηχανισμός streamer και Townsend. Ο τελευταίος περιγράφει τη μετάβαση κατά την οποία όλα τα αέρια με την εφαρμογή της κρίσιμης τάσης σταματούν να συμπεριφέρονται ως μονωτές. Αντιθέτως, εμφανίζουν αγωγιμότητα εφόσον έχουν υποστεί ηλεκτρική διάσπαση.

Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάζεται το θεωρητικό μοντέλο έναυσης εκκένωσης κορώνα και συγκεκριμένα γίνεται αναφορά στα κριτήρια έναυσης των εκκενώσεων υπό την μορφή αίγλης και νηματίου σε ομοιογενή ηλεκτρικά πεδία. Κατόπιν, περιγράφεται το μαθηματικό μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε και εξηγείται ο λόγος για τον οποίο επιλέχθηκαν τα συγκεκριμένα μοντέλα για την διάσπαση ομοιογενούς διακένου.

Στο Κεφάλαιο 3, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προκύπτουν με την εφαρμογή των μοντέλων, με τη μορφή διαγράμματος, και γίνεται η σύγκριση με την καμπύλη Paschen.

Στο τέταρτο κεφάλαιο, αναλύονται και συγκρίνονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν από τα αποτελέσματα του μαθηματικού μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε καθώς και από τη βιβλιογραφία από την οποία αντλήθηκαν οι γνώσεις για την υλοποίηση της εργασίας.

Τέλος, σημαντική κρίνεται η αναφορά στις πηγές με την βοήθεια των οποίων έγινε η σύνθεση αυτής της εργασίας.

**Λέξεις κλειδιά:** Αίγλη, Ηλεκτρική εκκένωση, Καμπύλη Paschen, Μηχανισμός Townsend, Νηματίο, Φαινόμενο κορώνα.



## ABSTRACT

The purpose of this dissertation is to approach the Paschen curve through the mechanisms of corona discharge. More specifically, the breakdown voltage of homogenous air gaps is estimated using a corona inception model based on the electric field distribution in the gap. The corona inception voltages for various values of air pressure are presented, whereas temperature and humidity values are kept fixed. The values of corona inception voltage are compared with breakdown voltages obtained from a typical Paschen curve for ambient air found in literature.

In addition, an introduction is made to electrical discharges as well as the parameters that effect corona discharge, such as pressure, electric field distribution and the nature of the gas within the gap.

The essay consists of four chapters as described below:

Chapter one briefly presents the concept of breakdown voltage of a homogenous gap and the well-known Paschen's law. Moreover, it presents the two different forms of corona discharge, namely the streamer and the glow form or Townsend mechanism.

The second chapter presents the theoretical model of corona inception as well as the criteria for discharge inception either as a glow or as a streamer in homogenous electric fields. In addition, the corona inception model used is described and also it is explained why this model can be used to estimate breakdown voltage of homogenous air gaps.

Chapter three presents the results obtained by applying the models and compares them with the breakdown voltages of a typical Paschen curve found in literature.

In the fourth chapter, the conclusions that emerge from the results of corona inception model are presented.

Finally, it is important to mention the sources that helped this work to be composed.

**Keywords:** Corona effect, Electrical discharge, Glow, Paschen curve, Streamer, Townsend.



## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η παρούσα πτυχιακή εργασία εκπονήθηκε κατά τη διάρκεια φοίτησής μου στο Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας στην Κοζάνη. Ως την ελάχιστη δυνατή μνεία με αυτή την παράγραφο θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους συνέβαλαν στην εκπόνησή της και ιδιαίτερα τον επιβλέποντα καθηγητή μου, Δάτσιο Ζαχαρία καθώς και τον καθηγητή Ζαγκανά Βασίλειο, για την πολύτιμη υποστήριξή τους, τις κατατοπιστικές υποδείξεις τους και το πολύ καλό κλίμα συνεργασίας που δημιούργησαν. Παράλληλα, θα ήθελα να ευχαριστήσω από καρδιάς και την οικογένειά μου για την κατανόηση, την ενθάρρυνση, την ψυχολογική και οικονομική υποστήριξη καθ' όλη την διάρκεια φοίτησής μου.





# ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	i
ABSTRACT .....	iii
ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ.....	v
ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ.....	vii
ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΟΜΟΙΟΓΕΝΟΥΣ ΔΙΑΚΕΝΟΥ-ΚΑΜΠΥΛΗ PASCHEM .....	3
1.1 Τι είναι η διάσπαση ομοιογενούς διακένου. ....	3
1.2 Θεωρία Townsend.....	3
1.2.1 Πρώτος συντελεστής ιονισμού Townsend .....	4
1.2.2 Φωτοϊονισμός .....	5
1.2.3 Δεύτερος συντελεστής ιονισμού Townsend.....	5
1.3 Μηχανισμός streamer.....	6
1.3.1 Θετικό streamer .....	9
1.3.2 Αρνητικό streamer .....	11
1.4 Καμπύλη Paschen.....	12
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕΣΩ ΚΡΙΤΗΡΙΩΝ ΕΝΑΥΣΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ ΚΟΡΩΝΑ ...	17
2.1 Εκκένωση κορώνα .....	17
2.2 Μορφές εκκένωσης κορώνα.....	17
2.2.1 Θετική εκκένωση κορώνα .....	18
2.2.2 Αρνητική εκκένωση κορώνα .....	20
2.3 Περιγραφή του μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε. ....	22
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗΣ .....	25
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	29
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	31

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΕΙΚΟΝΩΝ

Εικόνα 1: Διαγραμματική αναπαράσταση πεδιακής παραμόρφωσης σε ένα διάκενο, προκαλούμενης από φορτίο χώρου μιας στοιβάδας ηλεκτρονίων [8]. .....	6
Εικόνα 2: Φωτογραφίες θαλάμου νεφώσεως δείχνοντας ανάπτυξη των καθοδικά κατευθυνόμενων “streamers” (με αυξανόμενο μήκος πορείας): (α) στοιβάδα πλησίον ανόδου, (β) και (γ) εκκίνηση καθοδικά κατευθυνόμενου “streamer”, (δ) και (ε) χρονική περίοδος για το κανάλι πλάσματος να διασυνδέσει κάθοδο και άνοδο [8]. .....	7
Εικόνα 3: Σχηματισμός θετικού streamer [6]. .....	9
Εικόνα 4: Η σχέση τάσης διάσπασης- $pd$ (καμπύλη Paschen) [8]. .....	12
Εικόνα 5: Τυπική μορφή της καμπύλης Paschen για τον ατμοσφαιρικό αέρα [1]. ....	13
Εικόνα 6: Τάση έναυσης, $U_i$ , συναρτήσει του γινομένου της πίεσης και του μήκους του διακένου, $pd$ . .....	22
Εικόνα 7: Πλήθος φορέων $N_1$ συναρτήσει του γινομένου της πίεσης και του μήκους του διακένου, $pd$ . .....	23
Εικόνα 8: Ακτίνα κεφαλής κρίσιμης στοιβάδας, $r_a$ , συναρτήσει του γινομένου $pd$ . .	24
Εικόνα 9: Σύγκριση της καμπύλης που προέκυψε από την μοντελοποίηση με την καμπύλη Paschen συναρτήσει του γινομένου της πίεσης και του μήκους του διακένου, $pd$ . .....	25

## ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η απομάκρυνση των κέντρων παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας από τα αστικά κέντρα και τα κέντρα βιομηχανικής δραστηριότητας προκάλεσε αρκετές δυσκολίες στην μεταφορά ηλεκτρικής ενέργειας. Οι αποστάσεις μεταφοράς έγιναν πολύ μεγάλες και έτσι η απαίτηση για μεγαλύτερη μεταφερόμενη ισχύ αυξήθηκε. Κατ' επέκταση χρειάστηκε και υψηλότερη τάση εφόσον για δεδομένο μήκος γραμμής μεταφοράς η μέγιστη ισχύς που μπορεί να μεταφερθεί με ευστάθεια είναι ορισμένο ποσοστό της φυσικής ισχύος. Επιπροσθέτως, είναι ευρέως γνωστό ότι οι απώλειες στις γραμμές μεταφοράς είναι αντιστρόφως ανάλογες του τετραγώνου της πολικής τάσης της γραμμής, αυτό σημαίνει ότι όσο αυξάνεται η τιμή της τάσης τόσο περισσότερη μείωση δέχονται οι απώλειες Joule. Παρ' όλα αυτά η αύξηση της τάσης υποδηλώνει και την αύξηση του κόστους εγκατάστασης και λειτουργίας της γραμμής. Για όλους αυτούς τους λόγους επιλέγεται η χρήση υψηλής τάσης στα συστήματα μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας και έτσι υπάρχει μία βέλτιστη τιμή τάσης με την οποία εξασφαλίζεται η ομαλή και ευσταθής μεταφορά ισχύος σε συγκεκριμένες αποστάσεις με αποδεκτές τιμές απωλειών και κόστους στην εγκατάσταση και στην λειτουργία.

Επειδή, απαιτείται η παροχή υψηλής ποιότητας ηλεκτρικής ισχύος στους καταναλωτές είναι απαραίτητη και η χρήση υψηλής απόδοσης μονωτικών υλικών τόσο κατά την παραγωγή όσο και την μεταφορά του ηλεκτρικού ρεύματος. Εάν η τιμή της τάσης είναι μικρή διατηρείται η μονωτική τους ικανότητα επομένως, υπάρχει μόνο το φαινόμενο μερικών εκκενώσεων. Σε αντίθετη περίπτωση, εάν η τάση είναι μεγάλη χάνεται η μονωτική ιδιότητα και προκαλείται ηλεκτρική διάσπαση.

Το φαινόμενο μερικών εκκενώσεων συναντάται σε διάφορες περιπτώσεις. Λόγου χάρη, σε εγκλεισμένες κοιλότητες ή μέσα σε μονωτικό αλλά ακόμη και σε κοιλότητες που προκύπτουν ανάμεσα σε ένα ηλεκτρόδιο και ένα μονωτικό. Επιπλέον, δημιουργούνται πάνω στην επιφάνεια ηλεκτροδίου, περίπτωση η οποία θεωρείται φαινόμενο κορώνα.

Οι εκκενώσεις αυτές συνδέονται άμεσα με το φαινόμενο του ιονισμού καθώς και με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στο σημείο το οποίο προκύπτουν. Εξαρτώνται όμως, από το μέγεθος και την διάρκεια της τάσης εφαρμογής και από την ποιότητα και την κατάσταση του μονωτικού υλικού. Οι μερικές εκκενώσεις αποτελούν το πρώτο βήμα της εξέλιξης της ηλεκτρικής εκκένωσης, η οποία μπορεί να οδηγήσει ακόμη και στην ηλεκτρική διάσπαση.

Για τη μελέτη και την κατανόηση των ηλεκτρικών διασπάσεων, η διάταξη διακένου δύο παράλληλων μεταλλικών πλακών οι οποίες βρίσκονται η μία κοντά στην άλλη αποτελούν μία από τις πιο συχνά εμφανιζόμενες διατάξεις στην τεχνολογία υψηλών τάσεων.



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΟΜΟΙΟΓΕΝΟΥΣ ΔΙΑΚΕΝΟΥ-ΚΑΜΠΥΛΗ PASCHEN

## 1.1 Τι είναι η διάσπαση ομοιογενούς διακένου

Τα αέρια στη συνήθη τους κατάσταση αποτελούν καλούς ηλεκτρικούς μονωτές ακόμη και στην περίπτωση εφαρμογής υψηλής τάσης. Οι εξωτερικές συνθήκες, παραδείγματος χάρι η κοσμική ακτινοβολία η οποία παράγει περίπου 20 ιόντα ανά κυβικό εκατοστό το δευτερόλεπτο, συμβάλλουν σημαντικά στην αλλαγή της φυσικής κατάστασης των αερίων.

Θεωρείται ότι ένα αέριο μπορεί να γίνει αγωγός του ηλεκτρισμού όταν ελεύθερα ηλεκτρόνια είναι παρόντα. Υπό την επίδραση ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου είναι δυνατόν οι ηλεκτρονικοί φορείς που παράγονται από την ακτινοβολία, να πολλαπλασιαστούν και να προκαλέσουν σημαντική αύξηση του ρεύματος. Η ηλεκτρική διάσπαση ενός αερίου σε ομοιογενές διάκενο λαμβάνει χώρα όταν η τάση ξεπεράσει μία συγκεκριμένη τιμή. Τότε το αέριο μετατρέπεται σε αγωγό λόγω της ραγδαίας μεταβολής της ηλεκτρικής του αγωγιμότητας σε χρονικό διάστημα μερικών ns έως και ελάχιστων ms. Η τάση αυτή ονομάζεται τάση διάσπασης του αερίου και εξαρτάται από την φύση κάθε αερίου.

## 1.2 Θεωρία Townsend

Με τη μελέτη της διάσπασης αερίων μονωτικών ασχολήθηκε αρχικά ο J. S. Townsend και οι μαθητές του στις αρχές του 20<sup>ου</sup> αιώνα. Οι μελέτες τους επικεντρώθηκαν κυρίως στην εξήγηση θεμελιωδών διαδικασιών δημιουργίας, απώλειας και πολλαπλασιασμού ηλεκτρονίων αλλά και ιόντων υπό την επίδραση ομοιογενούς ηλεκτρικού πεδίου.

Σύμφωνα με τη θεωρία του Townsend το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου που δρα εντός του διακένου πρέπει να είναι ίδιο σε όλο το μήκος και το πλάτος του διακένου, δηλαδή το πεδίο το οποίο είναι προς μελέτη πρέπει να είναι ομοιογενές. Για να καλυφθεί αυτή η απαίτηση η πειραματική διαδικασία μπορεί να πραγματοποιηθεί για διάκενο μεταξύ οπλισμών μικρού μήκους συγκριτικά με την διάμετρο των οπλισμών.

Η θεωρία Townsend ισχύει, επίσης, σε περίπτωση που η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι ανεξάρτητη της θέσης τους, κατάσταση η οποία δεν ισχύει στην κάθοδο. Για να επιλυθεί το πρόβλημα αυτό κρίνεται απαραίτητο να συμβεί ένας καθορισμένος αριθμός κρούσεων σε μια συγκεκριμένη απόσταση  $d$  από την κάθοδο.

Επιπροσθέτως, σύμφωνα με τον μηχανισμό Townsend, είναι ανάγκη να ληφθεί υπόψη η ταχύτητα ανάπτυξης της εκκένωσης η οποία θα πρέπει να είναι παρόμοια με αυτή της ολίσθησης των ιόντων. Στην πραγματικότητα όμως, η πρώτη εμφανίζεται πολύ μικρότερη.

Επομένως, η απαίτηση για ομοιογενές πεδίο αποτέλεσε μία σημαντική βάση για τη δημιουργία στοιχειωδών εννοιών για τη διάσπασή του, όπως ο πρώτος και ο δεύτερος συντελεστής Townsend.

### 1.2.1 Πρώτος συντελεστής ιονισμού Townsend

Όπως ήδη είναι γνωστό, σε ένα ομοιογενές διάκενο επικρατεί ισορροπία η οποία οφείλεται στην απουσία ηλεκτρικού πεδίου σε αυτό. Στην προηγούμενη κατάσταση αρκεί η εφαρμογή ενός ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου για να διαταραχτεί. Με άλλα λόγια, η μεταβολή που πραγματοποιείται στο διάκενο υπό την παρουσία ηλεκτρικού πεδίου προκαλεί στην ουσία τη μεταβολή του ρεύματος του αερίου. Με την αλλαγή αυτή ασχολήθηκε ο Townsend, ο οποίος ανακάλυψε ότι με την αύξηση της εφαρμοζόμενης τάσης στο διάκενο αυξάνεται έως μία τιμή,  $i_0$ , το ρεύμα και εν συνέχεια αυτό παραμένει σταθερό. Η τιμή  $i_0$  θεωρείται ως η τιμή κορεσμού. Εάν, η τιμή της τάσης συνέχιζε να αυξάνεται το ρεύμα θα ξεπερνούσε αυτή την τιμή με εκθετικό ρυθμό. Επομένως, όσο το πεδίο αυξάνεται ηλεκτρόνια απομακρύνονται από την κάθοδο, επιταχυνόμενα και με τη διαδικασία της κρούσης με τα μόρια ή τα άτομα του αερίου, έως ότου αποκτήσουν επαρκή ενέργεια ώστε να προκαλέσουν ιονισμό. Ιονισμός καλείται η διαδικασία απόσπασης ηλεκτρονίων από ουδέτερα άτομα ή μόρια του αέρα με αποτέλεσμα αυτά να μετατρέπονται σε θετικά ιόντα.

Για να μπορέσει να εξηγήσει την αύξηση του ρεύματος ο Townsend εισήγαγε ένα μέγεθος  $\alpha$ , το οποίο είναι γνωστό ως ο πρώτος συντελεστής Townsend. Το μέγεθος αυτό, εκφράζει το πλήθος των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται από ένα αρχικό ηλεκτρόνιο ανά μονάδα μήκους καθώς αυτό διέρχεται στη διεύθυνση του πεδίου.

Εάν, συμβολίσουμε με  $n$  το πλήθος των παραγόμενων ηλεκτρονίων και με  $n_0$  το πλήθος των πρωταρχικών ηλεκτρονίων για μια δεδομένη απόσταση  $d$  έχουμε:

$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (1.1)$$

Αντιστοιχίζοντας την παραπάνω σχέση με όρους ρεύματος για την εύρεση του ρεύματος που ξεκινά από την κάθοδο παίρνουμε:

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (1.2)$$

Ο λόγος  $e^{\alpha d}$  ονομάζεται στοιβάδα ηλεκτρονίων και ουσιαστικά εκφράζει το πλήθος των ηλεκτρονίων που παράγονται από πρωταρχικό ηλεκτρόνιο κατά τη διαδρομή τους από την κάθοδο προς την άνοδο.

Επιπροσθέτως γνωρίζουμε ότι, για μία σταθερή τιμή θερμοκρασίας σε ένα αέριο η κατανομή της ενέργειας επηρεάζεται από την τιμή  $E/P$ . Έτσι, για μια συγκεκριμένη κατανομή ενέργειας η πιθανότητα ιονισμού βασίζεται στην πυκνότητα του δοθέντος αερίου ή από την πίεση που επικρατεί μέσα στο διάκενο.

Απόρροια αυτών, είναι η παρακάτω σχέση:

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (1.3)$$

### 1.2.2 Φωτοϊονισμός

Εκτός από τον ιονισμό μέσω της κρούσης των ηλεκτρονίων με τα ουδέτερα μόρια ή άτομα του αέρα, υπάρχει και η διαδικασία του φωτοϊονισμού.

Πιο συγκεκριμένα, η ύπαρξη ηλεκτρονίων, τα οποία έχουν μικρότερη ενέργεια από αυτή του ιονισμού,  $eV_i$ , δίνει τη δυνατότητα κατά την κρούση τους με άτομα ή μόρια του αερίου να τα διεγείρουν σε υψηλότερες στάθμες. Μόλις, τα τελευταία ανακάμψουν από τη διεγερμένη κατάσταση, στην οποία βρίσκονται, ακτινοβολούν μία διακριτή ποσότητα, το κβάντο όπως ονομάζεται, ενέργειας φωτονίου, η οποία δύναται να ιονίσει κάποιο άλλο άτομο που χαρακτηρίζεται από δυναμική ενέργεια μικρότερη ή ίση με αυτή του κβάντου. Επομένως, η παραπάνω διαδικασία ορίζει την έννοια του φωτοϊονισμού και η παρακάτω έκφραση την αναπαριστά.



με  $A$  συμβολίζεται το τυχαίο ουδέτερο άτομο και με  $hu$  αναπαρίσταται η ενέργεια του φωτονίου.

Για την πραγματοποίηση ιονισμού απαραίτητα προϋπόθεση είναι η ενέργεια του φωτονίου να είναι μεγαλύτερη ή ίση από την ενέργεια ιονισμού. Δηλαδή να ισχύει:

$$hu \geq eV_i \quad (1.5)$$

Η πιθανότητα ύπαρξης φωτοϊονισμού σε ένα αέριο είναι υψηλή όταν η διαφορά  $hu - eV_i$  είναι μικρή, δηλαδή όταν αυτή υπολογίζεται από 0,1 έως 1 eV.

Η διαδικασία του φωτοϊονισμού αποτελεί μία δευτερεύουσα διαδικασία ιονισμού των αερίων και είναι πιθανόν να πραγματοποιηθεί στο μηχανισμό Townsend. Αντιθέτως, στο μηχανισμό δημιουργίας αγωγίμου νηματίου, streamer, καθώς και σε κάποιες εκκενώσεις κορώνα θεωρείται πρωταρχικής σημασίας.

### 1.2.3 Δεύτερος συντελεστής ιονισμού Townsend

Ο Townsend διαπίστωσε ότι στις αρκετά υψηλές τάσεις το ρεύμα αυξάνεται με πολύ μεγαλύτερο ρυθμό από ότι είχε υπολογίσει σύμφωνα με τη σχέση (1.2). Αυτό είχε ως αποτέλεσμα, εάν το εξηγούσαμε με κάποιο γράφημα, η γραφική καμπύλη να παρουσιάζει μία μικρή απόκλιση από τη γραμμικότητα που τη χαρακτήριζε με βάση τον πρώτο συντελεστή Townsend. Έτσι, ο Townsend για να μπορέσει να ερμηνεύσει αυτή την παρέκκλιση ισχυρίστηκε ότι υπάρχει ένας νέος μηχανισμός ο οποίος επηρεάζει τη μεταβολή του ρεύματος. Τα θεωρήματα τα οποία έφερε στο προσκήνιο ήταν δύο. Το πρώτο ήταν η απελευθέρωση ηλεκτρονίων εξαιτίας κρούσεων ανάμεσα σε θετικά ιόντα και το δεύτερο ήταν και πάλι η απελευθέρωση ηλεκτρονίων αλλά αυτή τη φορά από την κάθοδο λόγω βομβαρδισμού αυτής με θετικά ιόντα.

Επομένως, χρειάστηκε να εφαρμόσει μία νέα μαθηματική εξίσωση η οποία θα κάλυπτε τις δύο παραπάνω θεωρίες. Θεώρησε, λοιπόν, ότι με  $n$  θα συμβολίζεται το πλήθος των ηλεκτρονίων τα οποία αφήνουν την κάθοδο κάθε δευτερόλεπτο, με  $n_0$ , συμβόλισε τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια, με  $n_+$  το πλήθος των ηλεκτρονίων που απελευθερώνονται από την κάθοδο εξαιτίας του βομβαρδισμού της από θετικά ιόντα και με  $\gamma$  το πλήθος

αυτών που αναχωρούν από την κάθοδο ανά προσπίπτον θετικό ιόν. Έτσι, οι εξισώσεις στις οποίες βασίστηκε ήταν οι εξής:

$$n = (n_0 + n_+) e^{ad} \quad (1.6)$$

και

$$n_+ = \gamma[n \cdot (n_0 + n_+)] \quad (1.7)$$

με απαλοιφή της μεταβλητής  $n_+$  προκύπτει:

$$n = \frac{n_0 e^{ad}}{1 - \gamma(e^{ad} - 1)} \quad (1.8)$$

Η σχέση για τον υπολογισμό του ρεύματος είναι της μορφής:

$$I = I_0 \frac{e^{ad}}{1 - \gamma(e^{ad} - 1)}. \quad (1.9)$$

Ο Townsend σύντομα όμως παρατήρησε ότι η πρόβλεψη που έκανε για το δεύτερο ιονισμό εξαιτίας κρούσεων θετικών ιόντων δεν ισχύει και αυτό γιατί η ενέργεια των ιόντων χάνεται πολύ γρήγορα κατά τις κρούσεις. Επίσης, αδυνατούν να αποκτήσουν σημαντικό ποσό ενέργειας από το πεδίο ώστε να μπορέσουν με την διαδικασία κρούσεων να ιονίσουν ουδέτερα μόρια ή άτομα του δοθέντος αερίου.

Επιπλέον, αναλύοντας περαιτέρω την προηγούμενη σχέση μπορούμε να αναφερθούμε στο γεγονός ότι εάν το ρεύμα ξεπεράσει μία συγκεκριμένη τιμή τότε η σχέση γίνεται:

$$\gamma(e^{ad} - 1) = 1 \quad (1.10)$$

Αυτό μας υποδεικνύει ότι η εκκένωση πλέον έχει καταστεί αυτοσυντηρούμενη. Πιο συγκεκριμένα, πραγματοποιείται πλέον μία επαναληπτική διαδικασία παραγωγής δευτερογενών ηλεκτρονίων με σκοπό τη δημιουργία νέας στοιβάδας.

Όμως, εάν η εξίσωση (1.10) είναι μεγαλύτερη από την μονάδα, σημαίνει ότι ο ιονισμός που παράγεται από τις στοιβάδες αυτές συσσωρεύεται με αποτέλεσμα την δημιουργία σπινθήρα. Αντιθέτως, εάν η (1.10) είναι μικρότερη της μονάδας τότε η εκκένωση δεν έχει τον χαρακτήρα της αυτοσυντήρησης και η λούπα δημιουργίας στοιβάδων παύει να υφίσταται.

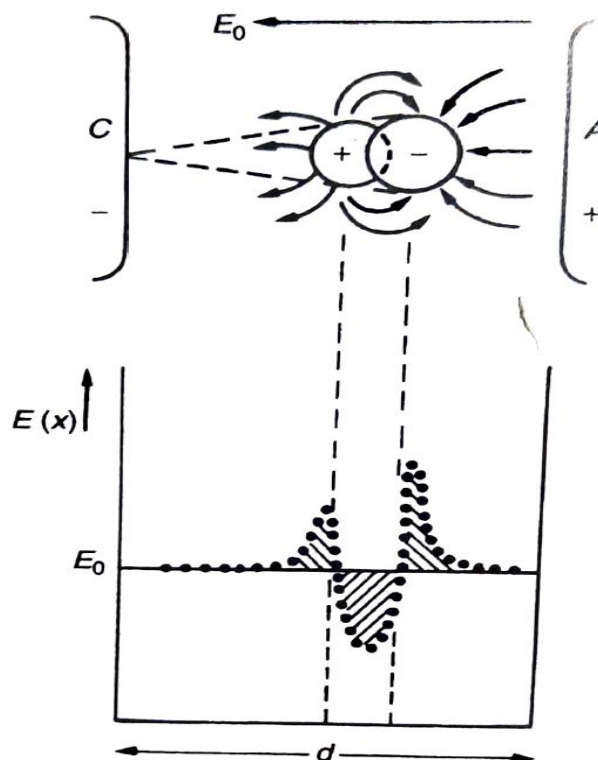
### 1.3 Μηχανισμός streamer

Το εύρος της εφαρμογής της θεωρίας Townsend είναι αρκετά περιορισμένο. Αυτό συμβαίνει διότι η τελευταία έρχεται αντιμέτωπη με την αδυναμία να προβλέψει αλλά και να εξηγήσει μικρούς χρόνους σχηματισμού. Επιπλέον, αδυνατεί να λάβει υπόψη το εναπομείναν φορτίο στο χώρο που προκύπτει από τις διαδοχικές στιβάδες ηλεκτρονίων. Βασική προϋπόθεση για να επιτευχθεί η διάσπαση του διακένου είναι η ύπαρξη μιας ολόκληρης σειράς διαδοχικών ηλεκτρονικών στιβάδων. Για αυτό το λόγο



εισάγεται μία άλλη θεωρία που εξηγεί ποιοτικά την ανάπτυξη μιας ηλεκτρικής εκκένωσης ακόμη και σε περιπτώσεις που το ηλεκτρικό πεδίο χαρακτηρίζεται από ανομοιογένειες ή παραμορφώσεις στο χώρο.

Την πλήρη ερμηνεία εξήγησης των μηχανισμών των ηλεκτρικών εκκενώσεων δίνει η θεωρία των κυμάτων ιονισμού streamer ή αλλιώς νημάτιο, η οποία λαμβάνει υπόψη τα φορτία στο χώρο που δεν μπορούν να αμεληθούν και τα οποία εξάλλου είναι υπεύθυνα για τη μεγάλη ταχύτητα εξέλιξης του φαινομένου. Επειδή η διάδοση του φαινομένου πολλές φορές υπερβαίνει την ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων κατά μία τάξη μεγέθους, τον ονομάζουμε και γρήγορο μηχανισμό.



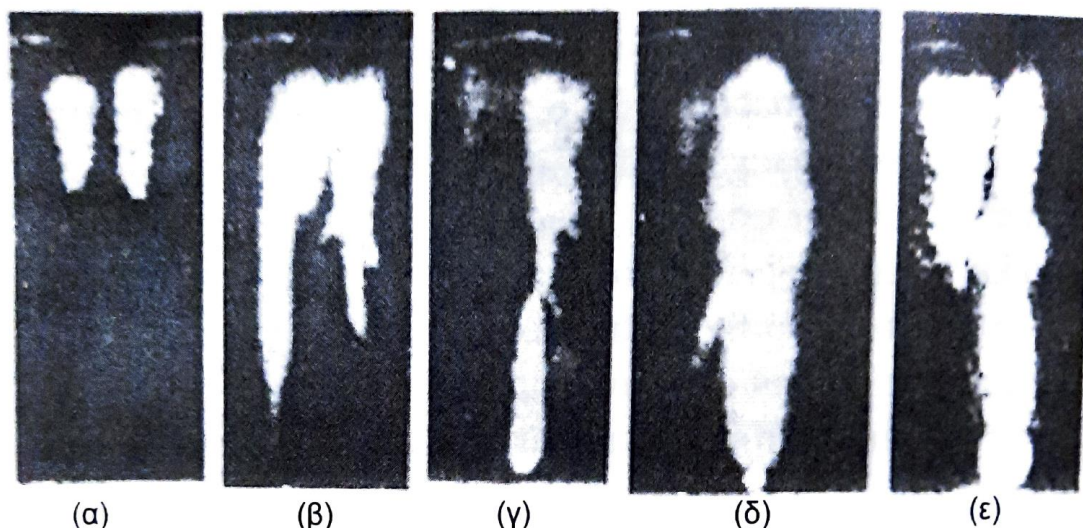
**Εικόνα 1:** Διαγραμματική αναπαράσταση πεδιακής παραμόρφωσης σε ένα διάκενο, προκαλούμενης από φορτία χώρου μιας στοιβάδας ηλεκτρονίων [8].

Η εικόνα 1 δείχνει το ηλεκτρικό πεδίο το οποίο δημιουργείται γύρω από μία ηλεκτρονική στοιβάδα καθώς αυτή εξελίσσεται κατά μήκος του διακένου αλλά και τις αλλαγές που προκύπτουν στο αρχικό πεδίο εξαιτίας του φορτίου στο χώρο.

Για χάρη απλότητας θεωρούμε ότι το συνολικό φορτίο της κεφαλής της στοιβάδας βρίσκεται συγκεντρωμένο σε ένα σφαιρικό σχήμα καθώς το αρνητικό φορτίο βρίσκεται μπροστά από το θετικό εξαιτίας της μεγάλης κινητικότητας των ηλεκτρονίων. Η ενίσχυση του ηλεκτρικού πεδίου πραγματοποιείται με πεδιακές γραμμές οι οποίες

έχουν σημείο εκκίνησης την άνοδο και καταλήγουν στην κεφαλή. Το πεδίο που βρίσκεται ανάμεσα στα ηλεκτρόνια και στα ιόντα που αφήθηκαν μειώνεται. Όμως, παρατηρούμε ότι στο σημείο μεταξύ της καθόδου και των θετικών ιόντων το πεδίο αυξάνεται ξανά. Η παραμόρφωση του πεδίου γίνεται εμφανής όταν το πλήθος των φορέων φτάσει μια τιμή μεγαλύτερη από την τάξη  $10^6$ . Η εκκίνηση του μηχανισμού streamer πραγματοποιείται για πλήθος φορέων περίπου ίσο με  $10^8$  και αυτό συμβαίνει διότι, το πεδίο του φορτίου που βρίσκεται στο χώρο γίνεται ίσο με το εφαρμοζόμενο πεδίο.

Σύμφωνα με φωτογραφίες που απεικονίζουν την ανάπτυξη μια στοιβάδας σε θάλαμο νεφώσεων έχει αποδειχτεί ότι κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες το αναπτυσσόμενο φορτίο του χώρου μπορεί να μετασχηματίσει τη στοιβάδα σε κανάλι streamer του οποίου η επίδραση οδηγεί στην ταχύτερη ανάπτυξη διάσπασης.



**Εικόνα 2:** Φωτογραφίες θαλάμου νεφώσεως δείχνοντας ανάπτυξη των καθοδικά κατευθυνόμενων “streamers” (με αυξανόμενο μήκος πορείας): (α) στοιβάδα πλησίον ανόδου, (β) και (γ) εκκίνηση καθοδικά κατευθυνόμενου “streamer”, (δ) και (ε) χρονική περίοδος για το κανάλι πλάσματος να διασυνδέσει κάθοδο και άνοδο [8].

Στην φωτογραφία (α) της παραπάνω εικόνας φαίνεται η αναστολή της ανάπτυξης της στοιβάδας πριν προλάβει ο αριθμός των φορέων να φτάσει την τάξη των  $10^8$  με αποτέλεσμα η στοιβάδα να πάρει την μορφή του «καρότου». Στη διπλανή φωτογραφία φαίνεται ότι η στοιβάδα έχει αναπτυχθεί πέραν του  $10^8$  και γύρω από την κεφαλή της υποδεικνύεται ιονισμός. Ταυτόχρονα, ένας μηχανισμός streamer έχει ξεκινήσει να κατευθύνεται προς την κάθοδο και συνεχίζει μέχρι ένα κανάλι πλάσματος να την ενώσει με την άνοδο. Τα αποτελέσματα των θαλάμων νεφώσεων έφεραν στο φως το διαχωρισμό του μηχανισμού streamer σε δύο επιμέρους περιπτώσεις, σε αυτή του θετικού και σε αυτή του αρνητικού streamer.

Την πρώτη θεωρία ανέπτυξε ο Meek, δηλαδή τη θεωρία κατά την οποία το νημάτιο οδεύει από την άνοδο προς την κάθοδο ενώ την δεύτερη ο Raether η οποία εκφράζει το αντίθετο. Παρά την βασική διαφορά τους και οι δύο θεωρίες βασίζονται στα φαινόμενα που προκαλούνται στο διάκενο από τις παραμορφώσεις του ομοιογενούς

πεδίου εξαιτίας των χωρικών φορτίων που υπάρχουν κατά το μήκος μιας ηλεκτρονικής στοιβάδας.

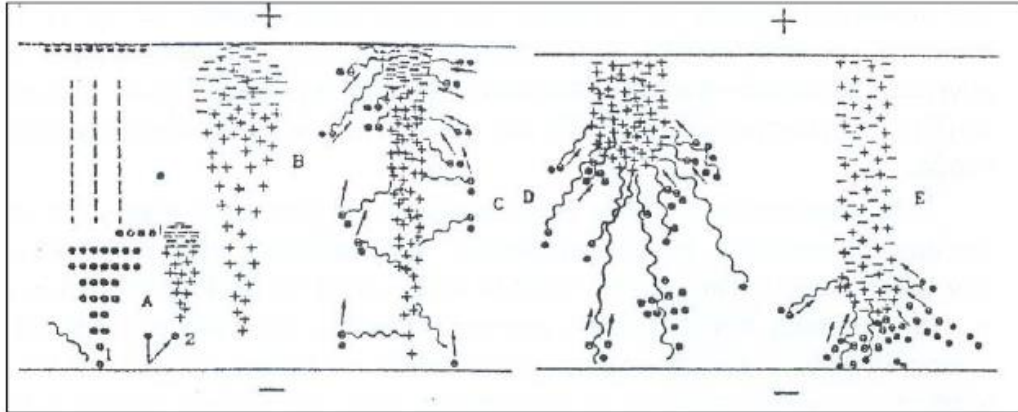
Το αρχικό στάδιο ανάπτυξης του φαινομένου είναι σχεδόν ίδιο με αυτό του μηχανισμού του Townsend. Πιο αναλυτικά, μέσα από μια διαδικασία ιονίζουσων κρούσεων, τα ηλεκτρόνια που ξεκινούν από την κάθοδο πολλαπλασιάζονται εκθετικά εξαιτίας της επίδρασης του πεδίου στο διάκενο. Ύστερα από μία συγκεκριμένη απόσταση την οποία έχει διανύσει η στοιβάδα, τα φορτία που βρίσκονται στο χώρο, σύμφωνα με το κριτήριο του Meek, παύουν να θεωρούνται αμελητέα και η ηλεκτρική ισορροπία διαταράσσεται με αποτέλεσμα να μεταβάλλεται και ο μηχανισμός διάδοσης της εκκένωσης. Έτσι, ενισχύεται η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στο σημείο μπροστά από την κεφαλή της στοιβάδας και ως επίρεια αυτού τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται πολύ κοντά στην στοιβάδα επιταχύνονται και ωθούνται καταναγκαστικά προς τα εμπρός με αποτέλεσμα να υφίσταται ιονισμό ο χώρος μπροστά από την κεφαλή. Τα θετικά ιόντα ενώνονται στιγμιαία με τα ηλεκτρόνια απελευθερώνοντας φωτόνια, τα οποία παράγουν επιπλέον ηλεκτρόνια μέσω της διαδικασίας φωτοϊονισμού. Τα δευτερογενή αυτά ηλεκτρόνια εξαιτίας της επίδρασης που δέχονται από το ηλεκτρικό πεδίο στο διάκενο εξελίσσονται σε δευτερογενείς στοιβάδες. Τα φωτόνια μετακινούνται με ασύλληπτη ταχύτητα με αποτέλεσμα να δίνει την εντύπωση ενός streamer.

Ο διαχωρισμός των δύο μηχανισμών, Townsend ή streamer, σχετίζεται με τους χρόνους που χαρακτηρίζουν κάθε μηχανισμό. Ο μηχανισμός ο οποίος βασίζεται στον φωτοϊονισμό απαιτεί πολύ μικρότερο χρόνο σχηματισμού σε αντίθεση με τον μηχανισμό Townsend κατά τον οποίο ο δευτερογενής μηχανισμός εξαρτάται από την κάθοδο αλλά και από τον χρόνο διέλευσης των θετικών ιόντων. Σε καμία περίπτωση όμως δεν αποκλείεται η ύπαρξη συνδυασμού αυτών των δύο.

### **1.3.1 Θετικός streamer**

Η παραγωγή του θετικού streamer προκύπτει από την εφαρμογή μίας θετικής τάσης σε ένα ηλεκτρόδιο ακίδας. Κατά την εκκίνηση της εκκένωσης τα κινητικά ηλεκτρόνια απορροφούνται από την άνοδο. Μόλις απορροφηθεί ένα σημαντικό ποσό ηλεκτρονίων στην περιοχή της ανόδου θα έχουν μείνει μόνο θετικά ιόντα τότε η εκκένωση θεωρείται αυτοσυντηρούμενη και λαμβάνοντας υπόψη τους χρόνους εξέλιξης, οι οποίοι είναι μερικά ns, τα ιόντα στην ουσία θεωρούνται ακίνητα.

Όπως ήδη έχει αναφερθεί, σχηματικά το φορτίο μοιάζει με ένα κώνο. Η ανοιχτή περιοχή ονομάζεται άνοδος ενώ στο σημείο που στενεύει είναι η κάθοδος. Στην άνοδο συγκεντρώνεται σωρεία θετικών ιόντων με αποτέλεσμα να αυξάνεται η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και να πραγματοποιείται ισχυρός ιονισμός. Έτσι, δημιουργείται πλήθος φωτοηλεκτρονίων τα οποία με την σειρά τους προκαλούν επιπλέον στοιβάδες ως βοηθητικές με κατεύθυνση προς την κωνική περιοχή.



- A: Εκκίνηση αρχικής στιβάδας  
 B: Η αρχική στιβάδα φτάνει στην άνοδο  
 C: Θετικό φορτίο εκκινεί ένα νηματίο  
 D,E: Πρόοδος του νηματίου

**Εικόνα 3: Σχηματισμός θετικού streamer [6].**

Σύμφωνα με πειράματα που έχουν γίνει, έχει διαπιστωθεί ότι η εξέλιξη μίας εκκένωσης διενεργείται πολύ πιο γρήγορα σε σύγκριση ακόμη και με την ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων.

Σε αυτή την περίπτωση, από την στιγμή που τα ηλεκτρόνια θα μπουν στην περιοχή μεγάλης συγκέντρωσης χωρικού φορτίου τότε τα θετικά ιόντα των βοηθητικών στοιβάδων που δημιουργούν τα φωτοηλεκτρόνια ενισχύουν και μεγαλώνουν το θετικό χωρικό φορτίο της αρχικής στοιβάδας προς την κάθοδο. Αυτή την φορά όμως τα ηλεκτρόνια που ιονίζονται προέρχονται από την περιοχή της κεφαλής και όχι από το εσωτερικό της στοιβάδας. Έτσι λοιπόν, αντί να εκτοξεύονται αυτά απορροφούνται προκαλώντας ιονισμό στο χώρο. Τα ηλεκτρόνια που απορροφούνται από το φορτίο το εξουδετερώνουν αφήνοντας όμως πίσω ιόντα τα οποία είναι υπεύθυνα για τη διάδοση της διαταραχής με μεγάλη ταχύτητα. Επομένως, δημιουργείται αυτοπροωθούμενο αγωγιμο νηματίο, το οποίο κάποια στιγμή καταφέρνει και γεφυρώνει το διάκενο προκαλώντας την διάσπασή του.

Για να γίνει η μετατροπή της αρχικής ηλεκτρονικής στιβάδας σε νηματίο χρειάζεται η τιμή της έντασης του ακτινικού πεδίου στην κεφαλή της στιβάδας στο τέλος μιας διαδρομής  $x$ ,  $E_{rx}$ , να είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την ένταση του γεωμετρικού πεδίου στο χώρο και εκφράζεται από την σχέση  $E_m = U/d$ . Για να υπολογίσουμε την μεταβλητή  $E_{rx}$  παίρνουμε ως δεδομένο ότι τα θετικά ιόντα με συνολικό φορτίο ίσο με  $q$ , είναι όλα συγκεντρωμένα σε μία σφαίρα η οποία έχει ακτίνα ίση με  $r$ . Επομένως, για την  $E_{rx}$  έχουμε:

$$E_{rx} = \frac{Q10^2}{4\pi\epsilon r^2} = \frac{\left[\left(\frac{4}{3}\right)\pi r^3 N q e\right]10^2}{4\pi\epsilon r^2} = \frac{10^2}{3\epsilon} r q N \quad (1.11)$$

όπου με  $N$  συμβολίζεται η πυκνότητα των ιόντων ανά  $\text{cm}^3$ .

Η πυκνότητα  $N$  υπολογίζεται ως εξής:

$$N = \alpha e^{ax} \frac{dx}{\pi r^2 dx} = \frac{\alpha e^{ax}}{\pi r^2} \quad (1.12)$$

Με αντικατάσταση του  $N$  στην προηγούμενη εξίσωση έχουμε:

$$E_{rx} = \frac{qa10^2 e^{ax}}{3\epsilon\pi r} \quad (1.13)$$

Η ακτίνα  $r$  δίνεται από την σχέση:

$$r = \sqrt{2D\left(\frac{x}{v}\right)} \quad (1.14)$$

όπου  $v$  είναι η ταχύτητα της στοιβάδας και με την μεταβλητή  $D$  συμβολίζεται ο συντελεστής διάχυσης. Με την μέθοδο της αντικατάστασης προκύπτει:

$$E_{rx} = \frac{qa10^{-2} e^{ax}}{3\epsilon\pi \sqrt{2D\left(\frac{x}{v}\right)}} \quad (1.15)$$

Έχοντας γνωστές τις τιμές για την ταχύτητα  $v$  και τον συντελεστή διάχυσης  $D$  για τον ατμοσφαιρικό αέρα μπορούμε να υπολογίζουμε την τιμή του πεδίου με μονάδα μέτρησης V/cm.

$$E_{rx} = 5.27 \times 10^{-7} \frac{\alpha e^{ax}}{\sqrt{\frac{x}{v}}} \quad (1.16)$$

Συμπερασματικά, εάν  $E_m = E_{rx}$  τότε τον υπολογισμό του πεδίου φορτίου χώρου εκφράζει η ακόλουθη μαθηματική σχέση, η οποία είναι ευρέως γνωστή ως κριτήριο του Meek.

$$ad + \ln\left(\frac{a}{p}\right) = 14.46 + \ln\left(\frac{E}{p}\right) - \frac{1}{2} \ln(pd) + \ln d \quad (1.17)$$

### 1.3.2 Αρνητικός streamer

Παρόμοια διαδικασία με αυτή της παραγωγής του θετικού ακολουθείται και για την παραγωγή του αρνητικού streamer, δηλαδή εφαρμόζουμε τάση, αρνητική αυτή τη φορά, στην ακίδα. Το αρνητικό φορτίο που προκύπτει ενισχύει το πεδίο στην κεφαλή του νηματίου. Έτσι, ένα ηλεκτρόνιο από την περιοχή της κεφαλής εξωθείται καταναγκαστικά από το εσωτερικό της. Η μικρή του μάζα είναι ο λόγος για τον οποίο το ηλεκτρόνιο αποκτά πολύ γρήγορα κινητική ενέργεια προκαλώντας την έναρξη

ιονίζουσων κρούσεων στο τμήμα εμπρός της κεφαλής. Το κύμα του ιονισμού μετακινείται ταχέως προς την άνοδο και τελικά γίνεται η εκκένωση.

Σύμφωνα με πειράματα που έχουν διεξαχθεί, η ηλεκτρική διάσπαση του αέρα για τιμές πίεσης μικρότερες από αυτή της ατμοσφαιρικής, δηλαδή για τιμές του γινομένου  $pd$  σχετικά μικρές, πραγματοποιείται με τον μηχανισμό Townsend.

Η πρόοδος του νηματίου εξαρτάται από την μορφή της τάσης που εφαρμόζεται στο διάκενο, από την γεωμετρία αυτού και από τις ατμοσφαιρικές συνθήκες και όχι από το μέγεθος του διακένου.

Η εξίσωση που συνδέει την μετάδοση της στιβάδας στο διάκενο με την ένταση του πεδίου και την ένταση του πεδίου της κεφαλής είναι:

$$ax = 17.7 + \ln x + \ln (E_r/E) \quad (1.18)$$

Όπου  $x$  η απόσταση που έχει το κέντρο της κεφαλής με την κάθοδο.

Εφόσον η στιβάδα μετασχηματίζεται σε νηματίο μόλις φτάσει στην άνοδο, προκύπτει η παρακάτω εξίσωση:

$$ad = 17.7 + \ln d \quad (1.19)$$

Όμως, ο Raether βρήκε ότι ο αριθμός των ηλεκτρονίων που πρέπει να αποκτηθούν από μια στιβάδα για να μετασχηματιστεί πρέπει να είναι περίπου  $10^8 - 5 \times 10^8$ . Τιμή η οποία αντιστοιχεί στον αριθμό 20 του  $ad$ .

#### **1.4 Καμπύλη Paschen**

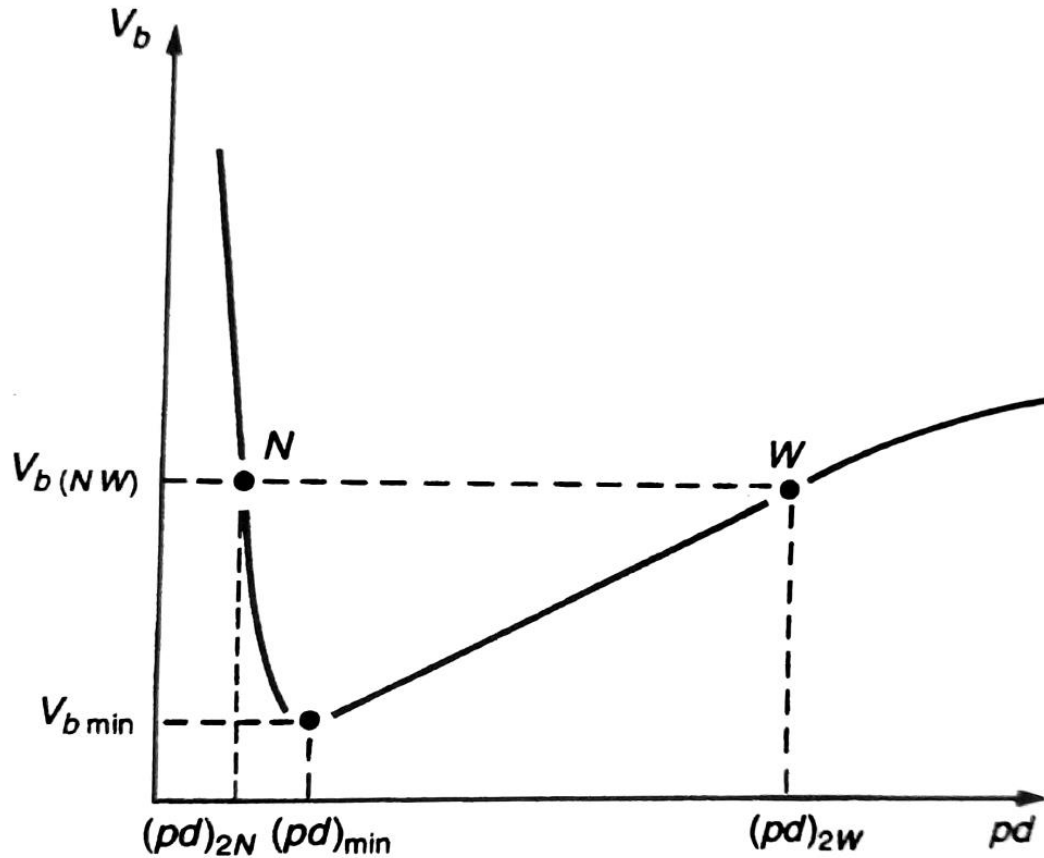
Σύμφωνα με τον νόμο του Paschen η τάση διάσπασης,  $V_s$ , ενός ομοιογενούς διακένου αποτελεί μία μοναδική συνάρτηση του γινομένου της πίεσης,  $P$ , και του μήκους διαχωρισμού των ηλεκτροδίων στο διάκενο,  $ds$ , ξεχωριστή για κάθε αέριο και υλικό ηλεκτροδίων. Ο νόμος Paschen εδραιώθηκε το 1889 και η μαθηματική σχέση που τον εκφράζει είναι η παρακάτω:

$$V_s = f(P \times ds) \quad (1.20)$$

Όπως μπορούμε να διακρίνουμε και στην Εικόνα 8 στην οποία παρουσιάζεται γραφικά η καμπύλη Paschen, θα διαπιστώσουμε ότι στην ουσία η καμπύλη αυτή είναι σχεδόν γραμμική κατά μήκος ορισμένων περιοχών δεξιά της ελάχιστης τιμής διάσπασης,  $V_s$ .

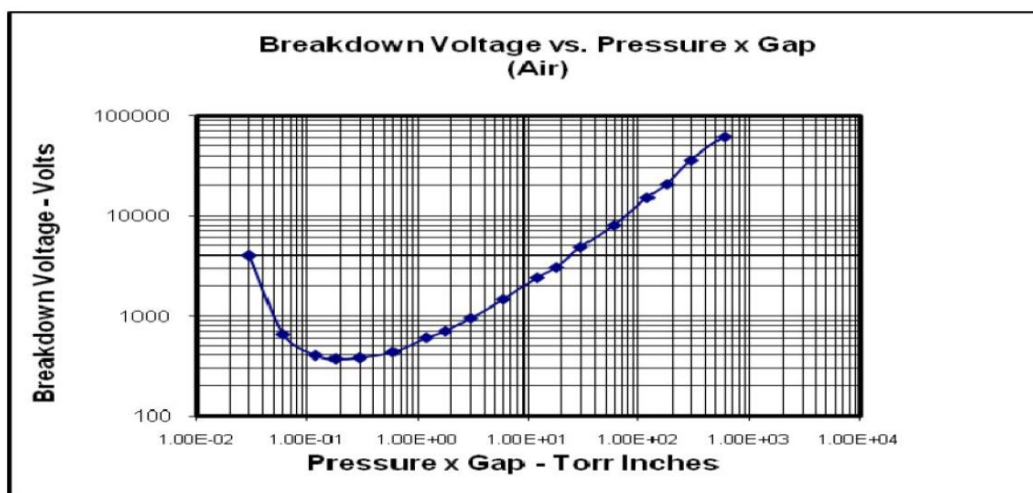
Η ύπαρξη της ελάχιστης τιμής στη σχέση της τάσης διάσπασης και του γινομένου  $pd$  εξηγείται ποιοτικά από την απόδοση του ιονισμού των ηλεκτρονίων, τα οποία διασχίζουν το ομοιογενές διάκενο με διαφορετικές ταχύτητες. Εάν αγνοήσουμε το δευτερογενή συντελεστή του Townsend,  $\gamma$ , για τιμές του γινομένου  $pd$  που είναι μεγαλύτερες από την ελάχιστη τιμή  $pd(\min)$ , παρατηρούμε ότι οι κρούσεις των ηλεκτρονίων με τα μόρια του αερίου είναι περισσότερες από αυτές της  $pd(\min)$ , ενώ ταυτόχρονα η ενέργεια που προσλαμβάνεται υπόκειται σε μείωση. Όλα αυτά έχουν σαν

αποτέλεσμα την ελαχιστοποίηση της πιθανότητας ιονισμού. Σε αντίθετη περίπτωση όταν η τιμή του  $pd$  είναι μικρότερη από την ελάχιστη τιμή του γινομένου,  $pd(\min)$ , τότε ο αριθμός των κρούσεων μειώνεται και το σημείο  $pd(\min)$  αντιστοιχεί στην υψηλότερη τιμή απόδοσης του ιονισμού.



Εικόνα 4: Η σχέση τάσης διάσπασης- $pd$  (καμπύλη Paschen) [8].

Σε συνέχεια της ανάλυσης της καμπύλης Paschen προσέχουμε ότι για κάθε τιμή τάσης μεγαλύτερη από την ελάχιστη τιμή της καμπύλης εμφανίζονται δύο τιμές για το γινόμενο  $Pd$  με αποτέλεσμα για κάθε αέριο ή μείγμα αερίων να προκύπτει μία γενική μορφή της καμπύλης Paschen. Παρατηρείται ότι στις καμπύλες αυτές οι περιοχές που βρίσκονται κοντά στην τιμή του ελαχίστου έχουν κοντινές τιμές ενώ αυτές που βρίσκονται μακριά από αυτό έχουν μακρινές. Μια τυπική μορφή της καμπύλης Paschen για τον ατμοσφαιρικό αέρα, ο οποίος είναι και το αέριο που μελετάμε στην παρούσα πτυχιακή εργασία, παρουσιάζεται παρακάτω:



Εικόνα 5: Τυπική μορφή της καμπύλης Paschen για τον ατμοσφαιρικό αέρα [1].

Εάν χωρίσουμε νοητά την καμπύλη της Εικόνας 5 κάθετα θα παρατηρήσουμε κάθε χαρακτηριστικό που αναφέρθηκε για τη γενική μορφή μιας καμπύλης Paschen. Έτσι, για τις τιμές του γινομένου  $pd$  που βρίσκονται στο δεξί τμήμα της καμπύλης η πυκνότητα αλλά και ο αριθμός των κρούσεων είναι μεγαλύτερος συγκριτικά με την περιοχή του ελαχίστου. Από την άλλη μεριά στο αριστερό τμήμα της καμπύλης για τις τιμές του γινομένου ο αριθμός των κρούσεων είναι μικρός. Συμπερασματικά, οποιαδήποτε από τις δύο περιπτώσεις αντιμετωπίσουμε θα παρατηρήσουμε ότι η διαδικασία του ιονισμού είναι πιο δύσκολη σε σύγκριση με την περιοχή του ελαχίστου.

Διαπιστώνεται επομένως ότι, ο νόμος του Paschen, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μια ευρεία περιοχή τιμών του γινομένου  $pd$ , από 1000 μέχρι 2000 Torr επί cm. Σε μεγαλύτερες τιμές από αυτές που αναφέρθηκαν η τάση διάσπασης αποκτά μεγαλύτερη τιμή σε μικρότερα διάκενα για τις ίδιες τιμές  $pd$ . Οι παρεκκλίσεις αυτές πιθανόν να οφείλονται στη μετάβαση από το μηχανισμό Townsend σε αυτό του νηματίου, καθώς το γινόμενο αυξάνεται μέχρι μία καθορισμένη τιμή.

Από μία διαφορετική οπτική γωνία, εύκολα θα μπορούσαμε να θεωρήσουμε ότι ο νόμος του Paschen αποτελεί μια ειδική περίπτωση της Αρχής της Ομοιότητας, η οποία διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στην μελέτη και πρόβλεψη της εξέλιξης των ηλεκτρικών εκκενώσεων.

Πιο συγκεκριμένα όμως, ο νόμος του Paschen εκφράζεται συναρτήσει της μοριακής ή ατομικής πυκνότητας εφόσον στην ουσία είναι γνωστό ότι αναφέρει την τάση διάσπασης συναρτήσει του αριθμού των μορίων που υπάρχουν εντός του διακένου, δηλαδή συναρτήσει της μοριακής πυκνότητας  $E/N$  αντί για  $E/P$ . Εάν όμως θεωρήσουμε σταθερή την θερμοκρασία, κάνουμε χρήση του ανηγμένου πεδίου  $E/P$  που θα μας δινόταν εξαιτίας της επίδρασης της θερμοκρασίας υπό σταθερή πίεση στο μέσο ελεύθερο βήμα κρούσης.



Πειραματικά διαπιστώνουμε ότι όσα αναφέρθηκαν παραπάνω μπορούν και να τροποποιηθούν κρατώντας σταθερό το γινόμενο της πίεσης και του μήκους του ομοιογενούς διακένου.

Μειώνοντας τις τιμές της πίεσης και διατηρώντας σταθερό το μήκος του διακένου παρατηρούνται και πάλι μεγάλες αποκλείσεις οι οποίες οφείλονται στα δευτερογενή φαινόμενα στα ηλεκτρόδια. Πιο συγκεκριμένα, το μέσο ελεύθερο βήμα των ηλεκτρονίων εμφανίζεται ιδιαίτερα μεγάλο με αποτέλεσμα η πιθανότητα κρούσης να είναι μικρή.

Από την άλλη πλευρά, η αύξηση των τιμών της πίεσης συνεπάγεται την αύξηση της τιμής της τάσης διάσπασης. Επιπλέον, αυξάνονται η συχνότητα των κρούσεων και το ποσοστό ενεργειακών απωλειών σε αντίθεση με το ενεργειακό κέρδος το οποίο είναι ασθενές.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕΣΩ ΚΡΙΤΗΡΙΩΝ ΕΝΑΥΣΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ ΚΟΡΩΝΑ

### *2.1 Εκκένωση κορώνα*

Με τον όρο εκκένωση κορώνα περιγράφονται τα τοπικά φαινόμενα ιονισμού. Στην ουσία, όταν εφαρμόζουμε μία τάση, επαρκούς τιμής, σε αγωγό ο οποίος έχει μικρή ακτίνα,  $r$ , πραγματοποιείται στο αέριο που βρίσκεται κοντά στην επιφάνεια του αγωγού μία ηλεκτρική εκκένωση. Η εκκένωση αυτή χαρακτηρίζεται ως φαινόμενο κορώνα. Εάν θέλουμε μία πιο γενική εικόνα για το τι σημαίνει ο συγκεκριμένος όρος τότε θα μπορούσαμε να πούμε ότι κάθε ηλεκτρική εκκένωση συγκεκριμένης έκτασης που λαμβάνει χώρα εντός διηλεκτρικού μέσου και κοντά στην επιφάνεια φορτισμένου ηλεκτροδίου σε σημείο τέτοιο ώστε η ηλεκτρική ένταση του πεδίου να έχει σχετικά υψηλές τιμές, μπορεί να αναφερθεί ως φαινόμενο εκκένωσης κορώνα. Το φαινόμενο της εκκένωσης κορώνα είναι υπεύθυνο για σημαντικές απώλειες ισχύος σε γραμμές μεταφοράς υψηλής τάσης και αρκετές φορές μπορεί να προκαλέσει φθορά στη μόνωση από το συνδυασμό της δράσης των ιόντων στην επιφάνεια και των χημικών ενώσεων που σχηματίζονται κατά την εκκένωση. Παρ' όλα αυτά, προσφέρει σωρεία βιομηχανικών εφαρμογών.

### *2.2 Μορφές εκκένωσης κορώνα*

Τα χαρακτηριστικά της διαμορφώνονται από τις διαδικασίες ιονισμού που λαμβάνουν χώρα στον αέρα ή στην επιφάνεια του ηλεκτροδίου ή ακόμη και σε συνδυασμό αυτών. Οι διαδικασίες ιονισμού όπως έχει ήδη ειπωθεί εξαρτώνται από την χωρική και χρονική μεταβολή του πεδίου στο διάκενο, την πολικότητα της τάσης που εφαρμόζεται στο διάκενο αλλά και τις ατμοσφαιρικές συνθήκες. Επομένως, η εκκένωση κορώνα μπορεί να εμφανιστεί ως παλμική κορώνα, δηλαδή θετική ή αρνητική κορώνα, εκκένωση αίγλης «glow» και τέλος με την μορφή νηματίου «streamer». Κάπου εδώ αξιοσημείωτη κρίνεται η αναφορά στο γεγονός ότι η εκκένωση κορώνα μπορεί να πάρει οποιαδήποτε μορφή διαδοχικά ακόμη και στο ίδιο διάκενο, εάν η τάση καταπόνησης μεταβληθεί ανάλογα.

Όπως ήδη γνωρίζουμε, εφαρμόζοντας την κατάλληλη τάση στο διάκενο δημιουργούνται μέσω της διαδικασίας του ιονισμού ηλεκτρονικές στοιβάδες από ηλεκτρόνια τα οποία κινούνται με μεγάλη ταχύτητα. Στην περίπτωση αρνητικά φορτισμένου ηλεκτροδίου σε ανομοιογενές ηλεκτρικό διάκενο οι ηλεκτρονικές στοιβάδες έχουν ως σημείο εκκίνησης την επιφάνειά του και στη συνέχεια απομακρύνονται από αυτό, έχοντας αυτό ως αντίκτυπο τα ηλεκτρόνια καθώς εξέρχονται από την περιοχή ιονισμού να προσκολλώνται σε ουδέτερα άτομα και να δημιουργούν αρνητικά ιόντα. Όλο αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, να μειώνεται το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην επιφάνεια του ηλεκτροδίου και να αυξάνεται ξανά σε σημεία μακριά από αυτό. Έτσι για να πραγματοποιηθεί από την αρχή η ανάπτυξη ηλεκτρονικών στοιβάδων χρειάζεται να απομακρυνθούν από την επιφάνεια τα

αρνητικά ιόντα και να κατευθυνθούν σε περιοχές μακριά από αυτό. Αυτές οι διαδικασίες προκαλούν την εμφάνιση ενός ρεύματος με την μορφή παλμών μικρού εύρους και σταθερής συχνότητας.

Όσο η τιμή της τάσης που εφαρμόζεται στο διάκενο μεγαλώνει, τόσο αυξάνεται και το εύρος αλλά και η συχνότητα των παλμών του ρεύματος. Παράλληλα παρατηρείται αύξηση στην ένταση και το πλήθος των φωτεινών σημείων του ηλεκτροδίου. Εάν η τιμή της τάσης εφαρμογής υποστεί επιπλέον αύξηση, τότε καταλήγουμε σε υπέρθεση των παλμών ρεύματος. Ως αποτέλεσμα αυτό έχει την εμφάνιση ενός σχεδόν σταθερού ρεύματος ενώ ταυτόχρονα το ίδιο το ηλεκτρόδιο καλύπτεται τελείως από ένα φωτεινό δακτύλιο. Αυτή η μορφή είναι γνωστή ως εκκένωση αίγλης, glow discharge. Πλέον η εκκένωση θεωρείται αυτοσυντηρούμενη, που σημαίνει ότι μπορεί να εξασφαλίσει συνεχόμενα την παραγωγή ηλεκτρονικών στιβάδων με μέγεθος τέτοιο ώστε να μπορεί να διατηρηθεί η εκκένωση. Η τάση εφαρμογής η οποία είναι υπεύθυνη για να καταστεί η εκκένωση αυτοσυντηρούμενη καλείται τάσης έναυσης. Όμως, υπάρχουν περιπτώσεις κατά τις οποίες η γεωμετρία του διακένου, η πολικότητα της τάσης που εφαρμόζεται σε αυτό αλλά και οι ατμοσφαιρικές συνθήκες επηρεάζουν το μέγεθος των ηλεκτρονικών στιβάδων και είναι πολύ πιθανό αυτές να αποκτήσουν μέγεθος της τάξης  $10^8$  φορέων με αποτέλεσμα να μετασηματιστούν σε αγωγίμο νημάτιο, streamer.

### 2.2.1 Θετική εκκένωση κορώνα

Όταν πρόκειται για την έναυση της θετικής εκκένωσης κορώνα χρειάζεται να γνωρίζουμε ότι η ηλεκτρονική στιβάδα ξεκινά την ανάπτυξη της από το όριο της περιοχής ιονισμού και συνεχίζει με κατεύθυνση τον θετικά φορτισμένο αγωγό. Στο τέλος αυτής της διαδρομής θα μπορούμε να αναφερθούμε στο πλήθος φορέων που θα έχει αποκτήσει και το οποίο εκφράζεται ως εξής:

$$N_1 = \exp \left( \int_{r_0}^{r_c} \lambda_1(r) dr \right), \quad (2.1)$$

όπου με  $\lambda_1$  συμβολίζεται ο συντελεστής ιονισμού και με  $r_c$  το όριο της περιοχής ιονισμού.

Όσο εξελίσσεται η αρχική ηλεκτρονική στιβάδα προκύπτει η δυνατότητα δημιουργίας νέων ηλεκτρονικών στιβάδων, οι οποίες είναι γνωστές ως δευτερογενείς στιβάδες. Οι τελευταίες εκκινούν ηλεκτρόνια τα οποία έχουν προέλθει από φωτοϊονισμό. Το πλήθος των ηλεκτρονίων που παράγονται από δευτερογενείς ηλεκτρονικές στιβάδες συμβολίζεται με  $N_2$  και εκφράζεται μαθηματικά έτσι:

$$N_2 = N_1 \int_{r_0}^{r_c} \Psi_{ph}(r) \left[ \exp \left( \int_{r_0}^r \lambda_1(r') dr' \right) - 1 \right] dr, \quad (2.2)$$

όπου ως  $\Psi_{ph}$  συμβολίζεται ο συντελεστής του φωτοϊονισμού.

Η πρόοδος της ηλεκτρονικής στιβάδας πραγματοποιείται σύμφωνα με την συνιστάμενη μεταξύ του ηλεκτρικού πεδίου και του γεωμετρικού πεδίου του χωρικού φορτίου που εμφανίζεται στο χώρο. Το πεδίο που προκύπτει εξαιτίας του φορτίου απέχει από το κέντρο του αγωγού μία απόσταση,  $r$  και μπορεί να υπολογιστεί συναρτήσει αυτής με την παρακάτω μαθηματική σχέση:

$$E_g(r) = \frac{r_0}{r} E_s = \frac{rc}{r} E_0 \quad (2.3)$$

Η απόσταση από το κέντρο του αγωγού θεωρείται το όριο της περιοχής ιονισμού και μπορεί να οριστεί ως εξής:

$$r_c = r_0 \frac{E_s}{E_0} \quad (2.4)$$

Βέβαια η ηλεκτρονική στιβάδα αναπτύσσεται υπό την επίρεια ενός ηλεκτρικού πεδίου που οφείλεται στην παρουσία χωρικού φορτίου που προκύπτει από την ίδια την στιβάδα. Το ηλεκτρικό πεδίο αυτό μπορεί να υπολογιστεί από την παρακάτω μαθηματική έκφραση.

$$E_{sp}(r) = \frac{Nrl \times qe}{4\pi\epsilon_0(rl-r)^2}, \quad (2.5)$$

όπου το  $qe$  είναι ίσο με  $1,602 \times 10^{-19}$  μετρούμενο σε μονάδες C και είναι το φορτίο ενός ηλεκτρονίου, το  $\epsilon_0$  ισούται με  $8,854 \times 10^{-12}$  F/m και είναι γνωστό ως η διηλεκτρική σταθερού του κενού και  $N_H$  είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων στην κεφαλή μιας στιβάδας.

Όπως και στην έναυση αρνητικής εκκένωσης κορώνα, η οποία παρατίθεται παρακάτω, έτσι και η έναυση της θετικής μπορεί να πραγματοποιηθεί με δύο μορφές, είτε υπό αυτή της αίγλης είτε υπό τον σχηματισμό αγωγίμου νηματίου. Η έναυση της θετικής κορώνα με την πρώτη μορφή πραγματοποιείται εάν το πλήθος των φορέων δευτερογενών στιβάδων γίνει ίσο ή μεγαλύτερο από το πλήθος των φορέων της αρχικής στιβάδας. Στην περίπτωση όμως, σχηματισμού νηματίου πρέπει η αρχική στιβάδα για να μετασχηματιστεί το πεδίο εξαιτίας του χωρικού πεδίου να γίνει ισοδύναμο με το γεωμετρικό πεδίο που προκύπτει στην επιφάνεια του αγωγού. Σύμφωνα με τις σχέσεις (2.1) και (2.5), μπορούν να εκφραστούν όσα ειπώθηκαν στην παρούσα παράγραφο με τις παρακάτω εξισώσεις:

$$N_1 = N_2, \text{ εκκένωση υπό την μορφή αίγλης} \quad (2.6)$$

$$E_s = \frac{N_1 qe}{4\pi\epsilon_0 r c r^2}, \text{ εκκένωση με σχηματισμό αγωγίμου νηματίου,} \\ \text{με } r_{cr} \text{ την ακτίνα της κρίσιμης στιβάδας.} \quad (2.7)$$

### **2.2.1.1 Χαρακτηριστικά της θετικής εκκένωσης κορώννα.**

Σύμφωνα με τις σχέσεις (2.6) και (2.7) στην προηγούμενη παράγραφο μπορούμε εύκολα να σχηματίσουμε μια εικόνα για τα μεγέθη που επηρεάζουν τη θετική κορώννα σε κάθε περίπτωση δηλαδή, εάν η έναυσή της συντελείται είτε υπό την μορφή αίγλης είτε υπό τον σχηματισμό αγωγίμου νηματίου.

Επομένως, παρατηρούμε ότι η έναυση της θετικής κορώννα εξαρτάται από την ακτίνα του αγωγού στον οποίο πραγματοποιείται και από τις ατμοσφαιρικές συνθήκες που επικρατούν σε αυτό. Όσο μικρότερη είναι η ακτίνα του αγωγού τόσο μεγαλύτερη υφίσταται η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί η εκκένωση μέσω του σχηματισμού νηματίου. Όμως, θα πρέπει να γνωρίζουμε ότι η παρουσία χωρικού πεδίου στο χώρο σχετίζεται άμεσα με την επίδραση που έχει η τιμή της ακτίνας στο κριτήριο του νηματίου. Με άλλα λόγια, αν αμεληθεί το πεδίο που δημιουργεί το χωρικό φορτίο τότε ο σχηματισμός του νηματίου μπορεί να επέλθει και σε αγωγούς μεγαλύτερης ακτίνας.

Αποτελεί σημαντικό ενδιαφέρον το γεγονός ότι υπό κανονικές ατμοσφαιρικές συνθήκες η έναυση εκκένωσης της θετικής κορώννα εξαρτάται και από το πλήθος των φορέων της ηλεκτρονικής στιβάδας. Η εκκένωση υπό την μορφή αίγλης χρειάζεται μία σωρεία φορέων της τάξης  $10^4$  ενώ μέσω του κριτηρίου του νηματίου το πλήθος των φορέων αρκεί να είναι  $10^8$ . Η περιοχή μετάβασης από την μία μορφή στην άλλη σχετίζεται με την ακτίνα του αγωγού της οποίας η τιμή προσδιορίζεται από την ανάπτυξη της ηλεκτρονικής στιβάδας. Όπως, ήδη αναφέρθηκε η ανάπτυξη της στιβάδας αυτής εξαρτάται από το πεδίο του χωρικού φορτίου. Πέραν όμως αυτού θα μπορούσαμε να αναφερθούμε σε μία τιμή της τάξης  $10^5$ , τουλάχιστον, πλήθους φορέων για την οποία μπορεί να γίνει η μετάβαση από την μορφή της αίγλης σε αυτή του νηματίου.

### **2.2.2 Αρνητική εκκένωση κορώννα**

Ο ερευνητής Aleksandron ήταν ο πρώτος, αλλά όχι ο μοναδικός, που ασχολήθηκε με το μοντέλο έναυσης αρνητικής εκκένωσης κορώννα για την ηλεκτρική διάσπαση ομοιογενούς διακένου με την βοήθεια του μηχανισμού Townsend. Σύμφωνα, λοιπόν, με το μοντέλο αυτό, η έναυση της αρνητικής εκκένωσης κορώννα υπό την μορφή αίγλης διαδραματίζεται όταν τα φωτόνια που παράγει η αρχική ηλεκτρονική στιβάδα, η οποία είναι ήδη ανελιγμένη μέχρι το σημείο που προβλέπει η περιοχή ιονισμού, προσκρούουν στην κάθοδο με αποτέλεσμα την πρόκληση εκπομπής ενός νέου ηλεκτρονίου το λιγότερο. Το νέο αυτό ηλεκτρόνιο εξαιτίας του ιονισμού κρούσης συμβάλλει στην δημιουργία μιας νέας ηλεκτρονικής στιβάδας η οποία όταν εξελιχθεί μέχρι το σημείο της περιοχής ιονισμού όπου θα αποκτήσει το ίδιο μέγεθος με την αρχική ηλεκτρονική στιβάδα. Κάθε νέα ηλεκτρονική στιβάδα έχει την δυνατότητα να προκαλεί την εκπομπή ενός νέου ηλεκτρονίου οδηγώντας την ηλεκτρική εκκένωση στην κατάσταση της αυτοσυντήρησης. Βέβαια, η πρόσκρουση των φωτονίων δεν είναι ο μοναδικός τρόπος με τον οποίο πραγματοποιείται η εκπομπή ηλεκτρονίων. Ο βομβαρδισμός της καθόδου από θετικά ιόντα ή μετασταθή άτομα αποτελεί έναν ακόμη τρόπο για να επιτευχθεί η εκπομπή νέων ηλεκτρονίων. Ωστόσο ο δεύτερος τρόπος σπανιότερα αποτελεί επιλογή για τον σκοπό αυτό.

Το κριτήριο έναυσης για την αρνητική εκκένωση κορώνα υπό την μορφή αίγλης δίνεται από τους παρακάτω τύπους.

$$\gamma\rho\int_{r_0}^{r_c}\lambda_1(r)\exp\left(\int_{r_0}^r\lambda_1(r')dr'\right)dr'G(r)dr \geq 1 \quad (2.8)$$

όπου  $M$  θεωρείται ο συντελεστής απορρόφησης των φωτονίων στον αέρα, ως  $\lambda_1$  συμβολίζεται ο ενεργός συντελεστής ιονισμού του Hartmann και  $\gamma\rho$  είναι ο δεύτερος συντελεστής Townsend ο οποίος εκφράζει το πόσα ηλεκτρόνια εκπέμπονται από την κάθοδο εξαιτίας της πρόσκρουσης ενός φωτονίου. Ο συντελεστής του Hartmann υπολογίζεται από την εξής μαθηματική σχέση:

$$\frac{\lambda_1}{P_0} = M \left\{ A \left[ 1 + \frac{C}{N\left(\frac{E}{P_0}\right)^3} \right] \exp\left(\frac{-BP_0}{E}\right) - O\Psi \right\} \quad (2.9)$$

Η μεταβλητή  $G(r)$  είναι ένας ακόμη συντελεστής ο οποίος εκφράζει το ποσοστό των φωτονίων που προσκρούουν στην κάθοδο. Και δίνεται από την σχέση:

$$G(r) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\sin^{-1}\left(\frac{r_0}{r}\right)} \int_0^{\sin^{-1}\left(\frac{r_0}{r}\right)} \exp(-\mu\lambda) d\theta d\phi \quad (2.10)$$

και

$$\lambda = r \cos\theta - \sqrt{r_0^2 - r^2 \sin^2\theta} \quad (2.11)$$

Όπως ήδη έχει αναφερθεί η έναυση αρνητικής εκκένωσης κορώνα μπορεί να πραγματοποιηθεί και με το σχηματισμό νηματίου. Για να συμβεί αυτό θεωρείται ότι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου είναι ίση με αυτή που δημιουργείται εξαιτίας του χωρικού φορτίου. Επομένως έχουμε:

$$E_0 = \frac{N_1 q e}{4\pi\epsilon_0 r c r^2}, \quad (2.12)$$

όπου με  $q_e$  συμβολίζουμε το φορτίο του ηλεκτρονίου, με  $N_1$  το πλήθος των φορέων της ηλεκτρονικής στιβάδας, με  $\epsilon_0$  τη διηλεκτρική σταθερά του κενού και με  $r_{cr}$  την ακτίνα της κρίσιμης στοιβάδας.

### **2.2.2.1 Χαρακτηριστικά της αρνητικής εκκένωσης κορώνα**

Έχοντας ως βάση την τις προηγούμενες δύο σχέσεις, (2.8) και (2.12), προσδιορίστηκαν οι περιοχές στις οποίες γίνεται έναυση της αρνητικής εκκένωσης κορώνα είτε υπό την μορφή αίγλης είτε υπό τον σχηματισμό αγωγίμου νηματίου. Υπό κανονικές συνθήκες η έναυση της εκκένωσης γίνεται όταν το πλήθος φορέων της ηλεκτρονικής στιβάδας,  $N1$ , φτάσει είτε την τάξη  $10^3 - 10^4$  είτε  $10^8$  αντίστοιχα. Το όριο της τιμής που συνδέει τις δύο μορφές είναι της τάξης  $10^5$  πλήθος φορέων και βρίσκεται σε απόλυτη συμφωνία με την τιμή που αντιστοιχεί και στη θετική κορώνα. Παρ' όλα αυτά εάν αμεληθεί η επίδραση εξαιτίας του χωρικού φορτίου στην ανάπτυξη της στιβάδας η έναυση της εκκένωσης μέσω σχηματισμού νηματίου η μεταβλητή  $N1$  μπορεί να λάβει τιμή μικρότερη της τάξης  $10^8$ .

Σημαντικό ρόλο στη μορφή και στα χαρακτηριστικά της αρνητικής κορώνα διαδραματίζει και η πολικότητα. Πιο συγκεκριμένα, κατά την αρνητική εκκένωση κορώνα η ηλεκτρονική στιβάδα έχει ως αφετηρία περιοχές που βρίσκονται κοντά στην επιφάνεια του αγωγού, όπου εκεί οι τιμές του γεωμετρικού πεδίου παρουσιάζονται αρκετά υψηλές, οπότε το πλήθος των φορέων της ηλεκτρονικής στιβάδας αποκτά μεγάλες τιμές πολύ γρήγορα, δηλαδή από τα αρχικά στάδια ανάπτυξης της. Αντιθέτως, κατά την θετική εκκένωση κορώνα η ηλεκτρονική στιβάδα ξεκινά να αναπτύσσεται από περιοχές όπου έχει καθοριστεί σαν όριο ιονισμού, όπου το γεωμετρικό πεδίο εμφανίζει χαμηλό πλήθος φορέων, προς την επιφάνεια του αγωγού που όπως ήδη αναφέρθηκε σε προηγούμενη πρόταση, οι περιοχές εκεί χαρακτηρίζονται από υψηλό γεωμετρικό πεδίο.

### **2.3 Περιγραφή του μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε**

Για την προσέγγιση της καμπύλης Paschen έγινε χρήση ενός μαθηματικού μοντέλου το οποίο προοριζόταν για την μελέτη ομοαξονικών διακένων. Ύστερα, από κάποιες μικρές αλλαγές που έγιναν στην δομή, το μοντέλο μορφοποιήθηκε έτσι ώστε να εξυπηρετήσει την περίπτωση την οποία μελετάται στην παρούσα πτυχιακή εργασία, δηλαδή την προσομοίωση ομοιογενούς διακένου.

Το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση του διακένου αποτελούνταν από σωρεία μαθηματικών εξισώσεων οι οποίες επιλύονταν αυτόματα. Για να μπορέσει να εμφανίσει το μοντέλο αποτελέσματα, χρειάστηκε να συμπληρωθούν κάποιες τιμές εισόδου, όπως η πίεση και το μήκος του διακένου όπως επιπλέον και η θερμοκρασία και η υγρασία. Οι δύο τελευταίες τιμές παρέμειναν σταθερές, παρά τις αλλαγές που συνέβαιναν στα υπόλοιπα χαρακτηριστικά του διακένου, στους  $20^{\circ}\text{C}$  και στους  $11 \text{ g/m}^3$  αντίστοιχα. Εν συνεχεία, επιλέγαμε κάθε φορά την τιμή της πίεσης και του μήκους του διακένου με σκοπό τον σχηματισμό διαφορετικών γινομένων  $pd$  και αυξομειώνοντας την τάση εφαρμογής στο διάκενο προέκυπτε η τάση έναυσης κορώνα. Παράλληλα με τη βοήθεια των μαθηματικών εξισώσεων υπολογίστηκαν και άλλα στοιχεία όπως το πλήθος των φορέων, η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου και η διάμετρος της κεφαλής της στιβάδας.



Κάθε φορά η έναυση της εκκένωσης ικανοποιούνταν είτε από το κριτήριο της αίγλης είτε από αυτό του αγώγιμου νηματίου. Το κριτήριο με το οποίο πραγματοποιούνταν σε κάθε διαφορετική περίπτωση η έναυση του φαινομένου προέκυπτε με την επιλογή της τάσης εφαρμογής. Δηλαδή, με την αύξηση της τάσης αυτό που θέλαμε να πετύχουμε είναι να φτάσει όσο πιο κοντά στη μονάδα ένα από τα δύο κριτήρια. Το πρώτο που θα πλησίαζε την τιμή καθόριζε και το κριτήριο έναυσης.

Βέβαια εάν κάποιος μελετήσει το πρόγραμμα προσομοίωσης θα παρατηρήσει ότι σε κανένα σημείο δεν θα υπολογιστεί και εμφανιστεί η τάση διάσπασης του ομοιογενούς διακένου, η οποία είναι και το ζητούμενο μας στην εργασία αυτή. Είναι όμως γνωστό ότι στα ομοιογενή διάκενα η τάση έναυσης του φαινομένου είναι ίδια με αυτή της διάσπασης. Έτσι, ένας από τους κυριότερους λόγους επιλογής του συγκεκριμένου μοντέλου ήταν αυτός. Παρ' όλα αυτά η τιμή της τάσης διάσπασης του ομοιογενούς διακένου μπορεί να υπολογιστεί από τον παρακάτω τύπο.

$$V_b = 24.22 \times \delta d + 6.08 \times \sqrt{\delta d} \quad (2.13)$$

όπου το  $d$  είναι το μήκος του διακένου και  $\delta$  ο συντελεστής πυκνότητας του αέρα, ο οποίος υπολογίζεται ως εξής:

$$\delta = \frac{293}{273+t} \frac{P}{760} \quad (2.14)$$

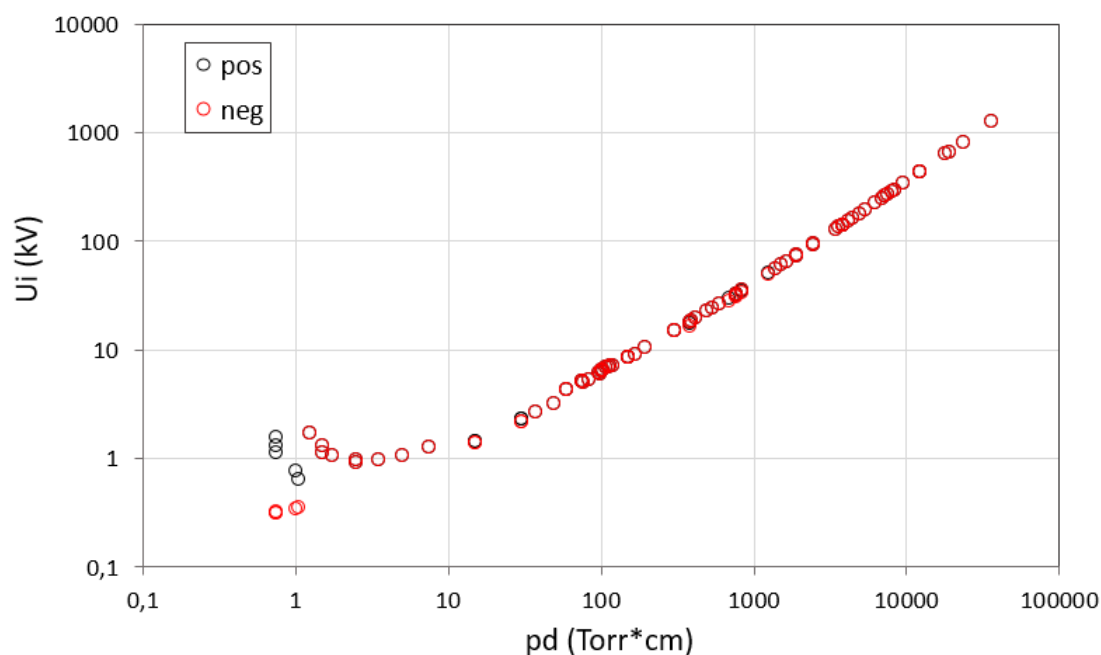
και σε αυτό τον μαθηματικό τύπο με  $P$  συμβολίζεται η πίεση σε Torr και με  $t$  η θερμοκρασία σε  $^{\circ}\text{C}$ .



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗΣ

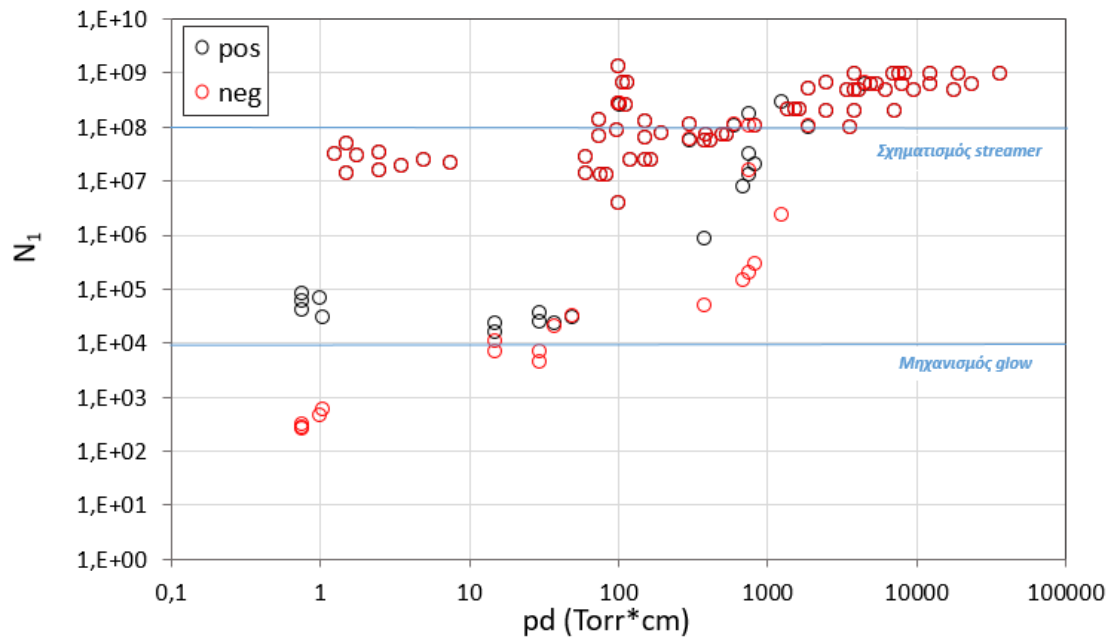
Τα αποτελέσματα που προέκυψαν μέσω της μοντελοποίησης παρουσιάζονται παρακάτω με τη μορφή γραφημάτων.

Στην Εικόνα 6 παρουσιάζεται η τάση έναυσης,  $U_i$ , τόσο στη θετική πολικότητα όσο και στην αρνητική συναρτήσει του γινομένου της πίεσης και το μήκος διακένου,  $pd$ . Παρατηρείται ότι καθώς αυξάνεται η τιμή του γινομένου  $pd$  μεγαλώνει και η τιμή τάσης  $U_i$ . Επιπλέον, η καμπύλη που προκύπτει στην θετική πολικότητα είναι πανομοιότυπη με αυτή της αρνητικής, εξαιρεμένων κάποιων τιμών. Όμως, αυτό το φαινόμενο παρουσιάζεται σε μικρές τιμές  $pd$  στην αρχή των αξόνων και πιθανώς να οφείλεται στην ευαισθησία του συστήματος. Επιπροσθέτως, μπορούμε να προσέξουμε ότι σε διαφορετικούς συνδυασμούς του γινομένου, όσο αυξάνεται η πίεση και το μήκος του διακένου αυξάνεται και η τάση έναυσης.



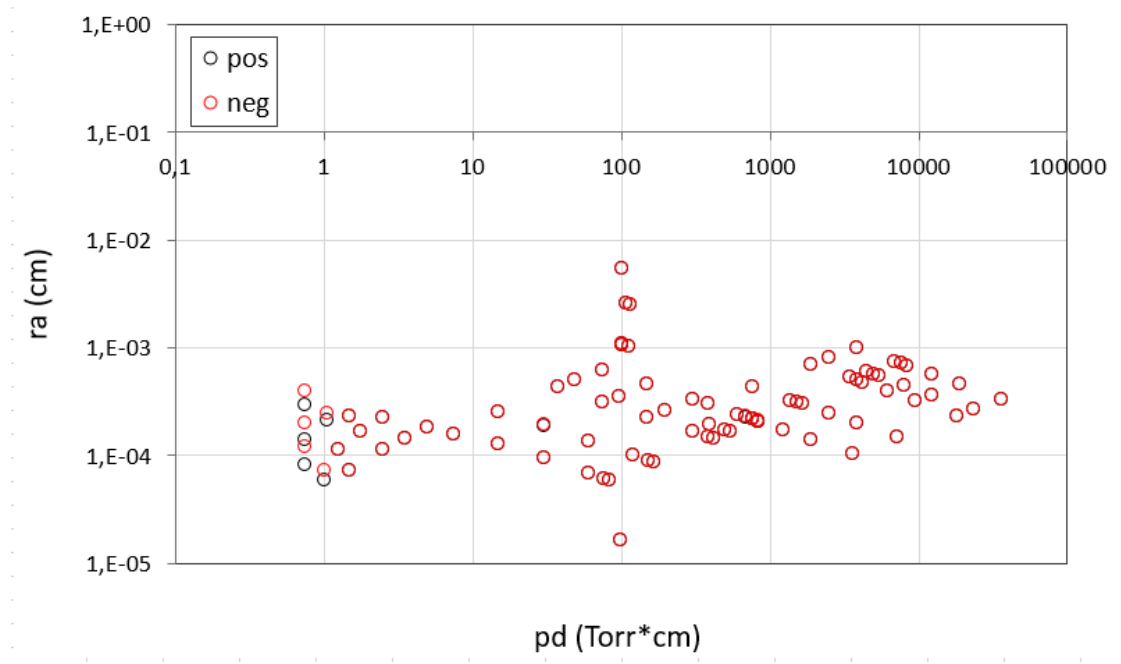
Εικόνα 6: Τάση έναυσης,  $U_i$ , συναρτήσει του γινομένου της πίεσης και του μήκους του διακένου,  $pd$ .

Στην Εικόνα 7 παρουσιάζεται το πλήθος των φορέων  $N_1$  στη θετική αλλά και στην αρνητική πολικότητα σε συνάρτηση με το γινόμενο της πίεσης  $p$  και του μήκους του διακένου  $d$ , όπως και στο προηγούμενο γράφημα. Αυτό που προσέχουμε στο συγκεκριμένο γράφημα είναι ότι το πλήθος των φορέων φαίνεται να αυξάνεται όσο κινούμαστε πιο δεξιά στον οριζόντιο άξονα. Επιπλέον, παρατηρούμε ότι η έναυση με το κριτήριο της αίγλης, glow, πραγματοποιείται για την τιμή των φορέων περίπου της τάξης  $10^4$ , ενώ το κριτήριο του νηματίου, streamer, υφίσταται για τιμές  $N_1$  περίπου με  $10^8$ . Όμως, για μικρές τιμές του γινομένου βλέπουμε ότι το κριτήριο της αίγλης για την αρνητική πολικότητα ισχύει για μικρότερες από  $10^4$  τιμές  $N_1$ .



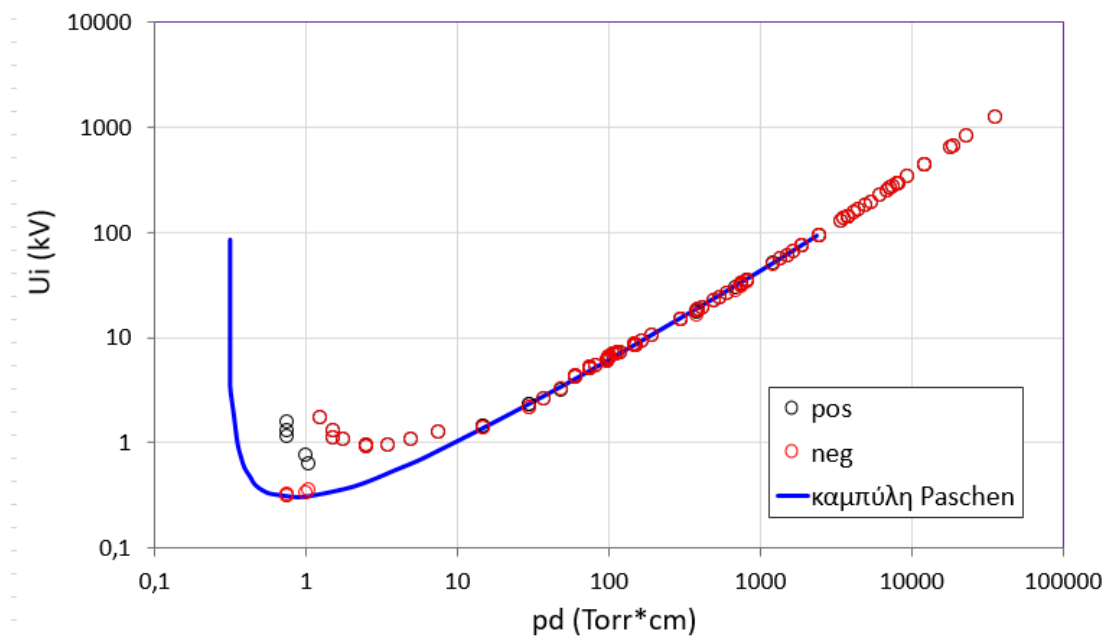
Εικόνα 7: Πλήθος φορέων  $N_1$  συναρτήσει του γινομένου της πίεσης και του μήκους του διακένου,  $pd$ .

Στην Εικόνα 8 αναπαρίσταται η ακτίνα κεφαλής της κρίσιμης στοιβάδας,  $r_a$ , κατά την έναυση της εκκένωσης κορώνα είτε με τον ένα είτε με τον άλλον μηχανισμό. Παρατηρείται ότι, η έναυση της εκκένωσης κορώνα με οποιοδήποτε μηχανισμό επιτευχθεί παρουσιάζει ίδιες τιμές  $r_a$  τόσο στη θετική όσο και στην αρνητική πολικότητα. Επίσης, μπορούμε να προσέξουμε ότι δεν παρατηρείται κάποια εξάρτηση από το γινόμενο  $pd$  και οι τιμές κυμαίνονται στην συντριπτική πλειοψηφία τους από της τάξης  $10^{-4}$  έως περίπου  $10^{-3}$ .



**Εικόνα 8: Ακτίνα κεφαλής κρίσιμης στοιβάδας,  $r_a$ , συναρτήσει του γινομένου  $pd$ .**

Στο γράφημα της Εικόνας 9 παρουσιάζεται η σύγκριση της καμπύλης που προκύπτει από τα αποτελέσματα του μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε, με την τυπική μορφή της καμπύλης Paschen για τον ατμοσφαιρικό αέρα. Προσέχουμε ότι η καμπύλη του πειράματος μας έχει, σχεδόν, την ίδια μορφή με την καμπύλη Paschen και πιο έντονα αυτό εμφανίζεται για μεγάλες τιμές του γινομένου. Όπως και στην Paschen έτσι και στην δική μας καμπύλη υπάρχει σημείο ελαχίστου τιμής αλλά το αριστερό τμήμα της καμπύλης διαφοροποιείται αρκετά από την τυποποιημένη μορφή της Paschen πιθανόν λόγω ευαισθησίας του συστήματος. Σύμφωνα, με το πρότυπο IEC 60052 το όριο αβεβαιότητας κυμαίνεται στο  $\pm 3\%$  το οποίο δεν ξεπερνούν οι τιμές που παρεκκλίνουν από την καμπύλη.



**Εικόνα 9:** Σύγκριση της καμπύλης που προέκυψε από την μοντελοποίηση με την καμπύλη Paschen συναρτήσεως του γινομένου της πίεσης και του μήκους του διακένου,  $pd$ .

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Συμπερασματικά, στην παρούσα πτυχιακή εργασία έγινε προσέγγιση της καμπύλης Paschen μέσω ενός μαθηματικού μοντέλου έναυσης εκκένωσης κορώνα. Εκτιμήθηκε δηλαδή η τάση διάσπασης για διάφορες τιμές του γινομένου της πίεσης και του μήκους του ομοιογενούς διακένου. Επιπροσθέτως, μελετήθηκαν διάφορα χαρακτηριστικά της εκκένωσης κορώνα όπως μερικά από αυτά είναι η ακτίνα κεφαλής της κρίσιμης στοιβάδας  $r_a$  και το πλήθος των φορέων  $N_1$ .

Το μοντέλο ανταποκρίθηκε πολύ καλά στην εκτίμηση της τάσης διάσπασης για την προσέγγιση της καμπύλης όπως παρατηρούμε και στα γραφήματα της Εικόνας 9. Οι 3 καμπύλες εφάπτονται σε όλα σχεδόν τα σημεία τους. Παρ' όλα αυτά στο αριστερό τμήμα της καμπύλης μπορούμε να προσέξουμε ότι κάποιες τιμές αποκλίνουν από την τυπική μορφή της καμπύλης Paschen χωρίς όμως να ξεπερνούν το όριο αβεβαιότητας,  $\pm 3\%$ , που υποδεικνύεται από το καθιερωμένο πρότυπο IEC 60052. Αυτό το γεγονός πιθανόν να οφείλεται σε κάποια ευαισθησία του συστήματος.

Παρατηρήθηκε, επίσης, ότι τόσο στη θετική όσο και στην αρνητική πολικότητα η αύξηση της τάσης διάσπασης είναι ανάλογη με την αύξηση της τιμής του γινομένου  $pd$ .

Επιπλέον, μπορούμε να προσέξουμε, ότι για να πραγματοποιηθεί η έναυση της εκκένωσης κορώνα και κατ' επέκταση η διάσπαση του ομοιογενούς διακένου μέσω του μηχανισμού αίγλης το πλήθος των φορέων ήταν της τάξης  $10^4$ . Αντίστοιχα, για την εκκένωση μέσω του σχηματισμού αγώγιμου νηματίου το πλήθος των φορέων κυμάνθηκε σε τιμές της τάξης  $10^8$ . Όπως, και πριν εξαιτίας της ευαισθησίας που παρουσιάζει το σύστημα σε μικρές τιμές του γινομένου, παρατηρούμε ότι υπάρχουν κάποιες εξαιρέσεις.

Τελειώνοντας, να σημειωθεί ότι οι τιμές που λαμβάνει κάθε φορά το μήκος της κρίσιμης στοιβάδας δεν ακολουθεί κάποιο συγκεκριμένο μοτίβο με την αύξηση του γινομένου  $pd$ .





## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Ε. Ανδριωτέλλη, «Πειραματική μελέτη δημιουργίας και διάδοσης κυμάτων ιονισμού σε ανομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο», Πανεπιστήμιο Πατρών Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Τεχνολογίας Υπολογιστών, Τομέας Σ.Η.Ε., Εργαστήριο Ηλεκτροτεχνικών υλικών, Πάτρα, Ιούνιος 2010.
- [2] Β. Λιάρου και Κ. Κουρσούμης, «Μελέτη της ανάπτυξης και εξέλιξης του φαινομένου κορώνας σε διάκενα ατμοσφαιρικού αέρα: 1. Ηλεκτρική συμπεριφορά 2. Υδροδυναμική συμπεριφορά», Πανεπιστήμιο Πατρών, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Τεχνολογίας Υπολογιστών, Τομέας Σ.Η.Ε., εργαστήριο Ηλεκτροτεχνικών υλικών, Πάτρα, Ιούνιος 2010.
- [3] «Breakdown Voltage vs Pressure Paschen's Law and "The Paschen Curve"».
- [4] Δ. Μπαλή, «Εκτίμηση τάσεων διάσπασης σφαιρικών διακένων υπό μεταβαλλόμενες ατμοσφαιρικές συνθήκες», Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Πολυτεχνική Σχολή, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών, Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων, Θεσσαλονίκη, 2020.
- [5] Β. Ζαγκανάς, «Διερεύνηση του φαινομένου της εκκένωσης κορώνας σε γραμμές μεταφοράς», Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Πολυτεχνική Σχολή, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών, Τομέας Ηλεκτρικής Ενέργειας, Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων, Θεσσαλονίκη 2014.
- [6] Θ. Γιαννόπουλος και Π. Τσιντικίδης, «Πρόοδος θετικού νηματίου κατά μήκος μονωτήρων διαφορετικών γεωμετριών και RTV μονωτικών επιστρώσεων», Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Πολυτεχνική Σχολή, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Ηλεκτρονικών Υπολογιστών, Τομέας Ηλεκτρικής Ενέργειας, Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων, Θεσσαλονίκη, 2009.
- [7] A. A. Martins and M. J. Pinheiro, "On the propulsive force developed by asymmetric capacitors in a vacuum», Physics Procedia, vol. 20, pp. 112-119, 2011.
- [8] E. Kuffel, W. Zaengl, and J. Kuffel, «Υψηλές Τάσεις», εκδόσεις Τζιόλα, 2010.
- [9] Α. Γ. Εκμετσόγλου και Α. Θ. Παράσχος, «Προσομοίωση μερικών εκκενώσεων σε κοιλότητα εντός της μόνωσης καλωδίων μέσης τάσης», Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Πολυτεχνική Σχολή, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών, Τομέας Ηλεκτρικής Ενέργειας, Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων, Θεσσαλονίκη, Οκτώβριος 2017.
- [10] T. Yong Siah and T. Po-Wen Ivan, "Plasma Physics: Paschen curve", [Σύνδεσμος](#), 2010, Τελευταία πρόσβαση: Μάρτιος 2022.
- [11] Π. Ν. Μικρόπουλος, «Νόμος Paschen», Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Πολυτεχνική Σχολή, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών, Τομέας Ηλεκτρικής Ενέργειας, Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων.
- [12] KFS, "Sphere Gaps, Horizontal & Vertical", HAEFELY.