

Τ.Ε.Ι. - Πάτρας

Τμήμα: Ηλεκτρολογίας

Πτυχιακή Εργασία

Αριθμός: 346

"Τεχνολογία Μετρήσεων με το Ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr"

Εισηγητές:
Ε. Πυργιώτη



Σπουδαστές:
Ζερβός Κωνσταντίνος
Χρυσίδης Γεώργιος

Πάτρα - Α. 98

ΑΡΙΘΜΟΣ ΕΙΣΑΓΩΓΗΣ	3293
----------------------	------

Προλογος

Για την διαγνωση της ηλεκτρικής μονωσης και του ηλεκτρικού σχεδιασμού συσκευής ηλεκτρικής ισχύος, είναι απαραίτητο και σημαντικό να έχουμε πληροφορίες για την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου και την διανομή των συσσωρευμένων φορτίων χώρου στα υλικά ηλεκτρικής μονωσης. Ειδικότερα, κάτω από dc ηλεκτρική φόρτιση έχουμε μεγάλη παραμόρφωση από τη σχεδιασμένη κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου εξαιτίας της κατανομής των συσσωρευμένων φορτίων χώρου. Η συμπύκνωση του ηλεκτρικού πεδίου είναι πολύ πιθανόν να προκαλέσει ηλεκτρική βλάβη. Χωρίς να έχουμε πληροφορίες για τη κατανομή των συσσωρευμένων φορτίων χώρου δεν μπορεί να υπολογιστεί η παραμόρφωση της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου από τις διηλεκτρικές ιδιότητες π.χ η διηλεκτρικότητα, η ειδική αντίσταση, κ.λ.π. των μονωτικών υλικών και του γεωμετρικού σχεδιασμού των ηλεκτροδίων. Γι'αυτό το λόγο, για πρακτικές εφαρμογές, είναι απαραίτητο να μετρήσουμε κατευθείαν την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου.

Περιεχομενα

- ◆ Κεφαλαιο 1ο (Τεχνολογια μετρησης ηλεκτρικων πεδιων για υγρο διηλεκτρικο)
 - Εισαγωγη
 - Μοντελο μετρησης των πολωτων στη διανομη ηλεκτρικου πεδιου
 - Ηλεκτροοπτικο φαινομενο Kerr και βασικες εξισωσεις
 - Γραμμικο πολοσκοπιο
 - Διασταυρουμενοι πολωτες
 - Ευθυγραμισμενοι πολωτες
 - Κυκλικο πολοσκοπιο
 - Περιορισμος στο μοντελο μετρησης των πολων
 - Επεκταση του φασματος μετρησης
 - Βελτιωση της ευαισθησιας στην μετρηση
 - Χρηση διαμορφωσης του ηλεκτρικου πεδιου και ελλιπτικα πολωμενου προσπιπτοντος φωτος
 1. Ελλιπτικα πολωμενο προσπιπτον φως
 2. Διαμορφωση ηλεκτρικου πεδιου
 - Βασικες εξισωσεις για μια νεα τεχνικη μετρησης
- ◆ Κεφαλαιο 2ο (Χαρτογραφηση μετρησεων σε νερο ηλεκτροοπτικου πεδιου Kerr παραλληλα και κυλινδρικα)
 - Εισαγωγη
 - I. Παραλληλα κυλινδρικα ηλεκτροδια
 - II. Μετρησεις σχεδιασμου ηλεκτροοπτικου πεδιου Kerr
 - A. Πειραματικη συσκευη
 1. Συστημα καθαρισμου νερου
 2. Κοιλωτητα δοκιμης
 3. Συστημα υψηλης τασης ρευματος
 4. Ηλεκτρονικα σκανδαλισμου και καταγραφη
 5. Οπτικο συστημα
 - B. Οριακα προτυπα φαινομενου Kerr
 1. Πολωτης και αναλυτης
 2. Κυκλικο πολοσκοπιο
 3. Μετρησεις σταθερας Kerr

4. Κατανομή ηλεκτρικού πεδίου

- Γ. Επιδράσεις φορτίου χώρου

- III. Συμπληρωματικές σημειώσεις

♦ Κεφάλαιο 3ο (Ηλεκτροοπτική μέτρηση της κατανομής σε λάδι μετασχηματιστή πεδίου)

- Εισαγωγή

- Συσσκευή

- Επιβεβαίωση συστήματος χρησιμοποιώντας νιτροβενζίνη

- Ηλεκτροοπτικό πεδίο σε λάδι μετασχηματιστή

- Καθαρό λάδι

- Λάδι με ρυπούς

- Λάδι με ρυπούς (Λογώ λειτουργίας)

- Συμπεράσματα

Κεφαλαίο 1ο

Τεχνολογία μέτρησης ηλεκτρικών πεδίων για υγρό διηλεκτρικό

Εισαγωγή

Σ' αυτό το φύλλο θα εστιασούμε την προσοχή μας στις τεχνικές μέτρησης που χρησιμοποιούνται για τα ηλεκτρικά πεδία στο υγρό διηλεκτρικό, τις μη καταστροφικές τεχνικές οπτικής μέτρησης βασισμένες στο ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr. Σ' αυτές τις τεχνικές μέτρησης, η καθυστέρηση της οπτικής φάσης στην διηλεκτρική ανισοτροπία που προκαλείται από ένα ηλεκτρικό πεδίο δηλαδή εξ' αιτίας της διαφορετικής ταχύτητας των συστατικών στοιχείων του φωτός, μετρείται μέσω της ανίχνευσης της έντασης του μεταδιδόμενου φωτός.

Στην δεκαετία του '70 λόγω της επιτακτικής ανάγκης να διατεθούν στο εμπόριο μονοχρωματικές πηγές laser (λειζερ) η μέτρηση του ηλεκτρικού πεδίου σε υγρό διηλεκτρικό (nitrobenzene [2,3]), με μεγάλο ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr άρχισε χρησιμοποιώντας τη μέθοδο μέτρησης των πολών, η οποία είχε από παλιά χρησιμοποιηθεί για να μετρείται η κατανομή της μηχανικής φόρτισης βασισμένης στο φωτοελαστικό φαινόμενο. Στις αρχές του '80, η πρόκληση ήταν να αναπτυχθεί μια τεχνική μέτρησης για το ηλεκτρικό πεδίο στο υγρό διηλεκτρικό (αποσταγμένο νερό [4,5]) και μετασχηματιστή μονωτικού λαδιού [6] με ένα μικρό φαινόμενο Kerr. Αν και χρησιμοποιήθηκαν ηλεκτροδία μακρύτερα του ενός μέτρου και εφαρμόστηκε υψηλή τάση, ήταν η πρώτη φορά που κατέστη δυνατόν να μετρηθούν οι κατανομές ηλεκτρικού πεδίου σε απεσταγμένο νερό [4,5].

Από τότε η ευαισθησία στη μέτρηση έχει βελτιωθεί παρα πολύ με τη χρήση (α) διαμορφώσης του ηλεκτρικού πεδίου και (β) ελλειπτικά πολωμένου προσπιπτοντος φωτός [7]. Στη δεκαετία του '90, η δυναμική συμπεριφορά της κατανομής δισδιαστατού ηλεκτρικού πεδίου θα μπορούσε να παρατηρηθεί εξ' αιτίας των προηγμένων τεχνικών όπως ένας δισδιαστατός ενισχυτής αυτομάτου συγχρονισμού μ' εξωτερικό σήμα υψηλής

ποιοτητας, οπτικών συσκευών εξαιρετικής ευαισθησίας, κάμερες CCD (μνήμης συζευγμένων φορτίων) και τεχνικές ανάλυσης εικόνας στον ηλεκτρονικό υπολογιστή. Επιπλέον, χρησιμοποιούνται CT (τομογραφία Η/Υ), μια τεχνική για την μέτρηση τρισδιάστατης κατανομής ηλεκτρικού πεδίου η οποία είναι υπό εξέλιξη. Χωρίς τις πρόσφατα ανεπτυγμένες τεχνικές ηλεκτρονικής μέτρησης τα παραπάνω επιτεύγματα δεν θα είχαν σημειωθεί.

Σ' αυτή την εργασία γίνεται κριτική ανάλυση στις τεχνικές μέτρησης του ηλεκτρικού πεδίου στο υγρό διηλεκτρικό.

Μοντελο μέτρησης των πολων στη διανομή ηλεκτρικού πεδίου

Ηλεκτρο-οπτικό φαινόμενο Kerr και βασικές εξισώσεις

Στις παρακάτω σελίδες φαίνεται η μέθοδος μέτρησης του ηλεκτροοπτικού φαινομένου Kerr του ηλεκτρικού πεδίου στο υγρό διηλεκτρικό σύμφωνα με το οπτικό σύστημα που χρησιμοποιεί γραμμικά πολωμένο προσπίπτον φως όπως φαίνεται στο Σχήμα 1(α).

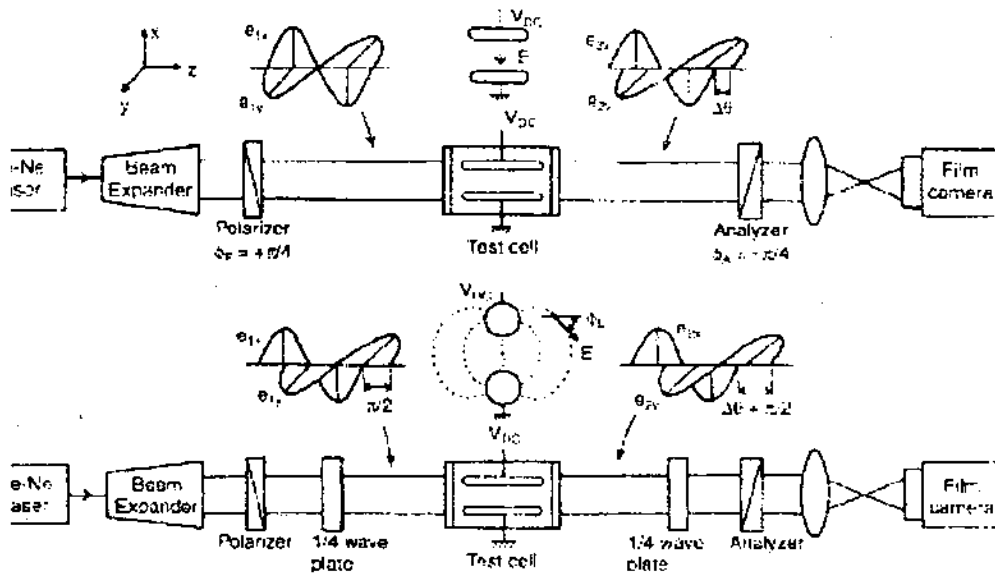
Η ακτίνα φωτός από μια πηγή λέιζερ εκτείνεται σε διάμετρο από 2.0 mm μέχρι 50 mm με έναν πολλαπλασιαστή εξόδου ακτίνων. Αυτή η εκτεταμένη ακτίνα φωτός μεταδίδεται μέσω του πολωτή για να γίνει γραμμικά πολωμένο φως (πολωμένο επίπεδο σε γωνία $\varphi = \pi/4$ από τον κατακόρυφο άξονα x) με τα (x, y) ηλεκτρικά στοιχεία του πεδίου για να είναι το ίδιο πλάτος ταλάντωσης και η ίδια φάση. Ύστερα μεταδίδεται μέσω του φορτισμένου ηλεκτρικού πεδίου σε υγρό διηλεκτρικό στη δοκιμαστική κυψέλη στην κατεύθυνση z . Η διηλεκτρική ανισοτροπία του υγρού διηλεκτρικού προκαλείται από το εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο (διαβάσε παρακάτω στο τμήμα για την <<εφαρμογή Διηλεκτρικής Ανισοτροπίας για Εφαρμοσμένες Μετρήσεις>>).

ΠΙΝΑΚΑΣ Ι
ΚΑΤΗΓΟΡΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΤΕΧΝΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΤΟΥ
ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

	Μεγεθος ηλεκτρικου πεδιου (E)	Δυναμικες γραμμες (E _x , E _y)	3-Διαστατο πεδιο (E _x , E _y , E _z)
Μετρησεις σχεδιαγραμμάτων κρουσσου	Νιτροβενζινη L = 10 cm E = 10 KV / cm Αποσταγμενο νερο L = 100 cm E = 150 KV / cm		
Μετρηση φωτεινης εντασης χωρις διαμορφωση ηλεκτρικου πεδιου	Λαδι μετασχηματιστη L = 10 cm E = 10 KV / cm		Νιτροβενζινη L = 10 cm E = 10 KV / cm
Μετρηση φωτεινης εντασης με διαμορφωση ηλεκτρικου πεδιου και ελλιπτικα πολωμενο φως	Λαδι μετασχηματιστη L = 6 cm E = 10 KV / cm	Λαδι μετασχηματιστη L = 6 cm E = 150 KV / cm Λαδι μετασχηματιστη L = 10 cm E = 150 KV / cm	Λαδι μετασχηματιστη L = 10 cm E = 10 KV / cm

Ετσι τα δυο στοιχεια του ηλεκτρικου πεδιου (e_{ix} , e_{iy}) του προσπιπτοντος φωτος μεταδιδομενου μεσω του φορτισμενου ηλεκτρικου πεδιου σε υγρο διηλεκτρικο ταξιδευουν με διαφορετικες ταχυτητες που καταληγουν σε αλλαγη φασης μεταξυ των δυο στοιχειων του φωτος (e_{zx} , e_{zy}) στο ηλεκτρικο πεδιο αφου περασει μεσα απο υγρο διηλεκτρικο. Για ενα παραλληλο συστημα ηλεκτροδιων που χρησιμοποιηται, το μεγαθος του ηλεκτρικου πεδιου και η κατευθηνηση ειναι σταθερη μαζι με την οπτικη οδο στην κατευθηνηση z. Αυτη η οπτικη αλλαγη φασης $\Delta\theta$ ειναι γραμμικα αναλογη με το τετραγωνο του μεγαθους E^2 και δινεται ως:

$$\Delta\theta = 2\pi B L E^2 \quad (1)$$



Σχημα 1 : Οπτικο σύστημα μετρησης για ανομοιομορφο ηλεκτρικο πεδιο σε επιπεδο καθετο στην διαδοση του φωτος, (α) χρησιμοποιωντας ευθυγραμμο πολωμενο συνακολουθο φως, (β) χρησιμοποιωντας κυκλικο πολωμενο συνακολουθο φως

που B είναι η ηλεκτρο-οπτική σταθερά του υγρού διηλεκτρικού και ονομάζεται «σταθερά Kerr», L είναι το μήκος της οπτικής οδού στην δοκιμαστική κυψέλη (ισόν με το μήκος του ηλεκτροδίου), και E είναι το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό το φαινόμενο παρατηρείται συχνά στο υγρό διηλεκτρικό και ονομάζεται ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr. Αφού είναι δύσκολο να μετρήσουμε κατ'ευθείαν αυτή την αλλαγή φάσης, η αλλαγή φάσης $\Delta\theta$ υπολογίζεται από το μετρημένο λόγο της έντασης του σχετικού μεταδιδόμενου φωτός $\Delta I / I_0$ όπου ΔI είναι η ένταση του μεταδιδόμενου φωτός και I_0 η ένταση του προσπίπτοντος φωτός.

Γραμμικο πολωσκοπιο

Η ενταση του φωτος που μεταδιδεται απο τον αναλυτη με τον αξονα μεταδοσης τοποθετημενο σε γωνια φ_A , απο τον κατακορυφο αξονα χ εκφραζεται ως :

$$\Delta I / I_0 = \cos^2 (\varphi_p - \varphi_A) - \sin 2 (\varphi_E - \varphi_p) \sin 2 (\varphi_E - \varphi_A) \sin^2 (\Delta\theta / 2) \quad (2)$$

οπου φ_E ειναι η κατευθηνηση του ηλεκτρικου πεδιου απο τον κατακορυφο αξονα χ .

Διασταυρουμενοι πολωτες ($\varphi_p - \varphi_A = \pi / 2$)

Αν οι αξονες μεταδοσης του πολωτη και του αναλυτη ειναι τοποθετημενοι καθετα οπως φαινεται στο σχημα 1(α), τοτε η εξισωση (2) γινεται :

$$\Delta I / I_0 = \sin^2 2 (\varphi_E - \varphi_p) \sin^2 (\Delta\theta / 2) \quad (3)$$

Ο λογος της εντασης του σχετικου μεταδιδομενου φωτος βασιζεται σε δυο ορους . Ο ενας εξαρταται απο τις κατευθηνησεις φ_p και φ_E του πολωμενου προσπιπτοντος φωτος και του ηλεκτρικου πεδιου . Ο αλλος εξαρταται απο την προκληθεισα οπτικη αλλαγη φασης του ηλεκτρικου πεδιου $\Delta\theta$.

Ανεξαρτητα απο το μεγαθος του ηλεκτρικου πεδιου το φωτεινο ελαχιστο προκυπτει οταν :

$$(\varphi_E - \varphi_p) = m \pi / 2, m = -1, 0, 1 \quad (4)$$

Δηλαδη θα υπαρχουν σκοτεινες ακρες οπου η πολικοτητα του φωτος ειναι παραλληλη η καθετη στο ηλεκτρικο πεδιο . Αυτες οι γραμμες κατευθηνησης του πεδιου ονομαζονται ισοκλινικες ακρες .

Οι ισοχρωματικες γραμμες που βασιζονται στο μεγαθος του ηλεκτρικου πεδιου τοποθετουνται επανω στο μοντελο των ισοκλινικων ακρων . Υποκαθιστοντας την εξισωση (1) στην εξισωση (3), η εξισωση (3) μπορει να γραφτει ως :

$$\Delta I / I_0 = \sin^2 (\varphi_E - \varphi_p) \cdot \sin^2 [(\pi / 2) (E / E_m)^2] \quad (5)$$

$$E_m = (2 B L)^{-1/2} \quad (6)$$

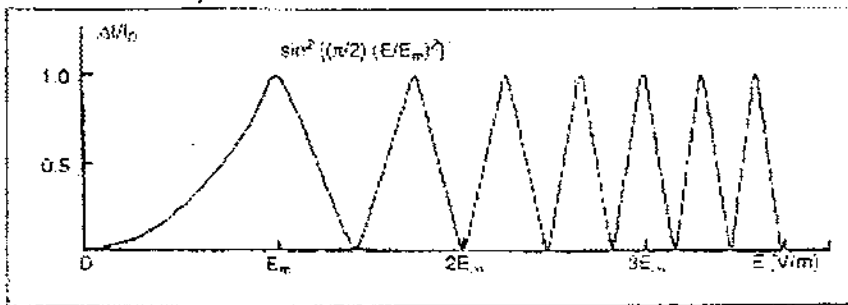
οπου E_m είναι το μέγεθος του πεδίου που χρειάζεται να φτάσει τα πρώτα μέγιστα του φωτός.

Όταν $E = 0$ το μοντέλο του φωτός είναι ομοιομορφα σκοτεινό. Καθώς αυξάνεται το μέγεθος E , αυξάνεται η ένταση του μεταδοθέντος φωτός και φτάνει τα πρώτα μέγιστα του φωτός καταλήγοντας σ' ένα φωτεινό πόλο και τότε μειώνεται και φτάνει τα επόμενα ελάχιστα του φωτός καταλήγοντας σ' ένα σκοτεινό πόλο. Με περαιτέρω του μεγέθους E του πεδίου η ένταση του μεταδοθέντος φωτός μεταβάλλεται ανάμεσα στα μέγιστα και στα ελάχιστα του φωτός και το μέγεθος του απόλυτα σκοτεινού πεδίου ανάμεσα στα μέγιστα και ελάχιστα του φωτός γίνεται ολο και πιο μικρό. Αυτά τα χαρακτηριστικά φαινούνται στο Σχήμα 2. Τα εξαρτώμενα από το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου ακρα προκύπτουν για

$$E = n^{1/2} E_m \quad (7)$$

$n = 1, 3, 5, \dots$, λαμπέρα ακρα
 $n = 2, 4, 6, \dots$, σκοτεινά ακρα

οπου το n είναι μόνο για τα λαμπέρα ακρα και ζυγο για τα σκοτεινά ακρα.



Σχήμα 2: Σχέση μεταξύ του σχετικού λόγου εκτεμπομένης φωτεινής έντασης $\Delta I / I_0$ και του μεγέθους του ηλεκτρικού πεδίου E .

Ευθυγραμμισμένοι πολωτές ($\varphi_p = \varphi_A$)

Αν ο πολωτής και αναλυτής είναι στην ίδια ευθεία με τον άξονα μεταδοσης τους τότε η εξίσωση (2) γίνεται

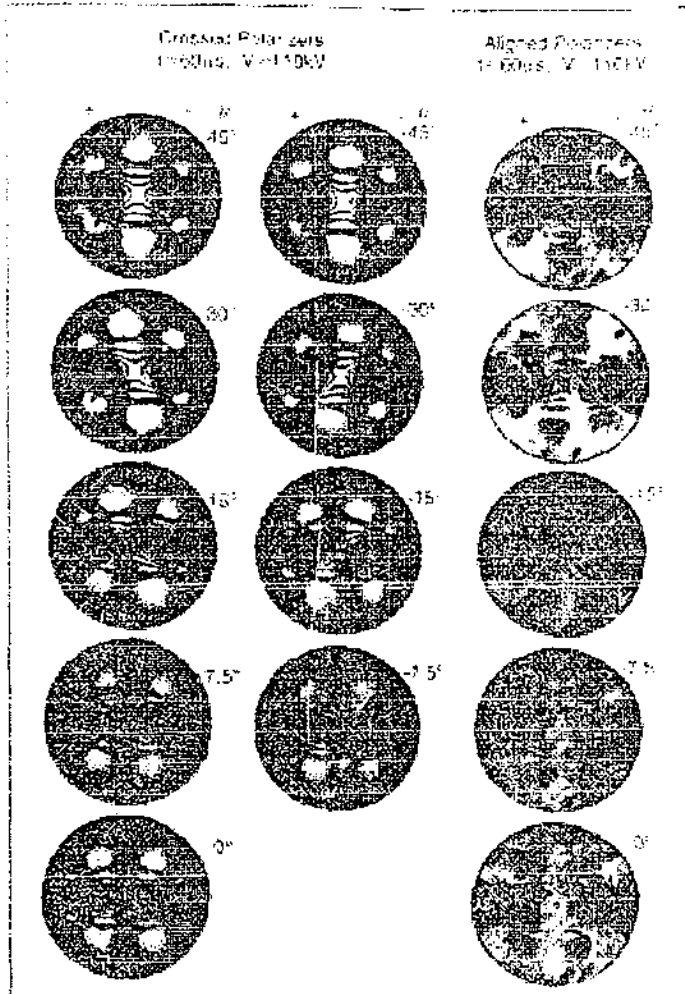
$$\Delta I / I_0 = 1 - \sin^2 2(\varphi_E - \varphi_p) \sin^2 [(\pi/2)(E/E_m)^2] \quad (8)$$

Τα μέγιστα του φωτός προκύπτουν κατά την συνθήκη της εξίσωσης (4) όταν η πολωση του φωτός είναι παράλληλη ή κάθετη στο ηλεκτρικό πεδίο. Με τον ίδιο τρόπο τα ελαχίστα του φωτός επίσης προκύπτουν όταν το n είναι ζυγό στην εξίσωση (7). Τα ελαχίστα του φωτός προκύπτουν μόνο όταν και $\varphi_E - \varphi_p = \pm(\pi/4)$ και $\Delta\theta = (2n+1)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Έτσι τα ελαχίστα του ισοχρωματικού φωτός που εξαρτώνται από το μέγεθος του πεδίου με ευθυγραμμισμένους πολωτές προκύπτουν στα μέγιστα για διασταυρωμένους πολωτές και το αντίθετο.

Το Σχήμα 3 δείχνει τα μοντέλα των ηλεκτροοπτικών πολών του Kerr της διανομής του ηλεκτρικού πεδίου σε απεσταγμένο νερό (αντίσταση = $1,64 \times 10^7 \Omega \text{ cm}$) ανάμεσα σε παράλληλα κυλινδρικά ηλεκτροδια με μήκος ηλεκτροδίου $L = 112 \text{ cm}$ και διαστήμα ηλεκτροδίου = 1.0 cm όπου εξασκηθηκε υψηλή τάση παλμου (120 KV). Αυτά τα μοντέλα των πολών μετρήθηκαν χρησιμοποιήθηκαν μετρώντας διασταυρούμενους και ευθυγραμμισμένους πολωτές για διαφορετικές γωνίες θ πολωσης προσπιπτοντος φωτός κοντά σε υψηλότερο σημείο τάσης 60 μsec από την αρχή με στιγμιαία τάση περίπου 110 KV. Τα ισοκλινικά ελαχίστα του φωτός για διασταυρούμενους πολωτές και τα μέγιστα για ευθυγραμμισμένους πολωτές ανακυκλώνοντουσαν με αλλαγές στην κατεύθυνση θ της πολωσης του προσπιπτοντος φωτός, ενώ οι ισοχρωματικές γραμμές που εξαρτώνται από το μέγεθος του πεδίου παρέμειναν ίδιες καθώς το θ ήταν διαφορετικό (αλλάξε).

Τα ισοκλινικά ακρα προεκυπταν κατά μήκος γραμμών όπου το εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο ήταν η παράλληλο ή κάθετο στην πολωση του φωτός κι έτσι έδινε ένα μέτρο κατεύθυνσης του ηλεκτρικού πεδίου. Ωστόσο αυτές οι ισοκλινικές γραμμές είναι φαρδιές και σκιάζουν τις

ισοχρωματικές γραμμές που εξαρτώνται από το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου κι έτσι είναι προτιμότερο να αφαιρεθούν.



Σχήμα 3 : Σχεδιαγράμματα ηλεκτροοπτικών κρουσμών Kerr που χρησιμοποιούν εγκάρσιους και διαμηκούς πολωτές χωρίς τεταρτο-κυματοειδή ελασματα, που δείχνουν ισοκλινείς γραμμές κατεύθυνσης πεδίου οι οποίες περιστρέφονται με τις αλλαγές στην γωνία θ της συνακολουθής φωτεινής πολώσης και εξαρτώμενες από το μέγεθος ισοχρωματικές γραμμές πεδίου που δεν εξαρτώνται από την γωνία θ . Η εφαρμοζόμενη παλμική τάση ήταν 120 KV με την μέτρηση να έχει παρθεί κοντά στην τάση κορυφής, 60 msec από το ξεκίνημα με τυχαία τάση 110 KV.

Κυκλικό πολοσκοπιο

Στο Σχημα 1(b) φαίνεται το συστημα οπτικής μετρησης που χρησιμοποιει κυκλικά πολωμένο προσπίπτον φως. Οι ισοκλινικές γραμμές μπορούν να αφαιρεθούν όταν οι διασταυρούμενες πλάκες με μήκος κυματος $\lambda/4$ τοποθετούνται και στις δύο πλευρές του δοκιμαστικού στοιχείου αλλά μεταξύ του πολωτή και του αναλυτή.

Το γραμμικά πολωμένο φως από τον πολωτή ($\varphi_p = \pi/4$) μετατρέπεται σε κυκλικά πολωμένο φως (η μετατόπιση οπτικής φάσης ισούται με $\pi/2$) από την πρώτη πλάκα που ισούται με $\lambda/4$ του κυματος ($\varphi_{q1} = 0$) και ύστερα μεταδίδεται στο υγρό διηλεκτρικό. Στο ηλεκτρικά φορτισμένο πεδίο του υγρού διηλεκτρικού τα δύο στοιχεία του ηλεκτρικού πεδίου (e_{2x}, e_{2y}) του φωτός κινούνται με διαφορετικές ταχυτητες λόγω της προκαλούμενης διηλεκτρικής ανισοτροπίας. Η μετατόπιση οπτικής φάσης του μεταδιδόμενου φωτός αυξάνεται περισσότερο από την ποσότητα $\Delta\theta$. Έτσι το φως που μεταδόθηκε από το δοκιμαστικό στοιχείο γίνεται ελλiptικά πολωμένο φως (μετατόπιση οπτικής φάσης = $\pi/2 + \Delta\theta$). Σ' αυτή την περίπτωση, η αλλαγή οπτικής φάσης $\Delta\theta$ αναλογεί επίσης με το τετράγωνο του μεγέθους του ηλεκτρικού πεδίου E^2 όπως δίνεται στην εξίσωση (1). Στη συνέχεια, η μετατόπιση οπτικής φάσης αυτού του ελλiptικά πολωμένου φωτός μετατοπίζεται πίσω με το ποσόν $-\pi/2$ από την δεύτερη πλάκα με μήκος κυματος $\lambda/4$ ($\varphi_{q2} = -\pi/2$), και παραμένει μόνο το ποσόν $\Delta\theta$ της μετατόπισης της οπτικής φάσης που προκλήθηκε από την διηλεκτρική ανισοτροπία του ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόστηκε. Η ένταση του φωτός από τον αναλυτή για είτε διασταυρούμενους, είτε ευθυγραμμισμένους πολωτές γίνεται τότε

$$\Delta I / \Delta I_0 = \sin^2 [(\pi/2) (E / E_m)^2] \quad \text{Διασταυρούμενοι} \\ \text{πολωτές (9)}$$

$$\Delta I / \Delta I_0 = \cos^2 [(\pi/2) (E / E_m)^2] \quad \text{Ευθυγραμμισμένοι} \\ \text{πολωτές (10)}$$

Κατα συνεπεια δεν υπάρχουν κατευθυνομενοι ισοκλινικοι πολοι (ακρα) του πεδιου και τα ελαχιστα και μεγαιστα εναλλασονται οταν οι πολωτες ειναι διασταυρουμενοι η ευθυγραμμισμενοι . Οι ευθυγραμμισμενοι πολωτες δινουν ενα μικρο πλεονεκτημα καθως το πρωτο ελαχιστο οταν $E = E_m$ προκυπτει σε πεδιο χαμηλοτερης τιμης απο τους διασταυρουμενους πολωτες , οπου το πρωτο ελαχιστο προκυπτει οταν $E = 2^{1/2} E_m$. Ετσι με για μια δοθειςια ταση , υπαρχει γενικα ενα ακομα σκοτεινο ακρο τους ευθυγραμμισμενους πολωτες .

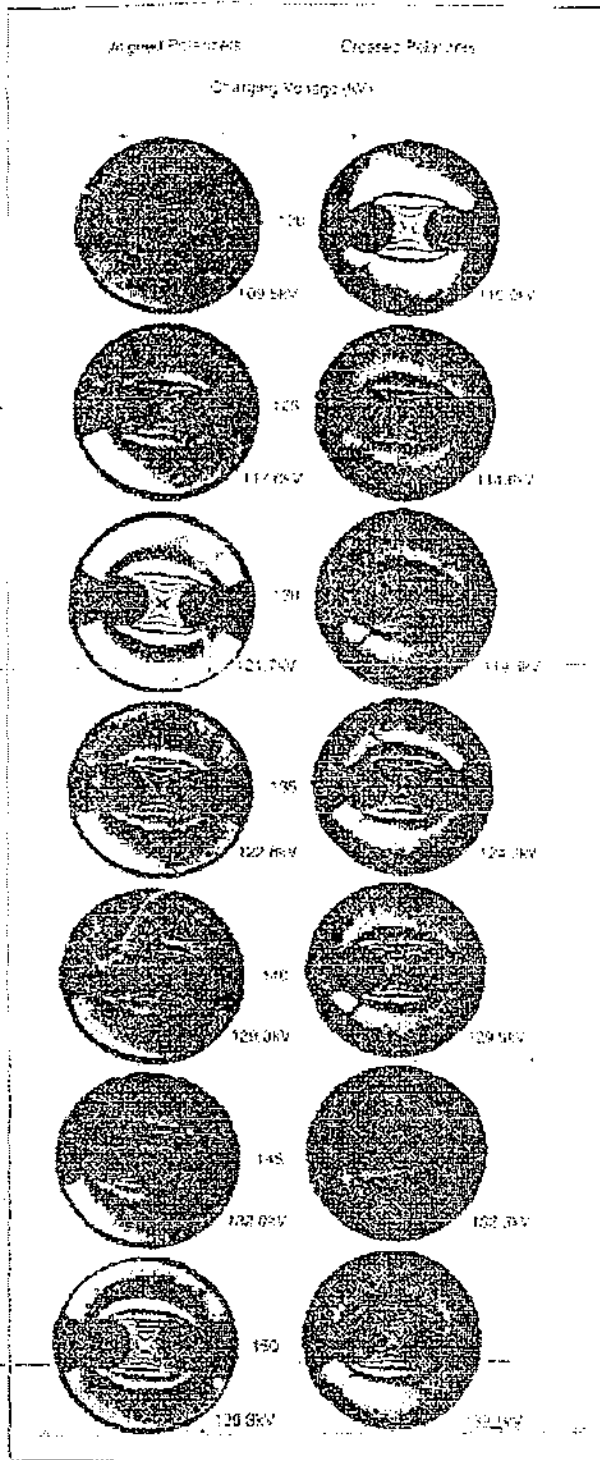
Το Σχημα (4) δειχνει τα μοντελα των ισοχρωματικων ακρων με ευθυγραμμισμενους και διασταυρουμενους πολωτες οταν η υψηλη ταση παλμου που εξασκηθηκε ποικιλει απο 120 σε 150 KV . Εφοσον οι ισοχρωματικες γραμμες δειχνουν γραμμες σταθερου μεγεθους του ηλεκτρικου πεδιου η κατανομη του μεγεθους του ηλεκτρικου πεδιου θα μπορουσε περιπου να υπολογιστει κι απο τα μετρημενα μοντελα των ακρων και απο την σχεση μεταξυ του λογου $\Delta I / \Delta I_0$ της εντασης του σχετικου μεταδιδομενου φωτος και του μεγεθους του πεδιου E στο σχημα 2 . Το μεγεθος του πεδιου ειναι το μεγαλυτερο στην κεντρικη περιοχη μεταξυ των ηλεκτροδιων . Χρησιμοποιωντας αυτη την μεθοδο εχει επισης παρατηρηθει , η τοπικη διανομη του πεδιου παραμορφωνεται απο μονοπολικες και διπολικες μεταφορες φορτιων απο παραλληλα ηλεκτροδια και παραλληλα ηλεκτροδια ανοδου σε αποσταγμενο νερο [4 , 5] . Εδω θελουμε να αναφερομε οτι στις αρχες της δεκαετιας του '30 ο Καθηγητης Tsutsumi (Πανεπιστημιο Waseda , Ιαπωνια) βασιζομενος στην οπτικοελαστικη εκανε την παραπανω μελετη με ηλεκτρικο πεδιο εφαρμοσμενο σε υγρο διηλεκτρικο και ανοιξε ενα νεο τομεα στην οπτικοελαστικη [8]

Περιορισμος στο μοντελο μετρησης των πολων

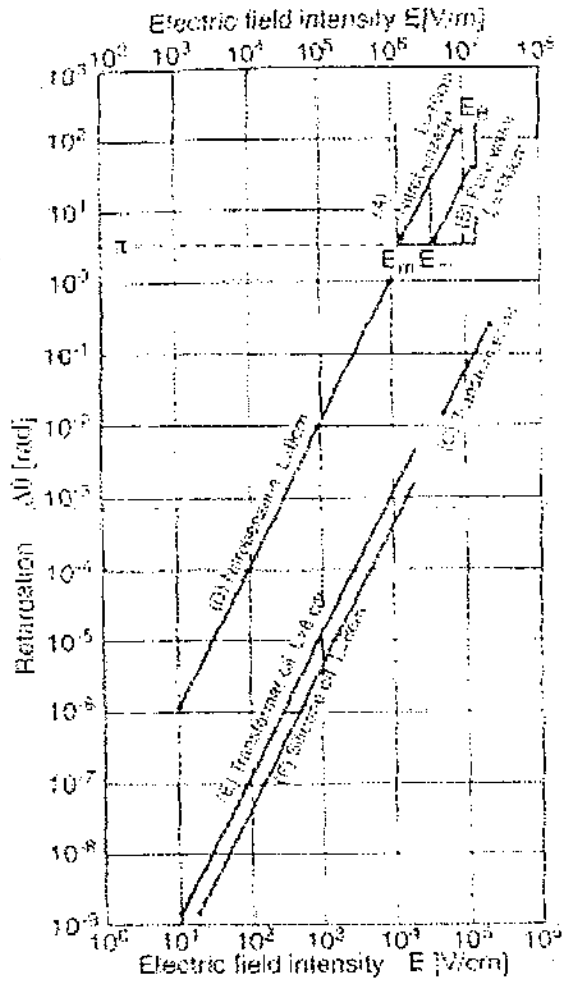
Η δυνατοτητα εφαρμογης του μοντελου μετρησης των πολων στην διανομη του ηλεκτρικου πεδιου περιοριζεται στα διηλεκτρικα υγρα με μια σχετικα μεγαλυτερη σταθερα K_{eff} (δεξ τον πινακα II) π.χ. νιτροβενζινη (nitrobenzene) και απεσταγμενο νερο . Η ακτινα μετρησης του ηλεκτρικου πεδιου περιοριζεται απο την σταθερα B του K_{eff} στο υγρο διηλεκτρικο και το μηκος L των ηλεκτροδιων για το χαμηλοτερο οριο και με την δυναμη E_b βλαβης των

διηλεκτρικών υγρών για το ανώτερο όριο. Το εφαρμοσμένο μέγεθος E του ηλεκτρικού πεδίου θα πρέπει να είναι μεγαλύτερο από το μέγεθος E_m που είναι απαραίτητο για να φτάσει τα πρώτα μέγιστα του φωτός να δώσει κάποιες λαμπρές και σκοτεινές ισοχρωματικές ακρές. Δηλαδή η μετατόπιση της οπτικής φάσης $\Delta\theta$ θα πρέπει να είναι πολλές φορές μεγαλύτερη από το π . Η σχέση μεταξύ των τιμών μέτρησης του μεγέθους του ηλεκτρικού πεδίου E από E_m σε E_b και της μετατόπισης οπτικής φάσης $\Delta\theta$ για κάποια διηλεκτρικά υγρά φαίνεται στο σχήμα 5. Η γραμμή (A) και γραμμή (B) είναι περιοχές μέτρησης των πειραμάτων που έγιναν από τον Cassidy [3] σε nitrobenzene και του Zahn [5] σε απεσταγμένο νερό αντίστοιχα. Τα μεγέθη του πεδίου E_m του χαμηλότερου ορίου για (A) nitrobenzene και (B) απεσταγμένο νερό ($L = 100 \text{ cm}$) υπολογίζονται από την εξίσωση (6).

Ακόμα κι αν χρησιμοποιήθηκαν ηλεκτροδια μακρύτερα από $L = 100 \text{ cm}$ το ανώτερο όριο E_b ήταν ελαφρά μεγαλύτερο από το χαμηλότερο όριο E_m , έτσι μέχρι το 1983 δεν αναφερόθηκαν πειραματικά αποτελέσματα σε λάδι μετασχηματιστή χρησίμα για την πρακτική σχεδίαση ηλεκτρικής μονώσης για συσκευή υψηλής τάσης.



Σχῆμα 4



Σχημα 5

Σχημα 4 : Σχεδιαγράμματα ηλεκτροοπτικών κρουσμών Kerr που χρησιμοποιούν εγκάρσιους και διαμήκεις πολωτές με τεταρτο-κυματοειδή ελασμάτα (κυκλικό πολυσκοπιο). Η εφαρμοζόμενη παλμική τάση ποικίλει από 120 έως 150 KV, καθώς η τυχαία τάση κοντά στην κορυφή 60 μ sec μετά το ξεκίνημα του παλμου δίνεται στο κατώτερο δεξιά μέρος κάθε φωτογραφίας.

Σχημα 5 : Η σχέση των κλιμάκων μέτρησης μεταξύ του μεγέθους του ηλεκτρικού πεδίου E και της

αναπτύξης οπτικής φάσης $\Delta\theta$ για διαφορά υγρα διηλεκτρικά. Οι γραμμές A και B είναι για την μεθοδο των σχεδιαγραμμάτων κρουσών. Η γραμμή C είναι για την ρυθμιζομενη μεθοδο. Οι γραμμές D, E, F είναι για ρυθμιζομενο ηλεκτρικο πεδιο και ελλιπτικα πολωμενο συνακολουθο φως.

ΠΙΝΑΚΑΣ II

ΣΤΑΘΕΡΑ KERR B, ΜΕΓΕΘΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ E_m
ΚΑΙ ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΒΛΑΒΗΣ E_B ΤΩΝ ΥΓΡΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ

B (m/V ²)	ΔΕΙΓΜΑ ΥΓΡΟΥ	E_m (V/m)			E_B (V/m)
		L = 3 cm	L = 10 cm	L = 100 cm	
2.0×10^{-12}	NB	2.2×10^6	1.3×10^6	0.40×10^6	8.5×10^6
3.4×10^{-14}	ΑΠΟΣΤΑΓΜΕΝΟ ΝΕΡΟ	7.7×10^6	9.6×10^6	3.06×10^6	14×10^6
3.5×10^{-15}	ΛΑΔΙ ΜΕΤΑΣΧΗΜ/ΣΤΗ	55.1×10^6	30.2×10^6	9.54×10^6	20×10^6

Επεκταση του φασματος μετρησης [6]

Τοτε βρεθηκε μια μεθοδος μετρησης για το ηλεκτρικο πεδιο που θα χρησιμοποιουσε την χαρακτηριστικη καμπυλη κοντα στο αρχικο σημειο αναφορας στη σχεση μεταξυ του λογου της εντασης του προσπιπτοντος φωτος $\Delta I / I_0$ και του μεγεθους E του ηλεκτρικου πεδιου οπως φαινεται στο Σχ.2. Δηλαδη δεν χρησιμοποιηθηκε το μοντελο λαμπερων και σκοτεινων ακρων, αλλα η περιοχη κοντα στο αρχικο σημειο αναφορας οπου $E < E_m$ στη σχεση μεταξυ $\Delta I / I_0$ και E. Κοντα στο αρχικο σημειο αναφορας $\Delta\theta \ll 1$ περιπου, η εξισωση (1) και η εξισωση (9) συνδιαζονται ως

$$\Delta I / I_0 \approx (\pi B L)^2 E^4 \quad (11)$$

Χρησιμοποιώντας αυτή τη μέθοδο, η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου σε λαδι μετασχηματιστή μετρήθηκε για πρώτη φορά. Το φάσμα μέτρησης του μεγέθους E του ηλεκτρικού πεδίου απεικονίζεται σαν γραμμή (C) στο σχήμα 5 όταν χρησιμοποιήθηκαν κοντά ηλεκτροδια με μήκος $L = 10\text{cm}$. Το χαμηλότερο όριο του φασματος μέτρησης προκλήθηκε από τον λόγο διασταυρουμένης διαγραφής (10^4) του πολωτή και του αναλυτή. Εξαιτίας της εξάρτησης στην τεταρτη δύναμη της έντασης του σχετικού μεταδιδόμενου φωτός από το μέγεθος E του ηλεκτρικού πεδίου, αυτή η μέθοδος ήταν ασταθής και δεν χρησιμοποιήθηκε ευρέως στην πράξη.

Βελτίωση της ευαισθησίας στη μέτρηση

Χρήση διαμορφωσης του ηλεκτρικού πεδίου και ελλiptικά πολωμένου προσπιπτοντος φωτός

Η εισαγωγή της διαμορφωσης του ηλεκτρικού πεδίου και του ελλiptικά πολωμένου προσπιπτοντος φωτός στο σύστημα οπτικής μέτρησης όπως φαίνεται στο Σχ. 1(α) μικραίνει το μήκος L (κατω των 10cm) των παραλλήλων ηλεκτροδίων ανοδου και επεκτείνει το φάσμα μέτρησης του μεγέθους του ηλεκτρικού πεδίου ($E = 10 - 10^5\text{ V/cm}$). Εδώ υποθετούμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των παραλλήλων ηλεκτροδίων ανοδου είναι αξονας με κατεύθυνση χ . Τότε η εξίσωση (3) γίνεται:

$$\Delta I / I_0 = \sin^2 (\Delta\theta / 2) \quad (12)$$

Οι βασικές ιδέες αυτών των βελτιώσεων παρουσιάζονται χρησιμοποιώντας τη σχέση μεταξύ του λόγου της έντασης του σχετικού μεταδιδόμενου φωτός $\Delta I / I_0$ και τη μετατόπιση της οπτικής φάσης $\Delta\theta$ όπως φαίνεται στο Σχ. (6). Για ένα μέγεθος ηλεκτρικού πεδίου ($E = 10^1 - 10^4\text{ V/cm}$) σε λαδι μετασχηματιστή (γραμμή [E] στο Σχ. 5) με μικρή σταθερά Kerr $B = 3,5 * 10^{-15}\text{ m/V}^2$ μήκος ηλεκτροδίου $L = 8\text{ cm}$, το φάσμα μέτρησης της μετατόπισης της οπτικής φάσης $\Delta\theta$

γίνεται ($10^{-9} - 10^{-3}$ rad), το οποίο πεφτει μέσα στην περιοχή κοντά στο αρχικό σημείο αναφοράς της χαρακτηριστικής καμπύλης μεταξύ $\Delta I / I_0$ και $\Delta \theta$ όπως φαίνεται στο Σχ. (6). Ο λόγος της έντασης του αντιστοιχού σχετικού μεταδιδόμενου φωτός $\Delta I / I_0$ είναι τόσο μικρός που υλοσκελιζεται από οπτικό και ηλεκτρικό θόρυβο. Τότε η ευαισθησία μέτρησης βελτιώνεται με τις ακόλουθες δύο τεχνικές:

(1) Ελλiptικά πολωμένο προσπιπτον φως

Στην χαρακτηριστική καμπύλη του σχήματος 6, ο $\Delta I / I_0$ είναι πιο ευαίσθητος από την διακυμανση της μετατοπισης της οπτικής φάσης $\Delta \theta$ στην περιοχή με μεγάλη κλίση περίπου $\Delta \theta = \pi / 2$. Έτσι το ελλiptικά πολωμένο φως με αποκλιση μετατοπισης οπτικής φάσης περίπου $\alpha = \pi / 2$ χρησιμοποιείται σαν προσπιπτον φως το οποίο επιτυγχάνεται σχηματίζοντας μια γωνία $\varphi = \alpha / 2 = \pi / 4$ ανάμεσα σε άξονες μεταδοσης του πολωτή ($\varphi_p = \pi / 4 + \varphi$) και ελασμα μήκους $\lambda / 4$ ($\varphi_q = \pi / 4$) στο οπτικό σύστημα του σχήματος 7.

(2) Διαμορφωση ηλεκτρικού πεδίου

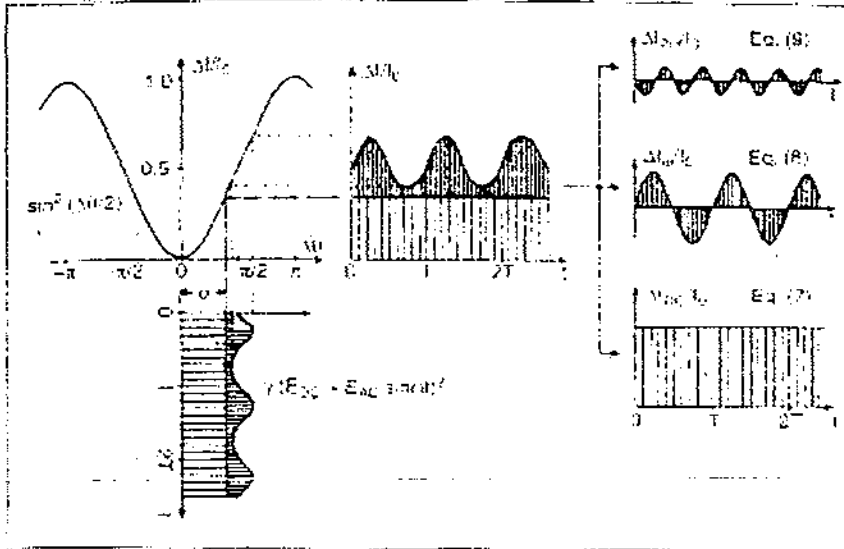
Στο οπτικό σύστημα που φαίνεται στο Σχ. 7 ένα ηλεκτρικό πεδίο a_c , E_{ac} , τοποθετημένο πάνω στο ηλεκτρικό πεδίο d_c , E_{dc} εφαρμόστηκε στο δοκιμαστικό στοιχείο και η ένταση του μεταδιδόμενου φωτός που ανιχνεύτηκε σ'ένα ανιχνευτή φωτογραφίας αποδιαμορφώνεται από έναν ενισχυτή αυτοματου συγχρονισμού μ'ένα εξωτερικό σήμα για να επιτευχθεί το στοιχείο d_c ($\Delta I_{dc} / I_0$), η βασική συχνότητα του στοιχείου ($\Delta I_{\omega} / I_0$) και το δεύτερο αρμονικό στοιχείο ($\Delta I_{2\omega} / I_0$), αντιστοιχα.

Βασικές εξισώσεις για μια νέα τεχνική μέτρησης
[7, 9]

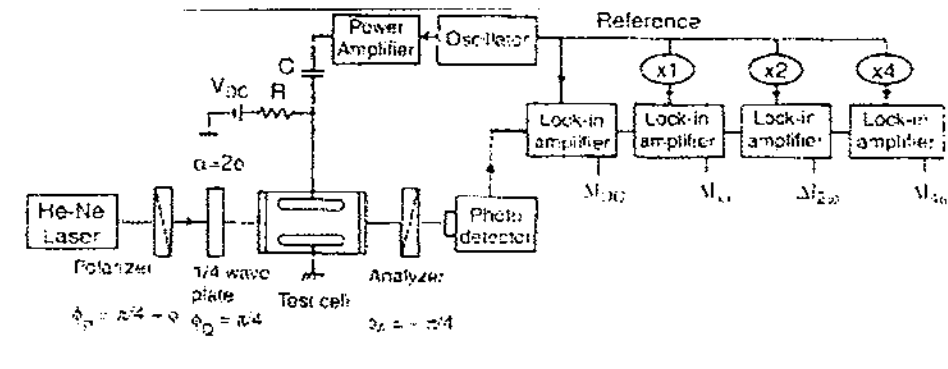
Όπως περιγράφηκε παραπάνω, το ελλiptικά πολωμένο φως με μετατοπιση οπτικής φάσης α χρησιμοποιείται ως προσπιπτον φως και ένα a_c ηλεκτρικό πεδίο $E_{ac} \sin \omega t$ τοποθετείται πάνω

στο dc ηλεκτρικο πεδιο E_{dc} για να διαμορφωθεί η ενταση του φωτος. Τότε η μεταποση της οπτικης φασης γινεται

$$\Delta\theta = \alpha + \gamma (E_{dc} + E_{ac} \sin \omega t)^2 \quad (13)$$



Σχημα 6 : Η σχεση μεταξύ του σχετικου λογου εκπεμπομενης φωτεινης εντασης $\Delta I / I_0$ και της αναπτυξης οπτικης φασης $\Delta\theta$ οταν χρησιμοποιουνται ρυθμιζομενο ηλεκτρικο πεδιο και ελλειπτικα πολωμενο συνακολουθο φως.



Σχημα 7 : Συστημα οπτικης μετρησης που χρησιμοποιει ρυθμιζομενο ηλεκτρικο πεδιο και ελλειπτικα πολωμενο συνακολουθο φως.

οπου $\gamma = 2 \pi B L$. Στο Σχ. 6 η χαρακτηριστική καμπύλη μετατρέπει την διαμορφωμένη μετατόπιση της οπτικής φάσης $\Delta\theta$ σε λόγο εντάσης του παλλομένου σχετικού μεταδιδόμενου φωτός $\Delta I / I_0$, το οποίο υποκαθιστώντας την Εξίσωση (13) σε Εξίσωση (12) μπορεί κατά προσέγγιση να διασπαστεί στο στοιχείο dc ($\Delta I_{dc} / I_0$), το βασικό στοιχείο ($\Delta I_{\omega} / I_0$) και το δεύτερο αρμονικό στοιχείο ($\Delta I_{2\omega} / I_0$) ως

$$\Delta I / I_0 = \Delta I_{dc} / I_0 + \Delta I_{\omega} / I_0 \sin \omega t + \Delta I_{2\omega} / I_0 \cos 2\omega t \quad (14)$$

Το βασικό στοιχείο $\Delta I_{\omega} / I_0$, το οποίο είναι πολύ μεγαλύτερο από τα άλλα ημιτονοειδή στοιχεία, δίνεται ως

$$\Delta I_{\omega} / I_0 = \alpha \gamma E_{AC} E_{DC} + 3 / 4 \gamma^2 E_{AC}^3 E_{DC} + \gamma^2 E_{AC} E_{DC}^3 \quad (15)$$

Η σταθερά K_{eff} του υγρού διηλεκτρικού είναι τόσο μικρή που ο πρώτος όρος στην Εξίσωση (15) είναι πολύ μεγαλύτερος από τους άλλους όρους. Τότε η Εξίσωση (15) μπορεί να γίνει

$$\Delta I_{\omega} / I_0 = \alpha \gamma E_{AC} E_{DC} \quad (16)$$

Ετσι η βασική συχνότητα του στοιχείου $\Delta I_{\omega} / I_0$ της εντάσης του φωτός ανιχνευμένη από ενισχυτή αυτοματου συγχρονισμού μ'εξωτερικό σήμα είναι ανάλογη με το dc μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου E_{DC} .

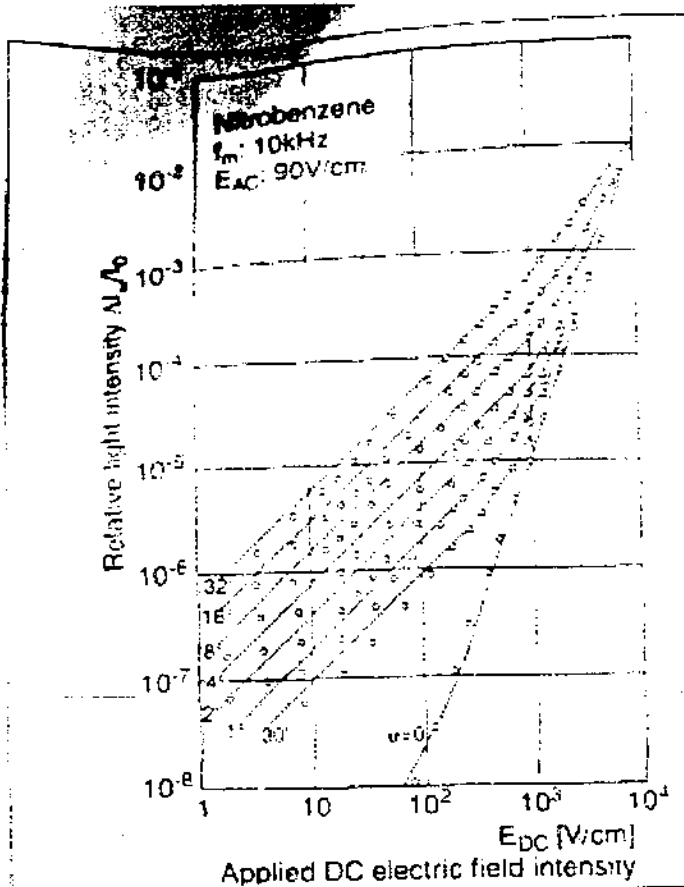
Αποτελέσματα μετρήσης του ηλεκτρικού πεδίου

(1) Ορθότητα της εξίσωσης (16) [7,9]

Στο προηγούμενο τμήμα που αναφεροταν στη <<χρήση της Διαμορφωσης του Ηλεκτρικού πεδίου και του Ελλειπτικά πολωμένου προσπίπτοντος φωτός>> σημειώθηκε ότι το προσπίπτον φως με αποκλίση μετατόπισης της οπτικής φάσης περίπου $\alpha = \pi / 2$ δηλ. η περιοχή με ταχεία κλίση στην χαρακτηριστική καμπύλη του Σχ. 6 χρησιμοποιείται για να

βελτιωθεί η ευαισθησία της μετρησης. Η εγκυρότητα των Εξισώσεων (14) - (16) παρουσιάζεται χρησιμοποιώντας το οπτικό σύστημα που φαίνεται στο Σχ.7. Όταν η μετατόπιση της οπτικής φασής $\Delta\theta$ του προσπυπτοντος φωτός έχει αποκλιση μέχρι $\pi/2$ η ενταση του φωτός αυξάνεται. Αλλά ταυτοχρονα αυξάνεται επίσης και ο οπτικός θορυβός. Έτσι θα πρέπει να προσδιοριστεί η αριστη αποκλιση της μετατόπισης της οπτικής φασής α . Στο Σχημα 8 φαίνεται η εξάρτηση DC του ηλεκτρικού πεδίου E_{dc} από το βασικό στοιχείο $\Delta I\omega / I\omega$ του λόγου της εντασης του σχετικού μεταδιδόμενου φωτός που δίνεται στην Εξίσωση (15) με διαφορετική αποκλιση στη μετατόπιση της οπτικής φασής α για δείγμα nitrobenzene. Σαν αποτέλεσμα η αριστη αποκλιση στη μετατόπιση της οπτικής φασής α είναι $12^\circ - 32^\circ$. Η εξάρτηση του dc ηλεκτρικού πεδίου E_{dc} από το βασικό στοιχείο συχνοτητας $\Delta I\omega / I\omega$ της εντασης του σχετικού μεταδιδόμενου φωτός με αποκλιση της μετατόπισης της οπτικής φασής $\alpha = 1^\circ$ για ένα δείγμα λαδιου μετασχηματιστη δίνεται επίσης στο Σχ.9. Επιβεβαιώνεται ότι το βασικό στοιχείο $\Delta I\omega / I\omega$ του λόγου της εντασης του σχετικού μεταδιδόμενου φωτός είναι αναλογη του dc ηλεκτρικού πεδίου E_{dc} όπως δίνεται στην Εξίσωση (16).

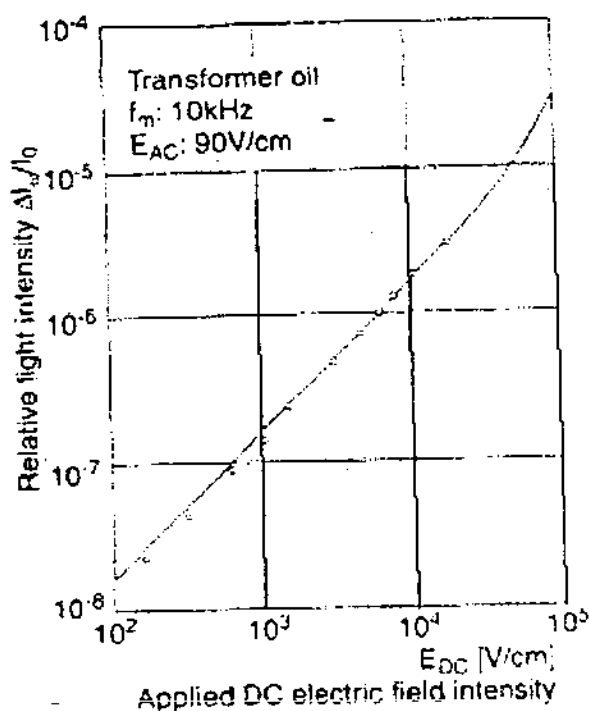
Στα παραπάνω δυο πειράματα με ηλεκτροδιο μήκους $L = 6$ cm τα φασματα μετρησης του dc ηλεκτρικού πεδίου E_{dc} είναι $1 - 10^4$ V/cm για nitrobenzene και $10^2 - 10^4$ V/cm για λαδι μετασχηματιστη.



Σχημα 8

2) Αποτελέσματα της διανομής του ηλεκτρικού πεδίου ως χρονική συνάρτηση [9,10]

Στο Σχημα 10 φαίνεται η χρονική εξάρτηση της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου σε λαδι μετασχηματιστή όταν εφαρμόζεται υψηλή τάση dc ($V = 1 \text{ KV}$). Η πολικότητα της εφαρμοσμένης τάσης αντιστρέφεται αφού το ηλεκτρικό πεδίο ισορροπήσει. Η χρονική εξάρτηση της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου μετά την αντιστροφή της πολικότητας (φαίνεται επίσης στο ίδιο σχήμα). Όπως μπορεί κανείς να δει αφού εφαρμοστεί υψηλή τάση το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στα ηλεκτροδια επαυξάνεται λόγω της μετατόπισης των φορτίων και ισορροπεί.



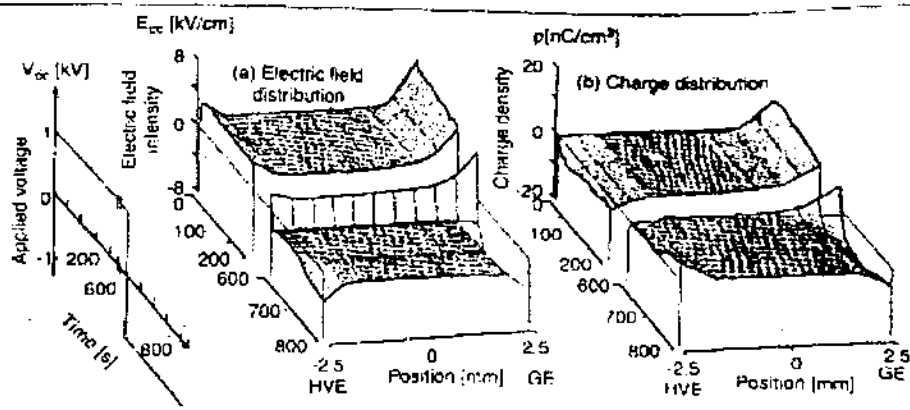
Σχημα 9

Σχημα 8: Η σχέση μεταξύ του βασικού συστατικού $\Delta I_\omega / I_\omega$ του σχετικού λόγου εκπεμπομενης φωτεινης εντασης και του μεγεθους DC ηλεκτρικου πεδιου E_{DC} , για διαφορες μεταβολες οπτικης φασης α σε δειγμα νιτροβενζινης.

Σχημα 9: Η σχέση μεταξύ του βασικού συστατικού $\Delta I_\omega / I_\omega$ του σχετικού λόγου εκπεμπομενης φωτεινης εντασης και του μεγεθους DC ηλεκτρικου πεδιου E_{DC} , για μεταβολη της οπτικης φασης $\alpha = 1^\circ$ σε δειγμα λαδι μετασχηματιστη.

Μετα την αντιστροφη της πολικοτητας, τα φορτια που συσσωρευονται κοντα στα ηλεκτροδια κινουνται σε αντιθετες κατευθηνσεις καταω απο την φορτιση του ηλεκτρικου πεδιου και το ηλεκτρικο πεδιο ισορροπει και παλι. Η χρονικη εξαρτηση της κατανομης του φορτιου χωρου που υπολογιζεται απο την διανομη του ηλεκτρικου πεδιου στο Σχημα 10 (α) φαινεται στο Σχημα 10 (b). Πιστευεται οτι τα φορτια χωρου που ιονιζονται απο ρυπους στο μονωτικο λαδι συσσωρευονται

κοντα στα ηλεκτροδια της αντιθετης πολικτητας και παραμορφωνουν την κατανομη του ηλεκτρικου πεδιου .



Σχημα 10 : Η χρονική εξάρτηση του dc ηλεκτρικου πεδιου και των κατανομων φορτιου σε λαδι μετασχηματιστη . Η πολικτητα της εφαρμοζομενης τάσης περιστραφηκε στα 600 sec .

Εξάλειψη της διανομης της σφαιρας (*) στους υαλοπινακες [7]

Τα φασματα μετρησης του μεγεθους του ηλεκτρικου πεδιου που χρησιμοποιουν αυτη την νεα τεχνικη απεικονιζονται κι αυτα στο Σχ.5 . Οι αντιστοιχες περιοχες της μετατοπισης της οπτικης φασης $\Delta\theta$ ειναι περιοχες που δεν μετριουνται πρακτικα αλλα υπολογιζονται απο την Εξισωση (1) χρησιμοποιωντας (α) το μηκος L των ηλεκτροδιων και (β) το φασμα μετρησης του μεγεθους E του ηλεκτρικου πεδιου . Χρησιμοποιωντας αυτη την νεα τεχνικη , ειναι δυνατον να μετρησουμε το φασμα του μεγεθους του ηλεκτρικου πεδιου $E_{dc} = 10 - 10^4 \text{ V/cm}$ στο υγρο διηλεκτρικο με μικρη σταθερα $K_{εΓ}$ και κοντο ηλεκτροδιο μηκους $L = 3 - 30 \text{ cm}$. Αυτες οι βελτιωσεις επιτευχθησαν βασισμενες στο παρακατω σκεπτικο . Ακομα κι αν χρησιμοποιουνται υψηλης ποιτητας οπτικοι υαλοπινακες σαν τζαμια του δοκιμαστικου στοιχειου (κυψελη) γεματου με υγρο δειγμα , οι υαλοπινακες εχουν μικρη

κατανομή σχάσης (n_x, n_y) . Έτσι ακόμα και χωρίς dc ηλεκτρικό πεδίο το φως που μεταδίδεται από το δοκιμαστικό στοιχείο (κυψέλη) γίνεται ελλiptικά πολωμένο με κατανομή μετατοπίσης της οπτικής φάσης $\Delta\theta_w(x, y) (\pm 0.05 \text{ rad})$. Στο αρχικό στάδιο ανάπτυξης της τεχνικής μέτρησης του ηλεκτρικού πεδίου χρησιμοποιήθηκαν γραμμικά πολωμένο φως ($\alpha = 0$) και ηλεκτρική διαμορφωση. Δε μπορούσε να μετρηθεί η μετατόπιση οπτικής φάσης $\Delta\theta$ που προέκυψε από το ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr και ήταν μικρότερη από εκείνη ($\Delta\theta_w(x, y) = \pm 0.005 \text{ rad}$) που προέκυψε από τις διανομές σχάσης των υαλοπινάκων. Η δε αντιστοιχία αξία ορίστηκε ως το κατώτερο όριο της μέτρησης. Αλλά βρέθηκε ότι ένα τέτοιο κατώτερο όριο μέτρησης του ηλεκτρικού πεδίου ήταν διαφορετικό σε διαφορετικές θέσεις όταν μια ακτίνα ληξερ περάσει μέσα από τα τζαμιά.

Με βάση αυτό το φαινόμενο επιβεβαιώθηκε ότι για γραμμικά πολωμένο προσπίπτον φως ακόμα και χωρίς dc ηλεκτρικό πεδίο E_{dc} , το φως που μεταδίδεται από το δοκιμαστικό στοιχείο ήταν ελλiptικά αλλά όχι γραμμικά πολωμένο. Έτσι, πριν να μεταδοθεί το προσπίπτον φως μέσα στο δοκιμαστικό στοιχείο μετατράπηκε σε ελλiptικά πολωμένο φως με την πλάκα $\lambda/4$ όπως φαίνεται στο Σχ. 7. Όπως ήταν επομένως τα κατώτερα όρια της μέτρησης του ηλεκτρικού πεδίου επεκταθήκαν για διαφορετικά υγρά όπως δείχνουν οι γραμμές (D), (E) και (F) στο Σχ. 5. Με βάση τα αποτελέσματα αυτών των πειραμάτων προέκυψαν οι Εξισώσεις (14) - (16) για την ένταση του μεταδιδόμενου φωτός όταν χρησιμοποιήθηκε ελλiptικά πολωμένο προσπίπτον φως με μετατόπιση οπτικής φάσης α .

(*) Υποσημείωση: Με την λέξη σχάση δίνουμε στο υπόλοιπο κείμενο μια συντομογραφία της μεταφράσης της λέξης *birefringence* = σχάση μιας δεσμής φωτός σε δύο συνιστώσες που οδεύουν με διαφορετικές ταχύτητες μέσα σ'ένα υλικό.

Με την χρήση ελλειπτικά πολωμένου προσπιπτοντός φωτός με αποκλίση μετατοπίσης της οπτικής φάσης ($\alpha = 0.2 - 0.6 \text{ rad}$), $\Delta\theta_w(x, y) \ll \alpha$ διατηρείται δηλ. η κατανομή της μετατοπίσης της οπτικής φάσης $\Delta\theta_w(x, y)$ που προκύπτει από τους υαλοπινάκες θα μπορούσε να αγνοηθεί. Έτσι με την χρήση ελλειπτικά πολωμένου προσπιπτοντός φωτός θα μπορούσε να μετρηθεί η διανομή σφαιρικής που προκύπτει από το ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr του υγρού διηλεκτρικού και είναι μικρότερη από εκείνη που προκύπτει από τους υαλοπινάκες. Το ηλεκτρικό πεδίο θα μπορούσε να μετρηθεί πάνω από το φάσμα της μετατοπίσης της οπτικής φάσης $\Delta\theta$ ($10^{-2} - 10^{-4}$) που προέκυψε από το ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr. Στην Ιαπωνία μόνο τα πανεπιστημιακά εργαστήρια χρησιμοποίησαν αυτή την τεχνική μέτρησης για να μελετήσουν την βασική ηλεκτρική ιδιότητα του υγρού διηλεκτρικού και δεν έχει ακόμα χρησιμοποιηθεί στις βιομηχανικές εταιρίες. Αντιθέτως το Εργαστήριο Ηλεκτρικής Μονώσης ABB στη Σουηδία εξελίξε ανεξάρτητα αυτή την τεχνική μέτρησης υψηλής ευαισθησίας και τη χρησιμοποίησε για να μελετήσει τις ηλεκτρικές ιδιότητες του συνθετού φωτός και των στερεών μονωτικών υλικών [11]

Μέτρηση του διανύσματος του ηλεκτρικού πεδίου (Μεγεθος και κατεύθυνση)

Η υψηλής ευαισθησίας τεχνική μέτρησης που συζητήθηκε στο προηγούμενο τμήμα θα μπορούσε να μετρήσει το μέγεθος του πεδίου ενός ομοιομορφου ηλεκτρικού πεδίου στο υγρό διηλεκτρικό, αλλά δεν θα μπορούσε ακόμα να μετρήσει διανύσματα μη ομοιομορφου ηλεκτρικού πεδίου (μέγεθος και κατεύθυνση) σε επίπεδο κάθετο προς τις ακτίνες του φωτός. Στους πρακτικούς μετασχηματιστές υψηλής τάσης χρησιμοποιούνται μονωτικά λάδια σε μη ομοιομορφο ηλεκτρικό πεδίο. Έτσι είναι απαραίτητο να μετρηθεί το διάνυσμα της κατανομής μη ομοιομορφου ηλεκτρικού πεδίου σε λάδια μετασχηματιστή ειδικά εκείνο που έχει μεγάλη παραμόρφωση

απο εκεινο που σχεδιαστηκε εξαιτιας του σχηματισμου του φορτιου χωρου . Σ'αυτο το τμημα , συζητιεται μια νεα τεχνικη μετρησης του διανυσματος του ηλεκτρικου πεδιου η οποια βασιζεται σ'εκεινη που περιγραφηκε στο προηγουμενο τμημα .

Βασικες εξισωσεις για τη μετρηση του διανυσματος του ηλεκτρικου πεδιου [12 , 13]

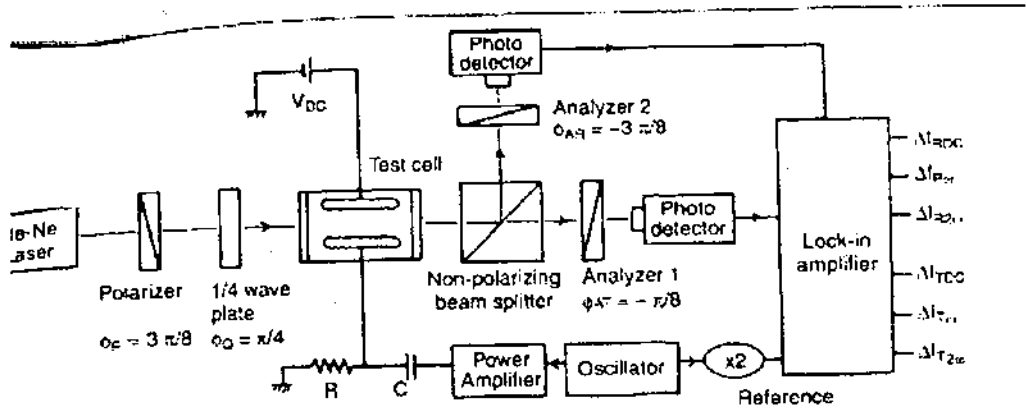
Το συστημα οπτικης μετρησης του διανυσματος του ηλεκτρικου πεδιου φαινεται στο Σχ. 11 . Ομοια με εκεινη του οπτικου συστηματος στο Σχ. 1 (b) η μετατοπιση οπτικης φασης $\Delta\theta$ και ο λογος της εντασης του σχετικου μεταδιδομενου φωτος δινονται ως

$$\Delta\theta = \gamma E^2 \quad (17)$$

$$(\Delta I / I_0) = \cos^2 2 \Phi_E \sin^2 (\Delta\theta / 2) \quad (18)$$

οπου E ειναι το μεγαθος του ηλεκτρικου πεδιου και Φ_E ειναι η κατευθηνηση του ηλεκτρικου πεδιου . Το προβλημα εδω ειναι οτι υπαρχουν δυο αγνωστοι το E και το Φ_E για μονο ενα μετρηθεν $\Delta I / I_0$. Θα πρεπει να εχουμε στο μυαλο μας οτι σ'αυτην την περιπτωση με κοντα ηλεκτροδια μεγαθους $L = 16 \text{ cm}$ δεν υπαρχουν ισοκλωνικοι πολοι που να μας βοηθησουν να προσδιορισουμε την κατευθηνηση του πεδιου Φ_E αντιθετα με την περιπτωση που αναφεραμε σε προηγουμενο τμημα .

Για να λυσουμε το προβλημα αναπτυχθηκε ενα οπτικο συστημα υπο τις ακολουθες τρεις τεχνικες :



Σχῆμα 11 : Συστήμα οπτικής μετρήσης για την κατανομή δυναμικών γραμμών ηλεκτρικού πεδίου (μεγέθους και κατεύθυνσης).

(1) Δύο φωτο - δίοδοι

Το φως που μεταδίδεται από το δοκιμαστικό στοιχείο χωρίζεται από έναν μη πολωμένο διαχωριστή δεσμών φωτός σε δύο δεσμούς. Αυτές οι δύο δεσμές μεταδίδονται μέσω δύο αναλυτών και ύστερα ανιχνεύονται από δύο φωτο - δίοδους αντιστοίχα. Οι αξόνες μετάδοσης αυτών των δύο αναλυτών τοποθετούνται σε γωνίες $\Phi_{AR} = -3\pi/8$ και $\Phi_{AT} = -\pi/8$ αντιστοίχα. Οι εντάσεις του φωτός που ανιχνεύτηκαν σ' αυτές τις δύο φωτο - δίοδους επεξεργάζονται αντιστοίχα από έναν εσωτερικά τοποθετημένο ενισχυτή για να έχουμε τα ακόλουθα συστατικά στοιχεία έντασης του

α) φως που μεταδίδεται από μη πολωμένο διαχωριστή φωτεινών δεσμών στοιχείου dc : ΔI_{1DC} , βασικού στοιχείου : $\Delta I_{1\omega}$ · δευτέρου αρμονικού στοιχείου : $\Delta I_{2\omega}$

β) και φως αντανακλωμένου από μη πολωμένο διαχωριστή φωτεινών δεσμών στοιχείου dc : ΔI_{2DC} , βασικού στοιχείου : $\Delta I_{2\omega}$ · δευτέρου αρμονικού στοιχείου : $\Delta I_{2\omega}$

(2) Ελλειπτικά πολωμένο προσπίπτων φως

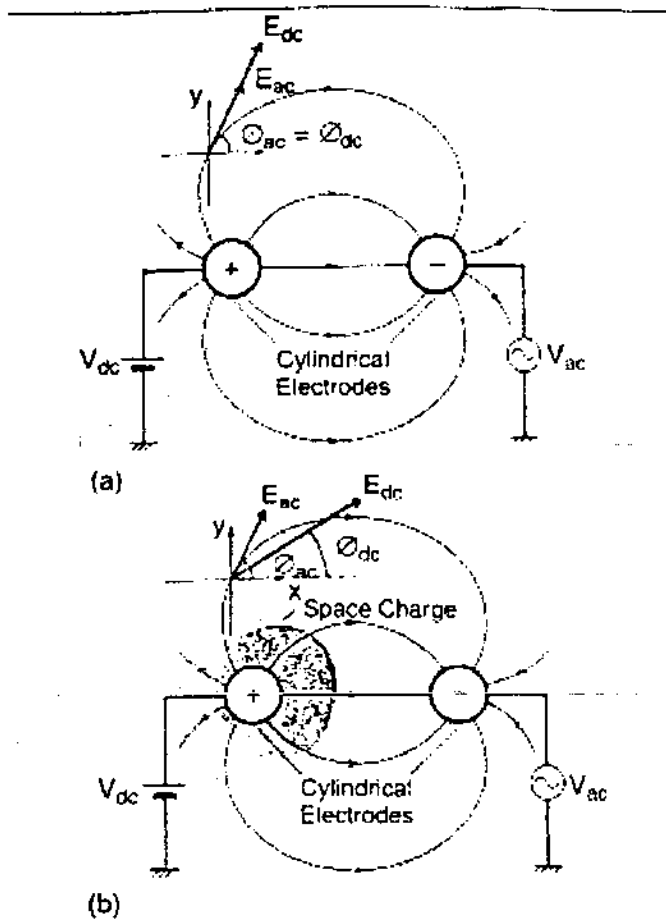
Η αιτία είναι η ίδια όπως και στο τμήμα που αναφέρεται στην <<Βελτίωση της Ευαισθησίας στη Μετρηση>>. Οι αξόνες

μεταδοσεις του πολωτη και του επιπεδου $\lambda/4$ τοποθετουνται σε γωνια $\Phi = \Phi_p - \Phi_Q = \pi/8$ για να εχουμε το ελλiptικα πολωμενο προσπιτων φως στο οπτικο συστημα του Σχηματος 11.

(3) Διαμορφωση του ηλεκτρικου πεδιου

Ο λογος ειναι ο ιδιος οπως και στο τμημα <<Βελτιωση της Ευαισθησιας Μετρησης>>. Ενα ac ηλεκτρικο πεδιο E_{ac} με συχνοτητα $f = 5.0 \text{ KHz}$ τοποθετηται πανω στο dc ηλεκτρικο πεδιο E_{dc} εφαρμοσμενο στο δοκιμαστικο στοιχειο οπως φαινεται στο Σχημα 11.

Στην περιπτωση της μετρησης του συντελεστη του ηλεκτρικου πεδιου ειναι απαραιτητο να λαβουμε υπ'οψιν την συνθεση των συντελεστων του dc ηλεκτρικου πεδιου E_{dc} και του ac ηλεκτρικου πεδιου E_{ac} . Για το ηλεκτρικο πεδιο ελευθερων φορτιων χωρου, Σχ. 12(a), ο συντελεστης του dc ηλεκτρικου πεδιου E_{dc} συμπτει στην κατευθηση με τον συντελεστη του ac ηλεκτρικου πεδιου E_{ac} , ενω για ηλεκτρικο πεδιο παραμορφωμενων φορτιων χωρου, Σχ. 12(b) των δυο συντελεστων E_{dc} και E_{ac} των ηλεκτρικων πεδιων εχουν διαφορετικες κατευθησεις. Γ'αυτο οι κατευθησεις αυτων των δυο συντελεστων των ηλεκτρικων πεδιων λαμβανονται υπ'οψιν ξεχωριστα ως Φ_{dc} και Φ_{ac} .



Σχ. 12 : Δυναμικές γραμμές DC ηλεκτρικού πεδίου και ρυθμιζόμενου ηλεκτρικού πεδίου (α) με απουσία φορτίου χώρου έχουν τις ίδιες διευθνήσεις, (β) με την παρουσία φορτίου χώρου, έχουν διαφορετικές διευθνήσεις.

Χρησιμοποιώντας τα συστατικά στοιχεία έντασης του φωτός όπως αναφέρθηκε στο (1) (α) και (β) μετρημένα με την χρήση του οπτικού συστήματος που φαίνεται στο Σχ. 11 το μέγεθος E_{DC} και η κατεύθυνση Φ_{DC} του συντελεστή dc του ηλεκτρικού πεδίου υπολογίζονται ως εξής

$$E_{DC} = [\Delta I \omega^2 + \Delta I \omega^2]^{1/2} [I_0 \gamma \sin \alpha E_{AC}] \quad (19)$$

$$\tan (\Phi_{DC} + \Phi_{AC} + \pi / 4) = (\Delta I \omega / \Delta I \omega) \quad (20)$$

ενώ το μέγεθος E_{ac} και η κατεύθυνση Φ_{ac} του διαμορφωμένου συντελεστή του ηλεκτρικού πεδίου ac υπολογίζονται ως

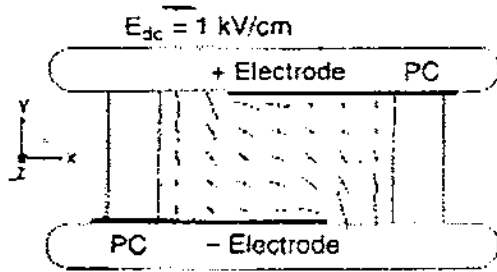
$$E_{ac} = 2 [\Delta I \omega^2 + \Delta R \omega^2] / I_0^2 \gamma^2 \sin^2 a]^{1/4} \quad (21)$$

$$\tan 2(\Phi_{ac} + \pi / 8) = (\Delta I \tau \omega / \Delta R \omega) \quad (22)$$

Αποτελέσματα μετρησης του συντελεστή κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου [13]

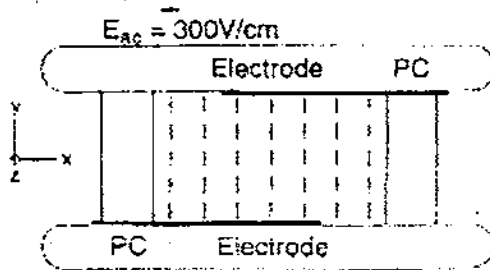
Για να κατασκευαστεί ένα ασυμμετρικό ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσα σε δύο παραλληλά ανοδικά ηλεκτροδία, δύο πολυμερείς μονωτικές πολυανθρακικές ταινίες ήταν καλυμμένες σε μερικά μέρη των επιφανειών των ηλεκτροδίων με ηλεκτροδία πλάτους 8 cm, μήκος ηλεκτροδίου $L = 16$ cm και διάστημα του ηλεκτροδίου 2.0 cm όπως φαίνεται στο Σχ. 13. Η τάση dc που εφαρμόστηκε ήταν 3.0 KV και η διαμορφωμένη τάση ήταν 600 V. Το αποτέλεσμα της μετρησης του συντελεστή κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου dc (E_{dc}) μετά από τάση 3.0 KV dc που εφαρμόστηκε για 90 λεπτά φαίνεται στο σχήμα 13 (α). Το μήκος και η κατεύθυνση των κοντών διανυσματικών γραμμών αντιπροσωπεύουν το μέγεθος και την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου. Οι συντελεστές του ηλεκτρικού πεδίου dc που μετρήθηκαν ποικίλουν σε θέσεις. Αυτό το αποτέλεσμα δηλώνει ότι τα ετερο-φορτία που προκύπτουν από ρυπούς συσσωρεύονται στις ταινίες και παραμορφώνουν το ηλεκτρικό πεδίο dc στο λάδι. Δηλαδή το μετρηθέν ηλεκτρικό πεδίο dc αποτελείται από ομοιομορφο εφαρμοσμένο πεδίο dc και από μη ομοιομορφο πεδίο που προκύπτει από τα συσσωρευμένα φορτία επιφανείας πάνω στις ταινίες. Το Σχ. 13 (b) δείχνει το αποτέλεσμα της μετρησης μιας ομοιομορφής διανομής του διαμορφωμένου συντελεστή του ηλεκτρικού πεδίου ac E_{ac} όταν εφαρμόστηκε και ηλεκτρικό πεδίο dc E_{dc} και του διαμορφωμένου ηλεκτρικού πεδίου E_{ac} .

Επειδή τα συσσωρευμένα φορτία δεν μπορούσαν να ανταποκριθούν στο διαμορφωμένο πεδίο των 5.0 KHz τα επιφανειακά φορτία δεν έχουν αποτέλεσμα στο μετρηθέν διαμορφωμένο ηλεκτρικό πεδίο, το οποίο προσδιορίστηκε από την διαμορφωμένη τάση και την γεωμετρία των ηλεκτροδίων.



(a)

PC: Polycarbonate films



(b)

Σχημα 13: Αποτελέσματα μετρήσης με φιλμ πολυκαρβονιτη να καλύπτουν μερικώς κάθε ελασμα ηλεκτροδίου (α) για δυναμικές γραμμές κατανομής dc ηλεκτρικού πεδίου (β) για δυναμικές γραμμές κατανομής ρυθμιζόμενου ηλεκτρικού πεδίου.

Ενισχυτής ειδώλου αυτοματου συγχρονισμού με εξωτερικό σήμα υπο εξέλιξη

Όταν χρησιμοποιούμε το οπτικό σύστημα που φαίνεται στο Σχ 11 για να μετρήσουμε την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου πάνω σε επίπεδο (x, y) π.χ. εκείνη που φαίνεται στο Σχ 13 είναι απαραίτητο να μετακινήσουμε την δεσμη ληξερ για να εξετάσουμε το επίπεδο (x, y) λόγω των χαρακτηριστικών της μέτρησης των σημείων. Τώρα εξελίσσουμε ένα νέο σύστημα μέτρησης για να μετράμε ταυτόχρονα την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου στο επίπεδο (x, y) στο

οποιο (α) η δεσμη ληζερ εκεκτεινεται απο εναν πολλαπλασιαστη εξοδου δεσμης φωτος, (b) δυο CCD video καμερες ελεγχομενες απο ηλεκτρονικο υπολογιστη χρησιμοποιουνται αντι για τις δυο φωτοδιοδους στο οπτικο συστημα του Σχ. 11 και χρησιμοποιηται διαμορφωση ηλεκτρονικου παλμου του πεδιου αντι της διαμορφωσης του πεδιου ac. Για το σκοπο αυτο ενας ενισχυτης ειδωλου ειναι υπο εξελιξη. Συντομα μπορει να γινει δυνατη η παρατηρηση της δυναμικης συμπεριφορας της κατανομης του ηλεκτρικου πεδιου σε επιπεδο (x, y) .

Μετρηση τρισδιαστατου ηλεκτρικου πεδιου

Στα προηγουμενα τμηματα εγινε συζητηση για τεχνικες μετρησης δισδιαστατου ηλεκτρικου πεδιου με τον περιορισμο οτι το μεγαθος και η διευθηνση του ηλεκτρικου πεδιου σε επιπεδο καθετο με την εκπομπη φωτος ειναι σταθερο κατα μηκος της οπτικης οδου. Ειναι γενικα πολυ πολυπλοκος ο προσδιορισμος ενος τριδιαστατου ηλεκτρικου πεδιου απο την μετρηση των μετατοπισεων οπτικης φασης συγκριτικα με την μετρηση δισδιαστατου ηλεκτρικου πεδιου. Σ'αυτην την περιπτωση και το μεγαθος και η διευθηνση του ηλεκτρικου πεδιου ποικιλουν σε θεσεις κατα μηκος της εκπομπης φωτος. Η μετατοπιση της οπτικης φασης αναλογη με εκεινη που δινεται με την Εξισωση (1) απαιτει ακεραιοτητα κατα μηκος της οπτικης διοδου. Μια προσφατη θεωρητικη αναλυση με την εισαγωγη του μετασχηματισμου Abel η ενος πιο γενικου μετασχηματισμου Randon [14] δειχνει οτι το μεγαθος της κατανομης του ηλεκτρικου πεδιου με μερικους προσδιορισμους π.χ. σε επιφανεια γειωσης μπορει να αποκατασταθει απο την μετρηση των μετατοπισεων οπτικης φασης.

Παρόλη την πολυπλοκοτητα και την δυσκολια των προβληματων, προσφατα μερικοι ερευνητες στην Ιαπωνια προσπαθησαν να αναπτυξουν τεχνικες μετρησης τρισδιαστατου ηλεκτρικου πεδιου εισαγοντας μια CT (τομογραφια ηλεκτρονικου υπολογιστη) σαν τεχνικη οπως φαινεται στον Πινακα 1. Για παραδειγμα, ο Agii αναπτυσει μια τεχνικη μετρησης τρισδιαστατου ηλεκτρικου πεδιου χωρις διαμορφωση ηλεκτρικου πεδιου [15, 16, 17]. Ο Hikita αναπτυσει μια τεχνικη για να μετρηθει η κατανομη τρισδιαστατου ηλεκτρικου

πεδίου σε λαδι μετασχηματιστη με μικρη σταθερα Κεπ με τη χρηση διαμορφωσης του ηλεκτρικου πεδίου και ελλιπτικα πολωμενου προσπιπτοντως φωτος [18].

Παρολα αυτα, η θεωρητικη αναλυση για να χαλαρωσουν οι θεωρητικοι οροι π.χ. για μετρηση σε επιφανεια γειωσης και ακριβεια μετρησης ακομη αποτελουν περεταιρω προκλησεις.

Εφαρμογες της διηλεκτρικης ανισοτροπιας στη μηχανολογικη μετρηση

Εκτος απο τις εφαρμογες στην μετρηση της κατανομης του ηλεκτρικου πεδίου σε διηλεκτρικα υγρα που συζητηθηκαν στα προηγουμενα τμηματα, η διηλεκτρικη ανισοτροπια εχει ευρεως διαδεδομενες εφαρμογες στη μηχανολογικη μετρηση. Το φυσικο της μοντελο και μερικες απο τις εφαρμογες της στη μηχανολογικη μετρηση θα παρουσιαστων παρακατω.

Διηλεκτρικη ανισοτροπια της διηλεκτρικοτητας

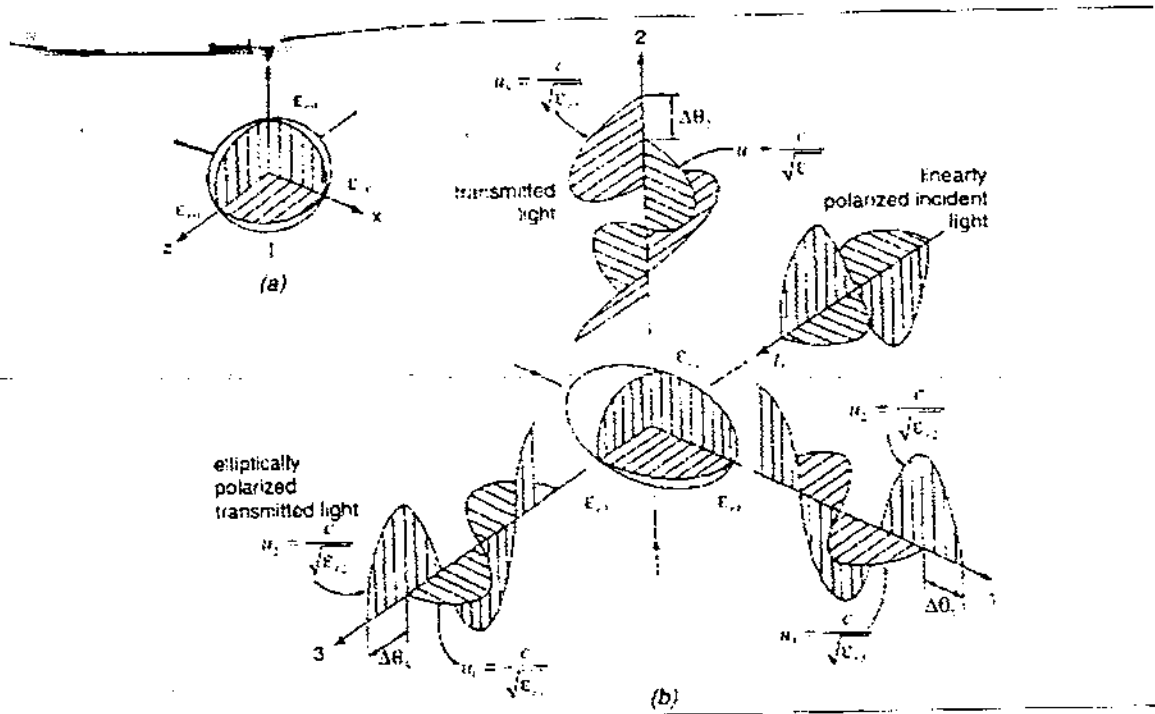
Η διηλεκτρικοτητα που περιγραφεται εδω ειναι εκεινη του φωτος στο πεδιο της συχνοτητας περιπου 10^{15} Hz. Το Σχ. 14 δειχνει την διηλεκτρικη ανισοτροπια στο χωρο διηλεκτρικοτητας $(\epsilon_0, \epsilon_0, \epsilon_0)$ σε (x, y, z) κατευθηνσεις φαινεται σαν μια σφαιρα στον χωρο διηλεκτρικοτητας. Χωρις εξωτερικη παρεμβολη οπως ηλεκτρικη ταση το διηλεκτρικο συνηθως ειναι ισοτροπικο διηλεκτρικο με ανισα στοιχεια διηλεκτρικοτητας $(\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}, \epsilon_{r3})$ σε κατευθηνσεις (x, y, z) φαινεται σαν ελλιψοειδες στο χωρο διηλεκτρικοτητας. Κατω απο εξωτερικη ταση, π.χ. ηλεκτρικη ταση η μηχανικη ταση αλλα ειδη διηλεκτρικου γινονται ανισοτροπικα λογω του επαναπροσδιορισμου των μοριακων τους διπολων. Δηλαδη, τα τρια συστατικα τους στοιχεια της διηλεκτρικοτητας αλλαζουν απο $(\epsilon_0, \epsilon_0, \epsilon_0)$ σε $(\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}, \epsilon_{r3})$ οπως φαινονται στο Σχ. 14 (b). Συνηθως, η ποικιλια της διηλεκτρικοτητας που προκαλειται απο μια εξωτερικη φαση ειναι πολυ μικρη της ταξης των $10^{-2} - 10^{-4}$.

Τα συστατικα στοιχεια του ηλεκτρικου πεδίου για ενα πολωμενο φως που περναι μεσα απο μια ανισοτροπικη διηλεκτρικη διαδρομη με διαφορετικες ταχυτητες και που

εξαρτώνται από τα αντιστοιχα στοιχεία της διηλεκτρικότητας δίνονται ως

$$\begin{aligned} u_1 &= c \epsilon_{r1}^{-1/2} \\ u_2 &= c \epsilon_{r2}^{-1/2} \\ u_3 &= c \epsilon_{r3}^{-1/2} \end{aligned} \quad (23)$$

όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός σε ελεύθερο χώρο ($c = 3.0 \times 10^8$ m/s).



Σχημα 14 : Διηλεκτρική ανισοτροπία και ανακτύξη οπτικής φάσης (α) μια σφαιρα ιστροπικής διηλεκτρικότητας στον επιτρεπτο διηλεκτρικο χωρο (β) μια ελλειψη ιστροπικής διηλεκτρικότητας στον επιτρεπτο διηλεκτρικο χωρο.

Ετσι μετατοπιση οπτικής φάσης προκυπτει αναμεσα στα δυο καθετα στοιχεια του ηλεκτρικου πεδιου αφου εχει περασει το διηλεκτρικο. Στο Σχ. 14(b), όταν ενα γραμμικα πολωμενο προσπιτων φως με τα δυο καθετα στοιχεια του ηλεκτρικου πεδιου που εχει την ιδια φαση και το ιδιο πλατος εκπεμπεται στην κατευθηνση του αξονα 3, το φως που μεταδοθηκε απο αυτο το ανισοτροπικο διηλεκτρικο γινεται

ελλiptικά πολωμένο με μετατόπιση οπτικής φάσης $\Delta\theta$, ανάμεσα στα δύο στοιχεία του άξονα 1 και 2 δίνεται ως

$$\Delta\theta_3 = (2\pi L / \lambda_0) (\epsilon_{r1}^{1/2} - \epsilon_{r2}^{1/2}) \quad (24)$$

όπου L είναι το οπτικό μήκος στο ανισοτροπικό διηλεκτρικό και λ_0 είναι το μήκος κύματος του φωτός στον ελεύθερο χώρο. Αφού ο δείκτης διαθλάσης n είναι σχετικός με την σχετική διηλεκτρικότητα ϵ_r με $n = \epsilon_r^{1/2}$, η μετατόπιση οπτικής φάσης $\Delta\theta$ γίνεται αναλογία με την διαφορά του δείκτη διαθλάσης ($n_2 - n_1$). Η εξίσωση (24) είναι μια απλοποιημένη εκφραση για $\Delta\theta_3$ όταν τα δύο στοιχεία της διηλεκτρικότητας στο κάθετο με την εκπομπή του φωτός επίπεδο (άξονας 3) δεν αλλάζουν θέση και είναι σταθερά κατά μήκος της οπτικής διόδου. Μια γενική εκφραση για $\Delta\theta_3$, όταν τα δύο στοιχεία της διηλεκτρικότητας ποικίλουν κατά μήκος της οπτικής διόδου, απαιτεί ακεραιότητα καθ'όλο το μήκος της οπτικής διόδου.

Κατά παρόμοιο τρόπο, μετατόπιση της οπτικής φάσης $\Delta\theta_1$ ή $\Delta\theta_2$ συμβαίνει επίσης όταν εκτεμπεται ένα γραμμικά πολωμένο προσπίπτων φως στην κατεύθυνση του άξονα 1 ή του άξονα 2 όπως απεικονίζεται στο Σχ. 14(b).

Εφαρμογές της διηλεκτρικής ανισοτροπίας στην μηχανολογική μέτρηση

Μια μετατόπιση οπτικής φάσης συμβαίνει λόγω της διηλεκτρικής ανισοτροπίας που προκαλείται όταν το διηλεκτρικό υποκείται σε εξωτερικές δυνάμεις όπως ηλεκτρική ή μηχανική τάση. Στον Πίνακα III, το φαινόμενο της μετατόπισης της οπτικής φάσης $\Delta\theta$ γραμμικά αναλογία προς το μέγεθος E του ηλεκτρικού πεδίου ονομάζεται <<Φαινόμενο Rockels>>. Το φαινόμενο της μετατόπισης οπτικής φάσης $\Delta\theta$ αναλογής προς το τετράγωνο του μεγέθους του ηλεκτρικού πεδίου E^2 ονομάζεται <<φαινόμενο Kerr>>. Ενώ το φαινόμενο της οπτικής φάσης $\Delta\theta$ αναλογής προς την διαφορά ($\sigma_2 - \sigma_1$) των κυρίων μηχανικών τάσεων ονομάζεται <<Φωτοελαστικό Φαινόμενο>>.

Τα παραπάνω ηλεκτροοπτικά φαινόμενα διηλεκτρικής ανισοτροπίας έχουν εφαρμοστεί σε πολλούς τομείς της μηχανολογικής μετρησης. Για παράδειγμα το φαινόμενο Rockels έχει χρησιμοποιηθεί για να μετρηθεί το ηλεκτρικό πεδίο στο χώρο [19, 20], για να μετρηθεί υψηλή τάση [21] και για να παρατηρηθούν μοντέλα επιφανειακής εκφορτίσης [22, 23, 24]. Το φαινόμενο Kerr έχει χρησιμοποιηθεί για να μετρηθεί το ηλεκτρικό πεδίο μέσα σε υγρό διηλεκτρικό όπως περιγραφηκε ήδη. Και το φωτοελαστικό φαινόμενο χρησιμοποιήθηκε για να μετρηθεί η κατανομή παραμένουσας μηχανικής τάσης στον πλαστικό δίσκο ενός compact disk. Με την εισαγωγή πρόσφατα εξελιγμένων ηλεκτρονικών τεχνικών, αναμένεται να προστεθούν νέοι τομείς εφαρμογών της διηλεκτρικής ανισοτροπίας στη μηχανολογική μέτρηση.

ΠΙΝΑΚΑΣ III
ΚΑΤΗΓΟΡΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΟΠΤΙΚΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΤΗΣ
ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑΣ

ΟΠΤΙΚΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ	ΙΣΟΤΗΤΕΣ	ΕΞΗΓΗΣΕΙΣ
ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ROCKELS	$\Delta\theta = (2\pi / \lambda_0) n_0^3 K L E$	Το $\Delta\theta$ είναι αναλογο με το μέγεθος πεδίου E
ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ KERR	$\Delta\theta = 2\pi B L E^2$	Το $\Delta\theta$ είναι αναλογο με το μέγεθος πεδίου E^2
ΦΩΤΟΕΛΑΣΤΙΚΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ	$\Delta\theta = (2\pi / \lambda_0) L A (\sigma_2 - \sigma_1)$	Το $\Delta\theta$ είναι αναλογο με τη βασική διαφορά πίεσης $(\sigma_2 - \sigma_1)$

Κεφάλαιο 2ο

Χαρτογραφηση μετρησεων σε νερο ηλεκτροοπτικου πεδιου Kerr παραλληλα και κυλινδρικά

Εισαγωγή

Μια εκτεταμένη σειρά χαρτογραφησης μετρησεων ηλεκτροοπτικου πεδιου Kerr αναφέρονται για υψηλα καθαρισμενο νερο ανω του επιπεδου θερμοκρασιας των 8.8 - 29.5° C. Η σταθερα Kerr είναι ανεξαρτητη της θερμοκρασιας ανω αυτου του επιπεδου και ίση με $B \cong 3.4 \times 10^{-14} \text{ m} / \text{V}^2$. Πάλλομενες υψηλες τάσεις εως τα 140 KV μεσα απο παραλληλα κυλινδρικά ηλεκτροδια με 1 cm κενο εφαρμoζονται σε κλίμακες των χιλιοστοδευτερολεπτων. Για μικρους χρονους τα μετρημενα αποτελεσματα συμφωνουν με την διανομη ελευθερου φορτιου χωρου ηλεκτρικου πεδιου ενω για μεγαλύτερους χρονους των 500 μsec , υπάρχει σημαντικη διανομη φορτιου χωρου εξαιτίας της θετικης εκχυσης φορτιου.

Εξαιτίας της υψηλης του διηλεκτρικης σταθερας, χρησιμοποιηται νερο σαν μεσο αποθηκευσης ηλεκτρικης ενεργειας σε συμπυκνωτες, γραμμες παλομενης διαμορφωσης και μεταδοσης, και σε διακοπτες που χρησιμοποιουνται σε παλμικες συσκευες ισχυος για ακτινοβολίες, τήξη, και φορτιζομενα συστηματα μοριακων ακτινων. Το χαμηλο κοστος του νερου, η αυτοεπιδιορθωση και η ευκολια διαχειρισης και διευθετησης προσφερουν περαιτερω πλεονεκτηματα στην χρησιμοποηση του σαν διηλεκτρικο. Επειδη τα διηλεκτρικα νερου είναι ενα πολυ σημαντικό συστατικο των παλμικων συστηματων ισχυος, η ηλεκτρικη αγωγιμοτητα και τα χαρακτηριστικα διασπασης του νερου και των διαλυματων νερου διερευνωνται.

Προσφατες αναλυσεις¹ και καταμετρησεις² εχουν δείξει οτι οι επιδρασεις φορτιου χωρου σε νερο / γλυκολης αιθυλενιου πυκνωτες εχουν θεαματικα αποτελεσματα στην πωση τάσης ανοικτου κυκλωματος και στη κατανομη ηλεκτρικου πεδιου. Προκαταρκτικες χαρτογραφησεις μετρησεων ηλεκτροοπτικου πεδιου Kerr σε υψηλα αποσταγμενο νερο επιβεβαιωσαν θετικη εκχυση φορτισης.

Αυτο το χαρτι αναφερεται σε μια εκτεταμενη σειρα μετρησεων χαρτογραφησης ηλεκτροοπτικου πεδιου Kerr που εγινε σε υψηλα αποσταγμενο νερο χρησιμοποιωντας παραλληλα κυλινδρικα ηλεκτροδια ανω της ζωνης θερμοκρασιας των 8.8 - 29.5° C , επιβεβαιωνοντας ξανα σημαντικες δυναμεις φορτιου χωρου σε κλιμακες χρονου χιλιοδευτερολεπτων .

Ι. Παραλληλα κυλινδρικα ηλεκτροδια

Μια χρησιμη διαμορφωση γραμμης μεταδοσης ειναι η διπλη γραμμη καλωδιωσης των παραλληλων κυλινδρικων ηλεκτροδιων . Στην απουσια του φορτιου χωρου στην διηλεκτρικη ενταση με επιτρεπτοτητα ϵ , η κατανομη ηλεκτρικου πεδιου εκτος των κυλινδρικων ηλεκτροδιων μπορει να βρεθει χρησιμοποιωντας την μεθοδο των ειδωλων³

$$E(x, y) = \frac{q_1}{2\pi\epsilon} \left[\frac{-4axy\mathbf{i}_y + 2a(y^2 + a^2 - x^2)\mathbf{i}_x}{[y^2 + (x+a)^2][y^2 + (x-a)^2]} \right], \quad (1)$$

οπου q_1 ειναι το φορτιο ανα μοναδα μηκους σε καθε ηλεκτροδιο και x ειναι η συντεταγμενη διευθηνσης στη γραμμη που συνδδει τα εικονικα φορτια η οποια ειναι μια αποσταση $2a$ χωριστα . Εαν οι κυλινδροι εχουν ενδεικτικη ακτινα R με τα κεντρα τους μια αποσταση D χωριστα , τοτε

$$a = [(D/2)^2 - R^2]^{1/2} \quad (2)$$

και η συμπυκνωση ανα μοναδα μηκους μεταξυ των κυλινδρων σε μια δυναμικη διαφορα V ειναι

$$C' = q_1 / V = \frac{\pi\epsilon}{\ln \left\{ (D/2R) + [(D/2R)^2 - 1]^{1/2} \right\}} = \frac{\pi\epsilon}{\cosh^{-1}(D/2R)} \quad (3)$$

Το ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr παραγει γραμμες ενος σταθερου μεγεθους ηλεκτρικου πεδιου η οποια απο την εξισωση (1) απαιτει

$$\frac{16a^2 x^2 y^2 + 4a^2 (y^2 + a^2 - x^2)^2}{[y^2 + (x+a)^2]^2 [y^2 + (x-a)^2]^2} = \frac{4a^2}{[y^2 + (x+a)^2]^2 [y^2 + (x-a)^2]^2} = C, \quad (4)$$

οπου C ειναι μια σταθερα για να καθοριστη διαχωριζοντας μια συντεταγμενη (x_0, y_0) σε μια συγκεκριμενη γραμμη του ισου μεγεθους πεδιου. Αυτο μπορει να ξαναγραφει οπως

$$y^4 + 2y^2(x^2 + a^2) + (x^2 - a^2)^2 - 4a^2/C = 0, \quad (5)$$

με πραγματικη επιλυση

$$y^2 = -(x^2 + a^2) + 2a \sqrt{x^2 + 1/C} \quad (6)$$

Για γραμμες ισων πεδιων αρχιζοντας σ'ενα κυλινδρο οπου

$$y_0 = R^2 - (x_0 - D/2)^2 \quad (7)$$

η σταθερα ειναι

$$C = \frac{a^2}{x_0^2 R^2} \quad (8)$$

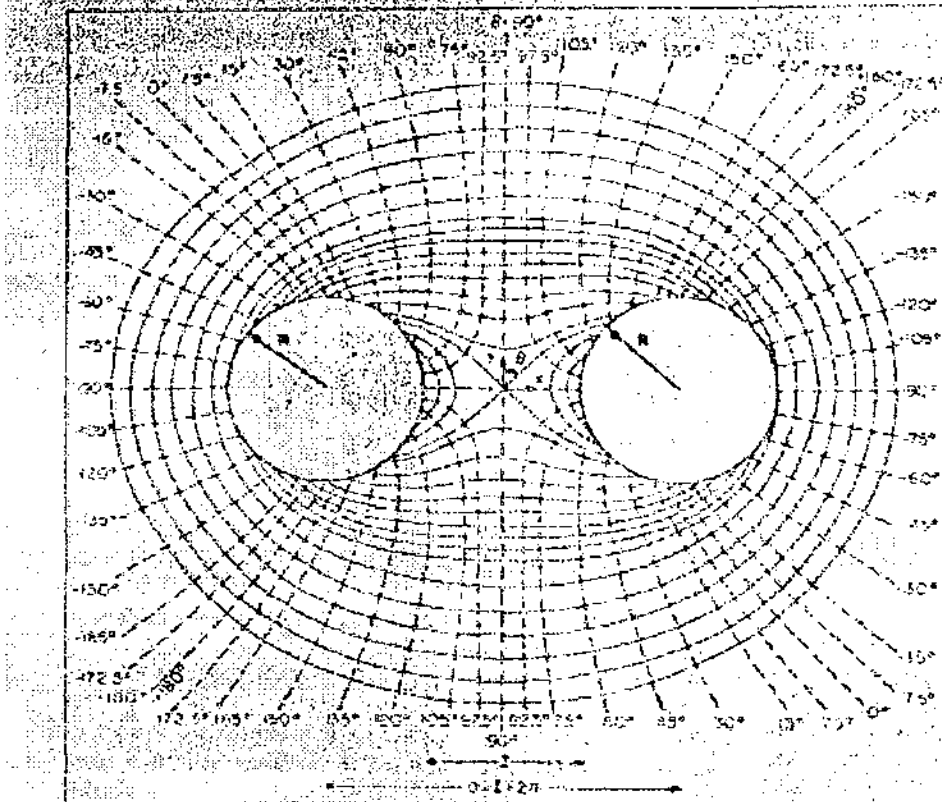
οπου α γραμμες που δεν εφαιπονται στον κυλινδρο αλλα περνουν μεσα απο το σημειο $(x_0, y_0 = 0)$ εχουν σταθερα

$$C = \frac{4a^2}{(x_0^2 - a^2)^2} \quad (9)$$

Η πιο σημαντικη τροχια που περνα απο μεσα, η αρχη $(x = 0, y = 0)$ εχει

$$C = \frac{4}{a^2} \quad (10)$$

και ξεκινα στον κυλινδρο στην συντεταγμενη $x_0 = a^2 / 2R$. Το Σχημα 1 με γραμμες συνεχομενες σχδιαζει αυτες τις ισοδυναμικες γραμμες. Εαν το διηλεκτρικο εχει φορτιο χωρου αυτο το σχεδιαγραμμα θα αλλαξει.



Σχημα 1 : Γραμμες της μεγαλης σταθερας ηλεκτρικου πεδιου (συνεχομενες) και κατευθηνηση (διακεκομενες) για τη διανομη ηλεκτρικου πεδιου μεταξυ παραλληλων κυλινδρικων πεδιων.

Η κλιση της γραμμης εφαπτομενης στο ηλεκτρικο πεδιο σε μια γωνια θ στον αξονα y ειναι

$$\frac{dy}{dx} = \frac{E_y}{E_x} = \frac{2xy}{y^2 + a^2 - x^2} = \cos \theta \quad (11)$$

Τοτε οι γραμμες της σταθερης γωνιας θ ειναι

$$y = x \tan\theta \pm [(x \tan\theta)^2 - a^2 + x^2]^{1/2} \quad (12)$$

και είναι σχεδιασμένες με διακεκομένες γραμμές στο Σχ. 1.

II. Μετρήσεις σχεδιασμού ηλεκτροοπτικού πεδίου Kerr.

A. Πειραματική συσκευή

Το σύστημα καθαρισμού νερού, ηλεκτροοπτικό σύστημα Kerr, σύστημα υψηλής τάσης, ηλεκτρονικού σκανδαλισμού, και σύστημα καταγραφής φαίνονται σχηματικά στο Σχ. 2.

1. Σύστημα καθαρισμού νερού

Το νερό αποθηκεύεται σε μια μονωμένη δεξαμενή κατακρατησης 55 γαλονιών πολυαιθυλενίου με έναν κινούμενο ψυκτή πλυσής. Το νερό μεταφέρεται από την δεξαμενή κατακρατησης στο εσωτερικό της στήλης εξαερισμού νερού χρησιμοποιώντας ένα σωλήνα κενώσης σε πίεση χαμηλότερη των 24 in. υδραργύρου, ο οποίος επίσης εξαερώνει το νερό. Το νερό βγαίνει από τη στήλη εξαερώσης σε ένα ανακατεμένο σύστημα απιονισμού ρητινης, το οποίο αυξάνει την αντίσταση του νερού σε $\cong 18 \text{ M}\Omega \text{ cm}$ στους 25° C . Ένα ψηφιακό μετρο αντίστασης καταγράφει την αντίσταση στο εξωτερικό του συστήματος καθαρισμού χρησιμοποιώντας μια ακίδα θερμιστορ αναπληρωματική ικανή να εξετάζει την αναφορά της αντίστασης στους 25° C και μια μη αναπληρωματική ακίδα ικανή να διαβάζει την ακριβή αντίσταση κοντά στην είσοδο της κοιλότητας δοκιμής. Τώρα το καθαρισμένο νερό σωληνώνεται από τη κοιλότητα δοκιμής πίσω στην δεξαμενή κατακρατησης με μια συχνότητα $\cong 2$ λίτρα / min.

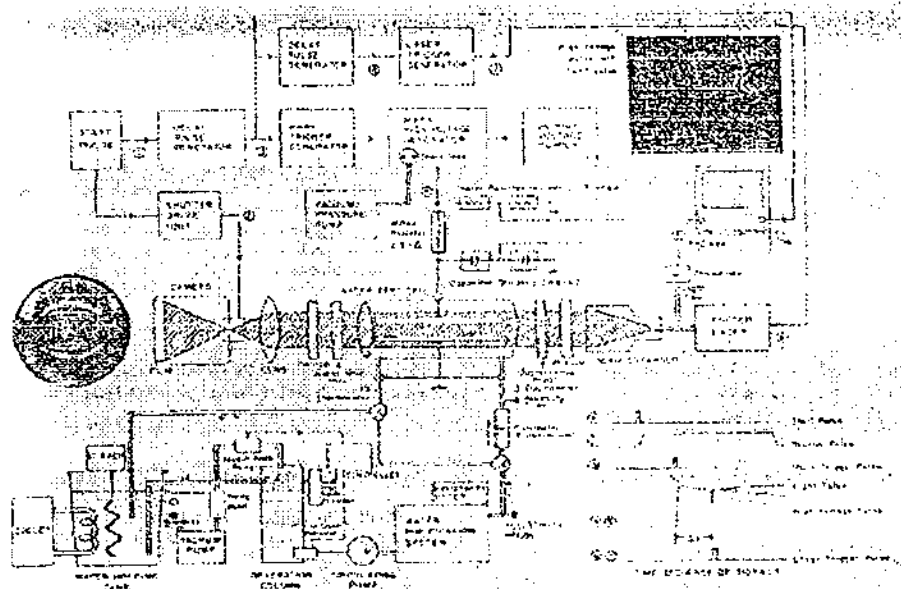
2. Κοιλότητα δοκιμής

Η κοιλότητα δοκιμής είναι ένας κυλινδρος από πλεξιγκλας με διάμετρο 3 in., με 1/4 in. λεπτά παραθύρα Πυρεξ και στις δύο ακρές. Τα ανοξείδωτα ατσάλινα παραλλήλα ραβδωτά

ηλεκτροδια με $l = 1 \text{ cm}$ κενό αποστασης είναι $L = 44 \text{ in.}$ μακρυνά (111.76 cm), $2R = \frac{1}{2} \text{ in.}$ διαμετρος (1.27 cm) και η απο κεντρο σε κεντρο αποσταση $D = 2.27 \text{ cm}$. Τα κυλινδρικα ηλεκτροδια ευθυγραμμίζονται οριζοντια επιτρεποντας σε φυσαλιδες να ανεβουν. Ολοκληρη η κοιλωτητα δοκιμης είναι τοποθετημενη κατω απο λαδι μετασχηματιστη για να εμποδιζει εξωτερικο σπινθηρα.

3. Συστημα υψηλης τασης ρευματος

Μια γεννητρια ωθησης πεντε σταδιων Marx εχοντας εναν 10 KJ , 400 KV ρυθμο φορτιζεται απο μια υψηλη παροχη ισχυος τασης dc και είναι συνδεδεμενη μεσα απο μια προστατευτικη $5 \text{ K}\Omega$ αντισταση νερου για να περιορισει ρευματα ηλεκτρικης διασπασης. Τυπικοι χρονοι ανοδου παλμου είναι σε μια σειρα των $40 \mu\text{sec}$ με εξασθενηση χρονων σειρας 5 msec . Ο ρυθμος υψηλης τασης σε μια γεννητρια Marx καταγραφεται απο εναν διανεμητη χωριτικοτητας με αναλογια $\cong 3 \text{ mV / KV}$.



Σχημα 2 : Σχεδιασμος των ηλεκτροοπτικων πειραματων Kerr δειχνοντας τον καθαρισμο νερου και το συστημα κυκλοφοριας, οπτικα, υψηλης τασης συσκευες, ηλεκτρονικα σκανδαλισμου και συστημα καταγραφης

4. Ηλεκτρονικά σκανδαλισμοί και καταγραφή

Ένας μακρύς παλμός της τάξεως των 100 msec οδηγεί την κάμερα ηλεκτρονικού διαφραγματος και αλληλ μια γεννητρία παλμού της οποίας η καθυστερημένη έξοδος οδηγεί την Magx γεννητρία σκανδαλισμού. Αυτή η καθυστερημένη έξοδος σκανδαλίζει την ρυθμισμένη χρωματισμένη ακτίνα. Έτσι την στιγμή που ο φωτεινός ρυθμός είναι ελεγχόμενος σχετικά με το ρυθμό της υψηλής τάσης ρευματος, μας επιτρέπει να παρατηρήσουμε ως συνέπεια τη κατανομή ηλεκτρικού πεδίου στη κοιλότητα δοκιμής σε διάφορους χρόνους αυξανοντας τον χρόνο καθυστέρησης μεταξύ της ακτίνας και των σκανδαλισμένων ρυθμών της υψηλής τάσης ρευματος.

5. Οπτικό σύστημα

Η φωτεινή έξοδος μιας παλλομένης αρμονικής χρωματισμένης ακτίνας σε μήκος κύματος 590 nm επεκτείνεται σε 50 mm διάμετρο και περνά μέσα από έναν πολωτή, τη κοιλότητα δοκιμής, έναν άλλο πολωτή, φακό, και μια κάμερα χρησιμοποιώντας ταινία Polaroid. Για όλες τις μετρήσεις μας, οι δύο πολωτές είχαν τις ακρες εκπομπής τους είτε ευθυγραμμισμένες είτε διασταυρωμένες. Συνήθως σταυρωτά ελασματα τέταρτο - κύματος ηταν τοποθετημένα σε κάθε πλευρά της κοιλότητας δοκιμής αλλά μεταξύ των πολωτών στη κυκλική διαμορφωση πολυσκοπίου για να απομακρύνουν ισοκλινείς κρουσσούς οι οποίοι εξαρτώνται μόνο από την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου και όχι από την σπουδαιότητα.

B. Οριστικά πρότυπα φαινομένου Kerr

Το νερό κάτω από υψηλή τάση είναι ένα μέσο σχασής όπου πολωμένο φως κατά μήκος του ευθυγραμμισμένου τοπικού ηλεκτρικού πεδίου E ταξιδεύει με ταχύτητα c_{\parallel} , ενώ πολωμένο φως κάθετα στο τοπικό ηλεκτρικό πεδίο ταξιδεύει με ταχύτητα c_{\perp} . Για το φαινόμενο Kerr, αυτές οι διαφορετικές ταχύτητες σχετίζονται ως

$$\frac{c_0 - c_0}{c_{II} \quad c_I} = n_{II} - n_I = \lambda B E^2 \quad (13)$$

οπου λ είναι το ελεύθερο διαστήμα μήκους κύματος, c_0 είναι η ταχύτητα του φωτός σε ελεύθερο χώρο, n_{II} και n_I είναι οι διαθλαστικές ενδείξεις για το φως πολωμένο παραλληλα και καθετα στο ηλεκτρικό πεδίο, B είναι η σταθερά Kerr και E είναι το εφαρμοσμένο μέγεθος ηλεκτρικού πεδίου. Η αλλαγή διεύθυνσης φάσης για το φως που διαδίδεται καθετα στο ηλεκτρικό πεδίο στην κατεύθυνση z κατά μήκος του μήκους L αυτού του μέσου σχασής είναι

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L (n_{II} - n_I) dz = 2\pi \int_0^L B E^2 dz \cong 2\pi B E^2 L \quad (14)$$

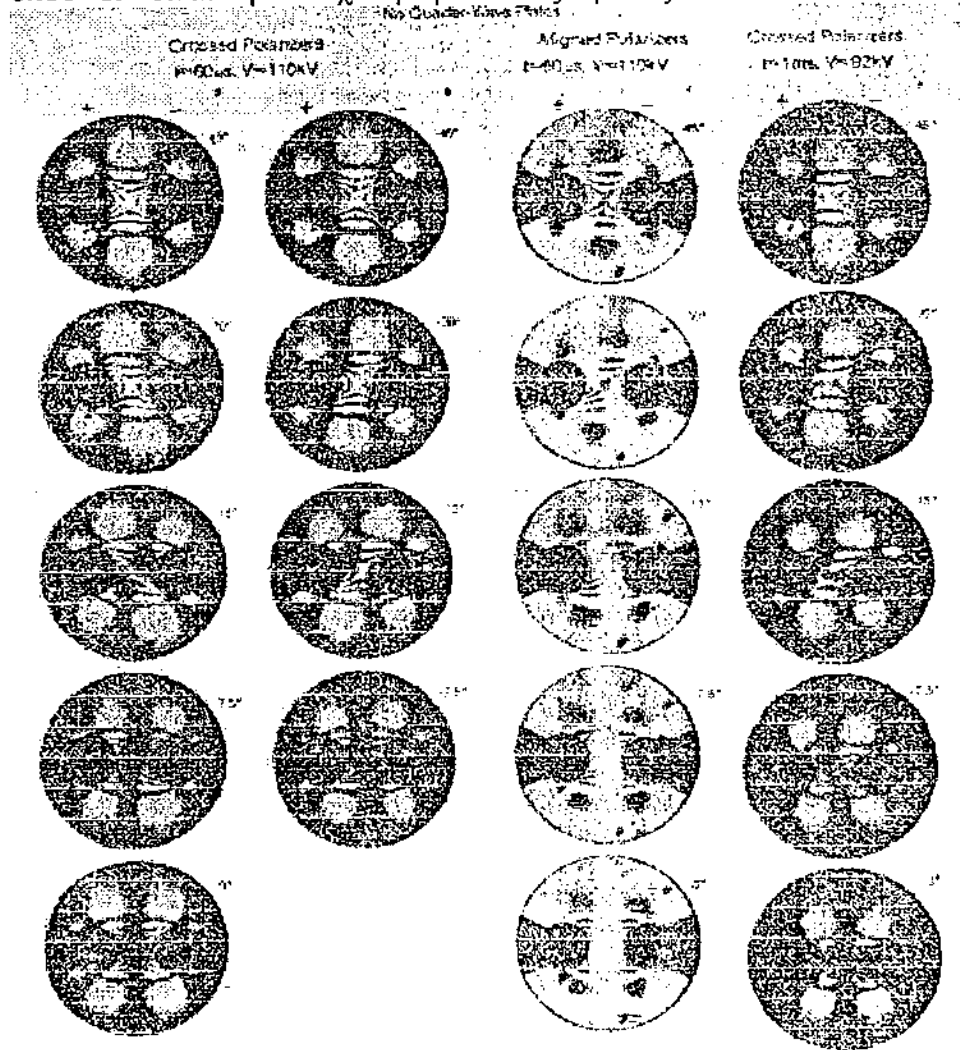
οπου η τελευταία εξίσωση υποθετεί ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι ομοιομορφο κατά μήκος του πορείας του μεταδιδόμενου φωτός. Η μικρή διορθωση που οφείλεται στις ακραίες ενεργειες κοντα στις ακρες των ηλεκτροδίων είναι αμελητέα διότι τα πεδία ακριανής ενεργείας εκτεινούνται σε μια απόσταση σειράς ίση με την απόσταση των ηλεκτροδίων (1 cm) που είναι πολύ μικρή σε σύγκριση με το μήκος ηλεκτροδίων (111.76 cm). Το μέσο σχασής αντιστρέφει το τυχαίο γραμμικά πολωμένο φως σε ελλειπτικά πολωμένο φως.

1. Πολωτής και Αναλύτης

Υποθετούμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο E στο μέσο σχασής είναι σε μια γωνία θ_k από τον κατακόρυφο άξονα y . Ένας πολωτής του οποίου ο άξονας εκπομπής είναι σε μια γωνία θ_{p1} από τον κατακόρυφο είναι τοποθετημένος στη μια μεριά της κοιλότητας δοκιμής ενώ ο άλλος πολωτής με άξονα εκπομπής θ_{p2} από τον κατακόρυφο είναι τοποθετημένος στην άλλη πλευρά. Το φως που εκπέμπεται μέσα από το σύστημα είναι

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\theta_{p1} - \theta_{p2}) - \sin 2(\theta_k - \theta_{p1}) \times \sin 2(\theta_k - \theta_{p2}) \sin^2 \phi, \quad (15)$$

οπου I_0 είναι η ενίσχυση φθίνοντος φωτός.



(α) Εγκάρσιοι πολωτές ($\theta_{p1} - \theta_{p2} = \pi / 2$). Εάν οι άξονες εκπομπής των πολωτών είναι εγκάρσιοι, τότε η εξίσωση (15) μειώνεται σε

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 2(\theta_k - \theta_{p1}) \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (16)$$

Τότε εμφανίζεται η ελάχιστη εκπομπή φωτός όταν

$$\frac{\varphi}{2} = n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (17)$$

2

$$2(\theta_k - \theta_{p1}) = m\pi, \quad m = -1, 0, +1 \quad (18)$$

Η τελευταία κατάσταση εξαρτάται μόνο από την κατεύθυνση του τυχαίου πολωμένου φωτός και του εφαρμοσμένου ηλεκτρικού πεδίου. Ανεξάρτητα από το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου, θα υπάρξουν σκοτεινοί κρουσσοί οπούδηποτε η πολωση του φωτός είναι παράλληλη ή κάθετη στο εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Αυτές οι κατευθυντήριες γραμμές πεδίου λέγονται ισοκλινικοί κρουσσοί. Τοποθετημένα πάνω σ'αυτό το σχεδιαγράμμα είναι τα ελαχιστα φωτα οπούδηποτε η Εξίσωση (17) είναι εφαρμοσμένη. Αυτές οι εξαρτωμένες γραμμές μεγεθους πεδίου ονομαζονται ισοχρωματικές γραμμές.

Όταν $E = 0$, $\varphi = 0$ και το σχεδιαγράμμα φωτός είναι ομοιομορφα σκοτεινο. Όταν το ηλεκτρικό πεδίο αυξάνεται, λίγο φως εκπεμπεται. Είναι χρησιμο να διαχωρισουμε το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου που είναι απαραίτητο για να φθασουμε στο πρώτο μέγιστο του φωτός όταν $\varphi = \pi$ ως

$$E_m = \frac{1}{(2BL)^{1/2}} \quad (19)$$

Έτσι ώστε η (16) μπορεί να ξαναγραφει ως

$$I / I_0 = \sin^2 2(\theta_k - \theta_{p1}) \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{E}{E_m} \right)^2 \right] \quad (20)$$

Τα μέγιστα και ελαχίστα φώτος τότε εμφανίζονται για

$$E = \sqrt{n} E_m,$$

$$\begin{aligned} n = 1, 3, 5, \dots n \text{ περιττα μέγιστα} \\ n = 0, 2, 4, \dots n \text{ ζυγα ελαχίστα} \end{aligned} \quad (21)$$

όπου n είναι περιττός για μέγιστα και n είναι ζυγός για ελαχίστα.

(β) Διαμηκής πολώτες ($\theta_{p1} = \theta_{p2}$). Εάν οι πολώτες είναι διαμηκής, τότε η Εξίσωση (15) μειώνεται σε

$$I/I_0 = 1 - \sin^2 2(\theta_k - \theta_{p1}) \sin^2 \left[\pi/2 (E/E_m)^2 \right] \quad (22)$$

Τότε έχουμε μέγιστη εκπομπή φώτος με την κατάσταση της εξίσωσης (18) οποτεδήποτε η πολώση φώτος είναι παραλληλη ή καθετη στο εφαρμοσμένο πεδίο. Παρομοια τα μέγιστα του φώτος επίσης εμφανίζονται όταν η κατάσταση της Εξίσωσης (17) εφαρμόζεται. Τα ελαχίστα του φώτος εμφανίζονται μόνο όταν και τα δύο $\theta_k - \theta_{p1} = \pm (\pi/4)$ και $\varphi = (2n + 1)\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Έτσι το μέγεθος του ισοχρωματικού πεδίου εξαρτάται από τα ελαχίστα του φώτος με διαμηκής πολώτες εμφανίζεται στα μέγιστα για εγκάρσιους πολώτες και αντιστροφή.

Το Σχήμα 3 δείχνει τα σχεδιαγράμματα ηλεκτροοπτικών κρουσών Kerr με εγκάρσιους και διαμηκής πολώτες για διάφορες γωνίες συνακολουθών πολώσεων φώτος. Τα ισοκλινή ελαχίστα για εγκάρσιους πολώτες και μέγιστα για διαμηκής πολώτες περιστρέφονται με αλλαγές στην κατεύθυνση θ της συνακολουθής πολώσης φώτος, ενώ οι εξαρτώμενες ισοχρωματικές γραμμές μεγέθους πεδίου παραμένουν ίδιες καθώς η θ μεταβάλλεται. Τα ισοκλινή ελαχίστα (εγκάρσιοι πολώτες) και μέγιστα (διαμηκής πολώτες) τα οποία εμφανίζονται κατά μήκος γραμμών όπου το εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο είναι είτε παραλληλο είτε καθετο στη πολώση συμφωνούν με τις διακεκομμένες γραμμές που φαίνονται στο Σχ. 1 και επιδεικνύουν μια μέτρηση της

κατευθύνσης ηλεκτρικού πεδίου. Για παράδειγμα οι εγκάρσιοι πολωτές σκοτεινών ισοκλινικών γραμμών στο Σχ. 3 για $\theta = +15^\circ$ συμφωνούν με τις γραμμές στο Σχ. 1 για $\theta = 15^\circ$, $\theta = 105^\circ$, και $\theta = 165^\circ$. Οι γραμμές στο $\theta = -75^\circ$ είναι επισκιασμένες από τις λαβές των ηλεκτροδίων. Παρόμοια οι ισοκλινικές γραμμές για $\theta = -15^\circ$ συμφωνούν με τις γραμμές του Σχ. 1 για $\theta = -15^\circ$, $\theta = 75^\circ$ και $\theta = 165^\circ$ με τις $\theta = -105^\circ$ γραμμές επισκιασμένες από τις λαβές ηλεκτροδίων. Όμως αυτές οι ισοκλινικές γραμμές είναι πλατίες και επισκιάζουν τις εξαρτώμενες ισοχρωματικές γραμμές μεγέθους πεδίου, έτσι είναι προτιμότερο να τις απομακρυνουμε.

2. Κυκλικό πολοσκοπιο

Οι ισοκλινικές γραμμές μπορούν να απομακρυνθούν εάν εγκάρσια ελασματα τεταρτών κυματος είναι τοποθετημένα σε κάθε πλευρά της κοιλότητας δοκιμής αλλά μεταξύ των πολωτών όπως φαίνεται στο οπτικό μονοπάτι στο Σχ. 2, με τη συνακολουθητή πολωση σε μια γωνία $\theta = \pm 45^\circ$ σε κάθε ακρη ελασματος τεταρτου κυματος με το δευτερο ακρο ελασματος τεταρτου κυματος καθετα στο πρωτο. Αυτή η διαμορφωση ονομάζεται κυκλικό πολοσκοπιο. Ένα ελασμα τεταρτου κυματος συμπεριφερεται σαν μεσο σχασης με φασή αλλαγής θέσης $\varphi = \pi/2$ μεταξύ καθετων συνισταμενων πεδίου. Το συνακολουθητο γραμμικο πολωμενο φως εναλλασεται σε κυκλικο πολωμενο φως απο το πρωτο ελασμα τεταρτου κυματος. Υστερα αφού περασει μεσα απο μεσο σχασης νερου, το δευτερο ελασμα τεταρτου κυματος καθετα στο πρωτο, και ο πολωτης το φως εναλλασεται πισω σε γραμμικη πολωση. Η ενταση μεταδοσης φωτος για ειτε εγκαρσιους ειτε διαμηκης πολωτες με διασταυρωμενα ελασματα τεταρτου κυματος είναι τοτε

$$I/I_0 = \begin{cases} \sin^2 [\pi/2 (E/E_m)^2] & \text{Εγκάρσιοι Πολωτές} \\ \cos^2 [\pi/2 (E/E_m)^2] & \text{Διαμηκης Πολωτές} \end{cases} \quad (23)$$

Ετσι δεν υπάρχουν κατευθυντήριοι ισοκλινικοί κρουσσοί πεδίου και τα ελαχίστα και μέγιστα εναλλάσσονται όταν οι πολώτες διασταυρώνονται ή ευθυγραμμίζονται. Οι διαμήκης πολώτες προσφέρουν ένα πλεονεκτήμα όπως το πρώτο ελαχίστο όταν $E = E_m$ εμφανίζεται σε χαμηλότερη τιμή πεδίου από ότι για εγκάρσιους πολώτες όπου το πρώτο ελαχίστο εμφανίζεται όταν $E = 2^{1/2} E_m$. Ετσι για μια δεδομένη τάση υπάρχει γενικά ένας ακόμη σκοτεινός κρουσσός με διαμήκης πολώτες.

3. Μετρήσεις σταθεράς Kerr

Το Σχ. 4 δείχνει τα ισοχρωματικά σχέδια κρουσσών για μια θερμοκρασία $T = 19^\circ \text{C}$ με διαμήκης και εγκάρσιους πολώτες με τάσεις φόρτισης από 60 έως 150 KV. Μπορούμε να υπολογίσουμε την B σταθερά Kerr από μέτρηση της τάσης που είναι απαραίτητη για να φθάσει ένα ελαχίστο στο κέντρο $x=0, y=0$ χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (1)-(3), (10), (19) και (23).

Από τις εξισώσεις (1)-(3), το ηλεκτρικό πεδίο στο $x=0, y=0$ σχετίζεται με τη γεωμετρία και την τάση ως εξής

$$E_x(x=0, y=0) = V / [a \cosh^{-1}(D/2R)] \quad (24)$$

Ομοιες μετρήσεις με αυτές που φαίνονται στο Σχ. 4 είχαν παρθεί με εγκάρσιους και διαμήκης πολώτες σε θερμοκρασίες $T = 8.8 - 11.4^\circ \text{C}$, $T = 12.1 - 13.3^\circ \text{C}$, $T = 19^\circ \text{C}$ και $T = 29.5^\circ \text{C}$. Κοντά στα ελαχίστα, στα $x=0, y=0$, η δαπανημένη τάση ανά θεση ήταν ποικίλη στις αυξήσεις των 500 V για μια αλλαγή στην παροχή τάσης των 2.5 KV για να δώσει μεγαλύτερη ακρίβεια καθορίζοντας την τάση που είναι απαραίτητη για ένα φωτεινό ελαχίστο στο $x=0, y=0$.

Τα πρώτα φωτεινά ελαχίστα εμφανίζονται όταν

$$E_n = n^{1/2} E_m$$

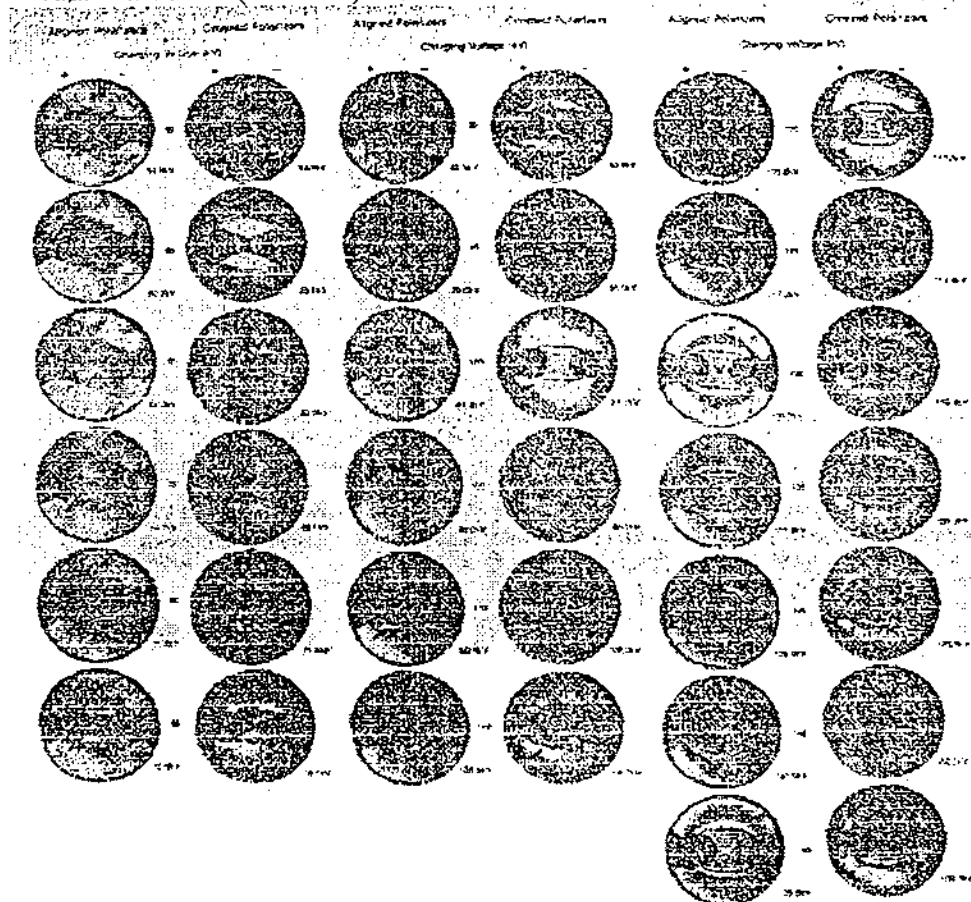
$$n = \begin{array}{l} 1, 3, 5, \dots \text{ περιττοι Διαμήκης Πολώτες} \\ 0, 2, 4, \dots \text{ αρτιοι Εγκάρσιοι Πολώτες} \end{array} \quad (25)$$

που n είναι περιττός για διαμήκης πολωτές και ζυγός για εγκάρσιους πολωτές. Χρησιμοποιώντας την Εξίσωση (24), διαχωρίζουμε την απαραίτητη τάση για ένα ελαχιστο στο $x=0$, $y=0$ ως εξής

$$V_n = n^{1/2} V_m \quad (26)$$

όπου

$$V_{n,m} = a \cosh^{-1} (D / 2R) E_{n,m} \quad (27)$$



Σχήμα 4: Ηλεκτροοπτικά σχεδιαγράμματα Kerr κρουσμού χρησιμοποιώντας εγκάρσιους και διαμήκης πολωτές με εγκάρσια τεταρτο-κυματοειδή ελασματα στους $\pm 45^\circ$ στη συνακολουθη φωτεινή πολώση (κυκλικό πολοσκόπιο). Η θερμοκρασία νερού T είναι 19°C και η ειδική αντιστάση ρ είναι $21.0 \text{ M}\Omega \text{ cm}$. Το φορτίο τάσης ποικίλει από 60 σε 150 KV, καθώς η στιγμιαία τάση κοντά στο ακρο το χρονικό διάστημα περίπου 60 μsec μετά το ξεκίνημα του ρυθμού οπώς μετρήθηκε από τον διανεμητή

χωρητικότητας δίνεται στο χαμηλότερο δεξι ακρο κάθε φωτογραφίας.

ΠΙΝΑΚΑΣ IV: Μετρημένες τιμές των απαραίτητων τάσεων για πρώτα ελαχίστα στο $x=0, y=0$ με διαμηκής (n περιτός) και εγκάρσιους (n άρτιος) πόλωτες σε διάφορες θερμοκρασίες. Η διαβαθμισμένη τάση V_m που είναι απαραίτητη για τα πρώτα ελαχίστα με διαμηκής πόλωτες τότε υπολογίζεται.

T = 8.8-11.4° C			T = 12.1-13.3° C			T = 19° C			T = 29.5° C		
n	$V_n=n^{1/2}$ (KV)	V_m (KV)	n	$V_n=n^{1/2}$ (KV)	V_m (KV)	n	$V_n=n^{1/2}$ (KV)	V_m (KV)	n	$V_n=n^{1/2}$ (KV)	V_m (KV)
2	57.1	40.4	2	56.6	40.0	2	56.5	40.0	2	57.8	40.9
3	70.6	40.8	3	71.6	41.3	3	71.3	41.2	3	70.1	40.5
4	81.9	40.9	4	81.0	40.5	4	82.9	41.5	4	80.5	40.2
5	90.9	40.7	5	89.3	39.9	5	92.4	41.3	5	91.2	40.8
6	99.2	40.5	6	100.2	40.9	6	99.3	40.5	6	100.5	41.0
7	106.6	40.3	7	105.4	39.8	7	107.6	40.7	7	105.7	40.0
8	115.0	40.7	8	115.3	40.8	8	114.6	40.5	Average 40.6		
Average		40.6	Average		40.5	9	122.7	40.9			
						10	129.8	41.0			
						11	132.0	39.8			
						Average		40.7			

Ο Πίνακας I καταγράφει τις μετρημένες τιμές του V_n (πρώτα ελαχίστα) και τις προκύπτουσες υπολογισμένες τιμές του V_m (πρώτα ελαχίστα για διαμηκής πόλωτες, πρώτα μέγιστα για εγκάρσιους πόλωτες) για κάθε μια από τις μετρημένες σειρές θερμοκρασίας όπου οι περιττές τιμές του n είναι για διαμηκής πόλωτες και οι ζυγές τιμές του n είναι για εγκάρσιους πόλωτες. Εντός της ακριβείας της μέτρησης μας, $V_m \cong 40.6$ KV και δεν ποικίλει στην μέτρηση πάνω από την σειρά θερμοκρασίας 8.8 - 29.5° C. Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (19) και (27) υπολογίζουμε τότε την B ως εξής

$$B = 1/2L [(a \cosh^{-1}(D/2R)/V_m)]^2 = 3.37 \times 10^{-14} \text{ m/V}^2 \quad (28)$$

οπου πηραμε $R = 0.635 \text{ cm}$, $D = 2.27 \text{ cm}$ ετσι ωστε $\cosh^{-1}(D/2R) = 1.1845$, $a = [(D/2)^2 - R^2]^{1/2} = 0.94$, $L = 111.76 \text{ cm}$ και $V_m = 40.6 \times 10^3 \text{ V}$.

Αυτη η τιμη για το B που ειναι ανεξαρτητη των θερμοκρασιων πανω απο την μετρημενη περιοχη, συμφωνει με τις αβεβαιοτητες μετρησης σε προηγουμενες αναφερομενες τιμες⁴. Τοτε γι'αυτην την κοιλωτητα

$$E_m \cong 1 / (2 B L)^{1/2} = 36.4 \text{ KV / cm} \quad (29)$$

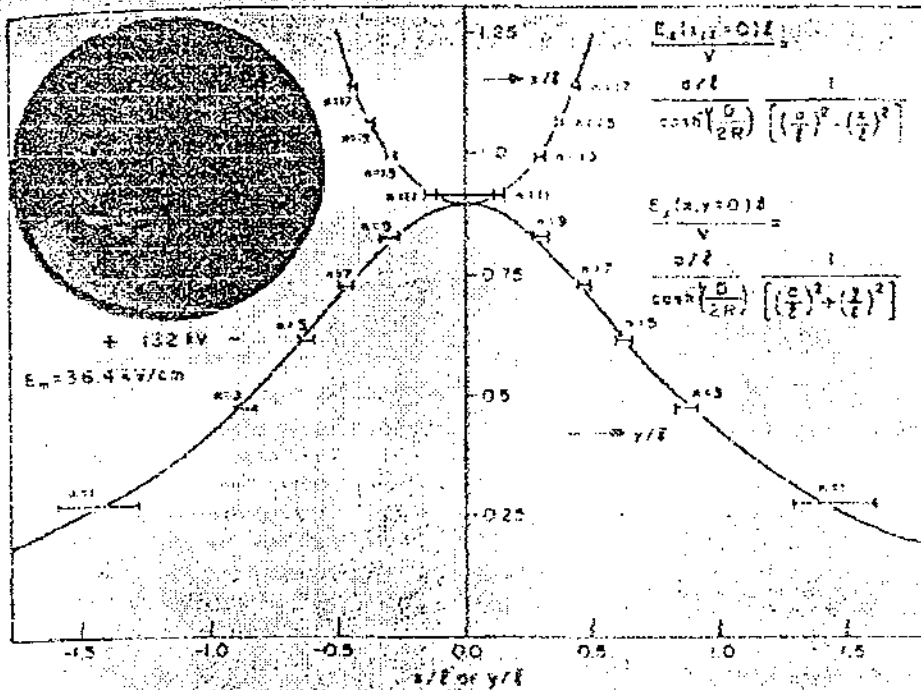
4. Κατανομη ηλεκτρικου πεδιου

Τα ισοχρωματικα ορια παρεχουν πληροφοριες μονο για την σπουδαιοτητα του ηλεκτρικου πεδιου και οχι για την κατευθηση. Ομως κατα μηκος των γραμμων της συμμετριας $y = 0$ και $x = 0$, το ηλεκτρικο πεδιο καθαρα ειναι κατευθηνομενο και δινεται απο την εξισωση (1) - (3) ως εξης

$$[E_x(x, y=0)] / (V/l) = (a/l) / [\cosh^{-1}(D/2R) [(a/l)^2 + (x/l)^2]] \quad (30)$$

$$[E_x(x=0, y)] / (V/l) = (a/l) / [\cosh^{-1}(D/2R) [(a/l)^2 + (y/l)^2]] \quad (31)$$

οπου l ειναι το κενο χωρου μεταξυ των κυλινδρων ισο με 1 cm για τα πειραματα μας. Αυτες οι δυο κατανομες πεδιου σχεδιαζονται στο Σχ. 5 μαζι με ποικιλες μετρησεις Kerr χρησιμοποιωντας διαμηκης πολωτες σε ταση 132 KV .



Σχημα 5 : Η κατανομή ηλεκτρικού πεδίου ελευθερή από φορτίο χώρου μεταξύ των αξόνων $x=0$ και $y=0$ συμφωνεί αρκετά με τις μετρήσεις του σχεδίου κρουσσού Kerr σε $V=132$ KV. Το πλάτος των μετρημένων τιμών ανταποκρίνεται σε κάθε παχος κρουσσού τάξης n .

Η κατεύθυνση ηλεκτρικού πεδίου επίσης φαίνεται να είναι κάθετη σε καθένα από τα κυλινδρικά ηλεκτροδια. Εστιάζοντας την προσοχή στον δεξίο κυλινδρό του οποίου το κέντρο είναι στο $(x=D/2, y=0)$, διακρίνουμε την γωνία φ όπως μετρήθηκε από τον άξονα y τοποθετημένη στην $x=D/2$ έτσι ώστε

$$\begin{aligned} x &= D/2 \text{ έτσι ώστε} \\ y &= R \cos \varphi, \quad x = D/2 + R \sin \varphi \end{aligned} \quad (32)$$

Μετα αντικαθιστώντας την Εξίσωση (3) μέσα στην Εξίσωση (1) και (4) μας επιτρέπεται να γράψουμε το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου στο δεξί κυλινδρό ως συνάρτηση του φ

$$\left[|E|^2 R^4 \left[\cosh^{-1}(D/2R) \right]^2 \right] / (V^2 a^2) = 1 / \left[\cos^2 \varphi + \left(\sin \varphi + \frac{a}{R} + \frac{D}{2R} \right)^2 \right] \left[\cos^2 \varphi + \left(\sin \varphi - \frac{a}{R} + \frac{D}{2R} \right)^2 \right]$$

(33)

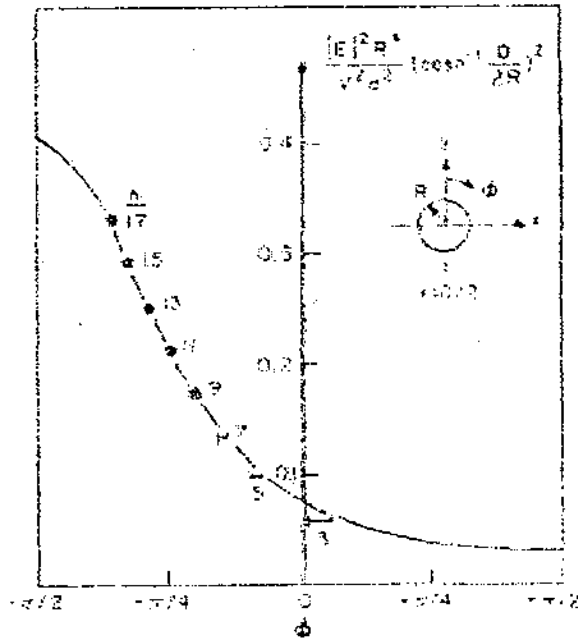
Αυτή η συναρτηση σχεδιάζεται στο Σχ. 6, μαζί με δεδομένα που παρήχθησαν από την ηλεκτροοπτική μετρηση Κεπ που φαίνεται στο Σχ. 5

Γ. Επιδράσεις φορτίου χώρου

Οι φωτογραφίες που φαίνονται μέχρι στιγμής από την μετρηση Κεπ, παρήχθησαν όλες αμέσως μετά την κορυφωση ενός παλμου υψηλης τάσης περιπου 60μsec από την αρχη του παλμου. Σε αυτο το μικρο χρονικο διαστημα το φορτιο χώρου που εισαγεται δεν έχει χρόνο για να διαδοθει μέσα στην διηλεκτρικη ενταση έτσι ώστε οι μετρησεις Κεπ συμφωνουν με την ελευθερη διαλυση φορτίου χώρου. Ομως για μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα, το φορτίο χώρου συσσωρευεται σημαντικά στην διηλεκτρικη ενταση και παραμορφώνει την κατανομη ηλεκτρικου πεδιου. Οπως φαίνεται στο Σχημα 7 σε $T = 29.5^{\circ} C$ για διαμηκης πολωτες το σχεδιο Κεπ γίνεται σε μεγάλο βαθμο ασυμμετρο με τη συντεταγμενη x για χρονους μεγαλύτερους από 500 μsec μετά από την αρχη παλμου υψηλης τάσης. Το ηλεκτρικο πεδιο κοντα στο θετικο ηλεκτροδιο κατεβαινει σχετικα με το ηλεκτρικο πεδιο στο αρνητικο ηλεκτροδιο υποδεικνυοντας εκχυση θετικου φορτίου. Για να διαχωρισουμε ότι η θετικη εκχυση δεν είναι μοναδικη στα συγκεκριμενα χαρακτηριστικά καθε ηλεκτροδιου, το Σχ. 7 επίσης δείχνει την αντιστροφή πολικότητας ακόμα με θετικη εκχυση φορτίου αλλά τώρα από το αντιθετο ηλεκτροδιο. Το Σχ. 8 δείχνει παρομοια εκχυση θετικου φορτίου για $T = 19^{\circ} C$ με εγκάρσιους και διαμηκης πολωτες, ενώ το Σχ. 9 δείχνει τις μετρησεις Κεπ σε $T = 10.5 - 10.9^{\circ} C$. Οι στιγμιαίες τιμές τάσης σε δεδομένα χρονικά διαστήματα είναι μεγαλύτερες σε χαμηλότερες θερμοκρασίες διότι η αυξανόμενη αντίσταση νερού μειώνει την εξασθένιση του χρόνου του παλμου τάσης.

Στο Σχ. 10 απομακρυνουμε τα τεταρτο - κυματοειδη ελασματα για να δείξουμε και το μέγεθος του πεδιου εξαρτώμενο ισοχρωματικά και την κατευθίνση του πεδιου εξαρτώμενη από ισοκλινείς γραμμές με εγκάρσιους πολωτες

σε χρονους $t \cong 60 \mu\text{sec}$ και $t \cong 1\text{msec}$ μετα το ξεκινιμα του παλμου υψηλης τασης με φορτισμενη ταση 120 KV. Το



Σχημα 6 : Ποικιλομορφιες του μεγεθους του ηλεκτρικου πεδιου στην επιφαναεια του κυλινδρικου ηλεκτροδιου ως συναρτηση της γωνιας ϕ που μετρηθηκε απο τον αξονα y τοποθετημενη σε $x = D/2$ συμπτει με τις μετρησεις Kerr που παρθηκαν απο φωτογραφιση.

φορτιο χωρου σε $t \cong 1\text{msec}$ αλλαζει αρκετα τις ισοχρωματικες γραμμες .

Σε αυτη τη παραλληλη κυλινδρικη γεωμετρια , ειναι δυσκολο να υπολογισουμε τη πυκνοτητα q φορτιου χωρου , που σχετιζεται με το ηλεκτρικο πεδιο ως εξης

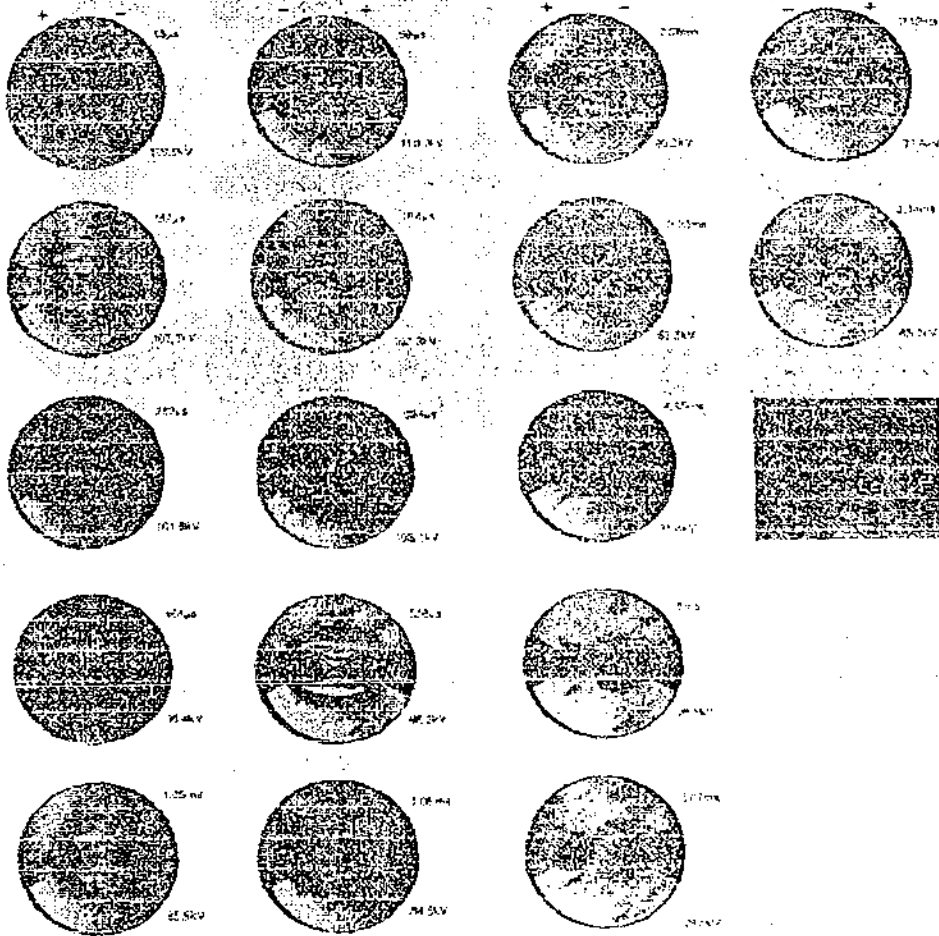
$$q = \epsilon [(\partial E_x / \partial x) + (\partial E_y / \partial y)] \quad (34)$$

καθως η πυκνοτητα φορτιου χωρου εξαρταται απο τα παραγωμενα που αναφερονται στο διαστημα και των δυο συνισταμενων πεδιου . Εφσον οι μετρησεις Kerr δεν μπορουν με ακριβεια να διαχωρισουν τις συνισταμενες του ηλεκτρικου πεδιου , τα παραγωγα που αναφερονται στο διαστημα που απαιτουνται στην Εξιωση (34) δεν μπορουν να αποδοθουν

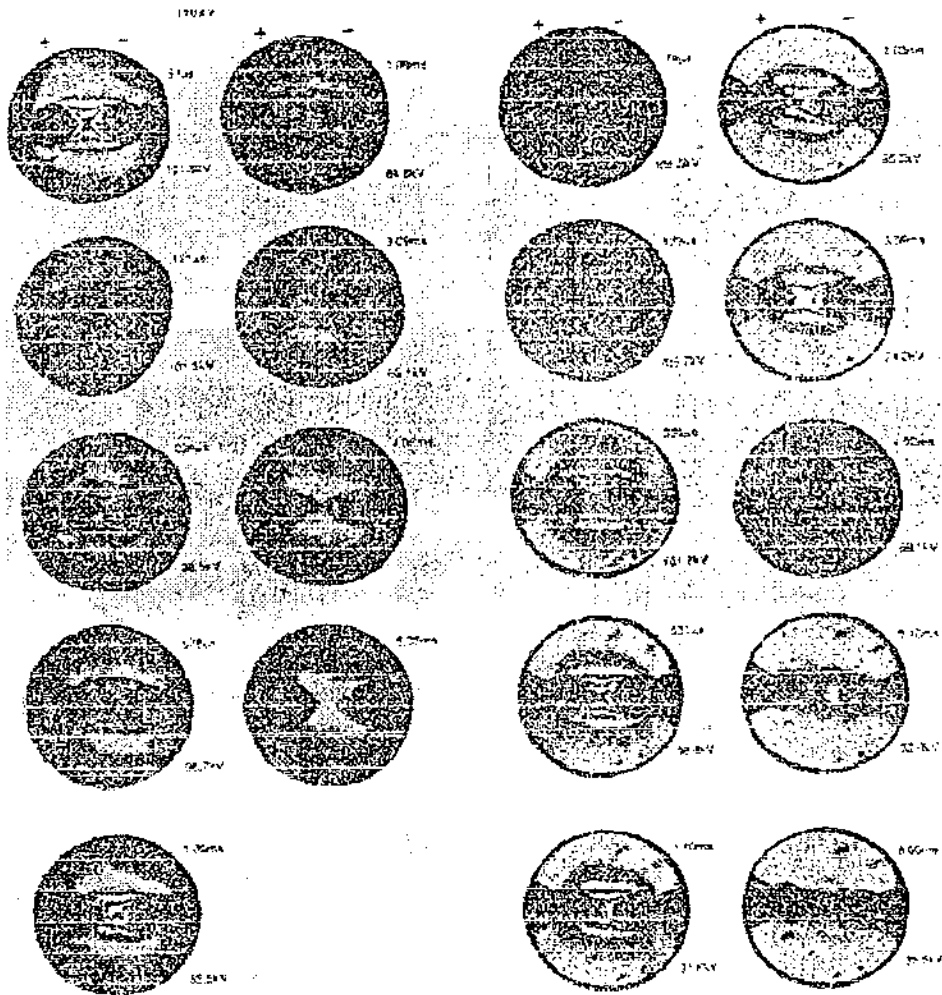
μεακριβεια . Ακομα και κατα μηκος της γραμμης $y=0$, οπου η συμμετρια απαιτει οτι $E_y=0$, $\partial E_y / \partial y$ δεν ειναι 0 . Ομως μια επιμερους μετρηση της παραμορφωσης ηλεκτρικου πεδιου που οφειλεται στο φορτιο χωρου δινεται απο την διαφορα μεταξυ μετρημενων τιμων ηλεκτρικου πεδιου $E_m(x, y=0)$ κατα μηκος $y=0$ και υπολογισμενων τιμων $E_i(x, y=0)$ θεωρητικου ελευθερου φορτιου - χωρου πεδιου .

Τετοιος σχεδιασμος αυτης της διαφορας κατα μηκος του $y=0$ κατα της κανονικης αποστασης κενου x/l δινεται στο Σχ . 11 για ποικιλες τασεις και θερμοκρασιες σε χρονικο διαστημα $t \cong 500 \mu\text{sec}$ και $1 \mu\text{sec}$ μετα το ξεκινημα του παλμου της υψηλης τασης . Εξ'αιτιας της εξαρτησης της θερμοκρασιας απο την αντισταση του νερου που επηρεαζει την εξασθενιση του χρονου του παλμου της τασης , η διαφορα στις τιμες του πεδιου γινεται φυσιολογικη με τη στιγμιαια ονομαστικη τιμη πεδιου V/l . Το Σχ . 11 δειχνει οτι γενικα , η αποκλιση στις τιμες του πεδιου ειναι μεγαλυτερη στις χαμηλες θερμοκρασιες υποδεικνυοντας δυνατοτερες επιδρασεις φορτιου χωρου .

Αυτο ειναι το πιο πιθανο εξαιτιας της αυξανομενης αντιστασης που καταληγει σε μακρυτερους χρονους ηρεμιας διηλεκτρικου φορτιου , ετσι ωστε το εκχυομενο φορτιο χωρου να μπορει να διαδοθει περαιτερω πριν να εξουδετερωθει απο ωμικη επαναδημιουργια .

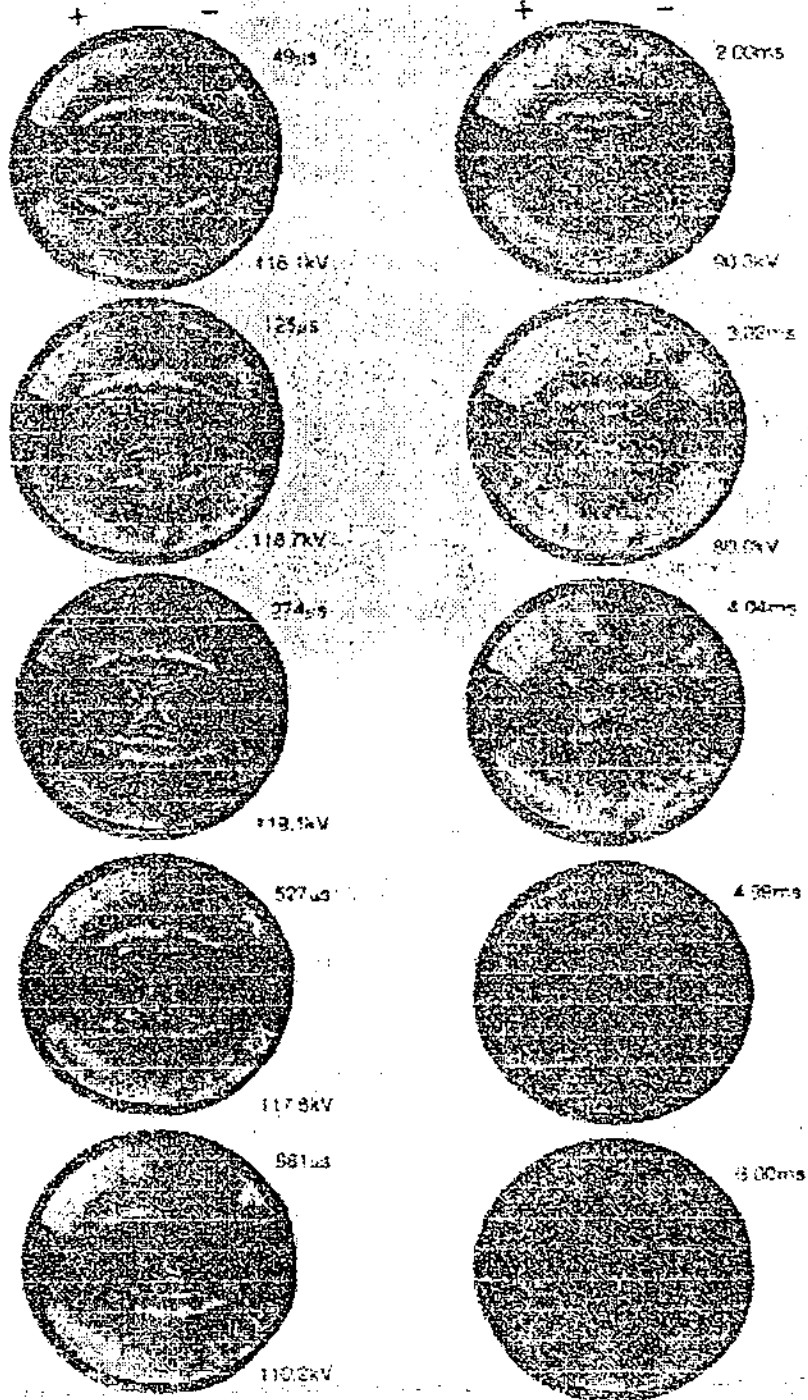


Σχημα 7 : Μετρήσεις επίδρασης Kerr με διαμηκής πολώτες και εγκάρσια τεταρτοκυματοειδή ελασματα και για τις δυο πολικότητες σε ποικίλους χρόνους μετά το ξεκίνημα του παλμου υψηλής τάσης. Η θερμοκρασία του νερού είναι 29.5°C με αντίσταση $12.7\text{ M}\Omega\text{ cm}$. Όλες οι μετρήσεις είχαν μια φορτισμένη τάση των 122.5 KV , με τις στιγμιαίες τάσεις να δίνονται στο χαμηλότερο σημείο δεξιά κάθε φωτογραφίας. Η κυματομορφή υψηλής τάσης όπως μετρήθηκε από τον διανεμητή χωρητικότητας (3.04 mV/KV) και ο φωτεινός παλμός επίσης φαινόνται. Η παραμορφώση του θετικού φορτίου χώρου ξεκινά μετά τα $500\text{ }\mu\text{sec}$.

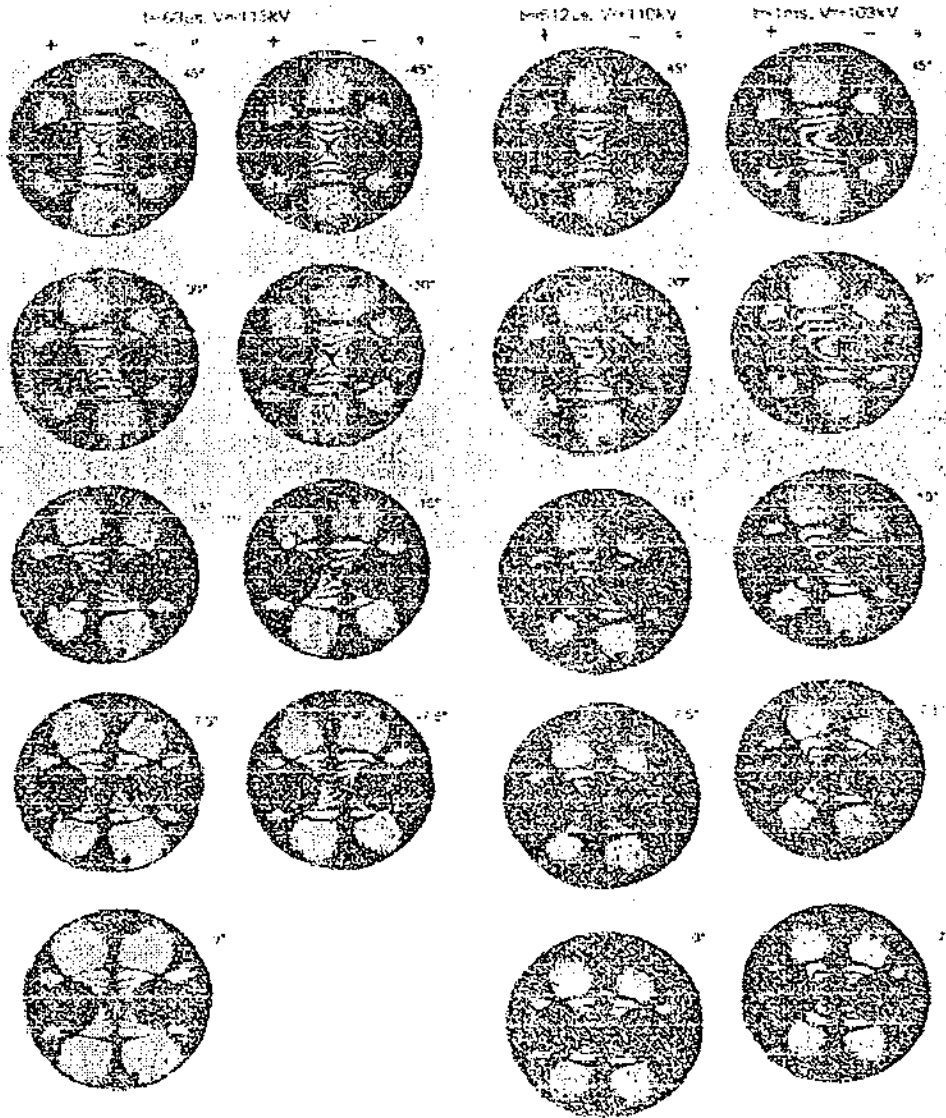


Σχῆμα 8 : Οι μετρήσεις του φαινομένου Kerr με εγκάρσιους και διαμηκῆς πόλῳτες δείχνοντας την παραμορφῳση φορτίου χωρου σε $T = 19^{\circ} C$, $\rho = 21.0 M\Omega cm$

Charging Voltage
125kV

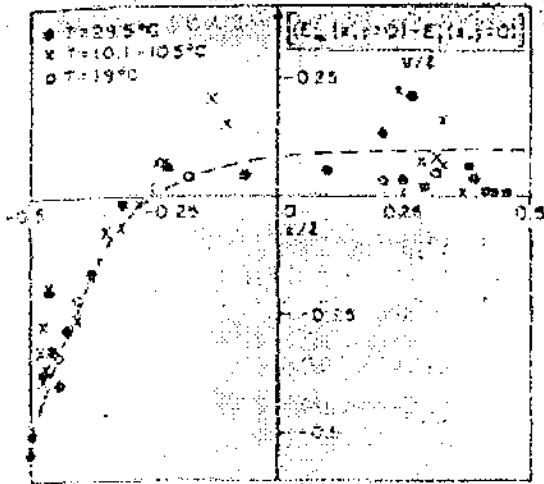


Σχημα 9 : Μετρησεις του φανομενου Kerr με διαμηκης πολωτες
δειχνοντας την παραμορφωση φορτιου χωρου σε
 $T = 10.5 - 10.9^{\circ} C$, $\rho = 38.6 M\Omega cm$.



Σχημα 10 : Μετρησεις φανομενου Kerr χρησιμοποιωντας εγκαρσιους
πολωτες χωρις τεταρτοκυματοειδη ελασματα για ποικιλες

γωνίες θ συνακολουθησής πολώσης. Η παραμορφώση φορτίου χώρου σε $t \cong 1 \text{ msec}$ έχει μεγάλη επίδραση στο μέγεθος του πεδίου εξαρτώμενη από τις ισοχρωματικές γραμμές, αλλά αμελητέα επίδραση στην κατεύθυνση πεδίου εξαρτώμενη από ισοκλινείς γραμμές.



Σχήμα 11: Μετρημένη αποκλιση του ηλεκτρικού πεδίου

E_m για ποικίλες τάσεις σε χρόνους $t \cong 500 \text{ } \mu\text{sec}$ και $t \cong 1 \text{ msec}$ κατά μήκος του $y=0$ από την υπολογισμένη θεωρητικά κατανομή E_1 ελευθερού φορτίου χώρου ηλεκτρικού πεδίου, που γίνεται φυσιολογικό σε ονομαστικό ηλεκτρικό πεδίο V/l για ποικίλες θερμοκρασίες. Για $t \cong 500 \text{ } \mu\text{sec}$ δεδομένα παρήχθησαν από τάσεις που ήταν ποικίλες από 77.1 σε 101.8 KV. Γενικά η παραμορφώση φορτίου χώρου έχει μεγάλη επίδραση σε χαμηλότερη θερμοκρασία.

Εάν υποθέσουμε ότι το φορτίο χώρου κατά μήκος του $y=0$ έχει μεγαλύτερη επίδραση στο E_x , και αμελητέα επίδραση στο E_y , μπορούμε να πλησιάσουμε την Εξίσωση (34) ως εξής

$$q(x, y=0) \cong \epsilon \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) [E_m(x, y=0) - E_1(x, y=0)] \quad (35)$$

η οποία είναι αναλογία στην κλίση των δεδομένων που φαίνονται στο Σχ. 11. Κοντά στο αριστερό θετικό ηλεκτρόδιο σε $x/l = -0.5$, η μέγιστη θετική πυκνότητα φορτίου γίνεται

τοτε $\rho (x = -0.5 l, y = 0) \cong 1.8 \text{ C / m}^3$ οπου πηραμε την ονομαστικη ταση να ειναι 100 KV, $\epsilon \cong \epsilon_0$ και $l = 1 \text{ cm}$

III. Συμπληρωματικες σημειωσεις

Με την παραλληλη γεωμετρια των κυλινδρικων ηλεκτροδιων, ειναι δυσκολο να ειμαστε ποσοτικοι σχετικα με την κατανομη πυκνοτητας φορτιου διοτι η κατανομη του ηλεκτρικου πεδιου ειναι ανομοιομορφη και δισδιαστατη, ακομα και στην απουσια φορτιου χωρου.

Κεφάλαιο 3ο

Ηλεκτροοπτική μετρηση της κατανομής σε λαδι μετασχηματιστή ηλεκτρικού πεδίου

Εισαγωγή

Οι ηλεκτροοπτικές μετρήσεις της κατανομής πεδίου σε λαδι μετασχηματιστή μέχρι τώρα είναι σπάνιες διότι ο μικρός ηλεκτροοπτικός συντελεστής κάνει την ανίχνευση πολύ δύσκολη. Προσφατές προοδοί στον ανιχνευτή ενεργείας και σε χειρισμό αυτοματοποιημένων δεδομένων έχουν κάνει τέτοιες μετρήσεις να είναι αποδοτικές σε μετρήσεις ρουτίνας. Εδώ περιγράφεται η αρχή λειτουργίας του συστήματος μέτρησης, η επιβεβαίωση της απόδοσης του συστήματος μετρώντας ενεργείες φορτίου χώρου σε νιτροβενζίνη και η μέτρηση της διανομής ηλεκτρικού πεδίου σε λαδι μετασχηματιστή μεταξύ ηλεκτροδίων παραλλήλων μετάλλων. Αυτή η τελευταία μέτρηση επιτρέπει τον καθορισμό της πυκνότητας του φορτίου χώρου σε λαδι μετασχηματιστή. Οι μετρήσεις του ηλεκτρικού πεδίου που αναφέρονται εδώ έχουν γίνει χρησιμοποιώντας το ηλεκτροοπτικό φαινόμενο Kerr. Τέτοιες μετρήσεις προβλέπουν μη αγωγιμο τρόπο για να παρατηρούμε το ηλεκτρικό πεδίο αφού μόνο το φως χρησιμοποιείται για να διευρυνθεί η περιοχή του ενδιαφέροντος.

Ορισμένα υλικά όταν εκτίθενται σε ηλεκτρικά πεδία γίνονται διπλοδιαθλαστικά. Που σημαίνει ότι πολωμένο φως διαπερνά το υλικό σε διαφορετικές ταχύτητες εξαρτώμενο από τη γωνία μεταξύ της κατεύθυνσης πολώσης και την κατεύθυνση του πεδίου. Φως πολωμένο παράλληλα στο πεδίο κινείται πιο αργά από το φως πολωμένο κάθετα στο πεδίο. Εάν ηλεκτροδία παραλλήλων ελασμάτων χρησιμοποιούνται για να προμηθεύσουν ένα ομοειδές πεδίο σε μια κοιλότητα δοκιμής και εάν η κοιλότητα είναι τοποθετημένη μεταξύ διασταυρωμένων πλάνων, έτσι ώστε η κατεύθυνση του ομοιομορφου πεδίου βρίσκεται σε μια γωνία 15° ως προς τις πολωμένες ακρές, τότε το μεταδιδόμενο φως θα είναι η ακολούθη λειτουργία [2] του πεδίου. Ε μεταξύ των ελασμάτων και του μήκους l των ελασμάτων.

$$I / I_m = \eta \mu^2 (\pi B E^2 l) \quad (1)$$

Σ'αυτη την εξισωση, I είναι η μεταδιδόμενη ενταση της παρατηρούμενης ακτινας φωτος, I_m είναι η μεγιστη ποσοτητα φωτος που μπορεί να μεταδοθει κατα μηκος του περασματος της ακτινας (οπως εαν οι πολοι ηταν ευθυγραμμισμενοι με το πεδιο), και B ηταν ο συντελεστης Kerr του υγρου που χρησιμοποιηται. Σε θερμοκρασιες δωματιου, ο συντελεστης Kerr για την Νιτροβενζινη είναι $B = 3.2 \times 10^{-10} \text{ cm} / \text{V}^2$ και τυπικα για το λαδι μετασχηματιστη $B = 3 \times 10^{-13} \text{ cm} / \text{V}^2$. Για ομοιομορφα πεδια, το ηλεκτρικο πεδιο σχετιζεται με την δαπανομενη ταση ηλεκτρικου ρευματος για $E = V / d$, οπου d είναι το κενο των ελασματος. Τα πεδια στις ακρες των ελασματος είναι παραμελημενα παντου σ'αυτο το χαρτι αφου στο παρον μηχανημα συνεισφερουν λιγοτερο απο 1% διορθωσης [3].

Τα φωτεινα και τα σκοτεινα μερη που βρισκονται σ'ενα δισδιαστατο σχεδιο Kerr κατα συνθηκη ονομαζονται κρουσσοι και περιγραφονται με τον ορο αριθμων κρουσσου

$$n = (E / E_m)^2 \begin{cases} 0, 2, 4, 6, \dots \text{για σκοτεινους κρουσσους} \\ 1, 3, 5, 7, \dots \text{για φωτεινους κρουσσους, (1)} \\ \text{μη ακεραιοι αριθμοι μεταξυ κρουσσω} \end{cases}$$

οπου $E_m = (2 B l)^{-1/2}$ είναι η ενταση του πεδιου που απαιτηται για να παραγει το πρωτο κρουσσο. Τότε η (1) μπορεί να γραφει κατα συνθηκη του αριθμου κρουσσου η ενος σχετικου ηλεκτρικου πεδιου.

$$I / I_m = \eta \mu^2 (n \pi / 2) = \eta \mu^2 [(\pi / 2) (E / E_m)^2] \quad (3)$$

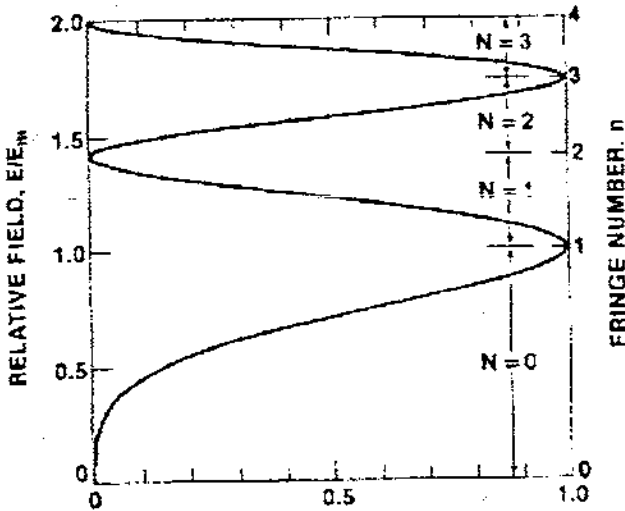
Για να συμπερανουμε τη δυναμη του ηλεκτρικου πεδιου απ'τη πληροφορια της εντασης του φωτος είναι απαιτητο να παρακολουθουμε τα ιχνη του αριθμου σχασης. Εισαγοντας τον προηγουμενο αριθμο σχασης, ο ακεραιος

$$N = \text{int} (n)$$

οπου $n - 1 < N \leq n$, (3) μπορεί τότε να αντιστραφεί για να εκφράσει την σχετική δυναμη πεδίου κατα συνθηκη της εντασης του φωτος

$$E/E_m = \{ 2 [N - \text{int} (N / 2)] + (-1)^N (2 / \pi) \eta \mu^{-1} [(I / I_m)^{1/2}] \}^{1/2}$$

Ενα διαγραμμα αυτης της λειτουργιας φαίνεται στο σχημα 1. Στα πειραματα που περιγραφονται παρακατω, οι μετρησεις του λαδιου μετασχηματιστη εγιναν μονο για $N=0$, ενω η ρυθμιση του συστηματος χρησιμοποιωντας νιτροβενζινη αναμιγνυε μετρησεις απο $N=0$ εως $N \cong 10$.



Σχημα 1 : Ενα σχεδιο της σχεσης μεταξυ της εντασης του φωτος που μεταδιδεται μεσα στο συστημα και του ηλεκτρικου πεδίου στη κοιλωτητα δοκιμης

Θεωρηστε μια γεωμετρια παραλληλων ελασματος, οπου τα ελασματα ειναι παραλληλα στην επιπεδη επιφανεια $x - y$ και τοποθετημενα με επιφανειες στο $z \pm d / 2$ δινοντας ενα διαχωρισμο ελασματος η κενου του d . Αν ειναι το μηκος των ελασματος l στην κατευθηνηση x , η οποια επισης θα ειναι και η κατευθηνηση της ακτινας φωτος. Αυτο το συστημα ειναι τοποθετημενο μεταξυ σταυρωτων πολωτων. Λογω του φαινομενου Kerr, ενα δισδιαστατο σχημα θα παρατηρηθει μεσα στην $y - z$ επιπεδη επιφανεια. Που σημαινει οτι για καθε ακτινα, (y, z) παραλληλη στον x αξονα θα υπαρχει μια

παρατηρημένη ένταση $I(y, z)$ η οποία σχετίζεται με την τυχαία ένταση $Im(y, z)$ για (3). Περιγράφοντας την τυχαία ένταση $Im(y, z)$ με αυτόν τον τρόπο, μας επιτρέπει να υπολογίσουμε για μη συμμετρικές στο οπτικό σύστημα η στη πηγή φωτός (συνήθως ακτίνες laser) οι οποίες παραγουν ασυμμετρικές στην τυχαία ακτίνα.

Υπάρχουν δυο παραγοντες που προκαθορίζουν το ηλεκτρικό πεδίο $E(y, z)$. Η τάση του ρεύματος που χρησιμοποιείται στα ελασματα δίνει

$$\int_{-d/2}^{d/2} E(y, z) dz = V \quad (6)$$

όπου το ελάσμα στο $z = d/2$ είναι η κάθοδος και $z = -d/2$ είναι η άνοδος. Δεύτερο το φορτίο χώρου μπορεί να επηρεάσει το ηλεκτρικό πεδίο σύμφωνα με την εξίσωση του Poisson. Κατά συμμετρία και υποθετώντας ένα γραμμικό ισότροπο μέσο, η πυκνότητα του φορτίου χώρου μπορεί κατά το μέγιστο να γίνει μια συνάρτηση του z , οπότε η εξίσωση του Poisson μπορεί να γραφτεί ως

$$\rho = \rho(z) = \epsilon dE / dz \quad (7)$$

όπου $\epsilon = \kappa \epsilon_0$ είναι η διηλεκτρική σταθερά του υγρού, όπου κ είναι η ηλεκτρική επιδεκτικότητα και ϵ_0 είναι η επιτρεπτικότητα του ελεύθερου χώρου. Εάν δεν υπάρχει κανένα φορτίο χώρου μεταξύ των ελασμάτων, τότε $\rho = 0$, $dE / dz = 0$ και το ηλεκτρικό πεδίο είναι συμμετρικό $E(z) = V / d = \text{σταθερό}$. Σε μια τέτοια περίπτωση, η σχετική μεταδιδόμενη ένταση θα είναι συμμετρική, π.χ. $I(y, z) / Im(y, z) = \text{σταθερό}$. Έτσι, εάν $E(z)$ δεν είναι σταθερό οποιαδήποτε μη συμμετρία του ηλεκτρικού πεδίου λόγω φορτίου χώρου θα γίνει φανερό σε μια μη συμμετρία του μεταδιδόμενου φωτός.

Όπως προαναφέρθηκε, οι μετρήσεις λαδίου μετασχηματιστή είναι περιορισμένες σε μικρές εντάσεις για πρακτικές γεωμετρικές ηλεκτροδίου για μικρό συντελεστή $Keff$ του λαδίου. Έτσι, για $N = 0$, (5) μειώνεται σε

$$E / E_m = \{ (2 / \pi) \eta \mu^{-1} [(I / I_m)^{1/2}] \}^{1/2} \quad (8)$$

Υπο τον όρο η σχετική ένταση να είναι μικρή $I / I_m \ll 1$, η (8) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να αποκτηθεί την ακόλουθη σχέση μεταξύ των αλλαγών στο πεδίο ΔΕ και των αλλαγών στην ένταση του μεταδιδόμενου φωτός ΔΙ:

$$\Delta E / E = (1 / 4) \Delta I / I \quad (9)$$

Αυτό δείχνει ότι για χαμηλά επίπεδα φωτός στο φαινόμενο Kerr, μια μικρή αλλαγή στο ηλεκτρικό πεδίο θα αποδείξει από μόνη της ένα παραγοντα των τεσσάρων μεγαλύτερων αλλαγών στην ένταση του φωτός.

Συσκευή

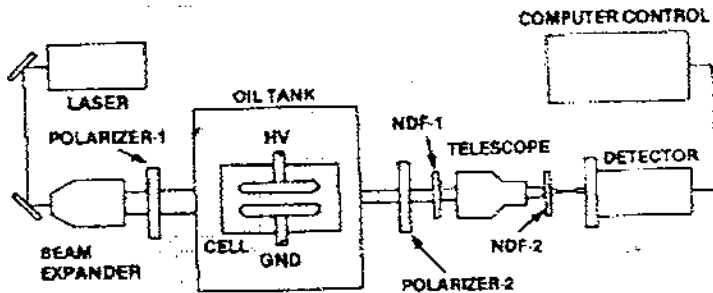
Το διαγραμμα της συσκευής φαίνεται στο Σχ. 2. Μια ακτίνα laser χρησιμοποιείται ως πηγή φωτός διότι είναι μονοχρωματική. Μια μονοχρωματική πηγή απαιτείται διότι οι συντελεστές Kerr γενικά είναι μια συνάρτηση του μήκους κύματος. Ένας διαστολέας ακτινοβολίας χρησιμοποιείται για να διαφωτίσει ένα επαρκώς μεγάλο μέρος της κοιλότητας δοκιμής. Ο πρώτος πολωτήρας χρησιμοποιείται για να επιλέγει τη γωνία μεταξύ της κατεύθυνσης συμμετρικού πεδίου και την κατεύθυνση της πολικότητας.

Ο συγκρατητήρας της κοιλότητας, τα μηχανήματα θέσεως κοιλότητας δοκιμής, και το δοχείο είναι σχεδιασμένα για μετρήσεις από θερμοκρασίες δωματίου έως τους 150° C. Το απομονωμένο αλουμινένιο δοχείο λαδιού έχει μια σφραγισμένη κορυφή και οπές για τον εργαστηριακό αέρα μέσα από ένα ενεργοποιημένο φίλτρο ξυλοκαρβουνού. Η κοιλότητα είναι τοποθετημένη μέσα στο δοχείο με έλεγχο εκτός δοχείου. Ανών των 6600 W θερμότητας μπορεί να δαπανηθεί στο δοχείο.

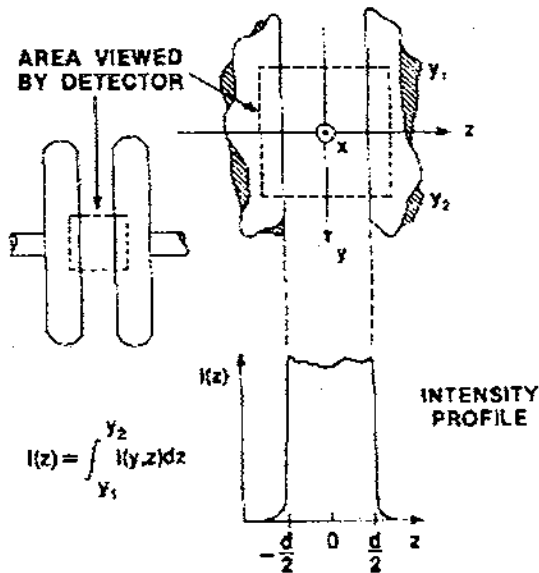
Ο δεύτερος πολωτής μετατρέπει μια μετατόπιση οπτικής φάσης σε μια αλλαγή στην ένταση φωτός. Το τηλεσκοπιο επικεντρώνεται στην εικόνα του ανιχνευτή και τα ουδέτερα φορτία πυκνότητας εμποδίζουν την υπερφορτίση του ανιχνευτή. Ο τύπος των πληροφοριών που παίρνουμε με το εμπορικά διαθέσιμο σύστημα ανιχνεύσης φαίνεται στο Σχήμα 3. Το

πρωτο μέρος του ανιχνευτη είναι ένας ηλεκτροστατικός μετρητής εντασης συγκεντρωμενης εικονας, ο οποίος διαφωτίζει έναν στοχο σιλικονης. Ο στοχος είναι ένας μικροσκοπικός πίνακας φωτο-διοδων διαχωριζόμενες από $\sim 8 \mu\text{m}$. Μια διαμετρου $25 \mu\text{m}$ ακτινα ηλεκτρονιων ανιχνευει αυτον τον πίνακα για να διαβασει τη φορτιση στις φωτοδιοδους και να τις ξαναφορτισει. Αυτη η πληροφορια είναι ολοκληρωμενη για τη μια γραμμη της ανιχνευσης, γινεται ψηφιακος αριθμος και αποθηκευεται στη μνημη του Η/Υ. Η κατανομη της εντασης $I(z)$ που προκυπτει μπορεί να τοποθετηθει αναλυμενη σε 500 μερη περιπου. Ο ανιχνευτής έχει μια γραμμικότητα του $\pm 2\%$ πάνω από μια δυναμική ακτινα δρασης του 10^4 . Ο ανιχνευτής μπορεί να παλθει και να συγχρονιστει με γραμμη 60 Hz επιτρεποντας συσσωρευμενη ανιχνευση για πολλές κυματομορφες των 60 Hz. Μια κονσόλα Η/Υ ελεγει την ανιχνευση του ανιχνευτη οπως και την συλλογη δεδομενων, αποθηκευση, διαχειριση, και εξοδο.

Όταν η συσκευη χρησιμοποιηται για να παρατηρησει σχασεις Κερν σε νιτροβενζινη, η διαδικασια μοιαζει με συνηθη



Σχημα 2: Σχηματικό σχέδιο του συστήματος μετρησης



Σχημα 3 : Η περιοχή μεταξύ των ηλεκτροδίων, που γίνεται θεατή από τον ανιχνευτή και μια τυπική κατανομή έντασης που θα είχε εξευρεθεί για ένα ομοιομορφο πεδίο.

φωτογραφίση. Εφόσον οι φωτεινές και σκοτεινές σχασεις υπάρχουν, οι κατανομές έντασης ευκόλα ερμνευονται για να παραγουν κατανομές ηλεκτρικου πεδίου. Επι προσθετα, το να είναι η νιτροβενζίνη πολυ λιγο κολλωδης και τα οπτικά της χαρακτηριστικά προβλεπουν σχετικά σταθερές κατανομές έντασης οι οποίες δεν είναι επηρεασμένες σημαντικά από την περιδίνηση κατά την διάρκεια της σταθερης καταστασης, υψηλης τάσης, λειτουργία.

Τα χαρακτηριστικά του λαδιου μετασχηματιστή -- φαινομενικά ένας δείκτης διαθλάσης ο οποίος είναι πολυ ευαισθητος στη θερμοκρασία - του προκαλουν στροβιλισμό παραγοντας ταλαντώσεις έντασης. Αυτό και τα χαμηλά επίπεδα φωτός συνδεδεμένα με την επίδραση Kerr απαιτουν πολυπλοκα δεδομένα χρησιμοποιώντας μεθόδους για να αποκτήσουν αξιοπίστα δεδομένα.

Επιβεβαίωση συστήματος χρησιμοποιώντας νιτροβενζίνη

Για να επιβεβαιώσουμε την ικανοποιητική αποδοχή του συστήματος, οι μετρήσεις έγιναν πρώτα χρησιμοποιώντας νιτροβενζίνη ως δοκιμαστικό υγρό. Αυτό το υγρό επιλέχτηκε γιατί η συμπεριφορά του φορτίου χωρού σ'αυτό το υγρό είναι καλά αποδεδειγμένη.

Η δοκιμαστική κοιλότητα νιτροβενζίνης, μέσα στην οποία η νιτροβενζίνη αφυδατώθηκε και φιλτραρίστηκε κατά την διάρκεια των μετρήσεων, είχε παράλληλα ελασματα 9,5 cm τετραγωνικά και διαχωρισμένα στα 0.6 cm. Η νιτροβενζίνη έχει αντληθεί μέσα από ενισχυμένο αλουμίνιο για να απομακρύνει το περισσότερο νερό και ένα μηχανικό φίλτρο για να απομακρύνει τα περισσότερα μόρια πάνω από 2μm σε διάμετρο. Για να μεγεθύνουμε τη ποιότητας εικόνας, το φιλτράρισμα αποδίδεται μοναχα πριν από κάθε ακολουθία μέτρησης και όχι κατά την διάρκεια λήψης δεδομένων.

Τα δεδομένα των 60 Hz λαμβάνονται καταγραφοντας την κατανομή εντάσης για 1 μs σε κάποια επιλεγμένη στιγμή στη ταλάντωση των 60 Hz. Οι κατανομές για 100 διαδοχικές ταλάντωσης προσθετονται για να διαμορφώσουν την τελική κατανομή εντάσης για αυτή την τάση. Στα σχήματα 4 και 5, οι κατανομές εμφανίζονται για τα θετικά και αρνητικά ακρα αντίστοιχα. Κάθε κατανομή δείχνει το διαγραμμα σχάσης που σχετίζεται με την τάση κορυφής. Επειδή η εντάση δεν είναι ομοιομορφή μεταξύ των ελασμάτων, είναι προφανές ότι υπάρχει παραμόρφωση φορτίου χωρού του πεδίου. Το Σχήμα

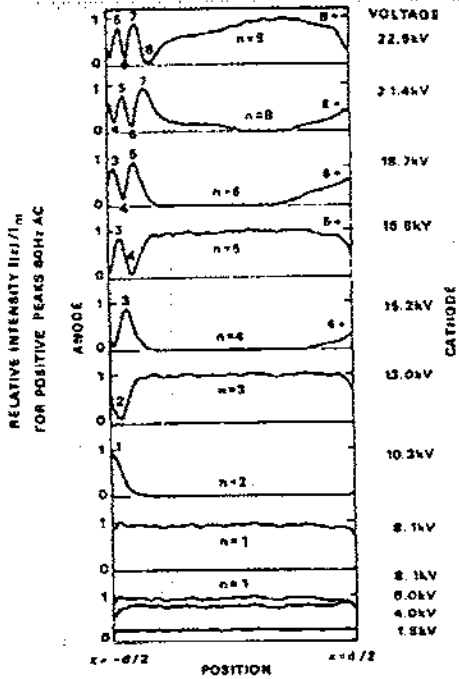


Fig. 4 Intensity profiles measured at the positive peak of a 60-Hz waveform in nitrobenzene.

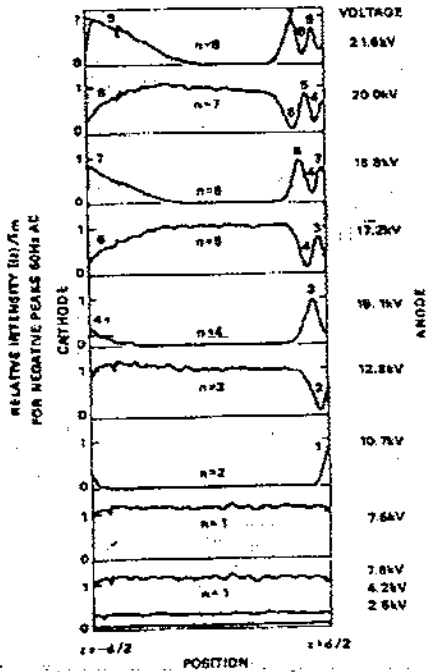
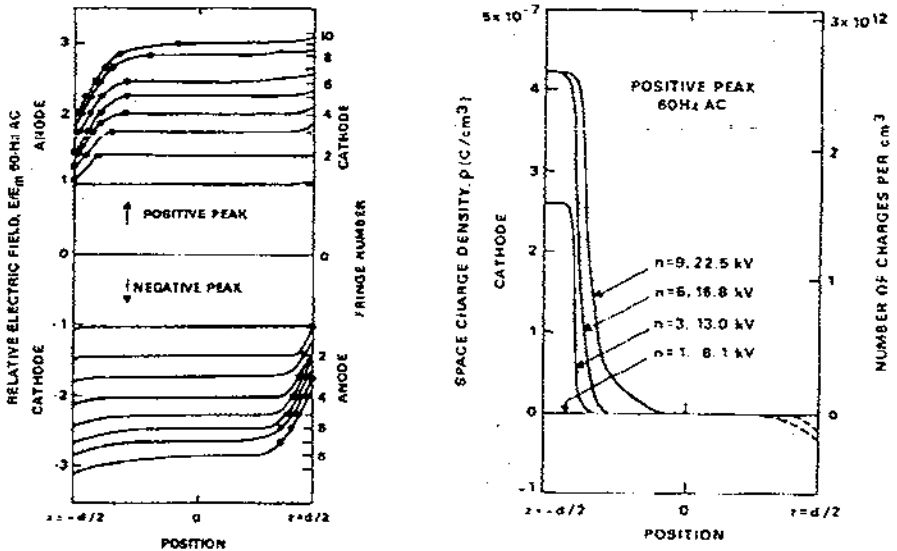


Fig. 5 Intensity profiles measured at the negative peak of a 60-Hz waveform in nitrobenzene.

Σχεδιο 4: Κατανομες εντασης μετρημενες στο θετικο ακρο μιας κυματομορφης 60 Hz σε νιτροβενζινη.

Σχεδιο 5: Κατανομες εντασης μετρημενες στο αρνητικο ακρο μιας κυματομορφης 60 Hz σε νιτροβενζινη.

6 δειχνει το σχετικο πεδιο μεταξυ των ελασματων οπως συνεπαγεται απο τις κατανομες εντασης. Για τα θετικα και αρνητικα ακρα, μια αρχη φορτιου χωρου μπορει να φανει κοντα σε $n=1$ η $E=Em$. Υπαρχει μια εντονη μειωση στο πεδιο κοντα στη καθοδο, και μια μικρη αυξηση του πεδιου κοντα στην ανοδο. Επισης αξιοσημειωτο ειναι το γεγονος οτι η πυκνοτητα φορτιου χωρου φαινεται να γεμιζει καθως το χρησιμοποιημενο πεδιο αυξανεται. Η πυκνοτητα φορτισης, η οποια ειναι αναλογη στην κλιση του πεδιου, φαινεται στο Σχ. 7



Σχεδιο 6: Κατανομη ηλεκτρικου πεδιου οπως καθοριστηκε απο τις κατανομες εντασης στα Σχ. 4 και Σχ. 5.

Σχεδιο 7: Η κατανομη φορτιου χωρου οπως καθοριστηκε απο τα δεδομενα του θετικου ακρου στο Σχ. 6.

Ηλεκτρικό πεδίο σε λαδι μετασχηματιστη

Καθαρο λαδι

Για καλύτερα αποτελεσματα οι μετρησεις έγιναν σε λαδι το οποιο δεν ειχε χρησιμοποιηθει ποτε πριν. Το Σχημα 8 δειχνει τις $E(z)$ κατανομες για το θετικο ακρο της κυματομορφης στα 60 Hz σε θερμοκρασιες λαδιου των 76, 85, 95 και 107° C. Καθε καμπυλη σ'αυτο το Σχημα αντιπροσωπευει μια συσσωρευση του $I(z)$ για 3000 εως 4000 κυκλους της κυματομορφης των 60 Hz. Οι κατανομες του ηλεκτρικου πεδιου κανονικοποιουνται για να διευκολυνουν την αναγνωριση σχετικων παραμορφωσεων.

Παρ'ολο που οι E/E_m κατανομες των 76 και 86° C δειχνουν μια επαυξηση στην καθοδο, ολες οι ασυμμετριες πεδιου μπορουν να περιεχονται μεταξυ του 10% του μεγιστου πεδιου. Στα δεδομενα των 95° C υπαρχει μια εμφανης και πιο αποτομη επαυξηση πεδιου στην καθοδο, η οποια ειναι καπως μεγαλυτερη απο το 10% του μεγιστου του πεδιου. Η E/E_m κατανομη των 107° C δειχνει λιγη η καθολου επαυξηση στα υψηλοτερα πεδια. Αυτο το αποτελεσμα αποδεικνυει οτι οι ασυμμετριες του πεδιου στις χαμηλοτερες θερμοκρασιες μπορει να προερχονται απο μεθοδικες ενεργειες οπως οι μικρες αλλαγες στην θεση της κοιλωτητας, και οχι απο το φορτιο χωρου.

Νωριτερα ειχε παρατηρηθει [4] οτι το φορτιο χωρου σε νιτροβενζινη διατηρειται μεσα στη μηδενικη διασταυρωση της κυματομορφης 60 Hz. Αυτο δεν γινεται στα δεδομενα των 107° C. Αυτη η παρατηρηση μας δινει επιπλεον στοιχεια οτι η παραμορφωση φορτιου χωρου ειναι αμελητα.

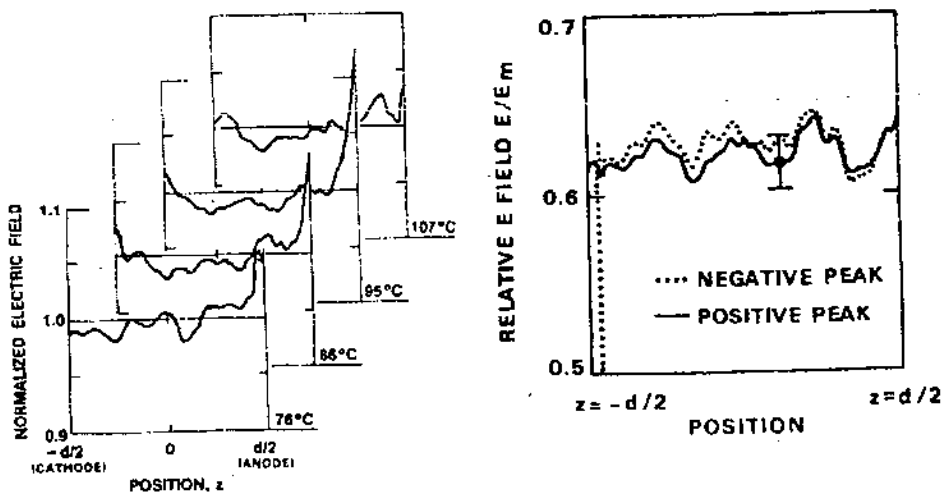
Λαδι με ρυπους

Οι ηλεκτροοπτικες καταμετρησεις του φαινομενου Kerr εγιναν σε λαδι μετασχηματιστη που χρησιμοποιηθηκε προηγουμενωσ στη πλυση ακτινοπομπων που χρησιμοποιηθηκαν σε μετασχηματιστες ισχους μετα την ολοκληρωση της κατασκευης τους. Για να μειωσουν τις ενεργειες των ταλαντωσεων, καθε κατανομη εντασης ειναι μια συνθεση των 10000 ανιχνευσεων.

Το Σχημα 9 δειχνει την μετρηση της διανομης του ηλεκτρικου πεδιου στα θετικα και στα ακρα των κυματομορφων των 60 Hz. Το οριο λαθους αντιπροσωπευει την σταθερη αποκλιση που σχετιζεται με τις κατανομες. Δεν φαινεται να υπαρχει καποια σημαντικη παραμορφωση στις κατανομες, π.χ. φαινεται οτι το φορτιο χωρου δεν εχει επιδραση στην ομοιομορφια του ηλεκτρικου πεδιου.

Αυτα τα δεδομενα παρθηκαν με το πεδιο στα 110 KV/cm. Η κοιλωτητα πολυ ευκολα κατερρευσε με πεδια των 129 KV/cm, οποτε ενεργουσαμε κοντα σε πεδιακες εντασεις διασπασης.

Το συμπερασμα που βγαζουμε εδω ειναι οτι για το λαδι με ρυπους σε θερμοκρασια δωματιου, οι παραμορφωσεις πεδιου φορτιου χωρου ειναι λιγοτερες απο 3%.



Σχημα 8 : Οι κατανομες του ηλεκτρικου πεδιου σε τεσσερις διαφορετικες θερμοκρασιες σε καθαρο λαδι. Σημειωστε οτι η κατακορυφη κλιμακα σε αυτο το σχημα ελεκταθηκε απο αυτην στο Σχ. 6 για να τονισει τυχον επιδρασεις του φορτιου χωρου.

Σχημα 9 : Η κατανομη ηλεκτρικου πεδιου σε λαδι με ρυπους σε θετικη κορυφη και σε αρνητικη κορυφη.

Λαδι με ρυπους (Λογω λειτουργιας)

Παρολο που το προηγούμενο λάδι ήταν μολυσμένο υπήρχε μια ανησυχία ότι οι μολύνσεις δεν ήταν οι συνηθείς αυτές που βρίσκονται σ'ένα λειτουργικό σύστημα. Τότε λίγο λάδι μετασηματιστή είχε βρεθεί, το οποίο προήλθε από έναν μετασηματιστή, που είχε χαλασει. Μετρήσεις ηλεκτροοπτικού φαινομένου Kerr έγιναν σε τέτοιο λάδι σε θερμοκρασίες δωματίου και υψηλές. Τα επίπεδα μολύνσεις είναι καταγεγραμμένα στον Πίνακα 4.

Πίνακας 4. Περίληψη μερικής ρυπανσης

Μεγεθος Μοριου ^a μm	Αριθμοι Μοριων / ml	
	Λαδι με ρυπους	Κανονικο Λαδι
3 - 150	1221	40 - 70
50 - 150	60	0.1 - 0.2

^a Περίπου το 90-98% αυτών των σωματιδίων ήταν κυτταρινή (από το χαρτί ή την εκτύπωση στις συσκευές) με το υπολλειπομενο σιδηρος ή χαλκος.

Μια ανάλυση παρομοία με αυτήν που έγινε προηγουμένως έγινε για τις κατανομές έντασης που παρήχθησαν σε πολλές θερμοκρασίες. Γι'αυτά τα δεδομένα, όμως 100 ανιχνεύσεις βγήκαν κατά μέσο όρο για κάθε $I(z)$ κατανομή και τρεις $I(z)$ συνδιαστήκαν για να δώσουν την προκυπτομένη $I(z)$ κατανομή από την οποία είναι καθορισμένη η $E(z)$. Η προκυπτομένη $E(z)$ κατανομή συνταχθηκε από έναν μέσο όρο των 300 κατανομών που παρήχθησαν από το θετικό ακρο μιας κυματομορφής των 60 Hz. Αυτό έγινε σε κάθε θερμοκρασία. Σε μια από αυτές τις μετρήσεις μια τάση σχεδόν στα 42 KV εφαρμοσθηκε στα παραλληλα ελασματα με ένα κενό των $d = 0.64$ cm - αρκετά κάτω από την συνηθισμένη τάση διασπασης. Το Σχ. 10 δείχνει περιληπτικά τις μετρήσεις του ηλεκτρικού πεδίου σε λάδι με ρυπους. Σε θερμοκρασία δωματίου το λάδι από εδειξε μη μετρησιμη παραμορφωση πεδίου που σημαίνει ότι το ηλεκτρικό πεδίο ήταν ομοιομορφο μεταξύ του $\pm 2\%$ της δικής του μέσης τιμής. Στους 53°C το πεδίο ήταν ξανά ομοιομορφο μεταξύ του 3% της δικής του μέσης τιμής. Στους 57°C το πεδίο ήταν ξανά

ομοιομορφο μεταξυ του 3 % · ομως ισως να υπηρξε καποτε επαυξηση στην ανοδο και μια μειωση της δυναμης του ηλεκτρικου πεδιου στην καθοδο .

Για την θερμοκρασια κοντα στου 68° C , μια εμφανης παραμορφωση παρατηρηθηκε στην κατανομη του ηλεκτρικου πεδιου . Η αλλαγη στο πεδιο απο ενα ελασμα στο αλλο ηταν περιπου 6 % του μεσου ορου του ηλεκτρικου πεδιου μεταξυ των ελασματον . Εαν αυτο ειναι παραμορφωση φορτιου χωρου πεδιου, και οχι ενα τεχνασμα της συσκευης , τοτε η πυκνοτητα φορτιου χωρου η οποια μπορουσε να παραγει τετοια παραμορφωση θα ηταν περιπου 1 nc / cm^3 . Θα επρεπε να τονιστει οτι αυτη ηταν η μεγαστη παραμορφωση που καταγραφηκε και οχι ενα συνηθισμενο αποτελεσμα μετρησης . Διοτι ειχε εκτιμηθει ακομα οτι και μια παραμορφωση 6 % τεχνικα δεν ειναι σημαντικη , εκτενης εργασια δεν ειχε αποδοθει για να προσδιοριστει οτι αυτο το αποτελεσμα οφειλοταν πραγματικα στο φορτιο χωρου και οχι σε ενα ατυχο συνδιασμο πειραματικων σφαλματον .

Συμπερασματα

Ενα συστημα μετρησης εχει αναπτυχθει για να αποδιδει μετρησεις ηλεκτροοπτικες του ηλεκτρικου πεδιου σε λαδι μετασχηματιστη . Η αποδοση του συστηματος διαχωριστηκε μετρωνας την πυκνοτητα φορτιου χωρου σε νιτροβενζινη . Για να αποδειξουμε μια συνηθισμενη εφαρμογη , οι διανομες του ηλεκτρικου πεδιου μετρηθηκαν σε καθαρο και μολυσμενο λαδι μετασχηματιστη . Μονο κατω απο μια απο τις συνθηκες που μετρηθηκαν θα μπορουσε η παραμορφωση του ηλεκτρικου πεδιου συνεπεια του φορτιου χωρου να ειναι μεγαλυτερη απο το 10 % του εφαρμοσμενου πεδιου . Αυτο ανταποκρινεται σε μια πυκνοτητα φορτιου χωρου περιπου $2 \times 10^{-9} \text{ C / cm}^3$. Στις περισσοτερες περιπτωσεις η παραμορφωση ηταν σημαντικα χαμηλοτερη απο αυτη . Αυτα τα αποτελεσματα μας οδηγουν στο συμπερασμα οτι , κατω απο τις συνθηκες που μελετηθηκαν , το φορτιο χωρου δεν θα ειχε παραγει μια επαρκη παραμορφωση ηλεκτρικου πεδιου για να αυξησει την πιθανοτητα αποτυχιας σε πρακτικα συστηματα . Οι μετρησεις

που αναφερθηκαν εδω αναπτυσουν μια προσφατα δημοσιευμενη μετρηση φορτιου χωρου σε λαδι μετασχηματιστη [5] η οποια χρησιμοποιει διαφορετικη τεχνικη . Σ'αυτην την εργασια χρησιμοποιουνται σημαντικα χαμηλοτερες δυναμεις πεδιου και μια dc διεγερση τασης , η πυκνοτητα φορτιου χωρου ηταν για μια σειρα σπουδαιοτητας χαμηλοτερη απο την μεγαστη πυκνοτητα η οποια θα μπορούσε πιθανοτατα να ειχε εμφανιστει σ'αυτη την μελετη .

Δυο επιπροσθετα σημεια πρεπει να τονιστουν . Πρωτο , αυτο το συστημα μετρησης δεν ειναι αποτελεσμα της μετρησης του φορτιου χωρου στα 60 Hz . Οι ηλεκτροοπτικες τεχνικες εχουν χρησιμοποιηθει για μια ποικιλια μελετων σε υγρες και στερεες μονωσεις . Αυτη η ενοργανωση επιτρεπει παρομοιες μελετες να αποδοθουν σε λαδι μετασχηματιστη . Δευτερο , παρολο που σ'αυτη την μελετη το φορτιο χωρου δεν παρηγαγε σημαντικη παραμορφωση του ηλεκτρικου πεδιου δεν υπονοειται οτι το φορτιο χωρου ειναι αμελητεο σε λαδι μετασχηματιστη . Αυτη η μελετη δειχνει οτι η συμπεριφορα φορτιου χωρου δεν ειναι ιδια σε λαδι οπως ειναι για παραδειγμα , σε πολυχλωριωμενα διφαινυλια η νιτροβενζινη . Ακομα απομενει για να καθοριστει εαν επιμερους αποφορτισεις μπορουν να αποδωσουν ενα μεγαλυτερο δικτυο φορτιου χωρου η εαν μικρες ποσοτητες φορτιου χωρου μπορουν να αυξησουν την εναρξη η την μεταδοση επιμερους αποφορτισεων [6 - 8] χωρις να παραμορφωθει το ηλεκτρικο πεδιο .

Αναφορες - Βιβλιογραφια

1. Tatsuo Takada and Yongchang Zhu , *Feature Article - Progress in Japan of electrical field measurement technology for liquid dielectrics* (IEEE Electrical Insulation Magazine Vol.12 1996), pp 8 - 20
2. Markus Zahn , Tatsuo Takada and Steven Voldman , *Kerr electro-optic field mapping measurements in water using parallel cylindrical electrodes* (J. Applied Physics 54 , 1983) , pp 4749 - 4761
3. Edward F. Kelley , Robert E. Hebner , *Electro-optic measurement of the electric field distribution in transformer oil* (IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems Vol. Pas-102 , No. 7 1983) , pp 2092 - 2097

