



ΕΘΝΙΚΟΝ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟΝ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΝ ΑΘΗΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

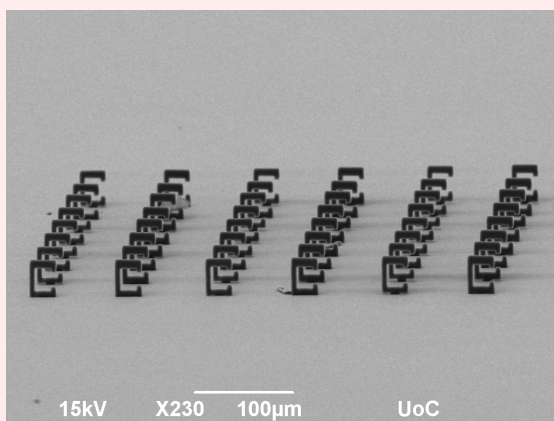
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΕΡΕΑΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ

&



Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας
Ινστιτούτο Ηλεκτρονικής Δομής και Laser

Μελέτη Τριδιάστατων Μεταλλικών



ΜΔΕ «Φυσική των Υλικών»
Διπλωματική Εργασία

Αγγελική Ζαφειροπούλου
ΑΜ: 201402

Μέλη Τριμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:
Αναπληρώτρια Καθηγήτρια Μ. Καφεσαάκη
Καθηγητής Νικόλαος Στεφάνου
Αναπληρωτής Καθηγητής Σπυρίδων Γαρδέλης

Συνεπιβλέπουσα: Α' Ερευνήτρια Μ. Φαρσάρη

Ηράκλειο, Ιούλιος 2016

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο πλαίσιο του Μεταπτυχιακού Διπλώματος Ειδίκευσης στη Φυσική των Υλικών, στο Ινστιτούτο Ηλεκτρονικής Δομής και Λείζερ του Ιδρύματος Έρευνας και Τεχνολογίας στο Ηράκλειο της Κρήτης. Στην τριμελή εξεταστική επιτροπή συμμετείχαν η Αναπληρώτρια καθηγήτρια Μαρία Καφεσάκη, ο καθηγητής Νικόλαος Στεφάνου και ο Αναπληρωτής καθηγητής Σπυρίδων Γαρδέλης. Συνεπιβλέπουσα ήταν η Α΄ Ερευνήτρια Μαρία Φαρσάρη.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλα τα μέλη της εξεταστικής επιτροπής και ιδιαίτερα την κα. Μαρία Καφεσάκη για την άρτια συνεργασία που είχαμε καθόλη τη διάρκεια εκπόνησης του μεταπτυχιακού διπλώματος καθώς επίσης και τη κα. Μαρία Φαρσάρη που με δέχτηκε στο εργαστήριό της, δίνοντάς μου την ευκαιρία να χρησιμοποιήσω τεχνικές και διατάξεις τελευταίας τεχνολογίας. Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω θερμά όλα τα μέλη της ομάδας Μη Γραμμικής Λιθογραφίας και ιδιαίτερα, το μεταδιδακτορικό ερευνητή Αλέξανδρο Σελίμη, τους προπτυχιακούς, μεταπτυχιακούς και διδακτορικούς φοιτητές Ιάκωβο Γαβαλά, Γιώργο Νηστικάκη, Νεκταρία Χαμάκου, Αργυρώ Γιακουμάκη, Άγγελο Ξόμαλη, Βασιλεία Μελισσινάκη για την βοήθεια και εργαστηριακή εκπαίδευση καθώς επίσης και όλα τα μέλη της ομάδας Φωτονικών, Φωτονικών υλικών και Μεταϋλικών και ιδιαίτερα τον Γιώργο Περράκη.

Ευχαριστώ επίσης την Αλέκα Μανουσάκη, για την πολύ καλή συνεργασία μας και τις εξαιρετικές φωτογραφίες ηλεκτρονικού μικροσκοπίου.

Ευχαριστώ ιδιαίτερα τον MSc Απόστολο Ζδάγκα για τη βοήθεια και συμπαράσταση κατά τη διάρκεια όλων αυτών των χρόνων, καθώς και την οικογένειά μου για την υλική και ηθική της υποστήριξη.

Ευχαριστώ, τέλος, το Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας και ιδιαίτερα τον καθηγητή Κώστα Σούκουλη για την οικονομική ενίσχυση, χωρίς την παροχή της οποίας θα ήταν αδύνατη η εκπόνηση αυτής της διπλωματικής εργασίας.

Ηράκλειο, Ιούλιος 2016

Abstract

Metamaterials are artificially structured materials that attain their properties not by the fundamental physical properties of their constituents, but rather by the shape and distribution of the specific patterns included in them. Metamaterial-based devices are particularly attractive in the terahertz frequency range due to the lack of suitable natural materials for terahertz device applications.

In the present thesis, we study theoretically a broadband, THz, linear polarization transforming device using the polarizability dyadic formalism. By performing simulations, we find relations between the polarizability dyadics and we end up in a realistic design for a free standing structure. Finally, we fabricate the desired structure using the direct laser writing technique, which offers us the possibility of creating complicated 3D structures with subwavelength accuracy.

Περιεχόμενα

Εισαγωγή	9
1 Βασική Ηλεκτρομαγνητική Θεωρία Μεταλλικών	11
1.1 Αλληλεπίδραση Ηλεκτρομαγνητικών Κυμάτων με Περιοδικές Διατάξεις Μικρών Σκεδαστών	12
1.1.1 Τοπικό Ηλεκτρικό Πεδίο	12
1.1.2 Υπολογισμός των Πεδίων E_p και E_{sheet}	12
1.2 Ανακλώμενο και διερχόμενο ηλεκτρικό πεδίο σαν συνάρτηση των ενεργών πολωσιμοτήτων	16
1.3 Εφαρμογή θεωρίας στην περίπτωση ενός μετατροπέα πόλωσης	17
1.4 Σχεδιασμός Δομής για Μετατροπή Πόλωσης	20
2 Πολυφωτονική Λιθογραφία	23
2.1 Διφωτονική Απορρόφηση	23
2.2 Περιγραφή Πειραματικής Διάταξης	24
2.3 Κατασκευή Τριδιάστατων Δομών	27
2.3.1 Υλικά για Φωτοπολυμερισμό	27
2.3.2 Διαδικασία Sol-Gel	28
2.3.3 Σύνθεση Υλικού	30
2.3.4 Φωτοπολυμερισμός	31
2.4 Επιλεκτική Επιμετάλλωση	32
2.4.1 Επιλεκτική Επιμετάλλωση με Άργυρο	32
2.4.2 Επιλεκτική Επιμετάλλωση με Χρυσό	33
3 Τεχνικές Χαρακτηρισμού	35
3.1 Ηλεκτρονικό Μικροσκόπιο Σάρωσης	35
3.2 Ανάλυση Μικροδομών με ακτίνες-X, μέθοδος EDS	38
Συμπεράσματα-Προοπτικές	41
Παραρτήματα	43

Α' Διανυσματικές ταυτότητες	43
Β' Αποδείξεις Πρώτου Κεφαλαίου	45
Βιβλιογραφία	52

Εισαγωγή

Τα μεταϋλικά είναι τεχνητά υλικά που δημιουργούνται με την επανάληψη μιας δομικής μονάδας με περίοδο πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Οι ιδιότητές τους δεν καθορίζονται από τη χημική σύσταση των υλικών που τα αποτελούν αλλά κυρίως από το σχήμα και την κατανομή των δομικών τους μονάδων στο χώρο. Διατάξεις ελέγχου της πόλωσης του φωτός που έχουν σαν βάση μεταϋλικά είναι ιδιαίτερα ελκυστικές για την περιοχή των THz, εξαιτίας της έλλειψης κατάλληλων φυσικών υλικών για εφαρμογές σε αυτή την περιοχή. Στην παρούσα εργασία, μελετάμε θεωρητικά και στη συνέχεια κατασκευάζουμε, μια διάταξη μετατροπής ενός γραμμικά πολωμένου κύματος στην εγκάρσια πόλωσή του, για την περιοχή των THz.

Στο πρώτο κεφάλαιο, θεωρώντας το μεταϋλικό που αποτελεί τη βάση της διάταξης ως ένα περιοδικό σύστημα διπόλων και λαμβάνοντας υπόψιν την πιο γενική περίπτωση που περιλαμβάνει ύπαρξη όχι μόνο ηλεκτρικής διπολικής ροπής αλλά και μαγνητικής καθώς και δυνατότητα μαγνητοηλεκτρικής σύζευξης, υπολογίζουμε το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο, δηλαδή το πεδίο που «νιώθει» μικροσκοπικά ένα δίπολο μιας συστοιχίας διπόλων και αποτελεί άθροισμα ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου και ενός πεδίου αλληλεπίδρασης. Το πεδίο αλληλεπίδρασης είναι το πεδίο που «νιώθει» το δίπολο σαν αποτέλεσμα όλων των υπόλοιπων διπόλων της συστοιχίας και μπορεί να γραφεί σαν γινόμενο μιας σταθεράς αλληλεπίδρασης επί μία διπολική ροπή ανά μοναδιαία επιφάνεια. Στη συνέχεια, γράφουμε τις επαγόμενες ηλεκτρικές και μαγνητικές ροπές σαν συνάρτηση των προσπίπτοντων ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων, ενσωματώνοντας την εξάρτηση των επαγόμενων ροπών από τα τοπικά πεδία, στα δυαδικά των ενεργών πολωσιμοτήτων, καταλήγοντας σε εκφράσεις του ανακλώμενου και διερχόμενου ηλεκτρικού πεδίου σαν συνάρτηση των ενεργών πολωσιμοτήτων. Από τις εκφράσεις αυτές μπορούμε να συμπεράνουμε τις απαιτούμενες ενεργές πολωσιμοότητες για να έχουμε επιθυμητούς συντελεστές ανάκλασης και διέλευσης και άρα τις απαιτούμενες γεωμετρικές δομών. Στην περίπτωση μας ο στόχος ήταν η επίτευξη ενός μετατροπέα πόλωσης. Μέσω επιπρόσθετων προσομοιώσεων, οδηγούμαστε σε ένα ρεαλιστικό σχέδιο για την τριδιάστατη μορφή του μετατροπέα πόλωσης προκειμένου να μπορεί να κατασκευαστεί μέσω απευθείας εγγραφής με laser ενώ παράλληλα βελτιστοποιούμε περαιτέρω την απόδοσή του.

Στο δεύτερο κεφάλαιο αναφέρουμε τις βασικές αρχές της διφωτονικής απορρόφησης, η οποία αποτελεί τη βάση της μεθόδου απευθείας εγγραφής με laser που χρησιμοποιήθηκε για την κατασκευή των δομών και περιγράφουμε τις πειραματικές διατάξεις καθώς και τη διαδικασία κατασκευής. Στη συνέχεια, περιγράφουμε τη διαδικασία σύνθεσης του αρχικού φωτοευαίσθητου υλικού καθώς επίσης και τις βασικές αντιδράσεις του πολυμερισμού. Δεδομένου ότι το τελικό μεταϋλικό προκύπτει από επιμετάλλωση της πολυμερικής δομής που κατασκευάστη-

κε μέσω απευθείας εγγραφής με Laser, περιγράφουμε επίσης τις διαδικασίες της επιλεκτικής επιμετάλλωσης με άργυρο και με χρυσό, διαδικασίες χάρις τις οποίες επιτυγχάνουμε να επιμεταλλώνουμε μόνο τις δομές και όχι το υπόστρωμα.

Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφουμε την αρχή λειτουργίας του ηλεκτρονικού μικροσκοπίου σάρωσης καθώς επίσης και της φασματοσκοπίας EDS, τεχνικών που χρησιμοποιήθηκαν για το χαρακτηρισμό των δομών όσον αφορά τα μορφολογικά τους χαρακτηριστικά.

Κεφάλαιο 1

Βασική Ηλεκτρομαγνητική Θεωρία Μεταϊλικών

Τα μεταϊλικά είναι τεχνητά υλικά που δημιουργούνται με την επανάληψη μιας δομικής μονάδας με περίοδο πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Οι δομικές αυτές μονάδες, που ονομάζονται μετά-άτομα, έχουν επίσης διαστάσεις πολύ μικρότερες από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Τα μεταϊλικά οφείλουν τις ιδιότητές τους κυρίως στο σχήμα και την κατανομή των μετά-ατόμων και όχι στη χημική σύσταση των υλικών που τα αποτελούν. Τονίζουμε επίσης ότι θεωρούμε το μεταϊλικό σαν ένα ομογενές ενεργό μέσο που περιγράφεται από μία κοινή διηλεκτρική συνάρτηση και από μια κοινή μαγνητική διαπερατότητα. Η προσέγγιση αυτή δικαιολογείται λόγω του ότι οι βασικές του δομικές μονάδες έχουν διαστάσεις αρκετά μικρότερες από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας με την οποία αλληλεπιδρά.

Δεδομένου ότι το μεταϊλικό αποτελείται από μικρούς σχεδαστές, μπορεί σε πρώτη προσέγγιση να θεωρηθεί ως άθροισμα διπόλων. Τα μετά-άτομα δηλαδή, προσεγγίζονται με δίπολα και από την αλληλεπίδραση τους με την προσπίπτουσα ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία εξάγονται οι ενεργές πολωσιμότητες του μεταϊλικού καθώς και η σχέση τους με τη σχεδασόμενη ακτινοβολία. Από τη σχέση των ενεργών πολωσιμοτήτων με το συντελεστή ανάκλασης και διέλευσης ενός λεπτού στρώματος μεταϊλικού, μπορεί να εξάγει κανείς συμπεράσματα για το σχήμα των μετά-ατόμων που απαιτούνται ώστε το μεταϊλικό να έχει μία συγκεκριμένη απόκριση και ως εκ τούτου να μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ηλεκτρομαγνητικές διατάξεις όπως πχ. μετατροπείς πόλωσης, διατάξεις για μετατόπιση φάσης, επιλεκτικά κάτοπτρα κλπ.

Στα εδάφια που ακολουθούν, θεωρώντας μία επιφάνεια μεταϊλικού ως διδιάστατη συστοιχία διπόλων και εξετάζοντας τη γενική περίπτωση διανισοτροπικών σωματιδίων, δηλαδή όχι μόνο ηλεκτρική διπολική ροπή αλλά και μαγνητική καθώς και δυνατότητα μαγνητοηλεκτρικής σύζευξης στόχος είναι να υπολογιστούν οι ενεργές πολωσιμότητες και η σχέση τους με το συντελεστή ανάκλασης και διέλευσης του μεταϊλικού. Οι σχέσεις αυτές θα χρησιμοποιηθούν σε επόμενο βήμα για το σχεδιασμό ενός μετατροπέα πόλωσης.

1.1 Αλληλεπίδραση Ηλεκτρομαγνητικών Κυμάτων με Περιοδικές Διατάξεις Μικρών Σκεδαστών

1.1.1 Τοπικό Ηλεκτρικό Πεδίο

Θεωρούμε μια διδιάστατη περιοδική διάταξη από μικρά πανομοιότυπα σωματίδια τα οποία βρίσκονται πάνω σε μια επιφάνεια με εμβαδόν μοναδιαίας κυψελίδας S . Λέγοντας μικρά, εννοούμε ότι ενδιαφερόμαστε μόνο για ηλεκτρικά ή/και μαγνητικά επαγόμενα δίπολα και αγνοούμε τους μεγαλύτερης τάξης πολυπολικούς όρους.

Έστω ότι τα σωματίδια βρίσκονται μέσα σε ένα ομοιόμορφο εξωτερικό πεδίο \mathbf{E}_i . Εφόσον όλα τα σωματίδια είναι ισοδύναμα, τότε και η επαγόμενη διπολική ροπή είναι η ίδια για όλα. Ενώ στη γενική περίπτωση των διανιστροπικών σωματιδίων, ένα ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να επάγει και ηλεκτρική και μαγνητική διπολική ροπή, αρχικά θα θεωρήσουμε για απλότητα, ότι το ηλεκτρικό πεδίο επάγει μόνο ηλεκτρική ροπή. Αυτό που θέλουμε να υπολογίσουμε είναι το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο, δηλαδή το πεδίο που δρά πάνω σε κάθε σωματίδιο. Το πεδίο αυτό είναι το άθροισμα του εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E}_i και του πεδίου που επάγεται από όλα τα άλλα σωματίδια \mathbf{E}_{int} (πεδίο αλληλεπίδρασης), δηλαδή

$$\mathbf{E}_{\text{loc}} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_{\text{int}}. \quad (1.1)$$

Προκειμένου να υπολογίσουμε το πεδίο αλληλεπίδρασης χωρίζουμε το επίπεδο των διπόλων σε μία κυκλική περιοχή ακτίνας R στο κέντρο της οποίας βρίσκεται ένα δίπολο αναφοράς και σε όλη την υπόλοιπη περιοχή εκτός του κύκλου. Άρα μπορούμε να γράψουμε

$$\mathbf{E}_{\text{int}} = \mathbf{E}_{\text{sheet}} + \mathbf{E}_{\text{hole}} \quad (1.2)$$

$$= \mathbf{E}_{\text{sheet}} + \sum \mathbf{E}_p, \quad (1.3)$$

όπου $\mathbf{E}_{\text{sheet}}$ είναι το ηλεκτρικό πεδίο που παράγουν όλα τα δίπολα εκτός αυτών της κυκλικής περιοχής ακτίνας R και $\sum \mathbf{E}_p$ το ηλεκτρικό πεδίο που “νιώθει” το δίπολο αναφοράς και το οποίο παράγεται από όλα τα δίπολα που βρίσκονται εντός της κυκλικής περιοχής (εκτός του διπόλου αναφοράς).

Στη συνέχεια θα υπολογίσουμε αναλυτικά το πεδίο \mathbf{E}_p καθώς και το $\mathbf{E}_{\text{sheet}}$.

1.1.2 Υπολογισμός των Πεδίων \mathbf{E}_p και $\mathbf{E}_{\text{sheet}}$

Ξεκινώντας από το νόμο του Ampere σε διαφορική μορφή, απουσία ρευμάτων και με χρήση της καταστατικής εξίσωσης για το μαγνητικό πεδίο [1],

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \xrightarrow{\mathbf{M}=0} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.5)$$

καταλήγουμε στη σχέση,

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0 c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (1.6)$$

Αν θεωρήσουμε ότι το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο έχουν αρμονική εξάρτηση από το χρόνο, μπορούμε να γράψουμε,

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{x}) e^{j\omega t} \quad (1.7)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{x}) e^{j\omega t} \quad (1.8)$$

όπου \mathbf{x} είναι το διάνυσμα θέσης. Λαμβάνοντας υπόψιν και τις σχέσεις $k = \omega/c$, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, η Εξ.(1.6) γίνεται

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}) = \frac{-j\eta_0}{k} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{x}). \quad (1.9)$$

Με χρήση της σχέσης $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, η Εξ.(1.5) γίνεται

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}. \quad (1.10)$$

Προκειμένου λοιπόν να υπολογίσουμε το ηλεκτρικό πεδίο πρέπει αρχικά να υπολογίσουμε το διανυσματικό δυναμικό. Για το λόγο αυτό ξεκινάμε από την κυματική εξίσωση για το διανυσματικό δυναμικό

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{J}, \quad (1.11)$$

η λύση της οποίας, μέσω της χρήσης επιβραδυμένων δυναμικών, δίνεται από τη σχέση

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \int dt' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}', t')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \delta\left(t' + \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{c} - t\right) d^3 x'. \quad (1.12)$$

όπου \mathbf{x}' το διάνυσμα που ξεκινάει από την αρχή των αξόνων και καταλήγει στην πηγή της ακτινοβολίας και \mathbf{x} το διάνυσμα από την αρχή των αξόνων έως το σημείο στο οποίο θέλουμε να υπολογίσουμε το ηλεκτρικό πεδίο.

Αν θεωρήσουμε ότι η πυκνότητα ρεύματος μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο και άρα έχει τη μορφή

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}', t') = \mathbf{J}(\mathbf{x}') e^{j\omega t'}, \quad (1.13)$$

τότε

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}') e^{-j\omega(\frac{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}{c})}}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|} e^{j\omega t} d^3x', \quad (1.14)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε την ιδιότητα της συνάρτησης $\delta \int_{t'-\epsilon}^{t'+\epsilon} \delta(t-t') dt = 1$, με ϵ απειροστή ποσότητα.

Χρησιμοποιώντας τη σχέση $k = \frac{\omega}{c}$ προκύπτει,

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}') e^{-jk|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|}}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|} e^{j\omega t} d^3x'. \quad (1.15)$$

Στην περιοχή όπου $k|\mathbf{x}-\mathbf{x}'| \gg 1$ το εκθετικό ταλαντώνεται γρήγορα και καθορίζει τη συμπεριφορά του διανυσματικού δυναμικού. Σε αυτή την περιοχή μπορούμε να κάνουμε την προσέγγιση [1]:

$$|\mathbf{x}-\mathbf{x}'| \simeq r - \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{x}' \quad (1.16)$$

όπου $\hat{\mathbf{n}} = \mathbf{x}/x$ είναι το μοναδιαίο διάνυσμα στη διεύθυνση \mathbf{x} και $|\mathbf{x}| = x \equiv r$. Για την απόδειξη της Εξ.(1.16) βλέπε Παράρτημα Β'.

Αν μας ενδιαφέρει μόνο ο πρώτος όρος του kr , μπορούμε να αντικαταστήσουμε το αντίστροφο της απόστασης στην Εξ. (1.15) με r οπότε το χωρικό μέρος του διανυσματικού δυναμικού, Εξ.(1.15), παίρνει τη μορφή [1]

$$\lim_{kr \rightarrow \infty} \mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int \mathbf{J}(\mathbf{x}') e^{jk\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{x}'} d^3x'. \quad (1.17)$$

Παρατηρούμε ότι το διανυσματικό δυναμικό συμπεριφέρεται σαν ένα εξερχόμενο κύμα με ένα συντελεστή ο οποίος έχει γωνιακή εξάρτηση. Επειδή οι διαστάσεις της πηγής είναι μικρές σε σχέση με το μήκος κύματος μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το ανάπτυγμα Taylor για το εκθετικό [1], οπότε η Εξ.(1.17) γίνεται,

$$\lim_{kr \rightarrow \infty} \mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int \mathbf{J}(\mathbf{x}') \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jk\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{x}')^n}{n!} d^3x' \quad (1.18)$$

Αν κρατήσουμε μόνο τον πρώτο όρο του ανάπτυγματος, η παραπάνω σχέση γίνεται [1]

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int \mathbf{J}(\mathbf{x}') d^3x'. \quad (1.19)$$

Η Εξ. (1.19) μπορεί να γραφτεί στην πιο απλή μορφή

$$\mathbf{A} = -j \frac{\omega \mu_0}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \mathbf{p}. \quad (1.20)$$

Η αναλυτική εξαγωγή της παραπάνω σχέσης γίνεται στο Παράρτημα Β'.

Με αφετηρία την παραπάνω εξίσωση και μέσω μιας διαδικασίας που περιγράφεται αναλυτικά στο Παράρτημα Β', καταλήγουμε στην εξίσωση για το μαγνητικό πεδίο

$$\mathbf{H} = \frac{k^2 c}{4\pi} \frac{e^{jkr}}{r} (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \left[1 - \frac{1}{jkr} \right] \quad (1.21)$$

και τελικά στη σχέση για το \mathbf{E}_p

$$\mathbf{E}_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[k^2 [(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \times \hat{\mathbf{n}}] \frac{e^{-jkr}}{r} + [3\hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \left(\frac{1}{r^3} + \frac{jk}{r^2} \right) e^{-jkr} \right]. \quad (1.22)$$

Για να υπολογίσουμε το $\mathbf{E}_{\text{sheet}}$ πρέπει αρχικά να αντικαταστήσουμε τα διακριτά δίπολα με ένα ομογενώς πολωμένο επίπεδο πόλωσης

$$\mathbf{p}_s = \frac{\mathbf{p}}{S}. \quad (1.23)$$

Θα διαχωρίσουμε τώρα το \mathbf{p}_s σε δύο συνιστώσες, σε μία παράλληλη και σε μία κάθετη στο επίπεδο των διπόλων.

Για δίπολα παράλληλα στο επίπεδο, εισάγουμε μια μέση επιφανειακή πυκνότητα ηλεκτρικού ρεύματος, η οποία αποδυνκνείται ότι δίνεται από τη σχέση [2].

$$\hat{\mathbf{J}} = j\omega \mathbf{p}_s \quad (1.24)$$

Το πεδίο $\mathbf{E}_{\text{sheet}}$ μπορούμε να το υπολογίσουμε, αν ολοκληρώσουμε την Εξ.(1.22) για ακτίνα $r > R$, δηλαδή για την περιοχή εκτός του κύκλου και παράλληλα αντικαταστήσουμε την διπολική ροπή του κάθε διπόλου με την πόλωση του επιπέδου, Εξ.(1.23),

$$\mathbf{E}_{\text{sheet}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \left[k^2 [(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}_s) \times \hat{\mathbf{n}}] + [3\hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p}_s) - \mathbf{p}_s] \left(\frac{1 + jkr}{r^2} \right) \right] \frac{e^{-jkr}}{r} dS. \quad (1.25)$$

Μέσω μιας διαδικασίας που περιγράφεται αναλυτικά στο Παράρτημα Β' καταλήγουμε στην σχέσεις που δίνουν το $\mathbf{E}_{\text{sheet}}$ στην περίπτωση που η πόλωση των διπόλων είναι παράλληλη στο επίπεδο

$$\mathbf{E}_{\text{sheet}} = -j\omega\mathbf{p}_s \frac{\eta_0}{4} \left(1 - \frac{1}{jkR}\right) e^{-jkR}, \quad (1.26)$$

και στην περίπτωση που είναι κάθετη

$$\mathbf{E}_{\text{sheet}} = -j\omega\mathbf{p}_s \frac{\eta_0}{2} \left(1 + \frac{1}{jkR}\right) e^{-jkR}. \quad (1.27)$$

1.2 Ανακλώμενο και διερχόμενο ηλεκτρικό πεδίο σαν συνάρτηση των ενεργών πολωσιμοτήτων

Με βάση τα παραπάνω αποτελέσματα για $\mathbf{E}_{\text{sheet}}, \mathbf{E}_p$ η Εξ.(1.1) παίρνει τη μορφή

$$\mathbf{E}_{\text{loc}} = \mathbf{E}_i + \bar{\beta}_e \mathbf{p} \quad (1.28)$$

όπου

$$\bar{\beta}_e = \Re \left[-j \frac{\omega}{S} \frac{\eta_0}{2} \left(1 + \frac{1}{jkR_0}\right) e^{-jkR_0} \right] \bar{\mathbf{I}}_t + j \left[\frac{\eta_0 \epsilon_0 \mu_0 \omega^3}{6\pi} - \frac{\eta_0 \omega}{2S} \right] \bar{\mathbf{I}}_t \quad (1.29)$$

$R_0 = \alpha/1.438$ προκύπτει από αριθμητικούς υπολογισμούς [3] και $\bar{\mathbf{I}}_t = \bar{\mathbf{I}} - \hat{\mathbf{n}}_0 \hat{\mathbf{n}}_0$ όπου $\bar{\mathbf{I}}$ είναι το μοναδιαίο δυαδικό και $\hat{\mathbf{n}}_0$ είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στο επίπεδο των διπόλων. Το φανταστικό μέρος της Εξ.(1.29) αποτελεί την ακριβή έκφραση για το φανταστικό μέρος του $\bar{\beta}_e$ και προκύπτει από την αρχή διατήρησης της ενέργειας μέσω μιας διαδικασίας που περιγράφεται αναλυτικά στο βιβλίο [3].

Οι ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητες ενός σχεδιαστή μπορούν να αναπαρασταθούν μέσω των πολωσιμοτήτων, που για την περίπτωση διανιστροπικών σχεδιαστών σχετίζονται με την ηλεκτρική, μαγνητική διπολική ροπή μέσω της

$$\begin{bmatrix} \mathbf{p} \\ \mathbf{m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{a}_{ee} & \bar{a}_{em} \\ \bar{a}_{me} & \bar{a}_{mm} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\text{loc}} \\ \mathbf{H}_{\text{loc}} \end{bmatrix}, \quad (1.30)$$

όπου τα \mathbf{p} , \mathbf{m} είναι η ηλεκτρική και η μαγνητική ροπή που επάγονται από το τοπικό ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο στην περιοχή του μικρού σχεδιαστή.

Για να υπολογίσει κάποιος την ανάκλαση και τη διέλευση από μια διδιάστατη συστοιχία σωματιδίων, θα πρέπει αρχικά να υπολογίσει τις ηλεκτρικές και μαγνητικές ροπές. Επειδή όμως τα δυαδικά πολωσιμότητας μπορεί να έχουν πολύ γενική μορφή γεγονός που δυσκολεύει αυτόν τον υπολογισμό, θα χρησιμοποιήσουμε ενεργές πολωσιμότητες, που συνδέουν την επαγόμενη ηλεκτρική και μαγνητική ροπή με το προσπίπτον ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο και όχι με τα τοπικά και ορίζονται ως εξής:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{p} \\ \mathbf{m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{\hat{a}}_{ee} & \bar{\hat{a}}_{em} \\ \bar{\hat{a}}_{me} & \bar{\hat{a}}_{mm} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{E}_i \\ \mathbf{H}_i \end{bmatrix}, \quad (1.31)$$

Έχοντας τις ενεργές πολωσιμότητες όπως ορίζονται από την Εξ.(1.31) μπορεί κανείς εύκολα να υπολογίσει τις πολωσιμότητες $\bar{\hat{a}}_{ee}, \bar{\hat{a}}_{em}, \bar{\hat{a}}_{me}, \bar{\hat{a}}_{mm}$ των μεμονωμένων διπόλων λαμβάνοντας υπόψιν τις εξισώσεις (1.28)-(1.30) καθώς και τις αντίστοιχες για το μαγνητικό πεδίο [4]. Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις [4] που δίνουν το ανακλώμενο και διερχόμενο ηλεκτρικό πεδίο από μία συστοιχία σκεδαστών

$$\mathbf{E}_r = -\frac{j\omega}{2S} (\eta_0 \mathbf{p} - \hat{\mathbf{n}}_0 \times \mathbf{m}) \quad (1.32)$$

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_i - \frac{j\omega}{2S} (\eta_0 \mathbf{p} + \hat{\mathbf{n}}_0 \times \mathbf{m}) \quad (1.33)$$

και μέσω μιας διαδικασίας που περιγράφεται αναλυτικά στα [2], [3], [4], προκύπτουν οι εξισώσεις για το ανακλώμενο και διαδιδόμενο ηλεκτρικό πεδίο, σαν συνάρτηση των ενεργών πολωσιμοτήτων,

$$\mathbf{E}_r = -\frac{j\omega}{2S} \begin{pmatrix} \eta_0 \hat{a}_{ee}^{xx} - \hat{a}_{em}^{xy} + \hat{a}_{me}^{yx} - \frac{1}{\eta_0} \hat{a}_{mm}^{yy} & \eta_0 \hat{a}_{ee}^{xy} + \hat{a}_{em}^{xx} + \hat{a}_{me}^{yy} + \frac{1}{\eta_0} \hat{a}_{mm}^{yx} \\ \eta \hat{a}_{ee}^{yx} - \hat{a}_{em}^{yy} - \hat{a}_{me}^{xx} + \frac{1}{\eta_0} \hat{a}_{mm}^{xy} & \eta \hat{a}_{ee}^{yy} - \hat{a}_{em}^{yx} - \hat{a}_{me}^{xy} - \frac{1}{\eta_0} \hat{a}_{mm}^{xx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

$$\mathbf{E}_t = \begin{pmatrix} 1 - \frac{j\omega}{2S} \left(\eta_0 \hat{a}_{ee}^{xx} - \hat{a}_{em}^{xy} - \hat{a}_{me}^{yx} + \frac{1}{\eta_0} \hat{a}_{mm}^{yy} \right) & -\frac{j\omega}{2S} \left(\eta_0 \hat{a}_{ee}^{xy} + \hat{a}_{em}^{xx} - \hat{a}_{me}^{yy} - \frac{1}{\eta_0} \hat{a}_{mm}^{yx} \right) \\ -\frac{j\omega}{2S} \left(\eta_0 \hat{a}_{ee}^{yx} - \hat{a}_{em}^{yy} + \hat{a}_{me}^{xx} - \frac{1}{\eta_0} \hat{a}_{mm}^{xy} \right) & 1 - \frac{j\omega}{2S} \left(\eta_0 \hat{a}_{ee}^{yy} + \hat{a}_{em}^{yx} + \hat{a}_{me}^{xy} - \frac{1}{\eta_0} \hat{a}_{mm}^{xx} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

1.3 Εφαρμογή θεωρίας στην περίπτωση ενός μετατροπέα πόλωσης

Στο παρόν εδάφιο, θα εφαρμόσουμε τις σχέσεις του ανακλώμενου και διερχόμενου ηλεκτρικού πεδίου, για την περίπτωση που έχουμε μια διάταξη από σύρματα τα οποία είναι στραμμένα υπό μια γωνία 45^0 σε σχέση με την διεύθυνση πόλωσης του ηλεκτρικού πεδίου. Επειδή η δομή αυτή παράγει διπολική ροπή όχι μόνο κατά τη διεύθυνση του προσπίπτοντος πεδίου αλλά και κατά την κάθετη, περιμένουμε να έχει ιδιότητες μετατροπέα πόλωσης τις οποίες και θέλουμε να διερευνήσουμε.

Επειδή το προσπίπτον ηλεκτρικό πεδίο ή μαγνητικό πεδίο, δεν επάγει κάποια μαγνητική διπολική ροπή στη διάταξη αυτή, ισχύει

$$\hat{a}_{\text{em}}^{xy} = \hat{a}_{\text{em}}^{yx} = \hat{a}_{\text{em}}^{xx} = \hat{a}_{\text{em}}^{yy} = \hat{a}_{\text{me}}^{xy} = \hat{a}_{\text{me}}^{yx} = \hat{a}_{\text{me}}^{xx} = \hat{a}_{\text{me}}^{yy} = \hat{a}_{\text{mm}}^{xy} = \hat{a}_{\text{mm}}^{yx} = \hat{a}_{\text{mm}}^{xx} = \hat{a}_{\text{mm}}^{yy} = 0 \quad (1.36)$$

Με χρήση της Εξ.(1.36), οι Εξ. (1.34),(1.35) παίρνουν τη μορφή,

$$\mathbf{E}_r = \begin{pmatrix} E_{rx} \\ E_{ry} \end{pmatrix} = -\frac{j\omega}{2S}\eta_0 \begin{pmatrix} \hat{a}_{\text{ee}}^{xx} & \hat{a}_{\text{ee}}^{xy} \\ \hat{a}_{\text{ee}}^{yx} & \hat{a}_{\text{ee}}^{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

$$\mathbf{E}_t = \begin{pmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{j\omega}{2S}(\eta_0 \hat{a}_{\text{ee}}^{xx}) & -\frac{j\omega}{2S}\eta_0 \hat{a}_{\text{ee}}^{xy} \\ -\frac{j\omega}{2S}\eta_0 \hat{a}_{\text{ee}}^{yx} & 1 - \frac{j\omega}{2S}\eta_0 \hat{a}_{\text{ee}}^{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

Δεδομένου ότι ο συντελεστής ανάκλασης r δίνεται από το λόγο του ανακλώμενου κύματος προς το προσπίπτον (συμπεριλαμβανομένων και των φάσεων), δηλαδή $r_{12} = \frac{E_{r2}}{E_{i1}}$, όπου οι δείκτες 1, 2 αναφέρονται είτε σε πόλωση x είτε σε πόλωση y (αντίστοιχα και για το συντελεστή διέλευσης), ο πίνακας R των συντελεστών ανάκλασης είναι,

$$R = \begin{pmatrix} r_{xx} & r_{xy} \\ r_{yx} & r_{yy} \end{pmatrix} = -\frac{j\omega}{2S}\eta_0 \begin{pmatrix} \hat{a}_{\text{ee}}^{xx} & \hat{a}_{\text{ee}}^{xy} \\ \hat{a}_{\text{ee}}^{yx} & \hat{a}_{\text{ee}}^{yy} \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

Αντίστοιχα ο πίνακας των διέλευσης T είναι,

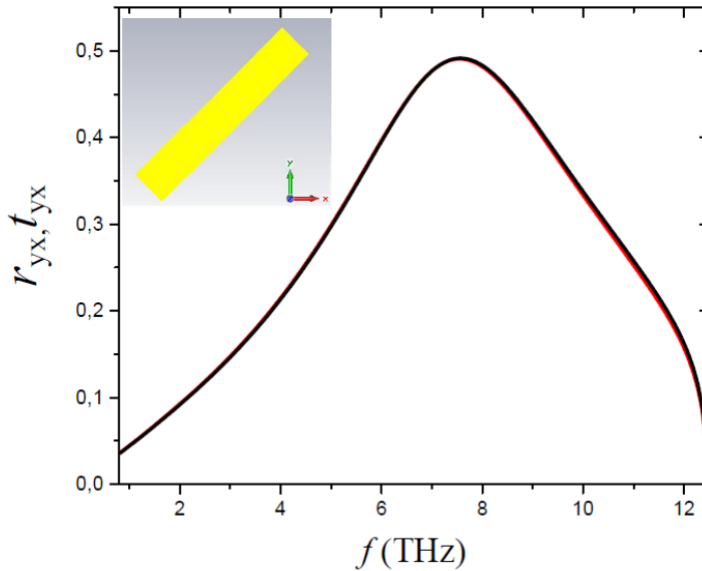
$$T = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{yx} & t_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{j\omega}{2S}(\eta_0 \hat{a}_{\text{ee}}^{xx}) & -\frac{j\omega}{2S}\eta_0 \hat{a}_{\text{ee}}^{xy} \\ -\frac{j\omega}{2S}\eta_0 \hat{a}_{\text{ee}}^{yx} & 1 - \frac{j\omega}{2S}\eta_0 \hat{a}_{\text{ee}}^{yy} \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

Δεδομένου ότι η δομή μας αποτελείται από σωματίδια που υπακούουν στη συμμετρία αντιστροφής χρόνου θα πρέπει να ισχύει [4] $\bar{\bar{a}}_{\text{ee}} = \bar{\bar{a}}_{\text{ee}}^T$, άρα $\hat{a}_{\text{ee}}^{xy} = \hat{a}_{\text{ee}}^{yx}$. Επίσης, λόγω συμμετρίας της δομής περιμένουμε $\hat{a}_{\text{ee}}^{xx} = \hat{a}_{\text{ee}}^{yy}$. Ενσωματώνοντας τα παραπάνω στις Εξ.(1.39),(1.40) προκύπτουν οι σχέσεις $r_{xy} = r_{yx}, r_{xx} = r_{yy}, t_{xy} = t_{yx}, t_{xx} = t_{yy}$.

Σε αυτό το σημείο, αξίζει να παρατηρήσουμε ότι από τις Εξ.(1.39),(1.40) προκύπτει,

$$\begin{aligned} I + R = T &\Rightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r_{xx} & r_{xy} \\ r_{xy} & r_{xx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{xy} & t_{xx} \end{pmatrix} \Rightarrow \\ &\begin{pmatrix} 1 + r_{xx} & r_{xy} \\ r_{xy} & 1 + r_{xx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{xx} & t_{xy} \\ t_{xy} & t_{xx} \end{pmatrix} \Rightarrow \\ &r_{xy} = t_{xy}. \end{aligned} \quad (1.41)$$

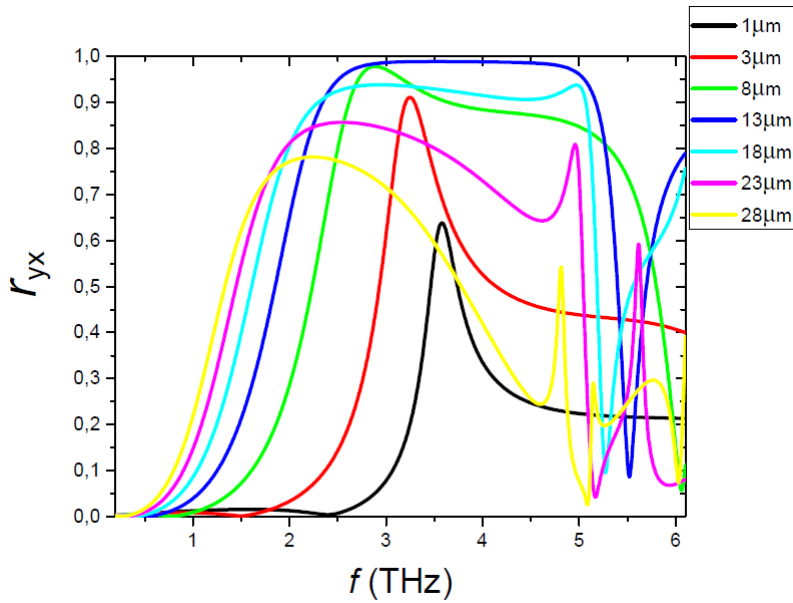
Από τις παραπάνω εξισώσεις, συμπεραίνουμε ότι για μια δομή χωρίς μαγνητική απόκριση και/ή μαγνητοηλεκτρική σύζευξη, σαν αυτή που μελετάμε εδώ, δεν μπορεί να επιτευχθεί τέλεια μετατροπή της πόλωσης για ένα προσπίπτον κύμα με π.χ x -πόλωση, ούτε στην ανάκλαση



Σχήμα 1.1: Αντιδιαγώνια στοιχεία του πίνακα των συντελεστών ανάκλασης (κόκκινη καμπύλη) και διέλευσης (μαύρη καμπύλη)-απόλυτες τιμές-, όπως προέκυψαν από την προσομοίωση, συναρτήσει της συχνότητας για ένα άπειρο σύστημα συρμάτων, η μονάδα του οποίου φαίνεται στη μικρογραφία με διαστάσεις $22\mu\text{m} \times 4\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$. Τα σύρματα εκτείνονται στο επίπεδο xy με περίοδο $24\mu\text{m}$. Το κύμα προσπίπτει κάθετα, στη διεύθυνση $-z$ και η πόλωση του ηλεκτρικού πεδίου είναι κατά τη διεύθυνση x . Σαν υλικό, επιλέχθηκε χρυσός με απώλειες (lossy metal). Οι προσομοιώσεις έγιναν με χρήση του εμπορικά διαθέσιμου λογισμικού CST STUDIO SUITE.

(απαιτώντας $r_{yx} = 1, r_{xx} = t_{xx} = t_{yy} = 0$ ούτε στην διέλευση (απαιτώντας $t_{yx} = 1, t_{xx} = r_{xx} = r_{yx} = 0$). Αυτό που είναι εφικτό είναι μερική μετατροπή της πόλωσης.

Συμπεραίνουμε επίσης ότι τα cross-polarized ανακλώμενα και διερχόμενα κύματα έχουν το ίδιο πλάτος και φάση. Αυτή η σχέση μεταξύ των συντελεστών ανάκλασης και διέλευσης επιβεβαιώνεται στο Σχ. (1.1) όπου απεικονίζονται οι απόλυτες τιμές των αντιδιαγώνιων στοιχείων του πίνακα των συντελεστών ανάκλασης και διέλευσης όπως προέκυψαν από την προσομοίωση, για ένα σύστημα άπειρων συρμάτων σαν αυτών που φαίνονται στη μικρογραφία, στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης. Από το ίδιο σχήμα παρατηρούμε ότι τα αντιδιαγώνια στοιχεία του πίνακα ανάκλασης (και διέλευσης) μπορούν να φτάσουν τιμές μέχρι 0.5. Αν συνδυάσουμε το αποτέλεσμα αυτό με το γεγονός ότι το ανακλώμενο και διερχόμενο κύμα έχουν την ίδια φάση, συμπεραίνουμε ότι αν τοποθετήσουμε ένα κάτοπτρο σε μία συγκεκριμένη απόσταση από το σύρμα ($\simeq \lambda/4$), μπορούμε να πετύχουμε ενισχυτική συμβολή από τα ανακλώμενα κύματα που υφίστανται πολλαπλή σκέδαση μεταξύ της δομή και του κατόπτρου, ενισχύοντας έτσι την μετατροπή πόλωσης του ανακλώμενου κύματος. Πράγματι, πραγματοποιώντας αντίστοιχες προσομοιώσεις παρατηρούμε, βλ. Σχ. (1.3), ότι η μετατροπή πόλωσης



Σχήμα 1.2: Μη διαγώνια στοιχεία των συντελεστών ανάκλασης (απόλυτη τιμή) όπως προέκυψαν από την προσομοίωση, συναρτήσει της συχνότητας, για διάφορα μήκη «ποδιών» στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης για γραμμικά πολωμένο κύμα κατά τη διεύθυνση x . Η μοναδιαία κυψελίδα έχει μήκος $24\mu m \times 24\mu m \times 30\mu m$. Τα υπόλοιπα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της δομής είναι αυτά που αναγράφονται στη μικρογραφία του Σχ. 1.4.

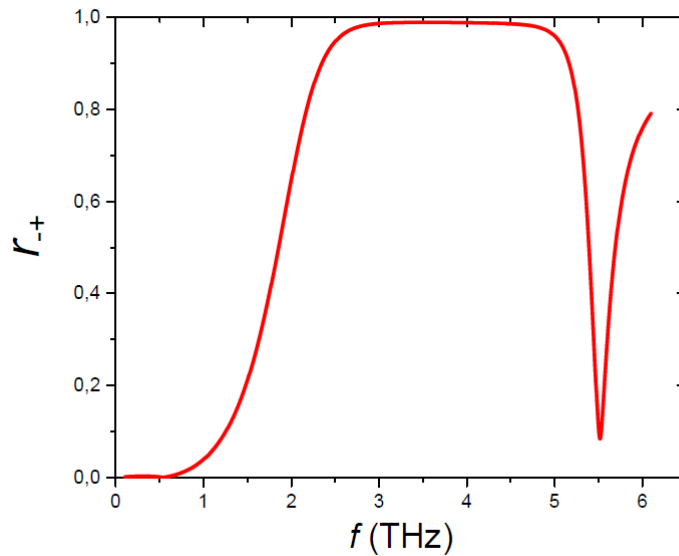
μπορεί να φτάσει μέχρι το 100%.

Βασιζόμενοι στα παραπάνω αποτελέσματα, αποφασίσαμε να χρησιμοποιήσουμε τη δομή του Σχ.(1.1) σαν βάση για ένα μετατροπέα πόλωσης που θα λειτουργεί στα THz και θα κατασκευαστεί μέσω απευθείας εγγραφής με Laser.

1.4 Σχεδιασμός Δομής για Μετατροπή Πόλωσης

Το κύριο μέρος της διάταξης μας για τη μετατροπή πόλωσης γραμμικά πολωμένου φωτός, αποτελείται από συστοιχία μεταλλικών συρμάτων τα οποία είναι τοποθετημένα σε τετραγωνικό πλέγμα και στραμμένα παράλληλα με τη διαγώνιο της μοναδιαίας κυψελίδας του πλέγματος όπως φαίνεται στο Σχ.1.1. Η γωνία στροφής $\theta = 45^0$ είναι απαραίτητη προκειμένου να έχουμε την εμφάνιση και αντιδιαγώνιων στοιχείων στον πίνακα συντελεστών ανάκλασης για γραμμικά πολωμένο προσπίπτον κύμα και άρα η διάταξη να λειτουργεί ως μετατροπέας πόλωσης.

Επειδή όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενο εδάφιο, η διάταξη θα πρέπει να περιλαμβάνει και ένα μεταλλικό κάτοπτρο για να αυξάνει την απόδοση της δομής όσον αφορά τα αντιδιαγώνια στοιχεία του συντελεστή ανάκλασης, χρειάζεται να προσθέσουμε ένα στήριγμα στο μεταλλικό σύρμα το οποίο θα ρυθμίζει και την απόσταση ανάμεσα σε αυτό και το κάτοπτρο. Προσθέτοντας λοιπόν δύο συμμετρικά «πόδια» όπως αυτά που φαίνονται στο Σχ. 1.4 -μικρογραφία-,



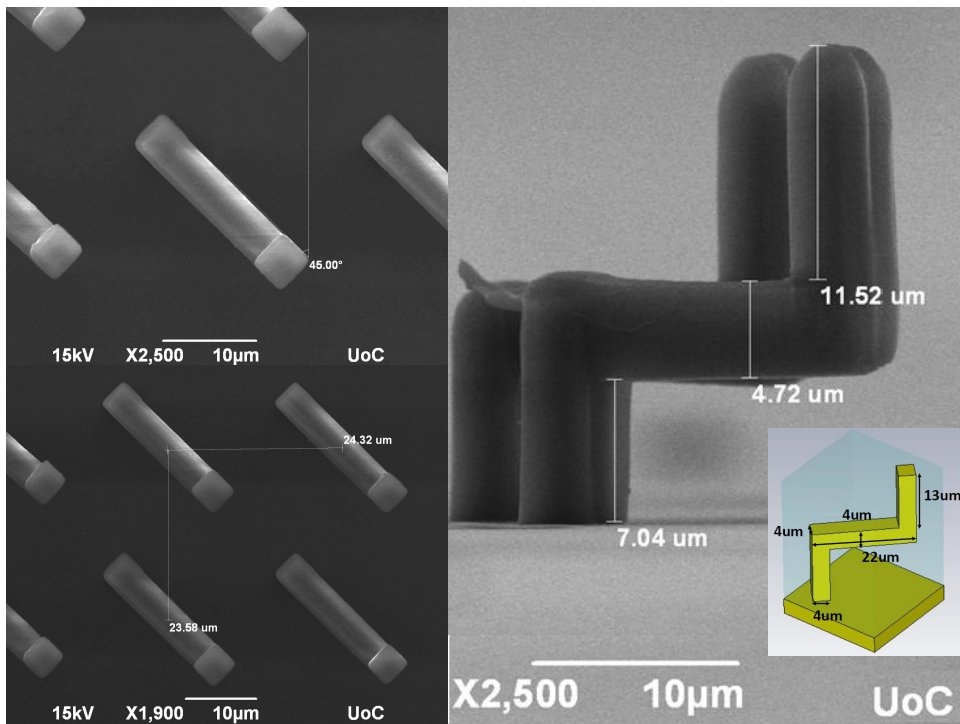
Σχήμα 1.3: Μη διαγώνια στοιχεία του συντελεστή ανάκλασης (απόλυτη τιμή) όπως προέκυψαν από την προσομοίωση, συναρτήσει της συχνότητας, για μήκος «ποδιού» ίσο με $13\mu\text{m}$ στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης αριστερόστροφα πολωμένου κύματος. Η μοναδιαία κυψελίδα έχει μήκος $24\mu\text{m} \times 24\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$. Τα υπόλοιπα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της δομής είναι αυτά που αναγράφονται στη μικρογραφία του Σχ. 1.4.

πετυχαίνουμε, αφενός τη στήριξη της δομής και αφετέρου τη αύξηση του συνολικού μήκους του σύρματος, γεγονός που περιμένουμε να οδηγήσει σε πιο subwavelength απόκριση χωρίς να αλλάζει εντούτοις τις συμμετρίες της δομής και άρα τα ποιοτικά χαρακτηριστικά της απόκρισής της.

Στο Σχ.1.2, απεικονίζονται οι απόλυτες τιμές των αντιδιαγώνιων στοιχείων του πίνακα των συντελεστών ανάκλασης σαν συνάρτηση της συχνότητας, για διάφορα μήκη «ποδιών», στην περίπτωση γραμμικά πολωμένου κύματος κατά τον άξονα x .

Παρατηρούμε ότι στην περίπτωση που το μήκος του «ποδιού» είναι $13\mu\text{m}$, έχουμε cross-polarized ανάκλαση που φτάνει το 100% και αυτό επιτυγχάνεται σε μία εξαιρετικά ευρεία περιοχή συχνοτήτων. Η αύξηση αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι το κύμα που ανακλάται από το μεταλλικό υπόστρωμα συμβάλλει ενισχυτικά με αυτό που ανακλάται από τη δομή, όπως εξηγήσαμε αναλυτικά στο προηγούμενο εδάφιο.

Τέλος, στο Σχ. 1.3, απεικονίζονται οι απόλυτες τιμές των αντιδιαγώνιων στοιχείων του πίνακα των συντελεστών ανάκλασης για ένα δεξιόστροφα πολωμένο κύμα στην περίπτωση που το μήκος ποδιού είναι ίσο με $13\mu\text{m}$. Ίδια απόκριση έχουμε και για ένα αριστερόστροφα πολωμένο κύμα. Παρατηρούμε ότι και στην περίπτωση κυκλικά πολωμένου φωτός, η μετατροπή πόλωσης φτάνει μέχρι και το 100% και η καμπύλη ταυτίζεται με την καμπύλη της γραμμικής πόλωσης για την περίπτωση με το ίδιο μήκος ποδιού.



Σχήμα 1.4: Εικόνες Ηλεκτρονικού Μικροσκοπίου Σάρωσης, δομών για μετατροπή πόλωσης.

Στο 1.4, φαίνονται εικόνες ηλεκτρονικού μικροσκοπίου σάρωσης πολυμερικών δομών που κατασκευάστηκαν μέσω της μεθόδου απευθείας εγγραφής με laser, τεχνική η οποία θα περιγραφεί αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο.

Κεφάλαιο 2

Πολυφωτονική Λιθογραφία

Στο παρόν κεφάλαιο θα εξετάσουμε τις βασικές αρχές της πολυφωτονικής λιθογραφίας που είναι μια τεχνική «σμιλεύματος» ενός φωτοευαίσθητου υλικού, χωρίς τη χρήση μασκών και βασίζεται στο φαινόμενο της πολυφωτονικής απορρόφησης. Με την τεχνική αυτή μπορούμε να επιτύχουμε διακριτική ικανότητα κάτω από 100 nm.

Στο επόμενο εδάφιο θα ασχοληθούμε με τη διφωτονική απορρόφηση που όπως θα εξηγήσουμε αναλυτικά παρακάτω είναι το είδος της απορρόφησης που συμβαίνει στην περίπτωσή μας.

2.1 Διφωτονική Απορρόφηση

Κατά τη διαδικασία της διφωτονικής απορρόφησης, το ηλεκτρόνιο ενός ατόμου μεταβαίνει από τη θεμελιώδη στάθμη σε μια διεγερμένη, με την ταυτόχρονη απορρόφηση δύο φωτονίων της ίδιας συχνότητας.

Η ενεργός διατομή απορρόφησης σ αυξάνεται γραμμικά με την ένταση σύμφωνα με τη σχέση [5],

$$\sigma = \sigma^{(2)} I, \quad (2.1)$$

όπου $\sigma^{(2)}$ ένας συντελεστής που περιγράφει την ισχύ της διφωτονικής απορρόφησης. Αν αντικαταστήσουμε στη σχέση που δίνει τον ατομικό ρυθμό μετάβασης $R = \frac{\sigma I}{\hbar\omega}$, την ενεργό διατομή απορρόφησης, καταλήγουμε στην εξίσωση

$$R = \frac{\sigma^{(2)} I^2}{\hbar\omega}. \quad (2.2)$$

Παρατηρούμε δηλαδή, ότι ο ατομικός ρυθμός μετάβασης, εξαρτάται από το τετράγωνο της έντασης το οποίο αφενός σημαίνει ότι η διφωτονική απορρόφηση είναι ένα μη γραμμικό φαινόμενο και αφετέρου ότι είναι πολύ ασθενής σε χαμηλές εντάσεις. Στη συνέχεια θα αναφερθούμε

συνοπτικά στα δύο είδη διφωτονικής απορρόφησης: Στη «διαδοχική» και στην «ταυτόχρονη». Στην περίπτωση της «διαδοχικής» απορρόφησης, το ηλεκτρόνιο διεγείρεται σε μια πραγματική ενδιάμεση κατάσταση και άρα απορροφά στο συγκεκριμένο μήκος κύματος σύμφωνα με το νόμο Beer-Lambert. Λόγω της επιφανειακής φύσης του φαινομένου, δεν είναι δυνατή η δημιουργία τριδιάστατων δομών μέσα στον όγκο του υλικού. Αντίθετα, στην «ταυτόχρονη» απορρόφηση, το ηλεκτρόνιο διεγείρεται σε μια εικονική ενδιάμεση κατάσταση που σημαίνει ότι το υλικό δεν απορροφά σε αυτό το μήκος κύματος. Αυτό επιτρέπει την εστίαση της δέσμης μέσα στον όγκο του υλικού χωρίς σημαντική σκέδαση, γεγονός που οδηγεί στη δημιουργία τριδιάστατων δομών.

Για την εγγραφή χρησιμοποιούμε ένα laser τιτανίου-ζαφειρίου, $Ti : Al_2O_3$ με ενεργό μέσο ένα κρύσταλλο ζαφειρίου με προσμίξεις ιόντων τιτανίου. Η χρονική διάρκεια των παλμών του είναι μικρότερη από 100fs αποφεύγοντας έτσι τη θερμική καταστροφή του δείγματος και η συχνότητα επανάληψης αυτών είναι 80MHz. Ο μεγάλος αυτός ρυθμός, αυξάνει την πιθανότητα να φτάσει ένα δεύτερο φωτόνιο μέσα στο χρόνο ζωής της εικονικής κατάστασης, ώστε να επιτευχθεί η διφωτονική απορρόφηση. Το μήκος κύματος στο οποίο λειτουργεί το laser τιτανίου-ζαφειρίου είναι τα 800nm και είναι διπλάσιο από το μήκος κύματος του πολυμερισμού. Αν λοιπόν επιλέξουμε ένα υλικό που δεν απορροφά σε $\lambda = 800\text{nm} \rightarrow \frac{\nu}{2}$, αλλά στο μισό του δηλαδή σε $\lambda = 400\text{nm} \rightarrow \nu$, εκμεταλλευόμαστε το φαινόμενο της «ταυτόχρονης» διφωτονικής απορρόφησης. Πιο συγκεκριμένα, αν μέσα στο χρονικό διάστημα ζωής της εικονικής κατάστασης, φτάσει και ένα δεύτερο φωτόνιο συχνότητας $\frac{\nu}{2}$, το ηλεκτρόνιο απορροφά και τα δύο, δηλαδή ενέργεια $E = h\nu$, μεταβαίνοντας στη διεγερμένη, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ριζών στην θεμελιώδη κατάσταση.



Σχήμα 2.1: Σχηματική απεικόνιση της διαδικασίας της διφωτονικής απορρόφησης [6]. Ένα ηλεκτρόνιο απορροφά δύο φωτόνια συνολικής ενέργειας $E = h\nu$ και μεταβαίνει στη διεγερμένη κατάσταση.

2.2 Περιγραφή Πειραματικής Διάταξης

Μια τυπική διάταξη απευθείας εγγραφής με laser πρέπει απαραίτητως να περιλαμβάνει τα εξής μέρη:

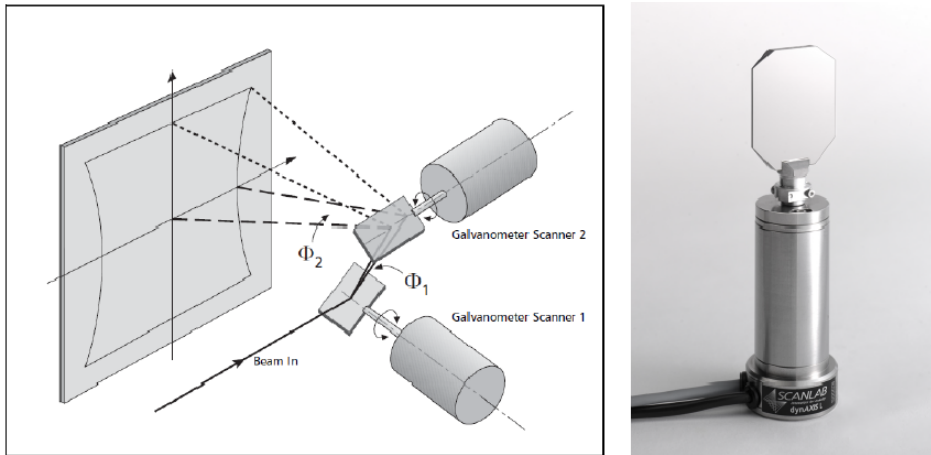
1. Ένα laser διάρκειας παλμών της τάξης του femtosecond.

2. Σύστημα για την κίνηση ή της δέσμης ή του δείγματος.
3. Οπτικά συστήματα για την εστίαση της δέσμης.
4. Συσκευή για τον έλεγχο της έντασης της δέσμης καθώς και για τον έλεγχο της διέλευσης αυτής.
5. Λογισμικό για τον συντονισμό όλων των παραπάνω λειτουργιών.

Μια τέτοια τυπική διάταξη φαίνεται στο Σχ. 2.4.

Η απευθείας εγγραφή με laser μπορεί να επιτευχθεί με δύο τρόπους: Είτε με κίνηση της δέσμης μέσω γαλβανομετρικών κατόπτρων, είτε με κίνηση του δείγματος με χρήση πιεζοηλεκτρικής τράπεζας τριών βαθμών ελευθερίας.

Μία γαλβανομετρική κεφαλή σάρωσης χρησιμοποιεί δύο κάτοπτρα, η κίνηση των οποίων ελέγχεται από δύο ξεχωριστούς κινητήρες. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, με εφαρμογή κατάλληλης τάσης, οι κινητήρες να περιστρέφουν τα κάτοπτρα και η δέσμη laser να κατευθύνεται με μεγάλη ακρίβεια στο επίπεδο xy . Μια τυπική διάταξη γαλβανομετρικών κατόπτρων, απεικονίζεται στο σχήμα 2.2.



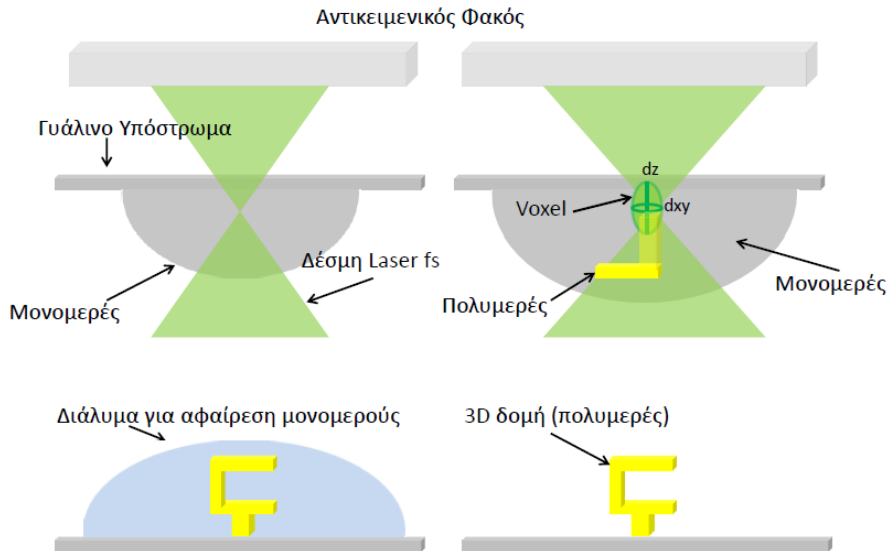
Σχήμα 2.2: Αριστερά: Σχηματική απεικόνιση κεφαλής σάρωσης γαλβανομετρικών κατόπτρων. Με κατάλληλη περιστροφή των κατόπτρων η οποία γίνεται μέσω κινητήρων, η δέσμη κατευθύνεται στο επίπεδο xy . Δεξιά: Γαλβανομετρικό κάτοπτρο.

ΠΗΓΗ: SCANLAB

Στην πρώτη περίπτωση, που η δέσμη κινείται, φτιάχνουμε τη δομή μας με χρήση λογισμικού σχεδίασης 3D γραφικών, την «κόβουμε» σε 2D επίπεδα τα οποία αποθηκεύουμε με την επέκταση .dxf και τα εισάγουμε σε λογισμικό ελέγχου της κίνησης των κατόπτρων (SAMlight). Μετά την εγγραφή ενός στρώματος, το δείγμα κινείται κατά μήκος του άξονα z (κατακόρυφη κίνηση), με βήμα που ορίζεται από το χρήστη, ώσπου τελικά να εγγραφούν όλα τα επίπεδα που απαρτίζουν την 3D δομή. Πέρα από την κίνηση του δείγματος στη διεύθυνση z , υπάρχει η και η δυνατότητα κίνησής του στο επίπεδο xy , κίνηση η οποία είναι μεγαλύτερης κλίμακας.

Στη δεύτερη περίπτωση, που η τράπεζα κινείται, η δημιουργία του σχεδίου γίνεται «προγραμματιστικά» μέσω μιας γλώσσας script. Επειδή η τράπεζα κατά τη διάρκεια εγγραφής,

μπορεί να κινηθεί κατά μήκος και των τριών αξόνων, δεν είναι απαραίτητο να «κόψουμε» το σχέδιο σε στρώματα. Η πιεζοηλεκτρική τράπεζα τριών βαθμών ελευθερίας, βρίσκεται πάνω σε τράπεζα τριών αξόνων που ελέγχεται από βηματικούς κινητήρες, ώστε να είναι δυνατή η κίνηση μεγάλης κλίμακας.



Σχήμα 2.3: Πάνω Αριστερά: Εστίαση της δέσμης laser μέσα στον όγκο του υλικού. Πάνω Δεξιά: Εγγραφή που ξεκινάει από τον όγκο του υλικού και προχωράει προς το υπόστρωμα. Απεικονίζεται το σχήμα του στοιχειώδους όγκου που πολυμερίζεται κατά τη διάρκεια της εγγραφής. Κάτω Αριστερά: Διάλυμα για την απομάκρυνση του απολυμερίστου υλικού. Κάτω Δεξιά: Τελική τριδιάστατη δομή.

Ένα μεγάλο πλεονέκτημα που έχουμε όταν κινείται η δέσμη με χρήση γαλβανομετρικών κατόπτρων είναι η μεγάλη ταχύτητα σάρωσης του δείγματος καθώς και η ευκολία σχεδίασης πολύπλοκων τριδιάστατων σχεδίων που δε θα μπορούσαν να «προγραμματιστούν». Παρόλα αυτά, λόγω της κίνησής της η δέσμη υφίσταται κάποια μικρή παραμόρφωση ακόμα και στην περίπτωση που χρησιμοποιούμε έναν επίπεδο αντικειμενικό φακό εστίασης. Για το λόγο αυτό, τα γαλβανομετρικά κάτοπτρα χρησιμοποιούνται κυρίως σε βιολογικές εφαρμογές όπου δεν απαιτείται τόσο η ακρίβεια ναομέτρου, όσο η μεγάλη ταχύτητα σάρωσης λόγω της μεγάλης έκτασης των δομών. Αντίθετα, η πιεζοηλεκτρική τράπεζα προσφέρει την ακρίβεια ναομέτρου που είναι απαραίτητη σε φωτονικές εφαρμογές.

Η ισχυρή εστίαση της δέσμης επιτυγχάνεται με αντικειμενικούς φακούς διαφόρων μεγεθύνσεων και αριθμητικού ανοίγματος ενώ ο έλεγχος της διέλευσης ή όχι αυτής γίνεται είτε μέσω ακουστο-οπτικού διαμορφωτή είτε μέσω μηχανικού διαφράγματος. Επίσης, η ένταση της δέσμης ρυθμίζεται είτε με χρήση φίλτρου είτε με χρήση πολωτών. Τέλος, η παρακολούθηση της διαδικασίας σε πραγματικό χρόνο είναι δυνατή χάρη στην τοποθέτηση μιας CCD κάμερας πίσω από το διχρωϊκό καθρέπτη όπως φαίνεται και στο Σχ. 2.4. Μια σύγκριση των διατάξεων

που χρησιμοποιούμε, φαίνεται στον πίνακα 2.1.

Στο Σχ.2.3 περιγράφεται σχηματικά η διαδικασία εγγραφής με laser. Το δείγμα τοποθετείται πάνω στην τράπεζα ανάποδα, και η δέσμη εστιάζεται μέσα στον όγκο του υλικού. Στη συνέχεια, η 3D δομή δημιουργείται «στρώμα-στρώμα» με το τελευταίο στρώμα να βρίσκεται σε επαφή με το υπόστρωμα. Τονίζουμε ότι ο στοιχειώδης όγκος του υλικού που πολυμερίζεται ($\text{voxel} = \text{volume element}$) έχει ελλιψοειδές σχήμα, με αναλογία μικρού προς μεγάλο άξονα 1 : 3, γεγονός που πρέπει να λαμβάνεται υπόψιν για τη δημιουργία των επιθυμητών διαστάσεων. Αφού τελειώσει η εγγραφή, τοποθετούμε το δείγμα μας μέσα σε κατάλληλο διάλυμα προκειμένου να αφαιρέσουμε το απολυμέριστο υλικό. Το είδος των διαλυτών και ο χρόνος παραμονής μέσα σε αυτούς εξαρτάται από το είδος του υλικού που χρησιμοποιούμε.

Σημειώνουμε τέλος, ότι ένας λόγος που κάνουμε την εγγραφή με τη σταγόνα ανάποδα, είναι διότι με αυτόν τον τρόπο καθίσταται εφικτή η ευθυγράμμιση ως προς το δείγμα με χρήση πυριτίου. Πιο συγκεκριμένα, πριν τη διαδικασία εγγραφής, τοποθετούμε ένα μικρό κομμάτι πυριτίου στην πάνω πλευρά του υποστρώματος ενώ από την κάτω πλευρά βρίσκεται η σταγόνα. Στόχος της διαδικασίας ευθυγράμμισης είναι η δέσμη να προσπίπτει τελικά κάθετα πάνω στο δείγμα και όχι υπό κάποια γωνία. Ένας άλλος λόγος είναι ότι η δέσμη υφίσταται διάθλαση καθώς προσπίπτει στην καμπύλη επιφάνεια της σταγόνας με αποτέλεσμα να δυσκολεύει η εστίασή της μέσα στο υλικό. Τέλος, στην περίπτωση που θέλουμε να επιτύχουμε αριθμητικό άνοιγμα μεγαλύτερο της μονάδας, τοποθετούμε ειδικό διαφανές λάδι μεγάλου δείκτη διάθλασης μεταξύ του φακού και του δείγματος, διαδικασία που επίσης θα ήταν αδύνατο να επιτευχθεί αν η σταγόνα τοποθετούνταν κανονικά.

2.3 Κατασκευή Τριδιάστατων Δομών

Στο παρόν εδάφιο θα περιγράψουμε τη διαδικασία που ακολουθείται για την κατασκευή των τριδιάστατων δομών και η οποία αποτελείται από τρία στάδια. Στο πρώτο στάδιο γίνεται η δημιουργία των δειγμάτων μέσω μιας διαδικασίας sol-gel, ακολουθεί ο φωτοπολυμερισμός και τέλος η απομάκρυνση του απολυμέριστου υλικού. Πριν όμως περιγράψουμε τη διαδικασία, θα ξεκινήσουμε με μια αναφορά στα υλικά τα οποία χρησιμοποιούμε.

2.3.1 Υλικά για Φωτοπολυμερισμό

Το υλικό που χρησιμοποιούμε για την εγγραφή με laser είναι υβριδικό, δηλαδή αποτελεί μια μείξη οργανικών και ανόργανων ενώσεων, οι χημικοί τύποι των οποίων φαίνονται στο Σχ.2.5. Εντός των παρενθέσεων αναφέρονται οι συντομογραφίες των ονομάτων, οι οποίες θα χρησιμοποιούνται στο εξής σε όλο το κείμενο.

Κάθε ένωση παίζει το δικό της ρόλο στη συμπεριφορά του υλικού. Πιο συγκεκριμένα, το DMAEMA και το MAA αποτελούν τα οργανικά μονομερή, με το DMAEMA να προσφέρει τη διμεθυλαμινομάδα, $(\text{CH}_3)_2\text{N}-$, που είναι απαραίτητη για την επιλεκτική επιμετάλλωση που θα περιγραφεί στη συνέχεια. Το ZPO και τα αλκοξυ-σιλάνια του MAPTMS, $(\text{CH}_3\text{CH}_2\text{O})_3\text{Si}-$, σχηματίζουν ένα ανόργανο δίκτυο το οποίο ενισχύει τη μηχανική σταθερότητα του τελικού υλικού. Τέλος, το BIS είναι ο φωτοεκκινητής, η ένωση δηλαδή που όταν απορροφά ακτινοβολία συγκεκριμένου μήκους κύματος, δημιουργεί ελεύθερες ρίζες.

Πίνακας 2.1: Σύγκριση των πειραματικών διατάξεων για φωτονικές και βιολογικές εφαρμογές

	Galvo	Nano
Κίνηση	Γαλβανομετρικά κάτοπτρα που κινούν τη δέσμη στο επίπεδο xy .	Πιεζοηλεκτρική τράπεζα που κινεί το δείγμα στο επίπεδο xy (ακρίβεια νανομέτρου).
Ταχύτητα	μέχρι m/s	δέκατα του $\mu m/s$
Ισχύς	90 %	10 %
Είδος shutter	Ακουστο-οπτικός διαμορφωτής	Μηχανικό διάφραγμα
Είδος attenuator	Φίλτρο	Εξασθένηση με χρήση πολωτών
Μεγέθυνση φακών	$\times 10, \times 20, \times 40$	$\times 100$
Τριδιάστατο σχέδιο	Αρχεία CAD	Γλώσσα Script
Εφαρμογές	Μεγάλες δομές για βιολογικές εφαρμογές, γρήγορα	Μικρότερες δομές με μεγάλη λεπτομέρεια για φωτονικές εφαρμογές

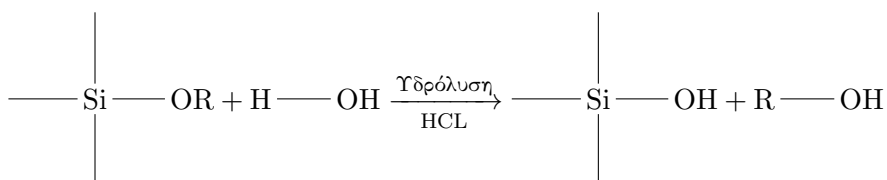
Στη συνέχεια θα αναφερθούμε πιο αναλυτικά στη διαδικασία sol-gel.

2.3.2 Διαδικασία Sol-Gel

Κατά τη διαδικασία sol-gel ένα διάλυμα μετατρέπεται σταδιακά σε ένα διφασικό σύστημα, που περιέχει και τη στερεά και την υγρή φάση (gel).

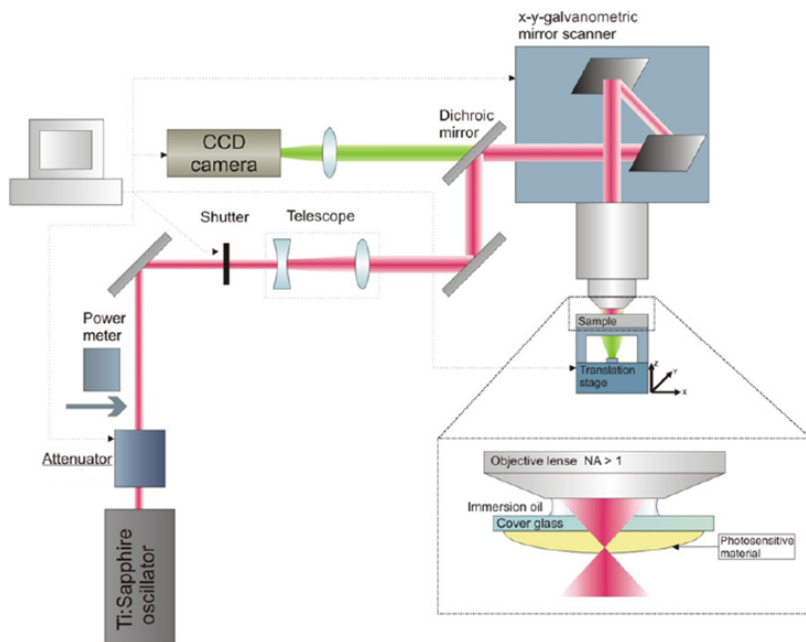
Η διαδικασία αυτή αποτελείται από δύο στάδια, το στάδιο της υδρόλυσης-συμπύκνωσης και το στάδιο της πήξης.

Στο στάδιο της υδρόλυσης, το MAPTMS αναμιγνύεται με νερό παρουσία καταλύτη και άτομα υδροξυλίου προσαρτώνται στα άτομα πυριτίου σύμφωνα με την αντίδραση,

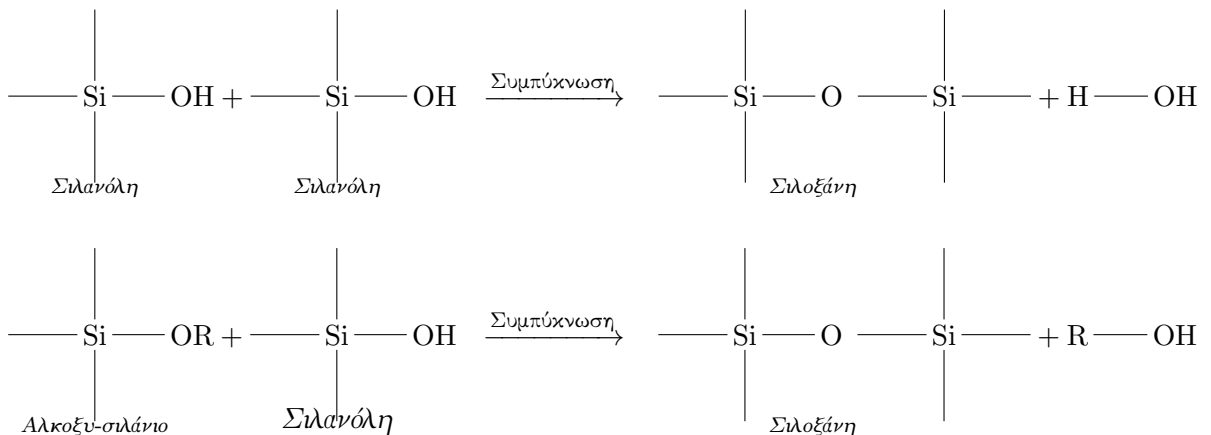


όπου το R αναπαριστά τη μεθυλομάδα CH_3- και R - OH την αλκοόλη.

Στο στάδιο της συμπύκνωσης, μπορεί να αντιδράσουν είτε δύο σιλανόλες, είτε μια σιλανόλη με ένα αλκοξυ-σιλάνιο προκειμένου να σχηματιστεί μια σιλοξάνη. Αυτή η γέφυρα πυριτίου είναι ιδιαίτερα σημαντική για την πρόσδεση των δομών πάνω στο υπόστρωμα από γυαλί.

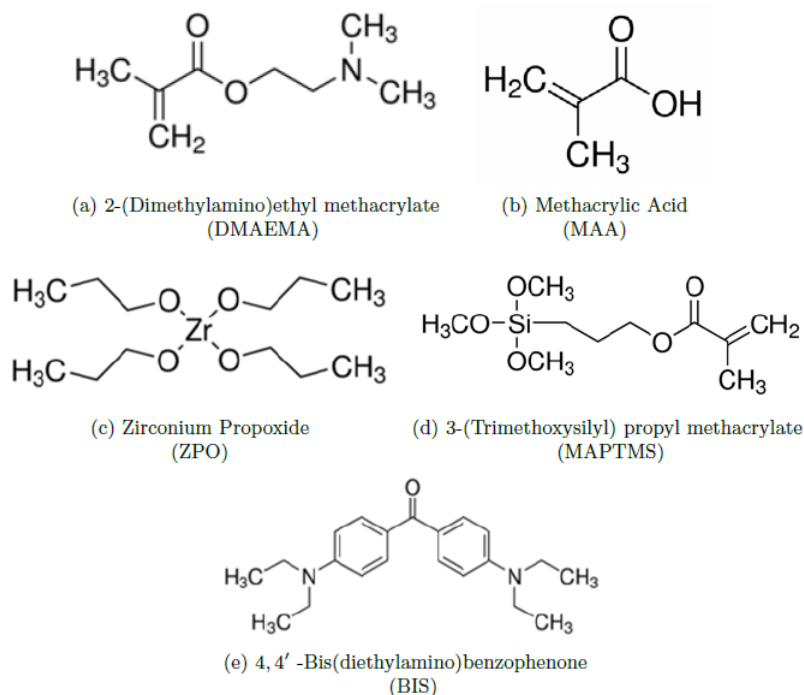


Σχήμα 2.4: Μια τυπική πειραματική διάταξη απευθείας εγγραφής με laser αποτελείται από ένα laser παλμών διάρκειας fs, γαλβανομετρικά κάτοπτρα για την κίνηση της δέσμης στο επίπεδο xy , τράπεζα για την κίνηση του δείγματος, κάτοπτρα για την κατεύθυνση και την εστίαση της δέσμης και μία κάμερα παρακολούθησης της διαδικασίας σε πραγματικό χρόνο [7].



Με την προσθήκη τώρα και του ZPO στο τελικό διάλυμα, οι γέφυρες πυριτίου προσκολλώνται στα οξυγόνα του Zr με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός ανόργανου δικτύου.

Στο στάδιο της πήξης γίνεται η δημιουργία των δειγμάτων πάνω στο γυαλί και η απομάκρυνση των διαλυτών με χρήση κενού και ήπιας θέρμανσης. Στη συνέχεια ακολουθεί ο φωτοπολυμερισμός των δειγμάτων με χρήση laser.



Σχήμα 2.5: Χημικοί τύποι των ενώσεων που χρησιμοποιήθηκαν για τη σύσταση του τελικού διαλύματος. Σε παρένθεση φαίνονται οι συντομογραφίες των ονομάτων.

2.3.3 Σύνθεση Υλικού

Στο παρόν εδάφιο θα περιγράψουμε τη διαδικασία σύνθεσης του υλικού που προορίζεται για την εγγραφή με Laser. Στο πλαίσιο της συγκεκριμένης εργασίας, έγινε η σύνθεση δύο διαφορετικών υλικών του 30% DMAEMA και του SZ2080 με τις μοριακές και ογκομετρικές αναλογίες που φαίνονται στον Πίνακα 2.2. Σημειώνουμε ότι με V_{ZPO}^* συμβολίζουμε τον όγκο του ZPO όταν το προποξείδιο του ζirkονίου δεν είναι διαλυμένο σε 1-προπανόλη. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι πρέπει να συνυπολογίσουμε την ποσότητα του διαλύματος ZPO που πρέπει να πάρουμε, ώστε να περιέχεται η ποσότητα «αδιάλυτου» ZPO που χρειαζόμαστε. Επίσης, ο V_{tot} εξαρτάται από την τελική ποσότητα διαλύματος που θέλουμε να συνθέσουμε. Τέλος, το νερό που χρησιμοποιούμε είναι αποσταγμένο. Στον Πίνακα 2.3 φαίνονται οι πυκνότητες και τα μοριακά βάρη των υλικών που χρησιμοποιήθηκαν για την παρασκευή του τελικού διαλύματος.

Η διαδικασία σύνθεσης είναι παρόμοια και για τα δύο τελικά υλικά και αποτελείται από πέντε στάδια:

1. Αναμειγνύουμε το MAPTMS με το H_2O παρουσία HCL (0.1M) και αναδεύουμε το μείγμα μέχρι να γίνει τελείως διαυγές. Στο σημείο αυτό η υδρόλυση έχει ολοκληρωθεί.
2. Σε ένα ξεχωριστό φιαλίδιο, αναμειγνύουμε το ZPO ή με το DMAEMA ή με το MAA, ανάλογα με το ποιά σύνθεση ακολουθούμε. Αναδεύουμε για περίπου 20 λεπτά.

Πίνακας 2.2: Αναλογίες Συστατικών Υλικών

30 % DMAEMA	SZ2080
$\frac{n_{\text{MAPTMS}}}{n_{\text{ZPO}}} = \frac{7}{3}$	$\frac{n_{\text{MAPTMS}}}{n_{\text{ZPO}}} = \frac{8}{2}$
$\frac{n_{\text{MAPTMS}} + n_{\text{ZPO}}}{n_{\text{DMAEMA}}} = \frac{7}{3}$	$\frac{n_{\text{ZPO}}}{n_{\text{MAA}}} = \frac{1}{1}$
$\frac{n_{\text{MAPTMS}}}{n_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{1}{2}$	$\frac{n_{\text{MAPTMS}}}{n_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{1}{2}$
$\frac{V_{\text{HCL}}}{V_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{1}{10}$	$\frac{V_{\text{HCL}}}{V_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{1}{10}$
1% w/w BIS σε MAPTMS + DMAEMA	1% w/w σε BIS MAPTMS + MAA
$V_{\text{MAPTMS}} + V_{\text{DMAEMA}} + V_{\text{ZPO}}^* = V_{\text{tot}}$	$V_{\text{MAPTMS}} + V_{\text{MAA}} + V_{\text{ZPO}}^* = V_{\text{tot}}$

Πίνακας 2.3: Πυκνότητες και Μοριακά Βάρη

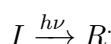
$d_{\text{DMAEMA}} = 0.933\text{g/ml}$	$M_{\text{rDMAEMA}} = 157.21\text{g/mol}$
$d_{\text{MAA}} = 1.02\text{g/ml}$	$M_{\text{rMAA}} = 86.09\text{g/mol}$
$d_{\text{ZPO}} = 1.044\text{g/ml}$	$M_{\text{rZPO}} = 327.57\text{g/mol}$
$d_{\text{MAPTMS}} = 1.045\text{g/ml}$	$M_{\text{rMAPTMS}} = 248.35\text{g/mol}$
$d_{\text{H}_2\text{O}} = 1\text{g/ml}$	$M_{\text{rH}_2\text{O}} = 18.01528\text{g/mol}$
$d_{\text{HCL}} = 1\text{g/ml}$	$M_{\text{rBIS}} = 324.46\text{g/mol}$

3. Προσθέτουμε σιγά-σιγά το περιεχόμενο του πρώτου φιαλιδίου μέσα στο δεύτερο και αναδεύουμε για περίπου 10 λεπτά.
4. Προσθέτουμε το αποσταγμένο νερό και αναδεύουμε για ακόμη 10 λεπτά.
5. Προσθέτουμε το φωτοεκκινητή και αναδεύουμε μέχρι να διαλυθεί εντελώς.

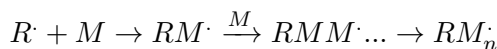
2.3.4 Φωτοπολυμερισμός

Ο φωτοπολυμερισμός είναι μια αντίδραση που επάγεται με απορρόφηση φωτός. Κατά την απορρόφηση ακτινοβολίας συγκεκριμένου μήκους κύματος, μονομερή που βρίσκονται είτε στην υγρή φάση, είτε είναι σε μορφή *gel*, μετατρέπονται σε πολυμερή, στερεάς φάσης.

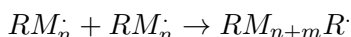
Ο φωτοπολυμερισμός αποτελείται από τρεις αντιδράσεις. Κατά την έναρξη της διαδικασίας, ο φωτοεκκινητής απορροφά φως με αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας ελεύθερης ρίζας, σύμφωνα με την αντίδραση,



Στη συνέχεια, τμήμα του φωτοεκκινητή αντιδρά με ένα μόριο του μονομερούς και μια νέα ελεύθερη ρίζα δημιουργείται. Στο στάδιο αυτό, υπάρχει μια συνεχής διάδοση της ελεύθερης ρίζας μεταξύ των μονομερών όπως φαίνεται και παρακάτω.



Ο πολυμερισμός τερματίζεται, όταν ζεύγη ελεύθερων ριζών, αντιδράσουν προς σχηματισμό ενός ομοιοπολικού δεσμού. Στο στάδιο αυτό σχηματίζονται τα τελικά μόρια πολυμερούς.



Στο τέλος της διαδικασίας, τα δείγματα τοποθετούνται μέσα σε κατάλληλο διαλύτη προκειμένου να απομακρυνθεί το απολυμεριστο υλικό.

2.4 Επιλεκτική Επιμετάλλωση

Στο παρόν εδάφιο θα περιγράψουμε τη διαδικασία της επιλεκτικής επιμετάλλωσης με άργυρο και χρυσό η οποία μας δίνει τη δυνατότητα να επιμεταλλώσουμε μόνο τις δομές, και το υπόστρωμα να παραμείνει μη αγωγίμο.

2.4.1 Επιλεκτική Επιμετάλλωση με Άργυρο

Η διαδικασία της επιμετάλλωσης αποτελείται από τρία βήματα:

1. Τοποθετούμε τα προς επιμετάλλωση δείγματα σε υδατικό διάλυμα νιτρικού αργύρου (AgNO_3) συγκέντρωσης 0,05M για 38 με 42 ώρες. Σε αυτό το στάδιο δημιουργείται μια ηλεκτροστατική έλξη ανάμεσα στα ιόντα αργύρου και στα άτομα αζώτου της διμεθυλαμινομάδας $(\text{CH}_3)_2\text{N}-$ του DMAEMA. Στη συνέχεια ξεπλένουμε τα δείγματα με νερό και τα αφήνουμε να στεγνώσουν.

2. Αφού στεγνώσουν καλά, τα τοποθετούμε μέσα σε υδατικό διάλυμα NaBH_4 συγκέντρωσης 2.478M για 22 ώρες. Στο στάδιο αυτό, γίνεται η αναγωγή των κατιόντων αργύρου και δημιουργούνται τα νανοσωματίδια αργύρου. Επειδή η αντίδραση είναι ισχυρά αναγωγική, πρώτα αφήνουμε το υδατικό διάλυμα NaBH_4 να «ηρεμήσει» για περίπου 24 ώρες και έπειτα τοποθετούμε τα δείγματά μας μέσα σε αυτό. Μετά το πέρας των 22 ωρών, ξεπλένουμε τα δείγματα με νερό και τα αφήνουμε να στεγνώσουν καλά.

3. Αφού αναμείξουμε τα διαλύματα α, β, γ , τα οποία φαίνονται παρακάτω, σε ογκομετρική αναλογία 5 : 3 : 8, τοποθετούμε μέσα στο τελικό μείγμα, τα δείγματά μας.

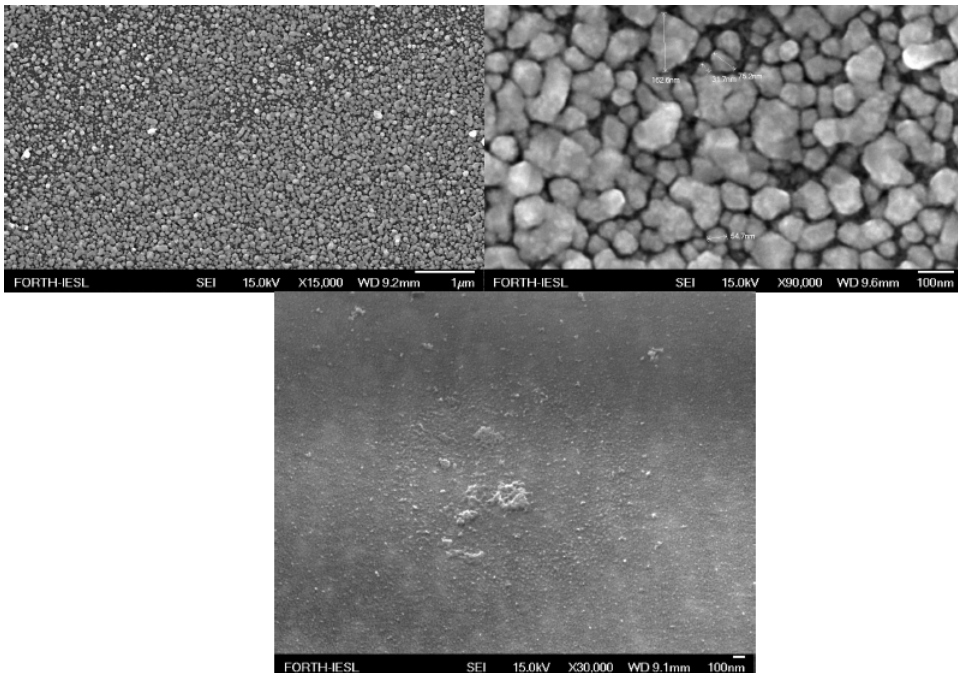
α : Υδατικό διάλυμα νιτρικού αργύρου συγκέντρωσης 0.2M.

β : Υδατικό διάλυμα αμμωνίας 25% w/w το οποίο αραιώνουμε με νερό, ώστε το τελικό διάλυμα αμμωνίας να έχει συγκέντρωση 1.76M.

γ : Υδατικό διάλυμα γλυκόζης συγκέντρωσης 1.9M.

Μόλις σκουρύνει ελαφρώς το διάλυμα, αφαιρούμε αμέσως τα δείγματα και τα ξεπλένουμε με νερό. Αφού στεγνώσουν, επαναλαμβάνουμε τη διαδικασία, ακόμη μια φορά.

Τονίζουμε ότι η επιμετάλλωση είναι επιλεκτική, καθώς οι διμεθυλαμινομάδες που έλκουν ηλεκτροστατικά τα κατιόντα αργύρου, βρίσκονται μόνο πάνω στις δομές και όχι στο υπόστρωμα.



Σχήμα 2.6: Εικόνα ηλεκτρονικού μικροσκοπίου FEM, νανοσωματιδίων αργύρου σε δύο διαφορετικές μεγεθύνσεις (πάνω) και νανοσωματιδίων χρυσού (κάτω).

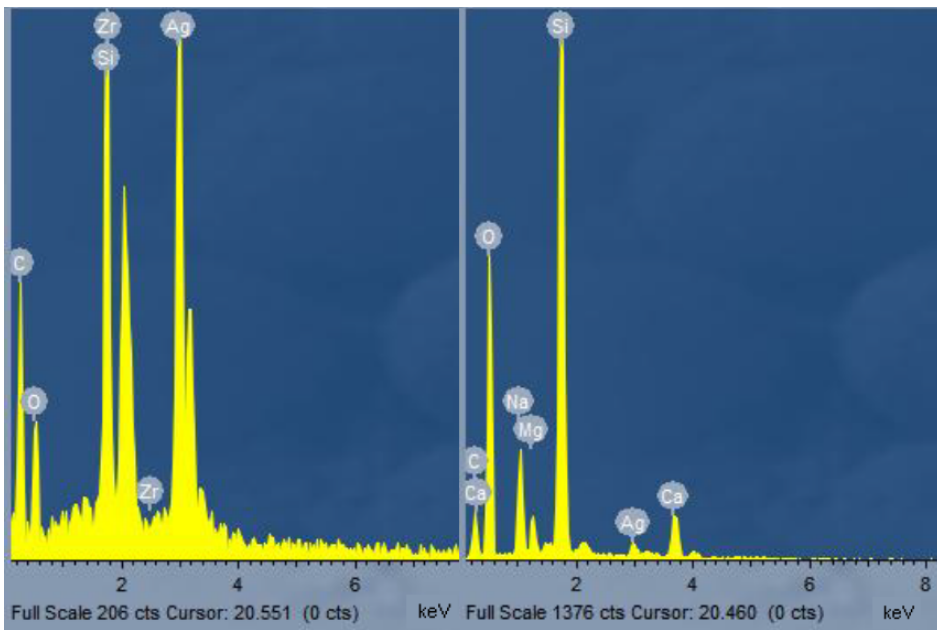
Στο Σχ. 2.6 φαίνονται εικόνες από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο FEM όπου διακρίνεται το μέγεθος και σχήμα των νανοσωματιδίων, ενώ στο Σχ. 2.7 απεικονίζονται δύο φάσματα EDS, όπου φαίνεται η επιλεκτικότητα της διαδικασίας της επιμετάλλωσης. Στο επόμενο κεφάλαιο θα περιγράψουμε αναλυτικά τις τεχνικές χαρακτηρισμού που αναφέραμε παραπάνω.

2.4.2 Επιλεκτική Επιμετάλλωση με Χρυσό

Η διαδικασία της επιχρύσωσης είναι παρόμοια με αυτή της επαργύρωσης, με τη διαφορά ότι το τελευταίο στάδιο παραλείπεται .

1. Τοποθετούμε τα προς επιμετάλλωση δείγματα σε υδατικό διάλυμα HAuCl_4 συγκέντρωσης 0,05M για 38 με 42 ώρες. Σε αυτό το στάδιο δημιουργείται μια έλξη ανάμεσα στα ιόντα χρυσού και στο άτομα αζώτου της διμεθυλαμινομάδας $(\text{CH}_3)_2\text{N}-$ του DMAEMA. Στη συνέχεια ξεπλένουμε τα δείγματα με νερό και τα αφήνουμε να στεγνώσουν καλά.

2. Αφού στεγνώσουν καλά τα δείγματά μας, τα τοποθετούμε μέσα σε υδατικό διάλυμα NaBH_4 συγκέντρωσης 2.478M για 20 ώρες. Στο στάδιο αυτό, γίνεται η αναγωγή των κατιόντων χρυσού και δημιουργούνται τα νανοσωματίδια χρυσού. Επειδή η αντίδραση είναι ισχυρά αναγωγική, πρώτα αφήνουμε το υδατικό διάλυμα NaBH_4 να «ηρεμήσει» για περίπου 24 ώρες και έπειτα τοποθετούμε τα δείγματά μας μέσα σε αυτό. Τα ξεπλένουμε με νερό και τα αφήνουμε να στεγνώσουν καλά.



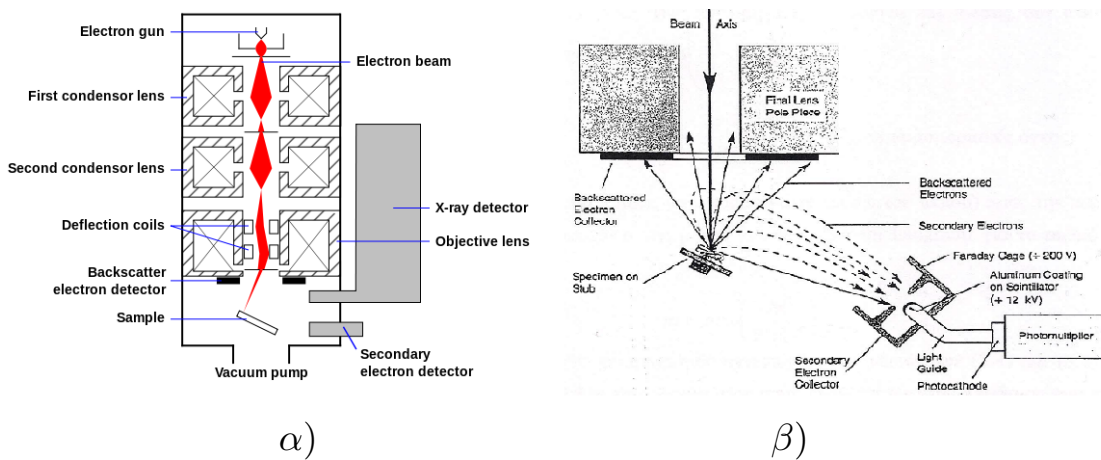
Σχήμα 2.7: Διαγράμματα Φασματοσκοπίας ακτίνων-X επαγρυωμένου υμενίου αριστερά και υποστρώματος δεξιά.

Κεφάλαιο 3

Τεχνικές Χαρακτηρισμού

3.1 Ηλεκτρονικό Μικροσκόπιο Σάρωσης

Το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης (SEM) απεικονίζει την τοπογραφία ενός δείγματος, σαρώνοντάς το με μία εστιασμένη δέσμη ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια της δέσμης παράγονται μέσω θερμιονικής εκπομπής από το σύρμα της καθόδου και εστιάζονται μέσω ηλεκτρομαγνητών. Στη συνέχεια, καθώς η δέσμη διέρχεται από πηνία, υφίσταται απόκλιση κατά τη x και y διεύθυνση με αποτέλεσμα να σαρώνει το δείγμα σε σχήμα τετραγώνου.

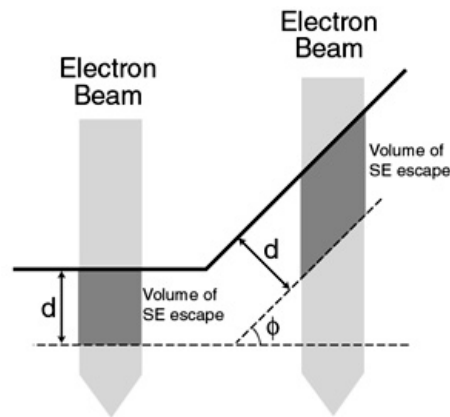


Σχήμα 3.1: Σχηματική απεικόνιση ενός SEM. Στο σχήμα α) διακρίνονται η πορεία της δέσμης, οι ηλεκτρομαγνήτες εστίασης καθώς και τα πηνία απόκλισης. ΠΗΓΗ: wikipedia. Στο σχήμα β) διακρίνονται ο κλωβός Faraday, ο σπινθηριστής και ο φωτοπολλαπλασιαστής. ΠΗΓΗ: Εργαστηριακός Οδηγός Μεταπτυχιακού Εργαστηρίου Φυσικής Στερεάς Κατάστασης.

Η εικόνα που παρατηρούμε δημιουργείται από χαμηλής ενέργειας ($< 50\text{eV}$) δευτερογενή ηλεκτρόνια καθώς και από οπισθοσχεδαζόμενα ηλεκτρόνια.

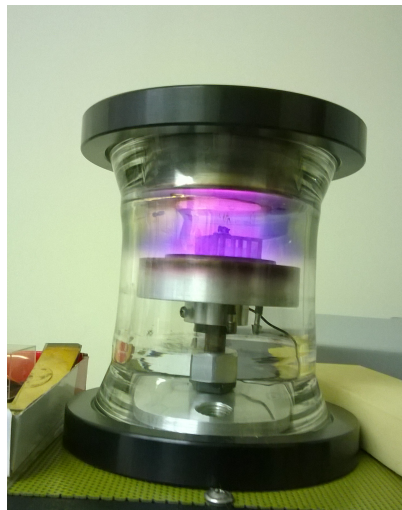
Τα δευτερογενή ηλεκτρόνια είναι ηλεκτρόνια που απομακρύνονται από τους κ-φλοιούς των ατόμων της επιφάνειας του δείγματος, σαν αποτέλεσμα της ανελαστικής σκέδασής τους με τα

πρωτογενή ηλεκτρόνια της δέσμης. Στη συνέχεια επιταχύνονται από ένα κλωβό Faraday (που βρίσκεται σε δυναμικό 200V) και προσπίπτοντας στον σπινθηριστή οδηγούν στην εκπομπή φωτός. Έπειτα, το σήμα ενισχύεται μέσω του φωτοπολλαπλασιαστή, απεικονίζεται σαν 2D κατανομή φωτός στην οθόνη και αποθηκεύεται σαν ψηφιακή εικόνα. Η αντίθεση που παρατηρούμε ονομάζεται τοπολογική και εξαρτάται: α) από τον προσανατολισμό της επιφάνειας του δείγματος σε σχέση με την προσπίπτουσα δέσμη. Πιο συγκεκριμένα όταν η δέσμη προσπίπτει κάθετα στο δείγμα, η ένταση του φωτός είναι μειωμένη σε σχέση με αυτή που παρατηρούμε για γωνία πρόσπτωσης διάφορη του μηδενός. (Βλέπε Σχ. 3.2). β) Από το στοιχείο που εκπέμπει τα δευτερογενή ηλεκτρόνια. Ένα βαρύτερο στοιχείο μπορεί να εκπέμπει εν δυνάμει περισσότερα δευτερογενή ηλεκτρόνια σε σχέση με ένα ελαφρύτερο, λόγω του μεγαλύτερου ατομικού αριθμού.

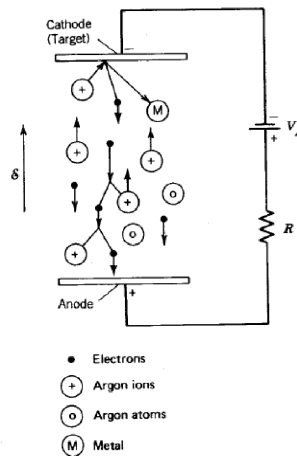


Σχήμα 3.2: Σχηματική αναπαράσταση του όγκου από τον οποίο διαφεύγουν τα δευτερογενή ηλεκτρόνια. Τα δευτερογενή ηλεκτρόνια διαφεύγουν από ένα βάθος d το οποίο μετρείται κάθετα στην επιφάνεια. Σε μέρη όπου η δέσμη (ανοιχτό γκρι) χτυπάει την επιφάνεια υπό μία γωνία (δεξιά) ηλεκτρόνια διαφεύγουν από μεγαλύτερο όγκο (σκούρο γκρι) σε σχέση με τον όγκο στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης. ΠΗΓΗ: <http://nau.edu/cefns/labs/electron-microprobe/glg-510-class-notes/signals/>.

Τα ηλεκτρόνια οπισθοσκέδασης είναι ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας που προέρχονται από την κύρια δέσμη ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια αυτά ανακλώνται ή οπισθοσκεδάζονται μέσω ελαστικών αλληλεπιδράσεων με άτομα του δείγματος που βρίσκονται όχι μόνο στην επιφάνεια αλλά και βαθύτερα στο εσωτερικό αυτού. Οι ανιχνευτές των οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων είναι και αυτοί σπινθηριστές και είναι τοποθετημένοι πάνω από το δείγμα. Εφόσον τα βαριά στοιχεία (μεγάλοι ατομικοί αριθμοί) οπισθοσκεδάζουν πιο έντονα σε σχέση με τα ελαφρύτερα στοιχεία, οι περιοχές του δείγματος με υψηλή συγκέντρωση βαρέων στοιχείων, απεικονίζονται πιο φωτεινές σε σχέση με περιοχές με περίσσεια ελαφρών στοιχείων. Άρα η αντίθεση που δημιουργείται στην περίπτωση αυτή οφείλεται στην ύπαρξη περιοχών με διαφορετική χημική σύσταση και για αυτό και ονομάζεται χημική αντίθεση. Σημειώνουμε ότι η διαδικασία της σάρωσης διεξάγεται σε συνθήκες κενού.



α)

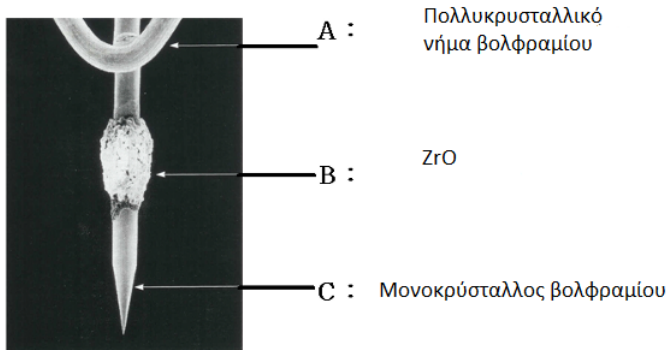


β)

Σχήμα 3.3: α) Η διάταξη της ιονβολής. Διακρίνεται το δείγμα και η χαρακτηριστική λάμψη. β) Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας της ιονβολής.

Η δημιουργία της δέσμης ηλεκτρονίων μπορεί να γίνει όχι μόνο μέσω θερμιονικής εκπομπής αλλά και λόγω ενός ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό συμβαίνει σε εκπομπούς τύπου Schottky. Σε μικροσκοπία αυτού του τύπου, μονοκρυστάλλος βολφραμίου σε σχήμα βελόνας με μύτη διαμέτρου 100nm αποτελεί την κάθοδο. Στο πάνω μέρος της καθόδου, υπάρχει πολυκρυσταλλικό βολφράμιο από το οποίο παράγονται ηλεκτρόνια, μέσω θερμιονικής εκπομπής. Το κέντρο της καθόδου είναι επικαλυμμένο με μονοξείδιο του ζirkονίου προκειμένου να μειωθεί ο φραγμός δυναμικού στην «μύτη» του μονοκρυστάλλου βολφραμίου και να διευκολυνθεί η εκπομπή ηλεκτρονίων. Μια κάθοδος τύπου Schottky φαίνεται στο σχήμα, 3.4. Η αρχή λειτουργίας αυτού του τύπου εκπομπού βασίζεται στο ότι η κάθοδος βρίσκεται σε χαμηλότερο δυναμικό σε σχέση με την άνοδο, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου που οδηγεί τα ηλεκτρόνια της καθόδου στο να εξέλθουν από το μέταλλο. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, τα ηλεκτρόνια της καθόδου να εξέρχονται του μετάλλου και λόγω θερμιονικής εκπομπής αλλά και λόγω του ότι βρίσκονται σε ένα πολύ ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο. Στην περίπτωση που χρησιμοποιείται εκπομπός τύπου Schottky πετυχαίνουμε καλύτερη ανάλυση στην εικόνα σε σχέση με το όταν η εκπομπή των ηλεκτρονίων γίνεται μόνο λόγω θέρμανση του νήματος.

Πριν περάσουμε στην παρατήρηση, επικαλύπτουμε τα δείγματα με ένα πολύ λεπτό υμένιο μετάλλου (Au) 10 nm ώστε να γειωθούν. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω της επαφής του αγωγίμου στρώματος του μετάλλου με την τράπεζα του δείγματος η οποία είναι γειωμένη, ώστε η τυχόν συσσώρευση ηλεκτρικού φορτίου να οδηγείται στο έδαφος. Η γείωση είναι απαραίτητη διότι η περίσσεια ή η έλλειψη αρνητικού φορτίου στην επιφάνεια του δείγματος οδηγεί σε αποκλίσεις της δέσμης των ηλεκτρονίων με αποτέλεσμα να αλλοιώνεται η εικόνα. Ένας ακόμη λόγος που επικρατούμε το δείγμα μας είναι για να αυξήσουμε τα δευτερογενή ηλεκτρόνια που εκπέμπονται αυξάνοντας έτσι το λόγο σήματος προς θόρυβο. Η διαδικασία της επικάλυψης πραγματοποιείται σε συσκευή ιονβολής (DC-sputtering), παρουσία αδρανο-



Σχήμα 3.4: Εκπομπή τύπου Schottky [8].

ύς αερίου, συνήθως Ar. Ο μηχανισμός επικάλυψης με ιονβολή είναι ο εξής: Σταθερή τάση εφαρμόζεται μεταξύ δύο ηλεκτροδίων που βρίσκονται μέσα στο αδρανές αέριο με αποτέλεσμα τη ροή ηλεκτρονίων μέσα στο θάλαμο. Τα ηλεκτρόνια αυτά συγκρούονται με τα ουδέτερα άτομα του Ar ιονίζοντάς τα. Λόγω του ηλεκτρικού πεδίου τα κατιόντα Ar^+ επιταχύνονται προς την κάθοδο (όπου υπάρχει ο στόχος χρυσού) και τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται προς την άνοδο (όπου υπάρχει το υπόστρωμα). Στην πορεία προς την άνοδο τα ηλεκτρόνια αποκοτούν αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσουν ουδέτερα άτομα Ar (φαινόμενο χιονοστιβάδας) ή να τα διεγείρουν. Κατά την αποδιέγερση παράγεται η χαρακτηριστική λάμψη που φαίνεται στο σχήμα 3.3.

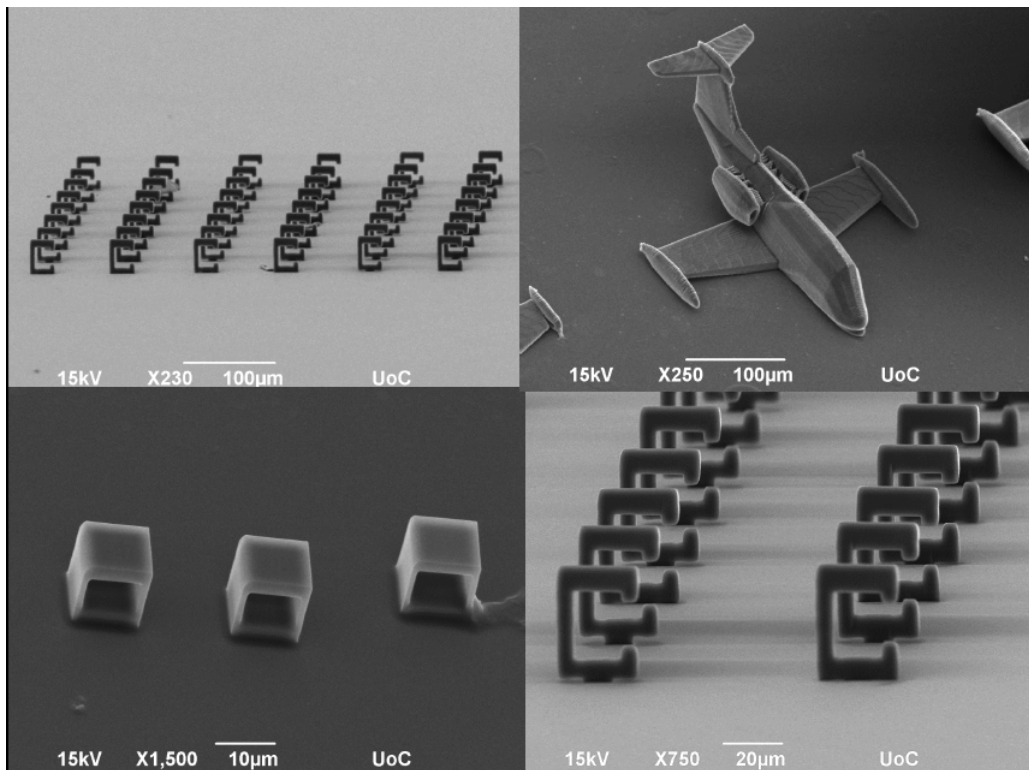
Σε υψηλές τάσεις τα κατιόντα Ar^+ , φτάνοντας στην κάθοδο αναγκάζουν τα άτομα του στόχου να εκπέμψουν δευτερογενή ηλεκτρόνια χρυσού τα οποία συνεισφέρουν και αυτά στο φαινόμενο της χιονοστιβάδας. Τελικά οι κρούσεις των ιόντων πάνω στην επιφάνεια του στόχου, οδηγούν στην απομάκρυνση ουδέτερων ατόμων ή ομάδων ατόμων του στόχου τα οποία επικάθονται στο υπόστρωμα της ανόδου.

3.2 Ανάλυση Μικροδομών με ακτίνες-X, μέθοδος EDS

Όταν τα ηλεκτρόνια της δέσμης αλληλεπιδρούν με το δείγμα, μπορούν να παραχθούν:

(α) *Χαρακτηριστικές ακτίνες-X*: Όταν ηλεκτρόνια της δέσμης προσπέσουν πάνω στο δείγμα, μπορεί να ιονίσουν ηλεκτρόνια εσωτερικών του φλοιών δημιουργώντας οπές στη ζώνη σθένους. Στην περίπτωση αυτή, οι οπές καλύπτονται από ηλεκτρόνια εξωτερικών φλοιών τα οποία κατά την αποδιέγερσή τους εκπέμπουν φωτόνια ακτίνων-X. Υπάρχει όμως και η περίπτωση αυτή η διαφορά της ενέργειας μεταξύ ενός εξωτερικού και ενός εσωτερικού φλοιού να μην αποδοθεί σε ένα φωτόνιο, αλλά σε ένα άλλο ηλεκτρόνιο εξωτερικού φλοιού, το οποίο εγκαταλείπει το άτομο με μία χαρακτηριστική κινητική ενέργεια (διαδικασία Auger).

(β) *Συνεχές φάσμα ακτίνων-X (ακτινοβολία πέδησης ή Bremstrahlung)*: Τα ηλεκτρόνια της δέσμης υφίστανται επιβράδυνση από το πεδίο Coulomb των ατόμων του πυρήνα με αποτέλεσμα να χάνουν ένα μέρος της ενέργειάς τους με τη μορφή φωτονίου. Επειδή οι αλληλεπιδράσεις είναι τυχαίες, τα ηλεκτρόνια μπορεί να χάσουν οποιοδήποτε ποσό ενέργειας μεταξύ 0 και $E_{initial}$ και αυτό έχει σαν αποτέλεσμα το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα που παράγεται κατά τη διαδικασία αυτή να είναι συνεχές.



Σχήμα 3.5: Φωτογραφίες SEM δομών που κατασκευάστηκαν με τη μέθοδο απευθείας εγγραφής με laser, στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας.

Σε ένα φάσμα EDS, οι χαρακτηριστικές ακτίνες-X εμφανίζονται σαν κορυφές πάνω σε ένα υπόβαθρο συνεχούς φάσματος που οφείλεται στην ακτινοβολία Bremstrahlung.

Στη φασματοσκοπία EDS, χρησιμοποιείται σαν ανιχνευτής, ένας κρύσταλλος πυριτίου με προσμίξεις λιθίου (Si-Li). Όταν ένα φωτόνιο ακτίνων-X προσπέσει πάνω στον κρύσταλλο, διεγείρει ένα ηλεκτρόνιο στη ζώνη αγωγιμότητας με αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας «οπής» στη ζώνη σθένους. Με εφαρμογή τάσης σε ηλεκτρόδια που βρίσκονται στο μπροστινό και πίσω μέρος του κρυστάλλου, το αρνητικό και το θετικό φορτίο έλκεται σε αντίθετες κατευθύνσεις με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός παλμού φορτίου ο οποίος με περαιτέρω επεξεργασία μετατρέπεται σε τάση. Το φάσμα EDS είναι ένα ιστόγραμμα της έντασης συναρτήσει αυτής της τάσης, η οποία είναι ανάλογη της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου ακτίνας-X. Επομένως από τον οριζόντιο άξονα παίρνουμε πληροφορία για τα στοιχεία από τα οποία αποτελείται το δείγμα μας, ενώ από τον κάθετο, παίρνουμε μια ποιοτική εικόνα για το σχετικό ποσοστό τους μέσα σε αυτό.

Συμπεράσματα-Προοπτικές

Συνοψίζοντας, μελετήσαμε θεωρητικά μια διάταξη μετατροπής πόλωσης χρησιμοποιώντας το φορμαλισμό των δυαδικών πολωσιμοτήτων. Μέσω προσομοιώσεων βελτιστοποιήσαμε την απόδοσή της και αυξήσαμε το εύρος συχνοτήτων στο οποίο λειτουργεί. Εν συνεχεία κατασκευάσαμε τη διάταξη αυτή μέσω απευθείας εγγραφής με laser, τεχνικής που μας δίνει τη δυνατότητα να κατασκευάζουμε σύνθετες τριδιάστατες γεωμετρίες.

Σαν επέκταση της παρούσας δουλειάς, στόχος είναι ο ηλεκτρομαγνητικός χαρακτηρισμός των δομών που κατασκευάστηκαν, με χρήση φασματοσκοπίας THz προκειμένου να συγκριθούν τα αποτελέσματα του πειράματος με αυτά των προσομοιώσεων, αφού πρώτα οι δομές επιμεταλλωθούν χρησιμοποιώντας την τεχνική της εναπόθεσης με χρήση παλμικού laser. Επόμενο βήμα είναι η μελέτη και άλλων γεωμετριών, οι οποίες μπορούν να οδηγήσουν όχι μόνο σε μετατροπή πόλωσης αλλά και σε άλλες, π.χ «εξωτικές» ιδιότητες, π.χ «μονόδρομη» διέλευση ηλεκτρομαγνητικού κύματος, ταυτόχρονο έλεγχο της πόλωσης και της φάσης, «μονόδρομη» τέλεια απορρόφηση κλπ. Τέλος, η δυνατότητα κατασκευής αντίστοιχων διατάξεων σε μικρότερες διαστάσεις για εφαρμογές σε υψηλότερες συχνότητες που φτάνουν μέχρι το ορατό φάσμα, είναι επίσης δυνατή με χρήση αντικειμενικών φακών εστίασης μεγαλύτερου αριθμητικού ανοίγματος.

Παράρτημα Α'

Διανυσματικές ταυτότητες

Τα εσωτερικά και εξωτερικά γινόμενα για τους πιθανούς συνδυασμούς τεσσάρων διανυσμάτων, \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} και \mathbf{d} δίνονται από τις σχέσεις

$$\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b} \cdot (\mathbf{c} \times \mathbf{a}) = \mathbf{c} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \quad (\text{A'.1})$$

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) \mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{c} \quad (\text{A'.2})$$

$$(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot (\mathbf{c} \times \mathbf{d}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})(\mathbf{b} \cdot \mathbf{d}) - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{d})(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}) . \quad (\text{A'.3})$$

Η δράση των τελεστών $\nabla \cdot$ και $\nabla \times$ σε ένα διάνυσμα ή σε συνδυασμό δύο διανυσμάτων ή ενός διανύσματος και ενός βαθμωτού μεγέθους ψ περιγράφεται από τις ταυτότητες

$$\nabla \times \nabla \psi = 0 \quad (\text{A'.4})$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) = 0 \quad (\text{A'.5})$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{a}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{a}) - \nabla^2 \mathbf{a} \quad (\text{A'.6})$$

$$\nabla \cdot (\psi \mathbf{a}) = \mathbf{a} \cdot \nabla \psi + \psi \nabla \cdot \mathbf{a} \quad (\text{A'.7})$$

$$\nabla \times (\psi \mathbf{a}) = \nabla \psi \times \mathbf{a} + \psi \nabla \times \mathbf{a} \quad (\text{A'.8})$$

$$\nabla (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) = (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{b} + (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{a} + \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{b}) + \mathbf{b} \times (\nabla \times \mathbf{a}) \quad (\text{A'.9})$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a} \cdot (\nabla \times \mathbf{b}) \quad (\text{A'.10})$$

$$\nabla \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{a} (\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \cdot \mathbf{a}) + (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{a} - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{b} . \quad (\text{A'.11})$$

Παράρτημα Β'

Αποδείξεις Πρώτου Κεφαλαίου

Απόδειξη. Εξ. (1.16).

$$\begin{aligned}
 |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| &= \sqrt{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}')} \\
 &= (\mathbf{x}^2 - 2\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}' + \mathbf{x}'^2)^{1/2} \\
 &= \left[x \left(1 - \frac{2\mathbf{x}\mathbf{x}'}{x^2} + \frac{\mathbf{x}'^2}{x^2} \right) \right]^{1/2} \\
 &\simeq x \left[1 - \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}'}{x^2} \right] \\
 &= x - \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}'}{x} = x - \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{x}' \\
 &= x - \frac{\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}'}{x} = r - \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{x}'
 \end{aligned} \tag{B'.1}$$

όπου $|\mathbf{x}| = x \equiv r$.

□

Απόδειξη. Εξ. (1.20).

Με χρήση της διανυσματικής ταυτότητας (Α'.11) προκύπτει

$$\nabla' \times [\mathbf{x}' \times \mathbf{J}(\mathbf{x}')] = [\mathbf{J}(\mathbf{x}') \cdot \nabla'] \mathbf{x}' - [\mathbf{x}' \cdot \nabla'] \mathbf{J}(\mathbf{x}') + \mathbf{x}' [\nabla' \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}')] - \mathbf{J}(\mathbf{x}') [\nabla' \cdot \mathbf{x}'] \tag{B'.2}$$

όπου

$$\begin{aligned}
 [\mathbf{J}(\mathbf{x}') \cdot \nabla'] \mathbf{x}' &= \left[J_x(\mathbf{x}') \frac{\partial}{\partial x'} + J_y(\mathbf{x}') \frac{\partial}{\partial y'} + J_z(\mathbf{x}') \frac{\partial}{\partial z'} \right] (x', y', z') \\
 &= [J_x(\mathbf{x}'), J_y(\mathbf{x}'), J_z(\mathbf{x}')] = \mathbf{J}(\mathbf{x}')
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
[\mathbf{x}' \cdot \nabla'] \mathbf{J}(\mathbf{x}') &= \left[x' \frac{\partial}{\partial x'} + y' \frac{\partial}{\partial y'} + z' \frac{\partial}{\partial z'} \right] (J_x, J_y, J_z) \\
&= [(\mathbf{x}' \cdot \nabla' J_x), (\mathbf{x}' \cdot \nabla' J_y), (\mathbf{x}' \cdot \nabla' J_z)] \\
&= [\nabla' \cdot J_x(\mathbf{x}'), \nabla' \cdot J_y(\mathbf{x}'), \nabla' \cdot J_z(\mathbf{x}')] - \mathbf{J}(\mathbf{x}')(\nabla' \cdot \mathbf{x}')
\end{aligned}$$

Διότι με χρήση της διανυσματικής ταυτότητας (Α.7) και π.χ για την συνιστώσα J_x έχουμε

$$\mathbf{x}' \cdot (\nabla' J_x) = \nabla' \cdot (J_x \mathbf{x}') - J_x (\nabla' \cdot \mathbf{x}') \quad (\text{B'.3})$$

Οπότε η Εξ.(B'.2) γίνεται

$$\nabla' \times [\mathbf{x}' \times \mathbf{J}(\mathbf{x}')] = \mathbf{J}(\mathbf{x}') - [\nabla' \cdot J_x(\mathbf{x}'), \nabla' \cdot J_y(\mathbf{x}'), \nabla' \cdot J_z(\mathbf{x}')] + \mathbf{x}' [\nabla' \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}')]$$

Αν τώρα ολοκληρώσουμε και στα δύο μέλη προκύπτει,

$$\int \mathbf{J}(\mathbf{x}') d^3 x' = - \int \mathbf{x}' [\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}')] d^3 x' \quad (\text{B'.4})$$

Από την εξίσωση συνέχειας, αν θεωρήσουμε μια αρμονική εξάρτηση της πυκνότητας φορτίου $\rho(\mathbf{x}', t) = e^{j\omega t}$, έχουμε,

$$\nabla' \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}', t) = \frac{\partial \rho(\mathbf{x}', t)}{\partial t} \Rightarrow \nabla' \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}', t) = j\omega \rho(\mathbf{x}')$$

Με χρήση της Εξ.(B.5) η Εξ.(B.4) γίνεται

$$\int \mathbf{J}(\mathbf{x}') d^3 x' = - \int \mathbf{x}' [\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{x}')] d^3 x' = -j\omega \int \mathbf{x}' \rho(\mathbf{x}') d^3 x' = -j\omega \mathbf{p}$$

καθώς με χρήση του θεωρήματος της απόκλισης,

$$\int \nabla' \cdot (J_x \mathbf{x}') d^3 x' = \oint J_x \mathbf{x}' \cdot d\mathbf{A} = 0$$

καθώς και ενός θεωρήματος της διανυσματικής ανάλυσης [1],

$$\int \nabla' \times [\mathbf{x}' \times \mathbf{J}(\mathbf{x}')] d^3 x' = \oint (\hat{\mathbf{n}} \times [\mathbf{x}' \times \mathbf{J}(\mathbf{x}')]) dS = 0 \quad (\text{B'.5})$$

Τα παραπάνω ολοκληρώματα είναι στον όγκο των πηγών. Μπορούμε όμως να θεωρήσουμε όλο τον όγκο αφού το ολοκλήρωμα στον υπόλοιπο όγκο, ισούται με μηδέν. Άρα και τα επιφανειακά

ολοκληρώματα είναι πάνω σε μία επιφάνεια η οποία τείνει στο άπειρο και αφού δεν υπάρχουν φορτία στο άπειρο ($J_x = 0$), τα ολοκληρώματα αυτά ισούνται με μηδέν.

Τελικά,

$$\mathbf{A} = -j \frac{\omega \mu_0}{4\pi} \frac{e^{jkr}}{r} \mathbf{p} \quad (\text{B'.6})$$

όπου $\mathbf{p} = \int \mathbf{x}' \rho(\mathbf{x}') d^3 x'$ η ηλεκτρική διπολική ροπή.

□

Απόδειξη. Εξ.(1.21)

Από την Εξ.(1.10) και με χρήση της διανυσματικής ταυτότητας (Α'.8) προκύπτει

$$\nabla \times \left[\frac{e^{-jkr}}{r} \mathbf{p} \right] = \frac{e^{-jkr}}{r} [\nabla \times \mathbf{p}(\mathbf{x}')] - \mathbf{p} \times \left[\nabla \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) \right].$$

Όμως $\nabla \times \mathbf{p}(\mathbf{x}') = 0$ διότι το ∇ δρά μόνο στα άτονα. Επίσης

$$\nabla \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) = \frac{-jk}{r} e^{-jkr} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] \hat{\mathbf{n}} \quad (\text{B'.7})$$

όπου $\hat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{r}}{r}$, $\mathbf{r} = x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}} + z\hat{\mathbf{z}}$ και $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$

Οπότε

$$\mathbf{H} = \frac{k^2 c}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] \quad (\text{B'.8})$$

διότι

$$\nabla \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right), \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right), \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) \right]$$

Όμως

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) &= \frac{-jke^{-jkr}}{r} \frac{\partial r}{\partial x} - \frac{e^{-jkr}}{r^2} \frac{\partial r}{\partial x} \\ &= \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\partial r}{\partial x} \left[-jk - \frac{1}{r} \right] = \frac{-jk}{r} n_x e^{-jkr} \left[1 + \frac{1}{jkr} \right] \end{aligned}$$

όπου $\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = n_x$

□

Απόδειξη. Εξ.(1.22)

Με χρήση της Εξ(1.21), η Εξ.(1.9), παίρνει τη μορφή,

$$\mathbf{E}_p = \frac{-jk}{4\pi\epsilon_0} \nabla \times \left[\frac{e^{-jkr}}{r} (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) \right] = \frac{-jk}{4\pi\epsilon_0} \nabla \times \left[e^{-jkr} \left(\frac{1}{r} + \frac{-j}{kr^2} \right) \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p} \right] \quad (\text{B'.9})$$

Κάνοντας χρήση της ταυτότητας Εξ.(A.7) έχουμε,

$$\nabla \times \left[e^{-jkr} \left(\frac{1}{r} - \frac{j}{kr^2} \right) \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p} \right] = e^{-jkr} \left(\frac{1}{r} - \frac{j}{kr^2} \right) [\nabla \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p})] - (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \times \nabla \left[e^{-jkr} \left(\frac{1}{r} - \frac{j}{kr^2} \right) \right]$$

Άρα, σύμφωνα με την ταυτότητα Εξ.(A.4) έχουμε

$$\begin{aligned} \nabla \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) &= (\mathbf{p} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{n}} - (\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla) \mathbf{p} + \hat{\mathbf{n}} (\nabla \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p} (\nabla \cdot \hat{\mathbf{n}}) \\ &= (\mathbf{p} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{n}} - \frac{2\mathbf{p}}{r} \end{aligned} \quad (\text{B'.10})$$

Διότι $(\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla) \mathbf{p} = \hat{\mathbf{n}} (\nabla \cdot \mathbf{p}) = 0$ διότι $\mathbf{p} = \mathbf{p}(\mathbf{x}')$ ενώ το ∇ υπονοεί παραγώγιση ως προς τα άτονα. Επίσης, εύκολα δείχνεται ότι $\nabla \cdot \hat{\mathbf{n}} = \frac{2}{r}$.

Επίσης με χρήση της διανυσματικής ταυτότητας, Εξ.(A.9) προκύπτει

$$\begin{aligned} (\mathbf{p} \cdot \nabla) \hat{\mathbf{n}} &= \nabla (\mathbf{p} \cdot \hat{\mathbf{n}}) = \nabla [\mathbf{p}(\mathbf{x}') \cdot \hat{\mathbf{n}}(\mathbf{x})] \\ &= p_x \nabla n_x + p_y \nabla n_y + p_z \nabla n_z \\ &= \frac{\mathbf{p}}{r} - \frac{\hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p})}{r} \end{aligned} \quad (\text{B'.11})$$

Πιο αναλυτικά,

$$\begin{aligned} \nabla n_x &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \Rightarrow \\ \nabla n_x &= \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{x^2}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right) \hat{\mathbf{x}} - \frac{xy}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \hat{\mathbf{y}} - \frac{xz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \hat{\mathbf{z}} \\ \nabla n_y &= -\frac{xy}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \hat{\mathbf{x}} + \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{y^2}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right) \hat{\mathbf{y}} - \frac{yz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \hat{\mathbf{z}} \end{aligned}$$

$$\nabla n_z = -\frac{xz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}\hat{\mathbf{x}} - \frac{yz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}\hat{\mathbf{y}} + \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{z^2}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right)\hat{\mathbf{z}}$$

Τελικά, έχουμε

$$\nabla \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) = -\frac{\mathbf{p}}{r} - \frac{\hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p})}{r}$$

$$\nabla \left[\frac{e^{-jkr}}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) \right] = \nabla \left[\frac{e^{-jkr}}{r} \right] \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) + \frac{e^{-jkr}}{r} \nabla \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) \quad (\text{B'.12})$$

Όμως

$$\begin{aligned} \nabla \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) &= \frac{-jk}{r} e^{-jkr} \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) \hat{\mathbf{n}} \\ \nabla \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) &= -\frac{1}{jk} \frac{1}{r^2} \hat{\mathbf{n}} \end{aligned}$$

Άρα η Εξ.(B.12) γίνεται

$$\nabla \left[\frac{e^{jkr}}{r} \left(1 - \frac{1}{jkr} \right) \right] = e^{jkr} \left[\frac{jk}{r} - \frac{2}{r^2} - \frac{2j}{kr^3} \right] \hat{\mathbf{n}} \quad (\text{B'.13})$$

Τελικά,έχουμε

$$(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \times \nabla \left[e^{-jkr} \left(\frac{1}{r} - \frac{j}{kr^2} \right) \right] = e^{-jkr} \left[\frac{-jk}{r} - \frac{2}{r^2} + \frac{2j}{kr^3} \right] (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \times \hat{\mathbf{n}} \quad (\text{B'.14})$$

και με χρήση της διανυσματικής ταυτότητας Εξ.(Α'.2) η οποία δίνει $(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \times \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{p} - (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p})\hat{\mathbf{n}}$ η Εξ.(B.9) καταλήγει στην,

$$\mathbf{E}_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[k^2 [(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \times \hat{\mathbf{n}}] \frac{e^{-jkr}}{r} + [3\hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \left(\frac{1}{r^3} + \frac{jk}{r^2} \right) e^{-jkr} \right] \quad (\text{B'.15})$$

□

Απόδειξη. Εξ. (1.26), (1.27)

ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ 1: ΠΟΛΩΣΗ ΠΑΡΑΛΛΗΛΗ ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ

Θεωρούμε τον άξονα x στη διεύθυνση \mathbf{p}_s . Το $\hat{\mathbf{n}}$ είναι και αυτό στο επίπεδο xy , διότι μας ενδιαφέρει να υπολογίσουμε το πεδίο που δρά στο κάθε σωματίδιο και σωματίδια έχουμε μόνο στο επίπεδο xy . Η γωνία ϕ μετριέται από τον άξονα x .

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}_s &= -p_s \sin \phi \hat{\mathbf{z}} \\ (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}_s) \times \hat{\mathbf{n}} &= -p_s \sin \phi \hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{n}} = -p_s \sin \phi \hat{\mathbf{z}} \times (\cos \phi \hat{\mathbf{x}} + \sin \phi \hat{\mathbf{y}}) \\ &= -p_s \frac{\sin 2\phi}{2} \hat{\mathbf{y}} + \mathbf{p}_s \sin^2 \phi \\ \hat{\mathbf{n}} (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p}_s) &= \hat{\mathbf{n}} p_s \cos \phi = \cos^2 \phi \mathbf{p}_s + p_s \frac{\sin 2\phi}{2}\end{aligned}$$

Αν αντικαταστήσουμε τα παραπάνω στην Εξ. (1.25) και χρησιμοποιήσουμε πολικές συντεταγμένες έχουμε να υπολογίσουμε το ολοκλήρωμα

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{\text{sheet}} &= \frac{\mathbf{p}_s}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_0^{2\pi} k^2 \sin^2 \phi d\phi \int_R^\infty e^{-jkr} dr + 3 \int_0^{2\pi} \cos^2 \phi \int_R^\infty \left(\frac{1+jkr}{r^2} \right) e^{-jkr} \right. \\ &\quad \left. - \int_0^{2\pi} d\phi \int_R^\infty \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} dr \right]\end{aligned}$$

όπου θεωρήσαμε ήδη ότι το ολοκλήρωμα $\int_0^{2\pi} \sin 2\phi d\phi = 0$.

Αν χρησιμοποιήσουμε τώρα τις τριγωνομετρικές ταυτότητες $\cos^2 \phi = \frac{1+\cos 2\phi}{2}$, $\sin^2 \phi = \frac{1-\cos 2\phi}{2}$ καθώς και τα ολοκληρώματα

$$\int_R^\infty e^{-jkr} dr = -\frac{j e^{-jkR}}{k}$$

$$\int_R^\infty \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} dr = \left(\int_R^\infty \frac{e^{-jkr}}{r^2} dr + jk \int_R^\infty \frac{e^{-jkr}}{r} dr \right)$$

$$\frac{e^{-jkr}}{r^2} dr = - \int e^{-jkr} (r^{-1})' dr = - \left[e^{-jkr} (r^{-1}) \right]_R^\infty - jk \int_R^\infty \frac{e^{-jkr}}{r} dr$$

$$\int_R^\infty \frac{1+jkr}{r^2} e^{-jkr} dr = - \left[e^{-jkr} (r^{-1}) \right]_R^\infty = \frac{e^{-jkR}}{R}$$

καταλήγουμε

$$\mathbf{E}_{\text{sheet}} = -j\omega \mathbf{p}_s \frac{\eta}{4} \left(1 - \frac{1}{jkR} \right) e^{-jkR} \quad (\text{B'.16})$$

όπου $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ η εμπέδηση του κενού, $k = \frac{\omega}{c}$ και $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ η ταχύτητα του φωτός στο κενό.

ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ 2: ΠΟΛΩΣΗ ΚΑΘΕΤΗ ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ

Στην περίπτωση αυτή το διάνυσμα της πόλωσης \mathbf{p}_s είναι κάθετο στο επίπεδο ενώ το διάνυσμα $\hat{\mathbf{n}}$ βρίσκεται στο επίπεδο xy . Άρα

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}_s &= (-\cos a\hat{\mathbf{x}} + \sin a\hat{\mathbf{y}}) \times p_s\hat{\mathbf{z}} = p_s \cos a\hat{\mathbf{y}} + p_s \sin a\hat{\mathbf{x}} \\ (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}_s) \times \hat{\mathbf{n}} &= (p_s \cos a\hat{\mathbf{y}} + p_s \sin a\hat{\mathbf{x}}) \times (-\cos a\hat{\mathbf{x}} + \sin a\hat{\mathbf{y}}) = \mathbf{p}_s \\ \hat{\mathbf{n}} (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p}_s) &= 0\end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{\text{sheet}} &= \frac{\mathbf{p}_s}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{2\pi} \int_R^\infty \left(k^2 - \frac{1+jkr}{r^2} \right) e^{-jkr} dr d\phi \Rightarrow \\ &= -\frac{\mathbf{p}_s}{2\epsilon_0} jk \left(1 + \frac{1}{jkR} \right) e^{-jkR} \Rightarrow \\ \mathbf{E}_{\text{sheet}} &= -j\omega\mathbf{p}_s \frac{\eta}{2} \left(1 + \frac{1}{jkR} \right) e^{-jkR}\end{aligned}\tag{B'.17}$$

□

Βιβλιογραφία

- [1] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, New York, 1998).
- [2] A. Zdagkas, *Report: Relationships Between Effective Polarizabilities Components for the Synthesis of Polarization Transformers*, (Herakleion, 2015).
- [3] S. Tretyakov, *Analytical Modeling in Applied Electromagnetics*, (Artech House, 2003).
- [4] T. Niemi, A. Karilainen, S. Tretyakov, IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION, **61**, (2013), 3102–3111.
- [5] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (AP 2007).
- [6] A. Selimis, V. Mironov, M. Farsari, Microelectronic Engineering, **132**,(2014), 83–89.
- [7] M. Farsari, M. Vamvakaki, B. Chichkov, J. Opt, **12**,(2010), 124001.
- [8] C. Wu, Y. Makiuchi, C. Chen, A. Reinhardt, INTECH,(2010).
- [9] N. Katsarakis, T. Koschny, M. Kafesaki, Appl. Phys. Lett., **84**,(2004), 2943-2945.
- [10] K. Aydin, K. Guven, M. Kafesaki, L. Zhang, C. Soukoulis, E. Ozbay, OPTICS LETTERS, **29 (22)**, 2004, 2623.
- [11] C. Soukoulis, M. Kafesaki, E. Economou, Adv. Mater., **18**, (2006), 1941–1952.
- [12] Y. Liu, X. Zhang, Chem. Soc. Rev., **40**,(2011), 2494-2507.
- [13] K. Terzaki, N. Vasilantonakis, A. Gaidukeviciut, A. Reinhardt, C. Fotakis, M. Vamvakaki, & M. Farsari, Optical Materials Express, **1(4)**,(2011), 134.
- [14] N. Grady, J. Heyes, D. Chowdhury, Y. Zeng, M. Reiten, A. Azad, A. Taylor, D. Dalvit, H. Cheng, Science, **340(6138)**, (2013), 1304–7.
- [15] J. Li, M. Kang, T. Feng, H. Wang, OPTICS EXPRESS, **20(14)**,(2012), 15882.
- [16] C. Menzel, C. Rockstuhl, F. Lederer, Physical Review A, **82**,(2010), 053811.

- [17] J. Goldstein, D. Newbury, D. Joy, C. Lyman, P. Echlin, E. Lifshin, L. Sawyer, D. Joy, J. Michael, *Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis*, 3rd ed. (Kluwer Academic/Plenum Publishers, 2003).
- [18] T. Niemi, *Polarization transformations in bianisotropic arrays*, Master thesis (Aalto University, School of electrical engineering, 2012).
- [19] Y. Radi, *Functional metasurfaces*, Doctoral Dissertation (Aalto University publication series, 2015).