ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ Η/Υ ΚΑΙ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

Διδακτορική Διατριβή

**Συντονιζόμενα Στοιχεία και Κυκλώματα
Αισθητήρων βασισμένα σε Οπτικές Ίνες
Φωτονικών Κρυστάλλων**

Χρήστος Π. Μάρκος

Επιβλέπων Καθηγητής:
Κυριάκος Βλάχος

Αριθμός Διδακτορικού 700

Πάτρα, Μάιος 2013

Διδακτορική Διατριβή

**Συντονιζόμενα Στοιχεία και Κυκλώματα Αισθητήρων
Βασισμένα σε Οπτικές Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων**

Χρήστος Π. Μάρκος

Επιβλέπων καθηγητής:

Κυριάκος Βλάχος, Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Μηχανικών Η/Υ
& Πληροφορικής

Τριμελής Συμβουλευτική Επιτροπή:

Κυριάκος Βλάχος, Αναπληρωτής Καθηγητής ΤΜΗΥΠ
Γεώργιος Κακαράντζας, Ερευνητής Β', Ινστιτούτο Θεωρητικής & Φυσικής
Χημείας, Εθνικό Ίδρυμα Ερευνών
Εμμανουήλ Ψαράκης, Επίκουρος Καθηγητής ΤΜΗΥΠ

Επταμελής Εξεταστική Επιτροπή:

Νικόλαος Βάϊνος, Καθηγητής, Τμήμα Επιστήμης Υλικών, ΠΠ
Κυριάκος Βλάχος, Αναπληρωτής Καθηγητής ΤΜΗΥΠ ΠΠ
Σπύρος Γιαννόπουλος, Ερευνητής Β', Ινστιτούτο Επιστημών Χημικής
Μηχανικής, Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας (ΙΤΕ)
Γεώργιος Κακαράντζας, Ερευνητής Β', Ινστιτούτο Θεωρητικής & Φυσικής
Χημείας, Εθνικό Ίδρυμα Ερευνών (ΕΙΕ)
Αλκιβιάδης-Κωνσταντίνος Κεφαλάς, Ερευνητής Α', Ινστιτούτο
Θεωρητικής & Φυσικής Χημείας, Εθνικό Ίδρυμα Ερευνών (ΕΙΕ)
Κωνσταντίνος Μπερμπερίδης, Καθηγητής ΤΜΗΥΠ ΠΠ
Εμμανουήλ Ψαράκης, Επίκουρος Καθηγητής ΤΜΗΥΠ ΠΠ

Ευχαριστίες

Η ολοκλήρωση της παρούσας διατριβής δεν θα ήταν εφικτή χωρίς την συνεισφορά ορισμένων ανθρώπων, των οποίων η ηθική, πνευματική και επιστημονική συμβολή ήταν καθοριστική κατά την διάρκεια της. Σε αυτό το σημείο θα ήθελα να τους ευχαριστήσω θερμά.

Καταρχάς, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους δύο επιβλέποντες μου τον αναπληρωτή καθηγητή Κυριάκο Βλάχο και τον ερευνητή Β' Γεώργιο Κακαράντζα για την συνεργασία μας όλα αυτά τα χρόνια στα πλαίσια της διδακτορική μου διατριβής. Η ερευνητική τους καθοδήγηση, η εμπιστοσύνη τους και η ηθική συμπαράσταση που μου προσέφεραν, συνέβαλαν σημαντικά στην επιστημονική μου κατάρτιση. Ουσιαστική για την διεξαγωγή της παρούσας διατριβής ήταν και η συνεισφορά του Διευθυντή του ΙΟΦΧ-ΕΙΕ, Ευστράτιο Καμίτσο, για τις συμβουλές και καθοδήγηση του στις αρχές της επιστημονική μου σταδιοδρομίας. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω και τον καθηγητή Ole Bang του Τεχνικού Πανεπιστημίου της Δανίας που με φιλοξένησε στην ομάδα του για συνολικά 6 μήνες.

Καθοριστικό για το ερευνητικό περιεχόμενο της διατριβής ήταν και η συνεισφορά του ερευνητή Β' Σπύρου Γιαννόπουλου από το Ινστιτούτο Τεχνολογίας και Έρευνας – (ΙΕΧΜΗ) , του Βασίλη Δρακόπουλου για την βοήθεια του στον χαρακτηρισμό μικροσκοπίας των δειγμάτων επίσης από το ΙΤΕ/ΙΕΧΜΗ και του Βασίλη Κωτσόπουλου από το εργαστήριο μικροσκοπίας του Πανεπιστημίου Πατρών. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω το τρίτο μέλος της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής, τον επίκουρο καθηγητή Εμμανουήλ Ψαράκη, αλλά και όλα τα μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής για την τιμή να συμμετέχουν στην εξέταση της παρούσας διατριβής. Ευχαριστώ επίσης τον ερευνητή Α' Αλκιβιάδη-Κωνσταντίνο Κεφαλά για όλες τις συζητήσεις μας και συμβουλές κατά την διάρκεια της διατριβής μου αλλά και τον καθηγητή Νικόλαο Βάϊνο για την βοήθεια του. Ευχαριστώ πολύ επίσης τον μεταπτυχιακό φοιτητή Αλέξανδρο Ελ-Σαχάτ, την μεταδιδάκτορα Μαρία Πατίσα, τον Θωμά Βασιλειάδη και τον μεταδιδάκτορα Κώστα Ραμαντά για την βοήθεια και συμπαράσταση που προσέφεραν κατά την διάρκεια της παρούσας διατριβής.

Τέλος ένα μεγάλο ευχαριστώ στην οικογένειά μου, την κοπέλα μου Μυρτώ και τους γονείς της, Κυριάκο Παπαηλιού και Αργυρούλα Σιγάλα, για την υποστήριξη τους όλα αυτά τα χρόνια. Η μεγάλη εμπιστοσύνη που μου έδειξαν από την αρχή βοήθησε κι εμένα τον ίδιο να αποκτήσω πίστη στις δυνάμεις μου.

Χρήστος Π. Μάρκος

Στους Ιωάννα, Παναγιώτη, Κυριάκο, Αργυρούλα, Μυρτώ-Ευγενία,
Μαρία και Γεωργία

Περίληψη Διατριβής

Τίτλος: Συντονιζόμενα Στοιχεία και Κυκλώματα Αισθητήρων βασισμένα σε Οπτικές Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων

Η ανάγκη για συνεχή παρακολούθηση διάφορων περιβαλλοντικών και άλλων παραμέτρων ώθησε την εξέλιξη και ανάπτυξη νέων αισθητήρων και συντονιζόμενων στοιχείων. Μια σημαντική κατηγορία τέτοιων αισθητήρων βασίζεται στις οπτικές ίνες. Οι αισθητήρες οπτικών ινών προσφέρουν αρκετά πλεονεκτήματα σε σχέση με άλλες κατηγορίες αισθητήρων, όπως μικρό μέγεθος, χαμηλό κόστος, ηλεκτρομαγνητική συμβατικότητα, αντοχή στον χρόνο, κτλ.

Στην παρούσα διδακτορική διατριβή παρουσιάζεται η δυνατότητα ανάπτυξης νέων αισθητήρων με χρήση μιας καινοτόμας οπτικής ίνας, γνωστή ως Ίνα Φωτονικών Κρυστάλλων (ΙΦΚ) - (Photonic crystal fiber) σε συνδυασμό με νέα και λειτουργικά υλικά. Η ΙΦΚ αποτελείται από μια περιοδική συνήθως εξαγωνική δομή οπών που δρα ως τον μανδύα της ίνας και τις περισσότερες φορές κατασκευάζεται από γυαλί (SiO_2) ή πολυμερές (PMMA, TOPAS, κτλ). Η αλλαγή στην διάμετρο των οπών και της απόστασης μεταξύ τους δίνει πολύ μεγάλη ευελιξία για διαχείριση των οπτικών ιδιοτήτων της. Εδώ παρουσιάζεται πώς η διήθηση νέων υλικών στις οπές της ΙΦΚ είναι μια αποδοτική μέθοδος για ενεργοποίηση της ΙΦΚ σε εξωτερικές παρεμβολές χωρίς να απαιτείται η κατασκευή μιας νέας ίνας από την αρχή.

Στην αρχή της διατριβής παρουσιάζονται συνοπτικά διαφορετικές αρχιτεκτονικές δομές ΙΦΚ ώστε να δώσει στον αναγνώστη μια γενική εικόνα ως προς την δυνατότητα προσαρμογής της μορφολογίας της ανάλογα με την ανάγκη εφαρμογής της. Συγκεκριμένα παρουσιάζονται οι δύο διαφορετικές κατηγορίες ΙΦΚ που αφορά το υλικό κατασκευής τους (δηλ. γυαλί ή πολυμερές) καθώς αποτυπώνεται και η μεγάλη διαφοροποίηση τους με βάση την γεωμετρία της διατομής τους (δηλ. στερεού ή κενού πυρήνα ΙΦΚ). Η συνέχεια της διατριβής εστιάζει στις γυάλινες ΙΦΚ όπου αναφέρεται εκτενώς η διαδικασία κατασκευής τους καθώς και όλοι οι μηχανισμοί κυματοδήγησης που μπορούν να υποστηρίξουν οι ΙΦΚ. Το κεφάλαιο 3 παρουσιάζει τα πειραματικά αποτελέσματα από την ανάπτυξη νέων υβριδικών ΙΦΚ με χρήση PDMS. Συγκεκριμένα παρουσιάζεται αναλυτικά η

ανάπτυξη ενός αισθητήρα κύρτωσης όπου το ενεργό υλικό στις οπές της ΙΦΚ αυξάνει την ευαισθησία της ίνας δραματικά. Επίσης με χρήση διπλοδιαθλαστικής ΙΦΚ προτείνεται μια νέα προσέγγιση ανάπτυξης αισθητήρα θερμοκρασίας με βάση το θερμο-οπτικό φαινόμενο του υλικού. Η αύξηση της θερμοκρασίας περιστρέφει την πόλωση του φωτός όπου μεταφράζεται άμεσα με αλλαγή στην ισχύ εξόδου. Η ευαισθησία του συγκεκριμένου αισθητήρα είναι 20 φορές μεγαλύτερη από την ευαισθησία των συμβατικών οπτικών ινών.

Στο επόμενο κεφάλαιο διευρύνεται η δυνατότητα που προσφέρουν οι οπές της ΙΦΚ και παρουσιάζεται επίσης για πρώτη φορά η διήθηση χαλκογενούς γυαλιού μέσα στην ΙΦΚ. Αρχικά γίνεται λόγος για τις οπτικές ιδιότητες και τα πλεονεκτήματα που προσφέρουν τα χαλκογενή γυαλιά και συγκεκριμένα το As_2S_3 . Στην συνέχεια παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα από την ανάπτυξη και χαρακτηρισμό των νέων αυτών υβριδικών ινών. Οι οπτικές ίνες που χρησιμοποιήθηκαν ήταν και στερεού και κενού πυρήνα ΙΦΚ. Στην πρώτη περίπτωση ο μηχανισμός κυματοδήγησης μετατράπηκε από ολική ανάκλαση σε φωτονικό χάσμα ενώ στην δεύτερη παρέμεινε ο ίδιος. Παρουσιάζεται επίσης πώς η ακτινοβολή των νέων υβριδικών ινών μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν εργαλείο για συντονισμό των οπτικών ιδιοτήτων της νέας υβριδικής ίνας. Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο δίνεται έμφαση στο πως νέα γυαλιά μπορούν να χρησιμοποιηθούν στις ΙΦΚ και να αναπτυχθούν συντονιζόμενα στοιχεία.

Το τελευταίο κεφάλαιο εστιάζει στην χρήση πολυμερικών οπτικών ινών για ανάπτυξη αισθητήρων τάνυσης και βιολογικών παραμέτρων. Αρχικά περιγράφεται η διαδικασία εγγραφής φραγμάτων Bragg σε διαφορετικές πολυμερικές ΙΦΚ ως μέθοδο ανίχνευσης εφελκυσμού. Για πρώτη φορά παρουσιάζεται μια νέα ΙΦΚ κατασκευασμένη από TOPAS 5013 όπου μπορεί να λειτουργήσει στους $110^{\circ}C$ και υπό συνθήκες χαμηλών επιπέδων τάνυσης. Στην τελευταία υπό-ενότητα παρουσιάζεται ο σχεδιασμός και η κατασκευή μιας νέας μορφολογικής διάταξης πολυμερικής ΙΦΚ διπλού πυρήνα που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανίχνευση βιομορίων α-στρεπταβιδίνης μέσω του μηχανισμού ανίχνευσης της αλλαγής του μήκους σύζευξης. Η προτεινόμενη πολυμερική ΙΦΚ παρουσίασε την μεγαλύτερη ευαισθησία ($20nm/nm$) ανίχνευσης βιολογικών παραμέτρων σε πλατφόρμα ΙΦΚ.

Abstract

Title: Tunable devices and Sensors based on Optical Photonic Crystal Fibers

The need for continuous monitoring of several environmental and other parameters has lead the evolution and development of new sensing and tunable devices. One significant category of those sensors is based on optical fibers. Optical fiber sensors offer many advantages compared with other kind of sensors such as compact size, low cost, electromagnetic compatibility and stability over time, etc.

This PhD thesis presents the possibility of development of new sensors using a novel optical fiber, called as photonic crystal fiber (PCF) in combination with new functional materials. PCF is consisted by a periodical, usually hexagonal structure of holes which acts as the cladding of the fiber and most of the times this fiber is made of glass (SiO_2) or polymer (PMMA, TOPAS, etc.). The hole diameter and the pitch size of these fibers provides great flexibility for manipulation of their optical properties. Here, it is presented how the infiltration of new materials inside the holes of PCF constitutes an efficient method to sensitize the fiber to external perturbations without the need of a new fiber.

In the beginning of this thesis, it is shortly presented different PCF structures in order to provide to the reader a general view regarding the flexibility of the structure according the required application. Particularly, it is presented two different categories of PCF according the host material used for the fabrication of the fiber (i.e. glass or polymer) as well as the main structural difference in the cross-section of the fiber (solid or hollow core PCF). The thesis is focused then to glass made PCFs where it is thoroughly referred their fabrication process and the possible guidance mechanism. Chapter 3 presents the experimental results from the development of new hybrid PCF based on PDMS. In particular, it presents the development of a bend sensor where the active material in the holes of PCF significantly enhances the sensitivity of the fiber. Also, by using a birefringent PCF is proposed a new approach for the

development of a temperature sensor based on thermo-optic effect induced by the material. The increment of the temperature rotates the polarization of the light which thus is directly linked to power. The sensitivity of this proposed temperature sensing is 20 times higher than the sensitivity of conventional optical fibers.

The following chapter expands the ability of PCFs having holes in the cladding and it is presented for the first time the infiltration of chalcogenide glass inside PCF. In the beginning, it is showed the optical properties and the main advantages of chalcogenide glasses and particularly As_2S_3 . Then it is presented the experimental results from the development and characterization of the new hybrid fibers. The fibers used for the experiments were solid and hollow-core PCF. In the first case (solid core fibers), the total internal reflection guiding mechanism is converted to photonic bandgap while in the second case (hollow-core fiber) the guiding mechanism is remained the same. It is also demonstrated that light illumination of the hybrid fibers can be used as tool for manipulating the optical properties of the fiber. This chapters focuses on how new glasses can be used and combined with PCF for the development of tunable devices.

The last chapter is dealing exclusively with polymer optical fibers for the development of strain sensors and detection of biological parameters. Initially, it is described the methodology for the inscription of Bragg gratings in different polymeric PCF which is the method used for the strain sensing. It is presented for the first time a new polymer PCF made by TOPAS 5013 material where it can operate up to 110°C under tensile strain. The last sub-section of the chapter presents the design and fabrication of a new polymeric PCF structure with double core where it can be used for the detection of α -streptavidin biomolecules based on the coupling length change mechanism. The proposed polymeric PCF exhibited record sensitivity (20nm/nm) in detection of biological parameters using as optical platform the polymeric PCF.

«Ο άνθρωπος οφείλει να φυτέψει τουλάχιστον ένα δέντρο. Να γεννήσει τουλάχιστον ένα παιδί. Να γράψει τουλάχιστον ένα βιβλίο...»

Έλλη Αλεξίου (1894-1988 , Ελληνίδα πεζογράφος)

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες

Περίληψη διατριβής

Abstract

Περιεχόμενα

Κατάλογος Σχημάτων

Κατάλογος Πινάκων

Συντομογραφίες

1. Οπτικές Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων	1
1.1 Εισαγωγή	1
1.2 Ιστορική αναδρομή.....	2
1.3 Κατηγοριοποίηση ινών φωτονικών κρυστάλλων	6
1.3.1 Γυάλινες ίνες φωτονικών κρυστάλλων	6
1.3.2 Πολυμερικές ίνες φωτονικών κρυστάλλων	8
1.3.3 Ίνες φωτονικών κρυστάλλων στερεού πυρήνα	10
1.3.4 Ίνες φωτονικών κρυστάλλων κενού πυρήνα	14
1.4 Οργάνωση της διατριβής.....	17
1.5 Αναφορές.....	20
 2. Γυάλινες Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων (Silica PCF)	24
2.1 Εισαγωγή	24
2.2 Κατασκευή γυάλινων ινών φωτονικών κρυστάλλων	25

2.2.1 Μέθοδος κατασκευής με εξώθηση	26
2.2.2 Μέθοδος κατασκευής με “στοίβαξη και εφελκυσμό”	27
2.3 Μηχανισμοί κυματοδήγησης σε ίνες φωτονικών κρυστάλλων	32
2.3.1 Βασική θεωρία κυματοδήγησης	32
2.3.2 Ολική εσωτερική ανάκλαση σε ίνες φωτονικών κρυστάλλων...	39
2.3.3 Φωτονικό χάσμα	44
2.3.4 Αναστολή ζεύξης φωτός.....	46
2.4 Αναφορές	49

3. Υβριδικές Γυάλινες Ίνες με χρήση PDMS 51

3.1 Εισαγωγή	51
3.2 Ιδιότητες πολυμερικού υλικού PDMS.....	53
3.3 Θεωρητική μελέτη υβριδικής ίνας PDMS/silica	57
3.3.1 Εισαγωγή.....	57
3.3.2 Παράμετρος - V	61
3.3.3 Ενεργός δείκτης διάθλασης.....	62
3.3.4 Υπολογισμός απωλειών.....	63
3.3.5 Ενεργή επιφάνεια βασικού ρυθμού και αριθμητικό άνοιγμα .	64
3.3.6 Ποσοστό αποσβενυόμενου πεδίου	66
3.3.7 Θερμικός συντονισμός παραμέτρων κυματοδήγησης.....	67
3.4 Πειραματική διαδικασία ανάπτυξης υβριδικών ινών.....	72
3.4.1 Στερεού πυρήνα	72
3.5 Ανάπτυξη αισθητήρων και συντονιζόμενων στοιχείων	74
3.5.1 Πειραματική διάταξη.....	74
3.5.2 Αισθητήρας κύρτωσης	75
3.5.3 Αισθητήρας θερμοκρασίας.....	81
3.6 Συμπεράσματα	83
3.7 Αναφορές.....	85

4. Υβριδικές Γυάλινες Ίνες με χρήση γυαλιού As_2S_3 88

4.1 Εισαγωγή	88
4.2 Ιδιότητες χαλκογενούς διαλύματος As_2S_3	90
4.3 Θεωρητική μελέτη υβριδικής ίνας $As_2S_3/silica$	92
4.4 Πειραματική διαδικασία	95
4.4.1 Στερεού πυρήνα	96
4.4.2 Κενού πυρήνα	100

4.5 Ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων	101
4.5.1 Στοιχείο μετατροπής μηχανισμού κυματοδήγησης	103
4.5.2 Συντονισμός στοιχείου με χρήση ακτινοβολίας	107
4.6 Συμπεράσματα.....	109
4.7 Αναφορές.....	111
5. Πολυμερικές Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων	113
5.1 Εισαγωγή.....	113
5.2 Χημικές και φυσικές ιδιότητες πολυμερικών ινών	114
5.2.1 Πολυμεθακρυλικός μεθυλεστέρας (PMMA).....	115
5.2.2 Συμπολυμερή κυκλικών ολεφινών, (TOPAS).....	116
5.3 Κατασκευή πολυμερικής ίνας φωτονικού κρυστάλλου.....	116
5.3.1 Πύργος κατασκευής ινών φωτονικών κρυστάλλων	117
5.3.2 Σχεδιασμός ίνας φωτονικού κρυστάλλου	118
5.3.3 Προετοιμασία προδομής.....	118
5.3.4 Παραμετροποίηση ελέγχου κατασκευής της ίνας	119
5.3.5 Χαρακτηρισμός τελικής ίνας φωτονικού κρυστάλλου	119
5.4 Εγγραφή φραγμάτων Bragg σε πολυμερικές ίνες	120
5.4.1 Θεωρία φραγμάτων Bragg.....	120
5.4.2 Πειραματική διάταξη.....	121
5.5 Αισθητήρας τάνυσης με φράγματα Bragg	122
5.5.1 Με χρήση πολυμερικής ίνας PMMA.....	123
5.5.2 Με χρήση πολυμερικής ίνας TOPAS	126
5.6 Ανάπτυξη βιο-αισθητήρα	131
5.6.1 Ίνα φωτονικού κρυστάλλου με διπλό πυρήνα	132
5.7 Συμπεράσματα	139
5.8 Αναφορές	141
6. Επίλογος	143
6.1 Γενική επισκόπηση και συνεισφορά	143
6.2 Μελλοντικές κατευθύνσεις	146
Λίστα Δημοσιεύσεων Διδακτορικής Διατριβής.....	147
Δημοσιεύσεις σε διεθνή περιοδικά	147
Δημοσιεύσεις σε διεθνή συνέδρια με πρακτικά	148
Δημοσιεύσεις σε διεθνή συνέδρια χωρίς πρακτικά	149

Κατάλογος Σχημάτων

1.1 (α) Μικροδομή στα φτερά της πεταλούδας <i>Morpho rhetenor</i> και οι εικόνες ηλεκτρονικής μετάδοσης (TEM) που απεικονίζουν την διατομή του φτερού. (β) Ιριδίζουσες ακίδες από την καίτη σκουληκιών: εικόνες ηλεκτρονικής σάρωσης (SEM) και TEM της εγκάρσιας διατομής μιας ιριδίζουσας ακίδας	3
1.2 (α) Εικόνα SEM διατομής της πρώτης ΙΦΚ με διάμετρο οπών 300 nm και απόσταση μεταξύ τους 2.3 μm [2]. (β) Η πρώτη ΙΦΚ κενού πυρήνα το 1999. Απόσταση μεταξύ των οπών 4.9 μm και διάμετρο πυρήνα 14.8 μm	4
1.3 Κατηγοριοποίηση των ΙΦΚ με βάση τα υλικά κατασκευής τους που μπορεί να είναι γυαλί ή πολυμερές. Επίσης οι ΙΦΚ διαχωρίζονται σε στερεού και κενού πυρήνα	6
1.4 Εικόνες SEM διατομής για διάφορα παραδείγματα ΙΦΚ μαλακών γυαλιών που έχουν κατασκευαστεί: (α) lead-silicate [18] - 2006, (β) τελουρίδιο [19] - 2009, (γ) Βισμούθιο [20] - 2004, και (δ) χαλκογενίδιο [21] - 2006	8
1.5 Χημική δομή του PMMA (πολυμεθακρυλικός μεθυλεστέρας) και του (β) συμπολυμερούς TOPAS	10
1.6 (α) Εικόνα SEM διατομής διπλοδιαθλαστικής ΣΠ-ΙΦΚ. (β) Μεγέθυνση διατομής του πυρήνα με έμφαση στην διαφορά των οπών της διπλοδιαθλαστικής ΣΠ-ΙΦΚ. Η συγκεκριμένη μικροδομή/ΣΠ-ΙΦΚ είναι εμπορικά διαθέσιμη	11
1.7 (α) Εικόνα SEM διατομής μη-γραμμικής ΣΠ-ΙΦΚ. (β) Μεγέθυνση διατομής του πυρήνα με έμφαση στην μικρή διάμετρο του πυρήνα (1.5 μm.) Η συγκεκριμένη μικροδομή/ΣΠ-ΙΦΚ είναι εμπορικά διαθέσιμη	12
1.8 (α) Εικόνα SEM διατομής μεγάλης επιφάνειας ΣΠ-ΙΦΚ. (β) Διαφορετική γεωμετρία πυρήνα και μανδύα σε μεγάλης επιφάνειας ΙΦΚ	13
1.9 (α) Εικόνα SEM διατομής εμπορικά διαθέσιμης ΚΠ-ΙΦΚ [26]. (β) Kagome δομή ΚΠ-ΙΦΚ με συνεχές φάσμα μετάδοσης	14
1.10 (α) Εικόνα SEM διατομής κενού πυρήνα ίνα Bragg . (β) Μεγέθυνση διατομής της με διακριτά τα εναλλάξ υμένα δύο υλικών	15
1.11 Χρονολογική εξέλιξη της μείωσης των οπτικών απωλειών σε ΣΠ- (σύμβολισμος-κύκλος) και ΚΠ-ΙΦΚ (συμβολισμός- τετράγωνο). Στην γραφική παράσταση αναφέρεται ο πρώτος συγγραφέας της δημοσιευμένης εργασίας και ο αντίστοιχος φορέας.	16
1.12 Σχηματική αναπαράσταση της δομής της διδακτορικής διατριβής	19

2.1 (α) Σχηματική αναπαράσταση προετοιμασίας προδομής ΙΦΚ με χρήση μεθόδου εξώθησης. (β) Παράδειγμα ΙΦΚ που κατασκευάστηκε με εξώθηση	26
2.2 (α) Σχηματική αναπαράσταση προετοιμασίας προδομής ΙΦΚ με χρήση μεθόδου “στοίβαξης και έλξης”. (β) Διαφορετική στοίβαξη των γυάλινων κυλίνδρων ανάλογα με την επιθυμητή μορφολογία της τελικής ίνας. 1: Διάταξη ΣΠ-ΙΦΚ με ισότροπο πυρήνα, 2: ΚΠ-ΙΦΚ, 3: ΣΠ-ΙΦΚ με διπλοδιαθλαστικότητα και 4: ΣΠ-ΙΦΚ με εμπλουτισμένο πυρήνα	28
2.3 Ο πυρήνας της ΚΠ-ΙΦΚ δημιουργείται με την αφαίρεση 7 ή 19 κελιών από το κέντρο της περιοδικής δομής. Υπάρχει επίσης και η επιλογή να αντικατασταθούν τα κελιά με κυλίνδρους μεγαλύτερης διαμέτρου	28
2.4 Αναλυτική περιγραφή των επιμέρους τμημάτων ενός πύργου εφέλκυσμού. Οι συγκεκριμένες εικόνες περιγράφουν τον πύργο εφέλκυσμού του Πανεπιστημίου του Μπάθ, μιας και είναι ο πρώτος πύργος ΙΦΚ που κατασκευάστηκε για πρώτη φορά.....	29
2.5 Αναλυτική περιγραφή των υποσυστημάτων του πύργου εφέλκυσμού για τον έλεγχο και κατασκευή της ίνας με έμφαση στην διαφορική πίεση που ασκείται στον πυρήνα και στον μανδύα ώστε να ελεγχθεί η περίοδος και η διάμετρος των οπών του φωτονικού κρυστάλλου	30
2.6 Σύγκριση των ΚΠ-ΙΦΚ για διαφορετικές παραμέτρους κατασκευής. (α), (β) Αναφέρονται στο πρώτο στάδιο κατασκευής (canes) ενώ το (γ), (δ) στην τελική μικροδομή της ΚΠ-ΙΦΚ. Οι παραπάνω φωτογραφίες μπορούν να βρεθούν στην αναφορά	31
2.7 Σύγκριση και αντιστοιχία των προφίλ του δείκτη διάθλασης σε (α) Συμβατική οπτική ίνα (β) ΣΠ-ΙΦΚ με διάμετρο οπών d , και περίοδο Λ	33
2.8 Προσομοίωση έντασης πεδίου του βασικού ρυθμού πλήρωσης χώρου (FSM) με μοναδιαίο κελί και για διαφορετικά μήκη κύματος σε συνάρτηση της περιόδου των οπών Λ . Η σχετική περίοδος της ίνας $d/\Lambda = 0.6$	34
2.9 (α) Τυπική διατομή ΚΠ-ΙΦΚ. (β) Γεωμετρική απεικόνιση των κυματοδιανυσμάτων k_0 σε σχέση με την σταθερά κυματοδήγησης β . (γ) Τυπικό σχεδιάγραμμα χάσματος (bandgap diagram) ενός ιδανικού “άπειρου” φωτονικού κρυστάλλου (όπως απεικονίζεται μέσα στο ένθετο σχήμα) με κανονικοποιημένο κυματοδιάνυσμα $\beta\Lambda$ σε σχέση με $k_0\Lambda$ απεικονίζοντας τις περιοχές κυματοδήγησης κάθε μηχανισμού. Οι τρεις γραμμές $n_{\text{υψηλό}}$, $n_{\text{χαμηλό}}$ και $n_{\text{μανδύα}}$ χρησιμοποιούνται ως αναφορά. Κάτω από την γραμμή $n_{\text{υψηλό}}$ δεν είναι δυνατή η κυματοδήγηση σε αυτό το μέσο	38
2.10 Απεικόνιση DOS (πυκνότητας φωτονικών καταστάσεων) σε δισδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο με τριγωνική δομή οπών και σχετική περίοδο $d/\Lambda = 0.99$ (αριστερά). Στην αναπαράσταση της DOS, τα διαφορετικά χρώματα αντιστοιχούν σε διαφορετικές πυκνότητες, ενώ η άσπρη περιοχή αναπαριστά ένα ολόκληρο φωτονικό χάσμα. Η οριζόντια κόκκινη γραμμή είναι η γραμμή του αέρα δηλ. $\beta = k_0$	39
2.11 (α) Εικόνα SEM της Kagome ΚΠ-ΙΦΚ. (β) και (γ) Σύγκριση των προφίλ των του βασικού ρυθμού κυματοδήγησης μεταξύ της Kagome ΚΠ-ΙΦΚ με μία συμβατική ΚΠ-ΙΦΚ	40
2.12 α) Σχεδιάγραμμα DOS για παράδειγμα Kagome ΚΠ-ΙΦΚ. (β) Το αντίστοιχο φάσμα μετάδοσης του φωτός	40

3.1 (α) Χημική περιγραφή του υλικού PDMS. (β) Φωτογραφία ηλεκτρονικής μικροσκοπίας μετάδοσης (TEM) απεικονίζοντας την ομοιόμορφη κατανομή των νανοσωματιδίων silica στην πολυμερική μήτρα	46
3.2 Διασπορά με βάση την εξίσωση Sellmeier για το PDMS (κόκκινη γραμμή) και για το διοξείδιο του πυριτίου (μαύρη διακεκομμένη γραμμή)	47
3.3 Συντελεστής απορρόφησης του πολυμερικού υλικού PDMS – Sylgard 184 από 500 έως 2000 nm μήκος κύματος	48
3.4 Μετρήσεις απωλειών διαφορετικών υβριδικών ΣΠ-ΙΦΚ από 500-1750nm	49
3.5 Η μονάδα Yee περιγράφει όλα στοιχεία του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στον κύβο. Κάθε στοιχείο του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου ορίζεται σε ένα μέρος της μονάδας Yee	51
3.6 (α) Υβριδική PDMS/silica ΙΦΚ. (β) Το προφίλ του δείκτη διάθλασης της υβριδικής μορφής. Παράδειγμα του υπολογισμού κοντινού πεδίου του βασικού ρυθμού κυματοδότησης σε μήκος κύματος 1550nm για την περίπτωση $d/\Lambda=0.35$ για (γ) την συμβατική/αρχική και την (δ) υβριδική ΙΦΚ	53
3.7 Παράμετρος-V για τις υβριδικές ΙΦΚ (έντονες γραμμές) και για τις συμβατικές ΙΦΚ (διακεκομμένες) για όλες τις σχετικές περιόδους (d/Λ) από 500-1700nm μήκος κύματος	54
3.8 Ενεργός δείκτης διάθλασης του υβριδικού PDMS/silica κυματοδηγού (συνεχόμενες έντονες γραμμές) σε σχέση με την συμβατική ΙΦΚ (διακεκομμένες γραμμές)	55
3.9 Απώλειες συγκέντρωσης φωτός (dB/m) των υβριδικών PDMS/silica ΙΦΚ από 500 nm μέχρι 1750nm	56
3.10 Ενεργή επιφάνεια βασικού ρυθμού κυματοδότησης για την υβριδική (συνεχόμενες έντονες γραμμές) και την κοινή ΙΦΚ (διακεκομμένες γραμμές) για διαφορετικές σχετικές περιόδους d/Λ	57
3.11 Αριθμητικό άνοιγμα, NA, του βασικού ρυθμού κυματοδότησης για την υβριδική (συνεχόμενες έντονες γραμμές) και την κοινή ΙΦΚ (διακεκομμένες γραμμές) για διαφορετικές σχετικές περιόδους d/Λ	58
3.12 (α) Αποσβεννόμενο πεδίο (%) για τις υβριδικές ΙΦΚ από 500nm έως 1700 nm για διαφορετικές σχετικές περιόδους d/Λ . (β) Παράδειγμα σχηματικής αναπαράστασης του αποσβεννόμενου πεδίου στην περίπτωση $d/\Lambda = 0.75$ στο 1700 nm μήκος κύματος ..	59
3.13 Διαφορά δεικτών διάθλασης Δn της υβριδικής ίνας για διαφορετικές σχετικές περιόδους σε σχέση με την θερμοκρασίας για μήκος κύματος (α) 633nm και (β) 1550nm	61
3.14 Αλλαγή της παραμέτρου V για διαφορετικά d/Λ από 0°C-100°C στο (α) 633nm και (β) 1550nm	61
3.15 Απώλειες συγκέντρωσης φωτός της υβριδικής ίνας για διαφορετικές σχετικές περιόδους d/Λ , από 0°C - 100°C στο 1550nm μήκος κύματος	62

3.16 Αλλαγές της ενεργής επιφάνειας του βασικού ρυθμού κυματοδότησης και του αριθμητικού ανοίγματος NA σε σχέση με την θερμοκρασία για (α), (γ) 633nm και (β), (δ) 1550nm μήκος κύματος	63
3.17 Αποσπάσματα μονού καρέ (ένα ανά 20°C) από το βίντεο προσομοίωσης απεικονίζοντας την αλλαγή του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδικής PDMS/silica ΙΦΚ με $d/\Lambda=0.35$ στο 1550nm μήκος κύματος. (α) Καρέ για θερμοκρασία 0°C και (ζ) για 100°C (λογαριθμική κλίμακα)	64
3.18 Ποσοστό αποσβενυόμενου πεδίου της υβριδικής ΙΦΚ στο (α) 633nm και (β) 1550nm μήκος κύματος από 0°C- 100°C	64
3.19 Σχηματική αναπαράσταση της διήθησης του ενεργού υλικού PDMS στις οπές συμβατικής ΣΠ-ΙΦΚ	65
3.20 (α) Φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου SEM από εμπορικά διαθέσιμη ΣΠ-ΙΦΚ (ESM-12-01). (β) Φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου SEM υβριδικής PDMS/silica ΙΦΚ. (γ) Φωτογραφία οπτικού μικροσκοπίου της αρχικής ΙΦΚ από πλάγια. (δ) Φωτογραφία οπτικού μικροσκοπίου της υβριδικής ΙΦΚ από πλάγια	66
3.21 (α) Φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου SEM διπλοδιαθλαστική ΙΦΚ. (β) Φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου SEM υβριδικής PDMS/silica διπλοδιαθλαστικής ΙΦΚ	67
3.22 Πειραματική διάταξη για τις μετρήσεις με την διπλοδιαθλαστική ΣΠ-ΙΦΚ	68
3.23 (α) Υπολογισμός του προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδικής ΙΦΚ στο 633nm μήκος κύματος. (β) Υπολογισμός του προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδικής ΙΦΚ στο 1550nm μήκος κύματος. (γ) Πειραματική καταγραφή του βασικού ρυθμού στο 633nm με χρήση κάμερας. (δ) Ενεργός δείκτης διάθλασης της υβριδικής (κόκκινη) και συμβατικής (μαύρο) ΙΦΚ. Η διακεκομμένη γραμμή είναι η διασπορά της silica	69
3.24 Απώλειες κύρτωση της υβριδικής ΙΦΚ σε (α) 473nm (β) 633nm, (γ) 1550nm για την συμβατική (μαύρη γραμμή) και υβριδική (κόκκινη γραμμή) ΣΠ-ΙΦΚ. (δ) Μέτρηση των απωλειών κύρτωσης της υβριδικής ΙΦΚ για διαφορετικά μήκη κύματος σε διαφορετικές διαμέτρους κύρτωσης.....	71
3.25 Καρέ (ένα για κάθε 10°C) από το βίντεο προσομοίωσης που απεικονίζει την επαναφορά του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδικής ΙΦΚ καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται από τους 20°C μέχρι 70°C για σταθερή διάμετρο κύρτωσης 4cm. Τα καρέ (α – ζ) αντιστοιχούν σε μήκος κύματος 633nm και (η – μ) σε 1550nm	72
3.26 Θερμό-οπτικό φαινόμενο της υβριδικής ΙΦΚ για διάμετρο κύρτωσης 4cm στο (α) 633nm και (β) 1550nm μήκος κύματος	73
3.27 Διπλοδιαθλαστικότητα (B) της (α) αρχικής ΙΦΚ με αέρα και της (β) υβριδικής ΙΦΚ. Οι έντετες εικόνες απεικονίζουν το προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης σε κάθε περίπτωση	74
3.28 Διπλοδιαθλαστικότητα για διαφορετικές θερμοκρασίες της υβριδικής ΣΠ-ΙΦΚ στο 633nm μήκος κύματος	75

3.29 Πειραματική μέτρηση της υβριδικής ΙΦΚ από 20°C – 80°C στο μήκος κύματος 633nm	75
4.1 Οπτική απορρόφηση του χαλκογενούς υλικού As ₂ S ₃ σε διαφορετικές θερμοκρασίες. Οι δύο γραμμές (συνεχής και διακεκομμένη) δείχνουν το φάσμα απορρόφησης διαφορετικών δειγμάτων στους 27°C. Τα φάσματα στους -98°C (+), -73°C (x), -23°C(□), 27°C(Δ), και 126°C (O). Επίσης απεικονίζονται τα φάσματα στους -263°C για το υλικό As ₂ S ₃ (διακεκομμένη με σημείο γραμμή) και για το κρυσταλλικό δείγμα (σημειακή γραμμή)	83
4.2 Σχηματική αναπαράσταση της σταδιακής απομάκρυνσης του διαλύτη (προπυλαμίνη) με βάση την θερμοκρασία γήρανσης	84
4.3 Χαρακτηρισμός γυαλιού As ₃₀ S ₇₀ ως προς τον δείκτη διάθλασης του από 750-2250nm μήκος κύματος σε διαφορετικές θερμοκρασίες	85
4.4 (α) Γενική απεικόνιση της διατομής ΙΦΚ με υμένια As ₂ S ₃ στις οπές της. (β) Μεγέθυνση οπής της ΙΦΚ απεικονίζοντας το λεπτό υμένιο As ₂ S ₃ στα τοιχώματα της οπής της ΙΦΚ	86
4.5 Παράδειγμα φάσμα μετάδοσης φωτός από 600-1000nm για υβριδικό κυματοδηγό ARROW	87
4.6 (α) Γενική απεικόνιση της διατομής της ESM-12-01 με υμένια As ₂ S ₃ στις οπές της. (β) Μεγέθυνση μιας οπής της ΙΦΚ απεικονίζοντας το λεπτό υμένιο As ₂ S ₃ στα τοιχώματα. (γ) Κλίση 20° στην ΙΦΚ για καλύτερη παρατήρηση των υμενίων γυαλιού στις οπές. (δ) Μεγέθυνση μιας οπής σε κλίση 20° με καθαρή απεικόνιση του υμενίου που έχει σχηματιστεί	90
4.7 (α) Διατομής του πυρήνα της ESM-12-01 με υμένια As ₂ S ₃ στις οπές της. (β) Μεγέθυνση μιας οπής της ΙΦΚ απεικονίζοντας το λεπτό υμένιο As ₂ S ₃ στα τοιχώματα. (γ) Κλίση 20° στην ΙΦΚ εμφανίζοντας τα μικρά “νησιά” από το χαλκογενές γυαλί.	91
4.8 (α) Διατομής του πυρήνα της LMA-5 με υμένια As ₂ S ₃ στις οπές της. (β) Μεγέθυνση μιας οπής της ΙΦΚ (LMA-5) απεικονίζοντας το λεπτό υμένιο As ₂ S ₃ στα τοιχώματα της.	91
4.9 (α) Μεγέθυνση οπής και σημείο εστίασης για χαρακτηρισμό EDX. (β) Φασματική απεικόνιση των στοιχείων του σημείου εστίασης, με έμφαση στα στοιχεία As και S.....	92
4.10 (α) Φωτογραφίας ηλεκτρονικής σάρωσης SEM της ΚΠ-ΙΦΚ (β) Μεγέθυνση του πυρήνα της ίνας με έμφαση στην δημιουργία φυσαλίδων στην επιφάνεια. (γ) Απεικόνιση των λωρίδων γυαλιού που έχουν δημιουργηθεί στις γωνίες της εξαγωνικής δομής	93
4.11 (α) Μεγέθυνση οπής και σημείο εστίασης για χαρακτηρισμό EDX. (β) Φασματική απεικόνιση των στοιχείων του σημείου εστίασης, με έμφαση στα στοιχεία As και S	93
4.12 Μετρήσεις χαρακτηρισμού Raman του διαλύματος As ₂ S ₃ καθώς και το υλικού που έχει σχηματιστεί μέσα στις οπές της ΙΦΚ για συγκέντρωση διαλύματος (α) c1 και (β) c2	95
4.13 Μετάδοση φωτός σε (α) υβριδική As ₂ S ₃ /ESM (με συγκέντρωση c1 και (β) As ₂ S ₃ /ESM (με συγκέντρωση c2). (γ), (δ) Απεικόνιση των αντίστοιχων απωλειών των υβριδικών ινών. Ένθετη εικόνα στο (δ) απεικονίζει το προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδηγησης στην περίπτωση της συγκέντρωσης διαλύματος c2	97

4.14 Μετάδοση φωτός σε (α) υβριδική As ₂ S ₃ /LMA-5 (με συγκέντρωση c1 και (β) As ₂ S ₃ /LMA-5 (με συγκέντρωση c2). (γ), (δ) Απεικόνιση των αντίστοιχων απωλειών των υβριδικών ινών. Ένθετη εικόνα στο (δ) απεικονίζει το προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης στην περίπτωση της συγκέντρωσης διαλύματος c2	98
4.15 Πειραματική διάταξη για τον χαρακτηρισμό των υβριδικών As ₂ S ₃ /silica ΙΦΚ. Το μήκος κύματος που χρησιμοποιήθηκε για την ακτινοβολήση του δείγματος ήταν με πηγή στο 473nm	100
4.16 Φάσμα μετάδοσης της υβριδικής ίνας προ- (μαύρη γραμμή) και μετά (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) ακτινοβολήσης με πηγή στα 473nm μήκος κύματος από 500-1750nm	100
4.17 α) Φάσμα μετάδοσης της υβριδικής ίνας προ- (μαύρη γραμμή) και μετά (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) ακτινοβολήσης με πηγή στα 473nm μήκος κύματος από 500-1750nm	101
5.1 (α) Πύργος εφελκυσμού για την κατασκευή πολυμερικών ινών. (β) Φωτογραφία του πύργου στο σημείο εφελκυσμού της ίνας σε πραγματικό χρόνο	109
5.2 Απεικόνιση πολυμερικών προδομών από TOPAS και PMMA με κατασκευασμένη την επιθυμητή δομή της τελικής ΙΦΚ	111
5.3 Απεικόνιση πολυμερικών προδομών από TOPAS και PMMA με κατασκευασμένη την επιθυμητή δομή της τελικής ΙΦΚ	113
5.4 (α) Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης εγγραφής φραγμάτων Bragg σε πολυμερικές ίνες. (β) Φωτογραφία πραγματικής πειραματικής διάταξης ...	114
5.5 Προφίλ απωλειών της πολυμερικής ΙΦΚ (κόκκινη γραμμή) και της συμβατικής (μπλε γραμμή). Οι εσωτερικές οπτικές φωτογραφίες απεικονίζουν την διατομή της ίνας σε κάθε περίπτωση	115
5.6 Φάσμα ανάκλασης από την πολυμερική ΙΦΚ (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) και από την συμβατική πολυμερική οπτική ίνα (μπλε γραμμή)	116
5.7 Ευαισθησία τάνυσης των φραγμάτων Bragg σε μήκος κύματος 1550nm στην ΠΟΙ (κουκίδες) και σε ΠΙΦΚ (τετράγωνα) με την αντίστοιχη fitting γραμμή. Η ευαισθησία των φραγμάτων στο μήκος κύματος 850nm σε ΠΟΙ (κουκίδες) και σε ΠΙΦΚ (τετράγωνα) και η αντίστοιχη fitting γραμμή	117
5.8 (α) Φάσμα ανάκλασης του φράγματος Bragg στην υψηλού T _g ΠΙΦΚ σε θερμοκρασία δωματίου. Ένθετη εικόνα: Οπτική φωτογραφία της διατομής της νέας TOPAS ίνας. (β) Φάσμα απωλειών της ίνας	118
5.9 (α) Απόκριση του φράγματος Bragg σε αλλαγή θερμοκρασίας. (β) Αλλαγή της κοινωνικοποιημένης έντασης του μέγιστου σημείου ανάκλασης καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία	119
5.10 (α), (β) Μετατόπιση φράγματος Bragg για διαφορετική τάνυση στους 50°C και 100°C, αντίστοιχα, (δ) Αντίστοιχη αλλαγής της έντασης τους φράγματος Bragg για ίδια τάνυση και θερμοκρασίες	120

5.11 (α) Απόκριση του φράγματος Bragg σε αλλαγή θερμοκρασίας. (β) Αλλαγή της κοινωνικοποιημένης έντασης του μέγιστου σημείου ανάκλασης καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία	121
5.12 (α) Αλλαγή του φράγματος Bragg σε μικρότερο μήκος κύματος με την αλλαγή του χρόνου στους 110°C. (β) Συνολική μετατόπιση του φράγματος μετά από 7 ώρες στους 110°C. Η παραμόρφωση παραμένει σταθερή μετά από 24 ώρες σε θερμοκρασία δωματίου	122
5.13 Απόκριση του φράγματος Bragg σε υψηλή τάνυση με χρήση της ίδιας ίνας αλλά με διάμετρο 180μm σε θερμοκρασία δωματίου, 50°C και 98°C	122
5.14 Απόκριση του φράγματος Bragg σε υψηλή τάνυση με χρήση της ίδιας ίνας αλλά με διάμετρο 180μm σε θερμοκρασία δωματίου, 50°C και 98°C	124
5.15 Καταγραφή του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της ίνας με (α) μηδενικό φώς στους πυρήνες. Ένθετη φωτογραφία: φωτογραφία οπτικού μικροσκοπίου της διατομής της ίνας που κατασκευάστηκε με απόσταση πυρήνων 2Λ. (β) Σύζευξη φωτός στον πρώτο πυρήνα, (γ) στον δεύτερο πυρήνα, (δ) με 50% στον κάθε πυρήνα	125
5.16 Το προφίλ των απωλειών σε ΠΙΦΚ από PMMA και με $d/\Lambda = 0.5$. Ένθετη εικόνα: Διατομή της ίνας που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις	125
5.17 (α) Συμμετρικός και (β) αντι-συμμετρικός υπερ-ρυθμός ΠΙΦΚ με νερό στις οπές της και με απόσταση πυρήνων 2Λ. (γ) Διαφορά ενεργού δείκτη διάθλασης x- και y-άξονα των υπερ-ρυθμών	126
5.18 (α) Μήκος σύζευξης σε σχέση με το μήκος κύματος της διπλού πυρήνα ΠΙΦΚ με 2 οπές απόσταση μεταξύ τους για 0nm (συνεχής γραμμή), 40nm (διακεκομμένη γραμμή), 45nm (με κουκίδες γραμμή) βιο-υλικού σε μορφή υμενίου στις οπές της ΠΙΦΚ. (β) Μήκος σύζευξης σε σχέση με το μήκος κύματος της διπλού πυρήνα ΠΙΦΚ με 40nm πάχος υμενίου για απόσταση μεταξύ των πυρήνων 2Λ (με κουκίδες γραμμή), 3Λ (διακεκομμένη γραμμή) και 4Λ (συνεχής γραμμή)	127
5.19 Σχηματική αναπαράσταση μετάδοσης του φωτός (Pout/Pin) σε διπλού πυρήνα ΠΙΦΚ μήκους 7cm (συνεχής γραμμή) και με υμενίου 40nm στις οπές της ίνας (διακεκομμένη γραμμή). Η απόσταση μεταξύ των οπών είναι 2Λ. Δεξιά εικόνα: Απλή αναπαράσταση του συζευκτή με ορισμό του Pout και Pin	128
5.20 Ευαισθησία σε σχέση με το μήκος κύματος λειτουργίας της διπλού πυρήνα ΠΙΦΚ για απόσταση μεταξύ των πυρήνων (α) 2Λ (σύγκριση 40-45nm με 10-15nm πάχος υμενίου για μήκος $L = 7\text{cm}$ (β) 3Λ και (γ) 4Λ. Τα τετράγωνα αντιστοιχούν σε μήκος ίνας $L = 7\text{cm}$ και οι κόκκινες κουκίδες σε μήκος $L = 15\text{cm}$	130

Κατάλογος Πινάκων

1.1 Ιστορική αναδρομή της εξέλιξης των ΙΦΚ.....	5
3.1 Χαρακτηριστικά των εμπορικά διαθέσιμων ΙΦΚ που χρησιμοποιήθηκαν για τις μετρήσεις απορρόφησης	49
5.1 Βασικές οπτικές και μηχανικές ιδιότητες του PMMA και άμεση σύγκριση με τις ιδιότητες της silica.....	107
5.2 Βασικές οπτικές και μηχανικές ιδιότητες του συμπολυμερούς TOPAS βαθμού 5013	108

Συντομογραφίες

ΙΦΚ	Ίνα Φωτονικών Κρυστάλλων
ΠΙΦΚ	Πολυμερική Ίνα Φωτονικών Κρυστάλλων
ΣΠ-ΙΦΚ	Στερεού Πυρήνα Ίνα Φωτονικών Κρυστάλλων
ΚΠ-ΙΦΚ	Κενού Πυρήνα Ίνα Φωτονικών Κρυστάλλων
ΕΔΠ	Ενεργή Διάμετρο Πεδίου
ΑΖΦ	Αναστολή Ζεύξης Φωτός
ΟΑ	Ολική Ανάκλαση
ΦΧ	Φωτονικό Χάσμα
ΠΔΧ	Πεπερασμένων Διαφορών Χρόνου
ΑΣΦ	Απώλειες Συγκέντρωσης Φωτός
ΑΜΚ	Ανεξάντλητα Μονορυθμική Κυματοδήγηση

Κεφάλαιο 1

Οπτικές Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται μία σύντομη περιγραφή και ιστορική αναδρομή από την ανακάλυψη μέχρι την υλοποίηση των ινών φωτονικών κρυστάλλων (Photonic Crystal Fibers – PCFs). Κατόπιν παρουσιάζεται η κατηγοριοποίηση τους ανάλογα με το υλικό κατασκευής τους (γυαλί ή πολυμερές) καθώς και οι πιθανές μικροδομικές διαφορές τους.

1.1 Εισαγωγή

Πάνω από τις τελευταίες τέσσερις δεκαετίες, οι οπτικές ίνες έχουν επιφέρει επανάσταση στον τομέα των τηλεπικοινωνιών [1]. Ωστόσο, παρά τις εξαιρετικές επιδόσεις τους στην μεταφορά οπτικών σημάτων, η πρόοδος στην τεχνολογία των συμβατικών οπτικών ινών έχει οδηγηθεί στο απόλυτο όριο εξέλιξης τους, κυρίως λόγω των βασικών περιορισμών των ιδιοτήτων του διοξειδίου του πυριτίου (SiO_2 – silica). Πρώτον, οι συμβατικές οπτικές ίνες περιέχουν περιορισμένο βαθμό σχεδιασμού, όπως για παράδειγμα η περιορισμένη διάμετρος του πυρήνα για μονορυθμική λειτουργία, περιορισμένο μήκος κύματος κυματοδήγησης καθώς και περιορισμένες επιλογές των υλικών κατασκευή τους λόγω την θερμικής συμφωνίας που θα πρέπει να υπάρχει μεταξύ του πυρήνα και του μανδύα. Δεύτερον, ο περιορισμός της γεωμετρίας της ίνας, δεν παρέχει την δυνατότητα και την ευελιξία για διαμόρφωση των οπτικών ιδιοτήτων της, όπως διασπορά, μη γραμμικότητα και πόλωση για καλύτερη επίδοση και χρήσης τους σε εξειδικευμένες εφαρμογές. Τέλος, η κυματοδήγηση του φωτός στις οπτικές ίνες υπόκειται σε απώλειες. Υπάρχουν διάφορες παράμετροι που συνεισφέρουν στην εξασθένιση του φωτός στις οπτικές ίνες, ωστόσο οφείλεται κυρίως στην απορρόφηση του υλικού και στην σκέδαση Rayleigh. Οι απώλειες που προέρχονται από το υλικό οφείλονται από ηλεκτρονικούς και δονητικούς συντονισμούς του γυαλιού (silica) ή από προσμίξεις κατά την κατασκευή τους, όπως ιόντα OH^- μέσα στην ίνα. Η σκέδαση Rayleigh

αναφέρεται στο σκεδασμένο φως από τοπικές μεταβολές του δείκτη διάθλασης λόγω των ανομοιομορφιών της ίνας και είναι σε μέγεθος πολύ μικρότερες από το οπτικό μήκος κύματος. Αντίστοιχα, και οι πολυμερικές ίνες που χρησιμοποιούνται ευρέως σε μεταφορά δεδομένων μικρής απόστασης (LANs), ένα από τα κύρια προβλήματα - συμπεριλαμβανομένων των προαναφερθέντων - είναι οι απώλειες απορρόφησης του υλικού (συνήθως πολυμεθακρυλικός μεθυλεστέρας (PMMA)) που είναι δραματικά μεγαλύτερες από τις απώλειες απορρόφησης του διοξειδίου του πυριτίου.

Οι παραπάνω περιορισμοί και η ανάγκη για μεγαλύτερη ευελιξία στην διαμόρφωση του φωτός οδήγησαν στη ανάγκη εφεύρεσης και κατασκευής μιας νέας τάξης οπτικών ινών, γνωστές και ως Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων (ΙΦΚ) ή Photonic Crystal Fibers (PCFs). Σε μία ΙΦΚ, ο πυρήνας περικλείεται από μικροδομημένο μανδύα που βασίζεται σε δισδιάστατο περιοδικό πλέγμα από κανάλια αέρα (οπών) τα οποία διατρέχουν όλο το μήκος της ίνας [2, 3]. Σε αντίθεση με τις συμβατικές οπτικές ίνες, η ΙΦΚ κατασκευάζεται συνήθως από ένα και μόνο υλικό (συνήθως διοξείδιο του πυριτίου - SiO_2 , ή πολυμερές), αποφεύγοντας έτσι την ανάγκη για συμβατικότητα των θερμικών, χημικών και οπτικών ιδιοτήτων μεταξύ των δύο υλικών που θα χρησιμοποιηθούν ως μανδύας και πυρήνας. Επιπρόσθετα, η ΙΦΚ έχει αρκετές μικροδομικές παραμέτρους που μπορούν να διαμορφωθούν προσφέροντας έτσι μεγάλες δυνατότητες σχεδιασμού και κατασκευής τους ανάλογα με την χρήσης τους. Για παράδειγμα, η ΙΦΚ επιτρέπει μεγάλη δυνατότητα διαμόρφωσης του προφίλ του δείκτη διάθλασης (refractive index profile) για ανάπτυξη επιθυμητών μη-γραμμικών, πολωτικών, κτλ., στοιχείων. Επίσης, η δυνατότητα κυματοδήγησης του φωτός στον αέρα (κενού πυρήνα ΙΦΚ) παρέχει την δυνατότητα για ανάπτυξη ινών με δραματικά μειωμένες οπτικές απώλειες σε διάφορα μήκη κύματος επειδή η απορρόφηση του υλικού είναι ελάχιστη.

1.2 Ιστορική αναδρομή

Όπως πολλές επιστημονικές εφευρέσεις που έχουν εμπνευστεί από ζωντανούς οργανισμούς της φύσης, έτσι και οι *φωτονικοί κρύσταλλοι* εμφανίζουν ομοιότητες με μικροδομές όπως στα φτερά μιας πεταλούδας (Σχ. 1.1α) ή οι ιριδίζουσες ακίδες της χαίτης των σκουληκιών (Σχ. 1.1β) [4]. Το μεγάλο ενδιαφέρον για την δημιουργία των φωτονικών κρυστάλλων προήλθε ταυτόχρονα από αρκετούς ερευνητές και μηχανικούς στις αρχές της δεκαετίας 80', από το γεγονός ότι διαφορετικά υλικά μπορούσαν να μορφοποιηθούν σε κλίμακα οπτικών μηκών κύματος για ανάπτυξη νέων φωτονικών πλατφόρμων [5]. Οι φωτονικοί κρύσταλλοι βασίζονται σε τακτική μορφολογική μικροδομή που διαμορφώνεται σε ένα υλικό και αλλάζει τις

οπτικές του ιδιότητες. Οι φωτονικοί κρύσταλλοι αποτελούν την επέκταση των αποτελεσμάτων που προήλθαν από τους ημιαγωγούς, αλλά στην οπτική. Συγκεκριμένα, ηλεκτρονική δομή (band structure), των ημιαγωγών προέρχεται από την αλληλεπίδραση μεταξύ των ηλεκτρονίων των περιοδικών αλλαγών του δυναμικού που δημιουργείται στο κρυσταλλικό πλέγμα. Αντίστοιχα το φαινόμενο του φωτονικού χάσματος - ΦΧ (photonic bandgap) στους φωτονικούς κρυστάλλους, μπορεί να εμφανιστεί από την περιοδική αλλαγή της διηλεκτρικής σταθεράς δηλαδή τον δείκτη διάθλασης που ουσιαστικά αντικαθιστά της αλλαγές ηλεκτρικού δυναμικού καθώς επίσης μια ακόμα ομοιότητα είναι ότι και η κλασσική κυματική εξίσωση για το μαγνητικό πεδίο αντικαθιστά την εξίσωση του Σρέντινγκερ (Schrödinger equation) [6].

Σχήμα 1.1: (α) Μικροδομή στα φτερά της πεταλούδας *Morpho rhetenor* και οι εικόνες ηλεκτρονικής μετάδοσης (TEM) που απεικονίζουν την διατομή του φτερού. (β) Ιριδίζουσες ακίδες από την χείτη σκουληκιών: εικόνες ηλεκτρονικής σάρωσης (SEM) και TEM της εγκάρσιας διατομής μιας ιριδίζουσας ακίδας [4].

Το ΦΧ αναφέρθηκε αρχικά το 1987 από τον Sajeev John του Πανεπιστημίου του Τορόντο και τον Eli Yablonovitch (εργαστήρια Bell Communication Research) όπου και προσέλκυσε το ενδιαφέρον στην οπτική στις αρχές του 1990. Η ιδέα ήταν να δημιουργηθούν σωστές δομές, έτσι ώστε επιλεκτικά να μπλοκάρεται η μετάδοση των φωτονίων (μήκη κύματος) - δηλ. να υπάρχει ΦΧ – ενώ παράλληλα να επιτρέπονται άλλα μήκη κύματος να μεταδίδονται ελεύθερα. Επιπρόσθετα, μικρές αλλαγές στην περιοδικότητα του δείκτη διάθλασης θα επέτρεπε την δημιουργία νέων ενεργειακών επιπέδων στο ΦΧ, όπως συμβαίνει με την δημιουργία ενεργειακών σταθμών στους ημιαγωγούς [5, 7].

Δυστυχώς ωστόσο, η δημιουργία τέτοιων δομών με μεγάλη ακρίβεια αποδείχτηκε δύσκολη υπόθεση. Το πρώτο υλικό με ΦΧ δημιουργήθηκε το 1991 από τον Yablonovitch και τους συνεργάτες του, δημιουργώντας οπές σε ένα κομμάτι υλικού με δείκτη διάθλασης 3.6. [8]. Από την στιγμή που το

χασματικό μήκος κύματος είναι ανάλογο της απόστασης μεταξύ των οπών του φωτονικού κρυστάλλου, η δομή που παρουσιάστηκε τότε εμφάνιζε χάσμα στην μικροκυματική ζώνη (microwave region) [8].

Το 1991 ο Philip Russell ενημερωμένος σχετικά με τις ερευνητικές δραστηριότητες του Yoblanovitch, κατά την διάρκεια ενός συνεδρίου είχε την ιδέα για κάτι «διαφορετικό». Η ιδέα του ήταν ότι το φως θα μπορούσε να εγκλωβιστεί μέσα σε μία ίνα με κενό πυρήνα δημιουργώντας έναν δισδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο στον μανδύα της ίνας με το να δημιουργήσει μια περιοδική σειρά μικροσκοπικών οπών στο γυαλί. Η αρχή λειτουργίας είναι η ίδια με αυτή που συμβαίνει στα φτερά μιας πεταλούδας και αναφέρθηκε στην αρχή (Σχ. 1(α)), όπου μια συγκεκριμένη δομή επιτρέπει μόνο κάποια χρώματα να ανακλαστούν ανάλογα την προσπίπτουσα γωνία του φωτός. Ανάλογα με τον σχεδιασμό, ο μανδύας φωτονικού κρυστάλλου θα διατρέχει όλο το μήκος της ίνας και έτσι δεν θα μπορεί να “δραπαιεύσει” το φως από τον πυρήνα. Οι νέες αυτές ίνες ονομάστηκαν Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων (ΙΦΚ) αφού βασίζονται στις «ασυνήθιστες» ιδιότητες των φωτονικών κρυστάλλων.

Η πρώτη πειραματική αναφορά σε ΙΦΚ με στερεό πυρήνα έγινε το 1996 από τον Philip Russell, όπου κατασκευάστηκε δισδιάστατος φωτονικός κρύσταλλος με περιοδική δομή στο κάθετο επίπεδο του άξονα της ίνας, και με αμετάβλητη μορφολογία κατά μήκος αυτής [2]. Παρόλο που ακόμα και σήμερα πολλές ερευνητικές ομάδες ασχολούνται με την συγκεκριμένη μικροδομημένη ίνα, η πρώτη ΙΦΚ δεν ήταν κενού πυρήνα αλλά το αντίθετο όπως φαίνεται στο Σχ. 1.2(α). Συνεπώς ο μηχανισμός κυματοδήγησης δεν βασιζόταν στο ΦΧ για την συγκέντρωση και διατήρηση του φωτός στον πυρήνα.

Σχήμα 1.2: (α) Εικόνα SEM διατομής της πρώτης ΙΦΚ με διάμετρο οπών 300 nm και απόσταση μεταξύ τους 2.3 μm [2]. (β) Η πρώτη ΙΦΚ κενού πυρήνα το 1999. Απόσταση μεταξύ των οπών 4.9 μm και διάμετρο πυρήνα 14.8 μm [11].

Οι πειραματικές μετρήσεις παρουσίασαν ότι η στερεού πυρήνα ΙΦΚ ήταν μονορυθμική σε ένα πολύ μεγάλος εύρος μήκους κύματος. Επιπλέον, η πρώτη ΙΦΚ είχε πολύ μικρές απώλειες λόγω απουσίας άλλων στοιχείων στον πυρήνα και ο silica πυρήνας παρουσίαζε σχεδόν 10 φορές μεγαλύτερη επιφάνεια από τις συμβατικές μονόρυθμικές ίνες, επιτρέποντας έτσι ανάλογη αύξηση στην μεταδιδόμενη οπτική ισχύ. Στην συνέχεια η ίδια ομάδα (Russell και οι συνεργάτες του) κατάφεραν να πραγματοποιήσουν την αρχική ιδέα του 1991, και να κατασκευάσουν την πρώτη ΙΦΚ με κενό πυρήνα όπως φαίνεται στο Σχ. 1.2(β), και η κυματοδότηση του φωτός οφειλόταν αποκλειστικά στον δισδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο του μανδύα. Επίσης συνειδητοποίησαν ότι ο μηχανισμός ΦΧ ήταν πολύ ισχυρός διότι το φώς παρέμενε με υψηλή συγκέντρωση στον πυρήνα, ακόμα και αν εφαρμόζονταν ισχυρές κυρτώσεις στην ίνα. Ωστόσο, ήταν ελαφρώς ευαίσθητη στις μικρές παρεκτροπές της γεωμετρίας και δομής της ίνας, όπως το μέγεθος των οπών. Ο παρακάτω πίνακας παρουσιάζει μια συνοπτική και σύντομη χρονολογική περιγραφή της εξέλιξης των ΙΦΚ.

Χρονολογία	Εξέλιξη ανάπτυξης των ΙΦΚ
1996	Πρώτη ΙΦΚ στερεού πυρήνα [2]
1997	Ανεξάντλητα μονορυθμική κυματοδότηση σε ΙΦΚ [9]
1998	Εξαιρετικά μεγάλης επιφανείας ρυθμός σε ΙΦΚ [10]
1999	ΙΦΚ φωτονικού χάσματος με πυρήνα κενού αέρα [11]
2000	Παραγωγή υπερευρέους φάσματος με χρήση ΙΦΚ - Πρώτη ΙΦΚ μαλακού γυαλιού [12, 13]
2001	Πρώτη πολυμερική ΙΦΚ [14]
2003	ΙΦΚ από γυαλί με οξείδιο του τελλουρίου [15]

Πίνακας 1.1: Ιστορική αναδρομή της εξέλιξης των ΙΦΚ

Τον τελευταίο καιρό υπάρχουν αρκετές ομάδες σε ολόκληρο τον πλανήτη που ασχολούνται ερευνητικά αποκλειστικά με ΙΦΚ, για ανάπτυξη νέων πηγών laser, αισθητήρων, μη-γραμμικών στοιχείων, βιολογικών ανιχνευτών και πολλές άλλες εφαρμογές.

1.3 Κατηγοριοποίηση ινών φωτονικών κρυστάλλων

Στην παρούσα ενότητα γίνεται μία σύντομη περιγραφή που αφορά την κατηγοριοποίηση των ΙΦΚ με βάση τα υλικά κατασκευής τους (γυαλί ή πολυμερές) αλλά και την δομική μορφολογία τους (στερεού ή κενού πυρήνα). Ένας άλλος τρόπος κατηγοριοποίησης των ΙΦΚ είναι με βάση τον μηχανισμό κυματοδότησής τους. Εκτενής μελέτη και περιγραφή των μηχανισμών κυματοδότησης για κάθε περίπτωση ΙΦΚ γίνεται στο Κεφ. 2. Στο παρακάτω Σχ. 1.3 φαίνεται η κατηγοριοποίηση των ΙΦΚ.

Σχήμα 1.3: Κατηγοριοποίηση των ΙΦΚ με βάση τα υλικά κατασκευής τους που μπορεί να είναι γυαλί ή πολυμερές. Επίσης οι ΙΦΚ διαχωρίζονται σε στερεού και κενού πυρήνα.

1.3.1 Γυάλινες ίνες φωτονικών κρυστάλλων

Η πιο ευρέως γνωστή κατηγορία στην περιοχή των ΙΦΚ είναι οι ίνες που κατασκευάζονται από διοξείδιο του πυριτίου γνωστές και ως silica (SiO_2) ίνες. Οι περισσότερες μικροδομές σε ΙΦΚ που έχουν κατασκευαστεί και χαρακτηριστεί ως προς τις οπτικές ιδιότητες τους είναι σε SiO_2 . Το συγκεκριμένο υλικό θεωρείται αρκετά ώριμο (η χρήση του ξεκίνησε στις πρώτες οπτικές ίνες) και παρέχει πολύ καλές οπτικές ιδιότητες όπως χαμηλή απορρόφηση, διαπερατότητα, αντοχή σε υψηλές θερμοκρασίες, κτλ, καθώς και υψηλές επιδόσεις για μεγάλο εύρος εφαρμογών στο εύρος μήκων κύματος από 200-2400 nm. Επίσης λόγω της υψηλής θερμοκρασίας που απαιτείται για την κατασκευή των ΙΦΚ, παρέχει ταυτόχρονα και μεγάλη

σταθερότητα στην μικροδομή που δημιουργείται κατά μήκος της ίνας. Ένα πολύ σημαντικό επίσης πλεονεκτήματα των silica ΙΦΚ είναι και η δυνατότητα συνδεσιμότητας τους με την υπάρχουσα τεχνολογία ινών όπως π.χ. με την διαδομένη SMF-28. Αυτό το πλεονέκτημα επιτρέπει την ολοκλήρωση ενός πιθανού συστήματος σε εμπορικό προϊόν. Ωστόσο, για εφαρμογές laser σε μήκη κύματος μεγαλύτερα από 2000 nm, το διοξείδιο του πυριτίου ως υλικό χρήσης στην ΙΦΚ δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί λόγω των πολύ υψηλών απωλειών του (υψηλή απορρόφηση) .

Συνεπώς η αναζήτηση εναλλακτικών γυαλιών για mid-IR (μεσαία υπέρυθρη ζώνη) εφαρμογές ήταν αναγκαία [16]. Μια μεγάλη κατηγορία γυαλιών που έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως σε εφαρμογές mid-IR είναι τα γνωστά και ως "μαλακά" γυαλιά (λόγω της χαμηλής θερμοκρασίας T_g που έχουν). Σε αυτή την κατηγορία συμπεριλαμβάνονται τα γυαλιά χαλκογενιδίων, οξειδίου του τελλουρίου, και άλλα οξείδια γυαλιών βαρέων μετάλλων που επιδεικνύουν πολλά περισσότερα πλεονεκτήματα από το διοξείδιο του πυριτίου (SiO_2). Τυπικά η συγκεκριμένη κατηγορία γυαλιών κατέχει τα παρακάτω πλεονεκτήματα [17]:

- Υψηλό γραμμικό δείκτη διάθλασης n , και μη γραμμικό δείκτη διάθλασης n_2
- Υψηλή διαπερατότητα από το κοντινό υπέρυθρο (near-IR) μέχρι το μακρύ υπέρυθρο (far-IR).
- Δυνατότητα ενσωμάτωσης σπάνιων γαιών.
- Χαμηλή φωνονική ενέργεια, κτλ.

Τα πιο μη γραμμικά υλικά είναι τα χαλκογενή. Τα συγκεκριμένα υλικά βασίζονται σε χαλκογόνα στοιχεία όπως S, Se και Te σε συνδυασμό με επιπλέον στοιχεία όπως Ge, As, Sb για πιο σταθερή σύνθεση και ανάπτυξη. Λόγω της μεγάλης διαπερατότητας τους και της μη-γραμμικότητας τους στο υπέρυθρο, οι οπτικές ίνες που κατασκευάζονται από αυτά τα γυαλιά είναι ιδανικές για μετάδοση φωτός στο υπέρυθρο φάσμα και έχουν ήδη προταθεί σε αρκετές εφαρμογές [18].

Η πρώτη ΙΦΚ κατασκευάστηκε από την Monro το 2001 [13], και βασιζόταν σε γυαλί SF57 με θερμοκρασίας "μαλάκωσης" μόνο 519 °C. Από τότε, έχουν δημοσιευτεί πολλές ερευνητικές εργασίες, με άμεση εφαρμογή σε μη-γραμμικά φαινόμενα, καθώς ένα ιδιαίτερο και σημαντικό χαρακτηριστικό τους είναι και ο πολύ υψηλός μη γραμμικός δείκτης διάθλασης τους σε σχέση με του διοξειδίου του πυριτίου. Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζεται για πρώτη φορά μια εκτενής μελέτη (SiO_2) χρήσης ενός χαλκογενούς γυαλιού (As_2S_3) συνδυασμένο με συμβατική ΙΦΚ με δυνατότητα εφαρμογής σε μη-γραμμικά φαινόμενα. Στο παρακάτω Σχ. 1.4

(α-δ) παρουσιάζονται διαφορετικά παραδείγματα κατασκευής γυάλινων ΙΦΚ με διαφορετικά “μαλακά” γυαλιά.

Σχήμα 1.4: Εικόνες SEM διατομής για διάφορα παραδείγματα ΙΦΚ μαλακών γυαλιών που έχουν κατασκευαστεί: (α) lead-silicate [18] - 2006, (β) τελουρίδιο [19] - 2009, (γ) Βισμούθιο [20] - 2004, και (δ) χαλκογενίδιο [21] - 2006.

1.3.2 Πολυμερικές ίνες φωτονικών κρυστάλλων

Η πρώτη Πολυμερική Ίνα Φωτονικών Κρυστάλλων (ΠΙΦΚ) κατασκευάστηκε και παρουσιάστηκε για πρώτη φορά το 2001 [14]. Ο μηχανισμός κυματοδηγησης του φωτός είναι ίδιος όπως στις γυάλινες ΙΦΚ καθώς η μόνη διαφορά είναι το υλικό κατασκευής. Ο μανδύας αποτελείται επίσης από ένα περιοδικό πλέγμα οπών. Οι ΠΙΦΚ έχουν προκύψει από την ανάγκη σαν εναλλακτική πλατφόρμα των γυάλινων ΙΦΚ για συγκεκριμένες εφαρμογές. Ένα αρκετά μεγάλο εύρος υλικών και μεθόδων κατασκευής μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την προετοιμασία των προδομών της ίνας (preforms) ωστόσο το πιο διαδεδομένο υλικό κατασκευής των ΠΙΦΚ είναι ο πολυμεθακρυλικός μεθυλεστέρας (ή PMMA) [14]. Λεπτομερείς ανάλυση για τα βήματα κατασκευής των ΠΙΦΚ ωστόσο παρουσιάζεται στο Κεφ. 5. Το χαμηλός Young's modulus των πολυμερικών υλικών προσφέρει

ελαστικότητα και ευελιξία των ινών – γνώρισμα πολύ σημαντικό για εφαρμογές σε ανίχνευση επιμήκυνσης/τάνυσης [22]. Θα πρέπει να επισημανθεί επίσης ότι αρκετά πολυμερικά υλικά είναι βίο-συμβατά με τον ανθρώπινο οργανισμό. Συνεπώς μια ακόμα σημαντική εφαρμογή που βρίσκουν οι ΠΙΦΚ είναι και για βίο-ανίχνευση βιολογικών παραμέτρων [22].

Το κύριο υλικό κατασκευής των ΠΙΦΚ με βάση την βιβλιογραφία είναι το PMMA. Οι ιδιότητες του (και αρκετών άλλων πολυμερών) παρέχουν σημαντικά πλεονεκτήματα σε σχέση με τις γυάλινες ΙΦΚ όσον αφορά την κατασκευή των ΙΦΚ, διότι η κατασκευή και ποιότητα όλων αυτών των ινών βασίζεται στην ισορροπία μεταξύ της επιφανειακής τάσης και τις δυνάμεις ιξώδους. Παρόλο που το ιξώδες μεταξύ PMMA και silica βρίσκονται σε παρόμοια επίπεδα αναλογικά με τις θερμοκρασίες κατασκευής τους, η επιφανειακή τάση του PMMA είναι μια τάξη μεγέθους χαμηλότερη από την silica. Συνεπώς χαμηλώνοντας την θερμοκρασία κατασκευής και αυξάνοντας το ιξώδες και την απαιτούμενη τάση κατασκευής, η ποιότητα των οπών του μανδύα είναι καλύτερη. Ωστόσο, μια μικρή διαταραχή στην θερμοκρασία κατά την διάρκεια κατασκευής τους μπορεί να προκαλέσει σημαντικές παραμορφώσεις στην τελική δομή της ίνας λόγω των χαμηλών επιπέδων θερμοκρασίας που αρκετές φορές είναι δύσκολο να διατηρηθεί σταθερά.

Μία επίσης σημαντική κατηγορία πολυμερών είναι και τα άμορφα συμπολυμερή κυκλικών ολεφινών TOPAS (Cyclo olefin Copolymers)[23]. Το 2009 παρουσιάστηκε για πρώτη φορά ΠΙΦΚ που έχει κατασκευαστεί από το υλικό TOPAS για την μετάδοση του φωτός και εφαρμογές σε συχνότητες Terahertz - THz (μακρού υπερύθρου). Η συγκριμένη φασματική ζώνη παρέχει πολλές εφαρμογές για φασματοσκοπία και εφαρμογές άμυνας [24]. Στο συγκεκριμένο εύρος το πολυμερικό υλικό PMMA έχει τρομερά υψηλές απώλειες και συνεπώς καθιστάτε απαγορευτική την χρήση του για ανάπτυξη ΠΙΦΚ. Συνεπώς η χρήση των συμπολυμερή TOPAS έδωσε λύση στο εύρος THz καθώς οι απώλειες του υλικού είναι πολύ μικρότερες από άλλα πολυμερή. Τα συγκεκριμένα υλικά επίσης παρέχουν την δυνατότητα διαφοροποίησης των χημικών συστατικών τους ανάλογα με την χρήση τους. Για παράδειγμα ο βαθμός 5013 TOPAS (κωδικοποίηση της χημικής του σύστασης) παρέχει υψηλότερο σημείο θερμοκρασίας υαλώδους μετάπτωσης (T_g) του υλικού σε σχέση με το PMMA. Στην πρώτη περίπτωση η θερμοκρασία T_g του TOPAS είναι 135°C ενώ στην δεύτερη περίπτωση (PMMA) είναι 110°C . Επίσης ένα άλλο σημαντικό γνώρισμα του υλικού TOPAS σε σχέση με το PMMA είναι ότι δεν επηρεάζεται από την υγρασία του περιβάλλοντος. Αυτό είναι ένα σημαντικό πλεονέκτημα για εφαρμογές και χρήση των ΠΙΦΚ σε ανοιχτό περιβάλλον. Στο παρακάτω σχήμα (Σχ. 1.5)

παρουσιάζεται η γενική χημική σύσταση του πολυμερικού υλικού PMMA και TOPAS.

Σχήμα 1.5: (α) Χημική δομή του PMMA (πολυμεθακρυλικός μεθυλεστέρας) και του (β) συμπολυμερούς TOPAS [25]

Στο κεφάλαιο 5 παρουσιάζονται αποκλειστικά όλα τα ερευνητικά αποτελέσματα που διεξήχθησαν στα πλαίσια της παρούσης διδακτορικής διατριβής και αφορούν τον σχεδιασμό, κατασκευή και χαρακτηρισμό συμβατικών και ΠΙΦΚ με χρήση υλικών PMMA και TOPAS.

1.3.3 Ίνες φωτονικών κρυστάλλων στερεού πυρήνα

Στις δύο προηγούμενες υπό-ενότητες παρουσιάστηκαν δύο κατηγορίες ΙΦΚ που διαχωρίζονται με βάση το κύριο υλικό κατασκευής τους, γυαλί ή πολυμερές. Ωστόσο μια επιπλέον παράμετρος διαφοροποίησης των ΙΦΚ μπορεί να είναι ανάλογα με τον μηχανισμό κυματοδηγησης τους (ολικής ανάκλασης ή φωτονικού χάσματος). Ο διαχωρισμός αυτός μπορεί - κατά ένα μέρος - να γίνει και με βάση τον πυρήνα της ΙΦΚ, που μπορεί να είναι στερεός ή κενός (solid or hollow core). Όπως προαναφέρθηκε και στην υπό-ενότητα 1.2, η ΙΦΚ στερεού πυρήνα ήταν η πρώτη που ανακαλύφθηκε το 1996. Στην συγκεκριμένη υπό-ενότητα εξετάζεται η περίπτωση που η ΙΦΚ στερεού πυρήνα όπου η κυματοδηγηση του φωτός ικανοποιείται με τις συνθήκες ολικής ανάκλασης. Ωστόσο εκτεταμένη περιγραφή των πιθανών τρόπων κυματοδηγησης σε ΙΦΚ περιγράφεται στο Κεφ.2.

Οι ΙΦΚ στερεού πυρήνα προσφέρουν τρομερές δυνατότητες διαχείρισης του φωτός και όχι μόνο σε θέματα που σχετίζονται με βασική έρευνα αλλά και με άμεσες βιομηχανικές εφαρμογές και ανάγκες. Οι δυνατότητες που προσφέρονται μέσω της ΙΦΚ με στερεό πυρήνα (ΣΠ-ΙΦΚ) βασίζονται στο δισδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο του μανδύα καθώς και της μεγάλης διαφοράς πυρήνα-μανδύα που ανάλογα την μικροδομή του μανδύα, πολλές σημαντικές οπτικές ιδιότητες όπως, η διπλοδιαθλαστικότητα (birefringence), η διασπορά, ο αριθμός των ρυθμών που κυματοδηγούνται στην ίνα, κτλ., μπορούν να διαμορφωθούν. Η

κυματοδότηση τους γίνεται με τον μηχανισμό Ολικής Ανάκλασης (ΟΑ) όπως δηλαδή και στις συμβατικές οπτικές ίνες. Λεπτομερείς ανάλυση του μηχανισμού κυματοδότησης θα γίνει στο κεφ. 2. Επίσης τα παρακάτω παραδείγματα διαφορετικών μικροδομημένων ινών αναφέρονται σε γυάλινες ίνες, ωστόσο παρόμοιες μορφολογίες έχουν επιδειχθεί και σε πολυμερικές ίνες με μόνη διαφορά το υλικό κατασκευής.

Διπλοδιαθλαστικές ΣΠ-ΙΦΚ

Οι διπλοδιαθλαστικές ΣΠ-ΙΦΚ, όπου οι δύο κάθετες πολώσεις του βασικού ρυθμού κυματοδότησης “ταξιδεύουν” σε διαφορετικές ταχύτητες, χρησιμοποιούνται για να διατηρήσουν την κατάσταση της πόλωσης σταθερή σε οπτικά στοιχεία και υπό-συστήματα. Ο κυματοδηγούμενος ρυθμός (βασικός ρυθμός) μπορεί να μετατραπεί σε διπλοδιαθλαστικό εάν ο πυρήνας δεχτεί μια μόνιμη δομική παραμόρφωση. Για παράδειγμα εάν, αλλάξει η διάμετρος/γεωμετρία δύο οπών γύρω από τον πυρήνα, μπορεί να δημιουργηθεί διπλοδιαθλαστικότητα που ξεπερνά δραματικά την διπλοδιαθλαστικότητα σε συμβατικές οπτικές ίνες. Είναι σημαντικό επίσης να επισημανθεί ότι σε αντίθεση με τις συμβατικές διπλοδιαθλαστικές ίνες – όπως ελλειπτικού πυρήνα, Panda, κτλ., που αποτελούνται από δύο διαφορετικά γυαλιά και το καθένα με διαφορετικό θερμικό συντελεστή διαστολής – η διπλοδιαθλαστικότητα των ΣΠ-ΙΦΚ δεν επηρεάζεται από αλλαγές θερμοκρασίας, ο οποίος είναι πολύ σημαντικός παράγοντας για αρκετές εφαρμογές. Ένα παράδειγμα διατομής μιας ΣΠ-ΙΦΚ απεικονίζεται στο Σχ. 1.6. Στο κεφάλαιο 3 παρουσιάζονται αποτελέσματα από την ανάπτυξη μιας καινοτόμας διπλοδιαθλαστικής ίνας με χρήση πολυμερούς στις οπές της ΣΠ-ΙΦΚ.

Σχήμα 1.6: (α) Εικόνα SEM διατομής διπλοδιαθλαστικής ΣΠ-ΙΦΚ. (β) Μεγέθυνση διατομής του πυρήνα με έμφαση στην διαφορά των οπών της διπλοδιαθλαστικής ΣΠ-ΙΦΚ. Η συγκεκριμένη μικροδομή/ΣΠ-ΙΦΚ είναι εμπορικά διαθέσιμη [26].

Μη-γραμμικότητα σε ΣΠ-ΙΦΚ

Μια επίσης πολύ σημαντική ιδιότητα των ΣΠ-ΙΦΚ είναι η δυνατότητα αύξησης της μη-γραμμικότητας της ίνας μέσω της δημιουργίας μεγάλης διαφοράς δείκτη διάθλασης μανδύα-πυρήνα, που μπορεί να επιτευχθεί με την κατασκευή μεγάλων οπών ή αντίστοιχα δραματικά μικρού πυρήνα. Με αυτόν τον τρόπο μπορεί να επιτευχθεί πολύ μεγάλη συγκέντρωση του κυματοδηγούμενου φωτός στον πυρήνα και συνεπώς να οδηγήσει σε πολύ ενισχυμένα μη γραμμικά φαινόμενα λόγω της πολύ υψηλής έντασης του πεδίου στον πυρήνα. Γι αυτό τον λόγο και οι γυάλινες ΣΠ-ΙΦΚ χρησιμοποιούνται από αρκετές ερευνητικές ομάδες για ανάπτυξη μη γραμμικών στοιχείων, με διαμορφωμένη διασπορά όπου μέχρι σήμερα ίσως αυτή είναι η πιο σημαντική ιδιότητα τους.

Μια σημαντική εφαρμογή που ξεχωρίζει αυτή η σημαντική ιδιότητα των μη-γραμμικών ΣΠ-ΙΦΚ είναι και η παραγωγή υπέρ-συνεχούς φάσματος (supercontinuum generation). Το υπέρ-συνεχές φάσμα είναι η δημιουργία ενός ευρέως και συνεχούς φάσματος από την κυματοδήγηση υψηλής έντασης παλμών μέσα σε μη-γραμμικό στοιχείο. Η παραγωγή υπέρ-συνεχούς φάσματος δεν είναι αποτέλεσμα ενός φαινομένου, αλλά πολλών μη-γραμμικών μαζί όπου ο συνδυασμός τους παρουσιάζει ακραίες φασματική διεύρυνση. Συνεπώς από την στιγμή που η μη-γραμμικότητα και το αποτέλεσμα της εξαρτάται άμεσα από την διασπορά της ίνας, ειδικός σχεδιασμός και μελέτη της ίνας μπορεί να μειώσει δραματικά τις απαιτήσεις ισχύος.

Σχήμα 1.7: (α) Εικόνα SEM διατομής μη-γραμμικής ΣΠ-ΙΦΚ. (β) Μεγέθυνση διατομής του πυρήνα με έμφαση στην μικρή διάμετρο του πυρήνα (1.5 μm.) Η συγκεκριμένη μικροδομή/ΣΠ-ΙΦΚ είναι εμπορικά διαθέσιμη [26].

Η πιο δυνατή και βέλτιστη τιμή για να διεγερθούν τα μη-γραμμικά φαινόμενα είναι το σημείο όπου η διασπορά μηδενίζεται. Το κεφάλαιο 5 ασχολείται με την ανάπτυξη μιας υβριδικής ίνας με χρήση μη-γραμμικού υλικού που θα μπορούσε να εφαρμοστεί στην παραγωγή υπέρ-συνεχούς φάσματος. Η παραπάνω εικόνα (Σχ. 1.7) παρουσιάζει μια εμπορική διαθέσιμη μη-γραμμική ΙΦΚ που χρησιμοποιείται για την ανάπτυξη laser υπέρ-συνεχούς φάσματος.

Μεγάλης ενεργής επιφάνειας ΣΠ-ΙΦΚ

Αλλάζοντας τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διατομής της ίνας, υπάρχει η δυνατότητα για σχεδιασμό ΙΦΚ με τελείως διαφορετικές ιδιότητες, όπως δημιουργία ινών με πολύ μεγάλη ενεργή επιφάνεια (Large Mode Area-LMA). Από την στιγμή που η οι ΙΦΚ μεγάλης επιφάνειας μπορούν να είναι μονορυθμικές με Ενεργή Διάμετρο Πεδίου (ΕΔΠ) πάνω από 40 μm , οι συγκεκριμένες ίνες μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως ενεργές ίνες σε υψηλής ισχύος εφαρμογές. Θα πρέπει να επισημανθεί ότι στις συμβατικές οπτικές ίνες μεγάλης επιφάνειας, χρησιμοποιούνται δύο διαφορετικά υλικά όπως στην κοινή ίνα. Οι μεγάλης επιφάνειας ΣΠ-ΙΦΚ ωστόσο κατασκευάζονται αποκλειστικά από silica και συνεπώς δεν υπάρχει φθορά του υλικού. Το όριο καταστροφής από πολύ υψηλής συγκέντρωσης ισχύος ορίζεται μέχρι το όριο καταστροφής της silica το οποίο είναι σε υψηλά επίπεδα. Με βάσει τις δυνατότητες που παρέχουν οι μεγάλης διαμέτρου ΣΠ-ΙΦΚ, έχουν παρουσιαστεί ήδη αρκετές δουλειές στην κατασκευή laser και ενισχυτών. Η παρακάτω εικόνα (Σχ. 1.8) απεικονίζουν την διατομή από δύο διαφορετικές ΙΦΚ με μεγάλη ενεργή επιφάνεια.

Σχήμα 1.8: (α) Εικόνα SEM διατομής μεγάλης επιφάνειας ΣΠ-ΙΦΚ. (β) Διαφορετική γεωμετρία πυρήνα και μανδύα σε μεγάλης επιφάνειας ΙΦΚ [26].

1.3.4 Ίνες φωτονικών κρυστάλλων κενού πυρήνα

Στην προηγούμενη υπό-ενότητα παρουσιάστηκαν διαφορετικές μορφολογίες και μικροδομές σε ΣΠ-ΙΦΚ ανάλογα με την εφαρμογή που μπορούν να χρησιμοποιηθούν. Η παρούσα υπό-ενότητα ωστόσο εστιάζει σε μία άλλη κατηγορία ινών γνωστές και ως Κενού Πυρήνα ΙΦΚ (ΚΠ-ΙΦΚ). Ο πιο πετυχημένος δισδιάστατος φωτονικός κρύσταλλος θεωρείται ίσως η ΚΠ-ΙΦΚ διότι κατέχει την ικανότητα να εγκλωβίζει το φως και να το μεταδίδει σε μήκος χιλιομέτρων. Από την αρχική ιδέα το 1991 μέχρι την υλοποίηση της κατασκευής ΚΠ-ΙΦΚ το 1999, έχει προσελκύσει το ενδιαφέρον πολλών ερευνητικών ομάδων. Ο λόγος είναι κυρίως για την δυνατότητα να κυματοδηγείται το φως στον αέρα. Αυτή η ιδιότητα της ΚΠ-ΙΦΚ ανοίγει τον δρόμο για χρήση της συγκεκριμένης ίνας σε πάρα πολλές εφαρμογές [27].

Ειδικότερα, λόγω της δυνατότητας που παρέχει η ΚΠ-ΙΦΚ να “φιλοξενήσει” στον πυρήνα της διαφορετικά υλικά από τον αέρα (δηλ. αέρια ή υγρά) δημιουργεί ένα μεγάλος εύρος εξερεύνησης καινούργιων οπτικών ιδιοτήτων. Συγκεκριμένα, έχουν παρουσιαστεί αποτελέσματα όπου χρήση υδρογόνου στον πυρήνα της ΚΠ-ΙΦΚ έχει το αποτέλεσμα δημιουργίας φαινομένων σκέδασης Raman με ισχύ λιγότερη κατά ενός εκατομμυρίου φορές από ότι με όποια άλλη μέθοδο [27]. Επίσης, διάφορες ομάδες χρησιμοποιούν το κενό κεντρικό κανάλι της ΚΠ-ΙΦΚ (δηλαδή τον πυρήνα) για να κατευθύνουν σωματίδια αλλά και φαρμακευτικές μικρό-κάψουλες με την χρήση laser. Μια εκτενής μελέτη και ανασκόπηση της χρήσης των ΚΠ-ΙΦΚ γίνεται στην αναφορά [27]. Η παρακάτω εικόνα 1.9(α) παρουσιάζει μια ΚΠ-ΙΦΚ εμπορικά διαθέσιμη και η 1.9(β) μια επίσης ΚΠ-ΙΦΚ με διαφορετική δομή (γνωστή ως Kagome) και κυματοδήγηση [27].

Σχήμα 1.9: (α) Εικόνα SEM διατομής εμπορικά διαθέσιμης ΚΠ-ΙΦΚ [26]. (β) Kagome δομή ΚΠ-ΙΦΚ με συνεχές φάσμα μετάδοσης [27].

Μια τελείως διαφορετική προσέγγιση για ανάπτυξη ινών με κενό πυρήνα και μηχανισμό κυματοδήγησης παρουσιάστηκαν από την ομάδα του Y.Fink (MIT, USA) και ονομάζονται ίνες Bragg [28]. Οι συγκεκριμένες ίνες αποτελούνται από την χρήση δύο ή περισσότερων υλικών (χαμηλού και υψηλού δείκτη διάθλασης) και στοιβάζονται εναλλάξ σε πολύ λεπτά υμένια [28] διαμορφώνοντας έτσι έναν πολύ ισχυρό “καθρέφτη” που διατηρεί το φως στο κέντρο της ίνας. Στην συνέχεια “τυλίγεται” η στοιβα των υμενίων και διαμορφώνεται ένας κύλινδρος με κενό πυρήνα. Το παρακάτω Σχ. 1.10 παρουσιάζει την εικόνα σάρωσης (SEM) της ίνας Bragg.

Σχήμα 1.10: (α) Εικόνα SEM διατομής κενού πυρήνα ίνα Bragg . (β) Μεγέθυνση διατομής της με διακριτά τα εναλλάξ υμένια δύο υλικών [28].

Η συγκεκριμένη ίνα (Bragg) αναφέρθηκε για βιβλιογραφικούς λόγους και καμία περαιτέρω ανάλυση ή αποτελέσματα θα παρουσιαστούν στην παρούσα διδακτορική διατριβή.

Επιστρέφοντας στις συμβατικές ΚΠ-ΙΦΚ που παρουσιάστηκαν στην αρχή της παρούσης ενότητας, θα πρέπει να αναφερθεί ότι ο μηχανισμός κυματοδήγησης βασίζεται (όπως προαναφέρθηκε συνοπτικά στο 1.2) στο ΦΧ που δημιουργείται από τον δισδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο και ενεργεί ως μανδύας που εγκλωβίζει το φως στο κέντρο ώστε να μην “δραπετεύσει” από τον πυρήνα της ίνας. Ο πυρήνας της ίνας σε ΚΠ-ΙΦΚ ορισμένες φορές αναφέρεται και ως “ατέλεια” του φωτονικού κρυστάλλου. Η κυματοδήγηση του φωτός γίνεται για διακριτά στενό εύρος μηκών κύματος (φωτονική ζώνη) ενώ διαφορετικά μήκη κύματος δεν γίνεται να κυματοδηγήσουν. Μια επιπλέον κατηγορία ΚΠ-ΙΦΚ είναι οι Kagome ΙΦΚ (Σχ. 1.9(β)). Οι συγκεκριμένες θεωρούνται μια εξελιγμένη μορφή των ΚΠ-ΙΦΚ που έχουν επίσης ένα δισδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο για μανδύα. Ωστόσο ο μανδύας Kagome δεν παρουσιάζει φωτονικό χάσμα αλλά αντίθετα το φως κυματοδηγείται σε συνεχές φάσμα λόγω του μηχανισμού Αναστολή Ζεύξης

Φωτός (ΑΖΦ) μεταξύ του βασικού ρυθμού στον πυρήνα και με τους ρυθμούς του μανδύα [27]. Πιο εκτενείς περιγραφή των μηχανισμών κυματοδηγησης γίνεται στο Κεφ. 2.

Στο τομέα των οπτικών ινών μια πολύ σημαντική παράμετρος είναι οι οπτικές απώλειες τους. Γι αυτό τον λόγο αξίζει να παρουσιαστούν τα επίπεδα των απωλειών των ΚΠ-ΙΦΚ και να συγκριθούν με αυτά των ΣΠ-ΙΦΚ. Οι οπτικές απώλειες χαρακτηρίζονται σε dB/km και η εξίσωση που περιγράφει τις πηγές απωλειών είναι [30]:

$$a_{dB} = \frac{A}{\lambda^4} + B + \alpha_{OH} + \alpha_{IR} \quad (1.1)$$

Όπου, το A, B και α_{OH} και το α_{OH} είναι ο συντελεστής σκέδασης Rayleigh, οι απώλειες λόγω ατελειών, οι OH και απώλειες απορρόφησης, αντίστοιχα. Στην παρούσα κατάσταση, το μεγαλύτερο ποσοστό απωλειών εμφανίζεται κυρίως από απώλειες OH-απορρόφησης καθώς και ατελειών που δημιουργούνται στην ίνα κατά την κατασκευή [30]. Στην παρακάτω γραφική παράσταση (Σχ. 1.11) παρουσιάζεται μια χρονολογική εξέλιξη μείωσης των οπτικών απωλειών σε ίνες ΣΠ και ΚΠ.

Σχήμα 1.11: Χρονολογική εξέλιξη της μείωσης των οπτικών απωλειών σε ΣΠ-ΙΦΚ (σύμβολισμος-κύκλος) και ΚΠ-ΙΦΚ (σύμβολισμος-τετράγωνο) [31-40]. Στην γραφική παράσταση αναφέρεται ο πρώτος συγγραφέας της δημοσιευμένης εργασίας και ο αντίστοιχος φορέας.

1.4 Οργάνωση της διατριβής

Το Κεφάλαιο 1 παρουσίασε μια σύντομη εισαγωγή στις ΙΦΚ. Αρχικά παρουσιάστηκε μια σύντομη ιστορική αναδρομή – από την αρχική ιδέα μέχρι τελικά την υλοποίηση της – καθώς και την χρονολογική εξέλιξη και βελτίωση αυτών των νέων οπτικών ινών. Στην συνέχεια γίνεται μια κατηγοριοποίηση των ΙΦΚ ανάλογα το υλικό κατασκευής τους, πολυμερές ή γυαλί. Η παρούσα διδακτορική διατριβή παρουσιάζει αποτελέσματα και από τις δύο κατηγορίες ΙΦΚ. Επίσης η κατηγοριοποίηση των ΙΦΚ γίνεται και με βάση των γεωμετρία του φωτονικού κρυστάλλου (δηλ. τον μηχανισμό κυματοδότησης) και διαχωρίζονται σε ΣΠ-ΙΦΚ και ΚΠ-ΙΦΚ. Η κάθε μια κατηγορία ινών παρέχει μοναδικές οπτικές ιδιότητες ανάλογα την εφαρμογή. Στην υπό-κατηγορία 1.3.3 και 1.3.4 παρουσιάζονται πιο συγκεκριμένα διαφορετικά παραδείγματα μικροδομών ΣΠ και ΚΠ ΙΦΚ ανάλογα με την εφαρμογή. Το υπόλοιπο της διατριβής ακολουθεί ως:

Στο Κεφάλαιο 2 παρουσιάζεται συνοπτικά η διαδικασία κατασκευής των γυάλινων ΙΦΚ (στερεού και κενού πυρήνα) καθώς και οι μηχανισμοί κυματοδότησης που μπορούν να διαμορφωθούν ανάλογα με την κατασκευή τους (μηχανισμός Ολικής Ανάκλασης ή Φωτονικού Χάσματος). Πιο συγκεκριμένα γίνεται μια πιο εκτενής περιγραφή στους μηχανισμούς κυματοδότησης και ποιοι παράμετροι επηρεάζουν στην ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων και αισθητήρων.

Στο Κεφάλαιο 3 παρουσιάζεται η ανάπτυξη αισθητήρων και στοιχείων με χρήση υβριδικών ινών silica και PDMS πολυμερή. Στην αρχή γίνεται μια εισαγωγή για το υλικό PDMS, οι ιδιότητες του και ο λόγος χρήσης του σε ΙΦΚ. Στην συνέχεια παρουσιάζεται μια εκτενής θεωρητική μελέτη των οπτικών ιδιοτήτων/παραμέτρων διαφορετικών υβριδικών ινών PDMS/silica (παραμέτρος – V , απώλειες, κτλ) και πώς οι απαιτούμενοι παράμετροι μπορούν να διαμορφωθούν ανάλογα με την ανάγκη εφαρμογής. Η υποενότητα 3.4 αναφέρεται στην πειραματική διαδικασία ανάπτυξης υβριδικών ΣΠ – και ΚΠ-ΙΦΚ ενώ στην συνέχεια παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα από την χρήση αυτών των υβριδικών ινών για ανάπτυξη αισθητήρων κύρτωση και θερμοκρασίας.

Στο Κεφάλαιο 4 παρουσιάζεται η ανάπτυξη υβριδικών γυάλινων ινών με χρήση όμως άλλων καινοτόμων “μαλακών γυαλιών” με μοναδικές οπτικές ιδιότητες. Αρχικά γίνεται μια περιγραφή των ιδιοτήτων του γυαλιού As_2S_3 που χρησιμοποιήθηκε για την ανάπτυξη των υβριδικών ΙΦΚ. Περιγράφονται όλα τα πειραματικά βήματα για την διήθηση του υλικού στις οπές των ΙΦΚ και στην συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από τον χαρακτηρισμό των νέων αυτών υβριδικών ΙΦΚ.

Το Κεφάλαιο 5 αναφέρεται αποκλειστικά στις πολυμερικές οπτικές ΙΦΚ. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην παρούσα διδακτορική διατριβή ήταν σε συνεργασία με το Τεχνικό Πανεπιστήμιο Δανίας (Danmarks Tekniske Universitet – DTU) και συγκεκριμένα με το Τμήμα Φωτονικής (DTU Fotonik), Ομάδα Αισθητήρων με Οπτικές ίνες και Υπερσυνεχούς φάσματος (Fiber Sensors and Supercontinuum group) με υπεύθυνο ομάδας τον καθηγητή Ole Bang. Στην αρχή του Κεφαλαίου γίνεται μια εκτενής περιγραφή των χημικών, φυσικών και οπτικών ιδιοτήτων των υλικών PMMA και TOPAS, τα οποία είναι τα δύο κύρια υλικά κατασκευής των πολυμερικών ΙΦΚ. Στην συνέχεια περιγράφεται αναλυτικά κάθε στάδιο (σχεδιασμός, προδομή, κτλ) μέχρι την τελική κατασκευή των πολυμερικών ΙΦΚ. Η υποενότητα 5.3 παρουσιάζει την απαραίτητη θεωρία αλλά και την πειραματική διαδικασία για εγγραφή φραγμάτων Bragg στις πολυμερικές ΙΦΚ για ανάπτυξη αισθητήρων τάνυσης με χρήση PMMA και TOPAS ΙΦΚ. Τέλος γίνεται αναφορά στην δυνατότητα των πολυμερικών ΙΦΚ να χρησιμοποιηθούν για ανάπτυξη βίο-αισθητήρων και πιο συγκεκριμένα παρουσιάζονται θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα από τον σχεδιασμό και κατασκευή ΙΦΚ με διπλό πυρήνα.

Στο Κεφάλαιο 6 συνοψίζονται τα συμπεράσματα και η συνεισφορά της διατριβής και αποτυπώνονται παράλληλες και μελλοντικές ερευνητικές κατευθύνσεις. Τέλος παρουσιάζεται η λίστα ερευνητικών εργασιών που δημοσιεύτηκαν σε διεθνή περιοδικά και συνέδρια στα πλαίσια της παρούσης διδακτορικής διατριβής. Το παρακάτω Σχ. 1.12 παρουσιάζει σχηματικά την οργανωτική δομή της διδακτορικής διατριβής.

Σχήμα 1.12: Σχηματική αναπαράσταση της δομής της διδακτορικής διατριβής.

1.5 Αναφορές

- [1] K. C. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," *Proceedings of the IEEE* 113, 1151-1158 (1966).
- [2] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters* 21, 1547-1549 (1996).
- [3] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata," *Optics Letters* 22, 484-485 (1997).
- [4] P. Vukusic and J. R. Sambles, "Photonic structures in biology," *Nature* 424, 852-855 (2003).
- [5] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Physical Review Letters* 58, 2059-2059 (1987)
- [6] P. St. J. Russell and R Dettmer, "A neat idea [Photonic crystal fibre]," *IEE Review* 47, 19-23 (2001).
- [7] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Physical Review Letters* 58, 2486-2486 (1987).
- [8] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," *Journal of the Optical Society of America B* 10, 283-295 (1993).
- [9] T. A. Birks, J. C. Knight and P. S. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Optics Letters* 22, 961-963 (1997).
- [10] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. S. J. Russell and P. D. de Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre," *Electronics Letters* 34, 1347-1348 (1998).
- [11] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, P. J. Roberts and D. C. Allan, "Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air," *Science* 285, 1537-1539 (1999).
- [12] J. K. Ranka, R. S. Windeler and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Optics Letters* 25, 25-27 (2000).
- [13] M. Monro, Y. D. West, D. W. Hewak, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, "Chalcogenide holey fibres," *Electron. Lett.* 36 (24), 1998-2000 (2000).

-
- [14] M. van Eijkelenborg, M. Large, A. Argyros, J. Zagari, S. Manos, N. Issa, I. Bassett, S. Fleming, R. McPhedran, C. M. de Sterke, and N. A. Nicorovici, "Microstructured polymer optical fibre," *Opt. Express* 9, 319-327 (2001).
- [15] V. V. R. K. Kumar, A. George, J. Knight and P. Russell, "Tellurite photonic crystal fiber," *Optics Express* 11, 2641-2645 (2003).
- [16] X. Feng, A. K. Mairaj, D. W. Hewak, and T. M. Monro, "Nonsilica Glasses for Holey Fibers," *J. Lightwave Technol.* 23, 2046- (2005).
- [17] J. S. Wang, E. M. Vogel, and E. Snitzer, "Tellurite glass: new candidate for fiber devices," *Opt. Mater.* 3 (3), 187-203 (1994).
- [18] X. Feng, W. H. Loh, J. C. Flanagan, A. Camerlingo, S. Dasgupta, P. Petropoulos, P. Horak, K. E. Frampton, N. M. White, J. H. V. Price, H. N. Rutt, and D. J. Richardson, "Single-mode tellurite glass holey fiber with extremely large mode area for infrared nonlinear applications," *Opt. Express* 16(18), 13651-13656 (2008).
- [19] M. Liao, C. Chaudhari, G. Qin, X. Yan, T. Suzuki, and Y. Ohishi, "Tellurite microstructure fibers with small hexagonal core for supercontinuum generation," *Opt. Express* 17, 12174-12182 (2009).
- [20] H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, S. Asimakis, V. Finazzi, R. Moore, K. Frampton, F. Koizumi, D. Richardson, and T. Monro, "Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity," *Opt. Express* 12, 5082-5087 (2004).
- [21] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, "Fabrication of complex structures of Holey Fibers in Chalcogenide glass," *Opt. Express* 14, 1280-1285 (2006).
- [22] K. Peters, "Polymer optical fiber sensors—a review," *Smart Mater. Struct.* 20, 013002 (2011).
- [23] G. Emiliyanov, J. B. Jensen, O. Bang, P. E. Hoiby, L. H. Pedersen, E. M. Kjær, and L. Lindvold, "Localized biosensing with Topas microstructured polymer optical fiber," *Opt. Lett.* 32, 460-462 (2007).
- [24] K. Nielsen, H. K. Rasmussen, A. J. L. Adam, P. C. M. Planken, O. Bang, and P. U. Jepsen, "Bendable, low-loss Topas fibers for the terahertz frequency range," *Opt. Express* 17(10), 8592-8601 (2009).
- [25] <http://www.topas.com>

- [26] <http://www.nktpotonics.com/>
- [27] F. Benabid and P. J. Roberts, “Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber,” *J. Mod. Opt.* 58, 87–124 (2011).
- [28] B. Temelkuran, S. D. Hart, G. Benoit, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, “Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for CO₂ laser transmission,” *Nature* 4207 (6916), 650–653 (2002).
- [30] K. Kurokawa, K. Tajima, K. Tsujikawa, and K. Nakajima, “Reducing the loss in photonic crystal fibres,” in *Proceedings European Conference on Optical Communication, ECOC'05, Glasgow, Scotland, vol. 2*, pp. 279, paper Tu4.4.1 (2005).
- [31] J. A. West, N. Venkataramam, C. M. Smith, and M. T. Gallagher, “Photonic crystal fibers,” in *Proceedings European Conference on Optical Communication, ECOC'01, Amsterdam, The Netherlands*, pp. 582, paper Th.A.2. (2001).
- [32] N. Venkataramam, M. T. Gallagher, C. M. Smith, D. M. Müller, J. A. West, K. W. Koch, and J. C. Fajardo, “Low loss (13 dB/km) air core photonic band-gap fibre,” in *Proceedings European Conference on Optical Communication, ECOC'02, post-deadline paper PD1.1* (2002).
- [33] B. J. Mangan, L. Farr, A. Langford, P. J. Roberts, D. P. Williams, F. Couny, M. Lawman, M. W. Mason, S. Coupland, R. Flea, H. Sabert, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, “Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber,” in *Technical Digest Optical Fiber Communication Conference, OFC'04, post-deadline paper PDP24* (2004).
- [34] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, “Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres,” *Optics Express* 13, 236 (2005).
- [35] R. S. Windeler, J. L. Wagener, and D. J. DiGiovanni, “Silica-air microstructured fibers: Properties and applications,” in *Technical Digest Optical Fiber Communication Conference, OFC'99, U.S.A.*, pp. 106, paper FG1 (1999).
- [36] K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi, M. Tanaka, and M. Fujita, “High speed bi-directional polarization division multiplexed optical transmission in ultra-low-loss (1.3 dB/km) polarization maintaining photonic crystal fibre,” *Electronics Letters* 37, 23 (2001).

-
- [37] K. Tajima, K. Nakajima, K. Kurokawa, N. Yoshizawa, and M. Ohashi, “Low-loss photonic crystal fibers,” in Technical Digest Optical Fiber Communication Conference, OFC'02, pp. 523 (2002).
- [38] L. Farr, J. C. Knight, B. J. Mangan, and P. J. Roberts, “Low loss photonic crystal fibre,” in Proceedings European Conference on Optical Communication, ECOC'02, post-deadline paper PD 1.3. (2002).
- [39] K. Tajima, J. Zhou, K. Nakajima, and K. Sato, “Ultra low loss and long length photonic crystal fiber,” in Technical Digest Optical Fiber Communication Conference, OFC'03, post-deadline paper PD1 (2003).
- [40] K. Tajima, J. Zhou, K. Kurokawa, and K. Nakajima, “Low water peak photonic crystal fibres”, in Proceedings European Conference on Optical Communication, ECOC'03, pp. 42, post-deadline paper Th4.1.6 (2003).

Κεφάλαιο 2

Γυάλινες Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται και αποτυπώνεται η διαδικασία κατασκευής γυάλινων ΣΠ- και ΚΠ - ΙΦΚ με βάση δύο διαφορετικών μεθόδων (εξώθησης και “στοίβαξης και εφελκυσμό”). Αρχικά γίνεται μια εκτενής περιγραφή στην κατασκευή πρώτα των ΣΠ-ΙΦΚ και μετά των ΚΠ-ΙΦΚ, αν και οι διαφορές στην διαδικασία κατασκευής τους δεν διαφέρει πολύ. Στην συνέχεια περιγράφονται οι βασικοί μηχανισμοί κυματοδηγησης σε ΣΠ-ΙΦΚ (μηχανισμός ολικής ανάκλασης – ΟΑ), ΚΠ-ΙΦΚ (μηχανισμός φωτονικού χάσματος – ΦΧ) και τέλος οι ονομαζόμενες Kagome-ΙΦΚ (μηχανισμός Αναστολής Ζεύξης Φωτός – ΑΖΦ). Σκοπός του παρόντος κεφαλαίου είναι να παρουσιάσει στον αναγνώστη τις δυνατότητες οπτικής κυματοδηγησης των ΙΦΚ με βάσει την κατασκευή και μικροδομή τους.

2.1 Εισαγωγή

Ένας από τους πιο σημαντικούς παράγοντες στον σχεδιασμό και ανάπτυξη νέων ινών είναι η διαδικασία που θα ακολουθηθεί για την κατασκευή τους. Μεγάλη προσπάθεια καταβάλλεται από αρκετές ερευνητικές ομάδες στον κόσμο που προσπαθούν να μειώσουν τις απώλειες κυματοδηγησης στις ίνες και ΚΠ- και ΣΠ-ΙΦΚ. Στις συμβατικές οπτικές ίνες οι απώλειες έχει μειωθεί δραματικά τα τελευταία 30 χρόνια, και περαιτέρω βελτίωση δεν προβλέπεται να γίνεται. Η μικρότερη απώλεια κοντά σε μήκος κύματος 1550 nm είναι <0.2 dB/km. Ωστόσο στις ΙΦΚ, αυτά τα επίπεδα οπτικών απωλειών δεν έχουν επιτευχθεί (Σχ. 1.11 – Κεφ.1). Τον πιο σημαντικό ρόλο στην μείωση των απωλειών είναι βελτιστοποίηση της κατασκευής της ΙΦΚ ώστε να επιτευχθεί χαμηλή ΟΗ απορρόφηση, και απώλειες σκεδασμού από τις οπές του δισδιάστατου φωτονικού κρυστάλλου. Συνεπώς, θεωρήθηκε αναγκαίο να γίνει μια εκτενής περιγραφή σχετικά με τις μεθόδους κατασκευής των ΙΦΚ.

Όπως προαναφέρθηκε και στην αρχή, μια άλλη παράμετρος που καθορίζεται από την μορφολογία/κατασκευή της ίνας είναι και ο μηχανισμός κυματοδήγησης. Για τις ΣΠ-ΙΦΚ ο μηχανισμός κυματοδήγησης διατηρείται όπως στις συμβατικές οπτικές ίνες, δηλαδή γίνεται μέσω Ολικής Ανάκλασης (Ο.Α.). Μεγαλύτερο ωστόσο ενδιαφέρον υπάρχει στις ΚΠ-ΙΦΚ, όπου ο μηχανισμός βασίζεται στο φαινόμενο Φωτονικού Χάσματος (ΦΧ) και προέρχεται από την δισδιάστατη περιοδική δομή του μανδύα της ίνας. Μια πιο εξελιγμένη μορφή της ΚΠ-ΙΦΚ είναι η Kagome-ΙΦΚ. Μορφολογικά η Kagome με την κοινή ΚΠ-ΙΦΚ δεν έχει ιδιαίτερες διαφορές και αποτελείται και αυτή από δισδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο. Ωστόσο για πρώτη φορά παρουσιάστηκε ότι μια ίνα που έχει σχεδιαστεί να κυματοδηγεί το φως μέσω ΦΧ, μπορεί να υποστηρίξει κυματοδήγηση φωτός ευρείας φασματικής περιοχής (broadband guidance). Λεπτομερείς περιγραφή για την κάθε περίπτωση γίνεται παρακάτω στο παρόν κεφάλαιο.

2.2 Κατασκευή γυάλινων ινών φωτονικών κρυστάλλων

Σε πάρα πολλές αναφορές στην βιβλιογραφία οι ΙΦΚ έχουν πραγματοποιηθεί με την “εισαγωγή” οπών στο στερεό αρχικό κομμάτι γυαλί - silica (όπως παρουσιάστηκε και στο κεφ. 1). Αυτός ο τρόπος παρέχει αρκετά πλεονεκτήματα, από την στιγμή που ο αέρας είναι μηχανικά και θερμικά συμβατός με τα περισσότερα υλικά, είναι διαπερατός για πολλά μήκη κύματος και έχει πολύ χαμηλό δείκτη διάθλασης στις οπτικές συχνότητες. Οι ίνες που κατασκευάζονται χρησιμοποιώντας silica-αέρα έχουν αναλυθεί συστηματικά γιατί οι συμβατικές οπτικές ίνες τόσα χρόνια κατασκευάζονται από silica. Το συγκεκριμένο υλικό είναι πολύ καλό να για επεξεργαστεί διότι το ιζώδες του αλλάζει ελάχιστα με την θερμοκρασία και είναι σχετικά φτηνό.

Οι συμβατικές οπτικές ίνες κατασκευάζονται συνήθως με την δημιουργία προδομής της ίνας και “εφελκύνοντας” την ίνα από μια κατασκευή πύργου που λειτουργεί σε υψηλές θερμοκρασίες [1]. Οι διαφορετικές τεχνικές εναπόθεσης ατμών όπως για παράδειγμα, η τροποποιημένη χημική εναπόθεση ατμών ή ΤΧΕΑ (modified chemical vapor deposition – MCVD), η αξονική εναπόθεση ατμών (vapor axial deposition), κτλ, έχουν διαφοροποιηθεί για την καλύτερη κατασκευή κυλινδρικών προδομών για ίνες. Συνεπώς, η χημική εναπόθεση κατά μήκος της ίνας μπορεί να ελεγχθεί με μεγάλη ακρίβεια. Επίσης, η κατασκευή των κοινών μονορυθμικών οπτικών ινών απαιτεί τα υλικά του πυρήνα και του μανδύα να είναι συμβατά μεταξύ τους με παρόμοιο δείκτη διάθλασης. Αντίθετα, ο σχεδιασμός ΙΦΚ απαιτεί πολύ μεγαλύτερη διαφορά δεικτών διάθλασης των υλικών με ποσοστό διαφοράς 50-100% [2]. Συνεπώς

η τεχνική της χημικής εναπόθεσης δεν μπορεί να εφαρμοστεί απευθείας για την κατασκευή προδομών ΙΦΚ, όπου η δομή τους δεν χαρακτηρίζεται από την κυλινδρική συμμετρία. Το παρόν κεφάλαιο ωστόσο, επικεντρώνεται σε ΙΦΚ.

2.2.1 Μέθοδος κατασκευής με εξώθηση

Η μέθοδος εξώθησης είναι μια από τις δύο κυρίως μεθόδους κατασκευής των προδομών ΙΦΚ. Η συγκεκριμένη μέθοδος ωστόσο δεν χρησιμοποιείται πολύ για την κατασκευή ΙΦΚ διοξειδίου του πυριτίου διότι είναι πολύ περιορισμένα τα υλικά που μπορούν να αντέξουν θερμοκρασίες $\sim 1900^{\circ}\text{C}$ χωρίς να “μολύνουν” το κυρίως υλικό δηλαδή την silica. Ωστόσο η συγκεκριμένη μέθοδος χρησιμοποιείται ευρέως για “μαλακά γυαλιά” που λιώνουν σε πολύ χαμηλότερες θερμοκρασίες (βλ. Κεφ. 1).

Στην συγκεκριμένη διαδικασία κατασκευής το κομμάτι γυαλί που θα χρησιμοποιηθεί πιέζεται με μεγάλη δύναμη και ταυτόχρονα σε θερμοκρασία που λιώνει μέσω ενός ειδικά κατασκευασμένου στοιχείου με την επιθυμητή μορφολογία της τελικής ίνας. Η μέθοδος εξώθησης επιτρέπει την άμεση κατασκευή της ΙΦΚ από ένα κομμάτι επιλεγμένου γυαλιού, χρησιμοποιώντας κατευθείαν τον πύργο εφελκυσμού της ίνας και έτσι οποιαδήποτε δομή ίνας βασισμένη σε κρυσταλλικό ή άμορφο υλικό μπορεί να δημιουργηθεί. Η λειτουργία ωστόσο του πύργου εφελκυσμού που παρέχει ελεγχόμενη κατασκευή της ίνας περιγράφεται στην ενότητα 1.3.2. Το Σχ. 2.1 (α) παρουσιάζει μια σχηματική αναπαράσταση κατασκευής προδομής ινών.

Σχήμα 2.1: (α) Σχηματική αναπαράσταση προετοιμασίας προδομής ΙΦΚ με χρήση μεθόδου εξώθησης. (β) Παράδειγμα ΙΦΚ που κατασκευάστηκε με εξώθηση [4]

Μεγάλο εύρος ΙΦΚ έχουν δημιουργηθεί και παρουσιαστεί σε συνέδρια και εργασίες που βασίζονται στην συγκεκριμένη μέθοδο. Η πρώτη αναφορά κατασκευής ίνας μη-silica αναφέρθηκε το 2002 [3]. Το γυαλί που χρησιμοποιήθηκε ήταν εμπορικά διαθέσιμο, με ονομασία SF57 που λιώνει

μόλις σε θερμοκρασία 519°C. Το συγκεκριμένο γυαλί παρείχε μη γραμμικότητα (λόγω του υψηλού μη γραμμικού δείκτη διάθλασης) ως $4.1 \times 10^{-19} \text{ W}^2/\text{m}$ στο μήκος κύματος 1060 nm το οποίο είναι μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη της silica. Μια επίσης σημαντική αναφορά σε κατασκευή όμως ΙΦΚ με χρήση εξώθησης είναι με χρήση γυαλιού SF6. Η συγκεκριμένη ΙΦΚ παρείχε μη γραμμικότητα $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^2/\text{W}$ και απεικονίζεται στο Σχ. 2.1 9(β) [4].

2.2.2 Μέθοδος κατασκευής με “στοίβαξη και εφελκυσμό”

Για να κατασκευαστεί μια ΙΦΚ είναι αναγκαίο να κατασκευαστεί πρώτα η μακροσκοπική δομή της ίνας δηλαδή η λεγόμενη προδομή. Προηγουμένως, περιγράφηκε η μέθοδος εξώθησης για κατασκευή προδομών - υλικών που λιώνουν - σε σχετικά πολύ μικρότερες θερμοκρασίες από το διοξείδιο του πυριτίου για παράδειγμα. Σε αυτήν την ενότητα γίνεται λόγος για μια διαφορετική τεχνική, “στοίβαξη και εφελκυσμό” (stack and draw) η οποία χρησιμοποιείται ευρέως από πολλές ομάδες και εταιρίες για την κατασκευή ΣΠ- και ΚΠ-ΙΦΚ. Μια σχηματική αναπαράσταση των σταδίων που απαιτούνται για την κατασκευή της ΙΦΚ παρουσιάζεται στο Σχ. 2.2 (α).

Σχεδιασμός στοίβαξης

Το πρώτο στάδιο της διαδικασίας κατασκευής είναι ο σχεδιασμός της αρχικής στοίβαξης από την οποία η ίνα θα εφελκυσθεί. Ανάλογα με αυτόν το σχεδιασμό, η τελική ίνα θα έχει και διαφορετική μορφολογία και συνεπώς ιδιότητες κυματοδηγησης. Η σχηματική αναπαράσταση στο Σχ. 2.2 (β) παρουσιάζει διαφορετικές εκδοχές στοίβαξης των γυάλινων κυλίνδρων για σχεδιασμό διαφορετικών ινών. Για παράδειγμα η διάταξη 1 παρουσιάζει την περίπτωση της ΣΠ-ΙΦΚ με ισότροπο πυρήνα ενώ η 2^η διάταξη αφορά ΚΠ-ΙΦΚ. Παρομοίως, η διατάξεις 3 και 4 αφορούν τον σχεδιασμό ΣΠ-ΙΦΚ με διπλοδιαθλαστικότητα και με εμπλουτισμένο (με άλλα υλικά) πυρήνα, αντίστοιχα. Ωστόσο, η συνέχεια εστιάζεται στην κατασκευή της ΚΠ-ΙΦΚ επειδή παρουσιάζει και μεγαλύτερο ενδιαφέρον.

Η τριγωνική δομή γίνεται από γυάλινους κυλίνδρους που τοποθετούνται και στοιβάζονται με συγκεκριμένο τρόπο παρά με εξαγωνικούς κυλίνδρους. Ο λόγος είναι ότι με βάση της επιλογές κατασκευής στον πύργο εφελκυσμού, η εξαγωνική δομή μπορεί να δημιουργηθεί και από κυλίνδρους. Επίσης, οι γυάλινοι κύλινδροι είναι εμπορικά διαθέσιμοι (με διάμετρο 10-20mm) και μπορούν να βρεθούν εύκολα, σε διαφορετικά μεγέθη, και σε χαμηλό σχετικά κόστος. Στην συνέχεια η “στοίβα” σχεδιάζεται έτσι ώστε να ταιριάζει σε παχύ γυάλινο προστατευτικό σωλήνα. Για να διατηρηθεί όμως η συμμετρία της περιοδικής

δομής θα πρέπει η “στοίβα” να «πακεταριστεί» προσεκτικά μέσα στον προστατευτικό σωλήνα γιατί οποιαδήποτε μικρή παρεμβολή στην δομή της “στοίβας” θα έχει άμεσο αντίκτυπο στην τελική δομή της ίνας [1,2].

Σχήμα 2.2: (α) Σχηματική αναπαράσταση προετοιμασίας προδομής ΙΦΚ με χρήση μεθόδου “στοίβαξης και εφελκυσμός”. (β) Διαφορετική στοίβαξη των γυάλινων κυλίνδρων ανάλογα με την επιθυμητή μορφολογία της τελικής ίνας. 1: Διάταξη ΣΠ-ΙΦΚ με ισότροπο πυρήνα, 2: ΚΠ-ΙΦΚ, 3: ΣΠ-ΙΦΚ με διπλοδιαθλαστικότητα και 4: ΣΠ-ΙΦΚ με εμπλουτισμένο πυρήνα [5].

Ο πυρήνας δημιουργείται με την αφαίρεση 7 ή 19 γυάλινων κυλίνδρων από το κέντρο της “στοίβας” όπως φαίνεται και στο Σχ. 2.3. Συνήθως ωστόσο οι κύλινδροι (ή “κελιά”) που αφαιρούνται για να σχηματιστεί ο επιθυμητός πυρήνας αντικαθιστούνται από γυάλινους κυλίνδρους με μεγαλύτερη διάμετρο.

Σχήμα 2.3: Ο πυρήνας της ΚΠ-ΙΦΚ δημιουργείται με την αφαίρεση 7 ή 19 κελιών από το κέντρο της περιοδικής δομής. Υπάρχει επίσης και η επιλογή να αντικατασταθούν τα κελιά με κυλίνδρους μεγαλύτερης διαμέτρου [5].

Πύργος Εφελκυσμού

Ο πιο σημαντικός εξοπλισμός ίσως στην ερευνητική περιοχή των ΙΦΚ είναι ο πύργος εφελκυσμού. Σου παρέχει την δυνατότητα να κατασκευαστεί οποιαδήποτε δομή (ικανοποιώντας φυσικά τις προϋποθέσεις κυματοδότησης). Το παρακάτω Σχ. 2.4 παρουσιάζει αναλυτικά το πύργο εφελκυσμού περιγράφοντας κάθε κομμάτι του πύργου που εκπληρώνει ένα μέρος της διαδικασίας κατασκευής των ΙΦΚ. Το πιο σημαντικό τμήμα του πύργου είναι ο φούρνος που χρησιμοποιείται για να λιώσει την *silica* στους 1800-2000°C και συνεπώς να “τραβηχτεί” η ίνα. Ο ρυθμός εφελκυσμού μπορεί να διαμορφωθεί με βάση την ταχύτητα της τροφοδοσίας της προδομής που εισέρχεται στον φούρνο και από τον ρυθμό που “τραβιέται” από τον εφελκυστήρα ή από τον κύλινδρο εφελκυσμού.

Σχήμα 2.4: Αναλυτική περιγραφή των επιμέρους τμημάτων ενός πύργου εφελκυσμού. Οι συγκεκριμένες εικόνες περιγράφουν τον πύργο εφελκυσμού του Πανεπιστημίου του Μπάθ, μιας και είναι ο πρώτος πύργος ΙΦΚ που κατασκευάστηκε για πρώτη φορά (χρήση των φωτογραφιών μετά από έγκριση)

Η διαδικασία κατασκευής μπορεί επίσης να ρυθμιστεί και από την θερμοκρασία του φούρνου. Όπως προαναφέρθηκε η κατασκευή της ΙΦΚ έχει δύο στάδιο. Το πρώτο στάδιο αφορά την κατασκευή του cane (καλαμάκι), το οποίο είναι στην ουσία η προδομή σε πολύ μικρότερες διαστάσεις. Μετά την κατασκευή του cane, έρχεται η τελικά κατασκευή της ίνας. Στο Σχ. 2.5 παρουσιάζεται σχηματικά οι υποδοχές/εισόδους διαφορετικής πίεσης στην προδομή (ή cane) της ίνας για τον έλεγχο των παραμέτρων του φωτονικού κρυστάλλου (περίοδος, διάμετρος οπών, διάμετρος πυρήνα, κτλ.).

Σχήμα 2.5: Αναλυτική περιγραφή των υποσυστημάτων του πύργου εφέλκυσμού για τον έλεγχο και κατασκευή της ίνας με έμφαση στην διαφορετική πίεση που ασκείται στον πυρήνα και στον μανδύα ώστε να ελεγχθεί η περίοδος και η διάμετρος των οπών του φωτονικού κρυστάλλου.

Στο τελικό στάδιο της κατασκευής της ΙΦΚ ένα πολυμερικό προστατευτικό περίβλημα καλύπτει την ίνα πριν τυλιχτεί στον κύλινδρο συλλογής. Για να διατηρηθεί συμβατότητα με τις υπάρχουσες ίνες του εμπορίου αλλά και με άλλα συστήματα, η διάμετρος της ΙΦΚ διατηρείται $\sim 125\mu\text{m}$ ενώ με το πολυμερικό προστατευτικό περίβλημα ανέρχεται σε διάμετρο $\sim 250\mu\text{m}$. Ωστόσο μια εκτενής περιγραφή για τις παραμέτρους κατασκευής της ίνας βρίσκεται στην αναφορά [6].

Το Σχ. 2.6 παρουσιάζει οπτικές εικόνες (Σχ. 2.6 (α), (β)) από το πρώτο στάδιο εφελκυσμού της προδομής ΚΠ-ΙΦΚ (canes) ενώ οι εικόνες (γ) και (δ) του ίδιου σχήματος απεικονίζουν τις αντίστοιχες εικόνες των ινών στην τελική τους μορφή (μετά το δεύτερο στάδιο κατασκευής). Αρχικά η πρώτη ίνα “τραβήχτηκε” καθώς εφαρμόζοταν υψηλή πίεση ενώ στην “στοίβαξη” χρησιμοποιήθηκαν γυάλινοι κύλινδροι με χοντρό περίβλημα (Σχ. 2.6 (α)). Η υψηλή πίεση δημιούργησε πολύ λεπτά τοιχώματα στον μανδύα της ίνας (Σχ. 2.6 (α)). Παρομοίως έχουν δοκιμαστεί και ίνες με ακριβώς την ίδια στοίβαξη απλά με πιο λεπτούς γυάλινους κυλίνδρους. Το αποτέλεσμα του πρώτου σταδίου κατασκευής (cane) φαίνεται στο Σχ. 2.6 (β) ενώ η αντίστοιχη τελική ίνα απεικονίζεται στο Σχ. 2.6 (δ). Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να επισημανθεί ότι και οι δύο αυτές ίνες παρουσιάζουν ΦΧ στο ίδιο εύρος παρόλο που η μικροδομή του φωτονικού κρυστάλλου είναι διαφορετική.

Σχήμα 2.6: Σύγκριση των ΚΠ-ΙΦΚ για διαφορετικές παραμέτρους κατασκευής. **(α), (β)** Αναφέρονται στο πρώτο στάδιο κατασκευής (canes) ενώ το **(γ), (δ)** στην τελική μικροδομή της ΚΠ-ΙΦΚ. Οι παραπάνω φωτογραφίες μπορούν να βρεθούν στην αναφορά [6].

2.3 Μηχανισμοί κυματοδήγησης σε ίνες φωτονικών κρυστάλλων

Σε αυτή την ενότητα του κεφαλαίου περιγράφονται οι πιθανοί μηχανισμοί κυματοδήγησης των ΚΠ- και ΣΠ-ΙΦΚ. Αρχικά γίνεται μια σύγκριση του μηχανισμού ολικής ανάκλασης μεταξύ των συμβατικών οπτικών ινών και των ΚΠ-ΙΦΚ και περιγράφονται οι πιο σημαντικές οπτικές ιδιότητες των ΣΠ-ΙΦΚ. Στην συνέχεια παρουσιάζεται ο μηχανισμός που υπάρχει σε όλες τις ΚΠ-ΙΦΚ, δηλαδή του ΦΧ. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να επισημανθεί ότι κυματοδήγηση μέσω ΦΧ μπορεί να επέλθει και με την χρήση υλικών υψηλού δείκτη διάθλασης στις οπές της silica ΣΠ-ΙΦΚ. Ωστόσο πιο εκτενής περιγραφή για αυτόν τον μηχανισμό θα γίνει σε επόμενο κεφάλαιο. Τέλος γίνεται λόγος για ένα πιο “εξωτικό” μηχανισμό κυματοδήγησης, αυτόν της αναστολής ζεύξης φωτός (inhibited coupling), όπου ο δισδιάστατος φωτονικός κρύσταλλος παρέχει την δυνατότητα να κυματοδηγείται το φως για μεγάλο εύρος μηκών κύματος όπως δηλαδή και στις συμβατικές οπτικές ίνες.

2.3.1 Βασική θεωρία κυματοδήγησης

Σε αυτή την ενότητα περιγράφονται οι βασικές εξισώσεις κυματοδήγησης του φωτός σε κυλινδρικό πυρήνα όπου εφαρμόζονται και στην περίπτωση της ΣΠ-ΙΦΚ. Αρχικά εξετάζονται οι ρυθμοί κυματοδήγησης που αντιστοιχούν σε κυματοδηγούμενα κύματα για τον πυρήνα. Θεωρώντας αρχικά την δέσμη που εισέρχεται στον κυματοδηγό από τον αέρα με δείκτη διάθλασης $n_a = 1$ ισχύει ο νόμος του Snell:

$$n_a \sin \theta = n_1 \sin \theta \quad (2.1)$$

όπου n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα της ίνας. Η δέσμη συνεχίζοντας την πορεία της φθάνει στην διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ μανδύα και πυρήνα όπου για να ισχύει η ολική ανάκλαση θα πρέπει:

$$\theta \leq \theta_c = \cos^{-1} \left(\frac{n_0}{n_1} \right) \quad (2.2)$$

όπου θ_c είναι η κρίσιμη γωνία. Συνδέοντας την εξίσωση 2.1 και 2.2, η συνθήκη παγίδευσης της δέσμης στον πυρήνα περιγράφεται ως:

$$\theta_0 \leq \theta_{0c} = \sin^{-1} \left(\frac{(n_1^2 - n_0^2)^{-1/2}}{n_a} \right) \quad (2.3)$$

Η αριθμητική τιμή του $\sin\theta_{oc} = (n_1^2 - n_0^2)^{-1/2}/n_a$ ορίζει το αριθμητικό άνοιγμα της ίνας (NA). Για τις ΙΦΚ το αριθμητικό άνοιγμα ορίζεται και με διαφορετικό τρόπο και παρουσιάζεται παρακάτω στο κεφάλαιο. Επειδή η διάδοση σε οπτικές ίνες περιγράφεται πλήρως από την ηλεκτρομαγνητική θεωρία και από ότι η γεωμετρική θεωρία της οπτικής αποτελεί μια πιο απλοποιημένη προσέγγιση, στην συγκεκριμένη ενότητα θα χρησιμοποιηθεί η μέθοδο ανάλυσης των κυματοδηγούμενων κυμάτων σε ρυθμούς. Θα πρέπει να επισημανθεί επίσης, ότι εκτός από την δέσμη που διαδίδεται στον πυρήνα της ίνας, μπορεί να υπάρχουν και αλλεπάλληλες ανακλάσεις από τον μανδύα της ίνας, ωστόσο αυτές οι ανακλάσεις εξασθενούν πολύ γρήγορα λόγω απορρόφησης από το εξωτερικό προστατευτικό περίβλημα της ίνας.

Θεωρώντας μια οπτική ίνα με διάμετρο πυρήνα $2a$ και δείκτη διάθλασης n_1 , η σταθερά κυματοδήγησης/διάδοσης του φωτός σε ελεύθερο χώρο ορίζεται με την εξίσωση $k_0 = \omega/c$, όπου $\omega = 2\pi f$ είναι η κυκλική συχνότητα σε rad/sec της οπτικής ακτινοβολίας και c είναι η ταχύτητα του φωτός. Όλος ο χώρος θεωρείται μαγνητικά αδρανής, οπότε για κάθε σημείο του χώρου, η μαγνητική διαπερατότητα είναι $\mu = \mu_0$. Από την κυλινδρική συμμετρία είναι αναγκαία η χρήση πολικών συντεταγμένων ρ, φ, z όπου το z είναι ο άξονας κυματοδήγησης του φωτός. Σκοπός της παρακάτω ανάλυσης είναι ο υπολογισμός των κυματοδηγούμενων κυμάτων από την οπτική ίνα. Για να υπάρχει κυματοδήγησης στον άξονα τον z , θα πρέπει όλες οι πεδιακές συνιστώσες να έχουν σαν κοινό παράγοντα τον όρο διάδοσης $\exp(j(\omega t - \beta z))$ οπότε ισχύει:

$$\underline{E}(\rho, \varphi, z) = \underline{E}(\rho, \varphi)e^{-j\beta z} \quad (2.4)$$

$$\underline{H}(\rho, \varphi, z) = \underline{H}(\rho, \varphi)e^{-j\beta z} \quad (2.5)$$

Για τα διανύσματα του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου. Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις 2.4 και 2.5 στις εξισώσεις του Maxwell για τις κυλινδρικές συντεταγμένες ισχύει:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} + j\beta E_\varphi = -j\omega\mu_0 H_\rho \quad (2.6)$$

$$-j\beta E_\rho - \frac{\partial E_z}{\partial \rho} = -j\omega\mu_0 H_\varphi \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho E_\varphi)}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (2.8)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + j\beta H_\varphi = j\omega \varepsilon_0 n^2(\rho) E_\rho \quad (2.9)$$

$$-j\beta H_\rho - \frac{\partial H_z}{\partial \rho} = j\omega \varepsilon_0 n^2(\rho) E_\varphi \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho H_\varphi)}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} = j\omega \varepsilon_0 n^2(\rho) E_z \quad (2.11)$$

όπου οι συνιστώσες πεδίου είναι συναρτήσεις μόνο των εγκάρσιων συντεταγμένων (ρ, φ) . Η συνάρτηση του δείκτη διάθλασης ορίζεται με την εξίσωση:

$$n(\rho) = \begin{cases} n_1, & 0 < \rho < \alpha \\ n_0, & \rho > \alpha \end{cases} \quad (2.12)$$

και με ε_0 η διηλεκτρική σταθερά του ελεύθερου χώρου. Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις 2.6, 2.7, 2.9, και 2.10 μπορούν να εκφραστούν οι εγκάρσιες πεδιακές συνιστώσες E_ρ , E_φ , H_ρ και H_φ σαν συναρτήσεις των διαμηκών συνιστωσών E_z , H_z όπως:

$$E_\rho = -\frac{1}{\alpha_{\beta\rho}^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{\omega \mu_0}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right) \quad (2.13)$$

$$E_\varphi = -\frac{1}{\alpha_{\beta\rho}^2} \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) \quad (2.14)$$

$$H_\rho = \frac{j}{\alpha_{\beta\rho}^2} \left(\beta \frac{\omega \varepsilon_0 n^2(\rho)}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \beta \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) \quad (2.15)$$

$$H_\varphi = \frac{j}{\alpha_{\beta\rho}^2} \left(\omega \varepsilon_0 n^2(\rho) \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{\beta}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right) \quad (2.16)$$

όπου

$$\alpha_{\beta\rho}^2 = (k_0^2 n^2(\rho) - \beta^2) \quad (2.17)$$

Οι διαμήκεις συνιστώσες E_z , H_z πρέπει να ικανοποιούν την κυματική εξίσωση που γράφεται στις πολικές κυλινδρικές συντεταγμένες όπως:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) \Psi(\rho, \varphi) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + (k_0^2 n^2(\rho) - \beta^2) \Psi(\rho, \varphi) = 0 \quad (2.18)$$

όπου $\Psi(\rho, \varphi) = E_z(\rho, \varphi)$ ή $H_z(\rho, \varphi)$ όπως δίνονται στις εξισώσεις 2.4, 2.5. Η εξίσωση 2.18 μπορεί να γραφτεί στην γενική μορφή:

$$\Psi(\rho, \varphi) = (A_m J_m(\alpha_{\beta\rho}\rho) + (B_m Y_m(\alpha_{\beta\rho}\rho) \times (C_m \cos(m\varphi) + D_m \sin(m, \varphi))) \quad (2.19)$$

όπου $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ $J_m(x)$, $Y_m(x)$ είναι οι συναρτήσεις Bessel και Neumann m -οστής τάξης. Για να εξετάσουμε τη λύση της εξίσωσης 2.19 για τον υπολογισμό των πεδίων $E_z(\rho, \varphi)$ και $H_z(\rho, \varphi)$ πρέπει πρόσθετα να ληφθεί υπόψη οι οριακές συνθήκες πεδίου για $\rho = 0$ και $\rho \rightarrow \infty$. Η λύση της εξίσωσης 2.19 πρέπει να παριστά πεδία με πεπερασμένη ενέργεια, αφού δε η συνάρτηση Neumann $Y_m(x)$ για $\rho \rightarrow 0$ έχει συμπεριφορά σαν ρ^{-m} (για $m = 0$ σαν $\ln \rho$) για $\rho < a$ μέσα στην περιοχή της ίνας στην εξίσωση 2.19 πρέπει $B_m = 0$. Ο όρος που εκφράζει την ημιτονική μεταβολή ως προς την γωνία φ περιέχει δύο ανεξάρτητες λύσεις την $e^{jm\varphi}$ και $e^{-jm\varphi}$ με αποτέλεσμα αυτές να μπορούν να εξετάζονται ανεξάρτητα μεταξύ τους. Σύμφωνα με αυτό, οι διαμήκεις συνιστώσες του πεδίου για $\rho < a$ γράφονται σαν:

$$E_z(\rho, \varphi) = F_m J_m(a\rho) e^{jm\varphi} \quad (2.21)$$

$$H_z(\rho, \varphi) = G_m J_m(a\rho) e^{jm\varphi} \quad (2.22)$$

όπου $a = (k_0^2 n_1^2 - \beta^2)^{1/2} = a_{\beta\rho}$ (για $\rho < a$) και F_m, G_m είναι άγνωστοι συντελεστές. Η λύση για $e^{-jm\varphi}$ μπορεί να βρεθεί αντικαθιστώντας στην τελική λύση αντί $m \rightarrow -m$. Επειδή ο χώρος έξω από τον πυρήνα της ίνας για $\rho > a$ θεωρείται απεριόριστος η λύση της εξίσωσης 2.19 πρέπει να περιγράφει κύματα που ικανοποιούν τις συνθήκες ακτινοβολίας του Sommerfield-Muller. Συγκεκριμένα η λύση για $\rho \rightarrow +\infty$ πρέπει να δίνει κυλινδρικά κύματα που συμπεριφέρονται σύμφωνα με τον παράγοντα διάδοσης $e^{-j(k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \rho} / \sqrt{\rho}$ κατά τον άξονα ρ . Ο μοναδικός συνδυασμός συντελεστών A_m, B_m , της εξίσωσης 2.19 που μας δίνει τέτοια λύση είναι $\frac{B_m}{A_m} = -j$. Σύμφωνα με αυτά $J_m(a_{\beta\rho}\rho) - jY_m(a_{\beta\rho}\rho) = H_m^{(2)}(a_{\beta\rho}\rho)$, που είναι η συνάρτηση Henkel δευτέρου τύπου. Όταν $\rho > a$, δηλαδή εκτός του πυρήνα $a_{\beta\rho} = (k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$. Έχει διακριβωθεί ωστόσο ότι έξω από την περιοχή κυματοδήγησης τα πεδία έχουν χαρακτήρα κυμάτων απόσβεσης. Χωρίς λοιπόν να υπάρχει δέσμευση για την τιμή της σταθεράς διάδοσης β , αντί της $a_{\beta\rho} = (k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$ (για $\rho > a$) μπορούμε να οριστεί ο όρος $a_{\beta\rho} = (k_0^2 - \beta^2)^{1/2} = -j(\beta^2 - k_0^2)^{1/2} = -j\nu$, οπότε για πραγματικό $\beta > k_0$ το πεδίο όταν $\rho \rightarrow +\infty$ συμπεριφέρεται σαν $e^{-(\beta^2 - k_0^2)^{1/2} \rho} / \sqrt{\rho}$

δηλαδή έχει χαρακτήρα κύματος που φθίνει εκθετικά. Ορίζοντας την τετραγωνική ρίζα

$$\gamma = (\beta^2 - k_0^2)^{1/2} = j a_{\beta\rho} \quad (2.23)$$

Η συνάρτηση $H_m^{(2)}$ παίρνει την μορφή

$$H_m^{(2)}(-j\gamma\rho) = \frac{2j^{m+1}}{\pi} K_m(\gamma\rho) \quad (2.24)$$

όπου η συνάρτηση $K_m(x)$ ονομάζεται η τροποποιημένη Hankel, της τάξης m . Σαν συμπέρασμα των παραπάνω, οι λύσεις της κυματικής εξίσωσης 2.18 για τις διαμήκεις συνιστώσες στην περιοχή $\rho > a$ γράφονται με την μορφή:

$$E_z(\rho, \varphi) = f_m K_m(\gamma\rho) e^{jm\varphi} \quad (2.25)$$

$$H_z(\rho, \varphi) = g_m K_m(\gamma\rho) e^{jm\varphi} \quad (2.26)$$

όπου f_m, g_m είναι άγνωστοι συντελεστές. Οι εγκάρσιες συνιστώσες του πεδίου $E_\rho, E_\varphi, H_\rho, H_\varphi$ μπορούν να υπολογιστούν από τις εξισώσεις 2.13 – 2.16. ανάλογα με το εάν το σημείο παρατήρησης του πεδίου είναι μέσα ($\rho < a$) ή έξω ($\rho > a$) από τον κυματοδηγό. Μέχρι τώρα στις εκφράσεις του πεδίου περιέχονται τέσσερις άγνωστοι F_m, G_m, f_m, g_m . Επίσης δεν είναι γνωστές οι πιθανές λύσεις που αντιστοιχούν σε διάφορες τιμές της σταθεράς κυματοδήγησης β , για δεδομένες τιμές των παραμέτρων a και n_1 και το μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Για να υπολογιστούν οι άγνωστοι συντελεστές F_m, G_m, f_m, g_m πρέπει να εφαρμόσουμε τις οριακές συνθήκες για $\rho = a$, δηλαδή στη διαχωριστική επιφάνεια του πυρήνα με τον μανδύα. Ο οριακές συνθήκες αντιστοιχούν στην συνέχεια των εφαπτομενικών συνιστωσών $E_z, H_z, E_\varphi, H_\varphi$ του πεδίου στην διαχωριστική επιφάνεια $\rho = a$. Αναφέροντας τις συνθήκες αυτές ισχύει:

$$f_m K_m(\gamma a) = F_m J'_m(a a), (E_z) \quad (2.27)$$

$$g_m K_m(\gamma a) = G_m J_m(a a), (H_z) \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{a^2} \left(\frac{j\beta m}{a} F_m J_m(a a) - \omega \mu_0 G_m J'_m(a a) a \right) = - \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{j\beta m}{a} f_m K_m(\gamma a) - \right. \\ \left. \omega \mu_0 g_m K'_m(\gamma a) \gamma \right), (E_\varphi) \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$\frac{1}{a^2} \left(\omega \varepsilon_0 n_1^2 a F_m J'_m(aa) + \frac{j\beta m}{a} G_m J_m(aa) \right) = -\frac{1}{\gamma^2} \left(\omega \varepsilon_0 f_m \gamma K'_m(\gamma a) + \frac{j\beta m}{a} g_m K_m(\gamma a) \right), (H_\varphi) \quad (2.30)$$

Το ομογενές αυτό σύστημα λύνεται εύκολα αντικαθιστώντας τις εξισώσεις 2.27, 2.28 στις εξισώσεις 2.29, 2.30 και απαλείφοντας τους συντελεστές F_m και G_m . Από αυτή την διαδικασία προκύπτει ένα σύστημα 2x2 και ισχύει:

$$\begin{aligned} & \frac{j\beta m}{a} K_m(\gamma a) \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{\gamma^2} \right) f_m - \\ & \left(\frac{\omega \mu_0}{a} \frac{J'_m(\alpha a)}{J_m(\alpha a)} K_m(\gamma a) + \frac{\omega \mu_0}{\gamma} K'_m(\gamma a) \right) g_m = 0 \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2}{a} \frac{J'_m(\alpha a)}{J_m(\alpha a)} K_m(\gamma a) + \frac{\omega \varepsilon_0}{\gamma} K'_m(\gamma a) \right) f_m + \frac{j\beta m}{a} K_m(\gamma a) \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{\gamma^2} \right) g_m = 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

Για να έχουμε λύσεις που αντιστοιχούν σε κυματοδηγούμενα κύματα (δηλαδή με μηδενικές λύσεις) πρέπει η οριζούσα του συστήματος 2.31 και 2.32, να είναι ίση με το μηδέν όπως αναφέρεται παρακάτω:

$$\begin{aligned} & - \left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right)^2 \left(\frac{\beta m}{a} \right)^2 (K_m(\gamma a))^2 + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \left(\frac{J'_m(\alpha a)}{a J_m(\alpha a)} K_m(\gamma a) + \right. \\ & \left. \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma} \right) \left(\frac{n_1^2}{a} \frac{J'_m(\alpha a)}{J_m(\alpha a)} K_m(\gamma a) + \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.33)$$

Διαιρώντας της εξίσωση αυτή με $(K_m(\gamma a))^2 k_0^2$ και αντικαθιστώντας $\kappa_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ επειδή:

$$a^{-2} + \gamma^{-2} = \frac{a^2 + \gamma^2}{a^2 \gamma^2} = k_0^2 \frac{n_1^2 - 1}{a^2 \gamma^2}$$

έχουμε αντί της εξίσωσης 2.33 την πιο απλή μορφή

$$\begin{aligned} & \left(\frac{J'_m(aa)}{a J_m(aa)} + \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right) \left(n_1^2 \frac{J'_m(aa)}{a J_m(aa)} + \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right) \\ & - \left(\frac{\beta m}{a} \right)^2 \frac{(n_1^2 - 1)^2}{a^4 \gamma^4} k_0^2 = 0 \end{aligned} \quad (2.34)$$

Οι πραγματικές τιμές των σταθερών κυματοδήγησης β , που ικανοποιούν την εξίσωση 2.34, για δεδομένη τιμή του m , δίνουν κυματοδηγούμενους ρυθμούς. Δυστυχώς η εξίσωση 2.34 είναι πολύ πιο σύνθετη σε σύγκριση με τις αντίστοιχες υπερβατικές εξισώσεις για στους επίπεδους κυματοδηγούς. Στην παρούσα διατριβή εξετάζεται μόνο η περίπτωση όπου $m=0$ και αντιστοιχεί στον βασικό ρυθμό κυματοδήγησης. Συνεπώς οι ρυθμοί TE, TM για $m = 0$ ορίζονται ως δύο ανεξάρτητες εξισώσεις που είναι:

$$\left(\frac{J'_0(aa)}{aJ_0(aa)} + \frac{K'_0(\gamma a)}{\gamma K_0(\gamma a)} \right) g_0 = 0 \quad (2.35)$$

$$\left(\frac{n_1^2}{a} \frac{J'_0(aa)}{aJ_0(aa)} + \frac{K'_0(\gamma a)}{\gamma K_0(\gamma a)} \right) f_0 = 0 \quad (2.36)$$

οπότε οι πιθανές δύο λύσεις είναι:

$$\frac{J'_0(aa)}{aJ_0(aa)} = -\frac{K'_0(\gamma a)}{\gamma K_0(\gamma a)}, \text{ με } g_0 \neq 0, f_0 = 0, \quad (2.37)$$

ή

$$\frac{n_1^2}{a} \frac{J'_0(aa)}{aJ_0(aa)} = -\frac{K'_0(\gamma a)}{\gamma K_0(\gamma a)}, \text{ με } g_0 = 0, f_0 \neq 0, \quad (2.38)$$

Παρατηρείται αμέσως ότι τα κύματα για $m=0$ είναι ρυθμοί εγκάρσιοι ηλεκτρικοί (TE) ή μαγνητικοί (TM). Η εξίσωση 2.37 αντιστοιχεί σε TE ρυθμούς αφού από την εξίσωση 2.35 $E_z = 0$. Παρόμοια, η εξίσωση 2.38 αντιστοιχεί σε TM ρυθμούς αφού $H_z = 0$. Αν και οι εξισώσεις 2.37 και 2.38 είναι πιο απλές σε σύγκριση με την 2.24, η λύση τους δεν βρίσκεται απευθείας. Ένα από τα ενδιαφέροντα χαρακτηριστικά των κυματοδηγούμενων κυμάτων είναι οι συχνότητες αποκοπής (cut-off frequencies) των ρυθμών. Για να βρούμε τις συχνότητες αποκοπής πρέπει να οριστεί η συνθήκη αποκοπής ενός ρυθμού. Όταν για έναν ρυθμό η σταθερά βάσης $\beta \rightarrow k_0$ τότε εξαφανίζεται η εκθετική μείωση του πεδίου έξω από τον διηλεκτρικό κυματοδηγό και το κύμα ακτινοβολείται σε όλο τον χώρο έξω από τον πυρήνα. Συνεπώς για να υπάρχει αποκοπή θα πρέπει $\beta \rightarrow k_0$ ή $\gamma \rightarrow 0$ και από τις εξισώσεις 2.37 και 2.38 οι συνθήκες αποκοπής για τους εγκάρσιους ρυθμούς ορίζονται:

$$\frac{J'_0(aa)}{aJ_0(aa)} = -\frac{K'_0(\gamma a)}{\gamma K_0(\gamma a)} \cong \frac{1}{\gamma^2 a \ln(\gamma a)} (TE) \quad (2.39)$$

και

$$\frac{J'_0(aa)}{aJ_0(aa)} = -\frac{K'_0(\gamma a)}{\gamma K_0(\gamma a)} \cong \frac{1}{n_1^2 \gamma^2 \ln(\gamma a)} (TM) \quad (2.40)$$

Για να ικανοποιούνται οι εξισώσεις αυτές πρέπει να ισχύει η κοινή σχέση για τους ΤΕ και ΤΜ ρυθμούς.

$$J_0(a_c a) = 0 \quad (2.41)$$

όπου $a_c = k_0 \sqrt{n_1^2 - 1}$. Η εξίσωση 2.41 έχει άπειρο αριθμό ριζών. Η πρώτη ρίζα της εξίσωσης 2.41 είναι $a_c = 2.405$. Συνεπώς όταν η τιμή της συγκεκριμένης παραμέτρου είναι μικρότερη από 2.405 τότε η ίνα υποστηρίζει έναν και μοναδικό ρυθμό κυματοδήγησης, τον βασικό. Να επισημανθεί ότι η συγκεκριμένη παράμετρος στον χώρο των ΙΦΚ ονομάζεται *πaráμετρος V*, και έτσι θα αναφερθεί στην συνέχεια.

2.3.2 Ολική εσωτερική ανάκλαση σε ίνες φωτονικών κρυστάλλων

Όπως έχει προαναφερθεί και στο Κεφάλαιο 1, οι ΣΠ-ΙΦΚ κυματοδηγούν το φώς μέσω ολικής εσωτερικής ανάκλασης (ΟΑ). Οι ΣΠ-ΙΦΚ έχουν πυρήνα με υψηλότερο δείκτη διάθλασης από τον μανδύα, όπως και στις συμβατικές οπτικές ίνες (Σχ. 2.7). Παρόλο που ο μηχανισμός κυματοδήγησης είναι πολύ κοντά στις δύο οπτικές ίνες, ωστόσο υπάρχουν κάποιες ιδιότητες της ΣΠ-ΙΦΚ που προσδίδουν σε αυτήν την κατηγορία κάποια πολύ σημαντικά πλεονεκτήματα. Από την πρώτη αναφορά (1996) της ΣΠ-ΙΦΚ, πολλές μικροδομές έχουν δοκιμαστεί για βέλτιστη κυματοδήγηση. Η πιο όμως συνηθισμένη είναι αυτή της εξαγωνικής συμμετρίας των οπών που περικλείουν τον γυάλινο πυρήνα όπως παρουσιάζεται σχηματικά στο Σχ. 2.7. (β). Οι κύριοι παράγοντες που περιγράφουν τις ιδιότητες της ΣΠ-ΙΦΚ είναι η διάμετρος της οπής (ορίζεται ως d) και η περίοδος Λ (pitch) που είναι η απόσταση μεταξύ δύο οπών. Επίσης πολύ συχνά αναφέρεται η αναλογία των δύο αυτών παραμέτρων (d/Λ), ή ποσοστό αέρα, για να περιγραφούν οι ιδιότητες της ΣΠ-ΙΦΚ

Ο στερεός πυρήνας στις ΙΦΚ συνήθως καταλαμβάνει τρεις [7], επτά [8], ή και περισσότερες οπές. Οι οπές αέρα στον μανδύα μειώνουν το δείκτη διάθλασης του, ($n_{\text{μανδύα}} < n_{\text{γυαλιού}}$) και συνεπώς το φώς μπορεί να κυματοδηγηθεί στον στερεό πυρήνα ($n_{\text{πυρήνα}} = n_{\text{γυαλιού}}$) μέσω ΟΑ. Ο ενεργός δείκτης διάθλασης του μανδύα μπορεί να υπολογιστεί εκτιμώντας τον βασικό ρυθμό του μανδύα (ρυθμός κυματοδήγησης του μανδύα με τον υψηλότερο ενεργό δείκτη διάθλασης).

Σχήμα 2.7: Σύγκριση και αντιστοιχία των προφίλ του δείκτη διάθλασης σε **(α)** Συμβατική οπτική ίνα **(β)** ΣΠ-ΙΦΚ με διάμετρο οπών d , και περίοδο Λ .

Για τον υπολογισμό του ενεργού δείκτη διάθλασης του μανδύα απαιτείται η υπόθεση ότι η περιοδική δομή του μανδύα είναι άπειρη (με μορφολογία/παραμέτρους ίδιους με τις ίνες) και αναφέρεται ως *βασικός ρυθμός πλήρωσης του χώρου* (fundamental space filling mode – FSM) και ορίζεται ως:

$$n_{\text{μανδύα}} \approx n_{FSM} = \frac{\beta_{FSM}}{k} \quad (2.42)$$

Όπου το β_{FSM} είναι η σταθερά κυματοδότησης του βασικού ρυθμού του μανδύα και $k = 2\pi/\lambda$ είναι ο κυματάριθμος ελεύθερου χώρου. Για τα μικρά μήκη κύματος ο βασικός ρυθμός πλήρωσης χώρου συγκεντρώνεται στις περιοχές ύπαρξης του γυαλιού και συνεπώς ο ενεργός δείκτης διάθλασης του μανδύα ($n_{\text{μανδύα}}$) τείνει στον δείκτη διάθλασης του γυαλιού ($n_{\text{γυαλιού}}$). Επίσης όταν το μήκος κύματος γίνεται συγκρίσιμο ή μεγαλύτερο από την περίοδο Λ , μέρος του πεδίου επεκτείνεται σημαντικά μέσα στην οπή [9], και συνεπώς χαμηλώνοντας έτσι τον ενεργό δείκτη διάθλασης σε τιμή που να είναι ενδιάμεση μεταξύ του δείκτη διάθλασης του αέρα και του γυαλιού. Η παρακάτω εικόνα (Σχ. 2.8) παρουσιάζει την εξέλιξη της έντασης του FSM καθώς το μήκος κύματος αυξάνεται για δομή με σχετική περίοδο $d/\Lambda=0.6$. Η ένταση του πεδίου προσομοιώνεται για αυξανόμενες τιμές μήκους κύματος και κανονικοποιείται στην περίοδο της δομής, Λ .

Σχήμα 2.8: Προσομοίωση έντασης πεδίου του βασικού ρυθμού πλήρωσης χώρου (FSM) με μοναδιαίο κελί και για διαφορετικά μήκη κύματος σε συνάρτηση της περιόδου των οπών Λ . Η σχετική περίοδος της ίνας $d/\Lambda = 0.6$.

Η εξάρτηση του μήκους κύματος με τον δείκτη διάθλασης του μικροδομημένου μανδύα είναι ο κύριος λόγος για τις μοναδικές και καινούργιες ιδιότητες αυτής της τάξης ινών.

Ανεξάντλητα μονορυθμική κυματοδότηση

Η άμεση σύνδεση του ενεργού δείκτη διάθλασης με το μήκος κύματος έχει και άμεση επιρροή στην συνθήκη μονορυθμικής κυματοδότησης. Για να επιβεβαιωθεί η μονορυθμική συμπεριφορά μιας ΣΠ-ΙΦΚ, είναι απαραίτητο να αναφερθεί αρχικά η συμβατική (βηματικού δείκτη) οπτική ίνα. Σε μια κανονική οπτική ίνα, για να είναι μονορυθμική θα πρέπει ο αριθμός V να είναι λιγότερο από 2.405. Ο αριθμός V ορίζεται ως:

$$V = \frac{2\pi a NA}{\lambda} \quad (2.43)$$

όπου a είναι η διάμετρος του πυρήνα και NA , το αριθμητικό άνοιγμα και ορίζεται ως [10]:

$$NA = \sqrt{n_{\text{πυρήνα}}^2 - n_{\text{μανδύα}}^2} \quad (2.44)$$

όπου $n_{\text{πυρήνα}}$ και $n_{\text{μανδύα}}$ είναι οι δείκτες διάθλασης του πυρήνα και μανδύα αντίστοιχα. Σε αναλογία με την συμβατική οπτική ίνα, ο Mortensen και οι συνεργάτες του πρότειναν ότι ο αριθμός V για μια ΣΠ-ΙΦΚ μπορεί να εκφραστεί ως:

$$V_{I\Phi K} = \kappa_{\perp} \Lambda = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \sqrt{n_{\text{πυρήνα}}^2 - n_{FSM}^2} \quad (2.45)$$

όπου $\kappa_{\perp} = k \sin \theta$ και είναι ο εγκάρσιος κυματάριθος ελεύθερου χώρου και θ είναι η γωνία απόκλισης. Επίσης η ίδια ομάδα απέδειξαν ότι η κεντρική “ατέλεια” της ίνας (δηλ. ο πυρήνας) μπορεί να υποστηρίξει υψηλότερους

ρυθμούς κυματοδήγησης όταν το ενεργό εγκάρσιο μήκος κύματος $\lambda_{\perp} = 2\pi/\kappa_{\perp}$ μπορεί να ενσωματωθεί στην περιοχή στην περιοχή της “ατέλειας” δηλαδή $\lambda_{\perp} < 2\Lambda$. Δεδομένων των συνθηκών, είναι εύκολο να διαπιστωθεί ότι η ΣΠ-ΙΦΚ είναι ανεξάντλητα μονορυθμική αφού $V_{I\Phi K} = 2\pi\Lambda/\lambda_{\perp} < \pi$. Από την άλλη, αν θεωρηθεί μια σταθερά $f = f_{\alpha\epsilon\rho\alpha}\%$, που να ορίζει δηλαδή την ποσότητα αέρα προς γυαλί στην ίνα, τότε μπορεί να εκφραστεί ο ενεργός δείκτης διάθλασης ($n_{\text{ενεργό}}$) του ρυθμού κατά προσέγγιση και στα μεγάλα μήκη κύματος κυρίως ίσο με τον δείκτη διάθλασης του γυαλιού της ίνας επί την περιεκτικότητα επί τοις εκατό σε γυαλί συν το δείκτη διάθλασης του αέρα επί την περιεκτικότητα της ίνας σε αέρα. Συνεπώς ο δείκτης διάθλασης θα δίνεται από την σχέση :

$$n_{\text{ενεργό}} = f_{\alpha\epsilon\rho\alpha}n_{\alpha\epsilon\rho\alpha} + (1 - f_{\alpha\epsilon\rho\alpha})n_{\gamma\upsilon\alpha\lambda\acute{\iota}} \quad (2.46)$$

Στην παραπάνω σχέση όπου $n_{\alpha\epsilon\rho\alpha} = 1$ είναι ο δείκτης διάθλασης των οπών αέρα και $n_{\gamma\upsilon\alpha\lambda\acute{\iota}} \approx 1.45$ είναι ο δείκτης διάθλασης του γυαλιού (διοξειδίου του πυριτίου) με το οποίο είναι κατασκευασμένη η ίνα. Για τα μικρά μήκη κύματος, που θεωρούνται συγκρίσιμα με τις διαστάσεις των οπών, ο ρυθμός διακρίνει τις οπές με αποτέλεσμα να αυξάνει ο ενεργός δείκτης διάθλασης του ρυθμού στον μανδύα και να ικανοποιείται πιο εύκολα η εξίσωση 2.46 για να υπάρχει μονορυθμική διάδοση. Αυτό σημαίνει πρακτικά ότι όσο μικρό και αν είναι το μήκος κύματος συγκρινόμενο με το μέγεθος του πυρήνα, θα υπάρχει μόνο ο βασικός ρυθμός κυματοδήγησης, σε αντίθεση με τις συμβατικές οπτικές ίνες. Γενικά για να ικανοποιείται η συνθήκη ο αριθμός $V < 2.405$, πρέπει ο λόγος της διαμέτρου των οπών με την απόσταση μεταξύ τους (δηλ. σχετική περίοδος d/Λ) να είναι μικρότερη του 0.44. Πιο εκτενείς ανάλυση της παραμέτρου-V γίνεται στο Κεφάλαιο 3, όπου παρουσιάζονται όλα τα θεωρητικά αποτελέσματα κυματοδήγησης διαφόρων ΣΠ-ΙΦΚ.

Για να επιτευχθεί μονορυθμική κυματοδήγηση επίσης στην ίνα είναι πιθανόν και να βασίζεται στις *απώλειες συγκέντρωσης φωτός* μεταξύ του βασικού ρυθμού κυματοδήγησης και των υψηλότερων ρυθμών του μανδύα. Από την στιγμή που οι υψηλότεροι ρυθμοί επεκτείνονται μέσα στον μανδύα της ίνας, το υλικό που έχει επιλεγεί για να αποτελεί το μανδύα έχει δείκτη διάθλασης μεγαλύτερο από τον ενεργό δείκτη των υψηλότερων ρυθμών. Η διαφορά στις απώλειες συγκέντρωσης φωτός μεταξύ του βασικού και των υψηλότερων ρυθμών κυματοδήγησης επιτρέπει την παράβλεψη/εξάλειψη των υψηλότερων ρυθμών σε λίγα μέτρα της ίνας μετατρέποντας έτσι την ίνα σε *ενεργά μονορυθμική*. Ωστόσο αυτή η περίπτωση θα εξεταστεί πιο αναλυτικά στο Κεφάλαιο 3.

Ιδιότητες διπλοδιαθλαστικότητας

Κάθε μονορυθμική οπτική ίνα στην πραγματικότητα δεν αποτελείται από έναν μοναδικό ρυθμό κυματοδότησης αλλά από δύο πιο “αδύναμους” ρυθμούς που είναι πολωμένοι στις δύο κάθετες διευθύνσεις του άξονα. Σε μία ιδανική οπτική ίνα με ιδανική κυλινδρική συμμετρία κατά μήκος της, ο ρυθμός που διεγείρεται με πολωτική διεύθυνση των άξονα- x δεν θα πρέπει να εμπλέκεται με τον ρυθμό που διεγείρεται κατά τον κάθετο άξονα ψ . Ωστόσο στην πραγματικότητα υπάρχουν αρκετοί αναπόφευκτοι παράγοντες που συνεισφέρουν στον να “σπάσουν” την ιδανική συμμετρία. Μπορεί να είναι εσωτερικοί λόγοι, όπως η τυχαία κατανομή της γεωμετρίας του πυρήνα κατά μήκος της ίνας, ή εξωτερικοί λόγοι όπως αναπόφευκτη κύρτωση της ίνας. Σαν αποτέλεσμα, η σταθερά κυματοδότησης μπορεί να αλλάξει ελάχιστα για τους δύο άξονες πόλωσης/διπλοδιαθλαστικότητας (δηλαδή οι δύο ρυθμοί “ταξιδεύουν” με δύο διαφορετικές ταχύτητες φάσης). Η ιδιότητα αυτή αναφέρεται ως *ρυθμική διπλοδιαθλαστικότητα (modal birefringence)* και ορίζεται με την παρακάτω παράμετρο [11]:

$$B_m = \frac{|\beta_x - \beta_\psi|}{\kappa} = n_x - n_\psi \quad (2.47)$$

Όπου n_x και n_ψ είναι οι ενεργοί δείκτες διάθλασης των δύο πολώσεων. Για συγκεκριμένη τιμή B_m , οι δύο διεγερμένοι ρυθμοί ανταλλάσσουν την ισχύ τους με περιοδικό τρόπο κατά την κυματοδότηση τους στην ίνα. Η εναλλαγή της πολωτικής κατάστασης του κυματοδηγού εισάγει μια επιπλέον παράμετρο γνωστή ως *μήκος ανταλλαγής (beat length)* και ορίζεται ως :

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_\psi|} = \frac{\lambda}{B_m} \quad (2.48)$$

Οι αναπόφευκτες αλλαγές στην κατάσταση της πόλωσης μπορούν να λυθούν με την χρήση ινών με σημαντικό ποσοστό διπλοδιαθλαστικότητας γνωστές και ως *οπτικές ίνες διατήρησης της πόλωσης (polarization maintaining fibers)*. Όταν το φως διέρχεται σε έναν από τους άξονες, το φως θα διατηρηθεί στον άξονα ακόμα και αν η ίνα κυρτωθεί. Στο κεφάλαιο 1, παρουσιάστηκε συνοπτικά μια ΣΠ-ΙΦΚ με διπλοδιαθλαστικότητα που βρίσκει πολλές εφαρμογές κυρίως σε ανάπτυξη αισθητήρων. Στο Κεφάλαιο 3, περιγράφεται μια πιο εκτενής ανάλυση πως μπορεί η συγκεκριμένη ιδιότητα των διπλοδιαθλαστικών ΣΠ-ΙΦΚ να χρησιμοποιηθούν για ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων και αισθητήρων.

2.3.2 Φωτονικό χάσμα

Η διάδοση του φωτός μέσω φωτονικού χάσματος είναι ένας μηχανισμός πολύ νεότερος σε σχέση με αυτόν της ολικής εσωτερικής ανάκλασης, και επίσης πιο πολύπλοκος. Η μεγαλύτερη διαφορά, αρχικά στην γεωμετρία, είναι ότι οι οπτικές ίνες που κυματοδηγούν μέσω φωτονικού χάσματος είναι οι ΚΠ-ΙΦΚ και ο πυρήνας αποτελείται από αέρα, σε αντίθεση με τις ΣΠ-ΙΦΚ και συνεπώς ο ενεργός δείκτης διάθλασης είναι μικρότερος από του μανδύα, και μικρότερος της μονάδας. Ωστόσο η δισδιάστατη δομή φωτονικού κρυστάλλου του μανδύα είναι παρόμοια. Στις περισσότερες ΚΠ-ΙΦΚ ολόκληρη η δομή της ίνας είναι γυαλί και αέρα. Σε αυτή λοιπόν την περίπτωση, ο φωτονικός κρύσταλλος (μανδύα) εμφανίζει φωτονικά χάσματα (ΦΧ) στα οποία, για συγκεκριμένες περιοχές συχνοτήτων (μήκων κύματος) το φως δεν μπορεί να κυματοδηγηθεί στον μανδύα. Εάν αυτές οι περιοχές επεκτείνονται σε περιοχή που το φως μπορεί να κυματοδηγηθεί στον αέρα, τότε είναι πιθανόν να “παγιδευτούν” οι ρυθμοί κυματοδήγησης σε έναν κενό πυρήνα που περικυκλώνεται από την δομή του φωτονικού κρυστάλλου (Σχ. 2.9 (α)). Αυτός ο τύπος κυματοδήγησης ονομάζεται κυματοδήγηση μέσω φωτονικού χάσματος. Το φως που κυματοδηγείται στον κενό πυρήνα είναι αποτέλεσμα ενισχυτικής συμβολής (constructive interference) μετά από πολλαπλές ανακλάσεις Bragg στα περιοδικά στρώματα αέρα και γυαλιού τις ίνας.

Το παρακάτω Σχ. 2.9 παρουσιάζει ένα διάγραμμα κυματοδήγησης ενός “άπειρου” δισδιάστατου φωτονικού κρυστάλλου με τριγωνική διάταξη οπών αέρα όπως φαίνεται στο Σχ. 2.9(α) και στην ένθετη εικόνα του Σχ.2.9 (γ). Το κ_0 αντιστοιχεί στον κυματαριθμό ελεύθερου πεδίου (ορίστηκε ως κ στις εξισώσεις 2.43 και 2.44) και β , την σταθερά κυματοδήγησης (Σχ. 2.9 (β)). Λύνοντας τις κυματικές εξισώσεις της συγκεκριμένης δομής, όπου το φως κυματοδηγείται εκτός του περιοδικού πλέγματος (γνωστό ως out-of-plane), υπάρχουν ολόκληρα φωτονικά χάσματα και εκτείνονται πάνω από την γραμμή του αέρα (στο σχήμα 2.9(γ) αναφέρεται ως $n_{\text{χαμηλό}}$) και συνεπώς $\beta\Lambda = \kappa_0\Lambda$ [12]. Λόγω του σχήματος των φωτονικών χασμάτων, πολλές φορές αναφέρονται και ως “σχεδιάγραμμα δακτύλων (finger plots)”. Σε αυτό το σχεδιάγραμμα η κεντρική οπή αέρα αντικαθιστούνταν από γυαλί διοξειδίου του πυριτίου, τότε οι ρυθμοί κυματοδήγησης θα βρίσκονταν στην περιοχή της γραμμής του γυαλιού (στο σχήμα 2.9(γ) αναφέρεται ως $n_{\text{υψηλό}}$) $\beta\Lambda = \kappa_0\Lambda$ $n_{\text{υψηλό}}$ και στην γραμμή του μανδύα.

Σχήμα 2.9: (α) Τυπική διατομή ΚΠ-ΙΦΚ. (β) Γεωμετρική απεικόνιση των κυματοδιανυσμάτων k_0 σε σχέση με την σταθερά κυματοδότησης β . (γ) Τυπικό σχεδιάγραμμα χάσματος (bandgap diagram) ενός ιδανικού “άπειρου” φωτονικού κρυστάλλου (όπως απεικονίζεται μέσα στο ένθετο σχήμα) με κανονικοποιημένο κυματοδιάνυσμα $\beta\Lambda$ σε σχέση με $k_0\Lambda$ απεικονίζοντας τις περιοχές κυματοδότησης κάθε μηχανισμού. Οι τρεις γραμμές $n_{\text{υψηλό}}$, $n_{\text{χαμηλό}}$ και $n_{\text{μανδύα}}$ χρησιμοποιούνται ως αναφορά. Κάτω από την γραμμή $n_{\text{υψηλό}}$ δεν είναι δυνατή η κυματοδότηση σε αυτό το μέσο.

Πολλές φορές είναι χρήσιμο να είναι γνωστός - εκτός της τοποθεσία των φωτονικών χασμάτων ενός φωτονικού κρυστάλλου - και ο αριθμός των διαθέσιμων ρυθμών που μπορεί να υποστηρίξει ο μανδύας (φωτονικός κρύσταλλος). Η γραφική αναπαράσταση αυτής την πληροφορίας ονομάζεται *πυκνότητα φωτονικών καταστάσεων* (*density of photonic states* - DOS) και για χάριν συντομίας θα αναφέρονται ως DOS στην συνέχεια της διατριβής. Η DOS είναι ο αριθμός των ρυθμών με σταθερά κυματοδότησης μεταξύ των τιμών $\beta + \delta\beta$. Στην θέση του φωτονικού χάσματος η DOS είναι μηδέν. Στο Πανεπιστήμιο του Μπαθ, αναπτύχθηκε ένας κώδικας που παρέχει την δυνατότητα να υπολογίζει την DOS και να λύνει την κυματική εξίσωση για εκτός πλέγματος κυματοδότηση [13,14]. Σε γενικές γραμμές ο υπολογισμός της DOS είναι αρκετά πολύπλοκος και απαιτείται μεγάλη υπολογιστική ισχύς. Ένα παράδειγμα απεικόνισης της DOS παρουσιάζεται στο Σχ. 2.10. Ο δισδιάστατος κρύσταλλος αποτελεί μια τριγωνική δομή οπών (με διάμετρο

d) σε γυαλί (διοξειδίο του πυριτίου). Η περίοδος είναι Λ και ο λόγος $d/\Lambda = 0.99$. Οι άξονες στην αναπαράσταση της DOS είναι $\kappa_0\Lambda$ και $(\beta - n_{\text{πυρήνα}}\kappa_0)\Lambda$ έτσι ώστε η περιοχή απεικόνισης να εστιάζει σε μια στενή λωρίδα κοντά στο σημείο κυματοδήγησης.

Σχήμα 2.10: Απεικόνιση DOS (πυκνότητας φωτονικών καταστάσεων) σε δισδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο με τριγωνική δομή οπών και σχετική περίοδο $d/\Lambda = 0.99$ (αριστερά). Στην αναπαράσταση της DOS, τα διαφορετικά χρώματα αντιστοιχούν σε διαφορετικές πυκνότητες, ενώ η άσπρη περιοχή αναπαριστά ένα ολόκληρο φωτονικό χάσμα. Η οριζόντια κόκκινη γραμμή είναι η γραμμή του αέρα δηλ. $\beta = \kappa_0$ (σχεδιάγραμμα από [15]).

Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να αναφερθεί ότι δεν θα πραγματοποιηθεί περεταίρω ανάλυση στον συγκεκριμένο μηχανισμό κυματοδήγησης για λόγους συντομίας. Η παρούσα διδακτορική διατριβή έχει εστιάσει στο μεγαλύτερο μέρος της σε ΙΦΚ με μηχανισμό ολικής ανάκλασης, ωστόσο θεωρήθηκε αναγκαία η αναφορά του συγκεκριμένου μηχανισμού αφού θα παρουσιαστούν κάποια αποτελέσματα στο Κεφάλαιο 3 και 4.

2.3.2 Αναστολή ζεύξης φωτός

Ο συγκεκριμένος μηχανισμός κυματοδήγησης είναι ίσως η πιο νέα ανακάλυψη στο πεδίο των οπτικών ινών αφού αναφέρθηκε για πρώτη φορά μόλις το 2002 [16]. Ωστόσο υπάρχουν ακόμα αμφιβολίες σχετικά με τον ακριβή μηχανισμό κυματοδήγησης και τα φυσικά φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος στον μανδύα (φωτονικό κρύσταλλο) της ίνας. Μια πιο σαφής απάντηση σε αρκετά θέματα σχετικά με την κυματοδήγηση βασισμένη σε αναστολή ζεύξης (inhibited coupling) έγινε το 2007 [17]. Η πρώτη τέτοια κατασκευάστηκε στο Πανεπιστήμιο του Μπάθ, Αγγλία και παρόλο που αποτελούσαν από κενό πυρήνα, ο μανδύας που ήταν φωτονικός κρύσταλλος δεν εμφάνισε καθόλου φωτονικό χάσμα. Ο μανδύας αποτελείται από μια παράταξη λεπτών λωρίδων πυριτίου στον αέρα που δημιουργεί μια δομή Kagome. Ένα παράδειγμα ίνας που χρησιμοποιεί αναστολή ζεύξης

φωτός παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα (Σχ. 2.11) και συγκρίνεται με μία συμβατική ΚΠ-ΙΦΚ (Σχ.2.11(γ)). Στο Σχ. 2.11 (β) φαίνεται καθαρά η κυματοδήγηση λευκού φωτός στην Kagome ΚΠ-ΙΦΚ, υποδεικνύοντας την δυνατότητα κυματοδήγησης εύρους φάσματος.

Σχήμα 2.11: (α) Εικόνα SEM της Kagome ΚΠ-ΙΦΚ. (β) και (γ) Σύγκριση των προφίλ των του βασικού ρυθμού κυματοδήγησης μεταξύ της Kagome ΚΠ-ΙΦΚ με μία συμβατική ΚΠ-ΙΦΚ [5].

Σε αντίθεση με την συμβατική ΚΠ-ΙΦΚ, η DOS στην περίπτωση της Kagome ΚΠ-ΙΦΚ κατέχει εκτεταμένο εύρος συχνοτήτων (26-42 κΛ) όπου και η DOS βρίσκεται σε χαμηλά επίπεδα. Αυτό το εύρος με χαμηλή DOS αντιστοιχεί πολύ καλά με το πειραματικό φάσμα μετάδοσης της ίνας όπως φαίνεται στο Σχ. 2.12. Στο Σχ. 2.12(α) παρουσιάζεται η χαμηλή πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων στον μανδύα μιας ίνας Kagome ενώ δεν υπάρχει καθόλου φωτονικό χάσμα.

Σχήμα 2.12: (α) Σχεδιάγραμμα DOS για παράδειγμα Kagome ΚΠ-ΙΦΚ. (β) Το αντίστοιχο φάσμα μετάδοσης του φωτός [15].

Αυτό υποδεικνύει μια πιθανή συσχέτιση της νέας αυτής κυματοδήγησης με την χαμηλή DOS στον φωτονικό κρύσταλλο. Το παράδειγμα της Kagome που χρησιμοποιήθηκε παρέχει μεγάλο εύρος κυματοδήγησης σχεδόν 900 nm (Σχ. 2.12 (α)), σε αντίθεση με την συμβατική ΚΠ-ΙΦ και μπορεί να

εφαρμοστεί σε πάρα πολλές περιπτώσεις που απαιτείται κυματοδότηση σε μεγάλο εύρος φάσματος [16]. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να αναφερθεί ότι ο συγκεκριμένος καινούργιος μηχανισμός κυματοδότησης παρέχει την ευκαιρία για περαιτέρω ανάπτυξη και εξερεύνηση.

2.4 Αναφορές

- [1] J. Lægsgaard and A. Bjarklev, “Microstructured optical fibers—fundamentals and applications.” J. Am. Ceram. Soc. 89, 2–12 (2006).
- [2] Jonathan C. Knight, “Photonic crystal fibres,” Nature 424, 847-851 (2003)
- [3] K. M. Kiang, K. Frampton, T. M. Monro, R. Moore, J. Tucknott, D. W. Hewak, D. J. Richardson, and H. N. Rutt, “Extruded singlemode non-silica glass holey optical fibres,” Electron. Lett. 38, 546-547 (2002).
- [4] V. Kumar, A. K. George, W. H. Reeves, J. C. Knight, P. S. Russell, F. G. Omenetto, and A. J. Taylor, “Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation,” Opt. Express 10, 1520-1525 (2002).
- [5] Yingying Wang, “Quantum-Fluctuation-Initiated Coherent Raman Comb in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fibre” PhD dissertation, University of Bath (2011).
- [6] Matthew GregWelch, “Compressing and propagating solitons in hollow-core photonic crystal fibre” PhD dissertation, University of Bath (2010).
- [7] N. A. Mortensen, M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, A. Petersson, and H. R. Simonsen, “Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers,” Opt. Lett. 28, 393-395 (2003).
- [8] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeuux, P. Yvernault, and F. Salin, “Extended single-mode photonic crystal fiber lasers,” Opt. Express 14, 2715-2720 (2006)
- [9] J., Riishede, S.E Libori Barkou, A. Bjarklev, J. Broeng, E. Knudsen, “Photonic crystal fibres and effective index approaches,” ECOC '01. 27th European Conference on Optical Communication, vol.4, 522-523 (2001).
- [10] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, and K. P. Hansen, "Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers," Opt. Lett. 28, 1879-1881 (2003).
- [11] I. P. Kaminow, “Polarization in optical fibers,” IEEE J. Quantum Electron. 17(1), 15–22 (1981).
- [12] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, and T. J. Shepherd, “Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures,” Electron. Lett. 31, 1941-1943 (1995).
- [13] D. Hedley, D. M. Bird, F. Benabid, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, “Modelling of a novel hollow-core photonic crystal fibre,” in Conference on

Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference, paper QTuL4 (2003).

[14] J. Pottage, David Bird, T. Hedley, J. Knight, T. Birks, P. Russell, and P. Roberts, “Robust photonic band gaps for hollow core guidance in PCF made from high index glass,” *Opt. Express* 11, 2854-2861 (2003).

[15] Grigorios Antonopoulos, “Super-enhanced stimulated Raman scattering and particle guidance in hollow-core photonic crystal fibres” PhD dissertation, University of Bath (2006).

[16] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russel “Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber” *Science*, 298:399–402 (2002).

[17] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, and M. G. Raymer, “Generation and Photonic Guidance of Multi-Octave Optical-Frequency Combs,” *Science* 318, 1118–1121 (2007).

Κεφάλαιο 3

Υβριδικές Γυάλινες Ίνες με χρήση PDMS

Το κεφάλαιο αυτό επικεντρώνεται και παρουσιάζει όλα τα θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα από τον σχεδιασμό και ανάπτυξη καινοτόμων υβριδικών ινών (ΣΠ- και ΚΠ-ΙΦΚ) με χρήση πολυμερικού υλικού PDMS για εφαρμογές ανίχνευσης φυσικών παραμέτρων και ανάπτυξης συντονιζόμενων στοιχείων. Συγκεκριμένα, σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται αποτελέσματα αναλυτικά οι οπτικές ιδιότητες του συγκεκριμένου πολυμερικού υλικού και για πως ο συνδυασμός του με γυάλινες οπτικές ΙΦΚ μπορεί να οδηγήσει σε νέες διατάξεις για ανίχνευση θερμοκρασίας, κύρτωσης, κτλ. Αρχικά παρουσιάζεται μια εκτενής θεωρητική μελέτη των νέων υβριδικών ινών καθορίζοντας τις απαραίτητες παραμέτρους που έχουν καθοριστικό ρόλο για την ανάπτυξη αισθητήρων και στοιχείων. Εξετάζονται επίσης διαφορετικές – μορφολογικά – ίνες ΣΠ-ΙΦΚ και συγκρίνεται η απόκριση τους. Στην συνέχεια γίνεται περιγραφή της πειραματικής διαδικασίας για την ανάπτυξη των υβριδικών PDMS/γυαλί ΣΠ-ΙΦΚ και τέλος παρουσιάζονται οι πειραματικές μετρήσεις.

3.1 Εισαγωγή

Οι Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων όπως προαναφέρθηκε και στα προηγούμενα κεφάλαια, προσφέρουν μοναδικά πλεονεκτήματα σε σχέση με τις συμβατικές οπτικές ίνες. Το πιο σημαντικό όμως πλεονέκτημα των ινών αυτών είναι οι μικρομετρικές οπές που έχουν στον μανδύα κατά μήκος της ίνας. Αυτή η ιδιαίτερη μορφολογία παρέχει την δυνατότητα διήθησης νέων και λειτουργικών υλικών στις οπές της ΙΦΚ, όπως υγρών κρυστάλλων [1], υγρών υψηλού δείκτη διάθλασης [2], βιολικών [3], μετάλλων [4], αλλά και πολυμερικών υλικών [5], κτλ. Η διήθηση των προαναφερθέντων υλικών οδηγεί στην δυνατότητα μετατροπής και διαχείρισης των οπτικών ιδιοτήτων του κυματοδηγού και της γενικής συμπεριφοράς της ίνας ώστε να είναι

εφικτή η ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων [6], φίλτρων [7], αισθητήρων κτλ.

Την τελευταία δεκαετία, τα πολυμερή από την άλλη μεριά έχουν προσελκύσει μεγάλο επιστημονικό ενδιαφέρον διότι είναι ευέλικτα υλικά με καλές μηχανικές ιδιότητες, σε σχετικά χαμηλό κόστος και συχνά κατάλληλα για εφαρμογές στην φωτονική [8]. Ωστόσο, περιορισμένη έρευνα έχει διεξαχθεί μέχρι στιγμής για την ανάπτυξη υβριδικών αισθητήρων ΙΦΚ με χρήση πολυμερικών υλικών. Ο Kerbage και οι συνεργάτες του ανέφεραν για πρώτη φορά μια ΙΦΚ με υψηλή δυνατότητα συντονισμού της διπλοδιαθλαστικότητας της, όπου οι αλλαγές του δείκτη διάθλασης του διηθημένου πολυμερικού υλικού επέτρεπε τον συντονισμό της κυματοδότησης της ίνας [6]. Η προτεινόμενη διάταξη απαιτούσε ειδική μετεπεξεργασία (συγκεκριμένα ειδική εκλέπτυνση της ίνας) για να ενισχυθεί η αλληλεπίδραση του αποσβενυόμενου πεδίου (evanescent field) με το διηθημένο πολυμερικό υλικό, και κατά συνέπεια αποτελούσε μεγάλη πηγή οπτικών απωλειών. Επιπλέον, τα πολυμερή μπορεί να επιδείξουν συρρίκνωση κατά την διάρκεια του πολυμερισμού τους και συχνά δημιουργούνται τάσεις και ρωγμές στο υλικό. Συνεπώς η επιλογή του ενεργού πολυμερικού υλικού έχει καθοριστικό ρόλο στην ανάπτυξη νέων στοιχείων σε βέλτιστες επιδόσεις.

Ένα ευρέως γνωστό πολυμερικό υλικό που χρησιμοποιείται στο πεδίο της μικρό/οπτορευστονικής (micro/optofluidics) είναι το PDMS (πολυδιμεθυλοσιλοξάνη). Χρησιμοποιείται αρκετά για σφραγίδα στην διαδικασία της μαλακής λιθογραφίας, καθιστώντας το έτσι το πιο κοινό υλικό στην ανάπτυξη μικρορευστονικών συσκευών [8]. Το PDMS είναι χαμηλού κόστους, παρέχει πολύ καλές οπτικές και μηχανικές ιδιότητες και μπορεί να παρασκευαστεί πολύ εύκολα. Ο δείκτης διάθλασης του υλικού είναι ~ 1.41 και έχει υψηλή διαπερατότητα σε πολύ μεγάλο εύρος κυμάτων. Ο συνδυασμός των μοναδικών οπτικών ιδιοτήτων του PDMS σε συνδυασμό με την τεχνολογία των ΙΦΚ μπορεί να αποτελέσει μια αποδοτική μέθοδο για ανάπτυξη καινοτόμων αισθητήρων και νέων συντονιζόμενων στοιχείων [5].

Σε αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιαστούν όλα τα πειραματικά αποτελέσματα ανάπτυξης αισθητήρων και στοιχείων με βάση το PDMS. Αρχικά παρουσιάζεται μια θεωρητική μελέτη για διαφορετικές ΙΦΚ και εξετάζονται όλοι οι παράμετροι που έχουν καθοριστικό ρόλο στην κυματοδότηση όπως η παράμετρος-V, η ενεργή επιφάνεια του ρυθμού κυματοδότησης, το αριθμητική άνοιγμα κτλ. και θα περιγραφούν πιο αναλυτικά παρακάτω. Επίσης παρουσιάζεται η θεωρητική μελέτη απόκρισης των ινών και σε αλλαγές θερμοκρασίας. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται και αναλύονται σε σχέση με την απόκριση των συμβατικών ΙΦΚ (δηλαδή χωρίς PDMS). Στην συνέχεια περιγράφεται η πειραματική

διαδικασία που ακολουθήθηκε για την διήθηση του υλικού στις οπές της ΙΦΚ σε συμβατική ΣΠ-ΙΦΚ και διπλοδιαθλαστική ΚΠ-ΙΦΚ. Οι πειραματικές μετρήσεις παρουσίασαν σημαντική απόκριση της νέας υβριδικής ίνας σε παρεμβολές θερμοκρασίας, κύρτωσης, κτλ.

3.2 Ιδιότητες πολυμερικού υλικού PDMS

Όπως προαναφέρθηκε το PDMS είναι διαπερατό από 240 μέχρι 1100 nm και έχει ελάχιστη διπλοδιαθλαστικότητα. Η επιφάνεια του είναι υδροφοβική και περιέχει επαναλαμβανόμενες ομάδες από $-\text{O}-\text{Si}(\text{CH}_3)_2$. Με την έκθεση του πολυμερούς σε οξυγόνο ή σε πλάσμα η επιφάνεια του μπορεί να γίνει υδροφιλική, παράμετρος σημαντική για ανάπτυξη αισθητήρων υγρασίας, υγρών, κτλ.. Ένα επίσης σημαντικό γνώρισμα του PDMS είναι και η συμβατότητα του με το νερό και με τους περισσότερους οργανικούς διαλύτες (π.χ. μεθανόλη). Ωστόσο διογκώνεται σε μη πολικούς οργανικούς διαλύτες όπως στο πεντάνιο και στο χλωροφόρμιο, και απορροφά τις μη πολικές διαλυτές ουσίες από υγρά διαλύματα. Στην παρακάτω εικόνα (Σχ. 3.1) παρουσιάζεται η χημική αναπαράσταση του PDMS (Σχ. 3.1 (α) και φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου που παρουσιάζεται η ομοιόμορφη κατανομή των νανοσωματιδίων silica μέσα στην πολυμερική μήτρα (Σχ. 3.1 (β)).

Σχήμα 3.1: (α) Χημική περιγραφή του υλικού PDMS. (β) Φωτογραφία ηλεκτρονικής μικροσκοπίας μετάδοσης (TEM) απεικονίζοντας την ομοιόμορφη κατανομή των νανοσωματιδίων silica στην πολυμερική μήτρα (η φωτογραφία προέρχεται από σημειώσεις μαθήματος του ΕΜΠ-ΣΕΜΦΕ).

Εστιάζοντας στην χρήση του PDMS για βίο-εφαρμογές, θα πρέπει να αναφερθεί ότι το συγκεκριμένο υλικό δεν είναι τοξικό σε πρωτεΐνες και κύτταρα. Είναι διαπερατό από το οξυγόνο και το διοξείδιο του άνθρακα αλλά μόνο βραδέως διαπερατό στο νερό. Είναι συνεπώς κατάλληλο για βιολογικές μελέτες όπως για παράδειγμα κύτταρα θηλαστικών μπορούν να καλλιεργηθούν απευθείας πάνω σε επιφάνεια PDMS.

Ο δείκτης διάθλασης του υλικού είναι χαμηλότερος από το διοξείδιο του πυριτίου και συνεπώς διατηρείται ο μηχανισμός κυματοδήγησης μέσω Ο.Α. Με βάση του συντελεστές της εξίσωσης Sellmeier υπολογίστηκε η πλήρη διασπορά του υλικού για ένα εύρος από 400- 1600nm μήκους κύματος που καλύπτει όλο το απαραίτητο εύρος για τις εφαρμογές αισθητήρων και στοιχείων. Η εξίσωση Sellmeier ορίζεται ως [9]:

$$n(\lambda)^2 = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (3.1)$$

Όπου οι συντελεστές B_1 , και C_1 είναι 1.0093 και 13185 nm², αντίστοιχα [9]. Να επισημανθεί ότι οι συγκεκριμένοι συντελεστές είναι για το PDMS-Sylgard 184 και έχουν καθοριστεί πειραματικά. Παρακάτω (Σχ. 3.2) παρουσιάζεται η διασπορά του PDMS (Sylgard-184) και του διοξειδίου του πυριτίου από 400 έως 1600 nm μήκους κύματος.

Σχήμα 3.2: Διασπορά με βάση την εξίσωση Sellmeier για το PDMS (κόκκινη γραμμή) και για το διοξείδιο του πυριτίου (μαύρη διακεκομμένη γραμμή)

Το εμπορικά διαθέσιμο PDMS περιέχει νανοσωματίδια silica όπως προαναφέρθηκε και απεικονίζεται παραπάνω, τα οποία εισάγουν απώλειες λόγω σκέδασης ωστόσο δεν αποτελεί πρόβλημα διότι τα νανοσωματίδια είναι της τάξης μερικών νανομέτρων και συνεπώς δεν είναι συγκρίσιμα με το μήκος κύματος σε συνδυασμό ότι δεν έχει εντοπιστεί κάποιο άλλο πολυμερές με όλες τις υπόλοιπες ιδιότητες του PDMS. Οι μηχανικές ιδιότητες του PDMS θεωρούνται ιδανικές για εφαρμογές στην ΙΦΚ, για τον λόγο ότι έχει μόλις ~750kPa μέτρο Young και συνεπώς αποδεσμεύεται

εύκολα από οποιαδήποτε μήτρα. Επίσης χρησιμοποιείται για ανάπτυξη οπτικών εξαρτημάτων όπου οι διαστάσεις μπορούν να ρυθμιστούν μηχανικά.

Ένας επίσης σημαντικός παράγοντας στους κυματοδηγούς είναι οι απώλειες λόγω απορρόφησης. Προηγουμένως, αναφέρθηκαν οι πολύ χαμηλές απώλειες λόγω σκέδασης φωτός προερχόμενη από τα νανοσωματίδια που υπάρχουν στο PDMS. Και στην απορρόφηση το PDMS υπερσχύει σε σχέση με άλλα πολυμερή. Σε γενικές γραμμές το φάσμα απορρόφησης του υλικού είναι πιο χαμηλό στο ορατό εύρος (visible range) και μεγαλύτερο στο υπέρυθρο (infrared range). Σε κάθε περίπτωση ωστόσο τα επίπεδα απορρόφησης δεν καθιστούν απαγορευτική την χρήση του για ανάπτυξη υβριδικών κυματοδηγών. Στην παρακάτω εικόνα (Σχ.3.3) φαίνεται το φάσμα απορρόφησης του PDMS - και συγκεκριμένα του Sylgard 184 - που χρησιμοποιήθηκε και στα πειράματα που θα παρουσιαστούν παρακάτω. Το PDMS παρασκευάστηκε αναμιγνύοντας ελαστομερές με στοιχείο γρήγορου πολυμερισμού (curing agent) με λόγο 1:10 και προμηθεύτηκε από την εταιρία Dow Corning. Με απευθείας εναπόθεση του πολυμερούς πάνω σε επιφάνεια μικροσκοπικού πλακιδίου (microscope slide) μετρήθηκε το φάσμα του με χρήση φασματογράφου από 500 έως 2000 nm μήκος κύματος. Το πάχος του υμενίου PDMS μετρήθηκε με χρήση βηματικού προφιλόμετρου (step profilometer).

Σχήμα 3.3: Συντελεστής απορρόφησης του πολυμερικού υλικού PDMS - Sylgard 184 από 500 έως 2000 nm μήκος κύματος.

Όπως παρατηρείται και στην παραπάνω εικόνα (Σχ. 3.3) σε χαμηλά μήκη κύματος ο συντελεστής απορρόφησης είναι σε χαμηλά επίπεδα με μία χαρακτηριστική κορυφή στο 1186 nm μήκος κύματος ενώ η χαμηλότερη απορρόφηση λαμβάνεται στο μήκος κύματος 1320 nm. Σε μήκη κύματος

προς το υπέρυθρο οι απώλειες του πολυμερικού υλικού αυξάνονται δραματικά όπως φαίνεται και στο σχήμα.

Επιρροή απορρόφησης PDMS σε υβριδικές ΙΦΚ

Για να εξεταστεί η επιρροή του διηθημένου υλικού στις οπές της ΙΦΚ, χαρακτηρίστηκαν διαφορετικές υβριδικές ΣΠ-ΙΦΚ ως προς τις συνολικές τους απώλειες χρησιμοποιώντας την μέθοδο κοπής-μέτρηση (cut-back technique) για μεγάλος εύρος μηκών κύματος (500-1750nm). Η πειραματική διάταξη παρουσιάζεται σε παρακάτω ενότητα (Σχ.3.24). Τα χαρακτηριστικά των εμπορικά διαθέσιμων ΙΦΚ που χρησιμοποιήθηκαν (με ονομασία LMA) παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα 3.1.

ΙΦΚ	Παράμετροι (μm)	
	d	Λ
LMA-13	4.3	8.5
LMA-12-01	3.5	7.7
LMA-10	3.46	7.2
LMA-5	1.4	3.1

Πίνακας 3.1: Χαρακτηριστικά των εμπορικά διαθέσιμων ΙΦΚ που χρησιμοποιήθηκαν για τις μετρήσεις απορρόφησης

Όπως παρουσιάζεται και στο παρακάτω Σχ.3.4, η διάμετρος των οπών d καθώς και η απόσταση μεταξύ τους Λ , έχουν σημαντικό ρόλο στις απώλειες του νέου υβριδικού κυματοδηγού. Για παράδειγμα στην περίπτωση της ίνας

Σχήμα 3.4: Μετρήσεις απωλειών διαφορετικών υβριδικών ΣΠ-ΙΦΚ από 500-1750nm.

LMA-5, όπου ο πυρήνας είναι σχετικά μικρής διαμέτρου και προφανώς η αλληλεπίδραση με το υλικό είναι μεγάλη, οι απώλειες απορρόφησης είναι μεγαλύτερες από τις περιπτώσεις της LMA10, 12, και 13. Επίσης παρατηρείται ότι εκεί που υπάρχει η μικρότερη απορρόφηση του υλικού (Σχ.3.3), δηλ. στο 1320 nm, εμφανίζεται αντίστοιχα και μικρή απορρόφηση στον υβριδικό κυματοδηγό LMA-5 (1320nm, Σχ.3.4). Συνεπώς τα χαρακτηριστικά της ΙΦΚ που θα χρησιμοποιηθεί έχει σημαντικό ρόλο στις τελικές οπτικές απώλειες του νέου υβριδικού κυματοδηγού.

3.3 Θεωρητική μελέτη υβριδικής ίνας PDMS/silica

Η συγκεκριμένη ενότητα παρουσιάζει την θεωρητική ανάλυση που πραγματοποιήθηκε για την διερεύνηση και μελέτη των βασικών οπτικών ιδιοτήτων κυματοδηγησης των υβριδικών PDMS/Silica ΣΠ-ΙΦΚ. Οι προσομοιώσεις για τον υπολογισμό των απαιτούμενων παραμέτρων (παράμετρος-V, ενεργή επιφάνεια βασικού ρυθμού, αριθμητικό άνοιγμα, ενεργού δείκτη διάθλασης) έγινε με χρήση της μεθόδου Πεπερασμένων Διαφορών στο πεδίο του χρόνου (Finite Difference Time Domain-FDTD) και για χάριν συντομίας θα αναγράφεται ως ΠΔΧ. Η συγκεκριμένη μέθοδος εφαρμόζεται στο εμπορικά διαθέσιμο πρόγραμμα *Lumerical MODE solutions*, όπου και χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής. Ωστόσο γίνεται μια σύντομη και γενική επισκόπηση των διάφορων μεθόδων που εφαρμόζονται από διάφορες ερευνητικές ομάδες για υπολογισμούς που αφορούν τις ΙΦΚ.

3.3.1 Εισαγωγή

Οι συνηθισμένοι μέθοδοι για προσομοιώσεις και υπολογισμούς που χρησιμοποιούνται στις συμβατικές οπτικές ίνες δεν μπορούν να εφαρμοστούν στην περίπτωση των ΙΦΚ. Οι ΙΦΚ έχουν μεγάλη διαφορά δεικτών διάθλασης και αρκετές φορές αποτελούνται από περιοδική δομή μικρότερη του μήκους κύματος. Συνεπώς, οι μέθοδοι που εφαρμόζονται για προσομοιώσεις σε φωτονικούς κρυστάλλους και ηλεκτρομαγνητικά πεδία έχουν υιοθετηθεί για αυτόν τον σκοπό.

Η ΠΔΧ μέθοδος χρησιμοποιείται ευρέως για υπολογισμούς και εκτίμηση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου σε κυματοδηγούς με διασπορά [10]. Η κυματοδηγηση του φωτός μέσα στην δομή της ΙΦΚ υπολογίζεται με απευθείας ολοκλήρωση των εξισώσεων Maxwell στο πεδίο του χρόνου σε πεπερασμένη μορφή. Ο υπολογισμός του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου γίνεται με βάση την μονάδα (ή κελί) Yee όπως απεικονίζεται στην παρακάτω εικόνα (Σχ. 3.5). Επιπλέον προσθέτονται και οι συνοριακές συνθήκες (που είναι είτε απορρόφησης είτε περιοδικότητας). Πιο συχνά

χρησιμοποιείται η συνοριακή συνθήκη γνωστή ως Ιδανικά Προσαρμοσμένο στρώμα (perfectly matched layer condition) για υπολογισμούς που αφορούν την ΙΦΚ. Η μέθοδος αυτή επιτρέπει τον υπολογισμό των συντελεστών μετάδοσης και ανάκλασης και της ροής ενέργειας του κυματοδηγούμενου πεδίου (διάνυσμα Poynting). Επιτρέπει επίσης και την παρατήρηση της κατανομής του πεδίου σε σταθερή κατάσταση καθώς και την προσωρινή κατανομή του.

Σχήμα 3.5: Η μονάδα Yee περιγράφει όλα στοιχεία του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στον κύβο. Κάθε στοιχείο του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου ορίζεται σε ένα μέρος της μονάδας Yee [10].

Η ΠΔΧ μέθοδος είναι παγκόσμια, ισχυρή και μεθοδολογικά απλή. Το μοναδικό μειονέκτημα της μεθόδου είναι ο πολύς χρόνος που απαιτείται για τους υπολογισμούς καθώς και η υψηλά απαιτούμενη υπολογιστική δύναμη. Γι αυτό τον λόγο, από την στιγμή που η ΙΦΚ είναι τρισδιάστατη δομή με δισδιάστατο προφίλ δείκτη διάθλασης μόνο μικρά μήκη μπορούν να προσομοιωθούν με αυτή την μέθοδο. Μπορεί να εφαρμοστεί εύκολα και σε οπτικές νάνο-ίνες, συζευκτές, και ίνες με περισσότερους από έναν πυρήνες. Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής ωστόσο δεν απαιτήθηκαν ιδιαίτερες προσομοιώσεις σε μεγάλα μήκη ΙΦΚ. Η σημαντική παράμετρος που υπολογιζόταν σε κάθε περίπτωση ήταν η κατανομή του πεδίου στον πυρήνα της ίνας.

Παρόμοιες προσεγγίσεις πεπερασμένων στοιχείων μπορούν να χρησιμοποιηθούν και στην μέθοδο μετάδοσης δέσμης (Beam Propagation Method). Ο Zhu και οι συνεργάτες του χρησιμοποίησαν την μέθοδο του Yee

για να αναπτύξουν δικό τους επιλυτή ρυθμών κυματοδηγησης πεπερασμένων στοιχείων (finite difference mode solver) για να εκφράσουν την εγκάρσια μορφή του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου.

Μια επίσης σημαντική μέθοδος που χρησιμοποιείται εξίσου ευρέως από αρκετές ομάδες είναι η κλασσική μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων (Finite Element Method). Η μέθοδος αυτή έχει εφαρμοστεί και στις ΙΦΚ με επιτυχία και επιτρέπει τον υπολογισμό και διασποράς σε ίνες που κυματοδηγούν μέσω ΦΧ αλλά και σε ίνες ΟΑ. Για συγκεκριμένη συχνότητα (ή μήκος κύματος) η μέθοδος αυτή παρέχει μια σύνθετη σταθερά κυματοδηγησης $\gamma(\omega) = \beta(\omega) + i\alpha(\omega)$, όπου το β είναι η κανονική σταθερά κυματοδηγησης του επίπεδου κύματος κατά μήκος της ίνας και το α είναι η σταθερά εξασθένισης που συνδέεται με εκθετική εξασθένιση κατά μήκος της ίνας. Ένα διαθέσιμο εμπορικό προϊόν είναι το COMSOL, ωστόσο θα πρέπει να επισημανθεί ότι η εισαγωγή της σύνθετης δομής της ΙΦΚ στο πρόγραμμα είναι τρομερά χρονοβόρα.

Τέλος μια άλλη μέθοδος για υπολογισμό των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων σε κυματοδηγούς είναι και η επέκταση επίπεδου κύματος (Plane wave expansion) η οποία προσφέρει μια αποτελεσματική και απλή μέθοδο για προσομοιώσεις της ΙΦΚ. Η συγκεκριμένη μέθοδος απαιτεί ωστόσο υψηλού επιπέδου προγραμματιστικές ικανότητες αφού δεν υπάρχει ακόμα διαθέσιμο εμπορικό προϊόν φιλικό προς τον χρήστη και δεν είναι στα πλαίσια της παρούσας διατριβής. Εκτενής μελέτη και ανάλυση της μεθόδου επέκτασης επίπεδου κύματος βρίσκεται στην αναφορά [11].

Παραμετροποίηση των προσομοιώσεων

Στους υπολογισμούς για την εύρεση όλων των απαραίτητων παραμέτρων θεωρήθηκε συμβατική ΣΠ-ΙΦΚ με μηχανισμό κυματοδηγησης ΟΑ όπως απεικονίζεται στο Σχ.3.6(α). Μελετήθηκαν πέντε διαφορετικές περιπτώσεις ΣΠ-ΙΦΚ με σχετική περίοδο $d/\Lambda = 0.35, 0.45, 0.55, 0.65$, και 0.75 . Η διάμετρος των οπών θεωρήθηκε σταθερή με $d=3.5\mu\text{m}$, για όλες τις περιπτώσεις η οποία είναι αρκετά μεγάλη από πειραματικής πλευράς για την διήθηση αρκετών εκατοστών του πολυμερικού υλικού το οποίο έχει υψηλό ιξώδες [12]. Το κύριο υλικό της οπτικής ίνας είναι διοξείδιο του πυριτίου με τις οπές της ΙΦΚ να είναι ομοιόμορφα γεμάτες από PDMS. Το προφίλ του δείκτη διάθλασης της νέας υβριδικής ίνας απεικονίζεται στο Σχ. 3.6 (β).

Η αριθμητική μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για να υπολογιστούν οι ιδιότητες κυματοδηγησης καθώς και οι θερμικές ιδιότητες της υβριδικής ίνας είναι η ΠΔΧ όπως προαναφέρθηκε. Στο Σχ. 3.6 (γ) και (δ) απεικονίζεται το προφίλ του κοντινού πεδίου του βασικού ρυθμού

κυματοδότησης για την περίπτωση της συμβατικής ΙΦΚ και της ΙΦΚ με PDMS στον μανδύα αντίστοιχα, σε μήκος κύματος 1550nm. Για να επιτευχθούν ακριβείς υπολογισμοί για την υβριδική ίνα, είναι σημαντικό να επιλεχθεί κατάλληλο μέγεθος του πλέγματος διακριτοποίησης (discretization grid size). Για λογικά και ακριβή αποτελέσματα η απόσταση του πλέγματος θα πρέπει να είναι $\sim \lambda/15$ [13]. Οι συνοριακές συνθήκες επιλέχθηκαν να είναι το Ιδανικά Προσαρμοσμένο στρώμα (PML) ώστε να αποφευχθούν οι ανακλάσεις της δομής. Σε όλες τις περιπτώσεις θεωρήθηκε μόνο η πόλωση κατά μήκος του άξονα x διότι οι διαφορές μεταξύ των δύο πολώσεων είναι αμελητέα.

Σχήμα 3.6: (α) Υβριδική PDMS/silica ΙΦΚ. (β) Το προφίλ του δείκτη διάθλασης της υβριδικής μορφής. Παράδειγμα του υπολογισμού κοντινού πεδίου του βασικού ρυθμού κυματοδότησης σε μήκος κύματος 1550nm για την περίπτωση $d/\Lambda=0.35$ για (γ) την συμβατική/αρχική και την (δ) υβριδική ΙΦΚ.

Τα θεωρητικά αποτελέσματα χωρίζονται κυρίως σε δύο κατηγορίες. Αρχικά στις παρακάτω ενότητες θα παρουσιαστούν οι ιδιότητες κυματοδότησης της υβριδικής ΙΦΚ από 500nm έως 1700nm μήκος κύματος. Να επισημανθεί ότι η διασπορά του διοξειδίου του πυριτίου και του PDMS έχουν ενσωματωθεί στις προσομοιώσεις. Ο δείκτης διάθλασης του γυαλιού υπολογίστηκε με βάση τις παραμέτρους Palik [14], ενώ το πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης του PDMS ενσωματώθηκε μέσω της χαρακτηριστικής του Sellmeier. Στην συνέχεια (ενότητα 3.3.7) παρουσιάζονται οι θερμικές ιδιότητες της υβριδικής ίνας. Το PDMS έχει έναν από τους μεγαλύτερους θερμο-οπτικούς συντελεστές που είναι $dn/dT = -4.5 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}$ [9]. Συνεπώς η απόκριση των οπτικών ιδιοτήτων της

υβριδικής ίνας σε παρεμβολές θερμοκρασίας θα είναι σημαντικές. Συγκεκριμένα παρουσιάζεται η απόκριση του ενεργού δείκτη διάθλασης ($n_{\text{ενεργό}}$), των απωλειών συγκέντρωσης φωτός, της ενεργή επιφάνεια πεδίου, του αριθμητικού ανοίγματος (NA), και του ποσοστού της ισχύος που βρίσκεται στο πολυμερικό υλικό. Οι υπολογισμοί των παραπάνω παραμέτρων πραγματοποιήθηκαν σε μήκος κύματος 633nm όπου το PDMS έχει χαμηλή απορρόφηση και στο 1550 nm που είναι ευρέως γνωστή C-ζώνη των τηλεπικοινωνιών.

3.3.2 Παράμετρος-V

Ίσως το πιο σημαντικό γνώρισμα των ΙΦΚ που κυματοδηγούν το φως μέσω ΟΑ είναι η δυνατότητα να παρέχει ανεξάντλητη μονορυθμική κυματοδότηση (για συντομία θα αναφέρεται ΑΜΚ) όπως περιγράφηκε και στο κεφάλαιο 2, ενότητα 2.3.1. Συνοπτικά, η ΑΜΚ μπορεί να επέλθει ικανοποιώντας την παρακάτω εξίσωση (παρόμοια με εξίσωση (2.4)) :

$$V_{I\Phi K} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \sqrt{n_{\text{πυρήνα}}^2 - n_{FSM}^2} < \pi \quad (3.2)$$

Συνεπώς οι ΙΦΚ που σχεδιάζονται ώστε το πάνω όριο τους είναι ίσο με π τότε είναι υποστηρίζουν ΑΜΚ. Το κριτήριο για αυτή την συνθήκη είναι $d/\Lambda < 0.44$, ωστόσο η συγκεκριμένη τιμή μπορεί να είναι λίγο διαφορετική για άλλες δομές ΙΦΚ [15]. Το παρακάτω σχήμα (Σχ.3.7) παρουσιάζει την παράμετρο-V σε σχέση με το μήκος κύματος για όλες τις δομές που εξετάστηκαν.

Σχήμα 3.7: Παράμετρος-V για τις υβριδικές ΙΦΚ (έντονες γραμμές) και για τις συμβατικές ΙΦΚ (διακεκομμένες) για όλες τις σχετικές περιόδους (d/Λ) από 500-1700nm μήκος κύματος.

Από το Σχ.3.7 μπορεί να διαπιστωθεί ότι η διήθηση του πολυμερούς στις οπές της ΙΦΚ μπορεί να μετατρέψει μια πολύτροπη ίνα σε ανεξάντλητα μονορυθμική σύμφωνα με την σχετική περίοδο d/Λ για συγκεκριμένα εύρη μηκών κύματος. Αυτή είναι μια πολύ σημαντική ιδιότητα για ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων. Για παράδειγμα η περίπτωση όπου το $d/\Lambda = 0.55$, η υβριδική ίνα παρουσιάζει μονότροπη κυματοδήγηση πάνω από τα 800 nm μήκος κύματος, ενώ η περίπτωση όπου το $d/\Lambda = 0.65$ και 0.75 παρουσιάζει το ίδιο για πάνω από 1100 και 1300 nm αντίστοιχα. Οι αντίστοιχες συμβατικές ΙΦΚ (διακεκομμένες γραμμές) είναι πολύτροπες για όλο το εύρος.

3.3.3 Ενεργός δείκτης διάθλασης

Ο ενεργός δείκτης διάθλασης ($n_{\text{ενεργό}}$) θεωρείται ίσως η πιο σημαντικής παράμετρος για τον υπολογισμό των περισσότερων ιδιοτήτων κυματοδήγησης στις οπτικές ίνες αλλά και σε επίπεδους κυματοδηγούς. Ουσιαστικά συνδέεται άμεσα με την σταθερά κυματοδήγησης β , αφού το $\beta = n_{\text{ενεργό}}k$, όπου k είναι ο κυματάριθμος του ελεύθερου πεδίου. Το Σχ. 3.8 δείχνει τον ενεργό δείκτη διάθλασης του βασικού ρυθμού κυματοδήγησης στην περίπτωση της κοινής (διακεκομμένες γραμμές) και της υβριδικής ΙΦΚ (συνεχόμενες γραμμές) για όλες τις περιπτώσεις. Όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα, στην περίπτωση των υβριδικών ινών υπάρχει μια γενικής αύξηση του ενεργού δείκτη διάθλασης σε σχέση με τις συμβατικές ίνες λόγω της αύξησης του μέσου όρου του δείκτη διάθλασης του υβριδικού PDMS/silica κυματοδηγού.

Σχήμα 3.8: Ενεργός δείκτης διάθλασης του υβριδικού PDMS/silica κυματοδηγού (συνεχόμενες έντονες γραμμές) σε σχέση με την συμβατική ΙΦΚ (διακεκομμένες γραμμές)

3.3.4 Υπολογισμός απωλειών

Οι απώλειες ενός κυματοδηγού έχουν σημαντικό ρόλο και στις τηλεπικοινωνίες αλλά και στην δημιουργία και ανάπτυξη νέων οπτικών ινών για εφαρμογές σε αισθητήρες και μη-γραμμικά φαινόμενα. Αρχικά θα πρέπει να αναφερθεί ότι υπάρχουν δύο μεγάλες πηγές απωλειών στις ΙΦΚ. Η πρώτη είναι οι απώλειες συγκέντρωσης φωτός (ΑΣΦ) (confinement loss) και η δεύτερη πηγή είναι οι απώλειες λόγω απορρόφησης του υλικού. Αρχίζοντας με την ΑΣΦ, θεωρητικά οι ίνες με άπειρη δομή μανδύα δεν πάσχουν από την συγκεκριμένη πηγή απωλειών. Στις ΙΦΚ ωστόσο και σε πραγματικές διαστάσεις, επιλέγοντας τις κατάλληλες παραμέτρους d και Λ , η ΑΣΦ μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα ωστόσο για ΙΦΚ με μικρό πυρήνα όπου η διάμετρος του πυρήνα είναι συγκρίσιμη με το μήκος κύματος του φωτός, η ΑΣΦ έχει σημαντική συνεισφορά στις συνολικές απώλειες του φωτός [16]. Συγκεκριμένα η ΑΣΦ έχει σημαντικό ρόλο στην περιοχή μηκών κύματος των τηλεπικοινωνιών. Η μεγάλη αρνητική διασπορά του κυματοδηγού κοντά στο 1550 nm μήκος κύματος επιτυγχάνεται με την διείσδυση του πεδίου στην περιοχή του μανδύα το οποίο όμως κατά συνέπεια παρέχει μεγάλα επίπεδα απωλειών συγκέντρωσης [16]. Η ελαχιστοποίηση των ΑΣΦ μπορεί να γίνει με τον απαιτούμενο σχεδιασμό των ΙΦΚ ώστε να υπάρχουν τουλάχιστον 6 δακτύλιοι οπών γύρω από τον πυρήνα. Συνεπώς ο υπολογισμός ΑΣΦ για την περίπτωση των υβριδικών ΙΦΚ θεωρήθηκε αναγκαίος.

Σχήμα 3.9: Απώλειες συγκέντρωσης φωτός (dB/m) των υβριδικών PDMS/silica ΙΦΚ από 500 nm μέχρι 1750nm

Το παραπάνω Σχ. 3.9 παρουσιάζει τις ΑΣΦ για την περίπτωση $d/\Lambda = 0.35$, 0.45 και 0.55. Οι απώλειες στην περίπτωση 0.65 και 0.75 θεωρήθηκαν αμελητέες λόγω των πολύ χαμηλών επιπέδων τους. Όπως φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα οι απώλειες είναι σε πολύ χαμηλά ποσοστά κυρίως στο ορατό εύρος και αυξάνεται στο υπέρυθρο. Το ποσοστό απωλειών που εμφανίζεται στις ΙΦΚ προέρχεται από το γεγονός μείωσης της αντίθεσης του δείκτη διάθλασης μεταξύ πυρήνα και αέρα αφού πλέον ο αέρας έχει αντικατασταθεί με το PDMS (δείκτη διάθλασης ~ 1.41)

3.3.5 Ενεργή επιφάνεια βασικού ρυθμού και αριθμητικό άνοιγμα

Η ενεργή επιφάνεια του βασικού ρυθμού κυματοδότησης (effective modal area), $A_{\text{ενεργό}}$ είναι μεγάλης σημασίας, αφού εισήχθη ως μονάδα μέτρησης της μη-γραμμικότητας. Μικρή ενεργή επιφάνεια παρέχει μεγάλη πυκνότητα ισχύος που απαιτείται για έντονα μη-γραμμικά φαινόμενα. Επίσης η ενεργή επιφάνεια του βασικού ρυθμού συνδέεται άμεσα με την ΑΣΦ [17], τις απώλειες μικρό-κύρτωσης [18], απώλειες συγκόλλησης και το αριθμητικό άνοιγμα NA [19]. Η ενεργή επιφάνεια $A_{\text{ενεργό}}$ δίνεται από την σχέση [20]:

$$A_{\text{ενεργό}} = \frac{(\iint_S |E_t|^2 dx dy)^2}{\iint_S |E_t|^4 dx dy} \quad (3.3)$$

Στην εξίσωση 3.2, το E_t είναι το εγκάρσιο ηλεκτρικό πεδίο και το s υποδηλώνει την διατομή της ίνας. Στο παρακάτω Σχ. 3.10 παρουσιάζεται η ενεργή επιφάνεια του ρυθμού για τις υβριδικές σε σχέση με τις κοινές ΙΦΚ.

Σχήμα 3.10: Ενεργή επιφάνεια βασικού ρυθμού κυματοδότησης για την υβριδική (συνεχόμενες έντονες γραμμές) και την κοινή ΙΦΚ (διακεκομμένες γραμμές) για διαφορετικές σχετικές περιόδους d/Λ .

Όπως αναμενόταν, η αύξηση της σχετικής περιόδου d/Λ της υβριδικής PDMS/silica ΙΦΚ, ο βασικό ρυθμός κυματοδηγησης περιορίζεται σε πολύ μικρή επιφάνεια και συνεπώς το $A_{ενεργό}$ μειώνεται. Σε αντίθεση η ενεργή επιφάνεια για τις κοινές ΙΦΚ έχουν σχεδόν μηδενική απόκριση (διακεκομμένες γραμμές στο Σχ. 3.10). Ο συντονισμός του $A_{ενεργό}$ σε ΙΦΚ έχει πολύ σημαντικές εφαρμογές σε laser ινών και η διήθηση του PDMS στον μανδύα συμβατικής ΙΦΚ παρέχει αυτή την δυνατότητα για αλλαγή του $A_{ενεργό}$ ανάλογα το μήκος κύματος λειτουργίας αλλά και την θερμοκρασία όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενη ενότητα.

Μια ακόμα παράμετρος που σχετίζεται άμεσα με την ενεργή επιφάνεια του βασικού ρυθμού είναι και το αριθμητικό άνοιγμα (NA). Για ένα πεδίο κατανομής Gaussian με πλάτος w εκφράζεται κατά προσέγγιση $\tan\theta \cong \lambda/\pi w$ για την μισή αποκλίνουσα γωνία θ του φωτός που εξέρχεται από την διατομή της ίνας. Το αντίστοιχο αριθμητικό άνοιγμα NA μπορεί τότε να οριστεί ως:

$$NA = \sin\theta \approx (1 + A_{ενεργό}/\lambda^2)^{-1/2} \quad (3.4)$$

Το παρακάτω Σχ. 3.11 παρουσιάζει την αλλαγή του NA σε σχέση με το μήκος κύματος για διάφορες d/Λ υβριδικές PDMS/silica ΙΦΚ και τις αντίστοιχες κοινές ίνες.

Σχήμα 3.11: Αριθμητικό άνοιγμα, NA, του βασικού ρυθμού κυματοδηγησης για την υβριδική (συνεχόμενες έντονες γραμμές) και την κοινή ΙΦΚ (διακεκομμένες γραμμές) για διαφορετικές σχετικές περιόδους d/Λ .

Με βάση το παραπάνω σχήμα, το αριθμητικό άνοιγμα αυξάνεται για μεγαλύτερες σχετικές περιόδους d/Λ . Για παράδειγμα, στην περίπτωση της

υβριδικής ΙΦΚ με $d/\Lambda = 0.75$, το NA αυξάνεται από ~ 0.06 σε 0.15 από 500 nm μέχρι 1700nm μήκος κύματος, ενώ για την περίπτωση $d/\Lambda = 0.35$ αυξάνεται από 0.02 μόνο μέχρι 0.04 για $d/\Lambda = 0.35$. Σε κάθε περίπτωση, η αύξηση του NA είναι πολύ σημαντική, ειδικά για μη-γραμμικές εφαρμογές όπου η σύζευξη του φωτός στον πυρήνα της μη-γραμμικής ίνας είναι δύσκολη. Με την παρούσα μεθοδολογία, το αριθμητικό άνοιγμα μπορεί να ρυθμιστεί ανάλογα με τις ανάγκες της εφαρμογής χωρίς να απαιτείται χρήση νέας ίνας.

3.3.6 Ποσοστό αποσβενυόμενου πεδίου

Σε πολλές περιπτώσεις όπου ο μηχανισμός ανίχνευσης του αισθητήρα βασίζεται στο αποσβενυόμενο πεδίο (evanescent field), μια σημαντική πληροφορία για την βελτιστοποίηση του αισθητήρα είναι το ποσοστό του αποσβενυόμενου πεδίου. Στην περίπτωση των υβριδικών ΙΦΚ είναι αναμενόμενο η διήθηση του PDMS στις οπές της ΙΦΚ να αυξήσει σημαντικά την αλληλεπίδραση του φωτός-ύλης λόγω της μείωσης της διαφοράς των δεικτών διάθλασης μεταξύ πυρήνα και μανδύα. Το Σχ. 3.12 (α) παρουσιάζει το ποσοστό του αποσβενυόμενου πεδίου (ενέργεια) του βασικού ρυθμού κυματοδότησης που αλληλεπιδρά με το PDMS. Το Σχ. 3.12 (β) απεικονίζει το αποσβενυόμενο πεδίο για την περίπτωση $d/\Lambda = 0.75$ στο 1700 nm μήκος κύματος

Σχήμα 3.12: (α) Αποσβενυόμενο πεδίο (%) για τις υβριδικές ΙΦΚ από 500nm έως 1700 nm για διαφορετικές σχετικές περιόδους d/Λ . (β) Παράδειγμα σχηματικής αναπαράστασης του αποσβενυόμενου πεδίου στην περίπτωση $d/\Lambda = 0.75$ στο 1700 nm μήκος κύματος.

Ο υπολογισμός του αποσβεννόμενου πεδίου γίνεται ολοκληρώνοντας της οπτική ισχύ που βρίσκεται στις οπές της ΙΦΚ και διαιρώντας της με την συνολική ενέργεια που φέρει ο ρυθμός κυματοδότησης όπως περιγράφεται και στην αναφορά [21]:

$$\text{Αποσβεννόμενο πεδίο} = \frac{\int_{\text{οπές}} \text{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy}{\int_{\text{συνολική}} \text{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy} \times 100 \quad (3.5)$$

Στην εξίσωση 3.5 το E_x, E_y , και το H_x, H_y είναι τα αντίστοιχα εγκάρσια ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία του βασικού ρυθμού κυματοδότησης. Όπως παρουσιάζεται και στο Σχ. 3.12, όσο η σχετική περίοδος d/Λ αυξάνεται, η αλληλεπίδραση του φωτός με το πολυμερικό υλικό στις οπές της ΙΦΚ μπορεί να φτάσει και ως 13% στο 1700nm. Αντίστοιχα για τις συμβατικές ΙΦΚ (αέρα) το ποσοστό της ισχύος στις οπές της ίνας θεωρείται αμελητέο για όλες τις δομές d/Λ .

3.3.6 Θερμικός συντονισμός παραμέτρων κυματοδότησης

Μία σημαντική ιδιότητα που έχει το πολυμερικό υλικό PDMS είναι ο υψηλός θερμό-οπτικός του συντελεστής ($-4.5 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$) σε συνδυασμό αντοχής του υλικού σε μεγάλο εύρος θερμοκρασιών (-5°C - 120°C). Συνεπώς η εισαγωγή του υλικού στην συμβατική ΙΦΚ παρέχει ένα σημαντικό πλεονέκτημα στην μη-ευαίσθητη σε θερμοκρασία κοινή ΙΦΚ, για ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων και αισθητήρων θερμοκρασίας. Στην παρούσα ενότητα γίνεται μια εκτενής θεωρητική μελέτη της αλλαγής που υφίστανται οι παράμετροι κυματοδότησης - που παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη ενότητα - με βάση την αλλαγή θερμοκρασίας. Οι προσομοιώσεις της υβριδικής ΙΦΚ πραγματοποιήθηκαν στο 633 nm μήκος κύματος (όπου το PDMS έχει χαμηλή απορρόφηση) και στο 1550 nm που είναι το ευρέως χρήσιμο μήκος κύματος των τηλεπικοινωνιών. Το εύρος των θερμοκρασιών που εξετάστηκε ήταν από 0°C έως 100°C . Να αναφερθεί ότι στους υπολογισμούς δεν συμπεριλήφθηκε ο θερμό-οπτικός συντελεστής του διοξειδίου του πυριτίου (silica) διότι για το εύρος θερμοκρασιών μέχρι 100°C θεωρείται αμελητέα η αλλαγή.

Η αλλαγή της θερμοκρασίας προκαλεί άμεση αλλαγή στον δείκτη διάθλασης του PDMS όπως προαναφέρθηκε, και συνεπώς αλλαγή στον ενεργό δείκτη διάθλασης, $n_{\text{ενεργό}}$ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδικής ίνας. Το Σχ. 3.13 (α) και (β) παρουσιάζει την διαφορά (Δn) των ενεργών δεικτών διάθλασης που ορίζεται ως η διαφορά μεταξύ του αρχικού δείκτη $T_0 = 0^\circ\text{C}$ και του δείκτη της στιγμιαίας θερμοκρασίας (T_H) (άξονας-χ) σε μήκος κύματος 633nm και 1550nm, αντίστοιχα.

Σχήμα 3.13: Διαφορά δεικτών διάθλασης Δn της υβριδικής ίνας για διαφορετικές σχετικές περιόδους σε σχέση με την θερμοκρασίας για μήκος κύματος **(α)** 633nm και **(β)** 1550nm

Από το Σχ. 3.13 (α) παρατηρείται ότι η αλλαγή του $n_{\text{ενεργό}}$ με την αλλαγή της θερμοκρασίας είναι περιορισμένη λόγω της ισχυρής συγκέντρωσης του πεδίου στον πυρήνα της ίνας στο 633nm μήκος κύματος. Για την περίπτωση $d/\Lambda = 0.75$, η διαφορά στον ενεργό δείκτη ανέρχεται στην μέγιστη τιμή $\sim 2.4 \times 10^{-4}$ στους 100°C. Για την ίδια ακριβώς περίπτωση σε μήκος κύματος όμως 1550 nm, η διαφορά ανέρχεται στην τιμή 30×10^{-4} (Σχ.3.13 (β)). Ο λόγος βασίζεται αποκλειστικά στο γεγονός ότι στην δεύτερη περίπτωση η αλληλεπίδραση του υλικού με το φως είναι πολύ μεγαλύτερη και αντίστοιχα η αλλαγή του ενεργού δείκτη είναι μεγαλύτερη και προφανώς ο σχεδιασμός και η ανάπτυξη ενός θερμικά συντονιζόμενου στοιχείου στα 1550nm θα παρέχει μεγαλύτερο δυναμικό εύρος και επίδοση. Παρομοίως το Σχ. 3.14 (α) και (β) παρουσιάζει την αλλαγή της παραμέτρου-V σε σχέση με την θερμοκρασίας για τα δύο διαφορετικά μήκη κύματος.

Σχήμα 3.14: Αλλαγή της παραμέτρου V για διαφορετικά d/Λ από 0°C-100°C στο **(α)** 633nm και **(β)** 1550nm

Όπως και προηγουμένως, η αλλαγή της παραμέτρου- V στο μικρό μήκος κύματος (633nm) δεν είναι μεγάλη λόγω της υψηλής συγκέντρωσης του πεδίου στον πυρήνα και στην μικρή αλληλεπίδραση του φωτός με το PDMS. Από την άλλη μεριά, η παράμετρος V αλλάζει σημαντικά σε σχέση με την θερμοκρασία στο μήκος κύματος 1550nm.

Το Σχ.3.15 απεικονίζει πώς αντίστοιχα και οι απώλειες συγκέντρωσης του φωτός μπορούν να αλλάξουν με βάση την θερμοκρασία για το μήκος κύματος 1550nm αφού στο ορατό εύρος οι απώλειες ήταν αμελητέες. Γενικά η αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνει την διαφορά μεταξύ μανδύα και πυρήνα (PDMS-γυαλί) επιτρέποντας έτσι στον βασικό ρυθμό να συγκεντρώνεται στον πυρήνα και να ελαχιστοποιεί την αλληλεπίδραση του με το πολυμερικό υλικό στις οπές του μανδύα. Με βάση την παρακάτω γραφική παράσταση, για σχετικές περιόδους μεγαλύτερες από 0.55, οι ΑΣΦ μειώνονται δραματικά αρχίζοντας από 0.01dB/m να πέφτουν σε επίπεδο λιγότερο από 1×10^{-8} για 70°C. Σε αντίθεση για $d/\Lambda = 0.45$ και 0.35, οι ΑΣΦ μειώνονται με διαφορετικό ρυθμό αρχίζοντας από υψηλές τιμές όπως 10 dB/m (βλ. $d/\Lambda = 0.35$) και να φτάνουν σε μόνο 1×10^{-4} στους 100°C (βλ. $d/\Lambda = 0.45$).

Σχήμα 3.15: Απώλειες συγκέντρωσης φωτός της υβριδικής ίνας για διαφορετικές σχετικές περιόδους d/Λ , από 0°C - 100°C στο 1550nm μήκος κύματος.

Στο Σχ.3.16 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα το πως το η θερμοπτική αλλαγή επηρεάζει την ενεργή επιφάνεια του βασικού ρυθμού κυματοδότησης καθώς και το αριθμητικό άνοιγμα, NA. Όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις, η μελέτη πραγματοποιήθηκε για το 633nm και 1550 nm μήκος κύματος. Στο ορατό μήκος κύματος, οι αλλαγές λόγω θερμοκρασίας είναι πολύ μικρότερες σε σχέση με το 1550nm μήκος

κύματος. Σε μεγαλύτερα μήκη κύματος (στην περίπτωση αυτή 1550nm), η αλληλεπίδραση, η μεγάλη αλληλεπίδραση του φωτός στον πυρήνα της ίνας με το υλικό στις οπές του μανδύα παρέχει μεγάλη τελική διαμόρφωση της κυματοδότησης. Για παράδειγμα στην περίπτωση $d/\Lambda = 0.35$ στο Σχ. 3.16 (β), για ένα εύρος θερμοκρασίας 100°C η ενεργή επιφάνεια μπορεί να διαμορφωθεί σε μεγέθη από 400 μm^2 έως 200 μm^2 . Αντίστοιχα αφού η ενεργή επιφάνεια αλλάζει δραματικά με την θερμοκρασία και το αριθμητικό άνοιγμα μπορεί να αλλάξει ανάλογα την θερμοκρασία που ασκείται στην υβριδική ίνα. Στην περίπτωση όπου $d/\Lambda = 0.75$ για παράδειγμα, το NA αυξάνεται από 0.12 σε 0.18 (Σχ. 3.16 (δ)) για το ίδιο εύρος θερμοκρασίας όπως προηγουμένως. Θα πρέπει σε αυτό το σημείο να επισημανθεί ότι η αντίστοιχες συμβατικές ΙΦΚ αέρα, δεν παρουσιάζουν καμία αλλαγή στην ενεργή επιφάνεια και στο αριθμητικό άνοιγμα για αλλαγές θερμοκρασίας, σε κανένα από τα δύο μήκη κύματος (είτε 633nm είτε 1550nm). Ο λόγος είναι όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, ο πολύ χαμηλός θερμό-οπτικός συντελεστής του διοξειδίου του πυριτίου [22].

Σχήμα 3.16: Αλλαγές της ενεργής επιφάνειας του βασικού ρυθμού κυματοδότησης και του αριθμητικού ανοίγματος NA σε σχέση με την θερμοκρασία για (α), (γ) 633nm και (β), (δ) 1550nm μήκος κύματος.

Το παρακάτω Σχ.3.17 (α-ζ) απεικονίζει μια γραφική αναπαράσταση σε λογαριθμική κλίμακα του βασικού ρυθμού κυματοδότησης για 0°C, 20°C, 40°C, 80°C και 100°C αντίστοιχα. Είναι προφανές ότι η αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνει την διαφορά δεικτών διάθλασης πυρήνα-μανδύα(PDMS) και συνεπώς αυξάνεται η συγκέντρωση του βασικού ρυθμού κυματοδότησης στον πυρήνα της ίνας. Κατά συνέπεια η ενεργής επιφάνεια του ρυθμού και το αριθμητικό άνοιγμα μπορούν να συντονιστούν στο επιθυμητό επίπεδο με αλλαγή της θερμοκρασίας, όπως παρουσιάστηκε στο Σχ. 3.16.

Σχήμα 3.17: Αποσπάσματα μονού καρέ (ένα ανά 20°C) από το βίντεο προσομοίωσης απεικονίζοντας την αλλαγή του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδικής PDMS/silica ΙΦΚ με $d/\Lambda=0.35$ στο 1550nm μήκος κύματος. **(α)** Καρέ για θερμοκρασία 0°C και **(ζ)** για 100°C (λογαριθμική κλίμακα)

Τέλος, υπολογίστηκε και η αλλαγή του αποσβεννυόμενου πεδίου με βάση την αλλαγή της θερμοκρασίας όπως παρουσιάζεται στο παρακάτω Σχ. 3.18 (α).

Σχήμα 3.18: Ποσοστό αποσβεννυόμενου πεδίου της υβριδικής ΙΦΚ στο **(α)** 633nm και **(β)** 1550nm μήκος κύματος από 0°C- 100°C.

Στο 633nm μήκος κύματος το ποσοστό του αποσβεννόμενου πεδίου αλλάζει μόνο ~1.1% με αλλαγή της θερμοκρασίας (Σχ. 3.18, ωστόσο για μεγαλύτερο μήκος κύματος (Σχ. 3.18 (β)), η αλλαγής μπορεί να φτάσει ως και 16% του φωτός να βρίσκεται στο ενεργό υλικό που έχει διηθηθεί στις οπές της ΙΦΚ (σε αυτή την περίπτωση PDMS. Όπως αναφέρθηκε και προηγούμενος, το ποσοστό του αποσβεννόμενου πεδίου είναι σημαντική πληροφορία για τον σχεδιασμό αισθητήρων που βασίζονται στο αποσβεννόμενο πεδίο της ίνας. Επίσης μια σημαντική εφαρμογή που βασίζεται στον ίδιο μηχανισμό είναι και τα φράγματα Bragg. Με βάση το ποσοστό του αποσβεννόμενου πεδίου στις οπές τις ΙΦΚ καθορίζεται και η ένταση του φράγματος Bragg.

3.4 Πειραματική διαδικασία ανάπτυξης υβριδικών ινών

Στην συγκεκριμένη ενότητα παρουσιάζεται εκτενώς η πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε για την ανάπτυξη των υβριδικών ινών. Συγκεκριμένα περιγράφεται η διαδικασία της προετοιμασίας και διήθησης του PDMS σε ΣΠ-ΙΦΚ. Εκτενής μελέτη στην διήθηση υλικών παρουσιάζεται στην αναφορά [23].

3.4.1 Στερεού πυρήνα

Το πρώτο στάδιο για την ανάπτυξη των υβριδικών ινών αφορά την σύνθεση του υλικού που γίνεται αναμιγνύοντας 10:1 PDMS με το curing agent. Για την τελική στερεοποίηση του PDMS απαιτούνται ~48 ώρες. Στην συνέχεια η ΙΦΚ εισέρχεται σε χειροποίητο αεροστεγές κελί και εφαρμόζεται πίεση ~15 bar. Παρακάτω περιγράφεται η διήθηση του PDMS σε ΣΠ-ΙΦΚ. Ωστόσο ανάλογα με την διάμετρο των οπών της ΙΦΚ η πίεση προσαρμόζεται ανάλογα. Το Σχ. 3.19 απεικονίζει σχηματικά την διήθηση του υλικού στις οπές της ΙΦΚ.

Σχήμα 3.19: Σχηματική αναπαράσταση της διήθησης του ενεργού υλικού PDMS στις οπές συμβατικής ΣΠ-ΙΦΚ [23].

Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται η διήθηση του PDMS στην ΙΦΚ που χρησιμοποιήθηκε για την ανάπτυξη του αισθητήρα κύρτωσης. Η συγκεκριμένη ΙΦΚ (ESM-12-01) έχει διάμετρο οπών $3.5\mu\text{m}$ και η απόσταση μεταξύ τους είναι $7.7\mu\text{m}$ όπως φαίνεται και στο Σχ. 3.20 (α). Αντίστοιχα, το Σχ. 3.20(β) παρουσιάζει την διατομή της ΙΦΚ μετά την διήθηση του υλικού στις οπές. Τέλος τα Σχ. 3.20 (γ) και (δ) είναι οπτικές φωτογραφίες της αρχικής και συμβατικής ΙΦΚ από πλάγια, αντίστοιχα. Το τελικό μήκος της υβριδικής ΙΦΚ ήταν $\sim 6\text{cm}$. Τα πειραματικά αποτελέσματα από την συγκεκριμένη υβριδική ΙΦΚ παρουσιάζονται στην ενότητα 3.5.2.

Σχήμα 3.20: (α) Φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου SEM από εμπορικά διαθέσιμη ΣΠ-ΙΦΚ (ESM-12-01). (β) Φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου SEM υβριδικής PDMS/silica ΙΦΚ. (γ) Φωτογραφία οπτικού μικροσκοπίου της αρχικής ΙΦΚ από πλάγια. (δ) Φωτογραφία οπτικού μικροσκοπίου της υβριδικής ΙΦΚ από πλάγια.

Παρόμοιος τρόπος διήθησης υλικών μέσα στις οπές της ΙΦΚ μπορεί να εφαρμοστεί σε διαφορετικής μορφολογίας ΙΦΚ. Για παράδειγμα η ενσωμάτωση του PDMS σε μια διπλοδιαθλαστική (Hi-Bi) ΙΦΚ μπορεί να αποτελέσει έναν εύκολο τρόπο ελέγχου της πόλωσης εφόσον η θερμοκρασία μπορεί να μεταβάλει τον δείκτη διάθλασης του ενεργού υλικού (σε αυτή την περίπτωση PDMS). Στο παρακάτω Σχ. 3.21 (α) παρουσιάζεται μια διπλοδιαθλαστική ΙΦΚ με διάμετρο μικρών οπών $d_1 = 1.15\mu\text{m}$ και διάμετρο των δύο μεγάλων οπών $d_2 = 2.15\mu\text{m}$ με απόσταση μεταξύ τους $2.23\mu\text{m}$. Η ανάπτυξη της συγκεκριμένης ΙΦΚ πραγματοποιήθηκε για ανάπτυξη αισθητήρα θερμοκρασίας που παρουσιάζεται στην ενότητα 3.5.3. Το τελικό

μήκος της συγκεκριμένης ΙΦΚ είναι $\sim 1.7 \mu\text{m}$. Ωστόσο θα πρέπει να αναφερθεί ότι η διαφορά διαμέτρων d_1 και d_2 προκαλεί μη ομοιόμορφη διήθηση του υλικού κατά μήκος της ίνας. Δηλαδή στις μεγάλες οπές το PDMS εισήχθη για μεγαλύτερος μέρος από ότι στις μικρές οπές. Γι αυτό τον λόγο η ΙΦΚ με το ανομοιόμορφο μήκος αφαιρέθηκε.

Σχήμα 3.21: (α) Φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου SEM διπλοδιαθλαστική ΙΦΚ. (β) Φωτογραφία ηλεκτρονικού μικροσκοπίου SEM υβριδικής PDMS/silica διπλοδιαθλαστικής ΙΦΚ.

3.5 Ανάπτυξη αισθητήρων και συντονιζόμενων στοιχείων

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, η συγκεκριμένη ενότητα επικεντρώνεται στην πειραματική ανάπτυξη αισθητήρων και συντονιζόμενων στοιχείων. Αρχικά, γίνεται μια παρουσίαση των αποτελεσμάτων ενός αισθητήρα κύρτωσης (και θερμοκρασίας) με χρήση της υβριδικής ίνας PDMS/silica (Σχ.3.20) και στην συνέχεια η ανάπτυξη ενός αισθητήρα θερμοκρασίας αποκλειστικά με χρήση μιας διπλοδιαθλαστικής ΣΠ-ΙΦΚ (Σχ.3.21).

3.5.1 Πειραματική διάταξη

Για τον χαρακτηρισμό των υβριδικών ινών χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικές πηγές και μέθοδοι ανίχνευσης του φωτός. Για την περίπτωση του αισθητήρα κύρτωσης χρησιμοποιήθηκαν 473, 633 και 1550 nm μήκος κύματος. Στην συνέχεια η υβριδική ίνα με ελεγχόμενο τρόπο (δημιουργώντας έναν βρόγχο) άλλαζε η κρίσιμη διάμετρο κύρτωσης. Τα αποτελέσματα καταγράφονταν με έναν απλό ανιχνευτή ισχύος. Στην περίπτωση της υβριδικής διπλοδιαθλαστικής ίνας (αισθητήρας θερμοκρασίας) ωστόσο, το ενεργό μήκος της ίνας τοποθετήθηκε σε θερμικό στοιχείο peltier όπου η θερμοκρασία μπορούσε να ελεγχθεί με χρήση τροφοδοτικού ενώ η θερμοκρασία καταγραφόταν με την χρήση ενός θερμό-ζεύγους. Θα πρέπει

να επισημανθεί ότι στην είσοδο του φωτός τοποθετήθηκε ένα πολωτής για να στρέψει την πόλωση του φωτός σε 45° και αναλυτής για να συλλέξει το φως σε 45° . Η είσοδος και έξοδος του φωτός πραγματοποιήθηκε με αντικειμενικού φακούς όπως παρουσιάζεται στο παρακάτω Σχ. 3.22

Σχήμα 3.22: Πειραματική διάταξη για τις μετρήσεις με την διπλοδιαθλαστική ΣΠ-ΙΦΚ.

3.5.2 Αισθητήρας κύρτωσης

Μια σημαντική ιδιότητα που προσδίδει το πολυμερικό υλικό στις οπές της ΙΦΚ είναι η μεγάλη ευαισθησία σε διαταραχές κύρτωσης. Σε αυτό το σημείο παρουσιάζεται αναλυτικά με μια σύντομη θεωρητική μελέτη και στην συνέχεια με πειραματικά αποτελέσματα, η ικανότητα των συγκεκριμένων υβριδικών ινών να δρουν ως αισθητήρες κύρτωσης. Επίσης λόγω του μεγάλου θερμό-οπτικού συντελεστή του PDMS, η υβριδική ΙΦΚ μπορεί να δράσει και για ανίχνευση θερμοκρασίας. Ο τρόπος ανίχνευσης περιγράφεται παρακάτω.

Ιδιότητες κυματοδότησης

Στην αρχή πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις της νέας υβριδικής ίνας προκειμένου να μελετηθούν οι συνθήκες κυματοδότησης. Η μέθοδος υπολογισμού παρουσιάστηκε σε προηγούμενη ενότητα (3.3). Το παρακάτω Σχ. 3.23 (α) και (β) παρουσιάζει το προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης στα 633 και 1550nm μήκος κύματος της υβριδικής PDMS-ΙΦΚ, αντίστοιχα. Η ενεργή επιφάνεια υπολογίστηκε $A_{ενεργό} = 81.75 \mu m^2$ και $126.98 \mu m^2$, αντίστοιχα. Στην περίπτωση της αρχικής ΙΦΚ (αέρα) οι αντίστοιχες επιφάνειες υπολογίστηκαν $70.08 \mu m^2$ και $74.68 \mu m^2$ για τα ίδια μήκη κύματος. Το Σχ. 3.23 (γ) παρουσιάζει την πειραματική μέτρηση του κοντινού πεδίου του βασικού ρυθμού κυματοδότησης που καταγράφηκε με χρήση CCD κάμερας. Το Σχ. 23 (δ) δείχνει τον ενεργό δείκτη διάθλασης της υβριδικής ΙΦΚ (κόκκινο χρώμα) σε σχέση με της αρχικής ίνας (μαύρος) ενώ η διακεκομμένη γραμμή είναι η διασπορά της silica. Το εύρος μηκών κύματος που πραγματοποιήθηκαν οι υπολογισμοί ήταν από 600-1700nm.

Σχήμα 3.23: (α) Υπολογισμός του προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδικής ΙΦΚ στο 633nm μήκος κύματος. (β) Υπολογισμός του προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδικής ΙΦΚ στο 1550nm μήκος κύματος. (γ) Πειραματική καταγραφή του βασικού ρυθμού στο 633nm με χρήση κάμερας. (δ) Ενεργός δείκτης διάθλασης της υβριδικής (κόκκινη) και συμβατικής (μαύρο) ΙΦΚ. Η διακεκομμένη γραμμή είναι η διασπορά της silica.

Οι απώλειες κυματοδότησης στην συγκεκριμένη υβριδική ΙΦΚ είναι ~ 0.05 dB/cm στο μήκος κύματος 633nm ενώ στο 1550nm αυξήθηκε στο ~ 0.17 dB/cm [5].

Ανίχνευση κύρτωσης μέσω απωλειών

Σε αυτό το σημείο περιγράφονται οι πειραματικές μετρήσεις από τις απώλειες κύρτωσης του υβριδικού κυματοδηγού ενώ γίνεται άμεση σύγκριση με την συμβατική ΙΦΚ. Για τον χαρακτηρισμό της ίνας, μετρήθηκε η τελική συνολική ισχύς για διαφορετικές διαμέτρους κύρτωσης της υβριδικής ίνας PDMS/silica. Στο Σχ. 3.24 (α), (β) και (γ) παρουσιάζει τις πειραματικές μετρήσεις των δύο ΙΦΚ (συμβατικής και υβριδικής) σε διαφορετικά μήκη κύματος.

Όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα είναι ξεκάθαρο ότι η υβριδική ΙΦΚ έχει πολύ μεγαλύτερη ευαισθησία από την συμβατική σε όλα τα μήκη κύματος με έμφαση ωστόσο στα μικρά μήκη κύματος (κυρίως 473nm). Για τα μικρά μήκη κύματος, το σημείο των απωλειών κύρτωσης έχει περιγραφεί σε προηγούμενες αναφορές με την μέθοδο του ενεργού δείκτη. Η συνθήκη που ορίζει την κρίσιμη διάμετρο κύρτωσης όπου οι απώλειες αυξάνονται δραματικά περιγράφεται ως [25]:

$$d_c = \frac{16\pi^2 n_c^2 \rho^3}{\lambda^2 W^3} \quad (3.6)$$

Στην παραπάνω εξίσωση το n_c είναι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα, ρ είναι η ακτίνα του πυρήνα, ενώ W είναι η ρυθμική παράμετρος που συνδέεται άμεσα στην διαφορά δείκτη διάθλασης μανδύα-πυρήνα Δn της ίνας. Στην περίπτωση της υβριδικής ίνας το Δn είναι μικρότερο σε σχέση με την συμβατική ΙΦΚ και συνεπώς έχει μεγαλύτερη ευαισθησία στην κύρτωση. Μια λεπτομερής ανάλυση σχετικά με τις απώλειες κύρτωσης έχει παρουσιαστεί στην αναφορά [26]. Αρχικά στο Σχ. 3.24 (α) δείχνει και συγκρίνει τις απώλειες κύρτωσης για τις δύο ίνες (υβριδική και συμβατική). Η δραματική αύξηση των απωλειών για διαμέτρους κύρτωσης λιγότερο των ~15cm είναι προφανείς. Αντίστοιχα, το Σχ. 3.24 (β) παρουσιάζει την ίδια μέτρηση για το μήκος κύματος 633nm. Στην περίπτωση του μήκους κύματος 1550nm ωστόσο (Σχ. 2.24(γ)), η συμβατική ΙΦΚ έχει απώλειες για διαμέτρους κύρτωσης κάτω του 1.5cm, όπου υπάρχει η πιθανότητα η ίνα να σπάσει. Σε αντίθεση όμως η υβριδική ΙΦΚ παρουσιάζει δραματική αύξηση απωλειών διότι η εισαγωγή του υλικού αυξάνει την κρίσιμη διάμετρο κύρτωσης. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να επισημανθεί ότι η μικρές τοπικές κορυφές που εμφανίζονται στην καμπύλη κύρτωσης και της συμβατικής αλλά και της υβριδικής ΙΦΚ, συνδέονται κυρίως με την σύζευξη που γίνεται μεταξύ του βασικού ρυθμού κυματοδήγησης του πυρήνα με τυχαίους ρυθμούς του μανδύα. Το συγκεκριμένο φαινόμενο έχει παρουσιαστεί και αναλυθεί εκτενώς στις αναφορές [27], και δεν ανήκει στους σκοπούς της παρούσας διδακτορικής διατριβής.

Σχήμα 3.24: Απώλειες κύρωσης της υβριδικής ΙΦΚ σε **(α)** 473nm **(β)** 633nm, **(γ)** 1550nm για την συμβατική (μαύρη γραμμή) και υβριδική (κόκκινη γραμμή) ΣΠ-ΙΦΚ. **(δ)** Μέτρηση των απωλειών κύρωσης της υβριδικής ΙΦΚ για διαφορετικά μήκη κύματος σε διαφορετικές διαμέτρους κύρωσης.

Τέλος στο Σχ. 3.24 (δ) παρουσιάζεται η εξάρτηση που υπάρχει μεταξύ του μήκους κύματος με τις ιδιότητες κύρωσης για τέσσερις διαφορετικές διαμέτρους κύρωσης. Είναι προφανές η ισχυρή εξάρτηση του μήκους κύματος για μικρές διαμέτρους κύρωσης και μικρά μήκη κύματος ενώ για μεγαλύτερες διαμέτρους ($>8.1 \text{ cm}$) σε μεγαλύτερα μήκη κύματος οι απώλειες κύρωσης δεν επηρεάζονται σημαντικά. Αξίζει να σημειωθεί ότι η αντίστοιχη συμβατική ΙΦΚ δεν παρουσίασε καμία απόκριση για τις ίδιες διαμέτρους κύρωσης.

Θερμό-οπτικό φαινόμενο

Σε αυτό το σημείο θα περιγραφεί το πώς τελικά το θερμό-οπτικό φαινόμενο μπορεί να επηρεάσει τις απώλειες κύρωσης. Μια εκτενής θεωρητική μελέτη παρουσιάστηκε νωρίτερα στο συγκριμένο κεφάλαιο. Εδώ, παρουσιάζονται πειραματικά αποτελέσματα. Θα ήταν ενδιαφέρον ωστόσο προτού να παρουσιαστεί σχηματικά πώς τελικά το φως (βασικός ρυθμός κυματοδότησης) αλλάζει για διαφορετική θερμοκρασία όταν υπόκειται σε

σταθερής διαμέτρου κύρτωση. Το παρακάτω Σχ. 3.25 παρουσιάζει την επαναφορά του βασικού ρυθμού κυματοδότησης στον πυρήνα της ίνας καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται. Το Σχ. 3.25 (α) – (ζ) αφορά το φαινόμενο στο 633nm και από (η) – (μ) στο 1550nm μήκος κύματος.

Σχήμα 3.25: Καρέ (ένα για κάθε 10°C) από το βίντεο προσομοίωσης που απεικονίζει την επαναφορά του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της υβριδική ΙΦΚ καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται από τους 20°C μέχρι 70°C για σταθερή διάμετρο κύρτωσης 4cm. Τα καρέ (α – ζ) αντιστοιχούν σε μήκος κύματος 633nm και (η – μ) σε 1550nm.

Το παραπάνω παρουσιάζει θεωρητικά την επαναφορά του φωτός (δηλαδή την επαναφορά ισχύος) όταν έχουν προέλθει απώλειες κύρωσης από διάμετρο 4cm. Αυτό το φαινόμενο μπορεί να εξηγηθεί απλά μέσω της μείωσης της αντίθεσης των δεικτών διάθλασης μανδύα – πυρήνα (PDMS-silica). Η αύξηση της θερμοκρασίας μειώνει το δείκτη διάθλασης του PDMS και συνεπώς την διαφορά αντίθεσης των δεικτών διάθλασης. Ένα μέρος του φωτός επανέρχεται στον πυρήνα της ίνας και αυτό μπορεί να μεταφραστεί ως αύξηση της ισχύος. Το φαινόμενο αυτό είναι πιο δυνατό σε μεγάλα μήκη κύματος (1550nm) λόγω της μεγάλης αλληλεπίδρασης φωτός-ύλης. Για να επιβεβαιωθεί το συγκεκριμένο φαινόμενο πραγματοποιήθηκαν πειραματικές μετρήσεις, τοποθετώντας την υβριδική ΙΦΚ πάνω σε θερμικό στοιχείο σε κυκλικό βρόγχο διαμέτρου 4cm και παρακολουθώντας την ισχύ καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία. Στο παρακάτω Σχ. 3.26 παρουσιάζεται η αύξηση της ισχύος καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται. Στο Σχ. 3.26 (α) εμφανίζεται μια επαναφορά ισχύος ~3.6% της συνολικής ισχύος στους 75°C στο 633nm μήκος κύματος. Παρόμοια επαναλήφθηκαν οι μετρήσεις για τα 1550nm μήκος κύματος (Σχ. 3.26(β)) όπου η το ποσοστό επαναφοράς της αρχικής ισχύος είναι 5.93%.

Σχήμα 3.26: Θερμό-οπτικό φαινόμενο της υβριδικής ΙΦΚ για διάμετρο κύρωσης 4cm στο (α) 633nm και (β) 1550nm μήκος κύματος

Η μικρή απόκλιση των πειραματικών δεδομένων του παραπάνω σχήματος οφείλεται σε έναν συνδυασμό απωλειών που μπορεί να προέρχεται από διακυμάνσεις της πηγής που χρησιμοποιήθηκε, ατέλειες στην προετοιμασία της υβριδικής ίνας, κτλ.

3.5.3 Αισθητήρας θερμοκρασίας

Με χρήση του ίδιου υλικού PDMS, παρουσιάστηκε για πρώτη φορά ο συνδυασμός του με διπλοδιαθλαστική ΣΠ-ΙΦΚ. Η ίνα που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα περιγράφηκε στην ενότητα 3.4. Αρχικά διερευνήθηκαν οι ιδιότητες κυματοδότησης της νέας υβριδικής ίνας θεωρητικά. Για να καθοριστεί η διπλοδιαθλαστικότητα απαιτείται ο ενεργός δείκτης διάθλασης των δύο κάθετων πολώσεων του φωτός για τον βασικό ρυθμό κυματοδότησης. Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν για το εύρος 400-633nm μήκος κύματος. Το μέγεθος της διπλοδιαθλαστικότητας ορίζεται ως:

$$B = \left| n_{\text{ενεργό}}^x - n_{\text{ενεργό}}^y \right| \quad (3.7)$$

Στην παραπάνω εξίσωση το $n_{\text{ενεργό}}^x$ είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης του βασικού ρυθμού κυματοδότησης του άξονα -x ενώ το $n_{\text{ενεργό}}^y$ είναι του άξονα -y. Στο παρακάτω Σχ. 3.27 (α) απεικονίζεται η διπλοδιαθλαστικότητα της αρχικής ΙΦΚ από 400 έως 650nm μήκος κύματος. Αντίστοιχα, το Σχ. 3.27 (β) δείχνει πόσο μειώνεται η διπλοδιαθλαστικότητα με την διήθηση του υλικού στις οπές. Εάν εκφραστεί η διπλοδιαθλαστικότητα, B, μέσω του μήκους ανταλλαγής (beat length) $L_B = \lambda/B$, όπου B η διπλοδιαθλαστικότητα της ίνας. Στο μήκος κύματος 633nm, το $L_B \sim 2.72\text{mm}$ για την συμβατική ΙΦΚ, ενώ αντίθετα το $L_B \sim 2.532\text{cm}$ για την υβριδική ΙΦΚ.

Σχήμα 3.27: Διπλοδιαθλαστικότητα (B) της (α) αρχικής ΙΦΚ με αέρα και της (β) υβριδικής ΙΦΚ. Οι ένθετες εικόνες απεικονίζουν το προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδότησης σε κάθε περίπτωση.

Εφόσον η διπλοδιαθλαστικότητα είναι γνωστή για το εύρος 400-650nm, μπορεί να υπολογιστεί και η αλλαγή της με βάση την αλλαγή της θερμοκρασίας στην περίπτωση της υβριδικής ΙΦΚ αφού η συμβατική ΙΦΚ δεν επηρεάζεται από αλλαγές θερμοκρασίας. Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν για ένα εύρος 20°C – 120°C στο μήκος κύματος

633nm. Η παρακάτω γραφική παράσταση παρουσιάζει την απόκριση της διπλοδιαθλαστικότητας της υβριδικής ίνας σε αλλαγές θερμοκρασίας (Σχ. 3.28).

Σχήμα 3.28: Διπλοδιαθλαστικότητα για διαφορετικές θερμοκρασίες της υβριδικής ΣΠ-ΙΦΚ στο 633nm μήκος κύματος.

Για τις πειραματικές μετρήσεις της υβριδικής PDMS/silica ΙΦΚ χρησιμοποιήθηκε πηγή στο 633nm μήκος κύματος. Η πειραματική διάταξη περιγράφηκε στην ενότητα 3.5.1. Το παρακάτω Σχ. 3.29 παρουσιάζει την απόκριση του αισθητήρα για ένα σχετικά μεγάλος εύρος θερμοκρασιών.

Σχήμα 3.29: Πειραματική μέτρηση της υβριδικής ΙΦΚ από 20°C – 80°C στο μήκος κύματος 633nm.

Με την είσοδο του φωτός σε 45° και έξοδο σε επίσης 45°, η ίνα λειτουργεί στην ουσία σαν ένα συμβολόμετρο με τους δύο βραχίονες του

συμβολόμετρου να είναι οι δύο κάθετες πολώσεις. Η ισχύς εξόδου περιγράφεται ως :

$$I = I_0 \cos^2\left(\frac{\varphi(T)}{2}\right) \quad (3.8)$$

Το I_0 είναι η συνολική ένταση εξόδου ενώ το $\varphi(T)$ ορίζεται ως:

$$\varphi(T) = \frac{2\pi B(T)L}{\lambda} \quad (3.9)$$

Όπου το B , L , και λ είναι η διπλοδιαθλαστικότητα, το μήκος της υβριδικής ίνας και το μήκος κύματος αντίστοιχα. Θα πρέπει να επισημανθεί ότι η εγκυρότητα της εξίσωσης (3.9) ισχύει μόνο για περιπτώσεις με γραμμική διπλοδιαθλαστικότητα. Με βάση την ημιτονοειδή απόκριση του αισθητήρα για μήκος υβριδικής ίνας $\sim 1.4\text{cm}$, η ευαισθησία του αισθητήρα υπολογίστηκε $\sim 0.37\text{rad/K/cm}$ που είναι περίπου 22 φορές μεγαλύτερη από συμβατικές διπλοδιαθλαστικές οπτικές ίνες [28].

3.6 Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάστηκαν όλα τα αποτελέσματα που αφορούν την ανάπτυξη νέων καινοτόμων και λειτουργικών υβριδικών ινών με χρήση του ενεργού υλικού PDMS. Στην αρχή γίνεται μια εκτενής αναφορά στις οπτικές ιδιότητες του συγκεκριμένου υλικού και πώς αυτές ικανοποιούν τις απαιτήσεις για ανάπτυξη νέων αισθητήρων και συντονιζόμενων στοιχείων. Στην συνέχεια γίνεται μια εκτενής θεωρητική μελέτη στο πώς τελικά μπορούν να διαμορφωθούν οι ιδιότητες κυματοδήγησης των ΣΠ-ΙΦΚ όταν οι οπές του μανδύα περιέχουν PDMS και γίνεται μια άμεση σύγκριση με τις συμβατικές ΙΦΚ. Οι παράμετροι που εξετάστηκαν ήταν η παράμετρος- V , η ενεργή επιφάνεια του ρυθμού, ο ενεργός δείκτης διάθλασης, το αριθμητικό άνοιγμα NA , το ποσοστό του φωτός που βρίσκεται στο διηθημένο πολυμερές κτλ για ΣΠ-ΙΦΚ με διαφορετική σχετική περίοδο ($d/\Lambda = 0.35, 0.45, 0.55, 0.65, 0.75$) για μεγάλος εύρος μηκών κύματος ($500\text{-}1750\text{nm}$). Επίσης μελετήθηκε, η δυνατότητα που παρέχει το PDMS να αλλάζει δραματικά ο δείκτης διάθλασης του με την θερμοκρασία. Στις παραμέτρους κυματοδήγησης που αναφέρθηκαν εξετάστηκε και η επιρροή της θερμοκρασίας για πιθανό συντονισμό τους.

Στην συνέχεια ακολούθησαν τα πειραματικά αποτελέσματα. Στην αρχή περιγράφονται οι ΣΠ- ΙΦΚ που χρησιμοποιήθηκαν για την διεξαγωγή πειραμάτων καθώς και τις απαιτούμενες πειραματικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν. Αρχικά γίνεται λόγος για την ανάπτυξη αισθητήρα κύτωσης. Το ενεργό υλικό στις οπές της ΙΦΚ, παρέχει μεγάλη ευαισθησία σε διαταραχές κύτωσης σε σχέση με την συμβατική ΙΦΚ που είναι

ανενεργή. Επίσης παρουσιάζεται η δυνατότητα επαναφοράς της ισχύος μέσω της θερμοκρασίας σε μια υβριδική ΣΠ-ΙΦΚ που υπόκειται σε κύρτωση 4cm. Συνεπώς η συγκεκριμένη ΙΦΚ μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν ενεργό στοιχείο στην ανίχνευση κύρτωσης και/ή θερμοκρασίας. Ένας άλλος τρόπος ανάπτυξης αισθητήρα θερμοκρασίας που παρουσιάστηκε ήταν με χρήση διπλοδιαθλαστικής ΣΠ-ΙΦΚ. Το ενεργό υλικό στις οπές της διπλοδιαθλαστικής ΙΦΚ παρέχει την δυνατότητα περιστροφής της πόλωσης με αλλαγή της θερμοκρασίας. Τα πειραματικά αποτελέσματα παρουσίασαν ευαισθησία του αισθητήρα $\sim 0.27 \text{ rad/K/cm}$ όπου είναι 22 φορές μεγαλύτερη από τις συμβατικές διπλοδιαθλαστικές οπτικές ίνες.

3.7 Αναφορές

- [1] T. T. Larsen, A. Bjarklev, D. S. Hermann, and J. Broeng, “Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres,” *Opt. Express* 11, 2589–2596 (2003).
- [2] T. T. Alkeskjold, J. Lægsgaard, A. Bjarklev, D. Hermann, A. Anawati, J. Broeng, J. Li, and S. T. Wu, “All-optical modulation in dye-doped nematic liquid crystal photonic bandgap fibers,” *Opt. Express* 12, 5857–5871 (2004).
- [3] C. Markos, W. Yuan, K. Vlachos, G. E. Town, and O. Bang, “Label-free biosensing with high sensitivity in dual-core microstructured polymer optical fibers,” *Opt. Express* 19, 7790–7798 (2011).
- [4] C. G. Poulton, M. A. Schmidt, G. J. Pearce, G. Kakarantzas, and P. St.J. Russell, “Numerical study of guided modes in arrays of metallic nanowires,” *Opt. Lett.* 32, 1647–1649 (2007).
- [5] C. Markos, K. Vlachos, and G. Kakarantzas, “Bending loss and thermo-optic effect of a hybrid PDMS/silica photonic crystal fiber,” *Opt. Express* 18, 24344–24351 (2010).
- [6] C. Kerbage, P. Steinvurzel, P. Reyes, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, A. Hale, and B. J. Eggleton, “Highly tunable birefringent microstructured optical fiber,” *Opt. Lett.* 27, 842–844 (2002).
- [7] P. Steinvurzel, B. J. Eggleton, C. M. d. Sterke, M. J. Steel, “Continuously tunable bandpass filtering using high-index inclusion microstructured optical fibre,” *Electron. Lett.* 41, 463–464 (2005).
- [8] Y. Fainman, L. P. Lee, D. Psaltis, and C. Yang, *Optofluidics: Fundamentals, Devices, and Applications* (McGraw-Hill, 2010).
- [9] F. Schneider, J. Draheim, R. Kamberger, and U. Wallrabe, “Process and material properties of polydimethylsiloxane (PDMS) for Optical MEMS,” *Sens. Actuators A Phys.* 151, 95–99 (2009).
- [10] Z. Zhu and T. Brown, “Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers,” *Opt. Express* 10, 853–864 (2002).
- [11] S. Johnson and J. Joannopoulos, “Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis,” *Opt. Express* 8, 173–190 (2001).
- [12] K. Nielsen, D. Noordegraaf, T. Sorensen, A. Bjarklev, and T. P. Hansen, “Selective filling of photonic crystal fibres,” *J. Opt. A, Pure Appl. Opt.* 7, L13–L20 (2005).

- [13] C. P. Yu and H. C. Chang, “Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers,” *Opt. Express* 12, 6165–6177 (2004).
- [14] E. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids I–III* (Academic, 1998).
- [15] D. Nielsen, N. Mortensen, J. R. Folkenberg, A. Petersson, and A. Bjarklev. “Improved all-silica endlessly single-mode photonic crystal fiber”, in *Technical Digest Optical Fiber Communication Conference, OFC'03*, Atlanta, Georgia, U.S.A., vol. 2, paper FI7 (2003).
- [16] C. Markos, K. Vlachos, and G. Kakarantzas, “Guiding and thermal properties of a hybrid polymer-infused photonic crystal fiber,” *Opt. Mater. Express* 2, 929-941 (2012).
- [17] T. P. White, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, L. C. Botten, and M. J. Steel, “Confinement losses in microstructured optical fibers,” *Opt. Lett.* 26, 1660-1662 (2001).
- [18] K. Petermann, “Fundamental mode microbending loss in graded index and w fibers,” *Opt. Quantum Electron.* 9, 167-175 (1977).
- [19] N. A. Mortensen, J. R. Jensen, P. M. W. Skovgaard and J. Broeng, “Numerical aperture of single-mode photonic crystal fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14, 1094 - 1096, (2002).
- [20] N. A. Mortensen, “Effective area of photonic crystal fibers,” *Opt. Express* 10, 341-348 (2002).
- [21] I. C. M. B. Cordeiro, M. A. R. Franco, G. Chesini, E. C. S. Barretto, R. Lwin, C. H. B. Cruz, and M. C. J. Large, “Microstructured-core optical fibre for evanescent sensing applications,” *Opt. Express* 14, 13056-13066 (2006).
- [22] H. R. Sørensen, J. Canning, J. Lægsgaard, and K. Hansen, “Control of the wavelength dependent thermo-optic coefficients in structured fibres,” *Opt. Express* 14, 6428-6433 (2006).
- [23] B. T. Kuhlmeier, B. J. Eggleton, and D. K. C. Wu, “Fluid-filled solid-core photonic bandgap fibers,” *J. Lightwave Technol.* 27, 1617–1630 (2009).
- [24] Y. Huang, Y. Xu, and A. Yariv, “Fabrication of functional microstructured optical fibers through a selective-filling technique,” *Appl. Phys. Lett.* 85 (22), 5182–5184 (2004).
- [25] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St.J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.* 22, 961-963 (1997).

- [26] J. C. Baggett, T. M. Monro, K. Furusawa, V. Finazzi, and D. J. Richardson, "Understanding bending losses in holey optical fibers, " *Opt. Commun.* 227, 317-335 (2003)
- [27] J. Olszewski, M. Szpulak, and W. Urbaczyk, "Effect of coupling between fundamental and cladding modes on bending losses in photonic crystal fibers, " *Opt. Express* 13, 6015-6022 (2005).
- [28] C. Markos, K. Vlachos and G. Kakarantzas, "Guiding and birefringent properties of a hybrid PDMS/silica photonic crystal fiber, " *Proc. SPIE* 7914, *Fiber Lasers VIII: Technology, Systems, and Applications*, 791427 (2011).
- [29] A. Argyros, S. G. Leon-Saval, J. Pla, and A. Docherty, "Antiresonant reflection and inhibited coupling in hollow-core square lattice optical fibres, " *Opt. Express* 16, 5642-5648 (2008).

Κεφάλαιο 4

Υβριδικές Γυάλινες Ίνες με χρήση γυαλιού As_2S_3

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα από την ανάπτυξη υβριδικών γυάλινων ΣΠ- και ΚΠ-ΙΦΚ με διήθηση του χαλκογενούς γυαλιού As_2S_3 . Το συγκεκριμένο υλικό κατέχει ίσως από τις πιο σημαντικές οπτικές ιδιότητες με έμφαση στην μεγάλη μη-γραμμικότητα που παρέχει. Συγκεκριμένα σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά βήματα που ακολουθήθηκαν για την ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων όπου η κυματοδηγηση τους βασίζεται κυρίως σε ΦΧ. Επίσης παρουσιάζονται αρχικά αποτελέσματα από τον συντονισμό που μπορεί να γίνει στις νέες υβριδικές ίνες με χρήση φωτός κοντά στο ενεργειακό χάσμα του As_2S_3 . Η συγκεκριμένη προσέγγιση παρουσιάζεται για πρώτη ενώ η προτεινόμενο μέθοδος δημιουργεί νέες κατευθύνσεις για χρήση νέων και λειτουργικών γυαλιών να συνδυαστούν με την ώριμη silica ΙΦΚ.

4.1 Εισαγωγή

Όπως αναφέρθηκε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, οι ΙΦΚ λόγω των οπών του μανδύα προσφέρουν μια πολύ σημαντική δυνατότητα, αυτή της διήθησης νέων υλικών στις οπές ώστε να διαχειριστούν οι οπτικές τους ιδιότητες με βάση την επιθυμητή εφαρμογή. Οι ΙΦΚ συνήθως κατασκευάζονται από πολυμερές (PMMA) ή γυαλί (silica). Ωστόσο, τα γυαλιά που βασίζονται σε οξείδια, όπως η silica, κατέχουν πολύ περιορισμένη μη-γραμμικότητα και κυματοδηγούν το φως στο μέσο-υπέρυθρο (mid-IR) λόγω της μεγάλης του απορρόφησης σε αυτά τα μήκη κύματος. Συνεπώς θα πρέπει να εξεταστούν εναλλακτικά γυαλιά για τέτοιες εφαρμογές. Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 1, τα χαλκογενή γυαλιά (chalcogenide glasses) εμφανίζονται ιδανικά υλικά που προσφέρουν μεγάλη ευελιξία στην φωτονική δεδομένου ότι συνδυάζουν τον υψηλό μη-γραμμικό συντελεστή [1] (δύο με τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο από την γραμμικότητα του

διοξειδίου του πυριτίου), υψηλούς δείκτες διάθλασης $n = 2-3.5$ [2], μεγάλη διαπερατότητα στο υπέρυθρο [3], και την μοναδική τους ιδιότητα της φωτο-ευαισθησίας όταν ακτινοβολούνται με φως κοντά στο ενεργειακό τους χάσμα [4-6]. Κατασκευή χαλκογενών βηματικού δείκτη οπτικών ινών [7,8], νάνο-ινών [9] και μικροδομημένων ινών [10] έχουν παρουσιαστεί από αρκετές ομάδες στον κόσμο, για ανάπτυξη πηγών στα μέσα-υπερύθρου και άλλες εφαρμογές [11]. Ωστόσο η σύνθεση των χαλκογενών υλικών είναι πολύ πιο δύσκολη για να ελεγχθεί σε σχέση για παράδειγμα με γυαλιά βασισμένα σε οξείδια, και ο λόγος είναι η χαμηλή χημική τους σταθερότητα. Συνεπώς, εμφανίζονται αρκετές δυσκολίες στην κατασκευή χαλκογενών ΙΦΚ [11].

Από την άλλη πλευρά ωστόσο αφού οι ΙΦΚ από $silica$ είναι μια γνωστή και σχετικά ώριμη τεχνολογία, αρκετές ομάδες χρησιμοποιούν τις συμβατικές ΙΦΚ και διηθούν στις οπές της ίνας νέα καινοτόμα λειτουργικά υλικά για αλλάξουν τις ιδιότητες κυματοδηγησης όπως ακριβώς παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 3 όπου το ενεργό υλικό ήταν το PDMS. Ωστόσο πολύ περιορισμένη έρευνα έχει διεξαχθεί για την διήθηση γυαλιών μέσα σε $silica$ ΣΠ- και ΚΠ-ΙΦΚ για ανάπτυξη στοιχείων ΦΧ, ή μη γραμμικότητας. Πολύ πρόσφατα, ο Granzow και οι συνεργάτες του ανέφεραν την κατασκευή μιας υβριδικής ΙΦΚ όπου στις οπές της εισήχθη χαλκογενές γυαλί [12] χρησιμοποιώντας μια μέθοδο υψηλής πίεσης. Συγκεκριμένα, η ίνα τοποθετήθηκε σε φούρνο υψηλής πίεσης όπου υπό μεγάλη πίεση και θερμοκρασία $\sim 665^\circ C$ το λιωμένο γυαλί διηθήθηκε στις οπές της ΙΦΚ. Ωστόσο, για να επιτευχθεί κάτι τέτοιο απαιτείται πολύ ακριβός και χειροποίητος εξοπλισμός.

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο παρουσιάζουμε μια νέα αποτελεσματική και οικονομική μέθοδο για διήθηση τέτοιων χαλκογενών υλικών στις οπές της ΙΦΚ χρησιμοποιώντας διαλύματα As_2S_3 . Τα διαλυτά σε αμίνες χαλκογενή γυαλιά προσφέρουν αρκετά πλεονέκτημα για την ανάπτυξη στοιχείων για αποθήκευση δεδομένων [13] καθώς και για ολοκληρωμένα συστήματα μέσα σε ίνα όπως παρουσιάζεται στην παρούσα διδακτορική διατριβή. Αρκετές ερευνητικές ομάδες ασχολούνται ερευνητικά με την κατασκευή επίπεδων κυματοδηγών για μη γραμμικές εφαρμογές χρησιμοποιώντας την τεχνική της επίστρωσης με περιστροφή (*spin-coating*) ή εναπόθεσης των διαλυτών χαλκογενών γυαλιών με την μέθοδο της καθοδικής ιοντοβολής (*sputtering deposition*)[13,14]. Μέθοδοι κατασκευής όπως μικρό-χύτευση σε κυλίνδρους πραγματοποιούνται απευθείας με εναπόθεση του διαλύματος πάνω σε δομημένα “καλούπια” όπου οι χαμηλές θερμοκρασίες επεξεργασίας (λιγότερο από $180^\circ C$) επιτρέπουν την εύκολη και γρήγορη ολοκλήρωση των νέων αυτών στοιχείων με οπτο-ηλεκτρονικά μέσα. Μια επίσης πολύ σημαντική ιδιότητα της προτεινόμενης μεθόδου είναι ότι προσφέρει την δυνατότητα διαφορετικού τύπου χαλκογενή γυαλιά

να δοκιμαστούν και συνεπώς παρέχοντας έτσι πληθώρα επιλογών του υλικού με τις επιθυμητές ιδιότητες κυματοδότησης.

4.2 Ιδιότητες χαλκογενούς διαλύματος As_2S_3

Με βάση το χαλκογενές διάλυμα As_2S_3 έχουν παρουσιαστεί αρκετές δουλειές για εφαρμογές στην φωτονική με έμφαση στους επίπεδους κυματοδηγούς [15]. Ωστόσο σε αυτή την ενότητα περιγράφονται κάποιες βασικές ιδιότητες του χαλκογενούς υλικού As_2S_3 (που χαρακτηρίστηκε σε μορφή υμενίου) και αφορούν τα επίπεδα απορρόφησης του υλικού καθώς και πώς επηρεάζεται ο δείκτης διάθλασης του ανάλογα την γήρανση που έχει υποστεί το δείγμα. Το παρακάτω Σχ. 4.1 παρουσιάζει την επιρροή της θερμοκρασίας στον συντελεστή απορρόφησης του As_2S_3 .

Σχήμα 4.1: Οπτική απορρόφηση του χαλκογενούς υλικού As_2S_3 σε διαφορετικές θερμοκρασίες. Οι δύο γραμμές (συνεχής και διακεκομμένη) δείχνουν το φάσμα απορρόφησης διαφορετικών δειγμάτων στους 27°C . Τα φάσματα στους -98°C (+), -73°C (x), -23°C (∇), 27°C (Δ), και 126°C (O). Επίσης απεικονίζονται τα φάσματα στους -263°C για το υλικό As_2S_3 (διακεκομμένη με σημείο γραμμή) και για το κρυσταλλικό δείγμα (σημειακή γραμμή) [1].

Συνεπώς με βάση τις παραπάνω γραφικές παραστάσεις, η θερμοκρασία έχει πολύ σημαντικό ρόλο στα επίπεδα απορρόφησης του υλικού. Στα πειράματα που θα περιγραφούν σε παρακάτω ενότητες, μια επίσης σημαντική παράμετρος που αλλάζει με την θερμοκρασία γήρανσης/ανόπτησης στα διαλύματα As_2S_3 είναι και ο δείκτης διάθλασης. Η συγκεκριμένη παράμετρος παρέχει με αυτό τον τρόπο και μια επιπλέον δυνατότητα προσαρμογής των οπτικών ιδιοτήτων των υβριδικών κυματοδηγών ανάλογα με τον χρόνο γήρανσης του δείγματος (σε αυτή την περίπτωση υβριδικής $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$ ΙΦΚ). Το παρακάτω Σχ. 4.2 παρουσιάζει μια σχηματική αναπαράσταση σε σχέση με την θερμοκρασία, πως η χημική δομή αλλάζει με την απομάκρυνση του διαλύτη (σε αυτή την περίπτωση, προπυλαμίνη).

Σχήμα 4.2: Σχηματική αναπαράσταση της σταδιακής απομάκρυνσης του διαλύτη (προπυλαμίνη) με βάση την θερμοκρασία γήρανσης.

Η αλλαγή αυτή της χημικής δομής επηρεάζει άμεσα τον δείκτη διάθλασης του διαλύματος. Συγκεκριμένα, όσο περισσότερο ποσοστό διαλύτη έχει εγκλωβιστεί στο τελικό υμένιο που έχει δημιουργηθεί σε μια επιφάνεια τόσο μικρότερος είναι ο δείκτης διάθλασης, ή αντίστροφα, όσο πιο ισχυρή γήρανση εφαρμόζεται στο δείγμα τόσο αυξάνεται ο δείκτης διάθλασης. Στο παρακάτω Σχ. 4.3 απεικονίζεται το συγκεκριμένο φαινόμενο ωστόσο οι

πειραματικές μετρήσεις αφορούν το διάλυμα γυαλιού $\text{As}_{30}\text{S}_{70}$ που είναι αρκετά κοντά στο στοιχειομετρικό As_2S_3 . Οι μετρήσεις δείκτη διάθλασης πραγματοποιηθήκαν με την τεχνική φασματοσκοπικής ελλειψομετρίας. Επίσης το δείγμα υποβλήθηκε σε ανόπτηση σε διαφορετικές θερμοκρασίες όπως παρουσιάζεται στο παρακάτω σχήμα, όπου επιβεβαιώθηκε το φαινόμενο ότι ο δείκτης διάθλασης του υμενίου τείνει στον αρχικό δείκτη του ακατέργαστου γυαλιού (bulk glass) όσο η θερμοκρασία γήρανσης αυξάνεται.

Σχήμα 4.3: Χαρακτηρισμός γυαλιού $\text{As}_{30}\text{S}_{70}$ ως προς τον δείκτη διάθλασης του από 750-2250nm μήκος κύματος σε διαφορετικές θερμοκρασίες (Αποτέλεσμα από ITE/IEXMH).

4.3 Θεωρητική μελέτη υβριδικής ίνας $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$

Η θεωρητική μελέτη των οπτικών ιδιοτήτων σε νέους υβριδικούς κυματοδηγούς είναι ύψιστης σημασίας προκειμένου να διαπιστωθούν σε μικρό χρονικό διάστημα οι βασικές ιδιότητες του νέου κυματοδηγού και αν τελικά υπάρχει κυματοδήγηση στην νέα δομή. Στο κεφάλαιο 3 έγινε μια εκτενής ανάλυση στην μελέτη του υβριδικού PDMS/silica κυματοδηγού ως προς τις οπτικές του ιδιότητες. Να επισημανθεί ωστόσο σε εκείνη την περίπτωση, οι προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν σε υβριδικές ίνες με μηχανισμό κυματοδήγησης Ο.Α. Σε αυτή την περίπτωση ωστόσο, λόγω του υψηλού δείκτη διάθλασης του As_2S_3 (2.0 - 2.35) ο μηχανισμός κυματοδήγησης μετατρέπεται από ΟΑ σε ΦΧ και συγκεκριμένα σε κυματοδήγηση που περιγράφεται ως Αντι-συντονιστική Ανάκλαση Οπτικού Κυματοδηγού (Antiresonant reflecting optical waveguide – ARROW). Σε αυτή την ενότητα περιγράφεται ο συγκεκριμένος μηχανισμός κυματοδήγησης και πως μπορεί να εφαρμοστεί σε παρόμοιες περιπτώσεις.

Θα πρέπει να επισημανθεί ότι δεν ήταν δυνατή η πραγματοποίηση προσομοιώσεων για την υβριδική ΙΦΚ που θα παρουσιαστεί πειραματικά παρακάτω, διότι υπήρχαν δύο πολύ σημαντικές παράμετροι που δεν είχαν καθοριστεί. Μετά την διήθηση του διαλύματος As_2S_3 στις οπές της ΙΦΚ, η εξάτμιση του διαλύτη δημιουργούσε ένα λεπτό υμένιο στα εσωτερικά τοιχώματα των όπας της ΙΦΚ όπως φαίνεται και στο Σχ. 4.4. Η πρώτη απαιτούμενη παράμετρος ήταν ο δείκτης διάθλασης του υμενίου As_2S_3 που είχε δημιουργηθεί με την εξάτμιση του διαλύτη. Ο άμεσος καθορισμός του δείκτη διάθλασης του υμενίου είναι σχεδόν αδύνατον. Ο δείκτης διάθλασης μπορεί να εκτιμηθεί μετά από μια σειρά πειραμάτων του υλικού σε υποστρώματα διοξειδίου του πυριτίου. Ωστόσο ο απαιτούμενος εξοπλισμός για μια τέτοια μελέτη δεν ήταν διαθέσιμος (σύστημα μέτρησης δείκτη διάθλασης).

Σχήμα 4.4: (α) Γενική απεικόνιση της διατομής ΙΦΚ με υμένια As_2S_3 στις οπές της. (β) Μεγέθυνση οπής της ΙΦΚ απεικονίζοντας το λεπτό υμένιο As_2S_3 στα τοιχώματα της οπής της ΙΦΚ.

Μια σημαντική επίσης και απαραίτητη παράμετρος για την θεωρητική μελέτη τέτοιων δομών είναι το πάχος του υμενίου του νέου υλικού που δημιουργείται στα τοιχώματα της ΙΦΚ. Όπως θα παρουσιαστεί και παρακάτω στα πειραματικά αποτελέσματα, η ακριβής μέτρηση του πάχους ήταν κάτω των $\sim 10\text{nm}$ και συνεπώς δεν μπορούσε να προσδιοριστεί ακριβώς από το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης (SEM).

Γενικά η διατομή μιας ΙΦΚ αποτελείται από χαμηλό δείκτη διάθλασης, n_1 πυρήνα και περικυκλώνεται από εξαγωνικής διάταξης οπές (βλ. Σχ.4.4 (α)). Η δομή της ΙΦΚ μπορεί να απλοποιηθεί μειώνοντας τις διαστάσεις της ΙΦΚ σε έναν μονοδιάστατο επίπεδο κυματοδηγό με τον ίδιο προφίλ δείκτη διάθλασης. Θεωρώντας εισαγωγή πεδίου (με Gaussian

προφίλ) στον άξονα z , το φάσμα μετάδοσης θα αποτελείται από μέγιστα και ελάχιστα (maximum and minimum) μετάδοσης όπως παρουσιάζονται στα πειραματικά αποτελέσματα στην ενότητα 4.5.1. Για να εντοπιστούν οι τοποθεσίες των ακραίων τιμών μετάδοσης (μέγιστων και ελάχιστων) απαιτούνται οι δείκτες διάθλασης n_1 και n_2 καθώς και το πάχος d του υμενίου (βλ. Σχ. 4.4 (β)). Σε κυματοδηγήση ARROW, το φως συγκεντρώνεται στον πυρήνα της ίνας από την ανάκλαση αντί-συντονισμού από τα υμένια του υψηλού δείκτη διάθλασης n_2 του μανδύα. Η συνθήκη συντονισμού για τα υψηλού δείκτη υμένια δίνεται από $k_t d = \pi m$ όπου [16]:

$$k_t = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (4.1)$$

Τα μήκη κύματος που αντιστοιχούν στα ελάχιστα της μετάδοσης (minima) δίνονται από την εξίσωση :

$$\lambda_m = \frac{2d}{m} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}, \text{ όπου το } m = 1, 2, \dots \quad (4.2)$$

Συνεπώς το απλό μοντέλο που περιγράφηκε παραπάνω είναι για το εύρος των μικρών μηκών κύματος που ορίζονται από

$$\frac{\lambda}{d} \leq 2\sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (4.3)$$

Στο παρακάτω Σχ. 4.5 παρουσιάζει το φάσμα μετάδοσης ενός κυματοδηγού ARROW όπως περιγράφεται στην αναφορά [16]. Τα ελάχιστα της μετάδοσης βρίσκονται στα μήκη κύματος όπου $m = 1, 2, \dots$. Σε αυτή την περίπτωση το φως συντονίζεται στα λεπτά υμένια του μανδύα (υλικό n_2). Παρόλο που δεν

Σχήμα 4.5: Παράδειγμα φάσμα μετάδοσης φωτός από 600-1000nm για υβριδικό κυματοδηγό ARROW [16].

πραγματοποιήθηκε θεωρητική μελέτη για τις οπτικές ιδιότητες του νέου υβριδικού κυματοδηγού $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$, όπως φαίνεται και στα πειραματικά αποτελέσματα, το φώς παρουσιάζει έντονους συντονισμούς πάνω στα λεπτά υμένα που δημιουργήθηκαν από το χαλκογενές γυαλί στις οπές της ΙΦΚ και συνεπώς επιβεβαιώνει τις θεωρητικές προβλέψεις για κυματοδότηση ARROW.

4.4 Πειραματική διαδικασία

Σε αυτό το σημείο περιγράφεται η πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε για την ανάπτυξη των υβριδικών $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$ κυματοδηγών με χρήση ΣΠ- και ΚΠ-ΙΦΚ. Στην περίπτωση της ΣΠ-ΙΦΚ, χρησιμοποιήθηκαν τρεις διαφορετικές και εμπορικά διαθέσιμες ΙΦΚ με πυρήνα 13, 12 και 5 μm με ονομασία LMA-13, ESM-12-01 και LMA-5, αντίστοιχα. Η ΚΠ-ΙΦΚ ήταν $\sim 10\mu\text{m}$ και με εμπορική ονομασία HC-1550.

Προετοιμασία χαλκογενών διαλυμάτων

Το αρχικό ακατέργαστο χαλκογενές γυαλί (bulk chalcogenide glass) με σύνθεση $\text{As}_{40}\text{S}_{60}$ (As_2S_3) προετοιμάστηκε αναμιγνύοντας κατάλληλη ποσότητα υψηλής ποιότητας στοιχεία As και S (από την εταιρία Alfa Aesar) με καθαρότητα 99.9999% και 99.9995% αντίστοιχα σε κλειστές και καθαρές γυάλινες αμπούλες. Η διαδικασία πραγματοποιήθηκε σε κλειστό κουτί γαντιών (glove box) που περιείχε Αργό για αποφευχθεί η οξείδωση του Αρσενικού (As). Η αμπούλα με τα στοιχεία τοποθετήθηκε σε φούρνο και θερμάνθηκε στους 700°C για 48 ώρες για επιτευχθεί ομοιομορφία στο τήγμα. Τα νανοκολλοειδή διαλύματα προετοιμάστηκαν διαλύοντας το γυαλί As_2S_3 σε ν-βουτυλαμίνη (BA, Acros Organics, 99.5%) και αιθυλοδιαμίνη (EDA, Alfa Aesar, 99%). Το ένα διάλυμα προετοιμάστηκε σε BA με συγκέντρωση $c_1 = 166\text{mg/ml}$ και το άλλο σε EDA σε πολύ πιο πυκνή συγκέντρωση, $c_2 = 615\text{mg/ml}$ (2.5mol/L). Η διάλυση σε BA ήταν πολύ αργή με απαιτούμενο χρόνο σχεδόν 3 εβδομάδες για απόλυτη ομογενοποίηση. Από την άλλη, η διάλυση σε EDA ήταν πολύ γρήγορη και χρειάστηκε μερικές ώρες. Το διάλυμα $\text{As}_2\text{S}_3/\text{EDA}$ ήταν ιξώδες με τιμή ιξώδους $\sim 50\text{cP}$ [17]. Όλα τα διαλύματα ήταν καθαρά με κίτρινο προς πορτοκαλί χρώμα ανάλογα την συγκέντρωση και παρέμειναν σταθερά για μήνες.

4.4.1 Στερεού πυρήνα

Η συγκεκριμένη υπό-ενότητα ασχολείται με την ανάπτυξη των υβριδικών $As_2S_3/silica$ ΙΦΚ. Για τα πειράματα, χρησιμοποιήθηκαν τρεις εμπορικά διαθέσιμες ίνες όπως προαναφέρθηκε. Τα χαρακτηριστικά των ινών περιγράφονται αναλυτικά στο κεφάλαιο 3 (Πίνακα 3.1). Ωστόσο οι ίνες ESM-12 και LMA-5 χρησιμοποιήθηκαν για διαφορετικό σκοπό από την LMA-13. Σε αυτό το σημείο περιγράφεται αναλυτικά η προετοιμασία των ESM-12-01 και LMA-5 ινών. Αρχικά το υγρό υλικό διηθήθηκε στις οπές της ΙΦΚ με χρήση των τριχοειδών δυνάμεων σε μια σφραγιστή αμπούλα. Για τις δύο συγκεντρώσεις (c1 και c2) η διήθηση του υλικού ήταν αρκετά εκατοστά σε μήκος της ΙΦΚ και στις δύο περιπτώσεις (ESM-12-01, LMA-5). Συγκεκριμένα, στην περίπτωση του διαλύματος c1, το υλικό εισήχθη σε μήκος ~4cm μέσα στις οπές της ESM-12-01 σε περίπου 20 λεπτά. Από την άλλη μεριά, χρειάστηκε περίπου 2 ώρες για διηθηθεί το υλικό με συγκέντρωση c2, σε μήκος ~5cm. Να επισημανθεί ότι η LMA-5 σχεδόν μισή διάμετρο οπών στον μανδύα από την ESM-12-01. Συνεπώς, χρειάστηκαν ~20λεπτά για γεμίσει ένα μήκος ~2.5cm και ~2.5 ώρες για να γεμίσει μήκος ~3cm, από τις συγκεντρώσεις c1 και c2, αντίστοιχα. Στην συνέχεια οι ίνες με το υγρό στις οπές τους, τοποθετήθηκαν σε απαγωγό για 24 ώρες και μετά σε φούρνο στους ~50°C για επίσης 24 ώρες ώστε με αυτό τον τρόπο να απομακρυνθεί ο διαλύτης και συνεπώς να σχηματιστεί το άμορφο υμένιο As_2S_3 στην εσωτερική επιφάνεια των οπών της ΙΦΚ. Με βάσει την συγκεκριμένη διαδικασία απομάκρυνσης του διαλύτη και γήρανσης των δειγμάτων ο δείκτης διάθλασης του άμορφου νέου γυαλιού As_2S_3 εκτιμάται να είναι 2.4-2.6 όπως έχει αποδειχτεί και πειραματικά στην αναφορά [18].

Φωτογραφίες ηλεκτρονικής μικροσκοπίας SEM

Μετά την προετοιμασία των ινών και την απομάκρυνση του διαλύτη χρησιμοποιήθηκε ηλεκτρονικής μικροσκόπιο σάρωσης για να παρατηρηθούν τα λεπτά υμένα που σχηματίστηκαν στα τοιχώματα των δύο διαφορετικών ΙΦΚ (ESM-12-01 και LMA-5). Για τον οπτικό χαρακτηρισμό των ινών χρησιμοποιήθηκε το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο Zeiss SUPRA 35VP. Το Σχ. 4.6 (α) παρουσιάζει την γενική διατομή της ESM-12-01 με τα άμορφα υμένα As_2S_3 να έχουν σχηματιστεί στα τοιχώματα της ίνας με χρήση της συγκέντρωσης c2. Η σκοτεινή περιοχή στην διατομή της ίνας οφείλεται στη διάχυση του διαλύματος που εμφανίστηκε μετά την κοπή της ίνας (cleave). Το Σχ. 4.6 (β) παρουσιάζει την μεγέθυνση της οπής γύρω από τον πυρήνα, όπου το σχηματισμένο As_2S_3 υμένιο φαίνεται καθαρά. Για να επιβεβαιωθεί η ομοιομορφία των υμενίων μέσα στις οπές της ΙΦΚ, η ίνα

τοποθετήθηκε σε κλίση 20° όπως δείχνει το Σχ. 4.6 (γ) επιβεβαιώνοντας την ύπαρξη του νέου υλικού στις οπές της ΙΦΚ. Τέλος το Σχ. 4.6 (δ) δείχνει μια μεγέθυνση μιας οπής όπου παρατηρούνται μικρές ανωμαλίες στην λεία επιφάνεια της silica επιβεβαιώνοντας και πάλι την ύπαρξη ενός υμενίου πάχους μερικών νανομέτρων. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να επισημανθεί για την συγκέντρωση c1, τα υμένια που δημιουργήθηκαν στην επιφάνεια των καναλιών της silica ήταν πολύ λεπτά ($<5\text{nm}$) και τα πάχη τους δεν μπορούσαν να εντοπιστούν με ακρίβεια.

Σχήμα 4.6: (α) Γενική απεικόνιση της διατομής της ESM-12-01 με υμένια As_2S_3 στις οπές της. (β) Μεγέθυνση μιας οπής της ΙΦΚ απεικονίζοντας το λεπτό υμένιο As_2S_3 στα τοιχώματα. (γ) Κλίση 20° στην ΙΦΚ για καλύτερη παρατήρηση των υμενίων γυαλιού στις οπές. (δ) Μεγέθυνση μιας οπής σε κλίση 20° με καθαρή απεικόνιση του υμενίου που έχει σχηματιστεί.

Για να επιβεβαιωθεί η ομοιομορφία κατά μήκος της υβριδικής ΙΦΚ και ύπαρξη του νέου υλικού, η ίνα κόπηκε κατά μήκος της σε διάφορα μικρότερα μήκη μερικών mm, και σε κάθε περίπτωση χρησιμοποιήθηκε ηλεκτρονική μικροσκοπία SEM για να καταγράψει την διατομή της ίνας. Στο Σχ. 4.7 (α), (β) και (γ) απεικονίζεται η ίδια ίνα με πριν μετά την κοπή ενός μέρους της περίπου 8.5mm σε μήκος, επιβεβαιώνοντας έτσι την ύπαρξη του υλικού κατά μήκος της ίνας. Εστιάζοντας στο Σχ. 4.7 (γ) είναι

ξεκάθαρο ότι έχει σχηματιστεί μια επιπλέον στρώση από το επιθυμητό As_2S_3 μετά την εξάτμιση του διαλύτη, ωστόσο όμως είναι και εμφανές η δημιουργία μικρών “νησίδων”. Πιθανότατα, οι συγκεκριμένες “νησίδες” να προέρχονται από την κολλοειδή φύση του διαλύματος και εξαρτώνται άμεσα με τον τρόπο που εξατμίζεται ο διαλύτης.

Σχήμα 4.7: (α) Διατομή του πυρήνα της ESM-12-01 με υμένια As_2S_3 στις οπές της. (β) Μεγέθυνση μιας οπής της ΙΦΚ απεικονίζοντας το λεπτό υμένιο As_2S_3 στα τοιχώματα. (γ) Κλίση 20° στην ΙΦΚ εμφανίζοντας τα μικρά “νησιά” από το χαλκογενές γυαλί.

Παρόμοιος χαρακτηρισμός ακολουθήθηκε και για την περίπτωση της ίνας με τον μικρότερο πυρήνα (LMA-5). Το Σχ. 4.8(α) απεικονίζει την δημιουργία υμενίων As_2S_3 στις οπές της ΙΦΚ. Η συγκέντρωση του διαλύτη ήταν ίδια με την προηγούμενη περίπτωση (c2). Το γεγονός ότι οι οπές του μανδύας αυτής της ίνας είναι πολύ μικρότερες σε σχέση με την ESM-12-01, παρουσιάζει μια επιπλέον δυσκολία στην διαδικασία εξάτμισης του διαλύτη. Συνεπώς, μετά από μια μικρής έκτασης ανόπτηση όπως έγινε σε αυτή την περίπτωση, μέρος του διαλύτη δεν εξατμίστηκε. Πράγματι, παρατηρώντας το Σχ. 4.8 (α) μερικές οπές του μανδύα είναι απολύτως γεμάτες με το πυκνό

Σχήμα 4.8: (α) Διατομή του πυρήνα της LMA-5 με υμένια As_2S_3 στις οπές της. (β) Μεγέθυνση μιας οπής της ΙΦΚ (LMA-5) απεικονίζοντας το λεπτό υμένιο As_2S_3 στα τοιχώματα της.

διάλυμα $\text{EDA}/\text{As}_2\text{S}_3$. Επίσης και στις οπές, όπου ο διαλύτης έχει εξατμιστεί, παρατηρείται ότι το υμένιο που έχει δημιουργηθεί είναι μεγαλύτερου πάχους σε σχέση με την προηγούμενη περίπτωση (ESM-12-01). Να επισημανθεί πως το ποσοστό του διαλύτη που δεν έχει εξατμιστεί δεν επηρεάζει την εγκυρότητα των πειραματικών αποτελεσμάτων, αφού η μόνη επιρροή του είναι μια μικρή αλλαγή στο δείκτη διάθλασης. Τέλος το παρακάτω Σχ. 4.9 παρουσιάζει το αποτέλεσμα από φασματοσκοπία EDX (Energy Dispersive X-ray spectroscopy). Το Σχ. 4.9 (α) απεικονίζει το σημείο εστίασης που χρησιμοποιήθηκε για την φασματοσκοπία EDX ενώ το Σχ. 4.9 (β) παρουσιάζει το τελικό φάσμα με έμφαση στην ύπαρξη των στοιχείων As και S στην χημική δομή, επιβεβαιώνοντας έτσι την δημιουργία υμενίου As_2S_3 ,

Σχήμα 4.9: (α) Μεγέθυνση οπής και σημείο εστίασης για χαρακτηρισμό EDX. (β) Φασματική απεικόνιση των στοιχείων του σημείου εστίασης, με έμφαση στα στοιχεία As και S.

4.4.2 Κενού πυρήνα

Εδώ παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την ανάπτυξη νέων οπτικών στοιχείων με χρήση της ΚΠ-ΙΦΚ. Όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα η ΚΠ-ΙΦΚ ήταν η εμπορικά διαθέσιμη HC-1550 με πυρήνα $\sim 10\mu m$ και απόσταση μεταξύ οπών $\sim 3.8\mu m$. Το Σχ. 4.10 (α) παρουσιάζει την διατομή της ΚΠ-ΙΦΚ που χρησιμοποιήθηκε για τα πειράματα. Η εναπόθεση του υλικού έγινε με τον ίδιο τρόπο με παραπάνω. Η συγκέντρωση του διαλύματος που χρησιμοποιήθηκε είναι ίδια με πριν (c1). Για χρόνο $\sim 15min$ το διάλυμα διηθήθηκε αρκετά cm (~ 6) μέσα στις οπές της ΚΠ-ΙΦΚ. Το Σχ. 4.10 (β) δείχνει την μεγέθυνση του πυρήνα - και όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις - στο λεπτό υμένιο που δημιουργήθηκε στην εσωτερική επιφάνεια του καναλιού της ίνας, εμφανίστηκαν μικρές “νησίδες” γυαλιού As_2S_3 . Επίσης με βάση το Σχ. 4.10 (γ), η εναπόθεση του διαλύματος στις οπές του μανδύα, δείχνει να σχηματίζει λωρίδες στις γωνίες της εξαγωνικής οπής (συνεχόμενα βέλη στο Σχ. 4.10 (γ)) ενώ στην υπόλοιπη περιοχή το υμένιο γυαλιού είναι πιθανότατα πολύ λεπτότερο και ομοιόμορφο (διακεκομμένο βέλος στο Σχ. 4.10 (γ)).

Σχήμα 4.10: (α) Φωτογραφία ηλεκτρονικής σάρωσης SEM της ΚΠ-ΙΦΚ (β) Μεγέθυνση του πυρήνα της ίνας με έμφαση στην δημιουργία φυσαλίδων στην επιφάνεια. (γ) Απεικόνιση των λωρίδων γυαλιού που έχουν δημιουργηθεί στις γωνίες της εξαγωνικής δομής.

Το παρακάτω Σχ. 4.11 (α) απεικονίζει το σημείο εστίασης που χρησιμοποιήθηκε για την φασματοσκοπία EDX ενώ το Σχ. 4.11 (β) παρουσιάζει την ύπαρξη των στοιχείων As και S στην χημική δομή.

Σχήμα 4.11: (α) Μεγέθυνση οπής και σημείο εστίασης για χαρακτηρισμό EDX. (β) Φασματική απεικόνιση των στοιχείων του σημείου εστίασης, με έμφαση στα στοιχεία As και S.

4.5 Ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων

Η συγκεκριμένη ενότητα εστιάζει στα πειραματικά αποτελέσματα από τον πειραματικό χαρακτηρισμό των υβριδικών As_2S_3 ινών. Αρχικά παρουσιάζεται ο χαρακτηρισμός Raman που πραγματοποιήθηκε στις νέες υβριδικές ίνες για μελέτη των νέων δομικών στοιχείων. Στην συνέχεια παρουσιάζεται η άμεση μετατροπή της κυματοδότησης από ΟΑ σε ΦΧ μετά την διήθηση του υλικού στις οπές της ΙΦΚ (όπως αναφέρθηκε και στην ενότητα 4.3, η ακριβής περιγραφή της κυματοδότησης είναι ως ARROW, ωστόσο σε αυτή την διατριβή θα αναφέρεται ως ΦΧ).

Χαρακτηρισμός δειγμάτων με σκέδαση Raman

Για τον χαρακτηρισμό των νέων $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$ ινών, εφαρμόστηκαν μετρήσεις με μικρό-Raman φασματοσκοπία, σε γεωμετρία οπίσθιου-σκεδασμού με χρήση He-Ne laser (632.8nm), δηλ. σε συνθήκες μη-συντονισμού, για να αποφευχθούν όποια φωτο-επαγόμενα φαινόμενα στο υμένιο του As_2S_3 . Χρησιμοποιήθηκε επίσης οπτικό μικροσκόπιο (Olympus BHSM-BH2) για την εστίαση της διεγείρουσας δέσμης και για την συλλογή του σκεδασμένου φωτός. Η εστίαση της δέσμης έγινε με 100x και 50x αντικειμενικούς φακούς και το σκεδασμένος φώς (ανίχνευση με συσκευή CCD) επεξεργαζόταν μέσω του Raman οργάνου Jobin Yvon T64000 με ανάλυση $\sim 3\text{cm}^{-1}$. Τα αντιπροσωπευτικά Raman φάσματα από το αρχικό γυαλί (bulk glass), τα διαλύματα αμίνων/ As_2S_3 και τα άμορφα υμένια μέσα στις οπές της ΙΦΚ μετά την εξάτμιση του διαλύτη παρουσιάζονται στο Σχ. 4.12. Τα φάσματα Raman των νανοκολλοειδών διαλυμάτων $\text{As}_2\text{S}_3/\text{BA}$ και

$\text{As}_2\text{S}_3/\text{EDA}$ διεγερθήκαν με μήκος κύματος 1064nm και καταγράφηκαν με Raman φασματογράφο (μέσω μετατροπής Fourier). Το Σχ. 4.12 (α) δείχνει τα φάσματα που σχετίζονται με την συγκέντρωση c_1 (BA διαλυτής), ενώ το Σχ. 4.12 (β) δείχνει τα αντίστοιχα φάσματα για την πυκνή συγκέντρωση c_2 (EDA διαλυτής). Οι κορυφές που σημειώνονται ως A ($\sim 328\text{ cm}^{-1}$) και B ($\sim 375\text{ cm}^{-1}$) αντιπροσωπεύουν τις μοριακές δονήσεις της πυραμιδικής μονάδας $\text{AsS}_{3/2}$ της από-πολυμερισμένης δομής [19]. Η προέλευση της κυρίαρχης κορυφής Raman στο σημείο C που βρίσκεται $\sim 435\text{ cm}^{-1}$ είναι ακόμα αμφιλεγόμενη [17,20]. Παρόλο που έχει συνδεθεί με δονήσεις S-S σε As-S-S-As μονάδες, είναι γνωστό ότι οι δονήσεις δισουλφιδίου είναι σε μεγαλύτερους κυματάριθμους όπως για παράδειγμα $\sim 495\text{ cm}^{-1}$. Εδώ προτείνεται ωστόσο ότι οι δονήσεις στο 435 cm^{-1} προέρχονται από μια νέα διάταξη δεσμών που γίνεται μεταξύ του αρσενικού, θείου, και άζωτο στην παρουσία διαλύτη. Η μείωση της έντασης Raman με βάση την γήρανση υποστηρίζει το συγκεκριμένο ισχυρισμό.

Σχήμα 4.12: Μετρήσεις χαρακτηρισμού Raman του διαλύματος As_2S_3 καθώς και το υλικού που έχει σχηματιστεί μέσα στις οπές της ΙΦΚ για συγκέντρωση διαλύματος (α) c_1 και (β) c_2 .

Το φάσμα Raman του As_2S_3 (βλ. bulk glass As_2S_3 γραφική στο Σχ. 4.12) έχει εξεταστεί ευρέως στην βιβλιογραφία. Το φάσμα έχει ένα μεγάλο εύρος από $250\text{--}420\text{ cm}^{-1}$ και περιέχει έναν αριθμό από διάφορες γραμμές

Raman. Σε γενικές γραμμές τα φάσματα των As-S σε BA και σε διαλύτη EDA παρουσιάζουν τρεις κύριες μπάντες σε ίδιες ενέργεια και σημειώνονται με κάθετες διακεκομμένες γραμμές. Η κύρια διαφορά τους είναι η σχετική ένταση Raman και προέρχεται από τις διαφορετικές αλληλεπιδράσεις As-S/αμίνης. Επίσης, οι φασματικές μπάντες του As_2S_3 /EDA (c2) είναι πιο έντονες και έρχονται σε συμφωνία με φάσματα διαλυμάτων με παρόμοια συγκέντρωση που έχουν αναφερθεί στην βιβλιογραφία [17]. Οι πάνω γραφικές παραστάσεις στο Σχ. 4.12 (α) και (β) απεικονίζουν τα φάσματα Raman για τις As_2S_3 /ESM και As_2S_3 /LMA ινών, που καταγράφηκαν από το άμορφο υμένιο που απέμεινε στις οπές της ΙΦΚ μετά την εξάτμιση του διαλύτη. Μπορεί να παρατηρηθεί, ότι μετά την εξάτμιση του το As_2S_3 δίκτυο έχει ανακατασκευαστεί και στις δύο περιπτώσεις ινών (ESM, LMA-5). Συγκεκριμένα, το φάσμα της As_2S_3 /ESM είναι παρόμοιο με αυτό του αρχικού ακατέργαστου γυαλιού (bulk glass) εκτός από μια μικρή διαφορά στην ενέργεια, που μπορεί να αποδοθεί στα απομεινάρια του διαλύτη στις θέσεις B και C. Συνεπώς, μετά την απομάκρυνση του διαλύτη οι ομάδες As-S επαναπολυμερίζονται για δημιουργήσουν πάλι το δομικό δίκτυο As_2S_3 μέσα στις οπές της ΙΦΚ.

4.5.1 Στοιχείο μετατροπής μηχανισμού κυματοδότησης

Μετά τον δομικό χαρακτηρισμό των δειγμάτων με χρήση Raman, ακολουθήθηκαν οι οπτικές μετρήσεις των δειγμάτων που αφορούν την μετάδοση του φωτός αλλά και τις απώλειες των νέων υβριδικών κυματοδηγών. Οι συγκεκριμένες ΙΦΚ από κυματοδότηση OA μετατράπηκε σε ΦΧ λόγω του υψηλού δείκτη διάθλασης του As_2S_3 . Ο συγκεκριμένος μηχανισμός παρέχει διακριτές μπάντες κυματοδότησης και τα τελευταία χρόνια γίνονται εκτενές μελέτες πάνω στον συγκεκριμένο μηχανισμό κυματοδότησης. Για την καταγραφή των φασμάτων μετάδοσης των υβριδικών As_2S_3 /ESM και As_2S_3 /LMA-5 ινών χρησιμοποιήθηκε υπερσυνεχούς φάσματος πηγή (supercontinuum source 500-1700nm) ενώ εξετάστηκαν και οι δύο διαφορετικές συγκεντρώσεις μέσα στις οπές της ΙΦΚ. Το εξερχόμενο φως συλλεγόταν με έναν αντικειμενικό φακό 20x και μια πολύτροπη μεγάλου πυρήνα οπτική ίνα, ενώ το σήμα καταγραφόταν με φασματογράφο. Οι μη επιθυμητοί ρυθμοί του μανδύα απομακρύνονταν με χρήση ίριδας πάνω στην κατεύθυνση της δέσμης ώστε μόνο το φως του πυρήνα να καταγράφεται.

Το Σχ. 4.13 παρουσιάζει τα αποτελέσματα από τις οπτικές μετρήσεις για την περίπτωση As_2S_3 /ESM. Το Σχ. 4.13 (α) και (β) απεικονίζει τα φάσματα μετάδοσης της As_2S_3 /ESM για την συγκέντρωση c1 και

As_2S_3 /ESM για την συγκέντρωση c_2 , ενώ τα Σχ. 4.14 (γ) και (δ) δείχνουν τις αντίστοιχες απώλειες (dB/cm). Από το Σχ. 4.13 (α) μπορεί να παρατηρηθεί ο ισχυρός μηχανισμός κυματοδήγησης ΦΧ. Η As_2S_3 /ESM (με c_1) παρουσιάζει αποκοπή μετάδοσης (cut-off) περίπου στο 1200nm μήκος κύματος ενώ στα μικρά μήκη κύματος (500-700nm) εμφανίζει πέντε στενά παράθυρα μετάδοσης. Στα μεγαλύτερα μήκη κύματος (750-1200nm), υπάρχουν δύο καθαρές μπάντες μετάδοσης με εύρος ~150nm (750-900nm) και ~300nm (900-1200nm), αντίστοιχα. Σε αντίθεση, η As_2S_3 /ESM (με c_2) ίνα παρουσιάζει πολύ πιο έντονα και απότομα ΦΧ μέχρι το 1750nm μήκος κύματος. Στα μικρά μήκη κύματος η As_2S_3 /ESM (με c_2) έχει διάφορα ΦΧ με σχετικά μικρά εύρη κυματοδήγησης. Σε μεγαλύτερα μήκη κύματος, το εύρος των ΦΧ αυξάνεται σημαντικά μαζί με την απόσταση που τα χωρίζει όπως φαίνεται και στο Σχ. 4.13 (β). Οι αντίστοιχες απώλειες του As_2S_3 /ESM (c_1) και As_2S_3 /ESM(c_2) μετρήθηκαν και παρουσιάζονται στο Σχ. 4.13 (γ) και (δ) αντίστοιχα. Για την περίπτωση της As_2S_3 /ESM(c_1), που είχε χαμηλότερο δείκτη διάθλασης, η συνολική απώλεια του φωτός της υβριδικής ίνας είναι αρκετές φορές χαμηλότερη από την περίπτωση As_2S_3 /ESM (c_2). Η τελευταία περίπτωση παρουσιάζει μέγιστες απώλειες της τάξης των 35dB/cm για το εύρος 1000-1250nm (Σχ.4.13 (δ)). Η ένθετη εικόνα απεικονίζει το κοντινό πεδίο του βασικού ρυθμού κυματοδήγησης του υβριδικού κυματοδηγού που καταγράφηκε με χρήση κάμερας CCD. Όπως μπορεί να παρατηρηθεί, το φώς μπορεί να κυματοδηγηθεί πάνω στα λεπτά υμένα γυαλιού που έχουν δημιουργηθεί μέσα στις οπές της ΙΦΚ. Ωστόσο, το προφίλ του υπερέκθετου (overexposed) βασικού ρυθμού δεν είναι ομοιόμορφο διότι η κοπή της ίνας δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι καθαρός ο ρυθμός.

Σχήμα 4.13: Μετάδοση φωτός σε **(α)** υβριδική As_2S_3 /ESM (με συγκέντρωση c1 και **(β)** As_2S_3 /ESM (με συγκέντρωση c2). **(γ)**, **(δ)** Απεικόνιση των αντίστοιχων απωλειών των υβριδικών ινών. Ένθετη εικόνα στο (δ) απεικονίζει το προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδηγησης στην περίπτωση της συγκέντρωσης διαλύματος c2.

Αντίστοιχα, τα πειράματα επαναλήφθηκαν για την περίπτωση της υβριδικής ίνας As_2S_3 /LMA-5 και για τις δύο συγκεντρώσεις c1, c2. Το Σχ. 4.14 παρουσιάζει τα αντίστοιχα φάσματα μετάδοσης και τις απώλειες των ινών. Η περίπτωση της As_2S_3 /LMA-5 (c1) παρουσιάζει αποκοπή μετάδοσης ~1500nm μήκος κύματος (βλ. Σχ.4.14(α)), ενώ η ίνα As_2S_3 /LMA-5 (c2) ~110nm (βλ. Σχ.4.14 (β)). Από το παρακάτω σχήμα και σε σχέση με το Σχ. 4.13, είναι εμφανές ότι η πυκνότερη συγκέντρωση c2, παρέχει μεγαλύτερου πάχους υμένια στις οπές της ΙΦΚ και συνεπώς τα ΦΧ είναι πιο έντονα και απότομα. Για παράδειγμα στην περίπτωση της As_2S_3 /LMA-5(c2) , το μέγιστο εύρος του παράθυρου μετάδοσης είναι ~275nm από το μήκος κύματος 875-1150nm. Οι αντίστοιχες απώλειες για την περίπτωση As_2S_3 /LMA-5(c1) ήταν στο εύρος 20 με 3 dB/cm. Η ίνα As_2S_3 /LMA-5(c2) παρουσιάζει παρόμοια επίπεδα απωλειών αλλά με διαφορετική κατανομή. Η οπτική φωτογραφία (ένθετη) του Σχ. 4.14 (δ) απεικονίζει επίσης το προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδηγησης. Το φως πάνω στα υμένια του As_2S_3

γυαλιού είναι πιο εμφανείς σε σχέση με την προηγούμενη περίπτωση αφού το πάχος των υμενίων στις οπές της ΙΦΚ πλέον είναι μεγαλύτερο.

Σχήμα 4.14: Μετάδοση φωτός σε (α) υβριδική As_2S_3 /LMA-5 (με συγκέντρωση c1 και (β) As_2S_3 /LMA-5 (με συγκέντρωση c2). (γ), (δ) Απεικόνιση των αντίστοιχων απωλειών των υβριδικών ινών. Ένθετη εικόνα στο (δ) απεικονίζει το προφίλ του βασικού ρυθμού κυματοδηγησης στην περίπτωση της συγκέντρωσης διαλύματος c2.

Γενικά, όλα τα παραπάνω φάσματα μετάδοσης, οι άκρες των ΦΧ μπορούν να περιγραφούν θεωρητικά χρησιμοποιώντας το μοντέλο ARROW που περιγράφηκε στην ενότητα 4.3. Σύμφωνα με το συγκεκριμένο μοντέλο, η τοποθεσία των χασμάτων μπορεί να καθοριστεί από τον συντονισμό του φωτός στα ανεξάρτητα υμένια γυαλιού υψηλού δείκτη διάθλασης. Ωστόσο, όπως προαναφέρθηκε, δεν υπήρχε η δυνατότητα θεωρητικής μελέτης των ΦΧ των ινών διότι το πάχος μερικών νανομέτρων δεν ήταν δυνατόν να καθοριστεί ακριβώς. Επίσης ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται με βάση την γήρανση του δείγματος με θερμοκρασία και η τιμή του αλλάζει με βάση την διαδικασία εξάτμισης του διαλύτη από τις οπές της ΙΦΚ. Συνεπώς αυτοί οι δύο λόγοι καθιστούσαν ένα σημαντικό εμπόδιο για την διεκπεραίωση της θεωρητικής μελέτης αφού μια μικρή αλλαγή των συγκεκριμένων παραμέτρων προκαλούν σημαντική αλλαγή στην τοποθεσία των ΦΧ.

4.5.2 Συντονισμός στοιχείου με χρήση ακτινοβολίας

Μετά την παρουσίαση των νέων υβριδικών $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$ ΙΦΚ και την κυματοδότηση τους με χρήση ΦΧ, αυτή η ενότητα επικεντρώνεται σε μία από τις βασικές ιδιότητες που κατέχουν τα χαλκογενή γυαλιά να είναι φωτό-ευαίσθητα μετά την ακτινοβολή τους σε μήκος κύματος κοντά στο ενεργειακό τους χάσμα και παρουσιάζει συνοπτικά η δυνατότητα που προσφέρεται μέσα από τα συγκεκριμένα υλικά για ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων με χρήση ακτινοβολίας. Συνεπώς τα συγκεκριμένα υλικά έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς για εφαρμογές που βασίζονται σε φωτο-επαγόμενα φαινόμενα [6]. Συγκεκριμένα, η ακτινοβολή των υλικών αυτών στο απαιτούμενο μήκος κύματος (συνήθως 633nm) δημιουργούν ταυτόχρονα, φωτο-διαστολή (photoexpansion) και φωτο-διαθλαστική αλλαγή (photorefractive change). Η συγκεκριμένη διδακτορική διατριβή ωστόσο επικεντρώνεται στο τελικό αποτέλεσμα αλλαγής των οπτικών ιδιοτήτων των υβριδικών As_2S_3 ΙΦΚ, και δεν ασχολείται με τους φυσικοχημικούς μηχανισμούς που λαμβάνουν μέρος στο υλικό (As_2S_3). Εκτενής μελέτη αυτών των μηχανισμών γίνεται στις αναφορές [21, 22]. Στο παρακάτω Σχ. 4.15 παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τον χαρακτηρισμό των υβριδικών ΙΦΚ. Η παρακολούθηση του οπτικού σήματος (φάσμα) πραγματοποιήθηκε με την ίδια διάταξη όπως στα προηγούμενα πειράματα (βλ. κεφάλαιο 3), ωστόσο μια επιπλέον πηγή στο μήκος κύματος 473nm χρησιμοποιήθηκε για την ακτινοβολή της υβριδικής ΙΦΚ από πλάγια όπου το χαλκογενές υλικό έχει μεγάλη απορρόφηση. Σε αυτό το σημείο η υβριδική As_2S_3 ΙΦΚ αναπτύχθηκε με τον ίδιο τρόπο όπως παρουσιάστηκε στην προηγούμενη ενότητα ενώ η ΙΦΚ ήταν η LMA-13 (βλ. κεφάλαιο 3, ενότητα 3.2 για τα χαρακτηριστικά της ίνας). Για την ομοιόμορφη ακτινοβολή του δείγματος χρησιμοποιήθηκε επίσης βηματικός κινητήρας (Thorlabs DDSM100/M) που με σταθερή ταχύτητα μετατόπιζε το δείγμα κατά μήκος της ίνας.

Σχήμα 4.15: Πειραματική διάταξη για τον χαρακτηρισμό των υβριδικών $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$ ΙΦΚ. Το μήκος κύματος που χρησιμοποιήθηκε για την ακτινοβολή του δείγματος ήταν με πηγή στο 473nm.

Το παρακάτω Σχ. 4.16 παρουσιάζει το φάσμα μετάδοσης της υβριδικής $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$ ΙΦΚ. Όπως προαναφέρθηκε, η πηγή που χρησιμοποιήθηκε ήταν στο 473nm μήκος κύματος και με ισχύ ~35mW. Το φως εστιάστηκε με χρήση φακού $\times 10$ όπως φαίνεται και στην πειραματική διάταξη. Το δείγμα σαρώθηκε 4 φορές (μπρος και πίσω) με σταθερή ταχύτητα ~80mm/λεπτό. Όπως παρατηρείται και στο παρακάτω σχήμα το φωτο-επαγόμενο φαινόμενο προκαλεί μετατόπιση των άκρων των ΦΧ καθώς και αλλαγή στην ένταση τους.

Σχήμα 4.16: Φάσμα μετάδοσης της υβριδικής ίνας προ- (μαύρη γραμμή) και μετά (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) ακτινοβολήσης με πηγή στα 473nm μήκος κύματος από 500-1750nm.

Η συγκεκριμένη αλλαγή μπορεί να μεταφραστεί με βάση την αλλαγή του δείκτη διάθλασης των υμενίων As_2S_3 που έχουν δημιουργηθεί στην εσωτερική επιφάνεια των οπών της ΙΦΚ. Η μεγαλύτερη χρονική διάρκεια ακτινοβολήσης του δείγματος αυξάνει στην ουσία την απορρόφηση του χαλκογενές υμενίου στις οπές. Συνεπώς το ΦΧ μετατοπίζεται (εφόσον έχει επέλθει διαφορετικός δείκτης διάθλασης) και μειώνεται η ένταση του. Το παρακάτω Σχ. 4.17 (α) παρουσιάζεται η μετατόπιση της άκρης του κάθε ΦΧ ξεχωριστά (~700nm, ~800nm, κτλ.) ενώ το Σχ. 4.17 (β) δείχνει την αντίστοιχη μείωση της έντασης του ΦΧ. Και στις δύο περιπτώσεις, είναι εμφανές η εξάρτηση του φωτο-επαγόμενου φαινομένου με το μήκος κύματος. Με βάση τα παρακάτω σχήματα, επιβεβαιώνεται το γεγονός ότι για μεγαλύτερα μήκη κύματος οι αλλαγές είναι μεγαλύτερες. Αυτό οφείλεται πιθανότατα στο γεγονός ότι στα μεγαλύτερα μήκη κύματος, το φως αλληλεπιδρά περισσότερο με τα υμένια που έχουν σχηματιστεί στις οπές και συνεπώς και με τις αλλαγές που έχουν υποστεί.

Σχήμα 4.17: (α) Μετατόπιση της ακραίας τιμής του φωτονικού χάσματος για κάθε φωτονικό χάσμα. (β) Αλλαγή της έντασης της μέγιστης μετάδοσης φωτός για κάθε φωτονικό χάσμα.

Όσο το παραπάνω φαινόμενο και η βελτιστοποίηση των οπτικών ιδιοτήτων και του συντονισμού απαιτούν εκτεταμένη μελέτη, αρχικά στις ιδιότητες του χαλκογενές υλικού και στην συνέχεια στις υβριδικές ΙΦΚ. Ο κύριος σκοπός των παραπάνω αποτελεσμάτων είναι η παρουσίαση των δυνατοτήτων των υβριδικών ΙΦΚ για ανάπτυξη όλο-οπτικών συντονιζόμενων στοιχείων (all-optical tunable devices).

4.6 Συμπεράσματα

Το συγκεκριμένο κεφάλαιο επικεντρώθηκε στην περιγραφή, χαρακτηρισμό και παρουσίαση νέων αποτελεσμάτων στις υβριδικές γυαλί/γυαλί ΙΦΚ. Αναλυτικότερα, παρουσιάστηκε για πρώτη φορά ο συνδυασμός χαλκογενών υλικών (As_2S_3) σε μορφή διαλύματος με τις λειτουργικές ΣΠ- και ΚΠ-ΙΦΚ. Αρχικά γίνεται μια σύντομη παρουσίαση των ιδιοτήτων του νανοκολλοειδή διαλύματος As_2S_3 και πώς η διαδικασία εξάτμισης του διαλύτη έχει καθοριστικό ρόλο στις οπτικές ιδιότητες του τελικού υμενίου As_2S_3 . Στην συνέχεια γίνεται επίσης μια σύντομη αναφορά για το μοντέλο που απαιτείται για την θεωρητική περιγραφή της κυματοδηγησης αυτών των νέων υβριδικών $\text{As}_2\text{S}_3/\text{silica}$ ΙΦΚ. Επίσης εξηγούνται οι λόγοι που το συγκεκριμένο θεωρητικό μοντέλο δεν μπορεί να εφαρμοστεί στην παρούσα περίπτωση για την βελτιστοποίηση των πειραματικών αποτελεσμάτων. Η ενότητα 4.4 επικεντρώνεται στην περιγραφή των απαιτούμενων βημάτων για την σύνθεση του νανοκολλοειδή διαλύματος As_2S_3 καθώς και στην ανάπτυξη των υβριδικών ΙΦΚ και στις δύο περιπτώσεις ινών (στερεού και κενού πυρήνα). Η συγκεκριμένη μεθοδολογία παρουσιάστηκε για πρώτη φορά παγκοσμίως βελτιώνοντας δραματικά τον τρόπο διήθησης γυαλιών στις οπές της ΙΦΚ. Τέλος, περιγράφονται τα πειραματικά αποτελέσματα από τις

οπτικές μετρήσεις των νέων υβριδικών ινών δίνοντας έμφαση στην ανάπτυξη στοιχείων που κυματοδηγούν με χρήση ΦΧ. Επίσης γίνεται μια σύντομη παρουσίαση αποτελεσμάτων σχετικά με την δυνατότητα που προσφέρουν τα συγκεκριμένα υλικά για ανάπτυξη συντονιζόμενων στοιχείων και φίλτρων μέσω του φωτο-επαγόμενου φαινομένου που παρουσιάζουν τα συγκεκριμένα χαλκογενή γυαλιά. Συνοψίζοντας, σκοπός του συγκεκριμένου κεφαλαίου ήταν να παρουσιάσει μια νέα οπτική για την ανάπτυξη υβριδικών ΙΦΚ, με χρήση σύνθετων και δύσκολων (χημικά) υλικών με απλό, οικονομικό και αποτελεσματικό τρόπο. Η συγκεκριμένη μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για την ανάπτυξη αυτών των ινών ανοίγει νέες κατευθύνσεις για τις ΙΦΚ όπου περισσότερα από ένα υλικά (σε μορφή υμενίων) μπορούν να διηθηθούν στις οπές για προχωρημένα ολοκληρωμένα συστήματα μέσα σε μία ΣΠ- ή/και ΚΠ-ΙΦΚ.

4.7 Αναφορές

- [1] A. Zakery and S. R. Elliott, Optical nonlinearities in chalcogenide glasses and their applications (Berlin, Springer, 2007).
- [2] 7. F. Smektala, C. Quémard, L. LeNeindre, J. Lucas, A. Barthélémy, and C. De Angelis, “Chalcogenide glasses with large non-linear refractive indices,” *J. Non-Cryst. Solids* 239, 139–142 (1998).
- [3] J. S. Sanghera and I. D. Aggarwal, “Active and passive chalcogenide glass optical fibers for IR applications: a review,” *J. Non-Cryst. Solids*, 256-257, 6–16 (1999).
- [4] K. Shimakawa, A. Kolobov, and S. R. Elliott, “Photoinduced effects and metastability in amorphous semiconductors and insulators,” *Adv. Phys.* 44, 475-588 (1995).
- [5] S. N. Yannopoulos, F. Kyriazis and I. P. Chochliouros, “Composition-dependent photosensitivity in As-S glasses induced by bandgap light: Structural origin by Raman scattering”, *Optics Letters* 36, 534–536 (2011).
- [6] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies, and K. Richardson, “Chalcogenide photonics”, *Nat. Photonics* 5, 141–148 (2011).
- [7] C. Conseil, Q. Coulombier, C. Boussard-Plédel, J. Troles, L. Brilland, G. Renversez, D. Mechin, B. Bureau, J. L. Adam, and J. Lucas, “Chalcogenide step index and microstructured single mode fibers,” *J. Non-Cryst. Solids* 357, 2480–2483 (2011).
- [8] N. Granzow, S. P. Stark, M. A. Schmidt, A. S. Tverjanovich, L. Wondraczek, and P. St. J. Russell, “Supercontinuum generation in chalcogenide-silica step-index fibers,” *Opt. Express* 19, 21003-21010 (2011).
- [9] E. C. Mägi, L. B. Fu, H. C. Nguyen, M. R. Lamont, D. I. Yeom, and B. J. Eggleton, “Enhanced Kerr nonlinearity in sub-wavelength diameter As_2Se_3 chalcogenide fiber tapers,” *Opt. Express* 15, 10324-10329 (2007).
- [10] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, “Fabrication of complex structures of holey fibers in chalcogenide glass,” *Opt. Express* 14, 1280-1285 (2006).
- [11] M. El-Amraoui, G. Gadret, J. C. Jules, J. Fatome, C. Fortier, F. Désévéday, I. Skripatchev, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, W. Gao, T. Suzuki, Y. Ohishi, and F. Smektala, “Microstructured chalcogenide optical fibers from As_2S_3 glass: towards new IR broadband sources,” *Opt. Express* 18, 26655-26665 (2010).

- [12] N. Granzow, P. Uebel, M. A. Schmidt, A. S. Tverjanovich, L. Wondraczek, and P. St. J. Russell, “Bandgap guidance in hybrid chalcogenide-silica photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.* **36**, 2432–2434 (2011).
- [13] C. Tsay, Y. Zha, and C. B. Arnold, “Solution-processed chalcogenide glass for integrated single-mode mid-infrared waveguides,” *Opt. Express* **18**, 26744–26753 (2010).
- [14] C. Tsay, E. Mujagić, C. K. Madsen, C. F. Gmachl, and C. B. Arnold, “Mid-infrared characterization of solution-processed As_2S_3 chalcogenide glass waveguides,” *Opt. Express* **18**, 15523–15530 (2010).
- [15] D. J. Milliron, S. Raoux, R. Shelby, J. Jordan-Sweet, “Solution-phase deposition and nanopatterning of GeSbSe phase-change materials,” *Nat. Mater.* **6**, 353–356 (2007).
- [16] N. Litchinitser, S. Dunn, P. Steinvurzel, B. Eggleton, T. White, R. McPhedran, and C. de Sterke, “Application of an ARROW model for designing tunable photonic devices,” *Opt. Express* **12**, 1540–1550 (2004).
- [17] T. A. Guiton and C. G. Pantano, “Solution/gelation of arsenic trisulfide in amine solvents,” *Chem. Mater.* **1**, 558–563 (1989).
- [18] S. Song, J. Dua, and C. B. Arnold, “Influence of annealing conditions on the optical and structural properties of spin-coated As_2S_3 chalcogenide glass thin films,” *Opt. Express* **18**, 5472–5480 (2010).
- [19] K. S. Andrikopoulos, A. G. Kalampounias, and S. N. Yannopoulos, “Rounding effects on doped sulfur’s living polymerization: The case of As and Se,” *Phys. Rev. B* **72**, 014203 (2005).
- [20] G. C. Chern and I. Lauks, “Spin coated amorphous chalcogenide films: Structural characterization,” *J. Appl. Phys.* **54**, 2701–2705 (1983).
- [21] I. V. Kabakova, L. Zou, G. A. Brawley, C. Florea, I. D. Aggarwal, J. S. Sanghera, E. C. Mägi, E. Li, and B. J. Eggleton, “Dynamics of photoinduced refractive index changes in As_2S_3 fibers,” *Appl. Opt.* **51**, 7333–7338 (2012).
- [22] K. Petkov and P. J. S. Ewen, “Photoinduced changes in the linear and non-linear optical properties of chalcogenide glasses,” *J. Non-Cryst. Solids* **249(2-3)**, 150–159 (1999).

Κεφάλαιο 5

Πολυμερικές Ίνες Φωτονικών Κρυστάλλων

Το παρόν κεφάλαιο εστιάζει αποκλειστικά στις πολυμερικές ΣΠ-ΙΦΚ και παρουσιάζει όλα τα ερευνητικά αποτελέσματα στα πλαίσια της παρούσας διδακτορικής διατριβής. Αρχικά γίνεται μια σύντομη αναφορά σε πολυμερικές ΙΦΚ που βασίζονται σε δύο πολυμερικά υλικά, πολυμεθακρυλικός μεθυλεστέρας (γνωστό ως PMMA) και συμπολυμερή (γνωστό ως TOPAS). Στην συνέχεια γίνεται μια εκτενής περιγραφή ο τρόπος κατασκευής των πολυμερικών ΙΦΚ (ΠΙΦΚ) με χρήση του πύργου εφέλκυσμού, ωστόσο η διαδικασία προετοιμασίας της προδομής είναι διαφορετική από αυτή των γυάλινων ινών. Η ενότητα 5.4 επικεντρώνεται στην μέθοδος και την πειραματική διάταξη εγγραφής φραγμάτων Bragg ενώ η επόμενη ενότητα (5.5) παρουσιάζει τα πειραματικά αποτελέσματα από την ανάπτυξη και χαρακτηρισμό αισθητήρα τάνσης με χρήση PMMA και TOPAS ΙΦΚ. Τέλος, παρουσιάζεται και μια καινοτόμα διάταξη αισθητήρα με χρήση πολυμερικής ΙΦΚ (έχοντας δύο πυρήνες) για χρήση σε βιολογικές εφαρμογές και ανίχνευση στρεπταβιδίνης.

5.1 Εισαγωγή

Οι πολυμερικές οπτικές ίνες (ΠΟΙ) έχουν αρκετά πλεονεκτήματα σε σχέση με τις γυάλινες. Πρώτα από όλα οι ΠΟΙ μπορούν να χρησιμοποιηθούν για κλινικές εφαρμογές λόγω της βιο-συμβατικότητας τους σε συνδυασμό με την ευελιξία και τον μη-εύθραυστο χαρακτήρα τους, θεωρούνται ιδανικές για εντός οργανισμού (in-vivo) εφαρμογές [1-7]. Οι δύο άλλες σημαντικές ιδιότητες των ΠΟΙ είναι και η αντοχή τους σε υψηλά επίπεδα εφέλκυσμού και συνεπώς χρησιμοποιούνται ευρέως για ανάπτυξη αισθητήρων μεγάλης επιμήκυνσης (>1%) [8], καθώς και η χαμηλή σταθερά Young's που τους επιτρέπει για ανίχνευση δύναμης με μεγάλη ευαισθησία [9]. Η πρώτη πολυμερική ίνα με φράγματα Bragg ήταν στο μήκος κύματος 1576nm και κατασκευάστηκε σε φωτοευαίσθητη μονορυθμική βηματικού δείκτη PMMA ΠΟΙ το 1999 [10]. Τα φράγματα Bragg είναι μια περιοδική διαταραχή του δείκτη διάθλασης στον πυρήνα και με βάση την περίοδο της περιοδικότητας αντανakλούν ένα μοναδικό μήκος κύματος. Αναλυτικότερη περιγραφή των

φραγμάτων Bragg γίνεται στην ενότητα 5.4. Επίσης η πρώτη εγγραφή φραγμάτων Bragg στο μήκος κύματος 1570nm πραγματοποιήθηκαν σε ΠΙΦΚ το 2005 [11]. Μετά από μια πενταετία, αναφέρθηκε και η κατασκευή φραγμάτων Bragg ~ 850nm μήκος κύματος, όπου και οι απώλειες των πολυμερικών ινών είναι λιγότερες [12,13]. Στις περισσότερες αναφορές φραγμάτων Bragg σε ΠΟΙ, το υλικό των ινών είναι το PMMA όπου η απόκριση των φραγμάτων εξαρτάται από την θερμοκρασία και την υγρασία του περιβάλλοντος [14].

Το θέμα της υγρασίας λύθηκε για πρώτη φορά το 2007 με την κατασκευή της πρώτης ΠΙΦΚ από το πολυμερές TOPAS και έτσι καθιερώθηκε ως το δεύτερο ευρύτερο υλικό κατασκευής μετά το PMMA. Το συγκεκριμένο πολυμερικό υλικό ανήκει στην κατηγορία των κυκλικών συμπολυμερών (COCs), η οποία αποτελεί μια κατηγορία θερμοπλαστικών όπου είναι χημικά ουδέτερα, έχουν χαμηλή πρόσληψη υγρασίας, υψηλό φράγμα νερού και καλή οπτική μετάδοση [14]. Συνεπώς τα φράγματα Bragg σε TOPAS ΙΦΚ δεν επηρεάζονται από την υγρασία. Σε όλες τις εργασίες που έχουν δημοσιευτεί το υλικό TOPAS που έχει χρησιμοποιηθεί είναι βαθμού 8007 (κωδική ονομασία προϊόντος) , το οποίο έχει θερμοκρασία υαλώδους μετάβασης T_g , ~80°C. Στα πλαίσια της παρούσας διδακτορικής διατριβής παρουσιάζεται για πρώτη φορά η κατασκευή και ο χαρακτηρισμός φραγμάτων Bragg σε TOPAS ΙΦΚ (βαθμού 5013) με T_g ~135°C.

Στην αρχή του κεφαλαίου γίνεται μια σύντομη περιγραφή των ιδιοτήτων των δύο κυρίως πολυμερικών υλικών που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή είτε ΠΟΙ ή ΠΙΦΚ και όπως προαναφέρθηκε τα υλικά αυτά είναι το PMMA και το TOPAS. Στην συνέχεια περιγράφεται ο τρόπος κατασκευής των ΠΙΦΚ καθώς και όλη την πειραματική διαδικασία εγγραφής φραγμάτων Bragg σε πολυμερικές ίνες με την τεχνική της “μάσκας” (phase mask technique). Στην ενότητα 5.5 παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα από την ανάπτυξη αισθητήρων τάνυσης χρησιμοποιώντας τα φράγματα Bragg σε συμβατική πολυμερική ίνα, σε PMMA ΙΦΚ και σε υψηλού- T_g TOPAS ΙΦΚ. Τέλος, παρουσιάζεται μια νέα δομή που σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής δίνοντας έμφαση στην δυνατότητα που προσφέρουν οι ΠΙΦΚ για ανάπτυξη αισθητήρων βιολογικών εφαρμογών. Η συγκεκριμένη θεωρητική μελέτη εστιάζει στην ανίχνευση της α-στρεπταβιδίνης με χρήση μιας καινοτόμας δομής αποτελούμενης από δύο πυρήνες.

5.2 Χημικές και φυσικές ιδιότητες πολυμερικών ινών

Σε αυτή την ενότητα περιγράφονται κάποιες από τις βασικές χημικές και φυσικές ιδιότητες των πολυμερικών υλικών κατασκευής των ινών που

χρησιμοποιήθηκαν στα πειράματα. Συγκεκριμένα, παρουσιάζεται το ευρέως γνωστό PMMA και το συμπολυμερή TOPAS.

5.2.1 Πολυμεθακρυλικός μεθυλεστέρας (PMMA)

Το PMMA είναι το πιο κοινό υλικό για την κατασκευή πολυμερικών ινών. Το μονομερές του PMMA είναι μεθακρυλικός μεθυλεστέρας (MMA). Το PMMA κατασκευάζεται από τέτοια μονομερή μέσω πολυμερισμού [15]. Κατά την διάρκεια του πολυμερισμού, ο διαχωρισμός των διπλών δεσμών άνθρακα-άνθρακα του MMA επιτρέπουν τα μικρά μόρια να κολλήσουν μαζί και να σχηματίσουν μια μακριά μοριακή αλυσίδα. Οι ιδιότητες του PMMA περιγράφονται στον παρακάτω Πίν. 5.1 και συγκρίνονται με τις αντίστοιχες των γυάλινων οπτικών ινών.

Ιδιότητα	PMMA	Silica	Μονάδες
Πυκνότητα	1195	2200	kg/m ³
Σταθερά Young's	3.2	72	GPa
Ελαστικό όριο	10%	1%	
Συντελεστής θερμικής διαστολής	9×10^{-5}	5.5×10^{-7}	K ⁻¹
Θερμο-οπτικός συντελεστής	-1.10×10^{-4}	9.2×10^{-6}	K ⁻¹
Δείκτης διάθλασης (589nm)	~1.49	~1.45	

Πίνακας 5.1: Βασικές οπτικές και μηχανικές ιδιότητες του PMMA και άμεση σύγκριση με τις ιδιότητες της silica.

Εκτός από τις σχετικά μεγάλες απώλειες του PMMA, ένα σημαντικό μειονέκτημα του PMMA είναι και η υψηλή προσρόφηση του νερού (πάνω από 0.3wt% στους 23°C) [16]. Συνεπώς σε πολλά οπτικά εξαρτήματα και στοιχεία όπως για παράδειγμα φακοί, αλλάζει η γεωμετρία τους και κατά συνέπεια επηρεάζεται η οπτική τους απόδοση. Επίσης η προσρόφηση του νερού αυξάνει τις απώλειες της οπτικής ίνας.

Τα πειραματικά αποτελέσματα που παρουσιάζονται σε αυτό το κεφάλαιο αφορούν την ανάπτυξη αισθητήρων τάνυσης. Συνεπώς, εστιάζοντας στην πιο σημαντική ιδιότητα των πολυμερικών ινών, δηλαδή η δυνατότητα αντοχής σε μεγάλα επίπεδα εφελκυσμού, θα πρέπει να αναφερθεί ότι η ιδιότητα αυτή είναι σύνθετη στις πολυμερικές ίνες. Ο λόγος είναι ότι μια πολύ σημαντική παράμετρος είναι ο τρόπος κατασκευής της ίνας και η ένταση εφελκυσμού από τον πύργο κατά την διάρκεια. Σε κάθε περίπτωση ωστόσο, οι ΠΟΙ και οι ΠΙΦΚ αντέχουν σε μεγάλες επιμηκύνσεις (~10%) σε αντίθεση με τις γυάλινες ίνες. Για να επιτευχθεί μεγάλη αντοχή της ίνας σε εφελκυσμό, θα πρέπει η ένταση εφελκυσμού να είναι σε χαμηλό ρυθμό όπως έχει παρουσιαστεί και στην αναφορά [17], η οποία επιτρέπει τον

μοριακό προσανατολισμό κατά μήκος της ίνας. Επίσης μια ακόμα παράμετρος είναι και η γήρανση που υπόκειται η οπτική ίνα σε θερμοκρασία. Εκτενής μελέτη για το πώς επηρεάζει η θερμοκρασία γήρανσης στην επίδοση της ίνας γίνεται στην ενότητα 5.5.

5.2.2 Συμπολυμερή κυκλικών ολεφινών (TOPAS)

Το συμπολυμερές TOPAS κατασκευάζεται από την εταιρία Topas Advanced Polymers GmbH και βασίζεται σε συμπολυμερισμό του νορμπορνενίου και αιθυλενίου χρησιμοποιώντας ως καταλύτη μεταλλοκένιο και είναι άμορφο διαπερατό συμπολυμερή. Το TOPAS έχει διάφορους βαθμούς με διαφορετικό νορμπορνένιο και συγκεκριμένα στην παρούσα διδακτορική παρουσιάζεται η κατασκευή ίνας με νέο βαθμό TOPAS 8013 με υψηλό Tg. Η υψηλή διαπερατότητα του συγκεκριμένου υλικού έχει πολύ καλές οπτικές ιδιότητες όπως για παράδειγμα χαμηλή διπλοδιαθλαστικότητα, χαμηλή απορρόφηση νερού (0.01% απορρόφηση σε 24 ώρες εμβάπτιση σε νερό στους 23°C), υψηλό αριθμό Abbe και υψηλή ακαμψία.

Ιδιότητα	TOPAS	Μονάδες
Πυκνότητα	1020	kg/m ³
Σταθερά Young's	~3.2	GPa
Ελαστικό όριο	~10%	
Συντελεστής θερμικής διαστολής	0.6x10 ⁻⁴	K ⁻¹
Θερμο-οπτικός συντελεστής	-1.10x10 ⁻⁴	K ⁻¹
Δείκτης διάθλασης (589nm)	~1.53	

Πίνακας 5.2: Βασικές οπτικές και μηχανικές ιδιότητες του συμπολυμερούς TOPAS βαθμού 5013 [18].

Το συγκεκριμένο συμπολυμερές χρησιμοποιήθηκε για την κατασκευή ΠΠΦΚ για την ανάπτυξη αισθητήρων τάνσης με υψηλή θερμοκρασία λειτουργίας (110°C) υπό σχετικά μεγάλα επίπεδα εφελκυσμού.

5.3 Κατασκευή πολυμερικής ίνας φωτονικού κρυστάλλου

Η συγκεκριμένη ενότητα επικεντρώνεται στην κατασκευή διαφορετικών πολυμερικών ΙΦΚ που πραγματοποιήθηκε στο Τεχνικό Πανεπιστήμιο Δανίας, Τμήμα Φωτονικής στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής. Η συγκεκριμένη ερευνητική ομάδα έχει άριστη τεχνογνωσία κατασκευής πολυμερικών ΙΦΚ για ανάπτυξη οπτικών αισθητήρων.

5.3.1 Πύργος κατασκευής ινών φωτονικών κρυστάλλων

Ο συγκεκριμένος πύργος εφελκυσμού χρησιμοποιείται μόνο για κατασκευή πολυμερικών ΙΦΚ και “μαλακών” γυάλινων ινών αφού φούρνος που είναι ενσωματωμένος δεν μπορεί να ξεπεράσει τους $\sim 1000^{\circ}\text{C}$. Ωστόσο είναι σχεδιασμένος με απόλυτο έλεγχο και σταθερότητα για χαμηλές θερμοκρασίες που απαιτούνται στις ΠΙΦΚ. Το παρακάτω Σχ. 5.1 (α) παρουσιάζει συνολικά τον πύργο εφελκυσμού που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της διατριβής για την κατασκευή των πολυμερικών ινών ενώ το Σχ. 5.1 (β) εστιάζει στο σημείο εφελκυσμού της ίνας σε πραγματικό χρόνο.

Σχ. 5.1: (α) Πύργος εφελκυσμού για την κατασκευή πολυμερικών ινών. (β) Φωτογραφία του πύργου στο σημείο εφελκυσμού της ίνας σε πραγματικό χρόνο.

Η κατασκευή της ίνας πραγματοποιείται σε δύο στάδια (όπως και στις γυάλινες ίνες). Αρχικά το πρώτο στάδιο αφορά την κατασκευή της αρχικής δομής της ίνας (cane) από μια προδομή διαμέτρου 6cm και μήκους 8-10cm, όπου η επιθυμητή δομή έχει δημιουργηθεί στην διατομή της προδομής όπως παρουσιάζεται παρακάτω και εφελκύεται σε διάμετρο 4 με 6mm (cane). Σε αυτές τις διαστάσεις η ίνα παρέχει την δυνατότητα κυματοδότησης στο εύρος συχνοτήτων Terahertz (THz) [19]. Η αρχική δομή που έχει δημιουργηθεί (cane) συσκευάζεται για να δημιουργηθεί μια δεύτερη προδομή. Η εξωτερική διάμετρος της δεύτερης προδομής εξαρτάται από τον σχεδιασμό της αρχικής προδομής και την επιθυμητή τελική διάμετρο. Συνήθως είναι μεταξύ 10 και 40mm. Η δεύτερη προδομή στην

συνέχεια γίνεται η τελική ίνα. Η προδομή τοποθετείται στον φούρνο, όπου μαλακώνει και το κάτω μέρος της δομής εξέρχεται εκτός του φούρνου λόγω της βαρύτητας. Η ίνα στην συνέχεια εφελκύεται είτε από τον εφελκυστή της αρχικής δομής (cane) εάν αρχικά τοποθετήθηκε στον φούρνο είτε από τον εφελκυστή της ίνας εάν η δεύτερη προδομή τοποθετήθηκε στον φούρνο. Η ταχύτητα τροφοδοσίας της προδομής και η ταχύτητα εφελκυσμού καθορίζουν την τελική διάμετρο της ίνας με βάση την αρχή διατήρησης της ενέργειας. Στο τέλος της κατασκευής της ίνας, η ΙΦΚ συλλέγεται από ειδικό σύστημα.

5.3.2 Σχεδιασμός ίνας φωτονικού κρυστάλλου

Οι δομές των πολυμερικών ΙΦΚ που θα κατασκευαστούν πρέπει να έχουν σχεδιαστεί αρχικά με την βοήθεια αριθμητικών προσομοιώσεων. Για τις προσομοιώσεις των βασικών ιδιοτήτων κυματοδηγησης, όπως ο αριθμός των ρυθμών που υποστηρίζεται από την ίνα, η διπλοδιαθλαστικότητα, και οι απώλειες, χρησιμοποιείται εμπορικά διαθέσιμο πρόγραμμα πεπερασμένων στοιχείων ονομαζόμενο COSMOL. Για να υπολογιστεί οι απώλειες συγκέντρωσης της ίνας χρησιμοποιείται επίσης και το CUDOS MOF utilities. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να αναφερθεί ωστόσο, ότι για περίπλοκες και καινοτόμες δομές ΠΙΦΚ απαιτείται εκτενής μελέτη και πιο περίπλοκους υπολογισμούς όπως για παράδειγμα πραγματοποιήθηκαν για την ανάπτυξη της ΠΙΦΚ με δύο πυρήνες για βιο-εφαρμογές που παρουσιάζεται πιο κάτω.

5.3.3 Προετοιμασία προδομής

Η τεχνική που χρησιμοποιείται για την παραγωγή της αρχικής προδομής βασίζεται στην κατασκευή οπών πάνω στο υλικό με χρήση ηλεκτρικού τρυπανιού. Ένα παράδειγμα των προδομών παρουσιάζεται στο Σχ. 5.2. Η δημιουργία των οπών γίνεται με αριθμητικά ελεγχόμενο μέσω υπολογιστή τρυπάνι επιτρέποντας την δημιουργία οποιασδήποτε επιθυμητής δομής με μεγάλη ακρίβεια και επαναληψιμότητα. Ωστόσο λόγω της κύρτωσης του τρυπανιού, η δημιουργία οπών με μικρή διάμετρο ($< 2\text{mm}$) δεν μπορούν να δημιουργηθούν κατά μήκος της προδομής. Για αυτό τον λόγο μόνο οπές με διάμετρο μεγαλύτερη από 2mm συνήθως κατασκευάζονται. Η κατασκευή της προδομής είναι το πρώτο βήμα στην παραγωγή της ίνας. Ακόμα και σε αυτό το στάδιο δημιουργίας της ίνας, μικρές αλλαγές στην διαδικασία κατασκευής των οπών μπορούν να μειώσουν δραματικά τις οπτικές απώλειες της ίνας. Η κατασκευή των οπών πραγματοποιείται με την βοήθεια νερού που ωστόσο έχει παρατηρηθεί ότι αυξάνει τις “ακαθαρσίες” και συνεπώς τις απώλειες. Σε κάθε περίπτωση οι απώλειες των ινών που κατασκευάστηκαν σε αυτή την διδακτορική διατριβή δεν εμπόδισαν την ανάπτυξη καινοτόμων οπτικών αισθητήρων.

Σχ.5.2: Απεικόνιση πολυμερικών προδομών από TOPAS και PMMA με κατασκευασμένη την επιθυμητή δομή της τελικής ΙΦΚ.

5.3.3 Παραμετροποίηση ελέγχου κατασκευής της ίνας

Οι κρίσιμοι παράμετροι κατά την διάρκεια κατασκευής των πολυμερικών ινών είναι η θερμοκρασία, η ένταση εφελκυσμού (tension), οι ταχύτητες τροφοδοσίας και εφελκυσμού. Πιο λεπτομερείς ανάλυση των συγκεκριμένων παραμέτρων δεν είναι στους σκοπούς της συγκεκριμένης διατριβής. Συνοπτικά ωστόσο μια πολύ σημαντική παράμετρος – ειδικά για ανάπτυξη αισθητήρων τάνυσης - είναι η ένταση εφελκυσμού της ίνας. Η συγκεκριμένη παράμετρος δεν είναι άμεση και συνεπώς αλλάζει με βάση άλλες παραμέτρους δημιουργώντας έτσι έναν επιπλέον βαθμό δυσκολίας για τον έλεγχο της. Η ένταση κατά την διάρκεια της κατασκευής της ίνας καθορίζει την παράταξη των πολυμερικών αλυσίδων. Μια κατασκευή της ίνας σε μεγάλη ένταση εφελκυσμού έχει διαφορετικές μηχανικές ιδιότητες από μία που κατασκευάστηκε με χαμηλή ένταση. Η επίδοση του αισθητήρα συνεπώς καθορίζεται έμμεσα από την ένταση εφελκυσμού που έχει υποστεί κατά την κατασκευή της ίνας. Μια μέθοδος για να αυξηθούν οι μηχανικές ιδιότητες μιας ίνας που έχει κατασκευαστεί με υψηλή ένταση είναι μέσω γήρανσης με θερμοκρασία (annealing). Πιο λεπτομερείς περιγραφή γίνεται στην ενότητα 5.5.

5.3.4 Χαρακτηρισμός της ίνας

Μετά την κατασκευή, ο χαρακτηρισμός της ίνας είναι αναγκαίος. Η πιο σημαντική παράμετρος που να επιβεβαιωθεί είναι η ύπαρξη της μικροδομής της ίνας (με χρήση οπτικού μικροσκοπίου) ώστε η διάμετρος και η απόσταση των οπών μεταξύ τους να είναι με βάση τον αρχικό

σχεδιασμό της ίνας. Αρχικά ελέγχονται οι ιδιότητες κυματοδηγησης εισάγοντας υπερσυνεχούς φάσματος πηγή για να επιβεβαιωθεί το γεγονός ότι κυματοδηγεί το φως σε όλα τα μήκη κύματος. Στην συνέχεια πραγματοποιούνται μετρήσεις απωλειών με σταδιακή αφαίρεση μηκών της ίνας και καταγράφοντας την ισχύ για να διαπιστωθούν οι τελικές απώλειες της ίνας. Για όλες τις ίνες που παρουσιάζονται πειραματικά, έχουν προηγηθεί μετρήσεις απωλειών όπως παρουσιάζεται στην συνέχεια (ενότητα 5.5).

5.4 Εγγραφή φραγμάτων Bragg σε πολυμερικές ίνες

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζεται συνοπτικά το θεωρητικό και πειραματικό μέρος για εγγραφή φραγμάτων Bragg σε συμβατικές πολυμερικές ίνες καθώς και σε ΙΦΚ. Μεταξύ άλλων μια ευρέως γνωστή μέθοδος είναι η εγγραφή φραγμάτων Bragg με χρήση μάσκας (phase mask technique) όπου και χρησιμοποιήθηκε για την ανάπτυξη των αισθητήρων τάνυσης.

5.4.1 Θεωρία φραγμάτων Bragg

Τα φράγματα ινών Bragg (Fiber Bragg gratings) είναι μια διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης της ίνας κατά μήκος του άξονα κυματοδηγησης. Κάθε αλλαγή του δείκτη διάθλασης προκαλεί μια ανάκλαση της κυματοδηγούμενης ακτινοβολίας. Εάν η διαμόρφωση και το μήκος κύματος είναι έτσι ώστε όλα οι ανακλάσεις του φωτός πραγματοποιούν εποικοδομητική συμβολή (constructive interference) τότε δημιουργείται ένας καθρέφτης για συγκεκριμένα μήκη κύματος. Το Σχ. 5.3 απεικονίζει σχηματικά την ανάκλαση ενός μήκους κύματος από την ύπαρξη φράγματος Bragg. Ο καθορισμός του μήκους κύματος για ένα ομογενές φράγμα Bragg βασίζεται:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (5.1)$$

Όπου το λ_B είναι το ανακλώμενο μήκος κύματος, το n_{eff} είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης και το Λ είναι η περίοδος της διαμόρφωσης του δείκτη διάθλασης.

Σχ.5.3: Απεικόνιση πολυμερικών προδομών από TOPAS και PMMA με κατασκευασμένη την επιθυμητή δομή της τελικής ΙΦΚ.

5.4.2 Πειραματική διάταξη

Όπως προαναφέρθηκε, η εγγραφή των φραγμάτων Bragg στις πολυμερικές ίνες πραγματοποιήθηκε με χρήση μάσκας. Αρχικά η ακτινοβολία UV από το HeCd laser στο μήκος κύματος 325nm επεκτείνεται προς μια οριζόντια κατεύθυνση με χρήση κυλινδρικού φακού μετατρέποντας την δέσμη σε ευθεία γραμμή. Η δέσμη ανακατευθύνεται με χρήση περισκοπίου και εστιάζεται στον πυρήνα της ίνας. Η UV μάσκα τοποθετείται ακριβώς πάνω από την ίνα σε απόσταση μερικών μικρομέτρων ενώ η περίοδος της μάσκας είναι $\sim 557.20\text{nm}$.

Το παρακάτω Σχ. 5.4 (α) παρουσιάζει την πειραματική διάταξη σχηματικά ενώ το Σχ. 5.4 (β) απεικονίζει την πραγματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την εγγραφή των φραγμάτων Bragg. Η παρακολούθηση της εγγραφής γινόταν με χρήση οπτικού ανακριτή (optical interrogator) καθώς και με χρήση οπτικού φασματογράφου (Optical Spectrum Analyzer) σε πραγματικό χρόνο. Η εγγραφή φραγμάτων Bragg πραγματοποιήθηκε σε μήκος $\sim 850\text{nm}$ όπου οι οπτικές απώλειες (κυρίως λόγω απορρόφησης και συγκέντρωσης φωτός) είναι λιγότερες σε σχέση με το μήκος κύματος 1550nm. Η εγγραφή των φραγμάτων ήταν στο ίδιο μήκος κύματος και στην περίπτωση της PMMA ίνας αλλά και σε TOPAS. Θα πρέπει να αναφερθεί επίσης ότι ο χρόνος εγγραφής των φραγμάτων Bragg σε όλες τις περιπτώσεις είναι τουλάχιστον 2 ώρες. Επίσης η ισχύς ανάκλασης είναι στα επίπεδα περίπου των 20-30dB, όπου είναι αρκετό για παρακολούθηση του σήματος.

Σχ.5.4: (α) Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης εγγραφής φραγμάτων Bragg σε πολυμερικές ίνες. (β) Φωτογραφία πραγματικής πειραματικής διάταξης.

5.5 Αισθητήρας τάνυσης με φράγματα Bragg

Η συγκεκριμένη ενότητα επικεντρώνεται στην παρουσίαση των αποτελεσμάτων από την ανάπτυξη αισθητήρων τάνυσης σε διαφορετικού τύπου πολυμερικές ίνες. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι οι αισθητήρες που αναπτύχθηκαν βασίστηκαν σε οπτικές ίνες που κατασκευάστηκαν στα πλαίσια της διατριβής. Αρχικά παρουσιάζεται και συγκρίνεται η επίδοση δύο αισθητήρων τάνυσης από συμβατική βηματικού προφίλ και εμπορικά διαθέσιμης πολυμερικής ίνας με ΠΙΦΚ όπου η επίδοση και η ευαισθησία της δεύτερης σε παρεμβολές τάνυσης είναι πολύ καλύτερη (υπό-ενότητα 5.5.1). Στην δεύτερη υπό-ενότητα (5.5.2) παρουσιάζεται για πρώτη σε φορά σε πολυμερικές ίνες η δυνατότητα λειτουργίας των φραγμάτων Bragg σε

υψηλές θερμοκρασίες (110°C). Το υλικό κατασκευής της ίνας είναι TOPAS 5013. Πιο αναλυτική περιγραφή πραγματοποιείται στην υπό-ενότητα 5.5.2.

5.5.1 Με χρήση πολυμερικής ίνας PMMA

Σε αυτό το σημείο παρουσιάζονται όλα τα αποτελέσματα από την ανάπτυξη και χαρακτηρισμό των αισθητήρων με χρήση PMMA. Αρχικά χρησιμοποιήθηκε ΠΙΦΚ που κατασκευάστηκε στα πλαίσια του διδακτορικού με απόσταση οπών 6μm και διάμετρο 3μm όπως φαίνεται στην δεξιά ένθετη εικόνα του Σχ. 5.5. Η σχετική περίοδος της ίνας d/Λ είναι 0.5 που σημαίνει ότι η ΠΙΦΚ υποστηρίζει μερικούς ρυθμούς στο 850nm. Η δεύτερη πολυμερική ίνα (ΠΟΙ) είναι εμπορικά διαθέσιμη PMMA βηματικού προφίλ με ντοπαρισμένο πυρήνα πολυστυρενίου (MORPOF02, Paradigm Optics). Με βάση τις προδιαγραφές της εταιρίας το αριθμητικό άνοιγμα (NA) της ίνας είναι 0.27 στο μήκος κύματος 1300nm ωστόσο παρατηρήθηκε ότι ο πυρήνας είναι ελλειπτικός με διάμετρος του x-άξονα 2μm και του y-άξονα 6μm (βλ. αριστερή ένθετη εικόνα του Σχ. 5.5). Η κανονικοποιημένη συχνότητα δίνεται από $V = (2\pi d)/\lambda NA$ όπου η διάμετρος της ίνας είναι d και συνεπώς η παράμετρος V είναι 2.606 στο 1300nm μήκος (με μέσω όρο διαμέτρου 4μm) ωστόσο η συγκεκριμένη ίνα υποστηρίζει 6 ρυθμούς κυματοδότησης στο 850nm μήκος κύματος όπου είναι το φράγμα Bragg. Το παρακάτω Σχ. 5.5 αναφέρει τις απώλειες των δύο ινών. Η απώλεια της εμπορικής ΠΟΙ είναι σχετικά μεγάλες αφού δεν μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν μήκη άνω των 20cm κατά την διάρκεια των πειραμάτων.

Σχ.5.5: Προφίλ απωλειών της πολυμερικής ΙΦΚ (κόκκινη γραμμή) και της συμβατικής (μπλε γραμμή). Οι εσωτερικές οπτικές φωτογραφίες απεικονίζουν την διατομή της ίνας σε κάθε περίπτωση.

Ο λόγος ότι η ίνα υποστηρίζει περισσότερους από 1 ρυθμούς στο 850nm προκαλεί αυτές τις αυξομειώσεις στο φάσμα απωλειών της (μπλε γραμμή). Το αποτέλεσμα είναι ότι με βάση τις μετρήσεις απωλειών της ίνας οι απώλειες φτάνουν πάνω από 100 dB/m. Οι απώλειες από την άλλη μεριά της ΠΙΦΚ παρουσιάζονται επίσης στο Σχ. 5.5 (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή). Η ίνα κατασκευάστηκε από χαμηλού κόστους PMMA (Vink) χωρίς βέλτιστη κατασκευή της προδομής. Οι μετρημένες απώλειες του 10dB/m στο 850nm είναι αρκετά μεγαλύτερες από το ρεκόρ του 2dB/m για παρόμοια PMMA ΠΙΦΚ. Ωστόσο είναι πάνω από μια τάξη χαμηλότερες από τις απώλειες της εμπορικά διαθέσιμης ΠΟΙ.

Για τον χαρακτηρισμό των φραγμάτων Bragg χρησιμοποιήθηκε οπτικός κυκλοφορητής (optical circulator) στο 850nm μήκος κύματος. Η πηγή χαρακτηρισμού ήταν υπερσυνεχούς φάσματος (SuperK Versa) ενώ το φως μετρήθηκε με χρήση οπτικού φασματογράφου (Ando AQ6317B). Τα φάσματα ανάκλασης για την ΠΟΙ (μπλε γραμμή) και για την ΠΙΦΚ (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) είχαν ισχύ -18.5dBm όπως παρουσιάζεται στο παρακάτω Σχ. 5.6.

Σχ.5.6: Φάσμα ανάκλασης από την πολυμερική ΙΦΚ (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) και από την συμβατική πολυμερική οπτική ίνα (μπλε γραμμή).

Για την εγγραφή του φραγμάτων απαιτηθήκαν 185 λεπτά στην ΠΙΦΚ και 60 λεπτά στην ΠΟΙ. Η μεγάλη διάρκεια εγγραφής στην ΠΙΦΚ βασίζεται στο γεγονός ότι οι οπές της ίνας δημιουργούν έντονα φαινόμενα σκεδασμού και συνεπώς η ισχύς που ακτινοβολεί τον πυρήνα είναι μικρότερη.

Μετρήσεις ευαισθησίας τάνυσης

Για να χαρακτηριστεί η ευαισθησία του αισθητήρα και η επίδοση του πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις τάνυσης για τις δύο ίνες (ΠΟΙ και ΠΙΦΚ) καθώς και άμεση σύγκριση της επίδοσης σε δύο διαφορετικά μήκη κύματος (850nm και 1550nm). Η ευαισθησία των ινών σε παρεμβολές τάνυσης ορίζεται από [20]:

$$\frac{\partial \lambda_B}{\partial \varepsilon} = C \lambda_B, \quad (5.2)$$

όπου

$$C = \frac{2\pi - n_{eff}^2 [P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})]}{2} \quad (5.3)$$

Το λ_B είναι το μήκος κύματος της ανάκλασης Bragg και το n_{eff} ο ενεργός δείκτης διάθλασης του βασικού ρυθμού κυματοδότησης. Η παράμετρος C εξαρτάται μόνο από το υλικό της ίνας με $P_{i,j}$ να είναι οι συντελεστές Pockel's της οπτικό-ελαστικότητας του ίδιου υλικού.

Σχ.5.7: Ευαισθησία τάνυσης των φραγμάτων Bragg σε μήκος κύματος 1550nm στην ΠΟΙ (κουκίδες) και σε ΠΙΦΚ (τετράγωνα) με την αντίστοιχη fitting γραμμή. Η ευαισθησία των φραγμάτων στο μήκος κύματος 850nm σε ΠΟΙ (κουκίδες) και σε ΠΙΦΚ (τετράγωνα) και η αντίστοιχη fitting γραμμή όπως προηγούμενως.

Το παραπάνω Σχ. 5.7 παρουσιάζει την μετατόπιση του ανακλώμενου μήκους κύματος λ_B , από το φράγμα Bragg στο 850nm και 1550nm στην ΟΠΙ και στην ΠΙΦΚ. Και οι δύο ίνες με τα φράγματα Bragg στο 850nm (ΠΟΙ και ΠΙΦΚ) αποκρίνονται γραμμικά σε τάνυση με πανομοιότυπη ευαισθησία 0.71pm/με. Στο 1550nm μήκος κύματος και τα δύο φράγματα στην ΟΠΙ

και ΠΙΦΚ έχουν επίσης γραμμική απόκριση με ευαισθησία 1.3pm/με όπου με βάση την βιβλιογραφία τα αποτελέσματα είναι σε συμφωνία με προηγούμενες δουλειές [6]. Θα πρέπει επίσης να αναφερθεί η ευαισθησία μπορεί ωστόσο να διαφέρει από ένα σε ένα ανάλογα από το υλικό (ποιότητα, θερμικό παρελθόν της ίνας, κτλ.) που έχει κατασκευαστεί η ίνα.

5.5.2 Με χρήση πολυμερικής ίνας TOPAS

Για την διεξαγωγή των πειραμάτων κατασκευάστηκε ΠΙΦΚ με χρήση ενός νέου TOPAS υλικού με υψηλό Tg. Συγκεκριμένα το υλικό που χρησιμοποιήθηκε ήταν το TOPAS COC βαθμού 5013 που προμηθεύτηκε από την TOPAS Advanced polymers, Inc. Η αρχική προδομή του υλικού ήταν 6cm όπου δημιουργήθηκε μια εξαγωνική δομή από οπές και που αποτελούν τον μανδύα της ΠΙΦΚ. Οι δύο τελικές ίνες που κατασκευάστηκαν ήταν διαμέτρου 130μm και 180μm αντίστοιχα, ενώ γύρω από τον πυρήνα υπάρχουν τρεις δακτύλιοι οπών. Για την ΠΙΦΚ με 130μm συνολική διάμετρο, οι οπές είχαν διάμετρο $d \sim 2.2\mu\text{m}$, ενώ η απόσταση μεταξύ των οπών ήταν $\Lambda = 6\mu\text{m}$ έχοντας μονορυθμική διάδοση φωτός ($d/\Lambda < 0.44$). Η διατομή της νέας υψηλού-Tg ίνας με διάμετρο 130μm παρουσιάζεται στην ένθετη φωτογραφία του Σχ. 5.8 (α). Η ανάκλαση του φράγματος Bragg κατασκευάστηκε με τον ίδιο τρόπο όπως παρουσιάστηκε στην προηγούμενη ενότητα. Το μήκος κύματος της ανάκλασης του φράγματος ήταν 853.4nm ενώ η ένταση της ήταν ~25dB όπως φαίνεται στο Σχ. 5.8 (α).

Σχ.5.8: (α) Φάσμα ανάκλασης του φράγματος Bragg στην υψηλού Tg ΠΙΦΚ σε θερμοκρασία δωματίου. Ένθετη εικόνα: Οπτική φωτογραφία της διατομής της νέας TOPAS ίνας. (β) Φάσμα απωλειών της ίνας.

Για τον λόγο ότι η συγκεκριμένη ίνα κατασκευάστηκε για πρώτη φορά με το συγκεκριμένο υλικό (5013) ο χαρακτηρισμός της ως προς τις οπτικές απώλειες ήταν απαραίτητος. Το Σχ. 5.8 (β) παρουσιάζει το φάσμα απωλειών της νέας ίνας για το εύρος μήκους κύματος 500-1000nm. Οι απώλειες στο

μήκος κύματος του φράγματος Bragg (853.4nm) ήταν ~5.12dB/m, κοντά στο ελάχιστο μήκος κύματος (787nm) απωλειών 3.67dB/m. Οι απώλειες ωστόσο μπορούν περαιτέρω να μειωθούν με βελτιστοποίηση στην κατασκευή της ίνας, ωστόσο οι συγκεκριμένες απώλειες δεν περιορίζουν την διενέργεια των πειραμάτων.

Θερμική απόκριση της υψηλού-Tg ΠΙΦΚ

Η απόκριση στην θερμοκρασία του φράγματος Bragg στην υψηλού-Tg ΠΙΦΚ με διάμετρο 130μm που παρουσιάζεται στο Σχ. 5.9 καταγράφηκε χρησιμοποιώντας έναν οπτικό κυκλοφορητή, υπερσυνεχούς φάσματος πηγή, και φασματόμετρο. Το φράγμα Bragg τοποθετήθηκε επάνω σε θερμικό στοιχείο με ελεγχόμενη θερμοκρασία μέσω θέρμο-συζευκτή. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να αναφερθεί ότι προηγουμένως η ίνα (με το φράγμα Bragg) έχει υποστεί θερμική γήρανση στους 80°C για ~3 ώρες πριν την χρήση της.

Το Σχ. 5.9(α) παρουσιάζει την μέγιστη μετατόπιση του 1.2nm του φράγματος Bragg καθώς η θερμοκρασία φτάνει στους 107°C. Για την καταγραφή κάθε μέτρησης υπήρχε αναμονή ~20 λεπτών μέχρι να σταθεροποιηθεί η απόκριση της ίνας. Η υστέρηση με την επαναφορά της θερμοκρασίας στο αρχικό σημείο (με διαστήματα 20°C) είναι σχετικά μικρή αποδεικνύοντας την απαραίτητη γήρανση της ίνας πριν την χρήση της.

Σχ.5.9: (α) Απόκριση του φράγματος Bragg σε αλλαγή θερμοκρασίας. **(β)** Αλλαγή της κοινωτικοποιημένης έντασης του μέγιστου σημείου ανάκλασης καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία.

Το Σχ. 5.9 (β) δείχνει την αντίστοιχη αλλαγή στην ένταση του φράγματος Bragg καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία. Η ισχύς επανέρχεται ακριβώς στο αρχικό σημείο μετά από την ολοκλήρωση ενός κύκλου αυξομείωσης της θερμοκρασίας ωστόσο λόγω της αστάθειας της πηγής παρουσιάζεται μια

μικρή υστέρηση ($\sim 0.7\text{dB}$) στους 50°C . Η συνολική πώση της ισχύς του φράγματος Bragg είναι $\sim 3.2\text{dB}$ στην μέγιστη θερμοκρασία των 107°C .

Απόκριση της ίνας για μικρή τάνυση σε διαφορετικές θερμοκρασίες

Η απόκριση του φράγματος Bragg σε επίπεδα μικρής τάνυσης για διαφορετικές θερμοκρασίες πραγματοποιήθηκε με χρήση μηχανικής επιμήκυνσης της ίνας. Πριν την καταγραφή κάθε μέτρησης στα διαφορετικά επίπεδα τάνυσης υπήρχε αναμονή 10 λεπτών για να σταθεροποιηθεί το σήμα. Το Σχ. 5.10 (α) και (β) παρουσιάζει την μετατόπιση του φράγματος Bragg για σε ολοκληρωμένους κύκλους αυξομείωσης της τάνυσης μέχρι 0.3% . Η απόκριση του φράγματος είναι σχεδόν γραμμική με κλίση $0.76\text{ pm}/\mu\epsilon$ στους 50°C και $0.8\text{ pm}/\mu\epsilon$ στους 100°C . Το Σχ. 5.10 (γ) και (δ) δείχνουν την αντίστοιχη μεταβολή της έντασης του φράγματος Bragg για τις ίδιες θερμοκρασίες και την ίδια τάνυση. Στους 50°C η αλλαγή της έντασης είναι μόνο 0.45dB ενώ στους 100°C , η ισχύς μειώνεται σχεδόν 2.5dB . Όπως προαναφέρθηκε η μικρή υστέρηση που υπάρχει προέρχεται από τις αλλαγές της ισχύς της πηγής.

Σχ.5.10: (α), (β) Μετατόπιση φράγματος Bragg για διαφορετική τάνυση στους 50°C και 100°C , αντίστοιχα, (δ) Αντίστοιχη αλλαγής της έντασης τους φράγματος Bragg για ίδια τάνυση και θερμοκρασίες.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι τα φράγματα Bragg σε PMMA ίνες δεν μπορούν να λειτουργήσουν άνω τους 92°C και εδώ παρουσιάζεται για πρώτη φορά η λειτουργία των φραγμάτων Bragg στους 100°C και υπό εφελκυσμό 0.3%. Μια βασική αρχή για σταθερότητα μακράς διάρκειας της ίνας είναι να διατηρείται η θερμοκρασία λειτουργίας 20°C πιο κάτω από την θερμοκρασία υαλώδους μετάπτωσης του υλικού που είναι κατασκευασμένη. Συνεπώς το PMMA με T_g 110°C δεν μπορεί να λειτουργήσει εξ αρχής σε θερμοκρασία πάνω από 100°C. Ωστόσο η συγκεκριμένη TOPAS ίνα έχει T_g 135°C και συνεπώς δοκιμάστηκε σε θερμοκρασία 110°C και υπό διαφορετικά επίπεδα τάνυσης.

Η μετατόπιση του μήκος κύματος Bragg για ολόκληρο κύκλο εφελκυσμού σε θερμοκρασία 110°C παρουσιάζεται στο Σχ.5.11(α) και είναι 1.0 pm/°C. Για να αποφευχθεί η καταστροφή του φράγματος Bragg, το επίπεδο της τάνυσης διατηρήθηκε κάτω του 0.16% όπου η ισχύς του φράγματος έχει μειωθεί κατά 6dB. Να σημειωθεί ότι 0.16% τάνυση είναι σχετικά μεγάλο επίπεδο, ειδικά για εφαρμογές επιτάχυνσης [9].

Σχ.5.11: (α) Απόκριση του φράγματος Bragg σε αλλαγή θερμοκρασίας. **(β)** Αλλαγή της κανονικοποιημένης έντασης του μέγιστου σημείου ανάκλασης καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία.

Απόκριση της ίνας στον χρόνο στους 110°C

Μια επίσης σημαντική παράμετρο στην επίδοση του αισθητήρα είναι η απόκριση του στον χρόνο. Σε αυτό το σημείο παρουσιάζεται η σταθερότητα του φράγματος Bragg στην TOPAS ΠΙΦΚ στον χρόνο και σε θερμοκρασία 110°C. Το Σχ. 5.12 (α) παρουσιάζει την μετατόπιση (σε μικρότερα μήκη κύματος) του φράγματος Bragg καθώς περνάει ο χρόνος. Η συνολική μετατόπιση του αισθητήρα απεικονίζεται στο Σχ. 5.12 (β) και είναι ~5nm μετά από 7 ώρες στους 110°C. Μετά την ολοκλήρωση των 7 ωρών, η παραμόρφωση στην ίνα παραμένει σταθερή και δεν επανέρχεται σε θερμοκρασία δωματίου. Αυτή η μόνιμη μετατόπιση του φράγματος Bragg

μπορεί να εξηγηθεί με το γεγονός ότι η ίνα συρρικνώνεται. Σε μια συγκεκριμένη θερμοκρασία, οι πολυμερικές αλυσίδες χαλαρώνουν από τον αξονικό προσανατολισμό τους και κατά συνέπεια προκαλεί συρρίκνωση της ΠΙΦΚ. Το φαινόμενο αυτό συνδέεται άμεσα με την ένταση του εφελκυσμού κατά την κατασκευή της ίνας, το παρελθόν της ίνας σε θερμική γήρανση και έχει μελετηθεί εκτενώς στο [21]. Η μετατόπιση της υψηλού-Tg ΠΙΦΚ υποδεικνύει ότι ίσως η ίνα θα έπρεπε να υποστεί μεγαλύτερη γήρανση σε υψηλότερη θερμοκρασία και για περισσότερο χρόνο. Ωστόσο, η μελέτη του συγκεκριμένου φαινομένου δεν είναι στα πλαίσια της παρούσας διδακτορικής διατριβής.

Σχ.5.12: (α) Αλλαγή του φράγματος Bragg σε μικρότερο μήκος κύματος με την αλλαγή του χρόνου στους 110°C. (β) Συνολική μετατόπιση του φράγματος μετά από 7 ώρες στους 110°C. Η παραμόρφωση παραμένει σταθερή μετά από 24 ώρες σε θερμοκρασία δωματίου.

Απόκριση της ίνας για μεγάλη τάνυση σε διαφορετικές θερμοκρασίες

Παρόλο που στις περισσότερες εφαρμογές δεν απαιτούνται μεγάλα επίπεδα τάνυσης, οι πολυμερικές ίνες έχουν το πλεονέκτημα να αντέχουν σε υψηλή τάνυση. Σε αυτό το σημείο πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις τάνυσης της υψηλού-Tg ΠΙΦΚ για εφελκυσμό μέχρι 3%. Η ίνα που χρησιμοποιήθηκε έχει διάμετρο 180μm ενώ τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά της είναι ίδια με προηγούμενως.

Σχ.5.13: Απόκριση του φράγματος Bragg σε υψηλή τάνυση με χρήση της ίδιας ίνας αλλά με διάμετρο 180μm σε θερμοκρασία δωματίου, 50°C και 98°C.

Χρησιμοποιώντας την ίδια πειραματικά διάταξη με τα προηγούμενα πειράματα, η ίνα υποβλήθηκε σε 3% τάνυση σε θερμοκρασία δωματίου, 2.2% στους 50°C και σε 2.5% στους 98°C. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων παρουσιάζονται στο Σχ. 5.13. Η απόκριση του αισθητήρα είναι σχεδόν γραμμική ενώ η κλίση της απόκριση στους 98°C βρέθηκε 0.75pm/με.

5.6 Ανάπτυξη βιο-αισθητήρα

Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή του κεφαλαίου, οι πολυμερικές ΙΦΚ προσφέρουν την δυνατότητα ενσωμάτωσης βιολογικών αναλυτών μέσα στις οπές του μανδύα της ίνας ενώ απαιτούνται λίγα nL/cm της ίνας για την ανίχνευση της επιθυμητής παραμέτρου. Η γεωμετρική διαχείριση της διατομής της ίνας παρέχει μια πολύ μεγάλη δυνατότητα για την αύξηση της αλληλεπίδρασης του κυματοδηγούμενου φωτός με το δείγμα. Οι συμβατικοί βιοαισθητήρες οπτικών ινών βασίζονται στην παρακολούθηση της μετατόπισης του συντονισμού (plasmon resonance, gratings, Fabry-Perot) με την παρουσία βιολογικού υλικού [22, 23]. Σε αυτή την διάταξη του αισθητήρα έχει μελετηθεί θεωρητικά μια ΠΙΦΚ με διπλό πυρήνα και είναι κατασκευασμένη από PMMA, όπου το αντιγόνο υμένιο μπορεί επιλεκτικά να συλλάβει ένα λεπτό υμένιο ~5nm βιομορίων αντισωμάτων μέσω της διαδικασίας επικόλλησης αντιγόνο-αντίσωμα. Το μεγάλο πλεονέκτημα των πολυμερικών ινών και του PMMA είναι ότι τα βιομόρια μπορούν κατευθείαν να κολλήσουν στις οπές της ίνας, αποφεύγοντας έτσι κάποια επιπλέον ενεργοποίηση της επιφάνειας.

Η αύξηση του πάχους του υμενίου λόγω της ενσωμάτωσης των αντισωμάτων θα επηρεάσει άμεσα τον συντελεστή σύζευξης της διπλού-πυρήνα ΠΙΦΚ και συνεπώς θα αλλάξει την μετάδοση του συζευκτη. Σε αυτή

την εργασία έχουν συγκριθεί τρεις διαφορετικές διατάξεις διπλού-πυρήνα ΠΦΚ με απόσταση 1, 2, και 3 οπές μεταξύ των πυρήνων. Η μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ των πυρήνων παρουσιάζει και την μεγαλύτερη ευαισθησία $\sim 20\text{nm/nm}$ μετατόπιση για περίπου 15cm μήκος στο ορατό εύρος που οι απώλειες του φωτός είναι χαμηλές. Η συγκεκριμένη ευαισθησία είναι η μεγαλύτερη ευαισθησία που έχει αναφερθεί σε βιοαισθητήρες βασισμένους σε ΙΦΚ. Οι παράμετροι των προσομοιώσεων είναι πειραματικά ρεαλιστικές και από άποψη διαμέτρου οπών αλλά και απόστασης μεταξύ τους. Επίσης το μήκος της ίνας που απαιτείται είναι ικανοποιητικό από πειραματική άποψη. Επίσης παρουσιάζεται η κατασκευή της διπλού-πυρήνα ΠΦΚ ενώ οι απώλειες μετρήθηκαν και βρέθηκαν $\sim 0.1 - 0.3 \text{ dB/cm}$ για το ορατό εύρος μηκών κύματος.

5.6.1 Ίνα φωτονικού κρυστάλλου με διπλό πυρήνα

Για την θεωρητική μελέτη της δομής σχεδιάστηκε ΠΦΚ με εξαγωνικό πλέγμα οπών με διάμετρο $d = 1\mu\text{m}$ και απόσταση μεταξύ των οπών $\Lambda = 2\mu\text{m}$ όπως φαίνεται στο Σχ. 5.14 (α). Η σχετική απόσταση $d/\Lambda = 0.5$ εξασφαλίζει μονορυθμική κυματοδότηση του φωτός όταν οι οπές περιέχουν νερό. Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται η περίπτωση όπου η απόσταση των δύο πυρήνων είναι 3Λ (ή 2 οπές) ωστόσο εξετάστηκαν και οι περιπτώσεις όπου η απόσταση των πυρήνων είναι 2Λ και 4Λ . Ο βιοαισθητήρας ΠΦΚ ενεργοποιείται για την ανίχνευση των αντισωμάτων με ένα λεπτό υμένιο αντιγόνου στην εσωτερική επιφάνεια των οπών της ίνας. Σε αυτή την περίπτωση το πάχος του αντιγόνου είναι 10nm αλλά για να πραγματοποιηθεί μια άμεση σύγκριση με το ρεκόρ ευαισθησίας σε βιοαισθητήρα ΙΦΚ [23], θεωρείται 40nm όπως παρουσιάζεται στο Σχ.5.14 (γ). Ωστόσο η διαφορά δεν είναι μεγάλη όπως παρουσιάζεται σε παρακάτω σχήμα.

Σχ.5.14: Απόκριση του φράγματος Bragg σε υψηλή τάνυση με χρήση της ίδιας ίνας αλλά με διάμετρο 180μm σε θερμοκρασία δωματίου, 50°C και 98°C.

Στις προσομοιώσεις θεωρείται πάντα ότι η οπές της ίνας είναι γεμάτες με νερό. Αυτό γίνεται για δύο λόγους. 1) Το νερό μειώνει την διαφορά των δεικτών διάθλασης μεταξύ πυρήνα-μανδύα και συνεπώς μετατρέπει την ίνα σε μονότροπη άνω του 500 nm μήκους κύματος και 2) η εισαγωγή διαλυμάτων μέσα στο αισθητήρα πάντα αφήνουν υπολείμματα νερού τα οποία από πειραματική άποψη είναι δύσκολο να αφαιρεθούν. Η διασπορά του νερού και του PMMA έχει συμπεριληφθεί στους υπολογισμούς με βάση την εξίσωση Sellmeier του καθενός υλικού. Ο δείκτης διάθλασης του υμενίου βιομορίων ωστόσο εξαρτάται από τον προσανατολισμό των βιομορίων κάθε αυτού. Σε κάθε περίπτωση με βάση άλλα πειραματικά αποτελέσματα που έχουν γίνει μια αρκετά ρεαλιστική εκτίμηση είναι $n=1.45$ για βιομόρια α-στρεπταβιδίνης [22]. Η θεωρητική μελέτη πραγματοποιήθηκε με την ίδια μέθοδο όπως παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 3.

Η κατασκευή της ίνας πραγματοποιήθηκε με χρήση του πύργου εφελκυσμού όπως περιγράφεται στην ενότητα 5.3. Στο παρακάτω Σχ. 5.15 παρουσιάζεται η διατομή της ίνας με καθόλου φώς στους πυρήνες (Σχ.5.15(α)), σύζευξη στον πρώτο πυρήνα (Σχ.5.15 (β)), σύζευξη στον δεύτερο πυρήνα (Σχ.5.15 (γ)) και 50% φώς στον κάθε πυρήνα (Σχ.5.15 (δ)). Η καταγραφή του βασικού ρυθμού κυματοδότησης πραγματοποιήθηκε με κάμερα CCD ενώ η πηγή που χρησιμοποιήθηκε ήταν υπερσυνεχούς φάσματος.

Σχ.5.15: Καταγραφή του βασικού ρυθμού κυματοδότησης της ίνας με **(α)** μηδενικό φώς στους πυρήνες. Ένθετη φωτογραφία: φωτογραφία οπτικού μικροσκοπίου της διατομής της ίνας που κατασκευάστηκε με απόσταση πυρήνων 2λ . **(β)** Σύζευξη φωτός στον πρώτο πυρήνα, **(γ)** στον δεύτερο πυρήνα, **(δ)** με 50% στον κάθε πυρήνα.

Για τον χαρακτηρισμό της ίνας σε οπτικές απώλειες χρησιμοποιήθηκε ΠΙΦΚ με έναν πυρήνα, αλλά με ακριβώς τις ίδιες γεωμετρικές παραμέτρους και ακριβώς το ίδιο υλικό (PMMA). Το μήκος της ίνας που χρησιμοποιήθηκε ήταν $\sim 50\text{cm}$. Το Σχ. 5.16 παρουσιάζει την πειραματική μέτρηση των απωλειών. Τα επίπεδα απωλειών ήταν από 5-30 dB/cm όπου για το απαιτούμενο μήκος των 15cm του αισθητήρα είναι σχετικά χαμηλά.

Σχ.5.16: Το προφίλ των απωλειών σε ΠΙΦΚ από PMMA και με $d/\Lambda = 0.5$. Ένθετη εικόνα: Διατομή της ίνας που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις.

Μηχανισμός αίσθησης - μετάδοση

Οι δύο πυρήνες της ΠΙΦΚ σχηματίζουν έναν γραμμικό συζευκτή, στον οποίο το φως των δύο πυρήνων αλληλεπιδρά λόγω της αδύναμης επικάλυψης των διαφυγόν πεδίων τους, επιτρέποντας έτσι περιοδική μεταφορά της οπτικής ισχύς από τον έναν πυρήνα στον άλλον. Το συγκεκριμένο φαινόμενο σύζευξης μπορεί να κατανοηθεί με χρήση ζεύγους υπερ-ρυθμών (supermodes), του συμμετρικού και αντι-συμμετρικού υπερ-ρυθμού. Στο Σχ. 5.16 (α) και (β) παρουσιάζεται η συμμετρική και αντι-συμμετρική υπερ-ρυθμοί μιας ΠΙΦΚ με νερό και με απόσταση μεταξύ των πυρήνων 2Λ ενώ το Σχ. 5.16 (γ) η αμελητέα διαφορά του ενεργού δείκτη διάθλασης των δύο πολώσεων x – και y-άξονα των υπερ-ρυθμών.

Σχ.5.17: (α) Συμμετρικός και (β) αντι-συμμετρικός υπερ-ρυθμός ΠΙΦΚ με νερό στις οπές της και με απόσταση πυρήνων 2Λ . (γ) Διαφορά ενεργού δείκτη διάθλασης x- και y- άξονα των υπερ-ρυθμών

Ωστόσο, στους θεωρητικούς υπολογισμούς θα θεωρηθεί μόνο η x-πόλωση από την στιγμή που η διαφορά είναι σχεδόν μηδενική. Δεδομένου τον υπολογισμό της διαφοράς των ενεργών δείκτη διάθλασης, μπορεί να υπολογιστεί επίσης πώς το βιο-υμένιο συγκεκριμένου πάχους t στις εσωτερικές οπές της ΠΙΦΚ μπορεί να επηρεάσει το μήκος σύζευξης του βιο-αισθητήρα και δίνεται από:

$$L_C = \frac{\lambda}{2\Delta n_{eff}(\lambda, t)} \quad (5.4)$$

Το μήκος σύζευξης της ΠΙΦΚ διπλού πυρήνα με 2 οπές απόσταση μεταξύ τους μειώνεται μονοτονικά με το μήκος κύματος όπως παρουσιάζεται και στο Σχ. 5.18 (α). Επιπρόσθετα, το υμένιο αντιγόνου με πάχος 40nm στις οπές της ΠΙΦΚ, μειώνει δραστικά το μήκος σύζευξης για όλα τα μήκη κύματος. Τα επιπλέον 5nm πάχους στο υμένιο από την παγίδευση των

βιομοριών α-στρεπταβιδίνης μειώνουν το μήκος σύζευξης ακόμα περισσότερο.

Σχ.5.18: (α) Μήκος σύζευξης σε σχέση με το μήκος κύματος της διπλού πυρήνα ΠΙΦΚ με 2 οπές απόσταση μεταξύ τους για 0nm (συνεχής γραμμή), 40nm (διακεκομμένη γραμμή), 45nm (με κουκίδες γραμμή) βιο-υλικού σε μορφή υμενίου στις οπές της ΠΙΦΚ. **(β)** Μήκος σύζευξης σε σχέση με το μήκος κύματος της διπλού πυρήνα ΠΙΦΚ με 40nm πάχος υμενίου για απόσταση μεταξύ των πυρήνων $2L$ (με κουκίδες γραμμή), $3L$ (διακεκομμένη γραμμή) και $4L$ (συνεχής γραμμή).

Στο Σχ. 5.18 (β) συγκρίνεται το μήκος σύζευξης για την διπλού πυρήνα βιο-αισθητήρα (δηλαδή με πάχος 40nm) σε σχέση με την απόσταση μεταξύ των πυρήνων και συγκεκριμένα 1, 2 και 3 οπές απόσταση μεταξύ των πυρήνων. Όπως αναμενόταν το μήκος σύζευξης αυξάνεται με την αύξηση της απόστασης των πυρήνων διότι το διαφυγόν πεδίο του βασικού ρυθμού κυματοδότησης είναι πιο αδύναμο. Επίσης παρατηρείται ότι οι 3 οπές είναι η μέγιστη απόσταση μεταξύ των πυρήνων που μπορεί να χρησιμοποιηθεί ώστε το μήκος της ίνας να είναι λιγότερο από 15cm κάτω από το μήκος κύματος 650nm.

Από το μήκος σύζευξης L_c , μπορεί να υπολογιστεί η μετάδοση του φωτός από τον βιο-αισθητήρα μέσω της σχέσης:

$$L_c = \cos^2\left(\frac{\pi L/2}{L_c}\right) \quad (5.5)$$

Όπου το L είναι το μήκος της ίνας. Το Σχ. 5.19 παρουσιάζει την μετάδοση του φωτός (ισχύς εξόδου P_{OUT} σε σχέση με την ισχύ εισόδου P_{IN}) για μήκος της διπλού πυρήνα ΠΙΦΚ 7cm στο εύρος 500-800nm μήκος κύματος. Είναι προφανές πώς η εναπόθεση του υμενίου στις οπές της ΠΙΦΚ αλλάζει την μετάδοση του φωτός και μετατοπίζει το φάσμα σε μικρότερο μήκος κύματος. Με αυτό τον τρόπο συνεπώς είναι δυνατόν η οποιαδήποτε ανίχνευση αλλαγής στις οπές της ΠΙΦΚ.

Σχ.5.19: Σχηματική αναπαράσταση μετάδοσης του φωτός (P_{out}/P_{in}) σε διπλού πυρήνα ΠΦΚ μήκους 7cm (συνεχής γραμμή) και με υμενίου 40nm στις οπές της ίνας (διακεκομμένη γραμμή). Η απόσταση μεταξύ των οπών είναι 2Λ . Δεξιά εικόνα: Απλή αναπαράσταση του συζευκτής με ορισμό του P_{out} και P_{in} .

Ο μηχανισμός βασίζεται στην παρακολούθηση των μέγιστων και ελάχιστων της μετάδοσης τους φωτός. Από το παραπάνω σχήμα, μπορεί να παρατηρηθεί ότι η μετατόπιση του φάσματος είναι μεγαλύτερη σε μικρότερα μήκη κύματος σε σχέση με τα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Το πρώτο ελάχιστο βρίσκεται για $L_c = L$ όπου $T=0$. Ωστόσο από την γραφική παράσταση 5.18, παρατηρείται ότι το L_c είναι πάντα κάτω από 7 cm στο εύρος 500-800nm για 45nm υμενίου. Συνεπώς η παγίδευση των βιομορίων που προσθέτουν 5nm βρίσκεται στο ελάχιστο εκτός του εύρους 500-800nm όπως φαίνεται στο Σχ. 5.19. Το πρώτο μέγιστο $\lambda_1 = 605\text{nm}$ η μετατόπιση για 5 nm υμενίου αντισώματος είναι 20nm οπότε η ευαισθησία είναι 4nm/nm. Για μεγαλύτερο μήκος κύματος, π.χ. $\lambda_2 = 670\text{nm}$ η μετατόπιση είναι μόνο $\Delta\lambda_2 = 11\text{nm}$. Παρακάτω περιγράφεται αναλυτικά πώς η ευαισθησία εξαρτάται αποκλειστικά από την απόσταση μεταξύ των πυρήνων και το μήκος της ίνας και παρουσιάζεται ότι μπορεί να υπάρξει ευαισθησία $\sim 20\text{nm/nm}$ στην περίπτωση 4 Λ απόστασης μεταξύ των πυρήνων όπου και είναι η μεγαλύτερη ευαισθησία που έχει υπάρξει σε βιο-αισθητήρα με χρήση ΙΦΚ.

Ευαισθησία αισθητήρα

Σε αυτό το σημείο παρουσιάζεται ο υπολογισμός και η σύγκριση ευαισθησιών για 1, 2 και 3 οπές απόσταση μεταξύ των πυρήνων της διπλού

πυρήνα ΠΙΦΚ. Ο υπολογισμός της ευαισθησίας γίνεται με βάση την παρακολούθηση της μετατόπισης του συντονιζόμενου μήκους κύματος της μετάδοσης σε σχέση με το πάχος του υμενίου.

Η ευαισθησία ορίζεται ως $S = \Delta\lambda/\Delta t$ (nm/nm) όπου το Δt είναι η αλλαγή του πάχους του υμενίου αντιγόνου και στην συνέχεια βιομορίων στρεπταβιδίνης που προσδίδουν μια επιπλέον αύξηση στο πάχος κατά ~5nm. Το πάχος του αντιγόνου είναι 40nm ώστε να συγκριθεί άμεσα με την επίδοση ρεκόρ προηγούμενου αισθητήρα με χρήση ΙΦΚ [23]. Ωστόσο, η προτεινόμενη διάταξη με χρήση ΠΙΦΚ, το πάχος του αντιγόνου μπορεί να είναι και 10nm ενώ η ευαισθησία δεν αλλάζει δραματικά όπως φαίνεται και στο Σχ. 5.20 (α). Και για τις δύο περιπτώσεις στο Σχ. 5.20 (α) η ευαισθησία είναι μεταξύ 1.5 με 1.4 nm/nm στο 550nm μήκος κύματος ενώ μειώνεται μονοτονικά καθώς το μήκος κύματος αυξάνεται. Στους υπολογισμούς έχει θεωρηθεί μήκος ίνας $L = 7\text{cm}$ (μαύρα τετράγωνα) και 15cm (κόκκινες κουκίδες). Το μεγαλύτερο μήκος ίνας επιτρέπει στο αισθητήρα να λειτουργήσει σε μικρότερα μήκη κύματος και συνεπώς μήκη σύζευξης L_c (λ) (Σχ. 5.18 (β)) και με αυτό τον τρόπο να αυξηθεί η ευαισθησία. Ωστόσο στην περίπτωση όπου η απόσταση μεταξύ των οπών είναι 2λ , η γραφική παράσταση της ευαισθησίας είναι σχεδόν αμετάβλητη και συνεπώς δεν υπάρχει λόγος να χρησιμοποιηθεί μεγαλύτερο μήκος ίνας. Γι αυτό τον λόγο η απόσταση 2λ μεταξύ των οπών δεν είναι αρκετή για να υπάρξει μεγάλη ευαισθησία στο αισθητήρα. Στο Σχ. 5.20 (β) παρουσιάζεται η ευαισθησία όπου η απόσταση μεταξύ των οπών είναι 3λ . Όπως αναμενόταν, η ευαισθησία αυξήθηκε με μέγιστη τιμή 5.6nm/nm στο 560nm μήκος κύματος. Ωστόσο η κλίση της γραφικής παράστασης $S(\lambda)$ είναι αρκετά εντονότερη και πλέον έχει σημαντικό ρόλο η λειτουργία του βιο-αισθητήρα σε μικρότερα μήκη κύματος. Συνεπώς, η μέγιστη ευαισθησία για μήκος ίνας 7cm είναι 4.0nm/nm στο 610nm μήκος κύματος ενώ με την αύξηση του μήκους της ίνας σε 15cm επιτρέπεται η λειτουργία στο 560nm μήκος κύματος όπου η ευαισθησία είναι 5.6nm/nm. Τέλος στην περίπτωση όπου η απόσταση μεταξύ των οπών είναι 4λ (Σχ. 5.20 (γ)) η ευαισθησία ανέρχεται μέχρι και 20nm/nm γύρω στο 630nm μήκος κύματος για 15cm μήκος ίνας όπου είναι σχεδόν 2 φορές μεγαλύτερο από το μέχρι σήμερα ρεκόρ 10.4nm/nm ευαισθησίας σε ΙΦΚ [23].

Σχ.5.20: Ευαισθησία σε σχέση με το μήκος κύματος λειτουργίας της διπλού πυρήνα ΠΦΚ για απόσταση μεταξύ των πυρήνων **(α)** 2Λ (σύγκριση 40-45nm με 10-15nm πάχος υμενίου για μήκος $L = 7\text{cm}$ **(β)** 3Λ και **(γ)** 4Λ . Τα τετράγωνα αντιστοιχούν σε μήκος ίνας $L = 7\text{cm}$ και οι κόκκινες κουκίδες σε μήκος $L = 15\text{cm}$.

5.7 Συμπεράσματα

Το συγκεκριμένο κεφάλαιο επικεντρώθηκε σε όλα τα ερευνητικά αποτελέσματα που αφορούν πολυμερικές ΙΦΚ. Οι πολυμερικές ίνες σε πολλές περιπτώσεις ανάπτυξης αισθητήρων προσφέρουν καλύτερες ιδιότητες από τις γυάλινες ίνες λόγω της μεγάλης τους ελαστικότητας και βιοσυμβατικότητας τους. Αρχικά γίνεται λόγος για τις κατηγορίες πολυμερικών οπτικών ινών (PMMA, TOPAS) και παρουσιάζονται οι φυσικές και μηχανικές τους ιδιότητες. Στην ενότητα 5.3 αποτυπώνεται η μεθοδολογία κατασκευής πολυμερικών ΙΦΚ με χρήση πύργου εφελκυσμού που πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια της παρούσας διδακτορικής διατριβής. Στην συνέχεια περιγράφεται η πειραματική διαδικασία εγγραφής φραγμάτων Bragg σε νέες ίνες PMMA και TOPAS για ανάπτυξη αισθητήρων τάνυσης αναφέροντας τις καινοτόμες ιδιότητες των συγκεκριμένων αισθητήρων. Πιο συγκεκριμένα

παρουσιάστηκε για πρώτη φορά πολυμερική οπτική ίνα με χρήση νέου πολυμερικού υλικού TOPAS 5013 και με φράγμα Bragg που λειτουργεί σε θερμοκρασία 110°C και υπό τάνυση 0.16%. Η ενότητα 5.5 παρουσιάζει αναλυτικά όλο τον χαρακτηρισμό και επίδοση του αισθητήρα για χρήση σε εφαρμογές τάνυσης.

Τέλος παρουσιάζεται ανεξάρτητα η ανάπτυξη ενός αισθητήρα με εφαρμογή στην ανίχνευση βιομορίων στρεπταβιδίνης. Η πολυμερική οπτική ίνα αποτελείται από δύο πυρήνες όπου με βάση την παρεμβολή (βιομόρια) στις οπές της ίνας αλλάζουν οι συνθήκες συντονισμού σύζευξης μεταξύ των δύο πυρήνων. Με αυτό τον τρόπο το φάσμα μετάδοσης της ίνας αλλάζει και συνεπώς μπορεί να ανιχνευθεί. Στην ενότητα 5.6 παρουσιάζεται ο σχεδιασμός και η κατασκευή της ίνας, ενώ η θεωρητική μελέτη και υπολογισμοί του βιο-αισθητήρα παρουσίασαν ρεκόρ στην ευαισθησία του με χρήση ΙΦΚ.

5.7 Αναφορές

- [1] J. Jensen, P. Hoiby, G. Emiliyanov, O. Bang, L. Pedersen, and A. Bjarklev, "Selective detection of antibodies in microstructured polymer optical fibers," *Opt. Express* 13, 5883–5889 (2005).
- [2] A. Dupuis, N. Guo, Y. Gao, N. Godbout, S. Lacroix, C. Dubois, and M. Skorobogatiy, "Prospective for biodegradable microstructured optical fibers," *Opt. Lett.* 32, 109–111 (2007).
- [3] F.M. Cox, A. Argyros, M.C.J. Large, "Liquid-filled hollow core microstructured polymer optical fiber", *Opt. Express* 14, 4135–4140 (2006).
- [4] G. Emiliyanov, J. B. Jensen, O. Bang, P. E. Hoiby, L. H. Pedersen, E. M. Kjaer, and L. Lindvold, "Localized biosensing with Topas microstructured polymer optical fiber," *Opt. Lett.* 32, 460–462 (2007).
- [5] G. Emiliyanov, J. B. Jensen, O. Bang, P. E. Hoiby, L. H. Pedersen, E. M. Kjaer, and L. Lindvold, "Localized biosensing with TOPAS microstructured polymer optical fiber: Erratum," *Opt. Lett.* 32, 1059 (2007).
- [6] F.M. Cox, A. Argyros, M.C.J. Large, S. Kalluri, "Surface enhanced Raman scattering in a hollow core microstructured optical fiber", *Opt. Express* 15, 13675–13681 (2007).
- [7] C. Markos, W. Yuan, K. Vlachos, G. E. Town, and O. Bang, "Label-free biosensing with high sensitivity in dual-core microstructured polymer optical fibers," *Opt. Express* 19, 7790–7798 (2011).
- [8] D.J. Webb, K. Kalli, "Polymer Fiber Bragg Gratings", in: A. Cusano, A. Cutolo, J. Albert (Eds.), *Fiber Bragg Grating Sensors: Recent Advancements, Industrial Applications and Market Exploitation*, Chapter 15, Bentham Science Publishers Ltd. (2009).
- [9] A. Stefani, S. Andresen, W. Yuan, N. Herholdt-Rasmussen, and O. Bang, "High Sensitivity Polymer Optical Fiber-Bragg-Grating Based Accelerometer", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 24, 763–765 (2012).
- [10] Z. Xiong, G. D. Peng, B. Wu, and P. L. Chu, "Highly tunable Bragg gratings in single-mode polymer optical fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 11, 352–354 (1999).
- [11] H. Dobb, D. J. Webb, K. Kalli, A. Argyros, M. C. J. Large, and M. A. van Eijkelenborg, "Continuous wave ultraviolet light-induced fiber Bragg gratings in few- and single-mode microstructured polymer optical fibers," *Opt. Lett.* 30, 3296–3298 (2005).

- [12] I.P. Johnson, K. Kalli, D.J. Webb, “827 nm Bragg grating sensor in multimode microstructured polymer optical fibre”, *Electron. Lett.* 46, 1217-1218 (2010).
- [13] A. Stefani, W. Yuan, C. Markos, and O. Bang, “Narrow bandwidth 850 nm fiber Bragg gratings in few-mode polymer optical fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* 23, 660–662 (2011).
- [14] W. Yuan, L. Khan, D. J. Webb, K. Kalli, H. K. Rasmussen, A. Stefani, and O. Bang, “Humidity insensitive TOPAS polymer fiber Bragg grating sensor”, *Opt. Express* 19, 19731-19739 (2011).
- [15] G. G. Odian. “Principles of Polymerization”, 4th ed., Wiley-Interscience: Hoboken, NJ, (2004).
- [16] T. Kaino, “Influence of water absorption on plastic optical fibers,” *Appl. Opt.* 24, 4192 - 4195 (1985).
- [17] T. Ishigure, M. Hirai, M. Sato, Y. Koike, “Graded-index plastic optical fiber with high mechanical properties enabling easy network installations. II,” *J. Appl. Polym. Sci.* 91, 410-416 (2004).
- [18] Topas® cyclic olefin copolymer Product Specification Document (Ticona Inc.).
- [19] K. Nielsen, A.J.L. Rasmussen, H.K. adn Adam, P.C.M. Planken, O. Bang, and P.U. Jepsen. “Bendable, low-loss Topas fibers for the terahertz frequency range”, *Optics Express* 17, 8592-8601 (2009).
- [20] X. Chen, C. Zhang, D. J. Webb, G. D. Peng, and K. Kalli, “Bragg grating in a polymer optical fibre for strain, bend and temperature sensing,” *Meas. Sci. Technol.* 21, 3155–3164 (2010).
- [21] W. Yuan, A. Stefani, M. Bache, T. Jacobsen, B. Rose, N. Herholdt-Rasmussen, F. K. Nielsen, S. Andresen, O. B. Sørensen, K. S. Hansen, and O. Bang, “Improved thermal and strain performance of annealed polymer optical fiber Bragg gratings,” *Opt. Commun.* 284, 176–182 (2011).
- [22] L. Rindorf, J. B. Jensen, M. Dufva, L. H. Pedersen, P. E. Høiby, and O. Bang, “Photonic crystal fiber long-period gratings for biochemical sensing,” *Opt. Express* 14, 8224-8231 (2006).
- [23] J. R. Ott, M. Heuck, C. Agger, P. D. Rasmussen, and O. Bang, “Label-free and selective nonlinear fiber-optical biosensing,” *Opt. Express* 16, 20834-20847 (2008).

Κεφάλαιο 6

Επίλογος

Στον επίλογο αυτής της διδακτορικής διατριβής συνοψίζονται τα βασικά και ερευνητικά αποτελέσματα που προέκυψαν κατά τη διάρκεια της και σκιαγραφούνται παράλληλες και μελλοντικές ερευνητικές κατευθύνσεις.

6.1 Γενική επισκόπηση και συνεισφορά

Αντικείμενο της παρούσας διδακτορικής διατριβής ήταν η θεωρητική και πειραματική μελέτη νέων αισθητήριων διατάξεων που βασίζονται σε ΙΦΚ και έχουν συνδυαστεί με καινοτόμα και λειτουργικά υλικά. Επίσης εξετάζονται γυάλινες αλλά και πολυμερικές ΙΦΚ που ανάλογα την ανάγκη ανίχνευσης χρησιμοποιείται και η ανάλογη οπτική ίνα.

Αρχικά στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια ιστορική αναδρομή και μια εκτενής περιγραφή για το τι είναι οι ίνες φωτονικών κρυστάλλων, τα πλεονεκτήματα που προσφέρουν σε σχέση με τις συμβατικές οπτικές ίνες, τις δύο μεγάλες κατηγορίες υλικών που κατασκευάζονται, γυαλί ή πολυμερές καθώς και τις κατηγορίες ανάλογα με την μορφολογία τους, στερεού ή κενού πυρήνα. Στο τέλος του κεφαλαίου αποτυπώνεται συνοπτικά η οργάνωση της διατριβής που ακολουθεί. Ο σκοπός του πρώτου κεφαλαίου είναι να δώσει στον αναγνώστη κάποιες απαραίτητες πληροφορίες σχετικά με τις ΙΦΚ και τις ιδιότητες τους. Η παρούσα διδακτορική διατριβή διαχωρίζει τα ερευνητικά αποτελέσματα αρχικά για τις γυάλινες ΙΦΚ (Κεφάλαιο 2,3,4) και στις πολυμερικές ΙΦΚ (Κεφάλαιο 5)

Το δεύτερο κεφάλαιο επικεντρώνεται στις γυάλινες ΙΦΚ και γίνεται μια γρήγορη αναφορά στις ιδιότητες των γυάλινων και κυρίως των ΙΦΚ από διοξείδιο του πυριτίου (SiO_2). Επίσης γίνεται μια αναλυτική περιγραφή στον τρόπο κατασκευής των ΙΦΚ είτε με χρήση εξώθησης είτε με χρήση “στοίβαξης και εφελκυσμού” με χρήση ειδικά κατασκευασμένου πύργου εφελκυσμού. Η δεύτερη μέθοδος κατασκευής αναλύεται εκτενέστερα αφού χρησιμοποιείται από πολλές ερευνητικές ομάδες. Στην συνέχεια

περιγράφονται αναλυτικά όλοι οι πιθανοί μηχανισμοί κυματοδήγησης (ολική εσωτερική ανάκλαση, φωτονικό χάσμα, αναστολή ζεύξης φωτός) που μπορούν να υπάρξουν ανάλογα την γεωμετρική μορφολογία των ΙΦΚ. Θα πρέπει να επισημανθεί ότι οι συγκεκριμένοι μηχανισμοί κυματοδήγησης μπορούν να υπάρξουν και σε πολυμερικές ΙΦΚ.

Το τρίτο κεφάλαιο πλέον παρουσιάζει τα πρώτα ερευνητικά αποτελέσματα από την χρήση γυάλινων ΙΦΚ που έχουν συνδυαστεί με ένα ευρέως γνωστό πολυμερικό υλικό, το PDMS. Όπως αναφέρθηκε στο πρώτο και δεύτερο κεφάλαιο, οι οπτικές ιδιότητες των ΙΦΚ μπορούν να διαμορφωθούν ανάλογα με την γεωμετρική τους μορφολογία. Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο παρουσιάζεται η δυνατότητα διαμόρφωσης των οπτικών ιδιοτήτων της ίνας συνδυάζοντας την με ένα λειτουργικό υλικό, το PDMS. Το συγκεκριμένο υλικό έχει πολύ καλές οπτικές αλλά και μηχανικές ιδιότητες. Στην αρχή του κεφαλαίου γίνεται μια αναφορά στις βασικές ιδιότητες του PDMS και πώς αυτές μπορούν να επηρεάσουν συνολικά την κυματοδήγηση της νέας υβριδικής γυάλινης/PDMS ΙΦΚ. Πριν την αναφορά σε όλα τα πειραματικά αποτελέσματα, γίνεται μια πλήρης θεωρητική μελέτη στις βασικές ιδιότητες των παραμέτρων κυματοδήγησης (Παράμετρος-V, ενεργός δείκτης διάθλασης, απώλειες, ποσοστό ισχύος, κτλ) για την περίπτωση διαφορετικών υβριδικών PDMS ΙΦΚ και συγκρίνονται με τις ιδιότητες στις συμβατικές ΙΦΚ. Το PDMS εκτός των άλλων παρέχει και πολύ καλές θερμο-οπτικές ιδιότητες, συνεπώς η θεωρητικές μελέτη επεκτάθηκε και στο πώς οι θερμο-οπτικές ιδιότητες του υλικού μπορούν να χρησιμοποιηθούν για ανάπτυξη θερμικά συντονιζόμενων στοιχείων. Στην συνέχεια του κεφαλαίου παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την ανάπτυξη των υβριδικών ΙΦΚ. Δύο διαφορετικές ΙΦΚ χρησιμοποιήθηκαν, στερεού και κενού πυρήνα ΙΦΚ. Τέλος, παρουσιάζονται και αναλύονται όλες οι πειραματικές μετρήσεις από τον χαρακτηρισμό των αισθητήρων. Πρώτα αναφέρονται τα αποτελέσματα μιας υβριδικής (συμβατικής μορφολογίας) ΙΦΚ που δρα σαν αισθητήρα κύρτωσης και που σε συνδυασμό με το θερμο-οπτικό φαινόμενο μπορεί να λειτουργήσει και σαν αισθητήρα θερμοκρασίας. Στην συνέχεια παρουσιάζεται η ανάπτυξη ενός αισθητήρα θερμοκρασίας με χρήση διπλοδιαθλαστικής ΙΦΚ σε συνδυασμό με το PDMS. Η θερμοκρασία μεταβάλλει την πόλωση του φωτός στην ίνα και έχει σαν άμεσο αποτέλεσμα την μεταβολή της ισχύς εξόδου από την ίνα. Τέλος, παρουσιάζονται σύντομα αρχικά αποτελέσματα από την ανάπτυξη μιας υβριδικής ΙΦΚ κενού πυρήνα, όπου ο μηχανισμός κυματοδήγησης φωτονικού χάσματος μπορεί να μετατραπεί πολύ εύκολα και γρήγορα σε μηχανισμό αναστολής ζεύξης φωτός.

Το συγκεκριμένο κεφάλαιο παρουσίασε για πρώτη φορά την δυνατότητα μετατροπής των οπτικών ιδιοτήτων των ΙΦΚ για ανάπτυξη διαφορετικών αισθητήρων και στοιχείων μετατροπής κυματοδήγησης με χρήση ενός νέου υλικού, το PDMS. Με την συγκεκριμένη μεθοδολογία αποφεύγεται αρχικά ο σχεδιασμός και η κατασκευή μιας νέας ΙΦΚ από την αρχή. Επίσης, προτείνεται ένας τρόπος ενίσχυσης της ευαισθησίας της silica ΙΦΚ σε εξωτερικές παρεμβολές. Θα πρέπει να τονιστεί ότι οι γυάλινες ΙΦΚ δεν επηρεάζονται σχεδόν καθόλου από τις εξωτερικές μεταβολές θερμοκρασίας. Συνεπώς η χρήση του PDMS στις οπές της ΙΦΚ είναι μια γρήγορη και αποδοτική μέθοδος για εφαρμογή των ΙΦΚ σε ανάπτυξη αισθητήρων θερμοκρασίας αλλά και θερμικά συντονιζόμενων στοιχείων.

Το τέταρτο κεφάλαιο επικεντρώνεται επίσης σε γυάλινες ΙΦΚ και εστιάζει σε μια νέα μέθοδο που προτείνεται για εναπόθεση λεπτών υμενίων διαφορετικού τύπου γυαλιού στις οπές της ΙΦΚ. Συγκεκριμένα εξετάζεται το μη-γραμμικό χαλκογενές γυαλί As_2S_3 όπου αρχικά περιγράφονται οι ιδιότητες και τα πλεονεκτήματα του όταν είναι σε μορφή διαλύματος. Στην συνέχεια αποτυπώνεται αναλυτικά η πειραματική διάταξη και διαδικασία για εναπόθεση του συγκεκριμένου υλικού στις οπές της ίνας, ώστε με την αφαίρεση/εξάτμιση του διαλύτη να σχηματιστεί ένα λεπτό υμένιο από το νέο As_2S_3 . Τέλος περιγράφονται επίσης όλα τα πειραματικά αποτελέσματα από την ανάπτυξη στοιχείων μετατροπής κυματοδήγησης από ολική ανάκλαση σε φωτονικό χάσμα καθώς και συντονιζόμενων με ακτινοβολία στοιχείων. Η προτεινόμενη μεθοδολογία παρουσιάστηκε για πρώτη φορά στον κόσμο και αποτελεί μια εύκολη και γρήγορη λύση για εναπόθεση νέων υλικών και ειδικά δύσχωρηστων γυαλιών, στις οπές της ΙΦΚ.

Τέλος, το τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάζει όλα τα πειραματικά αποτελέσματα από την χρήση πολυμερικών ινών και συγκεκριμένα πολυμερικών ΙΦΚ. Τα δύο κύρια υλικά που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή των πολυμερικών ΙΦΚ είναι το PMMA και το TOPAS. Στην αρχή γίνεται μια σύντομη περιγραφή στις χημικές και φυσικές ιδιότητες των υλικών αυτών ενώ στην συνέχεια περιγράφεται αναλυτικά η διαδικασία κατασκευής τέτοιων ΙΦΚ με χρήση του πύργου εφελκυσμού. Επίσης για την ανάπτυξη των αισθητήρων τάνυσης που παρουσιάζονται στο συγκεκριμένο κεφάλαιο χρησιμοποιούνται φράγματα Bragg. Συνεπώς γίνεται μια σύντομη θεωρητική περιγραφή των φραγμάτων Bragg καθώς και την απαιτούμενη διάταξη για την εγγραφή τους στον πυρήνα της ίνας. Στην συνέχεια παρουσιάζεται ο χαρακτηρισμός των φραγμάτων για εφαρμογές στην παρακολούθηση της τάνυσης. Τέλος, και ανεξάρτητα από τις προηγούμενες υπό-ενότητες του κεφαλαίου παρουσιάζεται μια νέα γεωμετρική διάταξη ΙΦΚ με διπλό πυρήνα. Η συγκεκριμένη διάταξη χρησιμοποιήθηκε για την ανάπτυξη ενός βίο-αισθητήρα και συγκεκριμένα για την ανίχνευση της α-

στρεπταβιδίνης. Ο μηχανισμός αίσθησης γίνεται μέσω του φαινομένου σύζευξης των πυρήνων βάσει του διαφυγέν πεδίου ενώ η ευαισθησία του αισθητήρα είναι πολύ υψηλή. Το συγκεκριμένο κεφάλαιο παρουσίασε σημαντικά ερευνητικά αποτελέσματα στον χώρο των πολυμερικών ΙΦΚ. Αρχικά παρουσιάστηκε για πρώτη η χρήση φραγμάτων Bragg σε πολυμερική TOPAS ΙΦΚ όπου ο αισθητήρας λειτουργεί στους 110°C. Επίσης ο σχεδιασμός της διπλού πυρήνα ΙΦΚ για την ανάπτυξη του βιο-αισθητήρα παρουσίασε την μεγαλύτερη ευαισθησία βιο-αισθητήρα (20nm/nm) με χρήση ΙΦΚ.

6.2 Μελλοντικές κατευθύνσεις

Από την θεωρητική και πειραματική μελέτη των ΙΦΚ (γυάλινων και πολυμερικών) προέκυψε ότι ο συνδυασμός των ΙΦΚ με νέα λειτουργικά υλικά μπορεί να αποτελέσει μια σημαντική διέξοδος στην ανάπτυξη νέων οπτικών αισθητήρων και συντονιζόμενων στοιχείων, φίλτρων κτλ. Συνοπτικά πιθανές μελλοντικές κατευθύνσεις έρευνας είναι:

- Εύρεση νέων μεθόδων για διήθηση υλικών στις οπές της ΙΦΚ με ελεγχόμενο τρόπο.
- Χρήση νέων πολυμερικών υλικών στις οπές με υψηλό θερμο-οπτικό συντελεστή για την ανάπτυξη υπερ-ευαίσθητων αισθητήρων θερμοκρασίας.
- Συνδυασμός φραγμάτων Bragg σε νέα υλικά που έχουν διηθηθεί στις οπές της ΙΦΚ για ανάπτυξη στοιχείων.
- Μελέτη και σχεδιασμός νέων γεωμετριών της ΙΦΚ για εφαρμογές σε μη-γραμμικά φαινόμενα.
- Σύνθεση νέων γυαλιών με διαφοροποιημένες οπτικές ιδιότητες για ανάπτυξη μη-γραμμικών στοιχείων.

Λίστα Δημοσιεύσεων Διδακτορικής

Διατριβής

Στα πλαίσια εκπόνησης της παρούσας διδακτορικής διατριβής προέκυψαν σημαντικά και καινοτόμα επιστημονικά ευρήματα. Τα ευρήματα αυτά δημοσιεύτηκαν σε διεθνή επιστημονικά περιοδικά και συνέδρια, τα οποία παρατίθενται στην συνέχεια με αύξουσα χρονολογική σειρά. Οι διακρίσεις που δέχτηκαν οι δημοσιευμένες εργασίες σημειώνονται με μικρότερη γραμματοσειρά κάτω από την αντίστοιχη δημοσίευση.

Δημοσιεύσεις σε διεθνή περιοδικά

1. **Christos Markos**, Alessio Stefani, Kristian Nielsen, Henrik K. Rasmussen, Wu Yuan, and Ole Bang, “*High-Tg TOPAS microstructured polymer optical fiber for fiber Bragg grating strain sensing at 110 degrees*,” Opt. Express 21, 4758-4765 (2013).
2. **Christos Markos**, Spyros N. Yannopoulos, and Kyriakos Vlachos, “*Chalcogenide glass layers in silica photonic crystal fibers*,” Opt. Express 20, 14814-14824 (2012).
(spotlight on Optics - July 2012)
3. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, and George Kakarantzas, “*Guiding and thermal properties of a hybrid polymer-infused photonic crystal fiber*,” Opt. Mater. Express 2, 929-941 (2012).
4. **Christos Markos**, Wu Yuan, Kyriakos Vlachos, Graham E. Town, and Ole Bang, “*Label-free biosensing with high sensitivity in dual-core microstructured polymer optical fibers*,” Opt. Express 19, 7790-7798 (2011).
(selected by Virtual Journal for Biomedical Optics Vol. 6, Iss. 5)
5. Alessio Stefani, Wu Yuan, **Christos Markos**, and Ole Bang, “*Narrow bandwidth 850 nm fiber Bragg gratings in few-mode polymer optical fibers*” IEEE Photon. Technol. Lett. 23 (10), 660-662 (2011).
6. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, and George Kakarantzas, “*Bending loss and thermo-optic effect of a hybrid PDMS/silica photonic crystal fiber*,” Opt. Express 18, 24344-24351 (2010).
(selected by OSA to the most innovative and influential research in Fiber Optics over the past two years)

Δημοσιεύσεις σε διεθνή συνέδρια (με πρακτικά)

1. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas “*Formation of PDMS films inside the holes of silica photonic crystal fibers*” Oral Presentation in SPIE Photonics Europe, Brussels, Belgium (2012).
Proc. SPIE 8426, 842604 (2012).
2. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas “*Modeling of photonic crystal fiber with polymer inclusions*” Oral Presentation in SPIE Photonics Europe, Brussels, Belgium (2012).
Proc. SPIE 8426, 84260Y (2012).
3. Alessio Stefani, Wu Yuan, **Christos Markos** et al. “*Temperature compensated, humidity insensitive, high-Tg TOPAS FBGs for accelerometers and microphones*” Invited Oral in OFS2012, 22nd International Conference on Optical Fiber Sensors
Proc. SPIE 8421, 84210Y (2012).
4. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas, “*Guiding and birefringent properties of a hybrid PDMS/silica photonic crystal fiber*” Poster Presentation in Photonics West, Fiber Lasers VIII: Technology, Systems, and Applications, San Francisco, California, USA (2011)
Proc. SPIE 7914, 791427 (2011).
5. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas, “*Thermo-optic effect of an index guiding photonic crystal fiber with elastomer inclusions*” Poster Presentation in 21st International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS-21), Ottawa, Canada (2011).
Proc. SPIE 7753, 775340 (2011).
6. George Kakarantzas, Antonio Diez, Jose L. Cruz, **Christos Markos**, Miguel V. Andres, Kyriakos Vlachos “*Direct Bragg grating writing in a hybrid PDMS/Silica photonic crystal fiber*” Oral Presentation in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD), paper CE9.3 (2011).
7. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas “*Partial power recovery of bend-induced loss using a hybrid index-guiding photonic crystal fiber*” Poster Presentation in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest, paper CE.P33 (2011).

Δημοσιεύσεις σε διεθνή συνέδρια (χωρίς πρακτικά)

8. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, Thomas Vassiliadis, Vassilios Dracopoulos, George Kakarantzas, Spyros N. Yannopoulos “*Soft glass film deposition in silica solid and hollow core photonic crystal fiber*” Oral Presentation in Photonics West 2013, OPTO, 2 - 7 February, San Francisco, California, USA (2013).
9. George Kakarantzas, **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos “*Tunable devices in PDMS/Silica hybrid photonic crystal fibers*” Invited Oral in 4th Mediterranean Conference on Nano-Photonics, MediNano-4, Rome, Italy (2011).
10. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas “*Bend measurements of photonic crystal fiber with elastomer inclusions*” Poster presentation in 3rd Mediterranean Conference on Nano-Photonics, MediNano-3, Belgrade, Serbia (2010).
11. **Christos Markos**, George Kakarantzas, Kyriakos Vlachos “*Polymer-silica photonic crystal fiber*” Invited Oral in 3rd Mediterranean Conference on Nano-Photonics, MediNano-3, Belgrade, Serbia (2010).
12. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas “*Hybrid index-guiding photonic crystal fiber with tunable birefringence*” Poster presentation in XXVI PanHellenic Conference on Solid State Physics and Materials Science, Ioannina, Greece (2010).
13. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas “*Fibre-optic interferometric pressure sensor based on droplet-shaped PDMS elastomer*” Poster presentation in ICO-Photonics, Delphi, Greece (2009).
14. **Christos Markos**, Kyriakos Vlachos, George Kakarantzas “*Fibre-optic based pressure microsensor*” Poster presentation in 2nd Mediterranean Conference on Nano-Photonics, MediNano-2, Athens, Greece (2009).
15. Ioannis Alexandrou, Emmanuel Lioudakis, **Christos Markos**, Andreas Othonos “*Combination of electrical and optical characterization toward understanding the properties of P3HT-nanotube composites over a wide range of nanotube concentrations*” Invited Oral in Virtual Conference on Nanoscale science and Technology VC-NST, Fayetteville, Arkansas, USA (2008).