



**Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο**

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών  
και Φυσικών Επιστημών – Τομέας Φυσικής  
Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών – Τομέας  
Πυρηνικής Τεχνολογίας



**Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος**  
Ινστιτούτο Πυρηνικής και  
Σωματιδιακής Φυσικής  
Ινστιτούτο Νανοεπιστήμης  
και Νανοτεχνολογίας

## Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών «Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

### Μελέτη Οπτικής Παγίδευσης Υποβοηθούμενης από Πλασμαονικά Πεδία



**Γουσέτης Αναστάσιος**  
**Διπλωματική Εργασία**

Επιβλέπων Καθηγητής  
Σεραφετινίδης Αλέξανδρος  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα 2014

**Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο**

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών  
και Φυσικών Επιστημών – Τομέας Φυσικής  
Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών – Τομέας  
Πυρηνικής Τεχνολογίας

**Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος**

Ινστιτούτο Πυρηνικής και  
Σωματιδιακής Φυσικής  
Ινστιτούτο Νανοεπιστήμης  
και Νανοτεχνολογίας

Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών  
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

## **Μελέτη Οπτικής Παγίδευσης Υποβοηθούμενης από Πλασματικά Πεδία**

**Γουσέτης Αναστάσιος**  
**Διπλωματική Εργασία**

Επιβλέπων Καθηγητής  
Σεραφετινίδης Αλέξανδρος  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα 2014

---

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η οπτική παγίδευση είναι μία μη-καταστρεπτική τεχνική, η οποία χρησιμοποιείται για το χειρισμό πληθώρας σωματιδίων, όπως διηλεκτρικών νανοσωματιδίων και κυττάρων. Εφαρμόζεται από πολλές ερευνητικές ομάδες σε διάφορους τομείς, από τη βιοφυσική και τη βιολογία έως τη βιοτεχνολογία και τους κβαντικούς υπολογιστές.

Σε πολλές εφαρμογές η αύξηση του συντελεστή απόδοσης της οπτικής παγίδευσης  $Q$  είναι απαραίτητη. Παρ' ότι η αύξηση της ισχύος του laser οδηγεί στην ενίσχυση της οπτικής παγίδας, μπορεί να προκαλέσει ζημιά στο δείγμα.

Σ' αυτήν τη διπλωματική εργασία, θα παρουσιάσουμε δύο πιθανούς τρόπους για την ενίσχυση της οπτικής παγίδευσης. Πρώτον, θα μελετήσουμε τη δική μας πειραματική διάταξη οπτικής παγίδευσης και θα δείξουμε πως η βελτιστοποίηση της πειραματικής διάταξης μπορεί ν' αυξήσει την απόδοση της οπτικής παγίδευσης. Δεύτερον, θα χρησιμοποιήσουμε την τροποποιημένη πειραματική διάταξη σε πλασμονική παγίδευση μέσω μικροδομών. Σ' αυτά τα πειράματα χρησιμοποιήσαμε υποστρώματα από γυαλί, πυρίτιο και χαλαζία, επικαλυμμένα από νανοσωματίδια αργύρου κι ένα συνεχές Nd:YAG laser, με Γκαουσιανή δέσμη, στα 1064nm πολύ καλά εστιασμένο μέσω ενός αντικειμενικού φακού μ' αριθμητικό άνοιγμα  $N.A.=0.85$ . Επίσης, σε όλα τα πειράματα, ο υπολογισμός των οπτικών δυνάμεων έγινε μέσω της μεθόδου της μέτρησης της ταχύτητας διαφυγής του σωματιδίου.

Τέλος, θα συγκρίνουμε τα πειραματικά αποτελέσματα μ' αυτά των αριθμητικών προσομοιώσεων και θα προτείνουμε μερικές λύσεις για επιπλέον αύξηση της απόδοσης της οπτικής παγίδευσης.

Λέξεις – κλειδιά: Οπτική παγίδευση, Πλασμονικά πεδία, Επιφανειακά πλασμόνια, Οπτική παγίδευση υποβοηθούμενη από πλασμονικά πεδία

---

## ABSTRACT

Optical trapping is a non-destructive technique which is used to manipulate a variation of particles, such as dielectric nanoparticles and cells. It is applied in various areas from biophysics and biology to nanotechnology and quantum computers, by many research groups.

For many applications, the increase of the effective quality factor of optical trapping  $Q$  is needed. Although the increase of laser power can enhance the optical trap, it can cause damage to the specimen.

In this master thesis, we will present two possible ways for the optical trapping enhancement. Firstly, we will study our optical trapping experimental set-up and we will show how an optimization of this set-up can increase the optical trapping efficiency. Secondly, we'll use the modified experimental set-up in plasmonic microstructures trapping. For these experiments, we used Si, SiO<sub>2</sub> and glass substrates, coated with Ag nanoparticles and a highly focused cw Gaussian Nd:YAG laser at 1064nm through an objective lens with numerical aperture N.A.=0.85. Also, in all experiments, the optical forces were calculated by measuring the particle's escape velocity calibration method.

Finally, we will compare the experimental with the numerical simulation results and we will propose a number of solutions for additional increase of the optical trapping efficiency.

Keywords: Optical trapping, Plasmonic fields, Surface plasmons (SPs), Plasmon assisted optical trapping

---

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Περίληψη/Abstract .....	i
Περιεχόμενα .....	iii

Πρόλογος .....	1
----------------	---

### 1<sup>ο</sup> Μέρος

#### Τροποποίηση Πειραματικής Διάταξης Οπτικής Παγίδευσης με Γκαουσιανή Δέσμη

<b>Κεφάλαιο I – Οπτική παγίδευση .....</b>	<b>5</b>
1.1 Ορισμός .....	5
1.2 Ιστορική Αναδρομή .....	6
1.3 Εφαρμογές.....	10
1.4 Θεωρητική ανάλυση .....	12
1.4.1 Πίεση ακτινοβολίας .....	12
1.4.2 Είδη και ανάλυση οπτικών δυνάμεων .....	14
1.4.3 Σκέδαση Mie και Rayleigh .....	20
<b>Κεφάλαιο II – Μέθοδοι υπολογισμού οπτικών δυνάμεων.....</b>	<b>25</b>
Εισαγωγή.....	25
2.1 Μέθοδος διαφυγής .....	26
2.2 Μέθοδος ακαμψίας της παγίδας .....	29
2.3 Μέθοδος με βάση την κίνηση Brown .....	31
2.4 Μέθοδος της διηλεκτροφόρησης .....	32
2.5 Άλλες μέθοδοι .....	35
<b>Κεφάλαιο III – Διάταξη οπτικής παγίδευσης.....</b>	<b>37</b>
3.1 Σχεδιασμός διάταξης οπτικής παγίδευσης.....	37
3.2 Περιγραφή πειραματικής διάταξης του εργαστηρίου .....	42
<b>Κεφάλαιο IV – Τροποποίηση διάταξης οπτικής παγίδευσης .....</b>	<b>46</b>
4.1 Περιγραφή τροποποιημένης πειραματικής διάταξης .....	46
4.2 Μετρήσεις - Αποτελέσματα .....	54
4.3 Συμπεράσματα .....	56

### 2<sup>ο</sup> Μέρος

#### Ενίσχυση Οπτικής Παγίδευσης με τη Χρήση Πλασμονικών Πεδίων

<b>Κεφάλαιο V – Οπτική παγίδευση και πλασμονικά πεδία .....</b>	<b>58</b>
5.1 Πλασμόνια και πλασμονικά πεδία.....	58
5.2 Εφαρμογές .....	62
5.3 Συνδυασμός οπτικής παγίδευσης και πλασμονικών πεδίων .....	63
<b>Κεφάλαιο VI – Μετρήσεις δειγμάτων με νανοδομές .....</b>	<b>64</b>

---

6.1 Περιγραφή δειγμάτων .....	64
6.2 Μετρήσεις - Αποτελέσματα .....	71
6.3 Συμπεράσματα .....	78

### **3<sup>ο</sup> Μέρος**

#### **Προσομοίωση πειράματος με υπολογιστή**

<b>Κεφάλαιο VII – Προσομοιώσεις πειραμάτων .....</b>	<b>80</b>
7.1 Μοντελοποίηση πειράματος κι υπολογισμός δυνάμεων.....	80
7.2 Μετρήσεις - Αποτελέσματα .....	83
7.3 Συμπεράσματα .....	86
<b>Επίλογος .....</b>	<b>88</b>
<b>Παράρτημα I .....</b>	<b>90</b>
<b>Παράρτημα II .....</b>	<b>93</b>
<b>Παράρτημα III .....</b>	<b>99</b>
<b>Παράρτημα IV .....</b>	<b>104</b>
<b>Αναφορές .....</b>	<b>106</b>
<b>Δημοσιεύσεις .....</b>	<b>113</b>

---

## Πρόλογος

Φως! Μία λέξη, πολλές έννοιες. Από αρχαιοτάτων χρόνων, η λέξη αυτή απασχολούσε τους διανοητές κι όχι μόνο, της εκάστοτε εποχής. Την συναντάμε σχεδόν παντού, στη Θρησκεία, στη Φιλοσοφία και στην Επιστήμη. Τις περισσότερες φορές δίνοντας της ένα νόημα υπερβατικό και μυστηριακό. Έτσι, με τα χρόνια το φως συνδέθηκε με τη συνείδηση των ανθρώπων ως κάτι άυλο κι υπερκόσμιο. Περνώντας τα χρόνια και φτάνοντας κοντά στον 16<sup>ο</sup> – 17<sup>ο</sup> αιώνα, όπου η Επιστήμη των Μαθηματικών είχε προχωρήσει αρκετά και η Φυσική άρχιζε δειλά-δειλά να εμφανίζεται, έγιναν οι πρώτες προσπάθειες ν' απαντήσουμε στο ερώτημα: «Τι είναι το φως;». Πρώτος, ο Isaac Newton και κατόπιν κι άλλοι «φιλόσοφοι» της εποχής προσπαθώντας να εξηγήσουν την φύση του φωτός δημιούργησαν δύο θεωρίες. Η μία ισχυριζόταν ότι έχει κυματική φύση κι η άλλη ότι έχει σωματιδιακή φύση.

Πέρασαν αρκετά χρόνια, ώσπου φτάσαμε στο 1900 με τον Max Planck να μας μιλάει για τα «κβάντα» και στη συνέχεια τον Albert Einstein να μας εξηγεί το «Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο», μ' αποτέλεσμα να καταλήγουμε ότι το φως είναι διφυές! Άλλοτε συμπεριφέρεται σαν κύμα κι άλλοτε σαν σωματίδιο, το φωτόνιο. Ακόμα και τότε, όμως, δεν αλλάξαμε πολύ τις αντιλήψεις μας αφού το φωτόνιο είναι ένα σωματίδιο με μηδενική μάζα. Έτσι, το φως συνεχίζει να κατέχει την άυλη υπόστασή του.

Περνάνε κι άλλο τα χρόνια και φτάνουμε στη δεκαετία του '70, όπου ο Ashkin ανακοινώνει κάτι εντελώς εξωπραγματικό. Κάτι που ακόμα και σήμερα, μετά από σχεδόν 35 χρόνια, θεωρείται αδιανόητο για τους ανυποψίαστους. Το φως μπορεί να παγιδεύσει ύλη! Κάτι άυλο μπορεί να παγιδεύσει κάτι υλικό και με κατάλληλους χειρισμούς να το τοποθετεί εκεί που αυτό θέλει.

Στην πραγματικότητα μη φανταζόμαστε ότι με το φως θα μπορούσαμε να σηκώσουμε ένα αυτοκίνητο και να το μεταφέρουμε αλλού. Ουσιαστικά, μιλάμε για τον μικρόκοσμο, για μεγέθη δηλαδή ατόμων, μορίων και το πολύ, κυττάρων, χωρίς να σημαίνει ότι χάνει τη σημαντικότητά του ως φαινόμενο. Η τεχνική που μπορεί να παγιδεύσει και να χειριστεί σωματίδια με τη χρήση του φωτός, ονομάζεται «Οπτική Παγίδευση» και είναι το κυρίως θέμα της παρούσας εργασίας. Η τεχνική της οπτικής παγίδευσης εφαρμόζεται πλέον σε πάρα πολλούς τομείς, με κυριότερους της Βιοφυσικής, της Βιοϊατρικής, της Βιολογίας και της Βιοτεχνολογίας. Επίσης, είναι μέρος σε πολλές από τις πιο υποσχόμενες μεθόδους για την κατασκευή Κβαντικών Υπολογιστών.

Χρησιμοποιώντας μία από τις πειραματικές διατάξεις οπτικής παγίδευσης του εργαστηρίου «Οπτοηλεκτρονική, Laser και Εφαρμογές τους» του Ε.Μ.Π., μελετήσαμε την τεχνική αυτή και ταυτόχρονα προσπαθήσαμε να βρούμε τρόπους ενίσχυσης της απόδοσης της οπτικής παγίδας. Για τη δημιουργία οπτικής παγίδευσης χρειάζεται η χρήση ενός τουλάχιστον laser, που σημαίνει ότι η παγίδα προφανώς ενισχύεται αυξάνοντας την ισχύ του laser. Όμως, δεν είναι τόσο απλό. Η μεγάλη ισχύς του laser, πιθανόν να προκαλέσει μερική ή ολική καταστροφή στο δείγμα κι αυτό είναι απαγορευτικό ιδίως εάν πρόκειται για βιολογικό δείγμα (π.χ. κύτταρο).

---

Οι πιθανοί τρόποι βελτίωσης της απόδοσης της οπτικής παγίδευσης είναι δύο. Η τροποποίηση της διάταξης με σκοπό την ενίσχυση της οπτικής παγίδας χωρίς την αύξηση της ισχύος του laser ή η ενίσχυση της οπτικής παγίδας με τη χρήση πλασμονικών πεδίων. Το δεύτερο είναι ένας πρόσφατος τομέας, ο οποίος έχει κεντρίσει το ενδιαφέρον της παγκόσμιας επιστημονικής κοινότητας. Πολλοί ερευνητές ανά τον κόσμο έχουν στρέψει το ενδιαφέρον τους προς αυτήν την κατεύθυνση.

Η παρούσα εργασία έχει χωριστεί σε τρία μέρη, προκειμένου να γίνει πιο εύκολα αναγνώσιμη.

Στο 1<sup>ο</sup> Μέρος αναφέρουμε τι είναι η οπτική παγίδευση, μία ιστορική αναδρομή, καθώς και μία θεωρητική προσέγγιση μέσω της ανάλυσης των οπτικών δυνάμεων που ασκούνται στο παγιδευμένο σωματίδιο. Στη συνέχεια περιγράφουμε την πειραματική διάταξη του εργαστηρίου και την τροποποίηση που κάναμε με σκοπό την ενίσχυση της οπτικής παγίδας. Παρουσιάζονται μετρήσεις που έγιναν και συμπεράσματα που προέκυψαν.

Στο 2<sup>ο</sup> Μέρος περιγράφουμε τι είναι τα πλασμόνια και τα πλασμονικά πεδία, καθώς και τον τρόπο που συσχετίζονται με την οπτική παγίδευση. Αναλύουμε τις μετρήσεις που πήραμε σε συγκεκριμένα δείγματα και ερμηνεύουμε τ' αποτελέσματα από τα πειράματα.

Στο 3<sup>ο</sup> Μέρος προσεγγίζουμε το πρόβλημα μέσω προσομοίωσης με τη βοήθεια υπολογιστικού προγράμματος. Υπολογίζουμε μέσω αριθμητικής ανάλυσης την ενίσχυση της οπτικής παγίδευσης με τη βοήθεια πλασμονικών πεδίων, για τροποποιημένη και μη, πειραματική διάταξη βγάζοντας τ' αντίστοιχα συμπεράσματα.

Τέλος, κλείνουμε την εργασία περιγράφοντας το πείραμα, τις μετρήσεις και τα συνολικά συμπεράσματα, καθώς επίσης προτείνουμε λύσεις και προοπτικές για περαιτέρω έρευνα.

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στα πλαίσια του Διατμηματικού Προγράμματος Μεταπτυχιακών Σπουδών: «Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές», που διοργανώνουν η Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών και η Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, σε συνεργασία με το Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής, καθώς και το Ινστιτούτο Νανοεπιστήμης και Νανοτεχνολογίας του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών «Δημόκριτος», με επιβλέποντα τον Καθηγητή του Ε.Μ.Π. κ. Αλέξανδρο Σεραφεινίδη.

Όλα τα πειράματα που αφορούν την εργασία αυτή πραγματοποιήθηκαν στις εγκαταστάσεις του εργαστηρίου «Οπτοηλεκτρονική, Laser και Εφαρμογές τους» του Τομέα Φυσικής του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Ολοκληρώνοντας την διπλωματική εργασία θα ήθελα να ευχαριστήσω όσους με βοήθησαν και μου συμπαραστάθηκαν στο διάστημα αυτό.

Τον Καθηγητή κ. Αλέξανδρο Σεραφεινίδη για την καθοδήγησή του καθ' όλη την διάρκεια της εργασίας, για τις επιστημονικές του συμβουλές που μου παρείχε όπως κι οτιδήποτε χρειαζόμουν από τον εργαστηριακό εξοπλισμό. Επίσης, για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε ώστε να μπορώ να πειραματιστώ πάνω στην πειραματική διάταξη όπως έκρινα σκόπιμο κάθε φορά.



---

Την Αν. Καθηγήτρια κα. Μυρσίνη Μακροπούλου για τις άμεσες επιστημονικές πληροφορίες που μου παρείχε σε όποια απορία μου και για την ηθική της συμπαράσταση.

Τον Επ. Καθηγητή κ. Γεώργιο Τσιγαρίδα για την ανεκτίμητη βοήθειά του στις υπολογιστικές προσομοιώσεις, μια και σ' εκείνον έπεσε το «βάρος» των αριθμητικών αναλύσεων μέσω υπολογιστή.

Τον Υποψήφιο Διδάκτορα κ. Δημήτριο Πολύζο που μου έδειξε ό,τι χρειαζόμουν σχετικά με την πειραματική διάταξη του εργαστηρίου.

Την Μεταδιδακτορική Ερευνήτρια κα. Ελίνα Σπυράτου για την άμεση βοήθειά της σχετικά με το πείραμα και τον εργαστηριακό εξοπλισμό.

Τον Επ. Καθηγητή κ. Βασίλειο Γιαννόπαπα για τις επιστημονικές του συμβουλές.

Τον Αν. Καθηγητή κ. Ιωάννη Ράπτη και τον Καθηγητή κ. Δημήτριο Τσουκαλά που διέθεσαν τα δείγματα ώστε να μπορέσουν να γίνουν τα πειράματα, αλλά και για την άμεση βοήθεια σ' ό,τι χρειαζόμουν, καθώς επίσης, την Υποψήφια Διδάκτορα κα. Μαριάνθη Παναγοπούλου για την άμεση ανταπόκρισή της σε οποιαδήποτε πληροφορία χρειαζόμουν για τα δείγματα.

Τον συνεργάτη του τομέα Φυσικής του ΕΜΠ κ. Σπήλιο Ζιδρόπουλο για τη βοήθειά του σχετικά με το SEM.

Τον Καθηγητή κ. Ανδρέα Μπουντουβή για τη δυνατότητα χρήσης που μας παρείχε σχετικά με το υπολογιστικό πρόγραμμα COMSOL Multiphysics.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω την Ειδική Επιτροπή του μεταπτυχιακού προγράμματος κι ιδιαιτέρως τον Διευθυντή του μεταπτυχιακού Αν. Καθηγητή κ. Κωνσταντίνο Παρασκευαΐδη, καθώς κι όλους τους Καθηγητές του μεταπτυχιακού που μου έδωσαν την ευκαιρία να σπουδάσω κάτι που επιθυμούσα πολύ και να είμαι σήμερα σε θέση να γράψω αυτήν τη διπλωματική εργασία.

Ακόμα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους συμφοιτητές μου για την άριστη συναδελφικότητά τους καθ' όλη τη διάρκεια του μεταπτυχιακού.

Τέλος, θα ήθελα ολόθερμα να ευχαριστήσω τους γονείς μου, Άγγελο και Μαρία, καθώς και την αδερφή μου, Νικόλ, για την αγάπη τους και την συμπαράστασή τους, ηθική και υλική, όλα αυτά τα χρόνια κι ιδιαιτέρως κατά τη διάρκεια των σπουδών μου στο μεταπτυχιακό και φυσικά, την σύζυγό μου, Φωτεινή, που μαζί διαβήκαμε αυτό το μονοπάτι έχοντας αγκαλιά την κορούλα μας, Μαλένα, που αν κι η ηλικία της είναι τόσο μικρή, η αγάπη της είναι τόσο μεγάλη για να μου δίνει κουράγιο.

---

# *1<sup>ο</sup> Μέρος*

*Τροποποίηση Πειραματικής  
Διάταξης Οπτικής Παγίδευσης  
με Γκαουσιανή Δέσμη*

---

# I

## Οπτική παγίδευση

### 1.1 Ορισμός

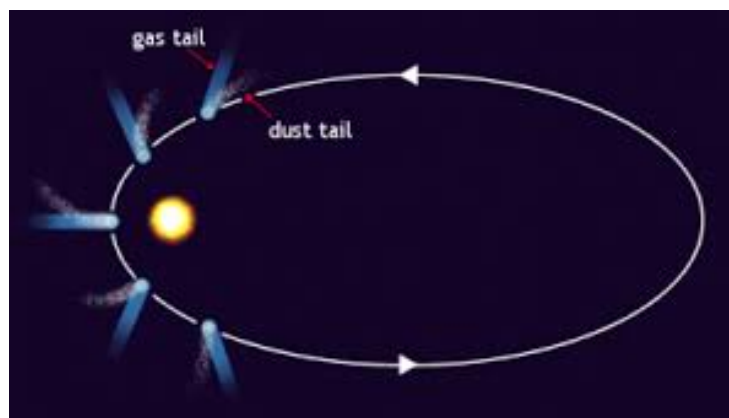
Οπτική παγίδευση ή οπτική λαβίδα (optical trapping ή optical tweezers στα αγγλικά, αντίστοιχα) ονομάζεται η μη-επεμβατική τεχνική μικροχειρισμού ή ακόμα και ακινητοποίησης μικροσωματιδίων, με τη χρήση μίας ή περισσοτέρων πολύ καλά εστιασμένων δεσμών laser. Λόγω του τρισδιάστατου πεδίου βαθμίδας του φωτός, ένα μικροσωματίδιο διαπερατό στο φως μπορεί να παγιδευτεί στα σημεία όπου η ένταση του πεδίου είναι πολύ υψηλή.

Το φυσικό φαινόμενο στο οποίο οφείλεται η οπτική παγίδευση είναι η πίεση της ακτινοβολίας κι ουσιαστικά η μεταβολή της πίεσης μετά από την πρόσπτωση της ακτινοβολίας στο μικροσωματίδιο. Η μεταβολή αυτή συντελεί στην εμφάνιση οπτικών δυνάμεων σκέδασης και βαθμίδας. Οι δεύτερες είναι που ωθούν και συγκρατούν το μικροσωματίδιο προς το κέντρο της δέσμης. Οι δυνάμεις βαθμίδας είναι της τάξεως μερικών piconewtons (0,2 – 200pN για μικροσωματίδιο διαμέτρου 1μm), η ισχύς των οποίων αρκεί για να συγκρατήσει ένα μικροσωματίδιο. Επί της ουσίας, οι παραπάνω τιμές δεν αφορούν την απόλυτη τιμή αλλά τη μέγιστη τιμή της συνισταμένης των δυνάμεων βαθμίδας από το κέντρο ισορροπίας, δηλαδή το κέντρο της ακτίνας. Η διάμετρος των σωματιδίων μπορεί να είναι από μερικές δεκάδες nm έως μερικές δεκάδες μm, ανάλογα το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, την ισχύ του laser καθώς και άλλων λιγότερο σημαντικών παραγόντων.

Το μέγεθος των σωματιδίων, καθώς και η ακρίβεια στο χειρισμό τους μέσω αυτής της τεχνικής καθιστούν την οπτική παγίδευση κύριο εργαλείο σε πολλές εφαρμογές είτε αυτές αφορούν τους τομείς της Μικροηλεκτρονικής και της Νανοτεχνολογίας, είτε τους τομείς της Βιοϊατρικής και της Βιοτεχνολογίας. Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι η οπτική παγίδευση εξετάζεται ως μία από τις τεχνικές για τη δημιουργία κβαντικών υπολογιστών.

## 1.2 Ιστορική αναδρομή

Η τεχνική της οπτικής παγίδευσης και το φαινόμενο της πίεσης της ακτινοβολίας δεν είναι τομείς που έχουν απασχολήσει την επιστημονική κοινότητα τα τελευταία χρόνια. Συγκεκριμένα, το φαινόμενο της πίεσης της ακτινοβολίας, δηλαδή ότι το φως μεταφέρει ορμή με αποτέλεσμα να είναι ικανό ν' ασκήσει δυνάμεις σ' ένα αντικείμενο με ουδέτερο φορτίο, ειπώθηκε πρώτη φορά από τον Johannes Kepler το 1619. Ο Kepler μίλησε για την πίεση της ακτινοβολίας στην προσπάθειά του να εξηγήσει γιατί οι ουρές των κομητών που αναπτύσσονται κυρίως όταν πλησιάζουν τον Ήλιο διευθύνονται πάντα αντίθετα με αυτόν (Σχήμα 1.1). Βέβαια, ένας ακόμη λόγος που απομακρύνει τα σωματίδια που αποτελούν την ουρά των κομητών είναι ο ηλιακός άνεμος, δηλαδή η σωματιδιακή ακτινοβολία του Ηλίου. Ο ισχυρισμός ότι το φως, δηλαδή η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, έχει ορμή με αποτέλεσμα ν' ασκεί πίεση επάνω σε κάθε επιφάνεια που εκτίθεται σε αυτό, δόθηκε στη δημοσιότητα από τον James Clerk Maxwell το 1862 [1], ενώ αποδείχτηκε πειραματικά από τον Ρώσο φυσικό Pyotr Lebedev το 1900.



Σχήμα 1.1 Η κίνηση ενός κομήτη γύρω από τον Ήλιο και η φορά της ουράς του σε κάθε σημείο της τροχιάς. Παρατηρούμε ότι ενώ η ουρά θα έπρεπε ν' ακολουθεί την κίνηση του κομήτη, εντούτοις λόγω της ύπαρξης του Ηλίου ακολουθεί μέχρι κι εντελώς αντίθετη φορά. Αξίζει επίσης να παρατηρηθεί ότι η ουρά αποτελείται από σωματίδια σε αέρια κατάσταση κι από πιο βαριά σωματίδια που δημιουργούν την «σκόνη». Τα πιο βαριά επηρεάζονται λιγότερο, όπως θα ήταν κι αναμενόμενο. (dragonphysics.pbworks.com, “Comets and the Oort Cloud”)

Πέρασαν αρκετά χρόνια κι αφού προηγήθηκε η ανακάλυψη του laser, η πίεση της ακτινοβολίας, μέσω της τεχνικής της οπτικής παγίδευσης, έκανε την

εμφάνισή της στο χώρο του μικρόκοσμου. Όπως αναφέραμε και πρωτίτερα η ακτινοβολία του laser μπορεί να επιδράσει με αυτόν τον τρόπο σε σωματίδια ηλεκτρικά ουδέτερα με διαστάσεις από μερικά μm έως μόρια ή/και άτομα, ακόμα. Η ιδέα της δημιουργίας της οπτικής παγίδευσης με τη χρήση laser διατυπώθηκε πρώτη φορά από τον Arthur Ashkin (Σχήμα 1.2) το 1970, ο οποίος κατάφερε να παγιδεύσει μικροσφαίρες πυριτίας (silica) αφού κατάφερε να οδηγήσει την δέσμη του laser μέσα από ένα οπτικό μικροσκόπιο. Στη συνέχεια, μαζί με τους συνεργάτες του, προχώρησε τα πειράματα παγιδεύοντας μικροσωματίδια σε αέρια και υγρά, χρησιμοποιώντας μία διάταξη από δύο δέσμες laser συνεχούς λειτουργίας τοποθετημένες αντιδιαμετρικά [2], [3], [4]. Ο πλήρης επιστημονικός όρος για την οπτική παγίδευση είναι οπτική παγίδα δύναμης βαθμίδας μονής δέσμης κι οφείλεται στα πρώτα πειράματα που είχε κάνει ο A. Ashkin κι οι συνεργάτες του [5].



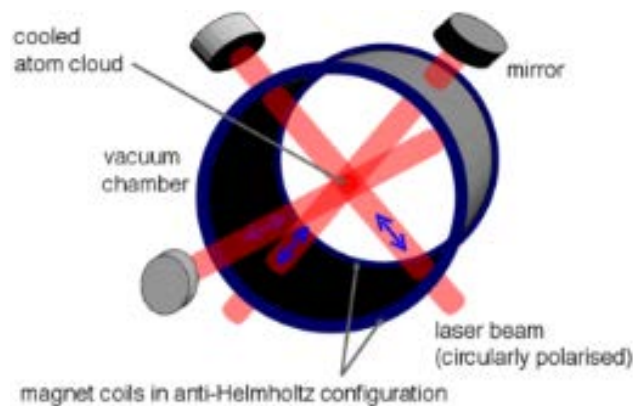
Σχήματα 1.2 & 1.3 (Αριστερά) Ο A. Ashkin και (δεξιά) ο A. Ashkin μαζί με τον J. M. Dziedzic που παρουσιάζουν την οπτική παγίδευση ζωντανών οργανισμών (American Institute of Physics).

Ο κύριος στόχος τους ήταν να μπορέσουν να χρησιμοποιήσουν την οπτική παγίδευση σε βιολογικά δείγματα, όπως κύτταρα και μικροοργανισμούς χωρίς να προκαλούνται βλάβες στο υλικό [6]. Αυτός είναι ο βασικός λόγος που αυτή η τεχνική χρησιμοποιείται ευρέως στο χώρο της βιοτεχνολογίας, αφού δεν υπάρχει φυσική επαφή με αποτέλεσμα το δείγμα να παραμένει σε αποστειρωμένο περιβάλλον. Έναν χρόνο μετά, το 1987, ο A. Ashkin μαζί με τον J. M. Dziedzic (Σχήμα 1.3) κατάφεραν να παγιδεύσουν ιούς και βακτήρια, δημιουργώντας οπτική παγίδευση με laser ιόντων Αργού  $Ar^+$  [7].

Εκείνη την περίοδο, ο S. Chu, ένας από τους συνεργάτες του A. Ashkin, μαζί με τη δική του επιστημονική ομάδα κατασκεύασαν μία διάταξη με 6 δέσμες, τοποθετημένες ανά ζεύγος αντιδιαμετρικά. Ο στόχος τους ήταν η παγίδευση σε τρεις διαστάσεις ατόμων με αποτέλεσμα την επιβράδυνσή τους, άρα και ψύξη της αέριας κατάστασης στην οποία βρίσκονταν τα άτομα. Η ονομασία που δόθηκε σ' αυτήν την τεχνική ήταν "Doppler cooling" ή μπορεί κανείς να τη βρει με τη συνώνυμη ονομασία "Laser cooling", αν και η δεύτερη αναφέρεται και σε άλλες καταστάσεις (Σχήμα 1.4) [8]. Παρ' ότι η τεχνική της τρισδιάστατης παγίδευσης είχε περιγραφεί μία δεκαετία νωρίτερα (1975) από δύο διαφορετικές ομάδες σχεδόν ταυτόχρονα, τον D. J. Wineland μαζί με τον H. G. Dehmelt [9] και τον T. W. Hänsch

μαζί με τον A. L. Schawlow [10], τελικά οι S. Chu, C. Cohen-Tannoudji και W. Phillips (Σχήμα 1.5) έλαβαν το βραβείο Nobel Φυσικής, το 1997, λόγω του επιτυχημένου αποτελέσματος της «Ανάπτυξης μεθόδων επιβράδυνσης και παγίδευσης ατόμων με δέσμη laser» [11].

Στην προαναφερόμενη τεχνική το μόνο πρόβλημα που υπήρχε, ήταν η αστάθεια του συστήματος κι αυτό διότι η παγίδα δεν ήταν τόσο ισχυρή ώστε να μπορεί να συγκρατεί τα άτομα για αρκετή ώρα. Η εξέλιξη αυτής της τεχνικής πραγματοποιήθηκε από μία άλλη ομάδα το 1987. Η διαφοροποίηση ήταν η προσθήκη δύο πηνίων με σκοπό την εμφάνιση μαγνητικού πεδίου με φορά αντίθετη απ' αυτήν της βαρύτητας, κάνοντας την παγίδα πιο ισχυρή [12].



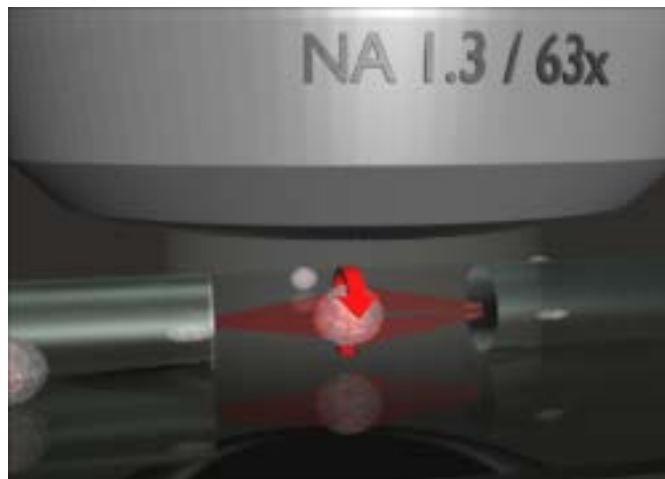
Σχήμα 1.4 Σχηματικό διάγραμμα της διάταξης των 6 αντιδιαμετρικών δεσμών laser, για την παγίδευση ατόμων σε αέρια κατάσταση με σκοπό τη ψύξη τους. (Oder Zeichner, “An experimental setup of a magneto-optical trap”)



Σχήμα 1.5 (Από αριστερά) S. Chu, C. Cohen-Tannoudji και W. Phillips, βραβευμένοι με το βραβείο Nobel Φυσικής 1997.

Η εξέλιξη της τεχνολογίας της επιστήμης των υλικών βοήθησε πολύ στην ανάπτυξη νέων διατάξεων οπτικής παγίδευσης. Το 1993, ο A. Constable κι οι συνεργάτες του δημιούργησαν μία νέα διάταξη οπτικής παγίδευσης χρησιμοποιώντας μονότροπες οπτικές ίνες [13]. Οι δέσμες laser οδηγούνταν πλέον μέσω οπτικών ινών, κάτι που προσέδιδε περισσότερη ελευθερία που ήταν σημαντική, όπως η μετακίνηση του δείγματος για τροποποίηση, καθώς κι η

αφαίρεση ή η προσθήκη διαφόρων οργάνων από τη διάταξη. Το 2008, ο M. Kreysing κι οι συνεργάτες του παρουσίασαν μία νέα διάταξη οπτικής παγίδευσης, η οποία χρησιμοποιούσε πάλι δύο οπτικές ίνες τοποθετημένες αντιδιαμετρικά μόνο που σ' αυτήν την περίπτωση η μία εκ των δύο ινών ήταν πολύτροπη, εν αντιθέσει με το καθιερωμένο μοντέλο που χρησιμοποιούσε μόνο μονότροπες ίνες [14]. Το αποτέλεσμα αυτής της τροποποίησης ήταν η δυνατότητα περιστροφής των παγιδευμένων μικροσωματιδίων γύρω από τον άξονα που διαπερνά τις οπτικές ίνες (Σχήμα 1.6). Έτσι, επιτυγχάνονταν η μελέτη των μικροσωματιδίων χωρίς να χρειαστεί να περιστραφεί ολόκληρη η διάταξη. Το ίδιο, βέβαια, αποτέλεσμα είχαν επιτύχει ο H. He κι οι συνεργάτες του από το 1995 χωρίς όμως τη χρήση οπτικών ινών [15]. Χρησιμοποιώντας το κλασικό μοντέλο οπτικής παγίδευσης, αλλά τροποποιώντας τη δέσμη του laser ώστε να έχει μία οπή στο κέντρο, κατάφεραν να προκαλέσουν στα μικροσωματίδια να πραγματοποιούν ελικοειδή κίνηση στην κατεύθυνση του ολογράμματος (ολόγραμμα ονομάζονταν η τεχνική λόγω της 3διάστατης παγίδευσης και κίνησης των παγιδευμένων σωματιδίων). Η δέσμη που δημιουργούσε αυτό το φαινόμενο ονομάστηκε "doughnut" και πήρε την ονομασία από το σχήμα της.



Σχήμα 1.6 Μία σχηματική απεικόνιση της διάταξης με τις οπτικές ίνες, κάτω από τον αντικειμενικό φακό, με την ικανότητα περιστροφής του παγιδευμένου σωματιδίου. (Katzeimsack72, "The Optical Cell Rotator is a fiber based laser trap that allows to hold and precisely orient living cells for tomographic microscopy")

Το 2005, οι V. Garcés-Chávez, K. Dholakia και G. C. Spalding παρουσίασαν μία νέα διάταξη που μπορούσε να παγιδεύσει μαζικά μικροσωματίδια με περιοδικότητα και τα οποία απείχαν σταθερή απόσταση μεταξύ τους [16]. Η διάταξη αυτή ονομάστηκε «Οπτική παγίδευση χωρίς φακούς» και χρησιμοποιούσε ένα ημικυκλικό πρίσμα κι ένα οπτικό φράγμα Ronchi.

Τέλος, μία ακόμη ενδιαφέρουσα τεχνική σχετικά με την οπτική παγίδευση, στην οποία θ' αναφερθούμε αναλυτικότερα στο 2<sup>ο</sup> Μέρος, είναι η οπτική παγίδευση με τη βοήθεια πλασμονικών πεδίων. Σ' αυτήν την περίπτωση η παγίδευση γίνεται είτε εξολοκλήρου μέσω των πλασμονικών πεδίων είτε σε συνδυασμό με την κλασική διάταξη οπτικής παγίδευσης, που είναι και το θέμα της διπλωματικής εργασίας. Οι G. Volpe, R. Quidant, G. Badenes, D. Petrov

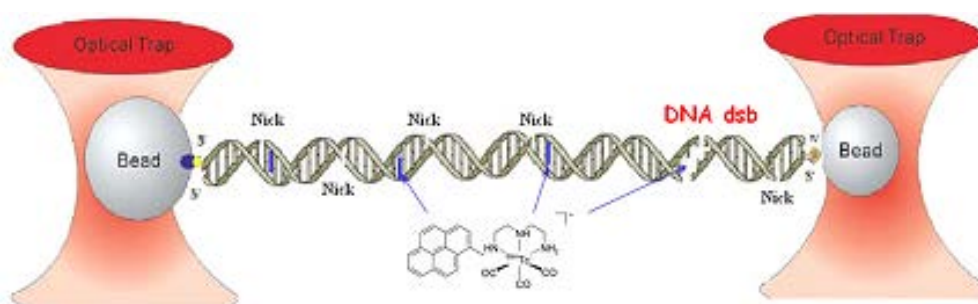
παρουσίασαν το 2006 ένα άρθρο σχετικά με τις δυνάμεις ακτινοβολίας των επιφανειακών πλασμονίων, ενώ μετά από δύο χρόνια μαζί με τον M. Righini, αναφέρθηκαν στη δημιουργία οπτικής παγίδευσης μέσω επιφανειακών πλασμονίων [17], [18].

### 1.3 Εφαρμογές

Η τεχνική της οπτικής παγίδευσης έχει καταστεί πλέον ένα σημαντικό εργαλείο σε πολλούς τομείς της έρευνας και της τεχνολογίας. Η μεγάλη ακρίβεια στο χειρισμό μικροσωματιδίων, καθώς και η απουσία φυσικής επαφής με τα προς παγίδευση μικροσωματίδια την έχουν εντάξει στα βασικά εργαλεία στον τομέα της Βιοφυσικής κι όχι μόνον.

Ήδη από το 1987 έως σήμερα, η οπτική παγίδευση σε συνδυασμό με τη μέτρηση των δυνάμεων που ασκούνται στα μικροσωματίδια, αφού έχει πραγματοποιηθεί πρώτα η απαραίτητη βαθμονόμηση, βρίσκει πολλές εφαρμογές στον χώρο της Βιολογίας. Παγίδευση βακτηρίων και ιών, καθώς και παγίδευση, διαχωρισμός και σύντηξη κυττάρων είναι μερικές από τις εφαρμογές της [7], [19], [20], [21]. Επίσης, μέσω της μέτρησης των οπτικών δυνάμεων μπορούν να μετρηθούν οι ελαστικές ιδιότητες των μορίων DNA (Σχήμα 1.7) και των ερυθροκυττάρων [22], [23], [24], [25].

Η οπτική παγίδευση συνδυασμένη μ' ένα επεμβατικό laser, το οποίο ονομάζεται «νυστέρι laser» (στην αγγλική βιβλιογραφία μπορεί να το συναντήσει κανείς ως “laser scissor” ή “nano-scissor” ή “optical scalpel”), έχει χρησιμοποιηθεί για μικροχειρουργική επέμβαση. Ουσιαστικά, το laser της παγίδευσης βοηθάει στο ν' ακινητοποιήσει το δείγμα ενώ το «νυστέρι laser» κάνει επέμβαση, για παράδειγμα μικροτομή σ' ένα κύτταρο ή σ' ένα χρωμόσωμα [26], [27].



Σχήμα 1.7 Ενώνοντας τις δύο άκρες με κατάλληλα διηλεκτρικά μικροσωματίδια, μπορούμε να μετρήσουμε τις ελαστικές ιδιότητες του DNA. Συνήθως, το ένα παραμένει σταθερό ενώ το άλλο μετακινείται, ακολουθώντας την οπτική παγίδα. (Molecular BioPhotonics Laboratory, “The experimental scheme of dual beam optical tweezers system”)

Θα μπορούσαμε ν' αναφέρουμε σωρεία από εφαρμογές της οπτικής παγίδευσης στους τομείς της Βιοϊατρικής και της Βιοτεχνολογίας. Επειδή όμως κάτι τέτοιο ξεφεύγει από τον σκοπό της παρούσας εργασίας, θα αρκεστούμε στο ν'



αναφέρουμε τρεις ακόμη σημαντικές εφαρμογές. Η πρώτη αφορά τη μελέτη της απόκρισης του ανοσοποιητικού συστήματος, το οποίο επιτυγχάνεται φέρνοντας σ' επαφή κύτταρα-δολοφόρους με κύτταρα-στόχους [28]. Η δεύτερη, εξίσου σημαντική, αφορά τη μελέτη του σπέρματος με σκοπό την *in vitro* γονιμοποίηση [29], [30]. Τέλος, η τρίτη εφαρμογή αφορά τη μελέτη του τρόπου ανάπτυξης του νευρικού συστήματος του ανθρώπινου σώματος [31].

Η τεχνική της οπτικής παγίδευσης βρίσκει εφαρμογή και σε άλλους τομείς. Ένας απ' αυτούς είναι το μικροσκόπιο σάρωσης (*scanning-force microscope*). Αυτή η μέθοδος απεικόνισης παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον για μαλακά δείγματα μέσα σε υδάτινο περιβάλλον [32]. Επίσης, μία άλλη εφαρμογή είναι η «άμεση αποτύπωση καθοδηγούμενη από laser» ("*laser-guided direct writing*") κατά την οποία είμαστε σε θέση να επιτύχουμε επίστρωση κατάλληλων επιφανειών τοποθετώντας μικροσωματίδια διαμέτρου 100nm έως 10μm ένα προς ένα [33]. Μία τεχνική με μεγάλη χρησιμότητα στους τομείς της Βιο-Ηλεκτρονικής και της Ιστομηχανικής.

Χρησιμοποιώντας μικρορευστονικά κανάλια, το 2004, φτιάχτηκε για πρώτη φορά μία διάταξη αποτελούμενη από 12 οπτικές λαβίδες με σκοπό την ταξινόμηση / διαχωρισμό σωματιδίων εντός του υγρού [34]. Η συγκεκριμένη μέθοδος έχει πολλές εφαρμογές, μία απ' αυτές μπορεί να είναι ο διαχωρισμός κυττάρων με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά (π.χ. υγιή) από κύτταρα με διαφορετικά χαρακτηριστικά. Επίσης, εάν οι δέσμες laser οδηγούνται στη συσκευή μέσω οπτικών ινών, μπορεί να φτιαχτεί μία διάταξη που να είναι φορητή επιτρέποντας να γίνονται μετρήσεις ανεξαρτήτως χώρου. Τέτοιου είδους συσκευές καλούνται Βιο-Αισθητήρες (*Bio-Sensors*) ή Νανο-Βιο-Αισθητήρες (*Nano-Bio-Sensors*), ανάλογα με την κλίμακα των προς μέτρηση δειγμάτων, καθώς και τον τρόπο κατασκευής και λειτουργίας τους. Ένα, σχετικά πρόσφατο, παράδειγμα είναι η κατασκευή ενός αισθητήρα μικρορευστονικής διάταξης προσαρμοσμένο πάνω σ' ένα μηχανισμό κίνησης. Η κατασκευή αυτή ονομάστηκε *Lab-on-a-robot* κι επιτρέπει τη δυνατότητα απομακρυσμένης λήψης αερίων δειγμάτων και της μέτρησής τους επί τόπου [35]. Η ανάπτυξη Νανο-Βιο-Αισθητήρων στη μορφή *Lab-on-a-chip* είναι ένα από τα θέματα που απασχολούν κυρίως στις μέρες μας τους ερευνητές [36].

Τέλος, η οπτική παγίδευση είτε μόνη της είτε συνδυασμένη με πλασματικά πεδία χρησιμοποιείται ως εργαλείο για τη δημιουργία κβαντικών υπολογιστών. Το θέμα αυτό απασχολεί όλο και περισσότερους επιστήμονες, καθώς και μεγάλες εταιρίες κατασκευής υπολογιστών, θεωρώντας ότι υπάρχει η ελπίδα κάποια στιγμή να μπορέσουμε να κατασκευάσουμε κβαντικά υπολογιστικά συστήματα. Ο λόγος είναι η πολύ ταχύτερη επεξεργασία πληροφοριών έναντι των κλασικών υπολογιστικών συστημάτων, καθώς και η αυξημένη ασφάλεια στη μετάδοση πληροφοριών, που αφορά τον τομέα της κρυπτογραφίας [37], [38].

## 1.4 Θεωρητική ανάλυση

### 1.4.1 Πίεση ακτινοβολίας

Σε προηγούμενη ενότητα αναφερθήκαμε στο φυσικό φαινόμενο της πίεσης της ακτινοβολίας, που συντελεί στη δημιουργία της οπτικής παγίδευσης. Για να μπορέσουμε ν' αναλύσουμε το φαινόμενο αυτό, αλλά και για να εξηγήσουμε στις επόμενες ενότητες τα είδη των οπτικών δυνάμεων που ασκούνται στο παγιδευμένο σωματίδιο, θα χρησιμοποιήσουμε μία ημικλασική περιγραφή, ας μου επιτραπεί ο όρος. Δηλαδή θα χρησιμοποιήσουμε κλασικό ηλεκτρομαγνητισμό, ενώ ταυτόχρονα πολλά στοιχεία θα τα πάρουμε από την κβαντομηχανική.

Η ακτινοβολία laser, που μας ενδιαφέρει στην μελέτη αυτή, δεν είναι τίποτε άλλο από ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Λόγω, της διφυούς κατάστασης της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας μπορούμε να την εξετάσουμε είτε από την κυματική είτε από την σωματιδιακή της φύση, που δεν είναι άλλη από τα φωτόνια, τον φορέα της ηλεκτρομαγνητικής δύναμης. Το φωτόνιο είναι το κβάντο της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κι η ενέργειά του δίνεται από την σχέση

$$E = h\nu = \hbar\omega \quad (1.1)$$

όπου  $h$  η σταθερά του Planck και  $\nu$  η συχνότητα του φωτονίου (η δεύτερη έκφραση είναι ισοδύναμη απλά έχει προστεθεί ο συντελεστής  $2\pi$  υποδηλώνοντας την κυκλική συχνότητα).

Κάθε φωτόνιο, όμως, γνωρίζουμε ότι έχει κι ορμή  $p$ . Η σχέση που συνδέει την ορμή του φωτονίου με την ενέργειά του είναι

$$E = pc \Rightarrow p = E/c \quad (1.2)$$

Η παραπάνω σχέση αφορά την ορμή των φωτονίων στο κενό. Εάν το μέσο στο οποίο διαδίδονται τα φωτόνια έχει δείκτη διάθλασης  $n$ , τότε η σχέση (1.2) τροποποιείται ως εξής

$$p = nE/c \quad (1.3)$$

διότι η ταχύτητα των φωτονίων εντός του συγκεκριμένου μέσου δεν είναι  $c$ , όπου  $c$  η ταχύτητα στο κενό, αλλά  $v = c/n$ . Προτού προχωρήσουμε, αξίζει ν' αναφέρουμε

ότι η ιδέα της οπτικής παγίδευσης, βασιζόμενη στην πίεση της ακτινοβολίας μέσω της ορμής των φωτονίων, προήλθε από έναν πρόχειρο υπολογισμό, που έκανε ο Ashkin, για το μέτρο της πίεσης του φωτός από ολική ανάκλαση σ' έναν καθρέπτη [4].

Όταν μία δέσμη φωτονίων που ταξιδεύει εντός ενός μέσου με δείκτη διάθλασης  $n_1$  πέσει πάνω σε επιφάνεια με δείκτη διάθλασης  $n_2$  (όπου  $n_2 > n_1$ ), τότε ένα μέρος της δέσμης θ' ανακλαστεί κι ένα θα διέλθει. Σύμφωνα, με τις εξισώσεις Fresnel μπορούμε να υπολογίσουμε τους συντελεστές ανάκλασης  $R$  και διάδοσης  $T$ . Εξαιρείται, το φαινόμενο κατά το οποίο για μία συγκεκριμένη γωνία πρόσπτωσης υπάρχει πλήρης διάθλαση και μηδενική ανάκλαση. Αυτό μπορεί να συμβεί όταν το φως είναι p-πολωμένο και για συγκεκριμένη γωνία η οποία διαφέρει ανάλογα με τους συντελεστές διάθλασης των εκάστοτε υλικών. Η γωνία αυτή ονομάζεται «γωνία Brewster». Επίσης, εάν ισχύει  $n_1 > n_2$ , δηλαδή η δέσμη κατευθύνεται από ένα οπτικά πυκνότερο μέσο σ' ένα πιο αραιό, τότε υπάρχει μία συγκεκριμένη γωνία, η τιμή της οποίας διαφέρει ανάλογα με τα υλικά, κατά την οποία η δέσμη ανακλάται πλήρως, είτε είναι p-πολωμένη είτε s-πολωμένη. Η γωνία αυτή καλείται κρίσιμη γωνία και το φαινόμενο «ολική εσωτερική ανάκλαση».

Χρησιμοποιώντας τη σχέση (1.3) λέμε ότι η ορμή της προσπίπτουσας δέσμης είναι  $p = n_1 E / c$  κι αντίστοιχα της ανακλώμενης  $p_R = n_1 R E / c$  και της διαδιδόμενης  $p_T = n_2 (1 - R) E / c$  [3], [39]. Λόγω της αρχής διατήρησης της ορμής, η ορμή θα πρέπει να διατηρείται πάνω στη διεπιφάνεια, άρα θα ισχύει

$$p = p_T - p_R \quad (1.4)$$

Επειδή, όμως, πάντοτε ένα ποσοστό της ενέργειας της προσπίπτουσας δέσμης απορροφάται από το υλικό μέσα στο οποίο η αρχική δέσμη θα διαδοθεί, ακόμα κι αν είναι πολύ μικρό, η σχέση (1.4) τροποποιείται σε

$$p = p_T - p_R + \Delta p \Rightarrow \Delta p = p + p_R - p_T \quad (1.5)$$

Σύμφωνα με τον 2<sup>ο</sup> νόμο του Newton, η μεταβολή της ορμής  $\Delta p$  θα ασκήσει μία δύναμη  $F$  πάνω στην επιφάνεια, η οποία μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} \quad (1.6)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση (1.3) η προηγούμενη σχέση μπορεί να γραφεί ως

$$F = \frac{n_1 \Delta E}{c \Delta t} \quad (1.7)$$

Γνωρίζοντας δε, ότι η ισχύς  $P = \Delta E / \Delta t$ , η σχέση (1.7) γράφεται ως

$$F = \frac{n_1 P_{abs}}{c} \quad (1.8)$$

όπου  $P_{abs}$  η ισχύς της δέσμης που απορροφήθηκε. Τροποποιώντας την σχέση (1.8) προσθέτοντας έναν συντελεστή  $Q$  που περιγράφει το ποσό της ορμής (ενέργειας) που απορροφήθηκε, η σχέση (1.8) μπορεί να γραφεί ως

$$F = \frac{n_1 Q P}{c} \quad (1.9)$$

όπου  $P$  η ισχύς της αρχικής δέσμης.

Η παραπάνω σχέση είναι πολύ σημαντική και θα τη χρησιμοποιήσουμε προκειμένου ν' αναλύσουμε τα πειραματικά μας δεδομένα. Επίσης, ο συντελεστής ποιότητας  $Q$  είναι ένας πολύ σημαντικός παράγοντας διότι μέσω αυτού μπορούμε να κρίνουμε την απόδοση μίας οπτικής παγίδας. Στη βιβλιογραφία συναντάται ως "quality factor  $Q$ " ή "effective quality factor of optical trap  $Q$ ". Το  $Q$  παίρνει τιμές μικρότερες της μονάδας, με  $Q=1$  όταν έχουμε πλήρη απορρόφηση.

Τέλος, διαιρώντας και τα δύο μέλη της σχέσης (1.9) με το εμβαδόν της επιφάνειας που προσπίπτει η δέσμη, έχουμε

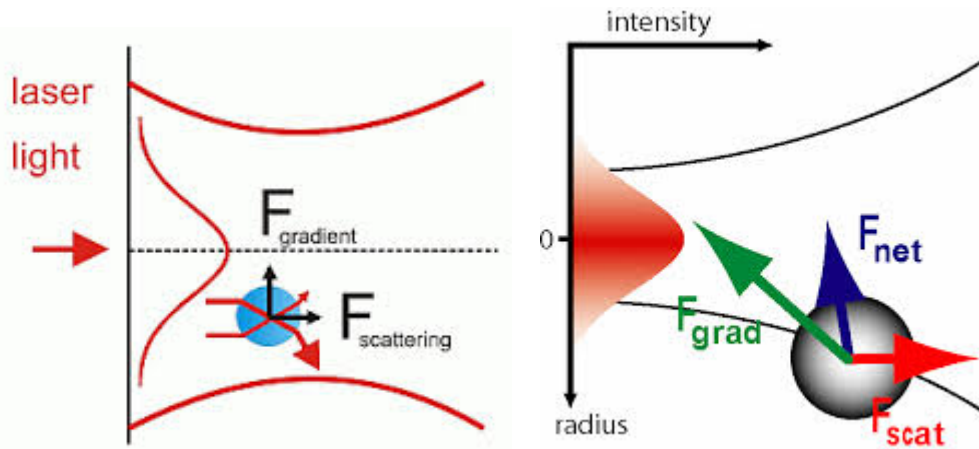
$$P_{press} = \frac{n_1 Q I}{c} \quad (1.10)$$

όπου  $P_{press}$  η πίεση της ακτινοβολίας πάνω στην επιφάνεια και  $I$  η ένταση της δέσμης, στη δική μας περίπτωση του laser.

## 1.4.2 Είδη και ανάλυση οπτικών δυνάμεων

Για να γίνει κατανοητή η οπτική δύναμη, μπορεί ν' αναλυθεί σε δύο συνιστώσες: η μία να είναι παράλληλη στον άξονα διάδοσης του φωτός και η άλλη να είναι παράλληλη στη διεύθυνση της χωρικής βαθμίδας του φωτός, δηλαδή του ηλεκτρικού πεδίου. Η πρώτη αναφέρεται ως δύναμη σκέδασης κι η δεύτερη ως δύναμη βαθμίδας, όπως έχει καθιερωθεί από τους θεμελιωτές της οπτικής

παγίδευσης [2], [40]. Φυσικά, δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι, ακόμα κι αν αναφερόμαστε σε δύο οπτικές δυνάμεις, η πηγή τους είναι μία και δεν είναι άλλη από την πίεση της ακτινοβολίας (Σχήματα 1.8 & 1.9).



Σχήματα 1.8 & 1.9 Στο αριστερό σχήμα τα μαύρα βέλη μας δείχνουν τις κατευθύνσεις των δύο συνιστωσών της οπτικής δύναμης. Η  $F_{\text{scattering}}$  έχει κατεύθυνση όπως αυτή της δέσμης του laser, ενώ η  $F_{\text{gradient}}$  έχει κατεύθυνση προς τον κεντρικό άξονα διάδοσης της δέσμης του laser. Το δεξιό σχήμα μας δείχνει ότι η δύναμη βαθμίδας ουσιαστικά κατευθύνει το σωματίδιο προς το μέρος με την υψηλότερη πυκνότητα, ενώ η  $F_{\text{net}}$  είναι η συνισταμένη των δύο δυνάμεων, δηλαδή η συνολική οπτική δύναμη. (Web.stanford.edu, “Optical Tweezers Introduction” - Soft Matter Physics Division, University Leipzig, “The forces arising in the Rayleigh regime for such a tightly focused laser beam”)

Όσον αφορά τη δύναμη σκέδασης, η οποία είναι μία μη-συντηρητική δύναμη και λαμβάνοντας υπόψη τις σχέσεις της προηγούμενης υποενότητας, είναι εύκολο να κατανοήσουμε τον τρόπο λειτουργίας της. Περιγραφικά θα λέγαμε ότι όταν μία δέσμη φωτός πέσει πάνω σ’ ένα σωματίδιο, ένα μέρος της θα σκεδαστεί, ένα άλλο θα διέλθει κι ένα άλλο θ’ απορροφηθεί από το υλικό του σωματιδίου. Το τελευταίο μέρος θα προσδώσει στο σωματίδιο μία ορμή, της οποίας η κατεύθυνση θα είναι ίδια με αυτήν της αρχικής δέσμης (όταν μιλάμε για ισότροπη σκέδαση), σπρώχνοντας ουσιαστικά το σωματίδιο κατά τον άξονα διάδοσης της αρχικής δέσμης. Αν κι όταν αναφερόμαστε στην οπτική παγίδευση λέμε ότι η δύναμη σκέδασης  $F_{\text{scat}}$  είναι που ωθεί το σωματίδιο κατά τον άξονα αυτό.

Η δύναμη βαθμίδας δεν είναι άλλη από τη δύναμη που δέχεται ένα δίπολο μέσα σε ανομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο κι έχει διεύθυνση ίδια με τη διεύθυνση βαθμίδας του πεδίου [41]. Η δέσμη laser προκαλεί τη δημιουργία παλλόμενων δίπολων στο διηλεκτρικό σωματίδιο. Το ανομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο της δέσμης αλληλεπιδρώντας με τα δίπολα δημιουργεί τη δύναμη βαθμίδας που παγιδεύει το σωματίδιο. Επειδή, σε μία δέσμη με Γκαουσιανή κατανομή η βαθμίδα του πεδίου είναι υψηλή προς το κέντρο της δέσμης, γι’ αυτό το σωματίδιο έχει την τάση να στρέφεται προς τα εκεί (Σχήμα 1.10).

Επί της ουσίας, το διηλεκτρικό σωματίδιο πολώνεται. Η σχέση που μας συνδέει τη μακροσκοπική πόλωση  $\vec{P}$  ενός διηλεκτρικού υλικού με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου  $\vec{E}$  είναι

$$\vec{P} = N\alpha_t \varepsilon_0 \vec{E}_L = N\vec{p} \quad (1.11)$$

όπου  $N$  η πυκνότητα των ατομικών θέσεων (διπόλων),  $\alpha_t$  η μοριακή πολωσιμότητα,  $\vec{E}_L$  το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο που εμφανίζεται σε κάθε ατομική θέση,  $\varepsilon_0$  η διηλεκτρική σταθερά του κενού και  $\vec{p}$  η ατομική διπολική ροπή (στην βιβλιογραφία μπορεί να συναντήσουμε την παραπάνω σχέση και χωρίς τη διηλεκτρική σταθερά  $\varepsilon_0$ ).

Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση στον ηλεκτρομαγνητισμό που συνδέει την δύναμη Lorentz  $\vec{F}$  που ασκείται σ' ένα δίπολο με τη διπολική ροπή  $\vec{p}$

$$\vec{F} = (\vec{p} \cdot \nabla) \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{d\vec{p}}{dt} \times \vec{B} = \alpha \left[ (\vec{E} \cdot \nabla) \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{d\vec{E}}{dt} \times \vec{B} \right] \quad (1.12)$$

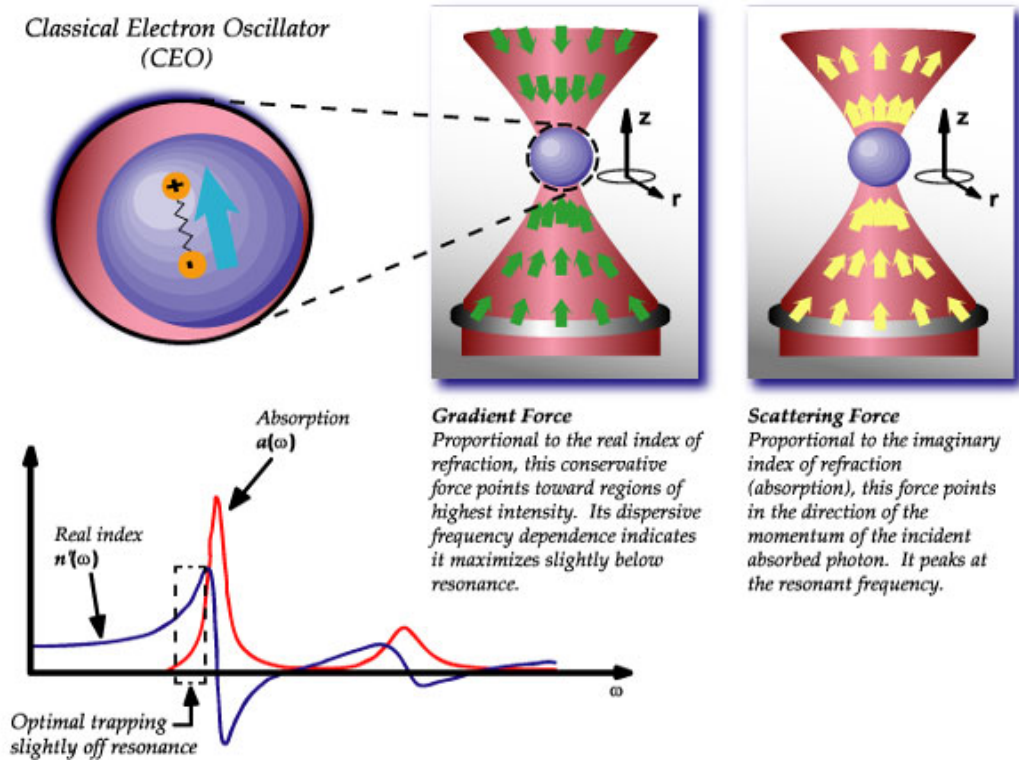
,την ταυτότητα

$$\nabla(\vec{A} \cdot \vec{B}) = \vec{A} \times (\nabla \times \vec{B}) + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{A}) + (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} \quad (1.13)$$

καθώς κι ότι είθισται να χρησιμοποιούμε για την οπτική παγίδευση cw laser, η σχέση (1.12) τροποποιείται σε

$$\vec{F}_{grad} = \frac{\alpha}{2} \nabla |\vec{E}|^2 \quad (1.14)$$

Διαπιστώνουμε ότι η δύναμη βαθμίδας  $\vec{F}_{grad}$  είναι ανάλογη της εντάσεως του ηλεκτρικού πεδίου και της πολωσιμότητας  $\alpha$ . Ν' αναφέρουμε ότι η παραπάνω σχέση ισχύει για σωματίδια πολύ μικρότερα από το μήκος κύματος της δέσμης. Περισσότερη ανάλυση θα δούμε στην επόμενη ενότητα.



Σχήμα 1.10 Το σχήμα δείχνει προς ποια κατεύθυνση θα κινηθεί ένα διηλεκτρικό σωματίδιο λόγω των δύο δυνάμεων, αντιστοίχως. Ενώ η δύναμη βαθμίδας ωθεί το σωματίδιο προς το κέντρο της εστίας της δέσμης, η δύναμη σκέδασης το ωθεί προς μία κατεύθυνση μόνο. Στην γραφική παράσταση φαίνεται η εξάρτηση του πραγματικού μέρους του συντελεστή διάθλασης και της απορρόφησης του σωματιδίου, σε σχέση με τη συχνότητα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. (Kopelman Laboratory at the University of Michigan, “Optical Tweezers: Near Resonance Trapping”)

Η μοριακή πολωσιμότητα μας δείχνει την ικανότητα του διηλεκτρικού υλικού να πολωθεί, καθώς επίσης χαρακτηρίζει το είδος της πόλωσης. Ισούται δε, με το άθροισμα τριών διακριτών πολωσιμοτήτων μέσω της σχέσης

$$\alpha_t = \alpha_e + \alpha_a + \alpha_o \tag{1.15}$$

όπου  $\alpha_e$  η ηλεκτρονική πολωσιμότητα, γενεσιουργός αιτία της οποίας είναι η μετατόπιση του ηλεκτρονιακού νέφους σε σχέση με τον πυρήνα και η παραμόρφωσή του,  $\alpha_a$  η ατομική πολωσιμότητα, που προξενείται από τη σχετική μετατόπιση ατόμων σ' ετεροπολικό δεσμό και  $\alpha_o$  η πολωσιμότητα προσανατολισμού, η οποία οφείλεται στην τάση προσανατολισμού των δίπολων υπό την επήρεια εξωτερικού εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου.

Η πολωσιμότητα προσανατολισμού  $\alpha_o$  συνδέεται με τη θερμότητα  $T$  με τη σχέση

$$\alpha_o = \frac{\bar{p}^2}{3kT} \quad (1.16)$$

από την οποία διαπιστώνουμε ότι η αύξηση της θερμότητας έχει ως συνέπεια την ελάττωση της πολωσιμότητας, κάτι που θα το παρατηρήσουμε και στα πειραματικά δεδομένα σ' επόμενο κεφάλαιο. Αυτή είναι μία από τις βασικές σχέσεις που συνδέει το δυναμικό της συντηρητικής δύναμης βαθμίδας με την ελεύθερη ενέργεια του σωματιδίου [42] και μας δηλώνει ότι η αύξηση της θερμότητας αυξάνει την εντροπία του σωματιδίου, άρα την αταξία του, μειώνοντας την πολωσιμότητα του υλικού, δηλαδή δυσκολεύοντας το εξωτερικό πεδίο να πολώσει το διηλεκτρικό σωματίδιο. Ο Ashkin είχε αναφέρει σε μία μελέτη του ότι μία από τις παραμέτρους που πρέπει να λαμβάνουμε υπόψη μας είναι ο παράγοντας Boltzmann  $\exp(-U/k_B T) \ll 1$ , όπου  $U$  το δυναμικό της δύναμης βαθμίδας,  $k_B$  η σταθερά Boltzmann και  $T$  η θερμότητα, θεωρώντας ότι ο χρόνος που χρειάζεται ένα σωματίδιο για να «τραβηχτεί» από την παγίδα πρέπει να είναι πολύ μικρότερος από αυτόν που χρειάζεται για ν' απεγκλωβιστεί από την παγίδα λόγω της κίνησης Brown [5].

Επίσης, αξίζει ν' αναφερθεί ότι η ατομική πολωσιμότητα  $\alpha_\alpha$  και κατ' επέκταση η μοριακή πολωσιμότητα, συνδέεται μέσω της παρακάτω σχέσης με τις ενεργειακές στάθμες, κάτι που θα μας υποδείξει πως η πολωσιμότητα συνδέεται με την ενέργεια (συχνότητα) των φωτονίων που προσπίπτουν στο σωματίδιο. Για συχνότητα  $\omega = 0$ , δηλαδή για στατικό ηλεκτρικό πεδίο η σχέση είναι

$$\alpha_\alpha(0) = 2 \sum_{n=2}^{\infty} \frac{|D_{n1}|^2}{E_n - E_1} \quad (1.17)$$

όπου  $D_{n1}$  είναι το στοιχείο της μήτρας της διπολικής ροπής και  $E_n - E_1 = \Delta E_{n1}$  η διαφορά της εκάστοτε ενεργειακής στάθμης από τη θεμελιώδη ενέργεια  $E_1$ . Παρατηρούμε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η  $\Delta E_{n1}$  τόσο ελαττώνεται η πολωσιμότητα.

Στην περίπτωση όμως που ένα φωτόνιο συχνότητας  $\omega$  και ενέργειας  $\hbar\omega$  πέσει πάνω στο άτομο διεγείροντάς το, τότε η σχέση (1.17) αποδεικνύεται ότι μετασχηματίζεται στην προσεγγιστική σχέση

$$\alpha_\alpha(\omega) = \frac{1}{\epsilon_o} \cdot \frac{2\Delta E_{21}}{\Delta E_{21}^2 - (\hbar\omega)^2} D_{21}^2 \quad (1.18)$$

Το ηλεκτρόνιο μπορεί να απορροφήσει το φωτόνιο ενέργειας  $\hbar\omega$ , παρ' ότι δεν είναι επιτρεπτή, λόγω της αρχής απροσδιοριστίας της ενέργειας. Η αρχή αυτή μπορεί να γραφτεί ως  $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ , όπου  $\Delta E$  μια επιτρεπτή παραβίαση της ενέργειας και  $\Delta t$  το χρονικό διάστημα μέσα στο οποίο μπορεί να συμβεί αυτή η παραβίαση. Η διαφορά μεταξύ της ενέργειας της θεμελιώδους στάθμης  $E_1$  από την πρώτη διεγερμένη στάθμη  $E_2$ , τροποποιείται σε  $\Delta E_{21} - \hbar\omega$ . Λόγω της παραβίασης



της ενέργειας, το ηλεκτρόνιο μπορεί για ένα μικρό χρονικό διάστημα να βρεθεί σε επιτρεπτή στάθμη ενώ απορρόφησε μικρότερη ή και μεγαλύτερη ενέργεια. Από τη σχέση της αρχής αβεβαιότητας παρατηρούμε ότι όσο μεγαλύτερη η ενέργεια του φωτονίου  $\hbar\omega$  άρα και η συχνότητά του, τόσο μικρότερη η παραβίαση της ενέργειας  $\Delta E$  που απαιτείται, άρα τόσο μεγαλύτερος ο χρόνος παραβίασης  $\Delta t$ .

Το φωτόνιο επανεκπέμπεται με ενέργεια κι ορμή ίση με την αρχική ενέργεια του φωτονίου που απορροφήθηκε. Αυτό που αλλάζει είναι η διεύθυνση της ορμής, η οποία είναι τόσο διαφορετική από την αρχική όσο είναι μεγαλύτερος ο χρόνος αλληλεπίδρασης. Έτσι για την ελαστική σκέδαση που ο χρόνος αλληλεπίδρασης είναι πολύ μικρός, η επανεκπομπή του φωτονίου θα γίνει στην ίδια διεύθυνση με το αρχικό φωτόνιο που απορροφήθηκε.

Από την άλλη, τα φωτόνια που δεν έχουν τις κατάλληλες ενέργειες, αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια χωρίς να αλλάζουν όμως διεύθυνση κίνησης, αλλά λόγω της αλληλεπίδρασης υπάρχει καθυστέρηση στη μετάδοσή τους. Η καθυστέρηση αυτή καθορίζει το δείκτη διάθλασης του υλικού. Η παρακάτω σχέση δείχνει τον τρόπο εξάρτησης του δείκτη διάθλασης του υλικού με την πολωσιμότητά του κι άρα με την ενέργεια (σχέση (1.18)) και τη συχνότητα του φωτονίου

$$n = \sqrt{1 + \frac{4\pi}{m_p} \cdot \frac{d}{MB} \cdot \alpha_\alpha} \quad (1.19)$$

όπου  $d$  η πυκνότητα του υλικού,  $m_p$  η μάζα του πρωτονίου και  $MB$  το μοριακό βάρος του υλικού. Στην περίπτωση αυτή έχουμε λάβει υπόψη μόνο το πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης. Λαμβάνοντας υπόψη και το φανταστικό τα πράγματα γίνονται πιο πολύπλοκα.

Όσο μεγαλύτερη η συχνότητα των φωτονίων τόσο μικρότερη η διαφορά ενέργειας με την επιτρεπτή, τόσο μεγαλύτερος ο χρόνος αλληλεπίδρασης όπως προαναφέραμε, άρα τόσο μεγαλύτερος και ο δείκτης διάθλασης.

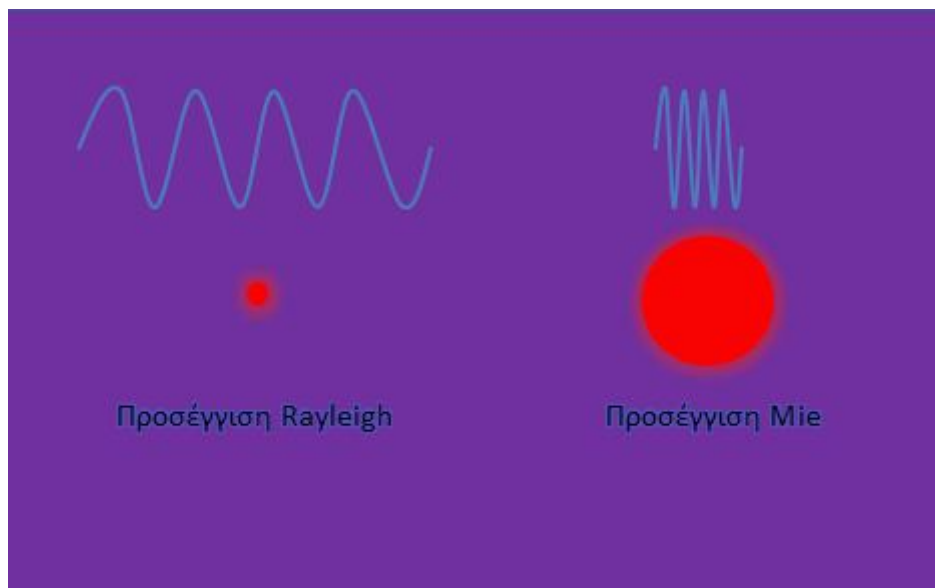
Σύμφωνα με τα παραπάνω, στην οπτική παγίδευση παίζουν ρόλο τόσο το είδος της δέσμης, π.χ. στην περίπτωσή μας με Gaussian κατανομή, όσο και το μήκος κύματος της δέσμης laser. Επίσης, ένας ακόμη σημαντικός παράγοντας είναι τα χαρακτηριστικά του υλικού από το οποίο αποτελείται το προς παγίδευση σωματίδιο.

Επίσης, λαμβάνοντας υπόψη τα προαναφερόμενα είναι κατανοητό πόσο δύσκολη είναι η προσομοίωση τέτοιων πειραμάτων με τη βοήθεια ηλεκτρονικού υπολογιστή. Αυτός είναι κι ο βασικός λόγος για τον οποίο τα θεωρητικά αποτελέσματα συνήθως δεν συμβαδίζουν με τα πειραματικά.

Τέλος, ένα άλλο στοιχείο που θα πρέπει να κατανοήσουμε, σχετικά με τις δύο συνιστώσες της οπτικής δύναμης, είναι ότι για να επιτευχθεί οπτική παγίδευση θα πρέπει η δύναμη βαθμίδας  $F_{grad}$  να υπερτερεί σε σχέση με τη δύναμη σκέδασης  $F_{scat}$ . Αυτό θα πρέπει να συμβεί διότι η πρώτη ωθεί το σωματίδιο προς το κέντρο της εστίας της δέσμης, άρα θα έχουμε 3-διάστατη παγίδευση ενώ η δεύτερη απλά το «σπρώχνει». Σε παλαιότερη μελέτη, υποστηρίζεται ότι με τη δύναμη σκέδασης  $F_{scat}$  μόνο δεν μπορούμε να έχουμε παγίδευση [43].

### 1.4.3 Σκέδαση Mie και Rayleigh

Προκειμένου να υπολογίσουμε τις συνιστώσες της οπτικής δύναμης, δηλαδή τη δύναμη σκέδασης  $F_{scat}$  και τη δύναμη βαθμίδας  $F_{grad}$ , θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας κι άλλη μία παράμετρο. Η παράμετρος αυτή είναι η σχέση μεταξύ του μεγέθους του σωματιδίου στο οποίο προσπίπτει η δέσμη και του μήκους κύματος της προσπίπτουσας δέσμης. Σε αυτήν την περίπτωση, έχουμε δύο κατηγορίες. Την προσέγγιση Mie ή σκέδαση Mie και την προσέγγιση Rayleigh ή σκέδαση Rayleigh. Θα αναλύσουμε τις δύο παραπάνω προσεγγίσεις προϋποθέτοντας ότι το εξεταζόμενο σωματίδιο είναι σφαιρικό κι έχει ακτίνα  $r$  (1.11).



Σχήμα 1.11 Ανάλογα το μέγεθος του σώματος συναρτήσει του μήκους κύματος της ακτινοβολίας, επιλέγουμε μία από τις δύο προσεγγίσεις Rayleigh ή Mie.

Στην περίπτωση που το σωματίδιο είναι πολύ μεγαλύτερο από το μήκος κύματος της δέσμης  $\lambda$ , δηλαδή  $r \gg \lambda$ , μπορούμε να προσεγγίσουμε το πρόβλημα μέσω της γεωμετρικής οπτικής ή της προσέγγισης Mie παίρνοντας καλά αποτελέσματα. Η θεωρία Mie, ουσιαστικά αποτελεί ένα σύνολο λύσεων των εξισώσεων του Maxwell οι οποίες έχουν την μορφή απείρων σειρών.

Σε προηγούμενη ενότητα αναφέραμε ότι η διάθλαση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας φωτός προκαλεί μεταβολή στην ορμή της. Η δύναμη που ασκείται στο σωματίδιο οφείλεται στη μεταβολή της ορμής  $\vec{F} = \Delta\vec{p}/\Delta t$  και είναι ανάλογη της

εντάσεως του φωτός. Για  $n_{env} < n_{sc}$  η οπτική δύναμη έχει ίδια διεύθυνση μ' αυτήν της βαθμίδας του πεδίου, ενώ για  $n_{env} > n_{sc}$  η οπτική δύναμη έχει διεύθυνση αντίθετη με τη διεύθυνση της βαθμίδας του πεδίου, όπου  $n_{env}$  ο δείκτης διάθλασης του περιβάλλοντος μέσου και  $n_{sc}$  ο δείκτης διάθλασης του σκεδαστή. Λαμβάνοντας υπόψη τους συντελεστές Fresnel,  $R$  για το ανακλώμενο κύμα και  $T$  για το διαθλωμένο κύμα, καθώς επίσης τη γωνία πρόσπτωσης  $\theta$  και τη γωνία διάθλασης  $r$ , ο Ashkin υπολόγισε τις δύο συνιστώσες της δύναμης βάσει της γεωμετρικής

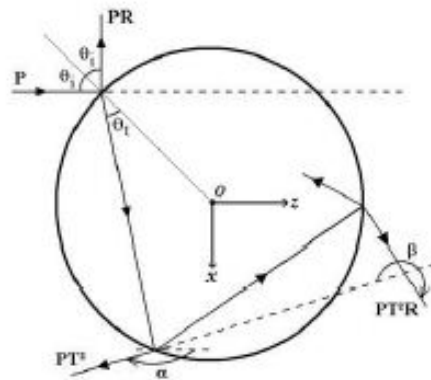
οπτικής, την  $F_z$  στην αξονική διεύθυνση διάδοσης και την  $F_y$  στην εγκάρσια διεύθυνση διάδοσης

$$F_z = F_{sc} = \frac{n_{env}P}{c} \left\{ 1 + R \cos 2\theta - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right\} \quad (1.20)$$

$$F_y = F_{gr} = \frac{n_{env}P}{c} \left\{ R \sin 2\theta - \frac{T^2 [\sin(2\theta - 2r) + R \sin 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right\} \quad (1.21)$$

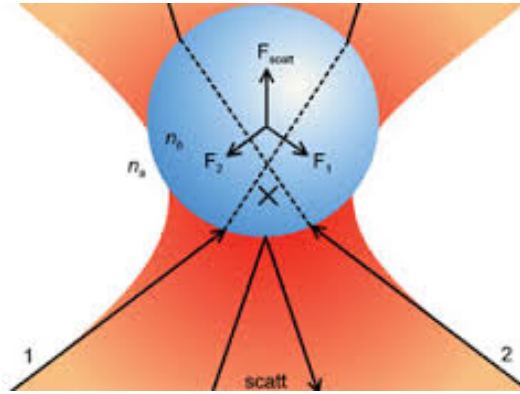
όπου  $n_{env}$  ο δείκτης διάθλασης του μέσου που περιβάλλει το σκεδαστή (π.χ. σωματίδιο),  $P$  η ισχύς της προσπίπτουσας δέσμης και  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Παρατηρούμε ότι τόσο η δύναμη σκέδασης όσο κι η δύναμη βαθμίδας εξαρτώνται από την πόλωση της δέσμης του laser, αφού οι συντελεστές Fresnel  $R$  και  $T$  είναι διαφορετικοί για s-πολωμένη και p-πολωμένη δέσμη, αντίστοιχα.

Λαμβάνοντας υπόψη μία παράλληλη δέσμη ισχύος  $P$ , που αφού πρώτα διέλθει από τον αντικειμενικό φακό ώστε να εστιαστεί και στη συνέχεια να προσπέσει σε μία διηλεκτρική σφαίρα υπό γωνία  $\theta$ , ο Ashkin κατέληξε στις σχέσεις (1.20) και (1.21) υπολογίζοντας την ολική δύναμη ως το άθροισμα των συνεισφορών της ανακλώμενης ακτίνας ισχύος  $PR$  και του άπειρου αριθμού των διαδοχικών διαθλώμενων και εσωτερικά ανακλώμενων ακτίνων, των οποίων η ισχύς συνεχώς μειώνεται ( $PT^2, PT^2R, \dots, PT^2R^n, \dots$ ) (Σχήμα 1.12) [44].



Σχήμα 1.12 Σχηματικό διάγραμμα που απεικονίζει την προσπίπτουσα δέσμη ισχύος  $P$ , την ανακλώμενη με ισχύ  $PR$  καθώς και το πλήθος των διαθλώμενων κι εσωτερικά ανακλώμενων ακτίνων.

Βάσει της προηγούμενης μελέτης, ο Ashkin συμπέρανε ότι μόνο οι ακραίες ακτίνες συνεισφέρουν στη δύναμη βαθμίδας, ενώ οι κεντρικές στη δύναμη σκέδασης (Σχήμα 1.13). Αυτός είναι ο λόγος που πρότεινε η δέσμη να καλύπτει όλον τον αντικειμενικό φακό σε περίπτωση που είναι Γκαουσιανή ή αλλιώς θα μπορούσε να τροποποιηθεί σε δέσμη ρυθμού  $TEM_{01}$  ("doughnut" mode).



Σχήμα 1.13 Η κεντρική δέσμη ανακλάται πάνω στη σφαίρα δημιουργώντας μία δύναμη, την  $F_{scat}$ , στην κατεύθυνση με αυτήν της αρχικής. Αντιθέτως, οι ακραίες ακτίνες δημιουργούν δύο δυνάμεις, τις  $F_1$  και  $F_2$ , των οποίων η συνισταμένη είναι η δύναμη βαθμίδας και έχει κατεύθυνση προς το κέντρο της εστίας της δέσμης. (Karen Heyman, “The Scientist-Building a Better Optical Trap”)

Προτού προχωρήσουμε στην προσέγγιση Rayleigh που αφορά πολύ μικρά σωματίδια σε σχέση με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, είναι καλό ν’ αναφέρουμε ένα άλλο ζήτημα που προκύπτει. Τι γίνεται στην περίπτωση που ο σκεδαστής μας, στη δική μας περίπτωση το προς παγίδευση σωματίδιο, έχει διαστάσεις συγκρίσιμες με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, δηλαδή για  $r \sim \lambda$ ; Αν και η προσέγγιση Mie χρησιμοποιούνταν από πολλούς για τον υπολογισμό δυνάμεων σωματιδίων μεγέθους ανάλογων με το μήκος κύματος, εντούτοις μεταγενέστερες μελέτες που έγιναν απέδειξαν ότι καμιά από τις δύο προσεγγίσεις δεν μπορεί να δώσει ακριβή αποτελέσματα. Έχει αποδειχθεί δε, ότι καλύτερα αποτελέσματα μπορούμε να έχουμε βασιζόμενοι σε πιο γενικευμένες ηλεκτρομαγνητικές θεωρίες. Η γενικευμένη θεωρία Lorenz-Mie, που περιγράφει τη σκέδαση ενός επίπεδου ηλεκτρομαγνητικού κύματος, Γκαουσιανής δέσμης, από σφαίρα οποιουδήποτε μεγέθους και η θεωρία Rayleigh, περιλαμβάνοντας όρους σκέδασης δεύτερης τάξης για υπολογισμούς σωματιδίων μεγαλύτερου μεγέθους, είναι δύο από τις προσπάθειες που έχουν γίνει κι οποίες έδωσαν ικανοποιητικά αποτελέσματα σε σύγκριση με τα πειραματικά [45], [46], [47].

Στο 3<sup>ο</sup> Μέρος της εργασίας γίνεται θεωρητικός υπολογισμός της δύναμης βαθμίδας χρησιμοποιώντας το υπολογιστικό πακέτο COMSOL Multiphysics. Η σχέση που χρησιμοποιήσαμε για  $r \sim \lambda$ , προέκυψε από μία πιο πρόσφατη μελέτη στην οποία ο υπολογισμός της δύναμης έγινε μέσω του τανυστή τάσης του Maxwell

$$\langle \vec{F} \rangle = \int_S \left\{ \begin{array}{l} \frac{\epsilon}{2} \text{Re}[(\vec{E} \cdot \hat{n})\vec{E}^*] - \frac{\epsilon}{4} (\vec{E} \cdot \vec{E}^*) \hat{n} \\ + \frac{\mu}{2} \text{Re}[(\vec{H} \cdot \hat{n})\vec{H}^*] - \frac{\mu}{4} (\vec{H} \cdot \vec{H}^*) \hat{n} \end{array} \right\} dl' \quad (1.22)$$

όπου  $S$  η επιφάνεια του σωματιδίου και  $\hat{n}$  το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στην επιφάνεια [48].

Τέλος, για  $r \ll \lambda$  η προσέγγιση Rayleigh είναι αυτή που χρησιμοποιείται, θεωρώντας το σωματίδιο ως ένα σημειακό δίπολο που επάγεται από το

ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Σ' αυτήν την περίπτωση οι συνιστώσες της οπτικής δύναμης μπορούν να διαχωριστούν εύκολα, δείχνοντας μας μάλιστα τη σχέση του μήκους κύματος με τη δύναμη σκέδασης. Όσο πιο μεγάλο είναι το μήκος κύματος τόσο πολύ μικρότερη είναι η δύναμη σκέδασης, αφού  $F_{scat} \sim 1/\lambda^4$  κι έχουμε

$$\vec{F}_{sc} = \frac{n_{env}\sigma\langle\vec{S}\rangle}{c} = \frac{n_{env}\sigma I_o}{c} \quad (1.23)$$

όπου

$$\sigma = \frac{128\pi^5 r^6}{3\lambda^4} \left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)^2 \quad (1.24)$$

η διατομή σκέδασης της δέσμης,  $\langle\vec{S}\rangle$  η μέση τιμή του διανύσματος Poynting,  $I_o$  η ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας,  $n_{env}$  ο δείκτης διάθλασης του περιβάλλοντος χώρου,  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό,  $\lambda$  το μήκος κύματος της ακτινοβολίας και  $m = n_p/n_{env}$  το κλάσμα του δείκτη διάθλασης του σωματιδίου

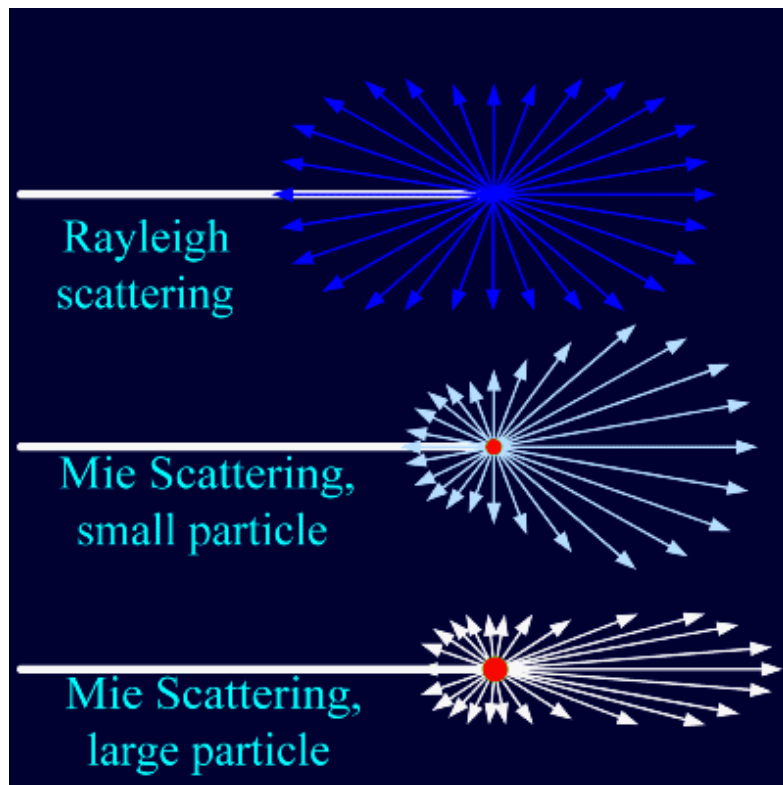
προς τον δείκτη διάθλασης του περιβάλλοντος μέσου [5], [50]. Όσο για τον υπολογισμό της δύναμης βαθμίδας χρησιμοποιήσαμε τη σχέση (1.14)

$$\vec{F}_{grad} = \frac{a}{2} \nabla |\vec{E}|^2 \quad (1.14)$$

με

$$a = n_{env}^2 r^3 \left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) \quad (1.25)$$

όπου  $a$  η πολωσιμότητα του σωματιδίου [5], [40], [48], [49]. Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται σχηματικά η σκέδαση Rayleigh και Mie (Σχήμα 1.14)



Σχήμα 1.14 Σχηματική απεικόνιση των σκεδάσεων Rayleigh και Mie.

# II

## Μέθοδοι υπολογισμού οπτικών δυνάμεων

### Εισαγωγή

Στο προηγούμενο κεφάλαιο αναφερθήκαμε στην ανάλυση και τον υπολογισμό της οπτικής δύναμης θεωρητικά. Διαπιστώσαμε πόσο πολύπλοκο είναι τέτοιου είδους υπολογισμοί και κατά συνέπεια ότι είναι πολύ δύσκολο να είναι ακριβείς. Σ' αυτό το κεφάλαιο θ' αναφερθούμε στην «άλλη πλευρά του νομίσματος». Στο πως μπορούμε να υπολογίσουμε την οπτική δύναμη πειραματικά. Εξ' άλλου, όπως έχουμε ήδη αναφέρει, ένας από τους βασικούς λόγους που έκαναν την οπτική παγίδευση τόσο σημαντική, κυρίως στους τομείς της Βιοφυσικής και της Βιοτεχνολογίας, είναι οι πληροφορίες που μπορούμε ν' αντλήσουμε γνωρίζοντας το μέγεθος της οπτικής δύναμης και κυρίως της δύναμης βαθμίδας. Αν, για παράδειγμα, γνωρίζουμε τη δύναμη βαθμίδας μπορούμε έμμεσα να προσδιορίσουμε διάφορες ιδιότητες σωματιδίων, όπως τις δυνάμεις συνοχείς που συγκρατούν τις πρωτεΐνες στο DNA ή τις αντοχές της κυτταρικής μεμβράνης. Επίσης, γνωρίζοντας το μέγεθος της δύναμης βαθμίδας και την ισχύ του laser, χρησιμοποιώντας τη σχέση (1.9) μπορούμε να εξάγουμε ποιοτικά συμπεράσματα για την απόδοση της οπτικής μας παγίδας.

Θα πρέπει να λάβουμε υπόψη ότι η ακρίβεια στη μέτρηση της δύναμης δεν είναι πολύ μεγάλη. Αντιθέτως, θα λέγαμε ότι είναι πολύ μικρή, σχεδόν 30%! Όμως,

ακόμα και τόσο είναι αρκετό για να μας βοηθήσει να βγάλουμε συμπεράσματα στους τομείς που μας ενδιαφέρουν. Αρκεί μόνο ν' αναφέρουμε ότι ο υπολογισμός της δύναμης της οπτικής παγίδας μας δίνει τιμή με ακρίβεια μερικές χιλιάδες φορές μικρότερη από τη δύναμη ενός ομοιοπολικού δεσμού. Οι τιμές που έχει συνήθως η δύναμη βαθμίδας είναι στην κλίμακα των picoNewtons, ξεκινώντας πολλές φορές από femtoNewtons, ενώ οι ομοιοπολικοί δεσμοί είναι στην κλίμακα των nanoNewtons. Βέβαια, τεράστιο ρόλο παίζει η βαθμονόμηση της οπτικής δύναμης για τη συγκεκριμένη τεχνική. Με τον όρο βαθμονόμηση της δύναμης εννοούμε να μπορεί να καταμετρηθεί η δύναμη και συνήθως σε σχέση με την ισχύ του laser που χρησιμοποιούμε για την οπτική παγίδευση.

Αν κι έχουν αναπτυχθεί αρκετές μέθοδοι υπολογισμού της οπτικής δύναμης, σίγουρα κάθε βελτιστοποίηση της μεθόδου ή η εύρεση μίας καινούργιας με μεγαλύτερη ακρίβεια, είναι ευπρόσδεκτη. Στον κεφάλαιο αυτό θα περιγράψουμε γενικά τις κυριότερες μεθόδους, δίνοντας μία έμφαση παραπάνω στη μέθοδο διαφυγής (escape force method) μιας και είναι η μέθοδος που χρησιμοποιήσαμε στα πειράματά μας.

### 2.1 Μέθοδος διαφυγής

Η μέθοδος διαφυγής είναι από τις συνηθέστερες μεθόδους υπολογισμού της δύναμης βαθμίδας κι αυτό διότι το προς παγίδευση σωματίδιο βρίσκεται συνήθως εντός υγρού περιβάλλοντος. Γεγονός που παρότρυνε από νωρίς πολλούς ερευνητές ν' ασχοληθούν με την εύρεση τεχνικών που να συνδέουν την οπτική δύναμη με την ρευστομηχανική [51], [52]. Σ' αυτήν την περίπτωση η εγκάρσια δύναμη, που είναι η δύναμη βαθμίδας, εξομοιώνεται με τη δύναμη ιξώδους, τη δύναμη που ασκείται σε ακίνητο σωματίδιο εντός του υγρού με κατεύθυνση την κατεύθυνση ροής του υγρού. Η δύναμη ιξώδους υπολογίζεται μέσω της σχέσης

$$\vec{F} = \beta \vec{v} \quad (2.1)$$

όπου  $\beta$  είναι ένας συντελεστής που εξαρτάται από το σχήμα του σωματιδίου κι από το συντελεστή εσωτερικής τριβής (ή δυναμικό ιξώδες) και  $\vec{v}$  η ταχύτητα του υγρού. Όταν η δύναμη αυτή, ασκούμενη σ' ένα παγιδευμένο σωματίδιο, πάρει τη μέγιστη τιμή της ονομάζεται «δύναμη διαφυγής», διότι τότε το σωματίδιο είναι ικανό να «δραπετεύσει» από την παγίδα. Μ' αυτόν τον τρόπο γνωρίζουμε ποια είναι η τιμή της δύναμης βαθμίδας, η οποία θα είναι ίση σε μέτρο με αντίθετη φορά. Φυσικά, θα έπρεπε να λαμβάναμε υπόψη τη δύναμη βαρύτητας και τη δύναμη άνωσης. Όμως, τόσο επειδή τα σωματίδια είναι πολύ μικρά και με σφαιρικό σχήμα, όσο κι ότι η πυκνότητά τους είναι σχεδόν ίση μ' αυτήν του υγρού, οι δύο δυνάμεις θεωρούμε ότι αλληλοαναιρούνται. Στην περίπτωση που δεν ισχύουν οι προηγούμενες υποθέσεις και κυρίως όταν η μέτρηση γίνει στην κατακόρυφη κατεύθυνση, τότε είναι καλό να λάβουμε υπόψη μας κι αυτές τις δύο δυνάμεις.

Οι τρόποι προσδιορισμού της δύναμης διαφυγής είναι οι ακόλουθοι:



✚ Χρησιμοποιώντας έναν θάλαμο ροής, όπως ένα μικρορευστονικό κανάλι, μπορούμε να ελέγξουμε την ταχύτητα ροής του υγρού. Ενώ το σωματίδιο είναι παγιδευμένο με την ακτίνα laser αυξάνουμε με μικρά βήματα την ταχύτητα της ροής έως ότου διαπιστώσουμε μέσω της CCD κάμερας, που έχουμε τοποθετήσει στο μικροσκόπιο, ότι το σωματίδιο απεγκλωβίστηκε. Σημειώνοντας την ταχύτητα διαφυγής και μέσω της σχέσης (2.1) υπολογίζουμε τη δύναμη διαφυγής.

Σε περίπτωση που δεν διαθέτουμε κάποιο όργανο για να μετράμε την ταχύτητα του υγρού, τότε θα πρέπει να παρατηρήσουμε και να καταγράψουμε την τροχιά που θα διανύσει το σωματίδιο από τη στιγμή που απεγκλωβίστηκε έως ένα σημείο και γνωρίζοντας το χρόνο που χρειάστηκε, να υπολογίσουμε την ταχύτητα.

✚ Το υγρό μέσο παραμένει στατικό και κινούμε το σωματίδιο μέσω του laser. Σ' αυτήν την περίπτωση πρέπει να υπάρχει ειδικός μηχανισμός που να μπορεί να εκτελεί τη λειτουργία αυτή κι οποίος να μετράει την ταχύτητα που κινείται το laser. Αυξάνοντας την ταχύτητα στο μοτέρ που μετακινεί το laser παρατηρούμε σε ποια τιμή το σωματίδιο απεγκλωβίζεται και μέσω της ταχύτητας αυτής υπολογίζουμε τη δύναμη διαφυγής.

Συνήθως, σ' αυτήν την περίπτωση είναι καλύτερο να χρησιμοποιείται οπτική ίνα για να οδηγεί την ακτίνα του laser, ώστε να μη χάνεται η ρύθμισή του κατά τη μετακίνηση.

✚ Η αντικειμενοφόρος πλάκα πάνω στην οποία είναι τοποθετημένο το δείγμα κινείται με την κίνηση της πλατφόρμας του μικροσκοπίου, η οποία καλείται κινητή τράπεζα. Ένα όργανο μετράει την ταχύτητα με την οποία κινείται η πλατφόρμα, ενώ το σωματίδιο παραμένει σταθερά παγιδευμένο από τη δέσμη laser. Όταν το σωματίδιο «δραπετεύσει» από την παγίδα καταγράφουμε την ταχύτητα και μέσω αυτής υπολογίζουμε τη δύναμη διαφυγής.

Ο συγκεκριμένος τρόπος είναι ο τρόπος που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματά μας. Τόσο τα μικρά σε μέγεθος σφαιρίδια πολυστυρενίου που χρησιμοποιήσαμε στο πείραμα (διάμετρος  $\approx 900nm$ ), όσο και το νερό μέσα στο οποίο βρισκόντουσαν, που έχει περίπου την ίδια πυκνότητα με τα σωματίδια ( $\approx 1\text{ gr/cm}^3$ ) μας επέτρεψαν, βάσει του αριθμού *Reynolds*, να θεωρήσουμε ότι η ροή γύρω από τα σφαιρίδια ήταν στρωτή. Αν και στην πράξη η ροή ενός ρευστού παρουσιάζει χαοτικά φαινόμενα, με αποτέλεσμα οποιαδήποτε τροποποίηση είτε στο σχήμα του σωματιδίου είτε στην επιφανειακή του τραχύτητα μπορούν να προκαλέσουν σημαντικές αλλαγές στην ροή, λαμβάνουμε υπόψη τον αριθμό Reynolds. Υπενθυμίζουμε ότι ο αριθμός Reynolds είναι ένας αδιάστατος αριθμός που σκοπό έχει να μας δείξει εάν στο πείραμά μας θα έχουμε στρωτή ή τυρβώδη ροή. Για παράδειγμα σ' ένα σωλήνα διαμέτρου  $D$ , εάν ισχύει  $Re_D < 2000$  τότε θα κυριαρχούν οι δυνάμεις ιξώδους με αποτέλεσμα μία ομαλή και συνεχή ροή του ρευστού, ενώ εάν  $Re_D > 3000$  τότε θα κυριαρχούν οι δυνάμεις αδρανείας με συνέπεια να παράγονται χαοτικές δίνες που θα δημιουργούν αστάθεια στη ροή του ρευστού. Για  $2000 < Re_D < 3000$  το ρευστό θα βρίσκεται σε μία ενδιάμεση κατάσταση μεταξύ στρωτής και τυρβώδους ροής, η οποία ονομάζεται ροή «μετάβασης».

Λόγω της στρωτής ροής στο πείραμά μας, μπορούμε να πούμε ότι ισχύει ο νόμος του Stokes, μέσω του οποίου υπολογίζεται η δύναμη τριβής  $\vec{F}_D$ , δηλαδή η δύναμη που δυσχεραίνει την κίνηση του σώματος και η οποία για μικρές ταχύτητες έχει τη μορφή

$$\vec{F}_D = 6\pi r h_{env} \vec{v}_{esc} \quad (2.2)$$

όπου  $K = 6\pi r$  για σφαίρα με  $r$  την ακτίνα της,  $h_{env}$  ο συντελεστής εσωτερικής τριβής του υγρού ή δυναμικό ιξώδες και  $\vec{v}_{esc}$  η ταχύτητα διαφυγής. Ουσιαστικά πρόκειται για την τροποποίηση της σχέσης (2.1) ανάλογα με τις συνθήκες μας.

Ο νόμος του Stokes ισχύει για στρωτή ροή και στην περίπτωση που το πεδίο ροής είναι απεριόριστα εκτενές, κάτι που μπορεί να θεωρηθεί τη στιγμή που το μέγεθος του περιβάλλοντος χώρου είναι μερικές χιλιάδες φορές μεγαλύτερο από το μέγεθος του σφαιριδίου. Στην περίπτωση, όμως, που η παγίδευση λαμβάνει χώρα σ' απόσταση από το κέντρο της σφαίρας έως την καλυπτρίδα  $R$ , συγκρίσιμη με την ακτίνα του σφαιριδίου  $r$  τότε υπεισέρχονται φαινόμενα τοιχωμάτων. Έτσι η κίνηση της σφαίρας, δηλαδή η ροή του υγρού γύρω από τη σφαίρα, επηρεάζεται σημαντικά, αφού τα στρώματα του υγρού που την περιβάλλουν και κινούνται με την ίδια ταχύτητα με αυτήν, αλληλεπιδρούν με τα αντίστοιχα στρώματα του υγρού που παραμένουν ακίνητα, προσκολλημένα στα τοιχώματα της καλυπτρίδας. Για τις συνθήκες του πειράματός μας, όπου η  $\vec{F}_D$  έχει διεύθυνση παράλληλη με τα τοιχώματα της καλυπτρίδας, ο συντελεστής εσωτερικής τριβής του υγρού  $h_{env}$  τροποποιείται, με διορθωμένο πλέον συντελεστή  $h'_{env}$ , σύμφωνα με το νόμο του Faxen, στην παρακάτω σχέση [53], [54]

$$h'_{env} = h_{env} \left[ 1 - \frac{9}{16} \left( \frac{r}{R} \right) + \frac{1}{8} \left( \frac{r}{R} \right)^3 - \frac{45}{256} \left( \frac{r}{R} \right)^4 - \frac{1}{16} \left( \frac{r}{R} \right)^5 \right]^{-1} \quad (2.3)$$

Πρόσφατα έγιναν διάφορες μελέτες με σκοπό να βρεθούν διορθώσεις που να δίνουν ακριβέστερα αποτελέσματα. Η διαδικασία είναι πιο πολύπλοκη χωρίς ουσιαστικά να δίνει εμφανή διαφορά σ' αποτελέσματα, γι' αυτό τον λόγο στις μετρήσεις μας χρησιμοποιήσαμε την παραπάνω σχέση [55].

Τέλος, σημαντικό είναι το χρονικό διάστημα κατά το οποίο πραγματοποιείται το πείραμα, διότι όσο περισσότερες συνεχόμενες μετρήσεις διεξάγονται, άρα η δέσμη του laser παραμένει στο δείγμα, τόσο περισσότερο αυξάνεται η θερμότητα του περιβάλλοντος χώρου  $T$ , άλλον έναν συντελεστή που τροποποιεί το δυναμικό ιξώδες  $h_{env}$ . Σύμφωνα με το πρόγραμμα περιήγησης των υλικών του υπολογιστικού πακέτου COMSOL Multiphysics η σχέση που συνδέει τις δύο αυτές ποσότητες είναι

$$\begin{aligned} h_{env} = & 1.3799566804 - 0.021224019151[T] \\ & + 1.3604562827 * 10^{-4}[T]^2 - 4.6454090319 * 10^{-7}[T]^3 \\ & + 8.9042735735 * 10^{-10}[T]^4 - 9.0790692686 * 10^{-13}[T]^5 \\ & + 3.8457331488 * 10^{-16}[T]^6 \end{aligned} \quad (2.4)$$

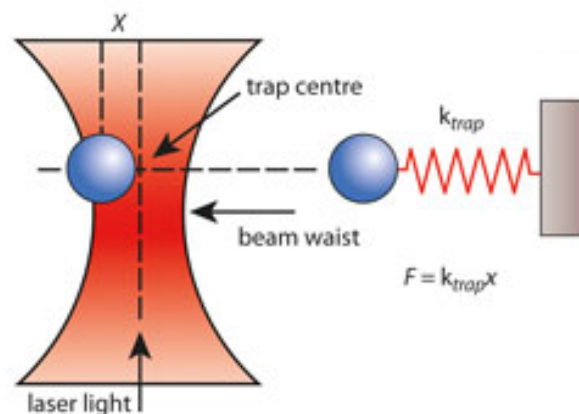
Η συγκεκριμένη μέθοδος, ανεξάρτητα από ποιόν τρόπο θ' ακολουθήσουμε, παρουσιάζει δύο μειονεκτήματα. Πρώτον η ακρίβεια στη μέτρηση μας είναι αλληλένδετη με την ακρίβεια και την ανάλυση των μηχανημάτων που χρησιμοποιούμε, π.χ. ακρίβεια και ανάλυση του οργάνου μέτρησης της ταχύτητας ροής του υγρού ή του laser ή της κινητής τράπεζας και δεύτερον η αβεβαιότητα στη μέτρηση του πειραματικού μέσω της οθόνης. Στη δεύτερη περίπτωση το σφάλμα μπορεί να οφείλεται στην απόκριση και στη διακριτική ικανότητα της κάμερας, όπως και στη μειωμένη όραση του πειραματικού, π.χ. από κούραση.

### 2.2 Μέθοδος ακαμψίας της παγίδας

Ένας άλλος τρόπος προσδιορισμού της οπτικής δύναμης είναι να την υπολογίσουμε σε συνάρτηση με τη μετατόπισή του σωματιδίου από το κέντρο της παγίδας. Σ' αυτήν την περίπτωση η οπτική δύναμη θεωρείται ως η δύναμη επαναφοράς προς το κέντρο της παγίδας, του σωματιδίου που έχει μετατοπιστεί σε μία συγκεκριμένη απόσταση από αυτό. Αυτό, φυσικά, μας θυμίζει το νόμο του Hooke

$$\vec{F} = -k\vec{x} \quad (2.5)$$

όπου σ' αυτήν την περίπτωση  $\vec{F}$  η δύναμη βαθμίδας,  $\vec{x}$  η μετατόπιση του σωματιδίου από τη θέση ισορροπίας, δηλαδή το κέντρο της παγίδας όπου η συνισταμένη των δυνάμεων είναι μηδέν και  $k$  η γνωστή «σταθερά του ελατηρίου», που στην συγκεκριμένη περίπτωση καλείται ως «ακαμψία της παγίδας» (trap stiffness), εξ' ου κι η ονομασία της μεθόδου (Σχήμα 2.1). Βέβαια, η γραμμική συσχέτιση της οπτικής δύναμης με τη μετατόπιση του σωματιδίου ισχύει για μικρές αποστάσεις.



Σχήμα 2.1 Η αναλογία οπτικής παγίδευσης με το μηχανικό ανάλογο μάζας-ελατηρίου. Η δύναμη βαθμίδας είναι ανάλογη της μετατόπισης του σωματιδίου από τη θέση ισορροπίας  $x$  και του συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$ . (Locke83, "Dielectric objects are attracted to the center of the beam, slightly above the beam waist. The force applied on the object

depends linearly on its displacement from the trap center just as with a simple spring system.”)

Απομακρύνουμε το σωματίδιο από το κέντρο της παγίδας σε απόσταση  $x$  τέτοια που να μπορεί η οπτική δύναμη να το επαναφέρει στο κέντρο και μετράμε τη δύναμη που χρειάστηκε για την απομάκρυνση. Το μέτρο της δύναμης απομάκρυνσης θα είναι το ίδιο μ' αυτό της επαναφοράς. Επειδή, όμως οι αποστάσεις στην οπτική παγίδευση είναι πολύ μικρές υπάρχει μεγάλη δυσκολία στην ακρίβεια. Γι' αυτόν το λόγο χρησιμοποιείται μία άλλη τεχνική κατά την οποία μπορούμε να προσδιορίσουμε το συντελεστή «ακαμψίας της παγίδας»  $k$  και μέσω αυτού να μπορούμε να γνωρίζουμε την τιμή της δύναμης  $F$ , για μία συγκεκριμένη απόσταση  $x$ . Διεγείροντας το σωματίδιο σε ταλάντωση, μετράμε τη χρονική υστέρηση (μετατόπιση φάσης) μεταξύ της ταλάντωσης του σωματιδίου και του ταλαντωτή, δηλαδή της ταλάντωσης της εξωτερικής πηγής. Η πηγή της ταλάντωσης, συνήθως, προέρχεται από την περιοδική μεταβολή της ισχύος του laser [56].

Επίσης, δεν θα πρέπει να παραλείψουμε το γεγονός ότι το σωματίδιο βρίσκεται εντός ρευστού με δυναμικό ιξώδες  $h_{env}$ . Σ' αυτήν την περίπτωση, για ένα σφαιρικό σωματίδιο, η σχέση (2.5) τροποποιείται βάσει της σχέσης (2.2) σε

$$\vec{F}(t) = -k\vec{x}(t) + 6\pi r h_{env} \dot{x}(t) \quad (2.6)$$

όπου  $\dot{x}(t)$  η ταχύτητα του σφαιριδίου εντός του υγρού [57]. Φυσικά, θα ισχύουν όσα αναφέρθηκαν προηγουμένως σχετικά με το ιξώδες και τον αριθμό *Reynolds*.

Ας υποθέσουμε ότι η ταλάντωση της πηγής έχει ημιτονοειδή μορφή με πλάτος  $A$  και συχνότητα  $f$ , άρα κι  $\omega = 2\pi f$ . Τότε, η δύναμη που θα δέχεται το σφαιρίδιο θα έχει τη μιγαδική μορφή

$$F(t) = h_{env} A i \omega e^{-i\omega t} \quad (2.7)$$

όπου  $i$  ο φανταστικός αριθμός. Οι δύο προηγούμενες εξισώσεις δίνουν μία διαφορική εξίσωση της οποίας η λύση έχει τη μορφή

$$x(t) = \frac{Af}{\sqrt{f_c^2 + f^2}} e^{i\omega(t-\delta)} \quad (2.8)$$

όπου  $f_c$  η συχνότητα στην οποία παύουμε να έχουμε περιοδική κίνηση και  $\delta$  η χρονική υστέρηση, η οποία μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση [24]

$$\delta = -\tan^{-1} \left( \frac{f_c}{f} \right) \quad (2.9)$$

Γνωρίζοντας τη δύναμη και την απόσταση συναρτήσει του χρόνου μπορούμε να υπολογίσουμε τη συχνότητα  $f_c$  και μέσω της σχέσης (2.10) την ακαμψία της παγίδας  $k$ . Στη συνέχεια μπορούμε να υπολογίσουμε τη δύναμη βαθμίδας για συγκεκριμένες μετατοπίσεις του σωματιδίου από το κέντρο της παγίδας.

Τέλος, θα πρέπει να λάβουμε υπόψη ότι και σ' αυτήν την περίπτωση χρειάζεται πολύ καλός εξοπλισμός, όπως μεγάλη ανάλυση στη CCD κάμερα ή/και χρήση κατάλληλων φωτοδιόδων για τον ακριβή προσδιορισμό της θέσης του σωματιδίου. Αλλά, ακόμα κι αν είχαμε αυτόν τον εξοπλισμό το γεγονός ότι στο σωματίδιο, που στην καλύτερη περίπτωση να είναι σφαιρικό, δεν θα ασκείται η δύναμη ομοιόμορφα στην επιφάνειά του, αφού η δέσμη θ' ασκεί διαφορετική πίεση σε κάθε σημείο του σωματιδίου, μας αποτρέπει να έχουμε πολύ μεγάλη ακρίβεια μέσω αυτής της μεθόδου.

### 2.3 Μέθοδος με βάση τη κίνηση Brown

Στην προηγούμενη ενότητα αναφέραμε έναν τρόπο υπολογισμού της οπτικής δύναμης μέσω του νόμου του Hooke. Επίσης, περιγράψαμε έναν τρόπο προσδιορισμού του συντελεστή  $k$ , που για την τεχνική της οπτικής παγίδευσης ονομάζεται ακαμψία της παγίδας, μέσω του οποίου είναι δυνατό να υπολογίσουμε την οπτική δύναμη.

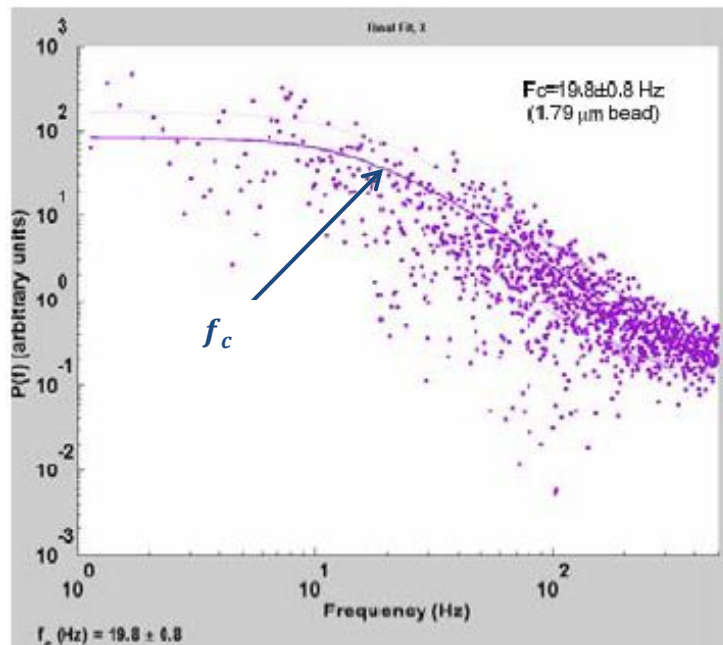
Η μέθοδος με βάση την κίνηση Brown πρόκειται για μία παρόμοια μεθοδολογία, μόνο που σ' αυτήν την περίπτωση ο τρόπος προσδιορισμού του συντελεστή  $k$  δεν γίνεται μέσω ενός εξωτερικού αιτίου (π.χ. τη μεταβολή της ισχύος του laser), αλλά ενός εσωτερικού αιτίου, ενός αιτίου που ενυπάρχει στο σύστημα σωματίδιο-περιβάλλοντος χώρος. Το αίτιο αυτό είναι η κίνηση Brown, η τυχαία κίνηση των σωματιδίων ενός υγρού ή αερίου. Όσον αφορά την οπτική παγίδευση παρατηρείται μία ταλάντωση του παγιδευμένου σωματιδίου που οφείλεται στις τυχαίες δυνάμεις λόγω θερμικών διακυμάνσεων. Οι θερμικές διακυμάνσεις οφείλονται στην παρουσία της ακτινοβολίας του laser εντός του υγρού. Λαμβάνοντας υπόψη το προηγούμενο ανάλογο, μπορούμε και σ' αυτήν την περίπτωση να προσεγγίσουμε την ταλάντωση του σωματιδίου μέσω του νόμου του Hooke, αρκεί το σωματίδιο να κινείται σ' αρμονικό δυναμικό [56].

Μετρώντας το πλάτος των ταλαντώσεων συναρτήσει της συχνότητας, μπορούμε να λάβουμε το φάσμα ισχύος της θέσης του σωματιδίου λόγω της κίνησης Brown (Σχήμα 2.2). Παρατηρούμε ότι για χαμηλές συχνότητες οι διακυμάνσεις στη θέση ισορροπίας είναι περίπου σταθερές, εν αντιθέσει με τις υψηλές συχνότητες όπου παρατηρείται απότομη αλλαγή στην κλίση της καμπύλης. Μέσω του σημείου καμπής της γραφικής παράστασης υπολογίζουμε τη συχνότητα γονάτου (corner frequency)  $f_c$ , η οποία συνδέεται με το συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$  μέσω της σχέσης

$$f_c = \frac{k}{2\pi\beta} \quad (2.10)$$

όπου  $\beta$  ο συντελεστής της σχέσης (2.1). Αφού υπολογίσουμε το συντελεστή  $k$  θα είμαστε σε θέση να υπολογίσουμε την τιμή της οπτικής δύναμης.

Φυσικά κι αυτή η μέθοδος έχει τα ίδια μειονεκτήματα με την προηγούμενη, μ' αποτέλεσμα να χρειάζεται καλό εξοπλισμό ώστε να έχουμε αρκετή ακρίβεια.



Σχήμα 2.2 Μέσω υπολογιστικού προγράμματος γίνεται η απεικόνιση του φάσματος ισχύος της δόνησης του σωματιδίου συναρτήσει της συχνότητας. Σκοπός του προγράμματος είναι να μπορέσουμε να υπολογίσουμε την  $f_c$  [19].

## 2.4 Μέθοδος της διηλεκτροφόρησης

Μία ακόμη μέθοδος που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της οπτικής δύναμης είναι η μέθοδος της διηλεκτροφόρησης (dielectrophoresis-DEP). Αν κι είναι η πιο πρόσφατη από τις προηγούμενες, κατάφερε να περιλαμβάνεται στις βασικές μεθόδους [58].

Το ενδιαφέρον μ' αυτήν τη μέθοδο είναι ότι από μόνη της είναι μία τεχνική χειρισμού σωματιδίων, με μέγεθος να κυμαίνεται από το 1 έως περίπου τα 1000  $\mu\text{m}^2$ . Σε διαστάσεις άνω και κάτω του συγκεκριμένου φάσματος μεγέθους σωματιδίων η ηλεκτρική δύναμη είναι ανεπαρκής λόγω της ισχυρής εμφάνισης της δύναμης της βαρύτητας ή της κίνησης Brown, αντίστοιχα. Ως αυτόνομη μέθοδος μελετήθηκε για πρώτη φορά το 1951 από τον Rohl A. Herbert, σ' ένα άρθρο του όπου περιέγραφε ένα νέο μηχανισμό ηλεκτροκινητικής μεταφοράς διαφορετικό απ' αυτόν της ηλεκτροφόρησης.

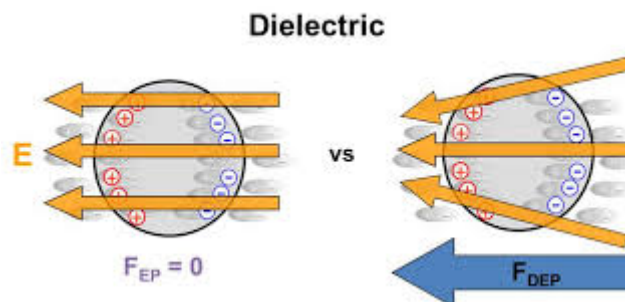
Η διαφοροποίησή του έχει να κάνει με την ανομοιογένεια του ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόζεται στα σωματίδια που βρίσκονται ανάμεσα στα ηλεκτρόδια (Σχήμα 2.3). Έτσι, η δύναμη που θ' ασκηθεί στα σωματίδια δεν εκφράζεται πλέον από την απλή σχέση

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (2.11)$$

όπου  $q$  το φορτίο στην επιφάνεια του σωματιδίου, αλλά από τη σχέση που εκφράζει τη μέση τιμή της δύναμης της διηλεκτροφόρησης κι είναι

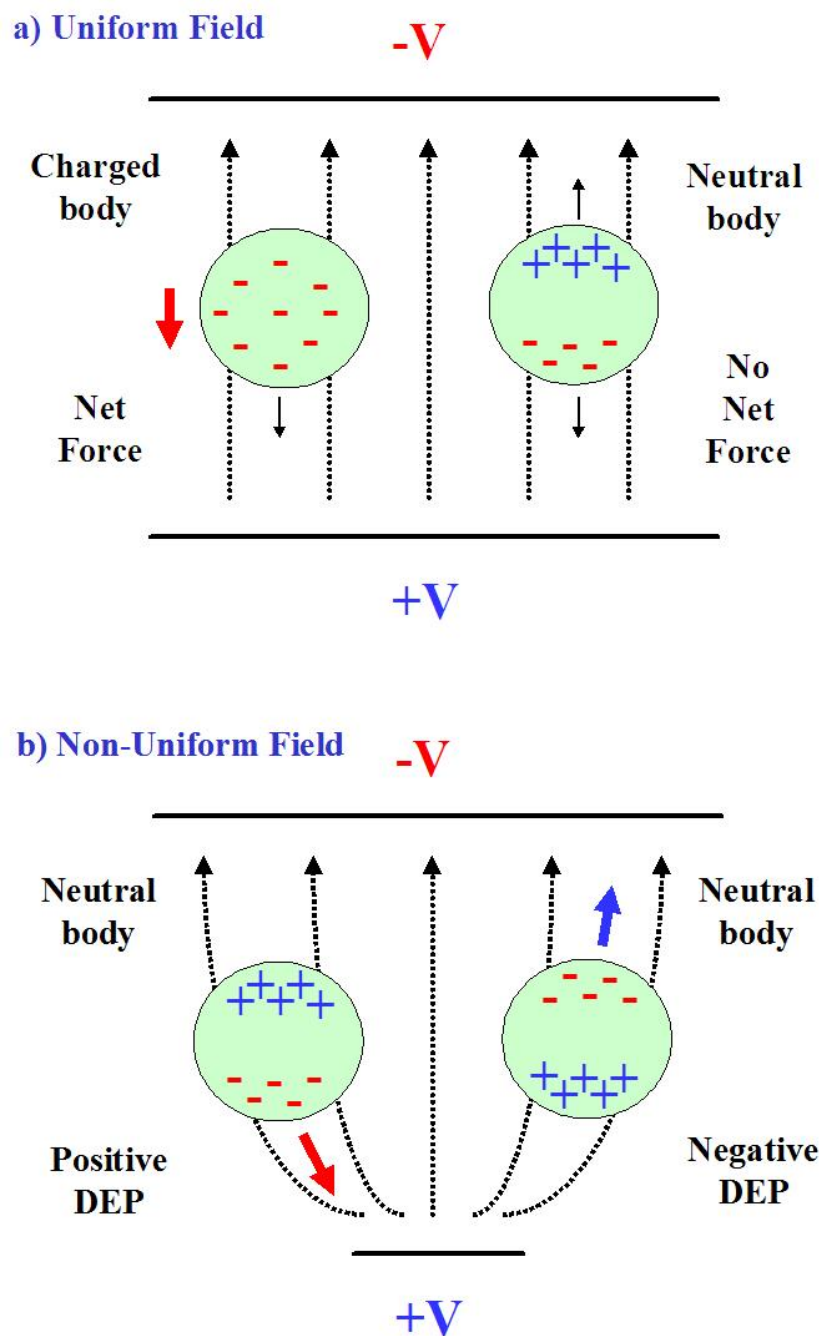
$$\langle \vec{F}_{DEP} \rangle = 2\pi r^3 \varepsilon_m \text{Re} \left\{ \frac{\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*}{\varepsilon_p^* + 2\varepsilon_m^*} \right\} \nabla |\vec{E}_{rms}|^2 \quad (2.12)$$

όπου  $r$  η ακτίνα ομοιογενούς σφαιρικού σωματιδίου,  $\varepsilon_m$  η διηλεκτρική σταθερά του μέσου και  $\varepsilon_p$  η διηλεκτρική σταθερά του σωματιδίου. Η ποσότητα μέσα στις αγκύλες συναντάται με την ονομασία Clausius-Mossotti και περιγράφει τον τρόπο σύνδεσης των διηλεκτρικών σταθερών δύο μέσων. Η ποσότητα αυτή συμβολίζεται ως  $K_{(\omega)}$  υποδεικνύοντας ότι οι διηλεκτρικές σταθερές στη μιγαδική τους μορφή συσχετίζονται με τη γωνιακή συχνότητα. Παρατηρώντας τη σχέση (2.12) διαπιστώνουμε ότι η μέση τιμή της δύναμης της διηλεκτροφόρησης στο τέλος εκμεταλλεύεται το πραγματικό μέρος της ποσότητας  $K_{(\omega)}$ , παρ' όλα αυτά είναι φανερό ότι έμμεσα συσχετίζεται κι αυτή με τη συχνότητα του πεδίου.



Σχήμα 2.3 Η τεχνική της διηλεκτροφόρησης στηρίζεται σε ηλεκτρικό πεδίο ανομοιογενές. Θα πρέπει το πεδίο να παρουσιάζει αύξηση προς την μία κατεύθυνση, ώστε να πολώσει το σωματίδιο με αποτέλεσμα ν' ασκηθεί δύναμη διηλεκτροφόρησης. (CTC Engineer)

Η αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου προς την μία κατεύθυνση επάγει στο σωματίδιο μία δύναμη, λόγω της συνολικής του διπολικής ροπής, η οποία έχει κατεύθυνση ανάλογα με το  $\text{Re}(K_{(\omega)})$ . Ουσιαστικά, πρόκειται για τη σύγκριση μεταξύ των διηλεκτρικών σταθερών του σωματιδίου και του μέσου. Εάν  $\varepsilon_p > \varepsilon_m$  τότε το σωματίδιο θα κινηθεί με κατεύθυνση αυτή της αύξησης του πεδίου, ενώ σε διαφορετική περίπτωση, δηλαδή για  $\varepsilon_p < \varepsilon_m$ , το σωματίδιο θα κινηθεί με αντίθετη κατεύθυνση. Αυτές είναι κι οι σημαντικές διαφορές με την ηλεκτροφόρηση, ότι αφενός το σωματίδιο δεν χρειάζεται να έχει φορτίο για να κινηθεί κι αφετέρου η κατεύθυνση της δύναμης που επάγεται στο σωματίδιο είναι ανεξάρτητη απ' την κατεύθυνση του πεδίου (Σχήμα 2.4).



Σχήμα 2.4 Όταν έχουμε ηλεκτρικό πεδίο που παρουσιάζει ίδια ένταση  $\sigma'$  ολόκληρη την έκτασή του τότε η δύναμη που ασκείται σε φορτισμένο σωματίδιο του προσδίδει κατεύθυνση ανάλογη του πρόσημου του φορτίου. Επίσης, ένα ουδέτερο φορτισμένο σωματίδιο παραμένει ακίνητο, διότι η συνισταμένη των δυνάμεων, που του ασκούνται λόγω πεδίου, είναι μηδέν. Εν αντιθέσει με το ανομοιογενές πεδίο, το πεδίο που παρουσιάζει αύξηση στην έντασή του κατά τη μία κατεύθυνση, ασκεί δύναμη ακόμα και σε ουδέτερο φορτισμένο σωματίδιο, με κατεύθυνση ανάλογη της διαφοράς μεταξύ της διηλεκτρικής σταθεράς του σωματιδίου και του περιβάλλοντος μέσου. Εάν το  $\epsilon_p$  του σωματιδίου είναι μεγαλύτερο από το  $\epsilon_m$  του μέσου, τότε λέμε ότι έχουμε θετική διηλεκτροφόρηση (p-DEP) και το σωματίδιο κινείται προς τα εκεί που αυξάνει το πεδίο. Σε



αντίθετη περίπτωση, λέμε ότι έχουμε αρνητική διηλεκτροφόρηση (n-DEP) με αποτέλεσμα το σωματίδιο να κινείται προς την αντίθετη φορά. (Jong Min Sung, “Dielectrophoresis and Optoelectronic Tweezers for Nanomanipulation”)

Αν λάβουμε υπόψη μας ότι η διηλεκτρική σταθερά συνδέεται με την πολωσιμότητα του σωματιδίου και το δείκτη διάθλασης του, σχέσεις (1.19) και (1.20) αντίστοιχα, καθώς κι ότι αναφερόμαστε στη βαθμίδα πεδίου και στην πόλωση του σωματιδίου, ουσιαστικά μιλάμε για το ίδιο φαινόμενο μ’ αυτό της δύναμης βαθμίδας στην οπτική παγίδευση. Ας θυμηθούμε, ότι για την οπτική παγίδευση θεωρούσαμε απαιτητό ο δείκτης διάθλασης του σωματιδίου να είναι μεγαλύτερος απ’ αυτόν του περιβάλλοντος χώρου. Η διαφορά με την οπτική παγίδευση είναι ότι έχουμε 3-διάστατη παγίδευση, η οποία εξαρτάται από το κέντρο της εστίας της δέσμης του laser, ενώ σ’ αυτήν την περίπτωση η κατεύθυνση είναι προς το ένα ηλεκτρόδιο. Συνδυάζοντας τις δύο αυτές μεθόδους είναι ένας καλός τρόπος για να μετρήσουμε τη δύναμη βαθμίδας της οπτικής παγίδευσης.

Αφού παγιδεύσουμε το σωματίδιο, αυξάνουμε την τάση στα ηλεκτρόδια σταδιακά έως ότου το σωματίδιο απεγκλωβιστεί από την οπτική παγίδα με κατεύθυνση το ηλεκτρόδιο. Τότε, λέμε ότι η δύναμη διηλεκτροφόρησης είναι ίση με την δύναμη βαθμίδας, την οποία και υπολογίζουμε μέσω της σχέσης (2.12).

Όλες οι μέθοδοι έχουν τα πλεονεκτήματά τους και τα μειονεκτήματά τους. Η μέθοδος της διηλεκτροφόρησης, μπορεί να μην έχει κινητό μηχανικό μέρος, όπως μοτέρ, όμως ο μηχανισμός παραγωγής τάσης στα ηλεκτρόδια θα πρέπει να είναι βαθμονομημένος με μεγάλη ακρίβεια, καθώς επίσης και με μεγάλη διακριτική ικανότητα ώστε με μικρές μεταβολές ακριβείας της τάσης να γνωρίζουμε ποια είναι η τάση που αναγκάζει το σωματίδιο να δραπέτεύσει από την παγίδα. Φυσικά, οι μηχανισμοί παρατήρησης, όπως η ανάλυση της κάμερας, είναι κι αυτά σημαντικά στοιχεία που πρέπει να ληφθούν υπόψη.

## 2.5 Άλλες μέθοδοι

Πέρα από τις βασικές μεθόδους που αναφέραμε πρωτίτερα, υπάρχουν κι άλλες μέθοδοι λιγότερο γνωστές που χρησιμοποιούνται για την μέτρηση της οπτικής δύναμης. Ουσιαστικά, πρόκειται για παραλλαγές των προαναφερθέντων μεθόδων. Αυτό σημαίνει ότι τα μειονεκτήματά τους είναι αντίστοιχα μ’ εκείνων. Οι δύο πιο γνωστές μέθοδοι είναι η μέθοδος της βηματικής απόκρισης και η μέθοδος της ισοκατανομής.

Η μέθοδος της βηματικής απόκρισης ομοιάζει με μία από τις παραλλαγές της μεθόδου διαφυγής στον τρόπο διεξαγωγής της μέτρησης. Πρόκειται για την περίπτωση όπου η τράπεζα μαζί με το δείγμα παρέμεναν ακίνητα, ενώ μετακινούταν το laser. Ενώ ομοιάζει με τη μέθοδο ακαμψίας της παγίδας στον τρόπο προσέγγισης για τον υπολογισμό της οπτικής δύναμης, η ιδιαιτερότητα αυτής της μεθόδου έγκειται στο γεγονός ότι το laser δεν μετακινείται με σταθερή ταχύτητα αλλά με συγκεκριμένο βηματισμό μετρώντας την απόκριση του παγιδευμένου σωματιδίου.

Όσο πιο μεγάλη η ταχύτητα του βήματος, τόσο αλλάζει κι η ασκούμενη δύναμη στο σωματίδιο, με αποτέλεσμα μετά από αρκετές μετρήσεις να μπορεί να προσδιοριστεί ο συντελεστής ακαμψίας της παγίδας  $k$ . Σ’ αυτήν την περίπτωση ο

## 1ο Μέρος / Κεφάλαιο Ι Ι Μέθοδοι υπολογισμού οπτικών δυνάμεων

συντελεστής  $k$  υπολογίζεται μέσα από τη σχέση (2.13), που το συνδέει με τον συντελεστή  $\beta$  της σχέσης (2.1) και με τη χρονική σταθερά  $\tau$ .

$$k = \frac{\beta}{\tau} \quad (2.13)$$

Λαμβάνοντας υπόψη και την αδράνεια του σωματιδίου, η συγκεκριμένη μέθοδος δίνει λιγότερο ακριβή αποτελέσματα από τις προηγούμενες.

Η άλλη μέθοδος είναι η μέθοδος της ισοκατανομής, μία παραλλαγή της μεθόδου της κίνησης Brown. Χρησιμοποιώντας πάλι ένα φάσμα υπολογίζουμε το συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$  και στη συνέχεια την οπτική δύναμη.

Για ένα αρμονικό δυναμικό, η κατανομή Boltzmann συνδέεται με το συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$  μέσω της σχέσης

$$\frac{1}{2} k_b T = \frac{1}{2} k \langle x^2 \rangle \quad (2.14)$$

όπου  $k_b$  η σταθερά Boltzmann. Μεταβάλλοντας τη θερμοκρασία  $T$ , λαμβάνουμε κάθε φορά ένα μεγάλο πλήθος θέσεων του παγιδευμένου σωματιδίου συναρτήσει της απόστασης  $x$  του σωματιδίου από το κέντρο της παγίδας. Έτσι, προκύπτει ένα φάσμα πιθανοτήτων, που μας δείχνει την πιθανότητα  $P(x)$  να βρεθεί το σωματίδιο στην απόσταση  $x$  από το κέντρο. Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να προσδιορίσουμε το συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$ .

Αν κι αυτή η μέθοδος δεν λαμβάνει υπόψη το δυναμικό ιξώδες  $h$  του υγρού, γνωρίζοντας από την μέθοδο της κίνησης Brown ότι οι μεταβολές της θερμοκρασίας προκαλούν μετακινήσεις του παγιδευμένου σωματιδίου και μάλιστα ακαθόριστες, αποτελούν έναν λόγο ώστε κι αυτή η μέθοδος να δίνει λιγότερο ακριβή αποτελέσματα από τις προηγούμενες.

# III

## Διάταξη οπτικής παγίδευσης

### 3.1 Σχεδιασμός διάταξης οπτικής παγίδευσης

Σ' αυτήν την εργασία θα περιγράψουμε τη βασική διάταξη οπτικής παγίδευσης, με κάποιες λεπτομέρειες βασιζόμενες στη διάταξη που χρησιμοποιήσαμε στο πείραμα. Οι εκδοχές είναι πάρα πολλές και σίγουρα, ανάλογα με τις ανάγκες, θα εφευρεθούν κι άλλες τόσες. Σκοπός είναι μες από την περιγραφή να κατανοήσουμε πως στήνεται μία οπτική παγίδα, ώστε να είμαστε σε θέση να κάνουμε περαιτέρω τροποποιήσεις εάν το επιθυμούμε.

Για να δημιουργήσει κάποιος μία οπτική παγίδα, ουσιαστικά χρειάζεται ένα laser κι έναν φακό ή καλύτερα, ένα σύστημα φακών. Τόσο απλά! Κι όμως, όπως εξηγήσαμε σε προηγούμενα κεφάλαια θα πρέπει να λάβει υπόψη του πολλές παραμέτρους ώστε πραγματικά να είναι σε θέση να πετύχει τη δημιουργία οπτικής παγίδευσης.

Αρχικά, λοιπόν, θα χρειαστεί ένα laser. Συνήθως, αυτό που χρησιμοποιείται είναι ένα συνεχές μονοχρωμικό laser (Continuous Wave Laser) με Γκαουσιανή δέσμη. Αυτό συμβαίνει διότι πρώτον η συνεχής λειτουργία του εξασφαλίζει σταθερότητα στην παγίδα και η Γκαουσιανή κατανομή βοηθάει στη δημιουργία υψηλής βαθμίδας ηλεκτρικού πεδίου, άρα μεγαλύτερη δύναμη βαθμίδας.

Όσον αφορά το πρώτο κομμάτι είναι κατανοητό ότι για να χρησιμοποιήσει κάποιος στη διάταξή του, παλμικό laser θα υπάρχει ιδιαίτερος λόγος, που προφανώς θα έχει να κάνει με τα χαρακτηριστικά του πειράματος. Πρόσφατες μελέτες έδειξαν ότι η χρήση femtosecond-pulsed laser σε συγκεκριμένη νανοδομή,

με σκοπό τη δημιουργία πλασματικής οπτικής παγίδευσης, έδωσε ισχυρότερη παγίδα απ' αυτήν με τη χρήση cw laser. Σε τέτοιου είδους τεχνολογία θ' αναφερθούμε εκτενέστερα στο 2<sup>ο</sup> Μέρος. Σχετικά με το δεύτερο κομμάτι, δηλαδή τι είδους δέσμη θα χρησιμοποιηθεί κι εδώ έχουμε πληθώρα μελετών που η κάθε μία υποδεικνύει διαφορετική δέσμη. Έτσι, όπως αναφέραμε σε προηγούμενη ενότητα, μία δέσμη TEM<sub>01</sub> τύπου "doughnut" θα μπορούσε να δώσει καλύτερα αποτελέσματα από μία δέσμη Γκαουσιανή. Επίσης, έχουν γίνει προσπάθειες για την δημιουργία οπτικής παγίδευσης με τη χρήση δέσμης Bessel, ώστε ν' αποφευχθούν φαινόμενα περίθλασης. Μάλιστα, τέτοιου είδους πειράματα έχουν γίνει στο παρελθόν από ξένα πανεπιστήμια σε συνεργασία με το εργαστήριο «Οπτοηλεκτρονικής, Laser και Εφαρμογές τους» του ΕΜΠ [59], [60]. Όμως και πάλι, η Γκαουσιανή δέσμη, λόγω της ιδιομορφίας να συγκεντρώνει τη μέγιστη πυκνότητα των φωτονίων στο κέντρο της, αποτελεί το συνηθέστερο τύπο δέσμης laser που χρησιμοποιείται σ' εφαρμογές οπτικής παγίδευσης.

Ένα άλλο στοιχείο που πρέπει να λάβουμε υπόψη μας είναι ποιό μήκος κύματος πρέπει να χρησιμοποιήσουμε. Το γεγονός ότι φωτόνια με συχνότητα από UV και άνω έχουν ως αποτέλεσμα να δημιουργούν αλλοιώσεις στο δείγμα μας, ιδίως εάν πρόκειται για βιολογικό, μας αποτρέπουν στο να τα χρησιμοποιήσουμε. Ομοίως, φωτόνια με χαμηλότερη συχνότητα του υπέρυθρου δεν εξυπηρετούν στη δημιουργία οπτικής παγίδευσης. Ας μην ξεχνάμε ότι τα προς παγίδευση σωματίδια είναι διαστάσεων από μερικές δεκάδες nm έως μερικές δεκάδες μm και ένα μήκος κύματος άνω του υπέρυθρου οδηγούμενο μέσα από συμβατικούς φακούς δημιουργεί ένα πολύ μεγαλύτερο κέντρο εστίασης, με συνέπεια χαμηλή διακριτική ικανότητα και ανίσχυρη οπτική παγίδα, εκτός του ότι δεν θα συζητούσαμε πλέον για laser. Έτσι λοιπόν το φάσμα που χρησιμοποιείται είναι από τ' ορατό φως έως και το υπέρυθρο και συνήθως, από το πράσινο έως το μέσο-υπέρυθρο. Ποιό συγκεκριμένο μήκος κύματος από το προαναφερόμενο φάσμα θα χρησιμοποιήσουμε είναι συνδυασμός πολλών πραγμάτων, όπως το σχήμα και το μέγεθος του σωματιδίου που θέλουμε να παγιδεύσουμε, το συντελεστή απορρόφησης του σωματιδίου σε σχέση με το μήκος κύματος, καθώς και τα χαρακτηριστικά των φακών του μικροσκοπίου που θα χρησιμοποιήσουμε στη διάταξη.

Τέλος, μία επιτυχημένη διάταξη οπτικής παγίδευσης θεωρείται εκείνη που δημιουργεί ισχυρότερη οπτική παγίδα από μία άλλη, χρησιμοποιώντας την ίδια ή και μικρότερη ισχύ του laser. Είθισται το φάσμα της ισχύος του laser να κυμαίνεται από μερικά mW έως περίπου τα 50mW και σε μερικές περιπτώσεις έως τα 500mW.

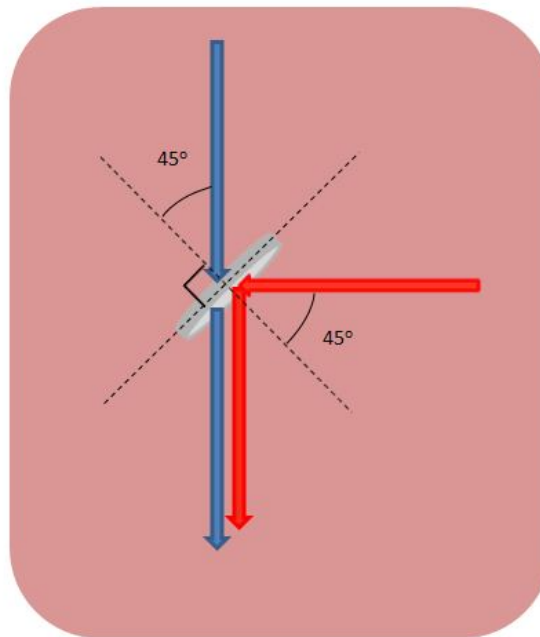
Φυσικά, δεν θα πρέπει να ξεχνάμε ότι όποιο μήκος κύματος κι αν χρησιμοποιήσουμε κι όποια ισχύ του laser, ακόμα και πολύ μικρή, πρέπει ν' αποφεύγουμε την παρατεταμένη έκθεση του δείγματος στην ακτινοβολία. Οι λόγοι είναι πολύ και σημαντικοί. Η δημιουργία βλαβών στο δείγμα, ιδίως εάν πρόκειται για βιολογικά δείγματα, καθώς κι η υπερθέρμανση του συστήματος δείγμα-περιβάλλοντας χώρος, με αποτέλεσμα την αποδυνάμωση της ισχύος της οπτικής παγίδας λόγω υψηλών θερμικών διακυμάνσεων, είναι δύο από τους λόγους.

Το επόμενο σημαντικό τμήμα της διάταξης οπτικής παγίδευσης είναι οι φακοί που θα χρησιμοποιηθούν. Το σύστημα των φακών θα μπορούσαμε να το χωρίσουμε σε δύο μέρη. Στους φακούς που χρησιμοποιούνται προτού εισέλθει η δέσμη στο μικροσκόπιο κι αφορούν τη διαμόρφωση της δέσμης laser και στους φακούς του μικροσκοπίου. Πρώτα θ' αναφερθούμε στο δεύτερο μέρος κι αυτό διότι

πρέπει να γίνει κατανοητός ο μηχανισμός αυτού του μέρους, ώστε να είμαστε σε θέση να κατανοήσουμε και το πρώτο μέρος.

Ξαφνικά λοιπόν εμφανίστηκε κι ένα μικροσκόπιο στην διάταξή μας! Δεν πρέπει να μας κάνει έκπληξη, όχι γιατί οι πρώτες διατάξεις χρησιμοποιούσαν μικροσκόπιο, αλλά γιατί με κάποιον τρόπο θα πρέπει να παρατηρούμε το δείγμα μας. Μέχρι και στις μέρες μας, η οπτική παγίδευση χρησιμοποιείται κυρίως σε εφαρμογές που έχουν να κάνουν με τη Βιοφυσική, τη Βιοϊατρική και τη Βιοτεχνολογία. Άρα το μικροσκόπιο ή ένας παρόμοιος τρόπος παρατήρησης είναι απαραίτητο εργαλείο. Έτσι, λοιπόν, θα περιγράψουμε μία διάταξη η οποία χρησιμοποιεί μικροσκόπιο και μάλιστα ένα απλό εμπορικό μικροσκόπιο [61], [27]. Υπάρχουν, βέβαια κι ερευνητικές ομάδες που δημιουργούν το μικροσκόπιο από την αρχή [62].

Το πρώτο πράγμα που πρέπει να προσέξουμε είναι η είσοδος της δέσμης laser στο μικροσκόπιο, καθώς και η διέλευσή της εντός του μικροσκοπίου έως τον αντικειμενικό φακό να μην παρεμποδίζει τη λειτουργία του μικροσκοπίου ως όργανο παρατήρησης. Αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός διχρωμικού καθρέπτη τοποθετημένον στον οπτικό άξονα μεταξύ αντικειμενικού και προσοφθάλμιου φακού και με κλίση  $45^\circ$  ως προς τον άξονα διάδοσης της ακτίνας laser. Η δέσμη του laser κι ο οπτικός άξονας του μικροσκοπίου θα είναι κάθετα μεταξύ τους. Ο διχρωμικός καθρέπτης λόγω ιδιαίτερης κατασκευής έχει την ικανότητα ν' ανακλά τη δέσμη του μήκους κύματος για το οποίο έχει κατασκευαστεί σε γωνία  $45^\circ$ , ενώ να επιτρέπει τη διέλευση όλων των άλλων μηκών κύματος (Σχήμα 3.1). Ανάλογα την κατασκευή, το ποσοστό ανάκλασης διαφέρει και μπορεί να φτάσει σχεδόν την πλήρη ανάκλαση. Έτσι η δέσμη του laser εισέρχεται στο μικροσκόπιο με κατεύθυνση τον αντικειμενικό φακό, ενώ το φως του μικροσκοπίου, που μπορεί να είναι είτε ο φωτισμός του είτε να μεταφέρει την εικόνα του δείγματος, δεν παρεμποδίζεται. Πέραν τούτου, μ' αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται παραλληλία μεταξύ του άξονα διάδοσης της ακτίνας laser και του οπτικού άξονα του αντικειμενικού φακού. Κάτι που είναι πολύ σημαντικό ώστε ο άξονας της οπτικής παγίδευσης μ' αυτόν του μικροσκοπίου να μπορούν να ευθυγραμμιστούν.



Σχήμα 3.1 Η μπλε ακτίνα μπορεί και διέρχεται από το διχρωμικό καθρέπτη, ενώ η κόκκινη ανακλάται. Η διεύθυνση πρόσπτωσης της κόκκινης ακτίνας (π.χ. του laser) στο διχρωμικό καθρέπτη είναι κάθετη στη διεύθυνση διάδοσης της μπλε ακτίνας, ενώ σχηματίζει γωνία  $45^\circ$  με το κάθετο επίπεδο στο διχρωμικό καθρέπτη. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μετά το διχρωμικό καθρέπτη οι δύο ακτίνες να έχουν παράλληλους άξονες διάδοσης.

Ένα άλλο σημαντικό σημείο, είναι ο αντικειμενικός φακός. Μπορεί να λέμε ο αντικειμενικός φακός, στην ουσία όμως πρόκειται για ένα σύστημα φακών, που σε κάποιες ιδιαίτερες περιπτώσεις μπορεί να ξεπεράσει και το αριθμό 10. Αυτό όμως που μας ενδιαφέρει στον αντικειμενικό είναι τα στοιχεία του, που συνήθως αναγράφονται στο περίβλημά του (Σχήμα 3.2). Το πιο βασικό στοιχείο του αντικειμενικού φακού είναι το «αριθμητικό άνοιγμα» (Numerical Aperture). Όσο μεγαλύτερο είναι το αριθμητικό άνοιγμα του αντικειμενικού φακού, τόσο μεγαλύτερη είναι η μεταβολή του πεδίου έως το σημείο εστίασης της δέσμης, άρα τόσο πιο ισχυρή η οπτική παγίδα. Βέβαια, το μεγάλο αριθμητικό άνοιγμα συνοδεύεται κι από μικρή απόσταση εργασίας (working distance), που για έναν απλό αντικειμενικό φακό σημαίνει ότι το κέντρο εστίασης είναι πολύ κοντά σ' αυτόν. Δηλαδή ο αντικειμενικός φακός πρέπει να είναι πολύ κοντά στο δείγμα, τις περισσότερες φορές το πιέζει μάλιστα, με αποτέλεσμα να πρέπει να είμαστε πολύ προσεκτικοί για να μην προκαλέσουμε ζημιά στο δείγμα. Επίσης, ένα άλλο πρόβλημα είναι το μικρό βάθος παρατήρησης που έχει ένας τέτοιος φακός, κάτι που δεν εξυπηρετεί σε 3-διάστατες παγιδεύσεις.



Figure 1

Σχήμα 3.2 Μία απεικόνιση αντικειμενικού φακού γνωστής κατασκευαστικής εταιρίας. Στ' αριστερά φαίνονται τα στοιχεία που μπορεί ν' αναγράφονται στο εξωτερικό περίβλημα, ενώ στα δεξιά φαίνεται το σύστημα φακών που περιέχει στο εσωτερικό του.

Επίσης, σημαντικό είναι η ενεργός διάμετρος της δέσμης να καλύπτει όλη την επιφάνεια του φακού. Συνήθως θεωρείται το  $1/e_2$  της Γκαουσιανής δέσμης, γι' αυτό και στους υπολογισμούς σχετικά με τη διακριτική ικανότητα μπορεί να δείτε έναν επιπλέον συντελεστή (το 0,8) να πολλαπλασιάζεται με το αποτέλεσμα. Στην πράξη πολλές φορές αυτό σημαίνει ότι η δέσμης είναι κι εκτός του φακού, άρα από τη μία εκμεταλλευόμαστε περισσότερο το αριθμητικό άνοιγμα, από την άλλη εκμεταλλευόμαστε λιγότερη ισχύ από το laser.

Για να επιτύχουμε την πλήρη κάλυψη της επιφάνειας του αντικειμενικού φακού χρησιμοποιούμε ένα σύστημα φακών προτού η δέσμης εισέλθει στο μικροσκόπιο. Βέβαια κι ένας φακός μόνος του θα μας επέτρεπε να αυξήσουμε ή να ελαττώσουμε την ενεργό διάμετρο της δέσμης στο επίπεδο πρόσπτωσης στον αντικειμενικό φακό, όμως πολλές φορές χρησιμοποιούνται δύο ή περισσότεροι ώστε να χειριστούμε καλύτερα τη δέσμης. Για παράδειγμα, δύο συγκεκριμένου τύπου φακοί μπορούν να δημιουργήσουν ένα τηλεσκόπιο Kepler, με το οποίο θα μπορούμε είτε να πετύχουμε η δέσμης να κατευθυνθεί παράλληλα στον αντικειμενικό ώστε ν' αποφύγουμε εκτροπή του πραγματικού σημείου εστίασης από το ονομαστικό είτε ν' αλλάξουμε τη διάμετρο της δέσμης μετακινώντας τον έναν από τους δύο φακούς. Ένα τέτοιο σύστημα φακών χρησιμοποιήθηκε στην τροποποίηση της πειραματικής μας διάταξης, που αναφέρεται αναλυτικότερα στο επόμενο κεφάλαιο.

Μία επιπλέον ιδιαιτερότητα που θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας έχει να κάνει με το μήκος κύματος που θα χρησιμοποιήσουμε, το οποίο τις περισσότερες φορές μας το υποδεικνύει το σωματίδιο που θέλουμε να παγιδεύσουμε. Εάν χρησιμοποιήσουμε μία δέσμης laser στο IR φάσμα, ο διχρωικός καθρέπτης θα μπορέσει να την ανακλάσει «πλήρως», επιτρέποντας να διέλθει η ακτινοβολία του ορατού φάσματος, που αφορά τη λειτουργία του μικροσκοπίου. Ταυτόχρονα, όμως, θα έχουμε σοβαρές απώλειες στην ισχύ της ακτινοβολίας laser. Αυτό θα συμβεί διότι οι αντικειμενικοί φακοί είναι κατασκευασμένοι βάσει του ορατού φάσματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, διότι αυτό είναι που χρησιμοποιείται στο μικροσκόπιο. Έτσι, όλες οι αντανάκλαστικές επιστρώσεις των φακών που συγκροτούν τον αντικειμενικό φακό έχουν κατασκευαστεί για τ' ορατό φάσμα, ανακλώντας ένα ποσοστό υπέρυθρης ακτινοβολίας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να έχουμε 25-50% απώλεια της ισχύος της ακτινοβολίας laser. Από την άλλη, εάν

χρησιμοποιήσουμε ακτινοβολία laser στο ορατό φάσμα μπορεί να μην έχουμε απώλειες από τον αντικειμενικό φακό, όμως ο διχρωικός καθρέπτης θ' ανακλά το αντίστοιχο φάσμα από την ακτινοβολία που μεταφέρει την εικόνα του δείγματος με αποτέλεσμα να δημιουργούνται προβλήματα στην παρατήρηση.

Τέλος, ένα ακόμη θέμα που συνήθως μας απασχολεί, είναι ο τρόπος με τον οποίο θα μπορούμε να μετακινούμε την οπτική παγίδα εντός του δείγματος. Αυτό μπορεί να συμβεί με δύο τρόπους. Αν θυμηθούμε, στον υπολογισμό της οπτικής δύναμης μέσω της μεθόδου διαφυγής είχαμε αναφέρει κάποιες παραλλαγές. Στην μία περίπτωση μετακινούταν το laser ενώ έμενε ακίνητη η τράπεζα που έφερε το δείγμα, ενώ στην άλλη περίπτωση μετακινούταν η τράπεζα ενώ παρέμενε ακίνητο το laser. Η πρώτη περίπτωση είναι πιο «επίπονη», αφού κατά τη μετακίνηση του laser δεν θα πρέπει να χαλάσουν οι ρυθμίσεις που είχαμε κάνει κι αφορούν την ενεργό διάμετρο της δέσμης και την παραλληλία της με τον οπτικό άξονα του μικροσκοπίου [27]. Μία παραλλαγή που μπορεί να βοηθήσει σ' αυτήν την περίπτωση είναι η δέσμη laser να οδηγείται προς το μικροσκόπιο μέσω μονότροπης οπτικής ίνας. Η δεύτερη περίπτωση, που είναι κι η συνηθέστερη, χρησιμοποιεί έναν μηχανισμό είτε χειροκίνητο είτε ηλεκτροκίνητο ώστε να μετακινείται η αντικειμενοφόρος τράπεζα στο επίπεδο x-y, άρα κατ' επέκταση και το δείγμα. Ένας επιπλέον μηχανισμός μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μετακίνηση του δείγματος στον άξονα z, αν και το ίδιο το μικροσκόπιο μπορεί να το πετύχει αλλάζοντας το επίπεδο εστίασης.

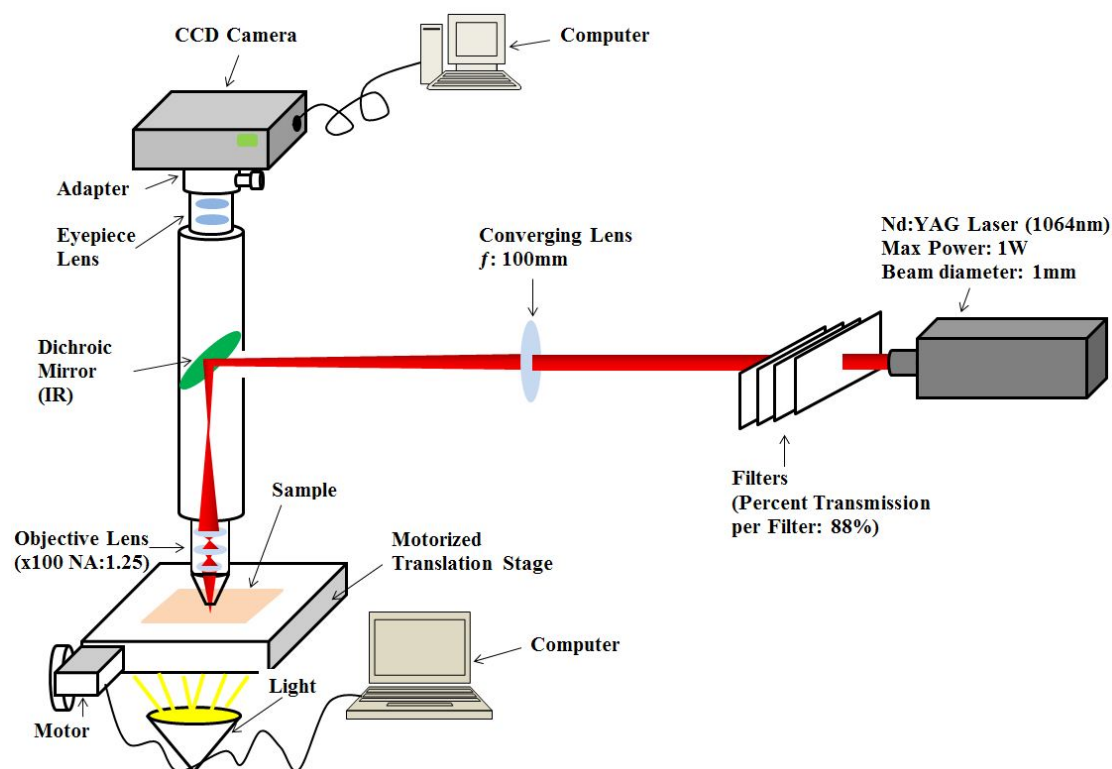
### 3.2 Περιγραφή πειραματικής διάταξης του εργαστηρίου

Η πειραματική διάταξη του εργαστηρίου μας ομοιάζει πολύ μ' αυτήν που περιγράψαμε προηγουμένως (Σχήμα 3.3) [63]. Χρησιμοποιείται ένα υδρόψυκτο cw Γκαουσιανής δέσμης TEM<sub>00</sub> Nd:YAG (Neodymium – doped Yttrium Aluminum Garnet; Nd:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) laser στα 1064nm. Η μέγιστη πραγματική ισχύς του είναι  $\approx 500mW$  και με διάμετρο δέσμης  $\approx 1mm$ . Μπροστά από το laser, στη διεύθυνση διάδοσης της δέσμης, είναι τοποθετημένα πάνω σε ειδική βάση φίλτρα περιορισμένης διαπερατότητας και στη συνέχεια ένας συγκλίνοντας φακός. Ο λόγος ύπαρξης των φίλτρων είναι ν' αποκόπτουν μέρος της ακτινοβολίας, ώστε να μπορούμε μ' αυτόν τον τρόπο να ρυθμίζουμε έμμεσα την ισχύ της δέσμης του laser. Το ποσοστό αποκοπής είναι περίπου 12% ανά φίλτρο. Ο συγκλίνοντας φακός χρησιμοποιείται για τη ρύθμιση της διαμέτρου της δέσμης, σε σχέση με τον αντικειμενικό φακό. Όπως αναφέραμε στην προηγούμενη ενότητα, για να επιτύχουμε καλή παγίδευση θα πρέπει η ενεργός διάμετρος της δέσμης να καλύπτει όλον τον αντικειμενικό φακό. Για να το επιτύχουμε, χρησιμοποιούμε έναν φακό, που στη δική μας περίπτωση έχει εστιακή απόσταση  $f: 100mm$  και με τη βοήθεια της σχέσης (3.1) τον προσαρμόζουμε στην αντίστοιχη απόσταση από το μικροσκόπιο.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{o} + \frac{1}{i} \quad (3.1)$$



όπου  $f$  η εστιακή απόσταση του φακού,  $o$  η απόσταση του φακού από το αντικείμενο και  $i$  η απόσταση του φακού από την εικόνα-είδωλο. Γνωρίζοντας τα  $f$  και  $o$ , μπορούμε να προσαρμόσουμε το συγκλίνοντα φακό έτσι ώστε η απόσταση  $i$  να συμπίπτει με το σημείο εστίασής του. Η επιλογή του συγκεκριμένου συγκλίνοντα φακού έγινε με γνώμονα τη διάμετρο του αντικειμενικού φακού που χρησιμοποιείται στη διάταξη. Ο λόγος είναι αυτός που προαναφέραμε, ότι θα πρέπει η ενεργός διάμετρος της δέσμης να καλύπτει πλήρως, ίσως και λίγο παραπάνω, την επιφάνεια του αντικειμενικού φακού.



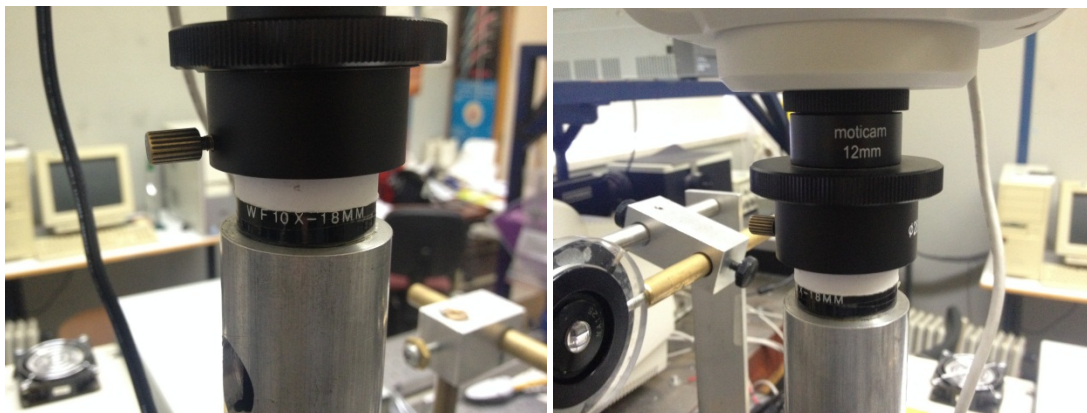
Σχήμα 3.3 Σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης του εργαστηρίου πριν την τροποποίηση.

Το μικροσκόπιο είναι απλό (Motic F-1125) και κατάλληλα τροποποιημένο ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί για οπτική παγίδευση. Αφαιρέθηκε το σύστημα του μικροσκοπίου μετά τον αντικειμενικό φακό και στη θέση του προστέθηκε μεταλλικός σωλήνας με δύο οπές. Η μία χρησιμεύει στη διέλευση του δέσμης laser κι η άλλη στην περίπτωση που χρειαστεί φωτισμός ανάκλασης. Στο δεύτερο θ' αναφερθούμε αναλυτικότερα στο 2<sup>ο</sup> Μέρος της εργασίας. Στο ύψος της πρώτης οπής τοποθετήθηκε διχρωμικός καθρέπτης, κατάλληλος για το μήκος κύματος του laser και σε γωνία 45°. Η ονομαστική τιμή ανακλαστικότητας του διχρωμικού καθρέπτη για το μήκος κύματος που μας ενδιαφέρει είναι 99,5%.

Στη θέση του προσοφθάλμιου φακού τοποθετήθηκε ένας συγκλίνοντας φακός (Σχήμα 3.4) κι ένας προσαρμογέας (Σχήμα 3.5) πάνω στον οποίο εφαρμόζει

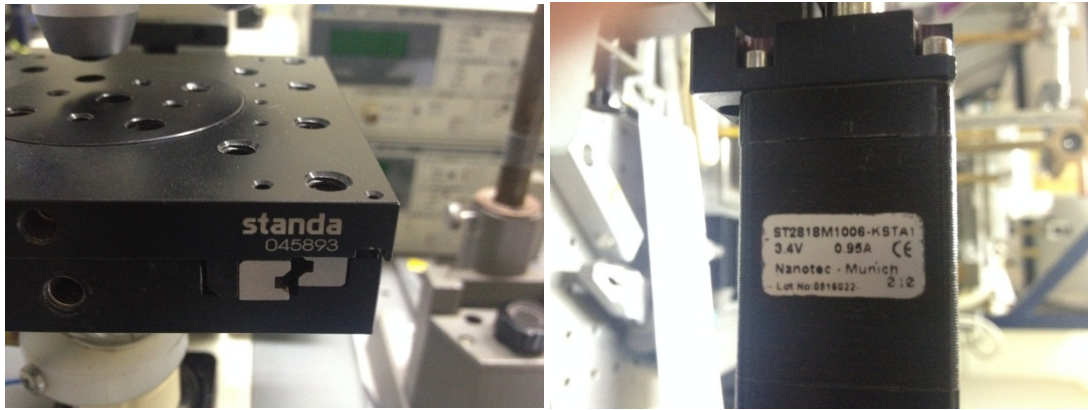
μία CCD (Charge Coupled Device) κάμερα (Moticam 480p). Με τη βοήθεια της κάμερας και με τη χρήση κατάλληλου λογισμικού μπορούμε να παρατηρήσουμε το δείγμα, να το φωτογραφήσουμε ή ακόμα και να το βιντεοσκοπήσουμε. Η παρατήρηση του δείγματος γίνεται μόνο μέσω της κάμερας, ώστε ν' αποφευχθεί η έκθεση του ερευνητή σ' ακτινοβολία laser.

Τα χαρακτηριστικά του αντικειμενικού φακού είναι μεγέθυνση 100x κι αριθμητικό άνοιγμα N.A.=1,25 , για ν' αυξάνει την ισχύ της οπτικής παγίδας. Ο αντικειμενικός φακός είναι καταδυτικού τύπου, κάτι που απαιτεί τη χρήση κεδρέλαιου. Το κεδρέλαιο έχει τον ίδιο δείκτη διάθλασης με το υλικό των φακών κι η παρεμβολή του είναι απαραίτητη έτσι ώστε το φως που διέρχεται από το δείγμα να φτάνει στον καταδυτικό φακό χωρίς να διαθλάται από τα μόρια του αέρα. Οι ξηροί φακοί λόγω της μεγάλης απόστασης τους από το δείγμα καθιστούν τη χρήση κεδρέλαιου περιττή.



Σχήμα 3.4 & 3.5 (Αριστερά) Ο συγκλίνοντας φακός που αντικατέστησε τον προσοφθάλμιο φακό του μικροσκοπίου. (Δεξιά) Ο προσαρμογέας πάνω στον οποίο τοποθετείται η CCD κάμερα για την παρατήρηση του δείγματος. Από κάτω του διακρίνεται ο συγκλίνοντας φακός.

Η μέθοδος υπολογισμού της οπτικής δύναμης που χρησιμοποιούμε στα πειράματά μας είναι η μέθοδος διαφυγής με κινητή τράπεζα. Έτσι, η διάταξη του εργαστηρίου έχει προσαρμοσμένη μία κινητή αντικειμενοφόρο τράπεζα (Standa 8MT 167-25), μ' ένα μοτέρ βηματισμού 1,25μm και μέγιστης ταχύτητας περίπου 3mm/s (Σχήμα 3.6), η οποία συνδέεται μέσω μονάδας οδήγησης (Σχήμα 3.7) στον υπολογιστή. Με τη χρήση κατάλληλου λογισμικού μπορούμε να ελέγξουμε την ταχύτητα της τράπεζας και τον βηματισμό της. Επίσης, μέσω της μονάδας οδήγησης και με τη χρήση του λογισμικού μπορούν να συνδεθούν ακόμα δύο κινητές τράπεζες ώστε να μπορούμε να μετακινούμε το δείγμα και στους τρεις άξονες xyz. Στην δική μας διάταξη, για λόγους ευκολίας στην προσαρμογή της στο μικροσκόπιο, παραμείναμε μόνο σε κίνηση στον άξονα x, που είναι κι ο απαραίτητος για τις μετρήσεις.



Σχήμα 3.6 Η κινητή αντικειμενοφόρος τράπεζα (αριστερά) και το μοτέρ της (δεξιά).



Σχήμα 3.7 Το σύστημα οδήγησης του αντικειμενοφόρου τράπεζας. Διακρίνονται οι τρεις θύρες για τον έλεγχο στους τρεις άξονες xyz (όπως φαίνεται στη φωτογραφία, χρησιμοποιήθηκε μόνο η μία θύρα, για τον άξονα x). Το μαύρο καλώδιο είναι η τροφοδοσία της συσκευής, ενώ το καλώδιο στ' αριστερά (USB) εξυπηρετεί στη σύνδεση της συσκευής με τον υπολογιστή.

Επίσης, το σύστημα φωτισμού διέλευσης αφέθηκε ως έχει μ' αποτέλεσμα ο οπτικός άξονας της διάταξης (φωτισμός - συγκεντρωτικός φακός - αντικειμενικός φακός) να είναι πάντα ευθυγραμμισμένος.

Τέλος, θα πρέπει ν' αναφερθεί ότι όλα τα πειράματα διεξήχθησαν χρησιμοποιώντας ως δείγμα σφαιρίδια πολυστυρενίου μέσης διαμέτρου 900nm εντός νερού. Η αναλογία ήταν 20μl από το δείγμα με 20ml αποσταγμένο νερό.

# IV

## Τροποποίηση διάταξης οπτικής παγίδευσης

### 4.1 Περιγραφή τροποποιημένης πειραματικής διάταξης

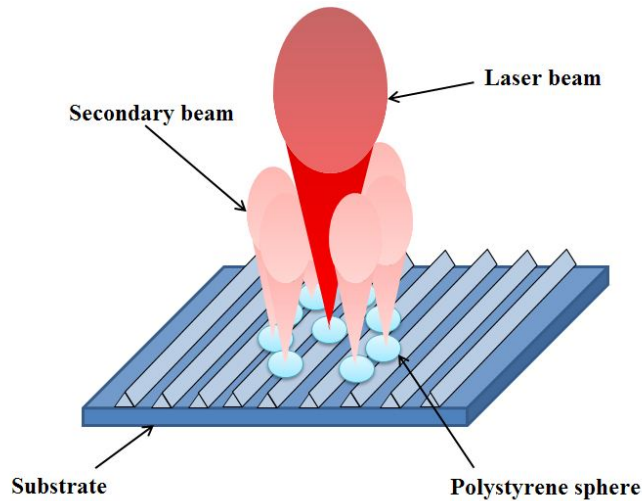
Η οπτική παγίδευση παρ' ότι στη βασική της περιγραφή φαντάζει ως μία απλή κι ενδιαφέρουσα τεχνική που μπορεί να εφαρμοστεί σε πολλούς τομείς, εντούτοις χρειάζεται να λάβουμε υπόψη μας πολλές παραμέτρους για να είναι επιτυχής. Ένας πολύ σημαντικός παράγοντας είναι το δείγμα πάνω στο οποίο θα εργαστούμε.

Λαμβάνοντας υπόψη όλα όσα έχουν αναφερθεί στα προηγούμενα κεφάλαια, καθώς επίσης και το γεγονός ότι τα πειράματα που θ' ακολουθούσαν θα ήταν σε συνδυασμό με πλασματικά πεδία (θ' αναφερθούμε εκτενέστερα στο 2<sup>ο</sup> Μέρος) θεωρήσαμε προτιμητέο να προβούμε σε κάποιες τροποποιήσεις. Παρακάτω αναφέρουμε πιο αναλυτικά τους κυριότερους λόγους για τους οποίους τροποποιήσαμε την πειραματική διάταξη.

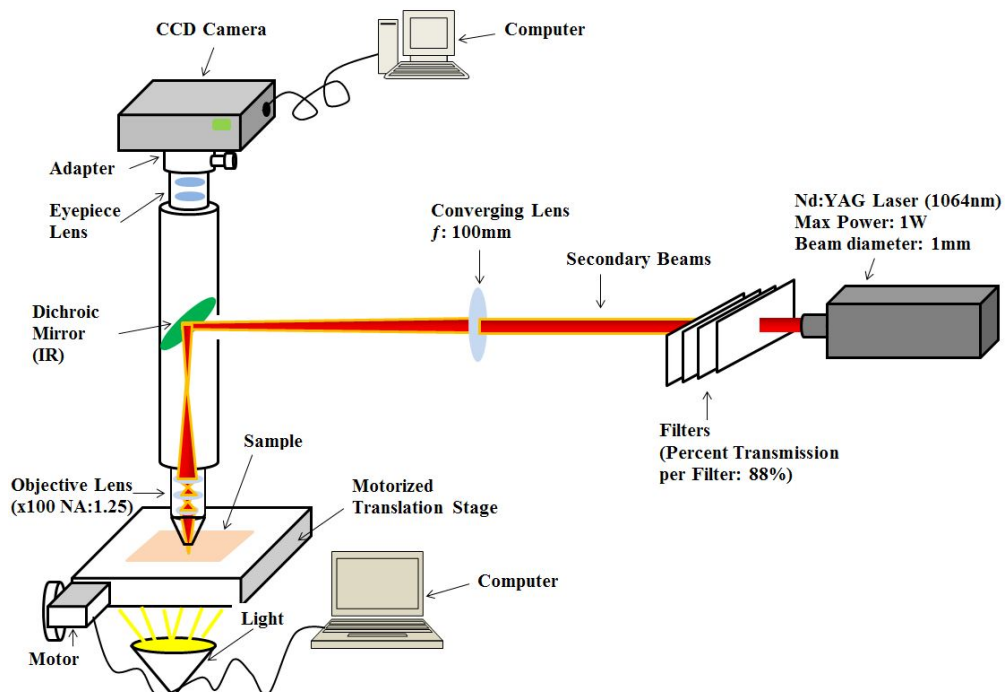
Μία βασική αιτία ήταν το ίδιο το laser που χρησιμοποιούσαμε. Αφενός διότι δεν διέθετε κάποιο σύστημα ρύθμισης της ισχύος της δέσμης, μ' αποτέλεσμα να χρησιμοποιούμε τα φίλτρα ελάττωσης ενέργειας κι αφετέρου για το μήκος κύματος που ήταν στα 1064nm. Όσον αφορά το κομμάτι της ισχύος, η αναγκαστική χρήση των φίλτρων δημιουργούσε δευτερεύουσες ακτίνες που είχαν ως αποτέλεσμα την εμφάνιση πολλαπλών παγίδων, άρα την αποδυνάμωση της κύριας παγίδας (Σχήμα 4.1). Αυτό συνέβαινε λόγω των πολλαπλών ανακλάσεων ανάμεσα στα φίλτρα (Σχήμα 4.2). Για ν' αποφύγουμε το πρώτο δυσάρεστο συμβάν, αν κι υπό άλλες

## 1<sup>ο</sup> Μέρος / Κεφάλαιο IV Τροποποίηση διάταξης οπτικής παγίδευσης

συνθήκες θα μπορούσε να είναι προτιμητέο, χρησιμοποιήσαμε ένα ρυθμιζόμενο διάφραγμα, το οποίο τοποθετήθηκε μπροστά από τα φίλτρα και στη διεύθυνση διάδοσης της κύριας δέσμης. Ρυθμίζοντας τη διάμετρο του ανοίγματος στο 1mm, όσο κι η διάμετρος της κύριας δέσμης, αποκλείσαμε τις δευτερεύουσες ακτίνες.



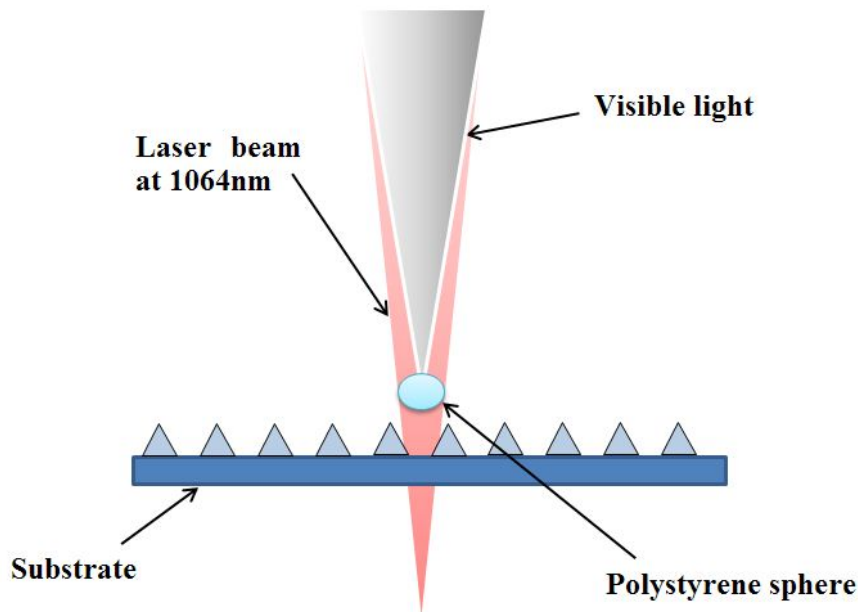
Σχήμα 4.1 Η εμφάνιση των δευτερευουσών ακτίνων είχε ως αποτέλεσμα τη δημιουργία πολλαπλών οπτικών παγίδων περιφερειακά από την κύρια παγίδα, με συνέπεια την αποδυνάμωση της τελευταίας.



Σχήμα 4.2 Στη σχηματική απεικόνιση έχει σχεδιαστεί με κίτρινο χρώμα η παρουσία των δευτερευουσών ακτίνων.

Η δεύτερη βασική αιτία ήταν το μήκος κύματος της δέσμης του laser, όπως προαναφέραμε κι αυτό διότι δημιουργούσε τα εξής προβλήματα. Πρώτον, το γεγονός ότι το μήκος κύματος είναι στο μέσο-υπέρυθρο φάσμα, άρα μη ορατό για τον άνθρωπο, κάνει τη ρύθμιση της διάταξης πολύ δύσκολη. Επίσης, το γεγονός ότι δεν φαίνεται στην οθόνη παρατήρησης δημιουργεί ακόμα έναν παράγοντα δυσκολίας για το πείραμα. Θα πρέπει ο ερευνητής να περιμένει να δει εάν κάποιο σωματίδιο κινείται λιγότερο από τ' άλλα και στη συνέχεια μετακινώντας την τράπεζα να διαπιστώσει εάν πρόκειται όντως για οπτική παγίδευση. Αλλιώς θα πρέπει να περιμένει, αγνοώντας εάν η παγίδα του βρίσκεται εντός του πεδίου παρατήρησης ή όχι. Όσον αφορά το πρώτο κομμάτι, δεν μπορούσαμε να κάνουμε πολλά πράγματα κι ενδεχομένως η καλύτερη λύση να είναι η αντικατάσταση του laser με κάποιο που θα εκπέμπει στο ορατό φάσμα. Αν κι αυτό από μόνο του είναι πιο σύνθετο κι όχι τόσο απλό, λαμβάνοντας υπόψη για ποιό λόγο δημιουργούμε τη συγκεκριμένη οπτική παγίδα. Σχετικά με το δεύτερο κομμάτι έγιναν προσπάθειες καλύτερης με τη χρήση ενός δεύτερου laser το οποίο εξέπεμπε στο ορατό φάσμα και θα χρησίμευε ως τροχοδεικτικό laser. Έτσι, στην οθόνη θα φαινόταν αυτό, που θα μας υποδήλωνε την παρουσία της οπτικής παγίδας (Παράρτημα Ι). Όμως η σύνθετη διαδικασία προσαρμογής του στη διάταξη, δυστυχώς μας απέτρεψε από το να κάνουμε χρήση ενός τροχοδεικτικού laser, αν και θα ήταν μία πολύ καλή λύση. Ίσως σε μία άλλη προσπάθεια κι ενδεχομένως έχοντας στην κατοχή μας κι άλλον εξοπλισμό, να καταφέρουμε να τροποποιήσουμε μ' αυτόν τον τρόπο την διάταξή μας.

Το πρόβλημα με το μήκος κύματος στο μέσο-υπέρυθρο δεν σταματάει εδώ. Το γεγονός ότι ο δείκτης διάθλασης ενός υλικού είναι συναρτήσεως του μήκους κύματος της διερχόμενης ακτινοβολίας έχει ως αποτέλεσμα το κέντρο εστίασης της οπτικής παγίδας να βρίσκεται σε διαφορετικό σημείο πάνω στον οπτικό άξονα από το κέντρο εστίασης του ορατού φωτός, άρα και της εικόνας που παρατηρούμε (Σχήμα 4.3). Με απλά λόγια, όταν εμείς βλέπουμε στην οθόνη μας ένα σωματίδιο καθαρά αυτό σημαίνει ότι το κέντρο της παγίδας βρίσκεται πιο χαμηλά, άρα και το παγιδευμένο σωματίδιο βρίσκεται πιο χαμηλά. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα η όχι και τόσο καλή παρατήρηση, με συνέπεια ν' αυξηθεί η αβεβαιότητα στον υπολογισμό της οπτικής δύναμης. Βέβαια, σημερινά συστήματα οπτικών μέσων, όπως αντικειμενικοί φακοί, είναι κατασκευασμένα με τέτοιο τρόπο, συνήθως χρησιμοποιώντας ειδικές επιστρώσεις, ώστε ν' αποτρέπουν ή τουλάχιστον να περιορίζουν αυτό το φαινόμενο. Η διαφορά του κόστους μεταξύ ενός απλού αντικειμενικού φακού κι ενός με ειδικές επιστρώσεις είναι πολύ μεγάλη. Το φαινόμενο που προκαλεί αυτό το δυσάρεστο συμβάν, ονομάζεται «χρωματική εκτροπή» (“chromatic aberration”) κι έχει να κάνει με το γεγονός ότι το κάθε μήκος κύματος διαθλάται διαφορετικά από τ' άλλα (Σχήμα 4.4).



Σχήμα 4.3 Το ορατό φως εστιάζει πιο ψηλά, δηλαδή πιο κοντά στον αντικειμενικό φακό, απ' ό τι η δέσμη laser με μήκος κύματος στα 1064nm. Αυτό έχει ως συνέπεια όταν εμείς παρατηρούμε ένα σωματίδιο η εστία της οπτικής παγίδας να βρίσκεται χαμηλότερα απ' αυτό.

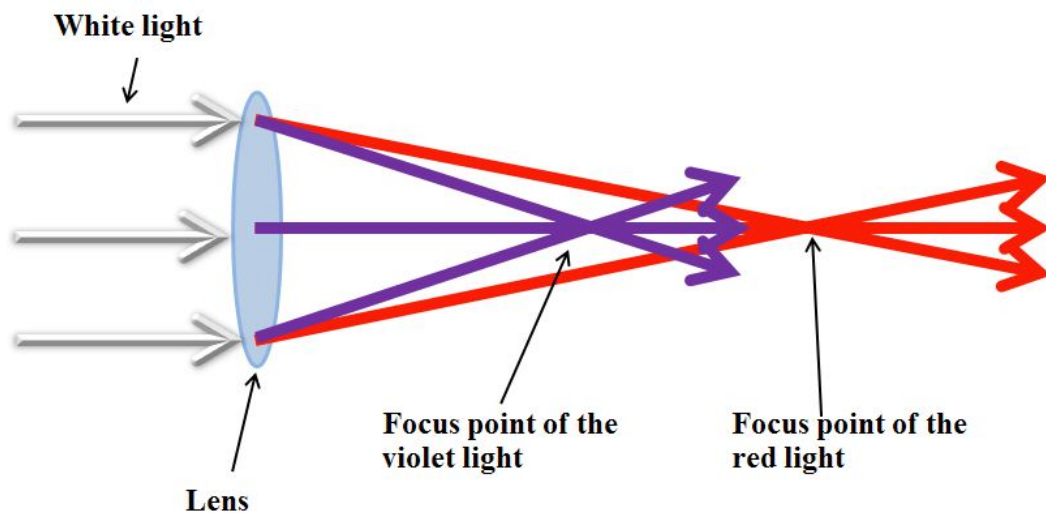
Ένα δείγμα, για να καταλάβουμε τη διαφορά στην απόσταση του σημείου εστίασης που προκαλείται λόγω του διαφορετικού μήκους κύματος μεταξύ του ορατού φωτός και αυτού στα 1064nm, δίνεται παρακάτω. Χρησιμοποιώντας την σχέση (4.1) για γυαλί έχουμε

$$\frac{f(1064nm)}{f(500nm)} \cong 1,029$$

Η παρακάτω σχέση ονομάζεται «εξίσωση των κατασκευαστών» και είναι η εξίσωση με την οποία μπορούμε να υπολογίσουμε την ισχύ ενός φακού ή το σημείο εστίασης χρησιμοποιώντας τα χαρακτηριστικά του

$$P = \frac{1}{f} = (n - 1) \left[ \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n-1)d}{nR_1R_2} \right] \quad (4.1)$$

όπου  $P$  η ισχύς του φακού,  $f$  η εστιακή απόσταση,  $n$  ο δείκτης διάθλασης του υλικού του φακού,  $R_1$  η ακτίνα καμπυλότητας της επιφάνειας του φακού που βρίσκεται πλησιέστερα προς την πηγή φωτός,  $R_2$  η ακτίνα καμπυλότητας της επιφάνειας του φακού που βρίσκεται μακρύτερα από την πηγή φωτός και  $d$  η απόσταση κατά μήκος του άξονα του φακού μεταξύ των δύο κορυφών επιφάνειας.

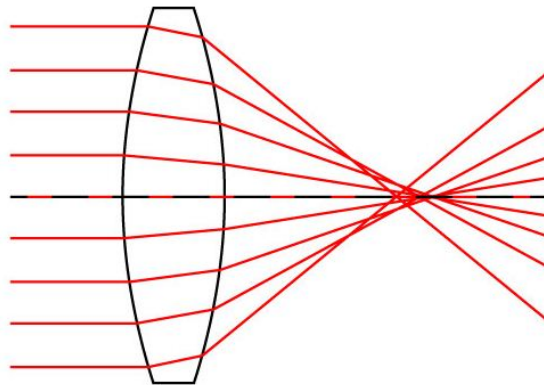


Σχήμα 4.4 Το φαινόμενο της χρωματικής εκτροπής. Όταν από έναν φακό διέλθει λευκό φως τότε ανάλογα το μήκος κύματος έχουμε και διαφορετικά σημεία εστίασης της φωτεινής ακτινοβολίας. Το μωβ χρώμα εστιάζει πιο κοντά στο φακό απ' ό τι το κόκκινο χρώμα.

Ένα ακόμη ζήτημα που προκύπτει συνδυαστικά με το προηγούμενο είναι το βάθος εστίασης (depth of focus). Το βάθος εστίασης για τους οπτικούς φακούς είναι μια έννοια που μετρά την ανοχή στην τοποθέτηση του επιπέδου εικόνας σε σχέση με το φακό. Στην δική μας περίπτωση συνδέεται άμεσα και με την οπτική παγίδα. Όσο μεγαλύτερο το βάθος τόσο μεγαλύτερο θα είναι το διάστημα γύρω από το κέντρο εστίασης, δηλαδή το κέντρο της οπτικής παγίδας, που το σωματίδιο δεν θα «αισθάνεται» μεγάλη μεταβολή στο πεδίο, άρα μικρότερη αύξηση της δύναμης βαθμίδας. Ένας από τους «κακούς» λόγους, δηλαδή λόγους παρά τη θέλησή μας, που είναι σημαντικός ώστε να τροποποιήσει το βάθος εστίασης είναι το φαινόμενο της «σφαιρικής εκτροπής» (“spherical aberration”). Σ' αυτήν την περίπτωση οι ακτίνες που διαθλώνται στις άκρες ενός κοίλου φακού δημιουργούν ένα άλλο σημείο εστίασης απ' αυτές που διαθλώνται στο κέντρο του φακού. Αυτό το φαινόμενο τροποποιεί όχι μόνο το βάθος εστίασης, αλλά και τη διάμετρο του εστιακού σημείου όπως και τη μορφή, κάτι που είναι πολύ σοβαρό για την οπτική παγίδευση (Σχήμα 4.5). Αν και στη δική μας περίπτωση η αύξηση του βάθους εστίασης θα μας βόλευε, ώστε να εξισορροπήσει το φαινόμενο της χρωματικής εκτροπής, σε καμία περίπτωση δεν θα επιθυμούσαμε να τροποποιήσουμε τη διάμετρο και τη μορφή του κέντρου εστίασης (Σχήμα 4.6). Υπάρχουν φακοί που αντιμετωπίζουν σ' αρκετά μεγάλο βαθμό το παραπάνω φαινόμενο, αλλάζοντας τη γεωμετρία του και το δείκτη διάθλασης του υλικού, όμως και πάλι το κόστος τους είναι ιδιαίτερα υψηλό σε σχέση με τους απλούς φακούς.

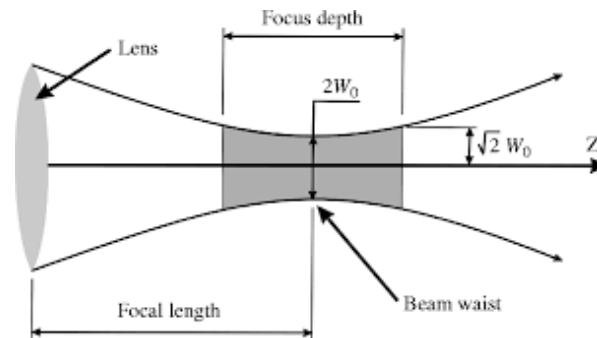


Lens with  
Spherical Aberration



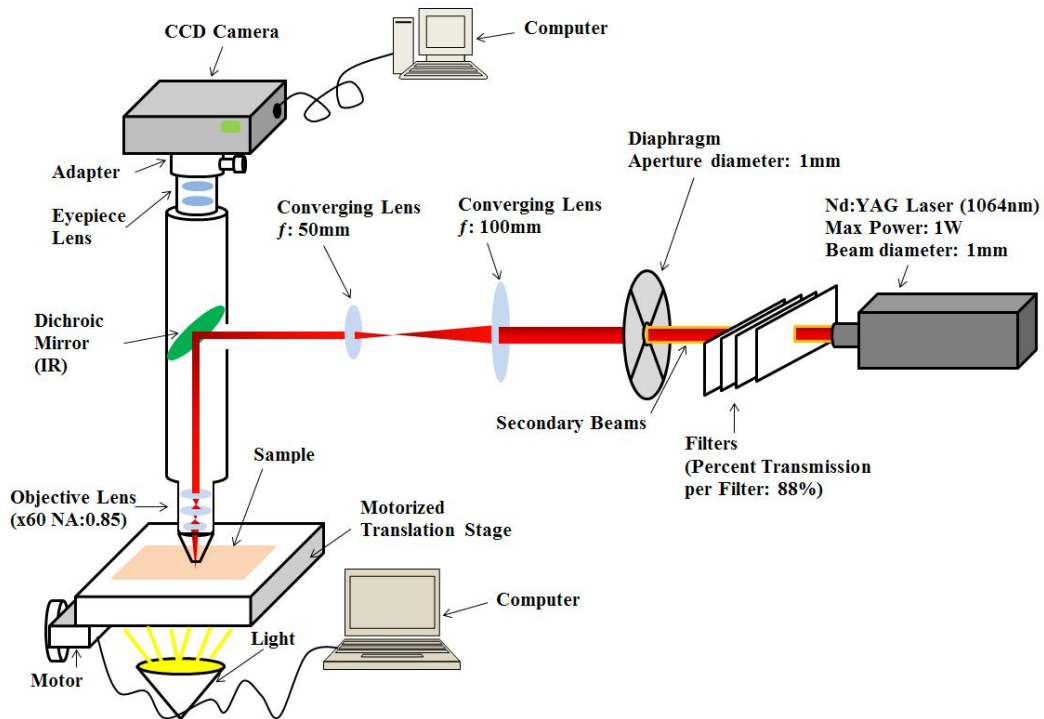
Σχήμα 4.5 Το φαινόμενο της σφαιρικής εκτροπής. Οι ακτίνες που διαθλώνται από την περιφέρεια του φακού εστιάζονται πιο κοντά στο φακό, απ' αυτές που διαθλώνται στο κέντρο του φακού. Το φαινόμενο αυτό δημιουργεί τροποποιήσεις τόσο στο βάθος εστίασης όσο στη διάμετρο και τη μορφή του σημείου εστίασης. (Inside Photography, "Spherical Aberration in Camera lenses")

Για όλους τους προαναφερθέντες λόγους, καθώς επίσης και για το γεγονός ότι η παγίδευση θα λάμβανε χώρα προς το χαμηλότερο μέρος του δείγματος, δηλαδή προς την επιφάνεια της κάτω καλυπτρίδας, κρίθηκε σκόπιμο να γίνει η προσθήκη ενός ακόμη συγκλίνοντα φακού στον άξονα διάδοσης της δέσμης και μετά από τον ήδη υπάρχοντα φακό (Σχήμα 4.7 & 4.8). Ο νέος φακός είχε εστιακή απόσταση  $f = 50mm$  και μαζί με τον προηγούμενο δημιουργούν ένα τηλεσκόπιο Kepler, με αποτέλεσμα η δέσμη να μικρύνει στη διάμετρο και να πέφτει στον αντικειμενικό φακό ως παράλληλη, δημιουργώντας έτσι ένα μεγαλύτερο βάθος εστίασης, καθώς και μεγαλύτερη διάμετρο του εστιακού σημείου, χωρίς όμως ν' αλλάξει τη μορφή στο σημείο εστίασης. Μάλιστα, θα μπορούσαμε να πούμε ότι την έφτιαξε διότι όλες οι ακτίνες διερχόμενες από τον αντικειμενικό φακό συνέκλειαν σ' ένα σημείο. Το βάθος εστίασης έγινε  $b' \approx 17,7\mu m$  σε σχέση με το προηγούμενο που ήταν  $b \approx 510nm$ , ενώ η ακτίνα του σημείου εστίασης έγινε  $w'_o \approx 2120nm$  σε σχέση με την προηγούμενη που ήταν  $w_o \approx 300nm$ . Μ' αυτόν τον τρόπο αντιμετωπίσαμε κατά το μάλλον ή ήττον τα προβλήματα που είχαν προκύψει, προσθέτοντας ταυτόχρονα ακόμη δύο πλεονεκτήματα. Το ένα πλεονέκτημα ήταν μικραίνοντας τη διάμετρο της δέσμης έως το σημείο εστίασης να μειώσουμε τις πιθανότητες να διέλθει κάποιο επιπλέον σωματίδιο από την δέσμη, μ' αποτέλεσμα να ελκυσθεί προς το κέντρο της παγίδας (Σχήμα 4.8) και το άλλο πλεονέκτημα είναι λόγω του ότι η δέσμη είναι παράλληλη, τη στιγμή που εισέρχεται στο μικροσκόπιο κι έως ότου φτάσει στον αντικειμενικό φακό, μ' αποτέλεσμα η βαθμονόμηση της διάταξης είναι πιο εύκολη. Θυμηθείτε ότι στην προηγούμενη διάταξη έπρεπε να καθορίσουμε αυστηρά και να τοποθετήσουμε τον συγκλίνοντα φακό, ώστε να δημιουργήσουμε ισχυρή οπτική παγίδευση.

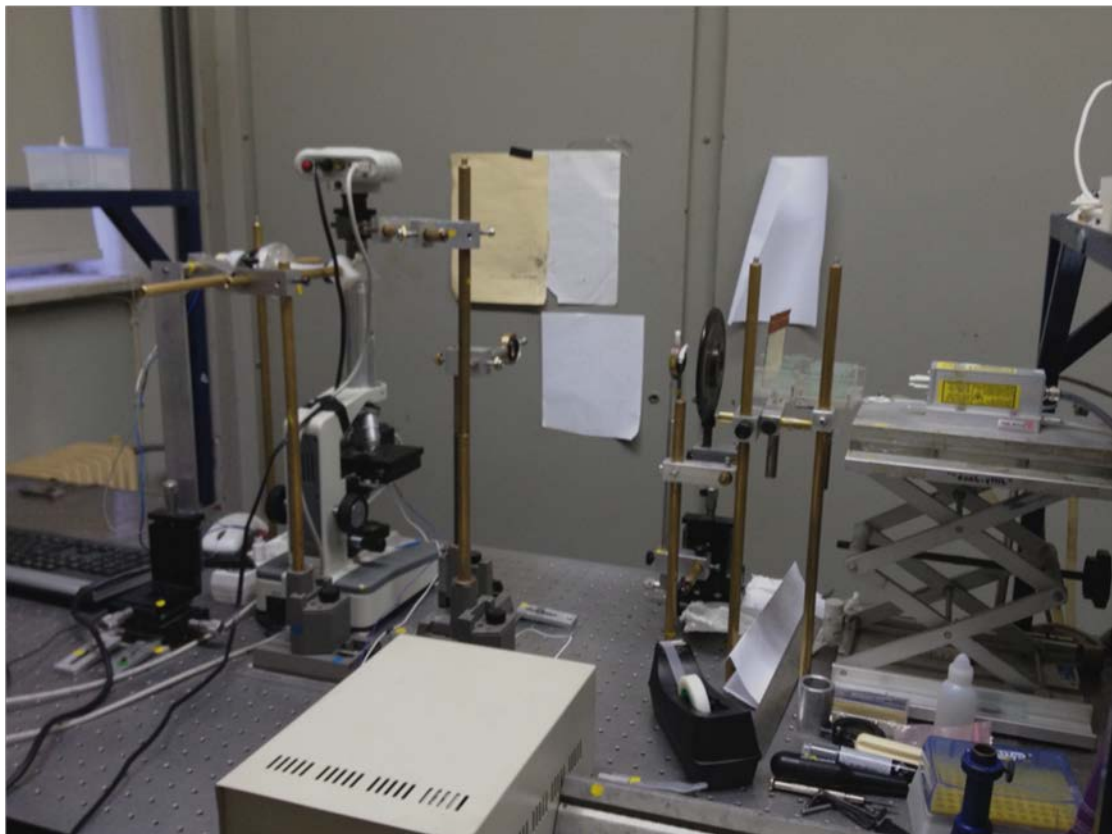


Σχήμα 4.6 Το βάθος εστίασης (focus depth) καθορίζει το διάστημα μεταξύ των σημείων, δεξιά κι αριστερά από το σημείο εστίασης, όπου η διάμετρος της δέσμης έχει τιμή  $2\sqrt{2}w_0$ , με  $w_0$  η ακτίνα της δέσμης στο σημείο εστίασης και  $2w_0$  είναι η διάμετρος του σημείου εστίασης. (DIY CNC CO2 Laser Site)

Μία επιπλέον τροποποίηση που έγινε ήταν παροδική κι αφορούσε αποκλειστικά συγκεκριμένες μετρήσεις. Στο προηγούμενο κεφάλαιο που περιγράψαμε την πειραματική διάταξη, αναφέραμε ότι ο φωτισμός του μικροσκοπίου βρισκόταν στο κάτω μέρος της τράπεζας. Αυτό σημαίνει ότι το φως διέρχεται μέσα από το δείγμα και εστιάζεται στον αντικειμενικό φακό με σκοπό να καταλήξει στην κάμερα. Αυτού του είδους το μικροσκόπιο ονομάζεται μικροσκόπιο με φωτισμό διέλευσης κι εξυπηρετεί για μετρήσεις σε διαφανή υλικά. Στην περίπτωση όμως που το δείγμα είναι χαμηλής διαπερατότητας τότε πρέπει να χρησιμοποιήσουμε μικροσκόπιο με φωτισμό ανάκλασης. Επειδή μερικά από τα δείγματα μας ήταν αδιαφανή τροποποιήσαμε το μικροσκόπιο ώστε να μπορέσουν να πραγματοποιηθούν οι μετρήσεις (Παράρτημα II). Αν και δεν είμαστε απόλυτα ικανοποιημένοι από τις τροποποιήσεις, εντούτοις ήμασταν σε θέση να μπορούμε να πραγματοποιούμε μετρήσεις σε υλικά με χαμηλή διαπερατότητα στο ορατό φως. Η αβεβαιότητα τέτοιου είδους μετρήσεων ήταν υψηλότερη απ' αυτή με φωτισμό διέλευσης.



(a)

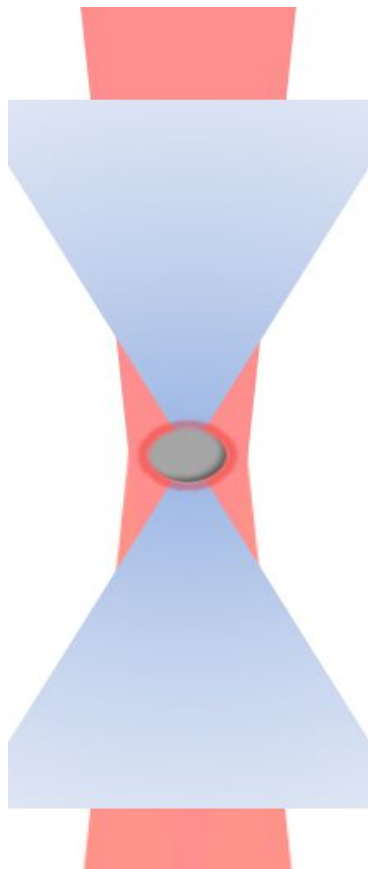


(b)

Σχήμα 4.7 (a) Σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης μετά την τροποποίηση. (b) Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης μετά την τροποποίηση. Παρατηρούμε ότι η διάταξη αποτελείται από (σε σειρά από τα δεξιά προς τ' αριστερά): laser (1064nm) –

φίλτρα ελάττωσης της ισχύος της δέσμης – διάφραγμα –τηλεσκόπιο Kepler (δύο συγκλίνοντες φακοί) – μικροσκόπιο.

Τέλος, μία ακόμη διαφορά σε σχέση με την προηγούμενη διάταξη είναι ο αντικειμενικός φακός που χρησιμοποιήσαμε. Μετά την τροποποίηση και για όλα τα πειράματα χρησιμοποιήθηκε ένα αντικειμενικός φακός 60x με αριθμητικό άνοιγμα  $N.A.=0,85$ . Ο αντικειμενικός φακός ήταν ξηρού τύπου κι ήταν ένας από τους δύο λόγους για τους οποίους αλλάχτηκε. Αφενός λοιπόν δεν χρειαζόνταν το κεδρέλαιο (ένα επιπλέον υλικό ανάμεσα στον φακό και το δείγμα) κι αφετέρου η απόσταση εργασίας του (working distance) ήταν μεγαλύτερη απ' τον προηγούμενο, με αποτέλεσμα δεν ήταν απαραίτητη η επαφή με το δείγμα και κατά συνέπεια η πιθανή βλάβη είτε του δείγματος είτε του φακού. Επίσης, δεν ασκούσε πίεση στο δείγμα με αποτέλεσμα να μην τροποποιεί τ' αποτελέσματα των μετρήσεων.



Σχήμα 4.8 Με μπλε είναι η δέσμη laser πριν την τροποποίηση, ενώ με κόκκινο η δέσμη laser μετά την τροποποίηση της διάταξης. Το γεγονός ότι η δέσμη ξεκινάει με μεγαλύτερη διάμετρο, μπορεί να προκαλεί μεγαλύτερη μεταβολή στο πεδίο, όμως αυξάνει τις πιθανότητες να εισέλθουν σ' αυτήν κι άλλα σωματίδια και να παγιδευτούν, μ' αποτέλεσμα τελικά η οπτική παγίδα ν' αποδυναμώνεται.

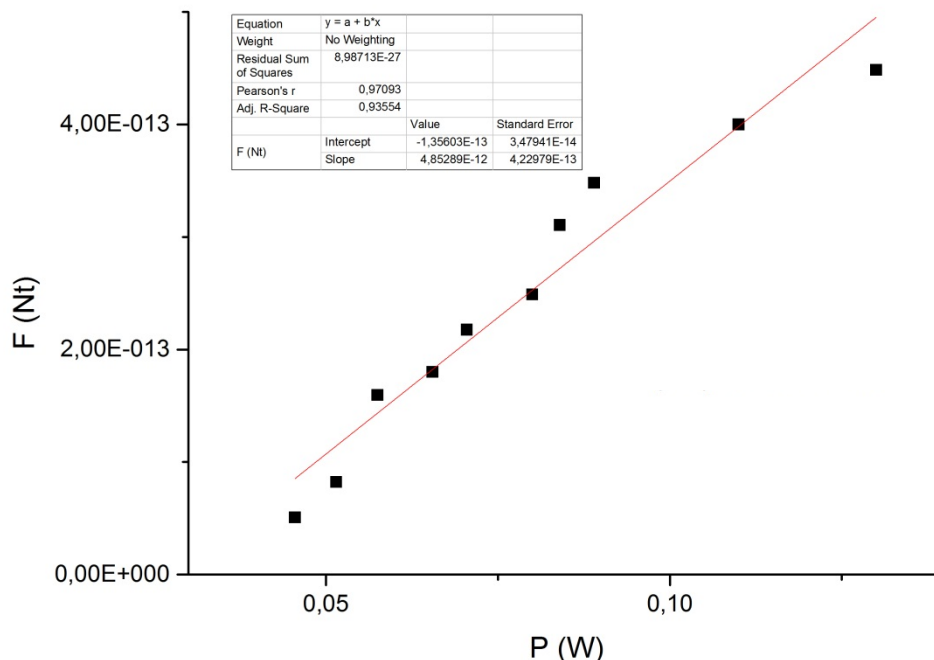
## 4.2 Μετρήσεις – Αποτελέσματα

Προκειμένου να ελέγξουμε πόσο σημαντική ή όχι ήταν η τροποποίηση της πειραματικής διάταξης, μετρήσαμε την οπτική δύναμη και τη συγκρίναμε με μετρήσεις πριν από την τροποποίηση. Εδώ, όπως και σ' όλα τα πειράματα που ακολούθησαν, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος διαφυγής για τον υπολογισμό της

οπτικής δύναμης. Η μέτρηση πραγματοποιήθηκε σε δείγμα νερού που περιείχε νανοσφαιρίδια πολυστυρενίου, όπως αναφέραμε σε προηγούμενο κεφάλαιο, το οποίο ήταν τοποθετημένο πάνω σε αντικειμενοφόρο πλάκα. Ουσιαστικά πρόκειται για μία γυάλινη επιφάνεια, πάνω στην οποία τοποθετήθηκε το δείγμα ενώ δεξιά κι αριστερά αυτού τοποθετήθηκαν ταινίες πάχους  $\approx 40\mu m$  και στο τέλος από πάνω η καλυπτρίδα. Ο στόχος των ταινιών, η οποιονδήποτε άλλων υλικών, είναι η αποφυγή πλήρους επαφής της καλυπτρίδας με την αντικειμενοφόρο πλάκα, δημιουργώντας μεταξύ τους ένα μικρό κενό ώστε να μπορεί να υπάρξει το δείγμα.

Μετρήθηκε η ταχύτητα διαφυγής  $v_{esc}$  για δέκα διαφορετικές τιμές της ισχύος του laser. Χρησιμοποιώντας τη σχέση (2.2) υπολογίσαμε την τιμή της οπτικής δύναμης, αφού βάλουμε τις κατάλληλες τιμές στους υπόλοιπους συντελεστές της εξίσωσης και με τη βοήθεια του λογισμικού υπολογίσαμε την κλίση της ευθείας (Σχήμα 4.9), λαμβάνοντας υπόψη ότι η δύναμη έχει γραμμική σχέση με την ισχύ του laser. Τέλος, προσθέσαμε την τιμή που βρήκαμε στη σχέση (1.9) και υπολογίσαμε το συντελεστή απόδοσης  $Q$ . Η διαδικασία αυτή ακολουθήθηκε σε όλα τα πειράματα.

Προτού ξεκινήσουμε το πείραμα, πραγματοποιήθηκε μέτρηση της ισχύος του laser βάσει των φίλτρων, στα οποία κι έγινε αριθμοδότηση ώστε η σειρά τους να είναι πάντα συγκεκριμένη γι' αποφυγή οποιουδήποτε σφάλματος. Η μέτρηση έγινε με δύο όργανα και στο τέλος συγκρίθηκαν μεταξύ τους ώστε να επιλεγεί η καλύτερη δυνατή (Παράρτημα III). Η μέτρηση, που επιλέχθηκε να αντιπροσωπεύει την ισχύ του laser ανά φίλτρο, είναι αυτή που λάβαμε υπόψη μας στους υπολογισμούς της οπτικής δύναμης σ' όλα τα πειράματα που πραγματοποιήσαμε.



Σχήμα 4.9 Διάγραμμα  $dF/dP$  για τον υπολογισμό της οπτικής δύναμης μετά την τροποποίηση της διάταξης.

Στον παρακάτω πίνακα φαίνεται η μέτρηση σε σχέση με αντίστοιχη που είχε πραγματοποιηθεί στο παρελθόν πριν την τροποποίηση της διάταξης και η τιμή της δύναμης αναφέρεται για ισχύ του laser στα 57mW (Πίνακας I).

ΠΙΝΑΚΑΣ I

	Συντελεστής Ποιότητας $Q$	Οπτική Δύναμη $F(Nt)$
Πριν την τροποποίηση	8,75E-5	2,32E-14
Μετά την τροποποίηση	1,09E-3	1,60E-13

Ο συντελεστής απόδοσης  $Q$  είναι ένα μέτρο σύγκρισης για την απόδοση της οπτικής παγίδας. Συγκρίνοντας το συντελεστή  $Q$ , αλλά και τη δύναμη  $F$  που ασκείται στο νανοσφαιρίδιο πολυστυρενίου, σύμφωνα με τον παραπάνω πίνακα διαπιστώνουμε μία αύξηση στο συντελεστή  $Q$  11,5x και στη δύναμη  $F$  7x, που είναι πολύ σημαντικές αυξήσεις! Επίσης, οι αυξήσεις αυτές γίνονται πιο σημαντικές εάν σκεφτούμε ότι οι μετρήσεις πριν από την τροποποίηση έγιναν με αντικειμενικό φακό 100x με N.A.=1,25, ενώ μετά την τροποποίηση με αντικειμενικό φακό 60x με N.A.=0,85, που κι αυτό είναι πλασματικό, διότι λόγω της τροποποίησης το πραγματικό αριθμητικό άνοιγμα που χρησιμοποιήθηκε ήταν πολύ μικρότερο.

### 4.3 Συμπεράσματα

Τελικά οι κόποι μας απέδωσαν καρπούς! Τουλάχιστον, προς το παρόν, διότι η τροποποίηση έγινε για να συνδυαστεί η οπτική παγίδευση με τα πλασματικά πεδία, κάτι στο οποίο θ' αναφερθούμε αμέσως μετά.

Όπως και να 'χει, υπάρχει αύξηση κι αυτό είναι ένα δεδομένο. Ενδεχομένως, να οφείλεται σ' όλα αυτά που προαναφέραμε, καθώς επίσης και στο γεγονός ότι μετά την τροποποίηση αυξήσαμε την δύναμη σκέδασης  $F_{scat}$  έναντι της δύναμης βαθμίδας  $F_{grad}$  με αποτέλεσμα ουσιαστικά η δέσμη να κάνει δύο πράγματα. Να εγκλωβίζει το νανοσφαιρίδιο εντός της, ενώ ταυτόχρονα να το ωθεί προς τα κάτω. Κάτι τέτοιο, δεν θα διευκόλυνε πολύ εάν επιθυμούσαμε 3-διάστατη οπτική παγίδευση, όμως εξυπηρετεί για το συνδυασμό οπτικής παγίδευσης με πλασματικά πεδία διότι αυτά δημιουργούνται πολύ κοντά στο υπόστρωμα.

---

## *2<sup>ο</sup> Μέρος*

*Ενίσχυση Οπτικής Παγίδευσης με  
την Χρήση Πλασματικών Πεδίων*

---



## Οπτική παγίδευση και πλασματικά πεδία

### 5.1 Πλασμόνια και πλασματικά πεδία

Η κβαντομηχανική άλλαξε «ριζικά», θα λέγαμε, τον τρόπο θέασης της φύσης. Τα περίεργα της φαινόμενα, φαντάζουν σχεδόν μαγικά και τις περισσότερες φορές είναι πολύ δύσκολο να κατανοηθούν πλήρως. Τα φαινόμενα αυτά είναι πολύ εντονότερα στο μικρόκοσμο, εκεί όπου «βασιλεύει» η κβαντομηχανική, ενώ για το μακρόκοσμο τις περισσότερες φορές αρκούν τα κλασικά μοντέλα προσέγγισης. Συνδυάζοντας τη ραγδαία ανάπτυξη της τεχνολογίας, νέοι τομείς της Επιστήμης «γεννήθηκαν» κι ένας απ' αυτούς ήταν η Φυσική Στερεάς Κατάστασης. Έτσι, αναπτύχθηκε ο κλάδος της Επιστήμης των Υλικών, που με τη βοήθεια του κβαντικού φορμαλισμού, όλο και περισσότερο αρχίσαμε να ερευνάμε τα υλικά και τις ιδιότητές τους σε μικροσκοπικό επίπεδο, δημιουργώντας έτσι τον τομέα της Νανοτεχνολογίας.

Ας κάνουμε, λοιπόν, μία «βουτιά» στο μικρόκοσμο κι ας δούμε τα φαινόμενα εκείνα που ενδιαφέρουν τη δική μας περίπτωση. Η ουσία του πλασμονίου και κατ' επέκταση των πλασματικών πεδίων βρίσκεται στα κύματα πλάσματος που μπορούν να δημιουργηθούν σε στερεά υλικά. Προτού, όμως εξηγήσουμε το φαινόμενο αυτό, ας δούμε τι είναι τα κύματα πλάσματος. Στη φυσική πλάσματος, ως κύματα πλάσματος εννοούμε ένα σύνολο σωματιδίων και



πεδίων διασυνδεδεμένων μεταξύ τους, τα οποία διαδίδονται στο χώρο με περιοδικό τρόπο. Γενικά, πλάσμα εννοούμε ένα ψευδο-ουδέτερο, ηλεκτρικά αγώγιμο ρευστό. Αν σκεφτούμε ότι η πιο απλή του μορφή αποτελείται από το σύνολο ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων, σε ίσο αριθμό, είναι εύκολο να κατανοήσουμε ότι ναι μεν αποτελείται από αγώγιμα «υλικά», φορτισμένα σωματίδια, απ' την άλλη δε, το σύνολό τους μας δίνει ουδέτερο φορτίο αφού περιέχεται ίσος αριθμός αρνητικών και θετικών φορτίων. Βέβαια, σε αρκετές περιπτώσεις, το πλάσμα περιλαμβάνει κι ουδέτερα σωματίδια, αλλά αυτό δεν επηρεάζει την ουδετερότητα του συνολικού φορτίου.

Στα στερεά αγώγιμα υλικά έχουμε κατά κάποιον τρόπο μία παρόμοια συγκέντρωση. Από την μία υπάρχουν τα θετικά ιόντα που συγκροτούν την κύρια δομή του υλικού κι από την άλλη υπάρχουν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια τα οποία κινούνται στο χώρο του στερεού και σ' αυτά οφείλεται το φαινόμενο της αγωγιμότητάς του. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια πολλές φορές καλούνται «αέριο ελευθέρων ηλεκτρονίων» από την προσέγγιση που είχαν κάνει οι Sommerfeld και Bethe το 1933, με σκοπό να περιγράψουν τα ηλεκτρόνια σε στερεά, όπως μέταλλα.

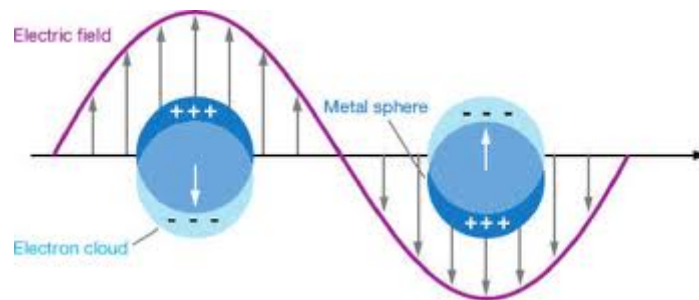
Περιγράφοντας το φαινόμενο αυτό μέσω μίας κλασικής εικόνας, ας φανταστούμε ένα μεταλλικό κύβο ο οποίος τοποθετείται σ' εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο με κατεύθυνση προς τα δεξιά. Τότε, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια αυτομάτως θα κινηθούν προς τ' αριστερά, αφήνοντας ουσιαστικά τα θετικά ιόντα του πλέγματος να βρίσκονται στη δεξιά πλευρά, με σκοπό να εκμηδενίσουν το πεδίο στο εσωτερικό του μετάλλου. Αν, τώρα, μεταβάλλουμε την κατεύθυνση του εξωτερικού πεδίου προς τ' αριστερά, τότε αυτομάτως και τα ηλεκτρόνια θα κινηθούν αντίθετα, προς τα δεξιά δηλαδή, με σκοπό να εκμηδενίσουν πάλι το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του μετάλλου. Αν τώρα, μεταβάλλουμε την κατεύθυνση του εξωτερικού πεδίου με συγκεκριμένη συχνότητα, τότε τα ελεύθερα ηλεκτρόνια μαζί με τα θετικά ιόντα θα μεταβάλλουν κι αυτά με την ίδια συχνότητα τις θέσεις τους, άρα το πλάσμα, που αποτελεί το σύνολό τους, θα ταλαντώνεται. Φυσικά, αυτό θα συμβαίνει έως ότου χαθεί η ενέργεια τους μέσω π.χ. της αντίστασης που δημιουργείται από τη μετακίνηση των ηλεκτρονίων εντός του υλικού. Η κβάντωση αυτής της ταλάντωσης είναι τα πλασμόνια (Σχήμα 5.1).

Το πλασμόνιο (plasmon) ως κβάντο της ταλάντωσης του πλάσματος είναι ένα ψευδο-σωματίδιο, όπως ακριβώς και το φωνόνιο (phonon) που είναι το κβάντο της μηχανικής ταλάντωσης π.χ. των ατόμων ενός κρυσταλλικού πλέγματος. Δεδομένου δε, ότι πρόκειται για την κβάντωση της κλασικής ταλάντωσης του πλάσματος, οι περισσότερες από τις ιδιότητές του μπορούν να εκφραστούν μέσω των εξισώσεων του Maxwell. Η ενέργεια του πλασμονίου συχνά εκτιμάται βάσει του μοντέλου των ελευθέρων ηλεκτρονίων ως

$$E_p = \hbar \sqrt{\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}} = \hbar \omega_p \quad (5.1)$$

όπου  $\hbar$  η σταθερά του Planck,  $n$  η πυκνότητα των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας,  $e$  το στοιχειώδες φορτίο του ηλεκτρονίου,  $m_e$  η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου και  $\omega_p$  η συχνότητα του πλασμονίου. Επίσης, τα πλασμόνια μπορούν να συζευχθούν με

φωτόνια, δημιουργώντας ζεύγη πλασμονίου-φωτονίου που είναι ένα άλλο ψευδοσωματίδιο κι ονομάζεται πλάσμα πολαριτόνιο (Plasma polariton).



Σχήμα 5.1 Σχηματικό διάγραμμα που δείχνει τη δημιουργία πλασμονίων σε μεταλλικές σφαίρες λόγω της ύπαρξης εξωτερικού ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Τα πλασμόνια είναι οι συλλογικές ταλαντώσεις της πυκνότητας του αερίου ελευθέρων ηλεκτρονίων και στο σχήμα απεικονίζεται από την κίνηση του ηλεκτρονιακού νέφους (electron cloud) σε σχέση με το ηλεκτρικό πεδίο. (Greg Emmerich, “Surface Plasmon Resonance: Technology Overview and Practical Applications”)

Τα πλασμόνια παίζουν μεγάλο ρόλο στις οπτικές ιδιότητες των μετάλλων. Όταν πέσει φως πάνω σε μία μεταλλική επιφάνεια με συχνότητα μικρότερη απ’ αυτήν του πλάσματος ανακλάται, επειδή τα ηλεκτρόνια του μετάλλου διεγείρονται από το προσπίπτον πεδίο και το επανεκπέμπουν. Ενώ για συχνότητες φωτός μεγαλύτερες από τη συχνότητα του πλάσματος, το φως διαδίδεται, διότι τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν ν’ αντιδράσουν τόσο γρήγορα ώστε να το προβάλουν. Στα περισσότερα μέταλλα, η συχνότητα πλάσματος είναι στο υπεριώδες, καθιστώντας τα λαμπερά (ανακλαστική ιδιότητα) στην ορατή περιοχή.

Στη διεπαφή μεταξύ δύο υλικών, των οποίων το πραγματικό μέρος της διηλεκτρικής σταθεράς αλλάζει πρόσημο σε όλη τη διεπαφή, εμφανίζονται ταλαντώσεις απεντοπισμένων ηλεκτρονίων. Τα κβάντα αυτών των ταλαντώσεων ονομάζονται επιφανειακά πλασμόνια (Surface plasmons-SPs). Τέτοια υλικά μπορεί να είναι μέταλλο σε διηλεκτρικό περιβάλλον (π.χ. αέρα).

Η κίνηση φορτίου σ’ ένα επιφανειακό πλασμόνιο δημιουργεί πάντα ηλεκτρομαγνητικά πεδία εκτός (καθώς κι εντός) του μετάλλου [64]. Η συνολική διέγερση, συμπεριλαμβανομένων και των δύο, της κίνησης φορτίου και του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, καλείται είτε επιφανειακό πλασμόνιο πολαριτόνιο (surface plasmon polariton-SPP) για μία επίπεδη επιφάνεια, είτε εντοπισμένο επιφανειακό πλασμόνιο (localized surface plasmon-LSP) για μία κλειστή επιφάνεια ενός μικρού σωματιδίου (Σχήμα 5.2).

Τα επιφανειακά πλασμόνια πολαριτόνια (SPP) διαδίδονται κατά μήκος της επιφάνειας, χάνοντας ενέργεια λόγω της απορρόφησης από το μέταλλο ή ακόμα και λόγω των σκεδάσεων, εντός του ελεύθερου χώρου ή προς άλλες κατευθύνσεις.

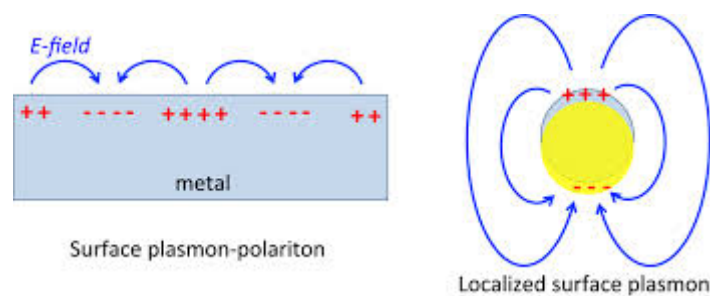
Το εντοπισμένο επιφανειακό πλασμόνιο (LSP) είναι αποτέλεσμα του περιορισμού του επιφανειακού πλασμονίου (SP) σ’ ένα νανοσωματίδιο με μέγεθος μικρότερο ή συγκρίσιμο με το μήκος κύματος του φωτός, που χρησιμοποιείται για να διεγείρει το πλασμόνιο.

Το εντοπισμένο επιφανειακό πλασμόνιο (LSP) έχει δύο σημαντικά στοιχεία:

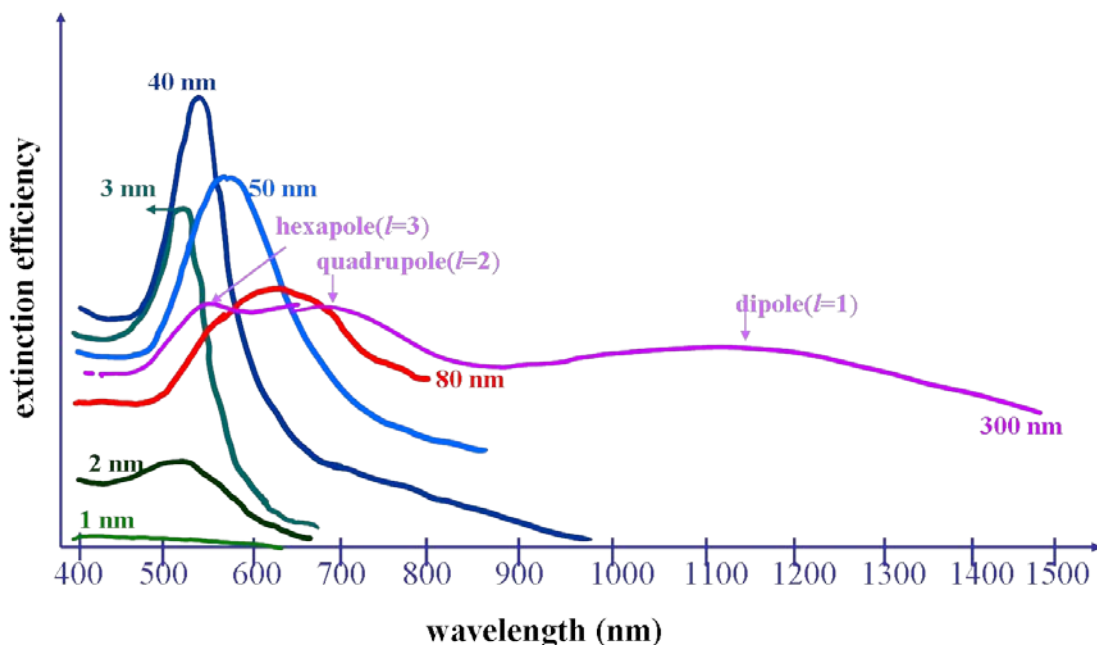
1. Τα ηλεκτρικά πεδία κοντά στην επιφάνεια του σωματιδίου είναι πολύ ισχυρά, των οποίων η ισχύς ελαττώνεται πολύ γρήγορα σε σχέση με την απόσταση από την επιφάνεια.

2. Η οπτική διέγερση του σωματιδίου έχει μέγιστο στη συχνότητα συντονισμού του πλασμονίου, η τιμή της οποίας διαφέρει ανάλογα με το μέγεθος του νανοσωματιδίου (Σχήμα 5.3). Για νανοσωματίδια ευγενών μετάλλων, αυτό συμβαίνει σε ορατά μήκη κύματος.

Συντονισμός επιφανειακών πλασμονίων (Surface plasmon resonance-SPR) είναι η ταλάντωση συντονισμού των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας στη διεπαφή από τη διέγερση προσπίπτοντος φωτός κι εμφανίζεται όταν η συχνότητα των προσπίπτοντων φωτονίων ταιριάζει με τη φυσική συχνότητα ταλάντωσης των ηλεκτρονίων επιφάνειας ενάντια στη δύναμη επαναφοράς από τους θετικούς πυρήνες των ιόντων.



Σχήμα 5.2 Σχηματική απεικόνιση επιφανειακών πλασμονίων πολαριτονίων (SPP) (αριστερά) κι εντοπισμένων επιφανειακών πλασμονίων (LSP) (δεξιά). (Nanophotonics Research at the Park Lab)



Σχήμα 5.3 Σχηματικό διάγραμμα που δείχνει ποια είναι η τιμή του συντονισμού επιφανειακών πλασμονίων συναρτήσει του μήκους κύματος και του μεγέθους νανοσφαιριδίου από χρυσό Au. (Sungkyunkwan University – Chemistry Department, “Plasmon resonance of metal nanorods”)

Τέλος, αξίζει ν' αναφέρουμε ότι την ύπαρξη των επιφανειακών πλασμονίων πρόβλεψε ο Rufus Ritchie το 1957 [65]. Τις επόμενες δύο δεκαετίες έγιναν εκτενείς μελέτες γύρω από τα επιφανειακά πλασμόνια, όμως στην πράξη το φαινόμενο των επιφανειακών πλασμονίων σε συνδυασμό με τα φωτόνια συνέβη «κατά λάθος» το 1989. Εκείνη την περίοδο ο T. Ebbesen, ερευνητής του Ινστιτούτου NEC, πειραματιζόταν πάνω σε φύλλα χρυσού που το καθένα έφερε 100.000.000 μικροσκοπικές τρύπες διαμέτρου περίπου 300nm, όταν διαπίστωσε ότι μέχρι και το 50% του φωτός που προσπίπτει σ' ορισμένα από τα φύλλα, διέρχεται από αυτά, παρόλο που οι τρύπες κάλυπταν μόνο το 20% της επιφάνειάς τους. Αν λάβουμε υπόψη και το νόμο της περιθλάσης, τότε θα έπρεπε να διέλθει λιγότερο κι από το 20%, αφού χρησιμοποιούσε λευκό φως.

Δεν μπορούσε να εξηγήσει το φαινόμενο και γι' αυτό δεν έκανε καμία δημοσιοποίηση επί του θέματος, όταν το 1998, ο φυσικός P. Wolff έδωσε την λύση, εξηγώντας ότι το φαινόμενο οφείλεται στα επιφανειακά πλασμόνια.

## 5.2 Εφαρμογές

Τα πλασμόνια και κυρίως τα επιφανειακά πλασμόνια, είτε πρόκειται για επιφανειακά πλασμόνια πολαριτόνια (SPP) είτε για εντοπισμένα επιφανειακά πλασμόνια (LSP), έχουν απασχολήσει πολύ τα τελευταία χρόνια την επιστημονική κοινότητα. Θεωρείται ότι είναι ένας τρόπος να ξεπεράσουμε πολλές δυσκολίες που προκύπτουν κυρίως στον τομέα της Νανοτεχνολογίας.

Ήδη, έχει δημιουργηθεί ιδιαίτερος κλάδος, παρόμοιος με της Φωτονικής (Photonics), που ονομάζεται Plasmonics κι αναφέρεται στη μεταφορά πληροφοριών σε διάφορες δομές σ' επίπεδο νανοκλίμακας μέσω των επιφανειακών πλασμονίων [66].

Κυκλώματα βασισμένα σ' επιφανειακά πλασμόνια, είτε πρόκειται για επιφανειακά πλασμόνια πολαριτόνια (SPP) είτε για εντοπισμένα επιφανειακά πλασμόνια (LSP), έχουν προταθεί ως μέσο για να ξεπεραστούν οι περιορισμοί του μεγέθους των φωτονικών κυκλωμάτων στη χρήση νανοσυσκευών υψηλής απόδοσης επεξεργασίας δεδομένων [67]. Επίσης, η χρήση των πλασμονίων εξυπηρετεί στη μετάδοση πληροφοριών επειδή μπορούν να υποστηρίξουν πολύ υψηλές συχνότητες (περί των 100THz) την στιγμή που τα συμβατικά καλώδια παρουσιάζουν μεγάλες απώλειες σε συχνότητες μερικών δεκάδων GHz [68].

Μία άλλη εφαρμογή των πλασμονίων είναι στους μοριακούς αισθητήρες. Σ' αυτήν την περίπτωση σπουδαίο ρόλο παίζουν η θέση κι η ένταση των κορυφών απορρόφησης κι εκπομπής πλασμονίων. Έχει ήδη κατασκευαστεί πρωτότυπη συσκευή που ανιχνεύει την καζεΐνη στο γάλα, βάση αυτής της μεθόδου [69].

Επίσης, πλασμόνια έχουν προταθεί ως ένα μέσο υψηλής ανάλυσης λιθογραφίας και μικροσκοπίας, λόγω του εξαιρετικά μικρού μήκους κύματός τους.

Τέλος, έχει γίνει επίδειξη ολογραμμάτων πλήρως χρωματισμένων χρησιμοποιώντας πλασμόνια [70].

### 5.3 Συνδυασμός οπτικής παγίδευσης και πλασμονικών πεδίων

Μία ακόμη τεχνική που έχει δεχτεί τη βοήθεια των πλασμονίων είναι η τεχνική της οπτικής παγίδευσης, μετονομάζοντάς την σε Πλασμονική Οπτική Παγίδευση (Plasmon Optical Trapping) και σε Οπτική Παγίδευση Υποβοηθούμενη από Πλασμονικά Πεδία (Plasmon Assisted Optical Trapping) [71], [72], [73], [74], [75].

Αν και είναι πολύ πρόσφατη αυτή η αλλαγή, μ' αποτέλεσμα οι ονομασίες να μην είναι ακόμα τόσο ξεκάθαρες, εντούτοις ο τομέας στον οποίον αναφέρεται η κάθε μια ονομασία είναι ευδιάκριτος.

Συνήθως, όταν αναφερόμαστε σε πλασμονική οπτική παγίδευση εννοούμε την χρήση, κυρίως εντοπισμένων επιφανειακών πλασμονίων (LSP) για την παγίδευση νανοσωματιδίων, χωρίς τη χρήση της κλασικής οπτικής παγίδευσης. Διάφορες μελέτες που έχουν γίνει προς αυτήν την κατεύθυνση έχουν στόχο την διέγερση επιφανειών κατάλληλων για τη δημιουργία επιφανειακών πλασμονίων. Τα έντονα πεδία που δημιουργούν τα επιφανειακά πλασμόνια είναι αρκετά για την παγίδευση των συγκεκριμένων νανοσωματιδίων. Η διέγερση μπορεί να γίνει με laser είτε συνεχές είτε παλμικό, χωρίς όμως να είναι απαραίτητο. Επίσης, μία ισχυρή πηγή φωτός (π.χ. LED) μπορεί να προκαλέσει τη διέγερση των πλασμονίων.

Από την άλλη, η οπτική παγίδευση υποβοηθούμενη από πλασμονικά πεδία ουσιαστικά στηρίζεται στην κλασική μορφή της οπτικής παγίδευσης χρησιμοποιώντας κατάλληλες επιφάνειες, όπου η ίδια ακτινοβολία που χρησιμοποιείται για την οπτική παγίδα, διεγείρει ταυτόχρονα τα επιφανειακά πλασμόνια μ' αποτέλεσμα την ενίσχυση της απόδοσης της οπτικής παγίδευσης.

Οι επιφάνειες που χρησιμοποιούνται καλούνται υποστρώματα (substrates), διότι συνήθως μπαίνουν κάτω από το δείγμα και πάνω στα οποία είναι ανεπτυγμένες διάφορες νανοδομές. Οι έρευνες που γίνονται προσπαθούν να εντοπίσουν ποια δομή και για ποιόν λόγο ενισχύει καλύτερα την οπτική παγίδα.

Στο εργαστήριο μας γίνονται έρευνες κυρίως προς τη δεύτερη κατεύθυνση, μία εκ των οποίων παρουσιάζεται σ' αυτήν την εργασία.

# VI

## Μετρήσεις δειγμάτων με νανοδομές

### 6.1 Περιγραφή δειγμάτων

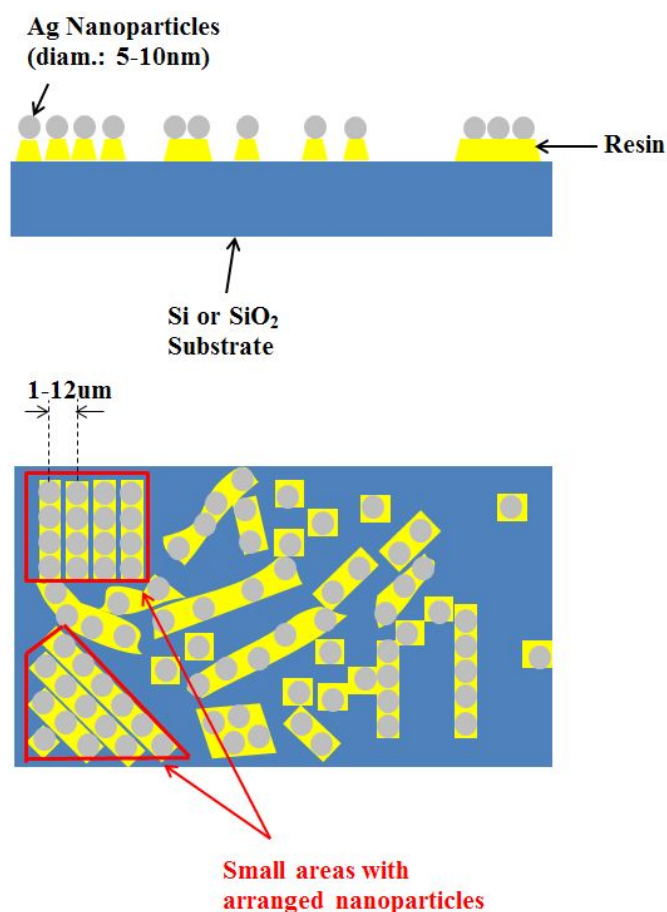
Τα δείγματα που χρησιμοποιήσαμε στο πείραμά μας χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, ανάλογα με τον τρόπο κατασκευής τους [76]. Η πρώτη κατηγορία περιελάμβανε δείγματα που είχαν παρασκευαστεί με τη μέθοδο FIS (Fracture-Induced Structuring), ενώ η δεύτερη κατηγορία περιελάμβανε δείγματα που είχαν παρασκευαστεί με τη μέθοδο της Κλασικής Λιθογραφίας (Classical Lithography). Σ' όλα τα δείγματα έγινε εναπόθεση νανοσφαιριδίων αργύρου Ag διαμέτρου 5-20nm. Όλα τα δείγματα κατασκευάστηκαν από δύο φορές. Στην μία ομάδα έγινε εναπόθεση νανοσφαιριδίων Ag που διήρκεσε 2 λεπτά, ενώ στην άλλη ομάδα διήρκεσε 4 λεπτά, εκτός από το δείγμα πυριτίου Si με τη μέθοδο FIS, το οποίο υπήρχε μόνο ένα, αυτό των 2 λεπτών. Ο διπλασιασμός στο χρόνο εναπόθεσης σημαίνει αυτομάτως διπλασιασμός στην πυκνότητα των νανοσφαιριδίων ανά μονάδα επιφάνειας.

Πιο αναλυτικά, η πρώτη κατηγορία αποτελούταν από τρία δείγματα. Τα δύο ήταν από χαλαζία SiO<sub>2</sub>, ενώ το άλλο από πυρίτιο Si (Σχήμα 6.1). Τα δείγματα από χαλαζία ήταν ένα μ' εναπόθεση 2 λεπτών κι ένα μ' εναπόθεση 4 λεπτών. Το δείγμα με πυρίτιο ήταν μόνο μ' εναπόθεση 2 λεπτών. Χρησιμοποιώντας τη μέθοδο FIS έγινε επίστρωση ρητίνης στην επιφάνεια των δειγμάτων και στη συνέχεια, επάνω στη

ρητίνη έγινε η εναπόθεση των νανοσφαιριδίων Ag. Λόγω του τρόπου κατασκευής εμφανίζονται κατά διαστήματα μικρές περιοχές όπου τα νανοσφαιρίδια είναι ταξινομημένα, δηλαδή είναι οργανωμένα κατά σειρές με μία σχετική απόσταση μεταξύ των σειρών (Σχήμα 6.2). Η περιοδικότητα των γραμμών κυμαίνονταν από 1 έως 12μm, κυρίως ανάλογα από το πάχος της ρητίνης σ' εκείνη την περιοχή.



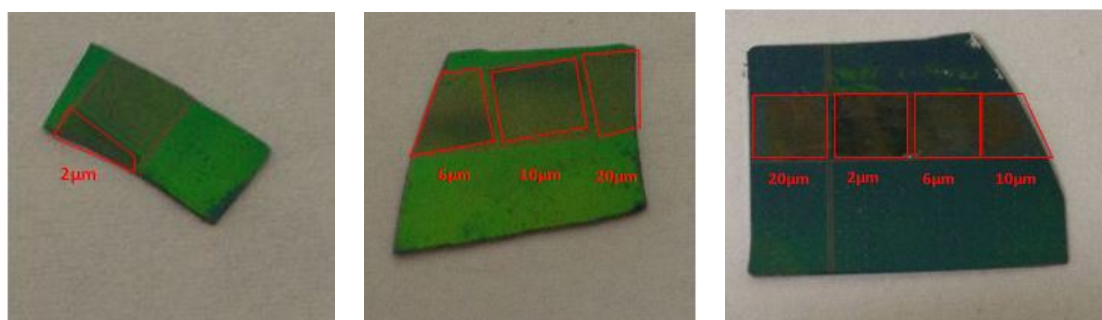
Σχήμα 6.1 (Αριστερά) Το δείγμα χαλαζία (quartz) παρασκευασμένο με μέθοδο FIS κι εναπόθεση νανοσφαιριδίων Ag διάρκειας 2 λεπτών, (Μέση) το δείγμα χαλαζία (quartz) παρασκευασμένο με μέθοδο FIS κι εναπόθεση νανοσφαιριδίων Ag διάρκειας 4 λεπτών, (Δεξιά) το δείγμα πυριτίου Si παρασκευασμένο με μέθοδο FIS κι εναπόθεση νανοσφαιριδίων Ag διάρκειας 2 λεπτών.



Σχήμα 6.2 Σχηματικό διάγραμμα των δειγμάτων με μέθοδο FIS. Στο πάνω μέρος απεικονίζεται η πλάγια όψη του δειγματος, ενώ στο κάτω μέρος απεικονίζεται η κάτοψη. Το υλικό είναι είτε πυρίτιο (Si) είτε χαλαζίας (SiO<sub>2</sub>), πάνω στο οποίο έχει εναποτεθεί ρητίνη.

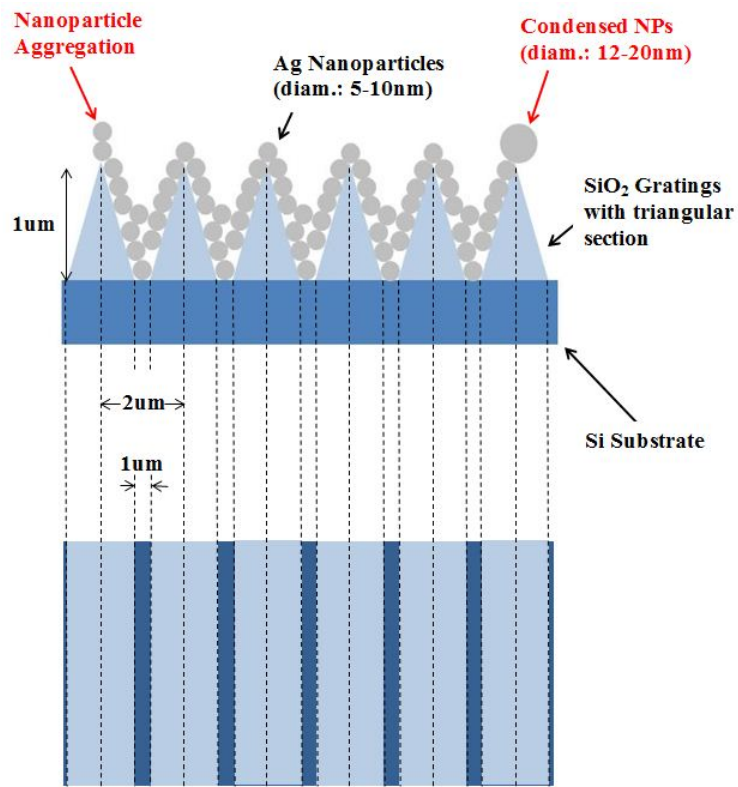
Λόγω της συγκεκριμένης μεθόδου έχουν δημιουργηθεί μικρές περιοχές όπου η ρητίνη σχηματίζει ευθείες γραμμές με περιοδικότητα από 1 έως 12μm.

Η δεύτερη κατηγορία των δειγμάτων αποτελούταν από δείγματα πυριτίου Si πάνω στο οποίο αναπτύχθηκε ένα στρώμα από διοξείδιο του πυριτίου ( $\text{SiO}_2$ ) (Σχήμα 6.3). Αφού επικαλύφθηκε η συνολική επιφάνεια με ρητίνη και χρησιμοποιώντας την μέθοδο της Λιθογραφίας δημιουργήθηκαν σειρές («σχάρες») από διοξείδιο του πυριτίου τριγωνικής ή τραπεζοειδούς διατομής, συγκεκριμένης περιοδικότητας 2μm– 6μm–10μm – 20μm. Μετά την αφαίρεση της ρητίνης, έγινε εναπόθεση νανοσφαιριδίων, σε κάθε μία από τις επιφάνειες διαφορετικής περιοδικότητας, για 2 και για 4 λεπτά (Σχήμα 6.4).

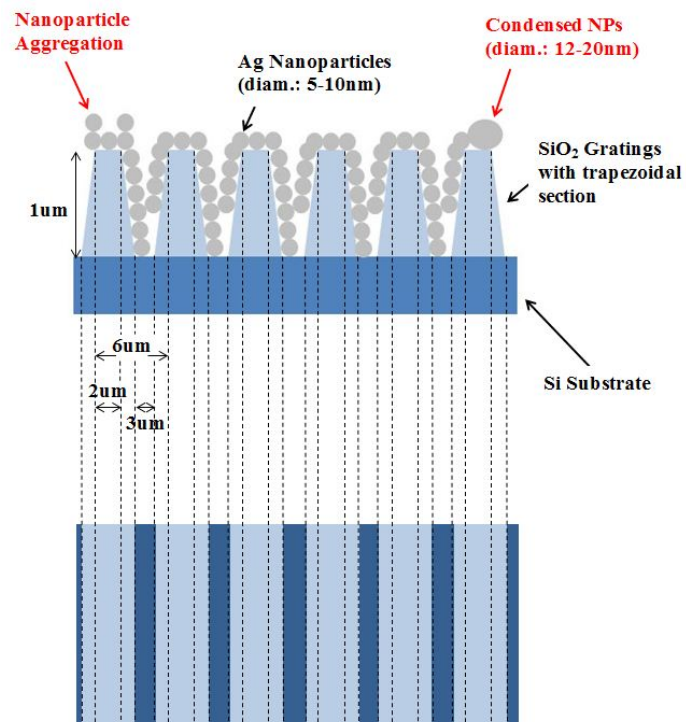


Σχήμα 6.3 (Αριστερά και Μέση) Τα δείγματα πυριτίου με επίστρωση διοξειδίου του πυριτίου παρασκευασμένο με τη μέθοδο της Λιθογραφίας κι εναπόθεση νανοσφαιριδίων Ag διάρκειας 2 λεπτών, (Δεξιά) το δείγμα πυριτίου με επίστρωση διοξειδίου του πυριτίου παρασκευασμένο με τη μέθοδο της Λιθογραφίας κι εναπόθεση νανοσφαιριδίων Ag διάρκειας 4 λεπτών. Επάνω στο κάθε δείγμα φαίνεται η περιοδικότητα των γραμμών 2-6-10-20μm.

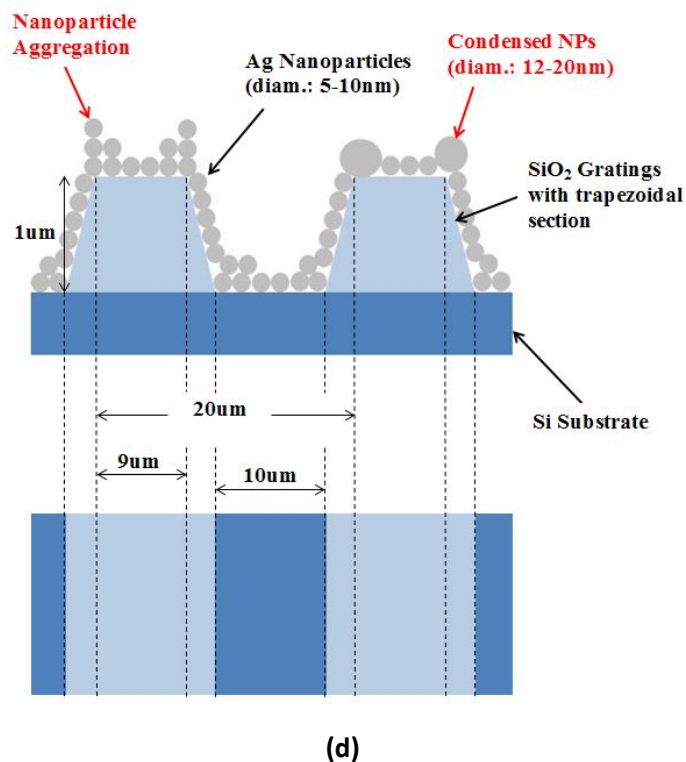
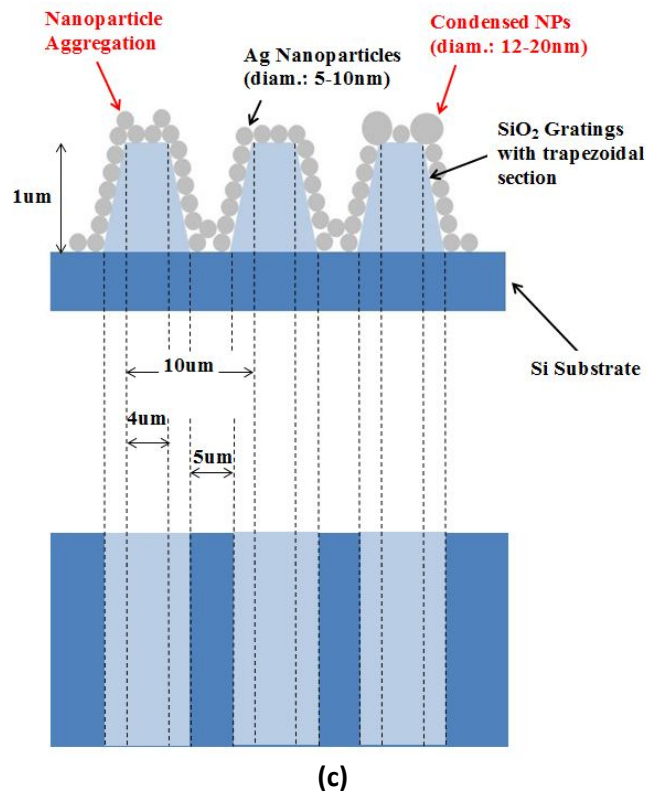




(a)



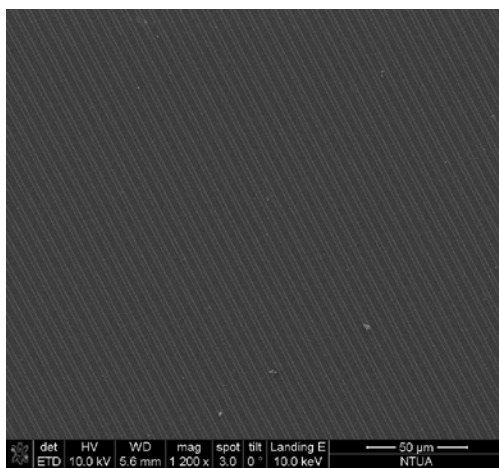
(b)



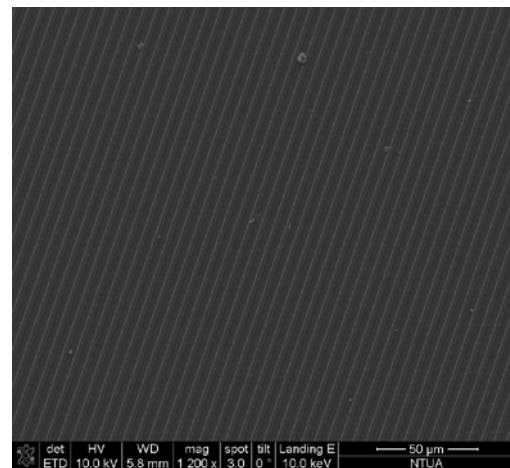
Σχήμα 6.4 Σχηματικά διαγράμματα των δειγμάτων πυριτίου (Si) με επίστρωση διοξειδίου του πυριτίου ( $\text{SiO}_2$ ) για διαφορετικές περιοδικότητες: **(a)** περιοδικότητας  $2\ \mu\text{m}$  **(b)** περιοδικότητας  $6\ \mu\text{m}$  **(c)** περιοδικότητας  $10\ \mu\text{m}$  και **(d)** περιοδικότητας  $20\ \mu\text{m}$ . Στο πάνω μέρος απεικονίζεται η πλάγια όψη των δειγμάτων, ενώ στο κάτω μέρος απεικονίζεται η κάτοψη τους.

Η διάμετρος των νανοσφαιριδίων Ag είχε προβλεφθεί να είναι 5-10nm, όμως είτε λόγω της πολλαπλής επικάλυψης που γίνονταν πάνω στο δείγμα, είτε λόγω της συσσωμάτωσης που συνέβαινε στο θάλαμο προτού τα νανοσφαιρίδια φτάσουν στην επιφάνεια του δείγματος, η τελική διάμετρος των νανοσφαιριδίων τροποποιήθηκε σε 5-20nm.

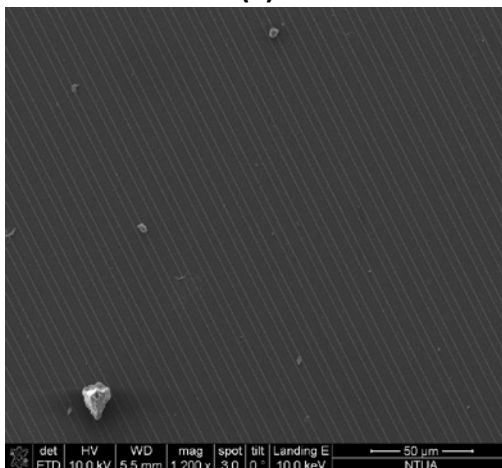
Ένα άλλο σημαντικό φαινόμενο που παρατηρήθηκε από την παρασκευή των δειγμάτων ήταν η αυτο-οργάνωση των νανοσφαιριδίων, ιδίως στις κορυφές και στις άκρες. Το φαινόμενο αυτό ήταν εντονότερο στα δείγματα με Λιθογραφία, όπου στις κορυφές των γραμμών ή στις άκρες των κορυφών, για σειρές τραπεζοειδούς διατομής, υπήρχε έντονη συγκέντρωση νανοσφαιριδίων Ag, δημιουργώντας ένα «ασημένιο νήμα». Από την άλλη, στις κοιλάδες ανάμεσα στις γραμμές η πυκνότητα των νανοσφαιριδίων ήταν μικρότερη σε σχέση μ' αυτήν στα υψηλότερα σημεία, όπως φαίνεται στις φωτογραφίες από SEM (Scanning Electron Microscope) (Σχήμα 6.5). Αυτό μας δίνει την αίσθηση ν' αναμένουμε αύξηση των πλασμονικών πεδίων στις κορυφές των σειρών απ' ότι στις κοιλάδες.



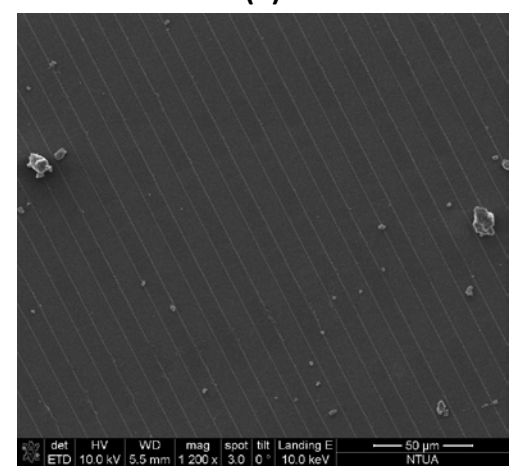
(a)



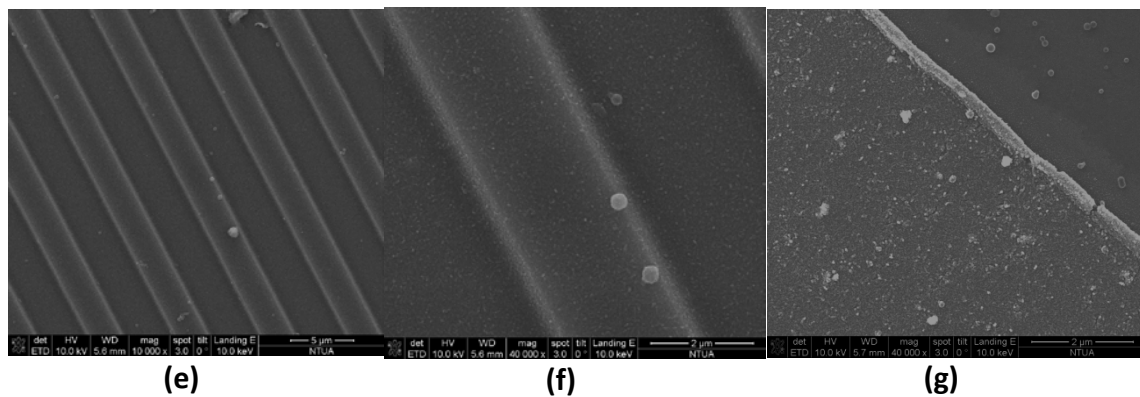
(b)



(c)

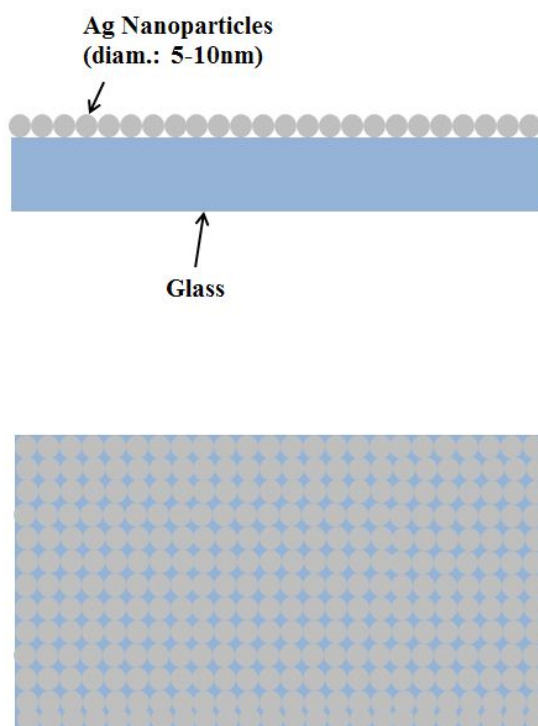


(d)



Σχήμα 6.5 Φωτογραφίες από το SEM όπου φαίνονται οι νανοδομές στα δείγματα με Λιθογραφία, με περιοδικότητα **(a)** 2μm **(b)** 6μm **(c)** 10μm και **(d)** 20μm. Στην κάτω σειρά φαίνεται η αυτό-οργάνωση των νανοσφαιριδίων στις άκρες των κορυφών των νανοδομών σε δείγμα με Λιθογραφία **(e)**, **(f)** και σε δείγμα με FIS.

Το γεγονός ότι τα προαναφερόμενα δείγματα ήταν παλαιά, περίπου 4 ετών, μ' αποτέλεσμα την πιθανή φθορά τους, καθώς και την οξείδωση των νανοσφαιριδίων Ag, κάτι που θα μείωνε την αγωγιμότητά τους, άρα και τη δημιουργία πλασματικών πεδίων μας παρότρυνε στο να ζητήσουμε να κατασκευαστεί ακόμα ένα δείγμα. Θεωρώντας δε, ότι η απλή δομή του θα βοηθούσε στην προσομοίωση με υπολογιστή, καθώς κι ότι επιθυμούσαμε να είναι διάφανο ώστε να γίνει ακριβέστερη μέτρηση χρησιμοποιώντας φωτισμό διέλευσης, κατασκευάστηκε ένα νέο δείγμα το οποίο αποτελούταν από γυαλί πάνω στο οποίο είχε γίνει εναπόθεση νανοσφαιριδίων Ag 5-10nm, με πλήρη κάλυψη της επιφάνειάς του. Ο χρόνος εναπόθεσης ήταν 15 λεπτά, προκειμένου να καλυφθεί ολόκληρη η επιφάνεια του γυαλιού (Σχήμα 6.6).

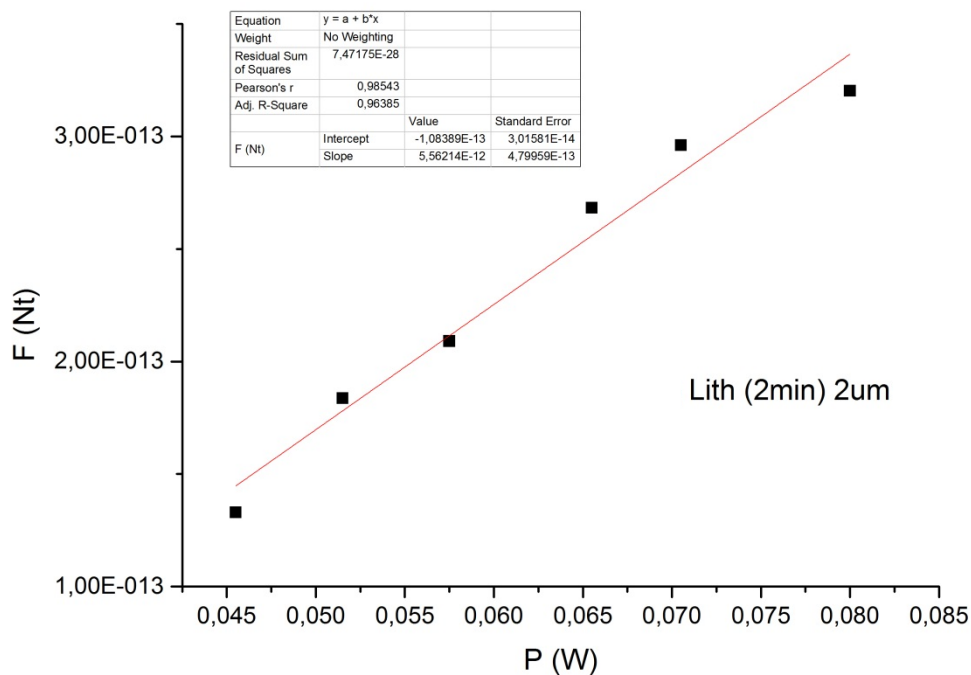


Σχήμα 6.6 Σχηματικό διάγραμμα του νέου δείγματος. Πρόκειται για γυαλί πάνω στο οποίο έγινε εναπόθεση νανοσφαιριδίων Ag, καλύπτοντας πλήρως την επιφάνειά του. Στο συγκεκριμένο δείγμα φαινόμενα συσσωμάτωσης ήταν σπάνια. Στο πάνω μέρος απεικονίζεται η πλάγια όψη του δείγματος, ενώ στο κάτω μέρος απεικονίζεται η κάτωψη.

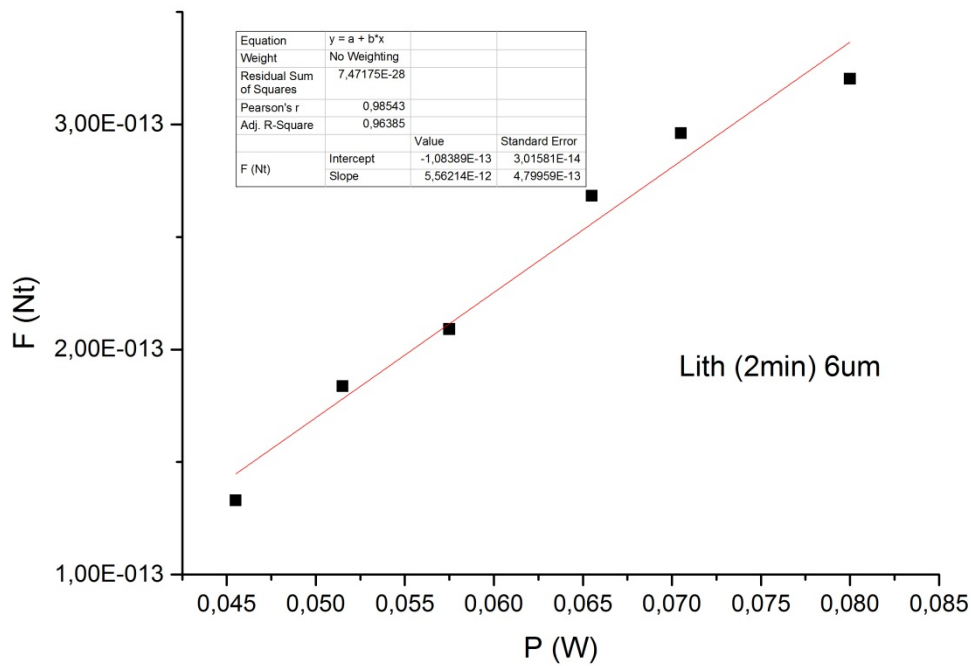
## 6.2 Μετρήσεις – Αποτελέσματα

Ακολουθήσαμε την ίδια ακριβώς διαδικασία προκειμένου να γίνουν οι μετρήσεις που θα μας οδηγούσαν σε συμπεράσματα σχετικά με τη δημιουργία πλασματικών πεδίων σε συνδυασμό με τις συγκεκριμένες νανοδομές.

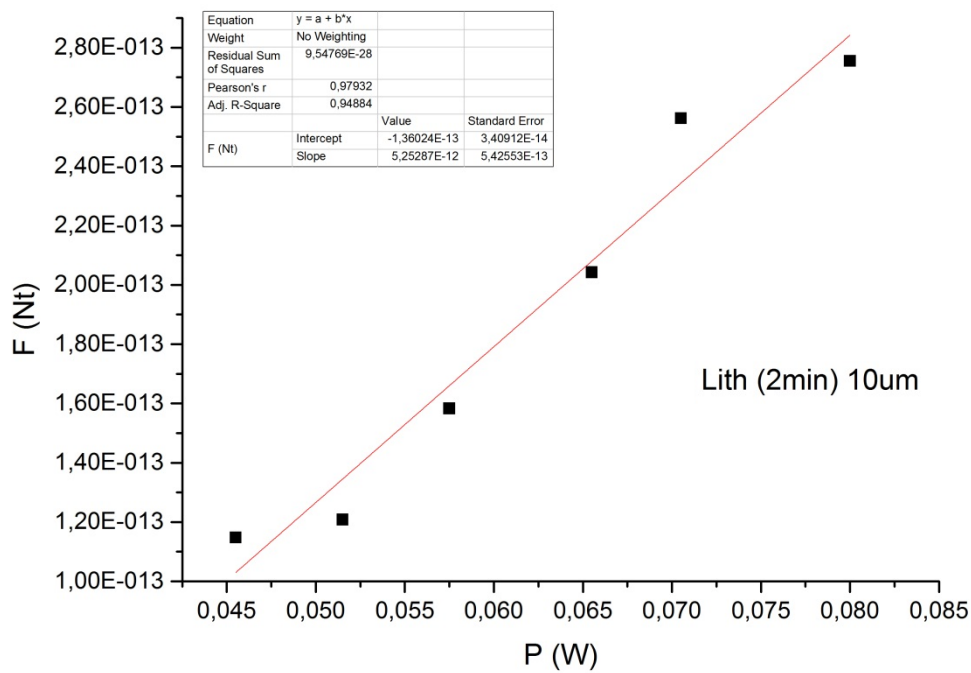
Έτσι, αφού χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο διαφυγής για τον υπολογισμό της ταχύτητας διαφυγής και στη συνέχεια τον υπολογισμό της οπτικής δύναμης, με τη βοήθεια υπολογιστικού προγράμματος σχεδιάσαμε τα αντίστοιχα διαγράμματα (Σχήμα 6.7). Υπολογίζοντας την κλίση της ευθείας, υπολογίσαμε στη συνέχεια το συντελεστή απόδοσης  $Q$ , προκειμένου να συγκρίνουμε τις τιμές μ' αυτήν που βρήκαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο κι αφορούσε τη μέτρηση χωρίς υπόστρωμα (substrate). Τα αποτελέσματα των μετρήσεων συγκεντρώθηκαν στον Πίνακα II, καθώς και η κανονικοποίησή τους με βάση τη μέτρηση χωρίς υπόστρωμα.



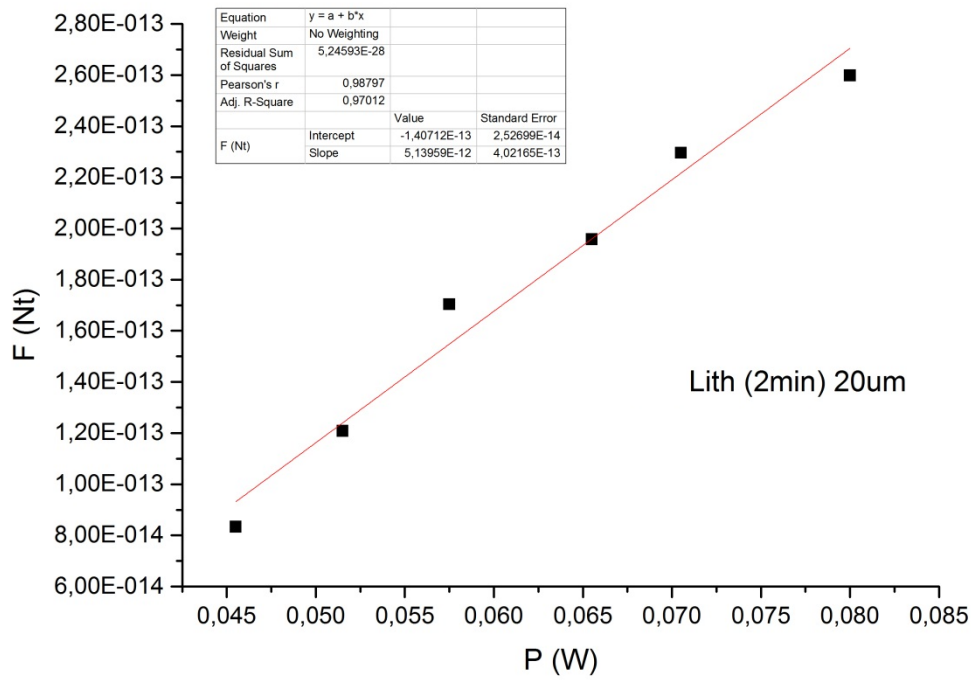
(a)



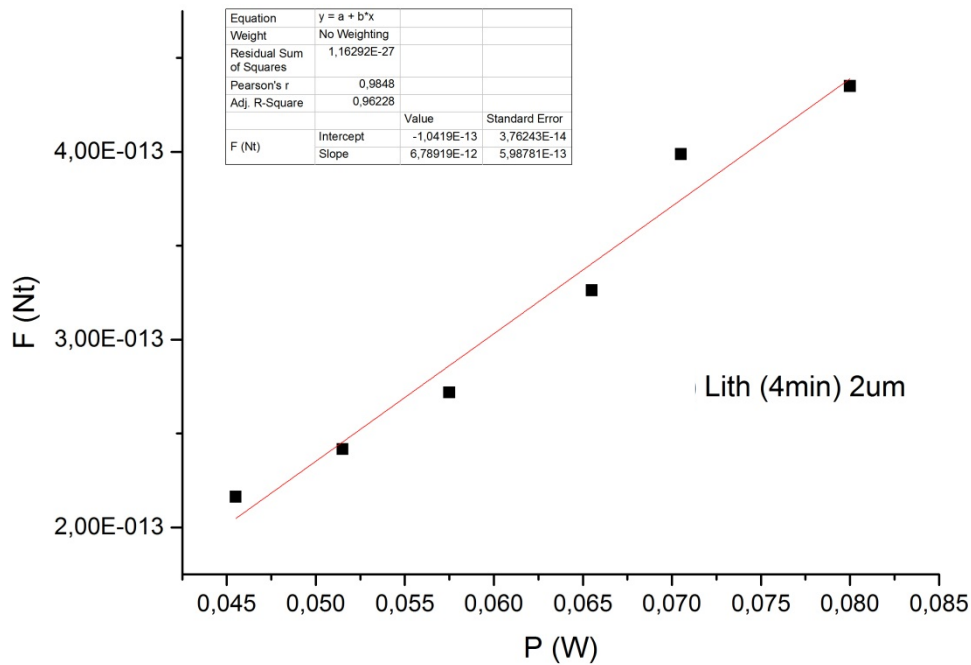
(b)



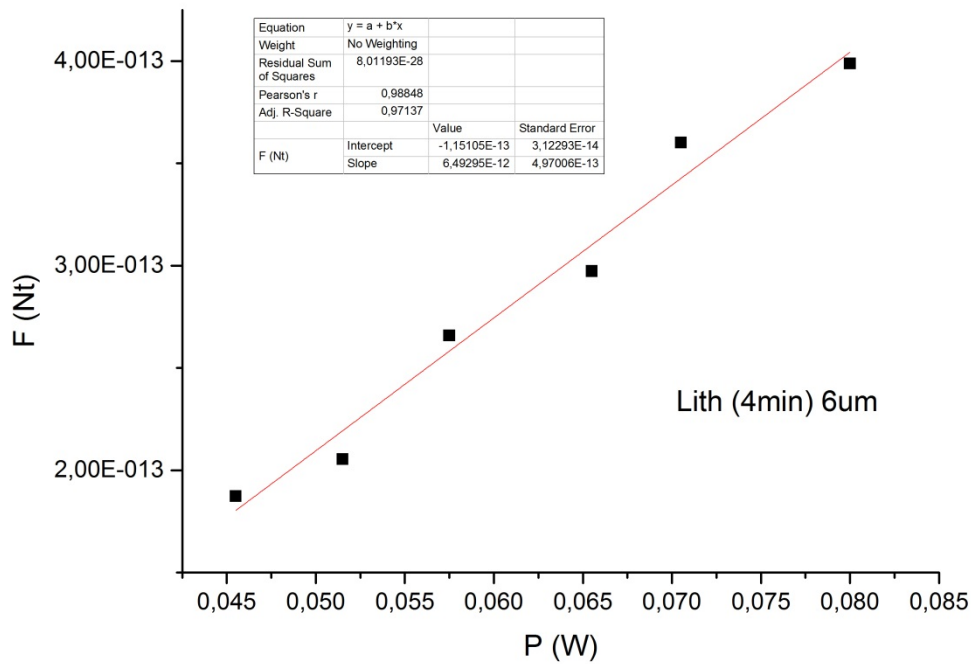
(c)



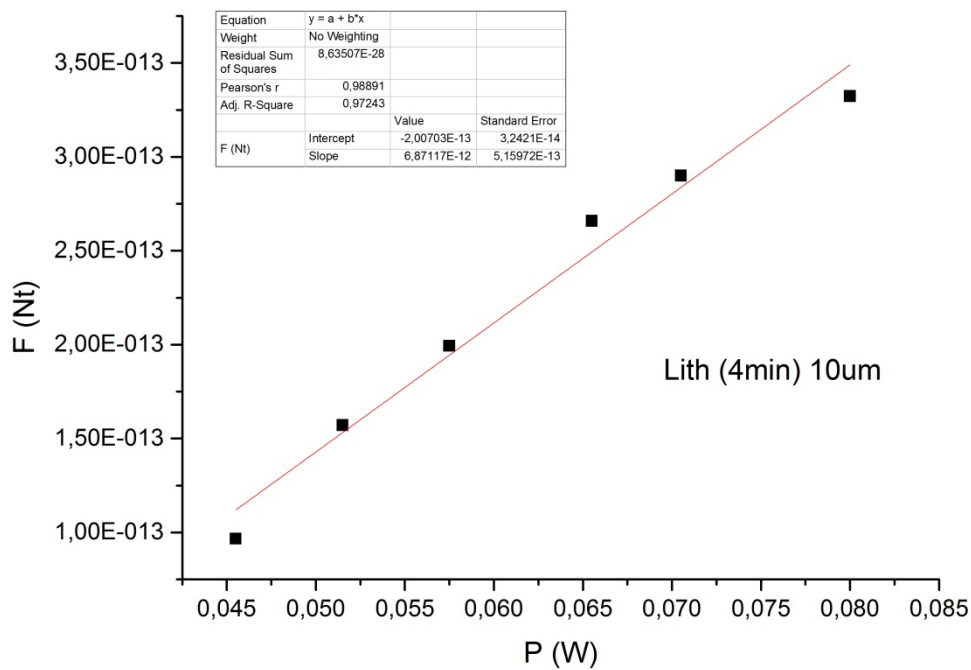
(d)



(e)

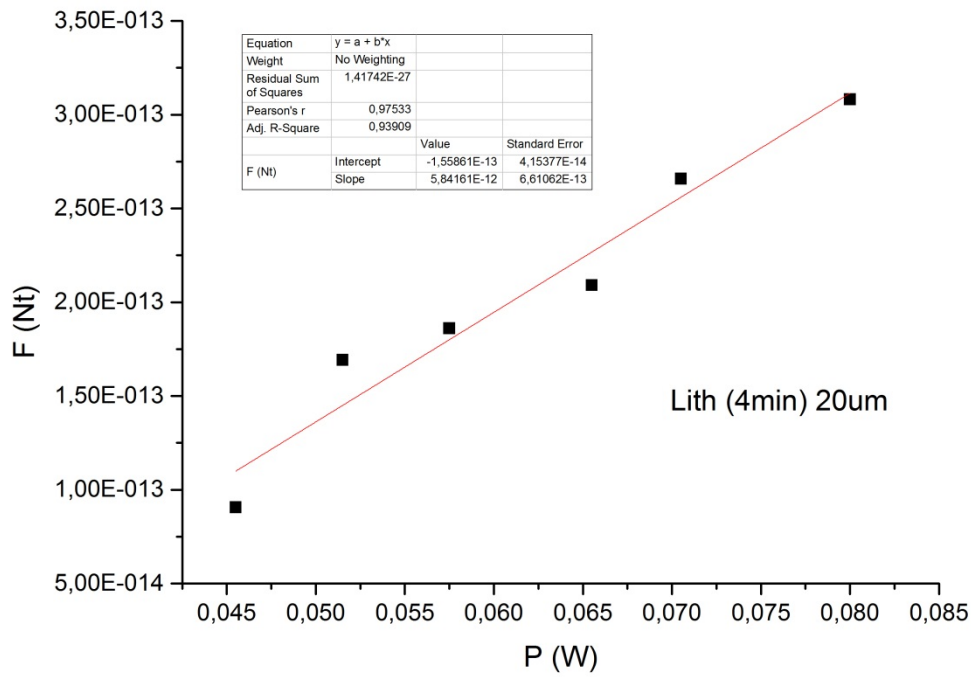


(f)

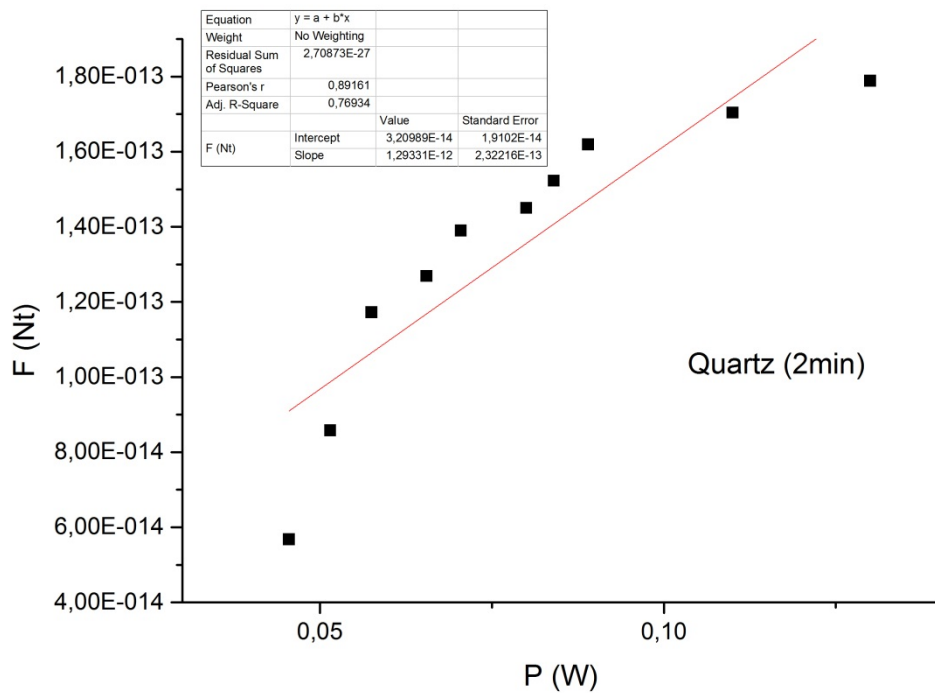


(g)

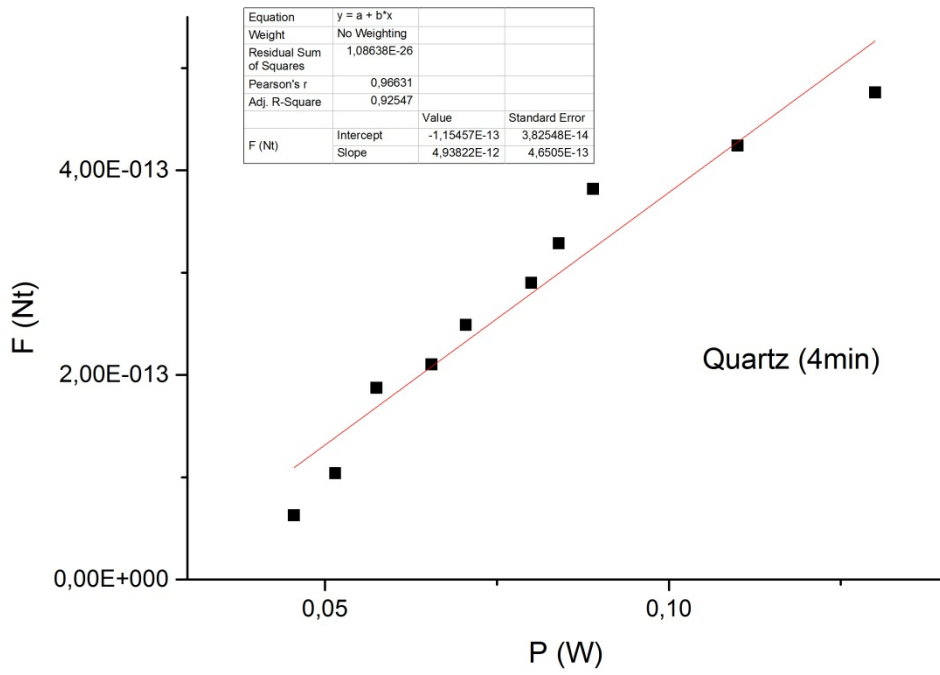




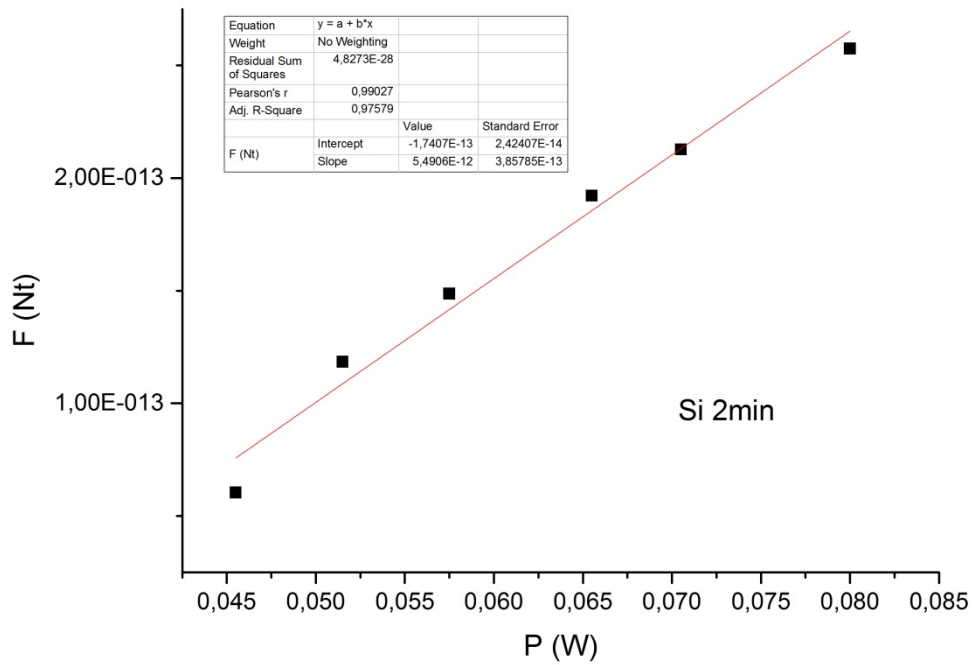
(h)



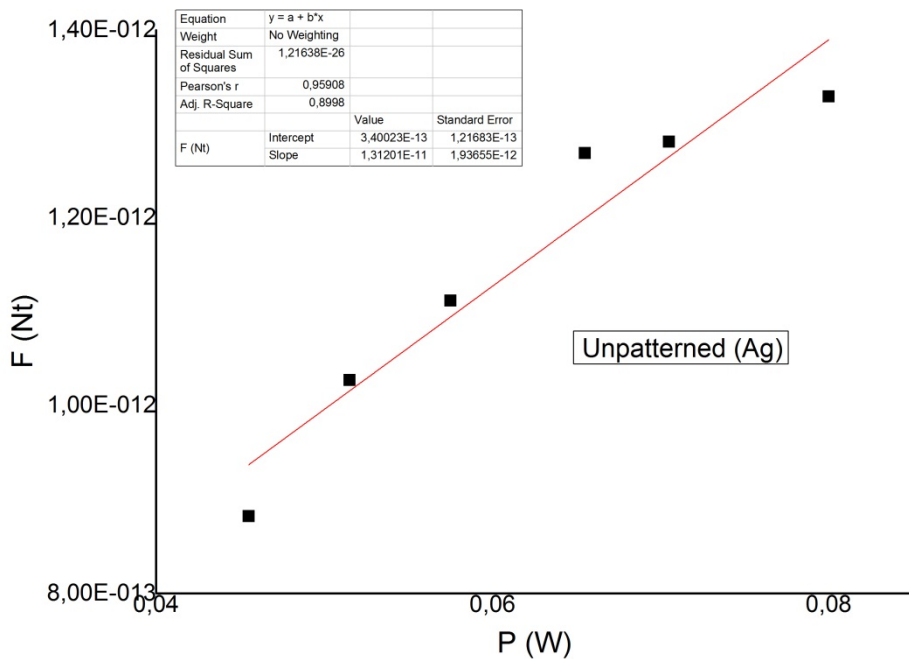
(i)



(j)



(k)



(i)

Σχήμα 6.7 Διαγράμματα  $dF/dP$  για τα δείγματα: πυριτίου με νανοδομές διοξειδίου του πυριτίου και χρόνο εναπόθεσης 2 λεπτών, με περιοδικότητα (a) 2μm (b) 6μm (c) 10μm και (d) 20μm, πυριτίου με νανοδομές διοξειδίου του πυριτίου και χρόνο εναπόθεσης 4 λεπτών, με περιοδικότητα (e) 2μm (f) 6μm (g) 10μm και (h) 20μm, χαλαζία με χρόνο εναπόθεσης (i) 2 λεπτών και (j) 4 λεπτών, (k) πυριτίου με χρόνο εναπόθεσης 2 λεπτών (i) γυαλί με χρόνο εναπόθεσης 15 λεπτών.

ΠΙΝΑΚΑΣ II

Samples	Quality Factor $Q$	Quality Factor $Q$ (Normalized)
Uncoated glass	1,09E-03	1
Quartz (2min)	2,92E-04	0,27
Quartz (4min)	1,11E-03	1,02
Lith (2min) 20um	1,16E-03	1,06
Lith (2min) 10um	1,18E-03	1,08
Si (2min)	1,24E-03	1,13
Lith (2min) 2um	1,25E-03	1,15

Lith (2min) 6um	1,25E-03	1,15
Lith (4min) 20um	1,32E-03	1,2
Lith (4min) 6um	1,46E-03	1,34
Lith (4min) 2um	1,53E-03	1,4
Lith (4min) 10um	1,55E-03	1,42
Unpatterned (Ag) glass	2,96E-03	2,68

Παρατηρώντας τις τιμές για υποστρώματα με χαμηλή διαπερατότητα θα διαπιστώσουμε ότι οι μετρήσεις ανά υπόστρωμα είναι λιγότερες από τα υπόλοιπα. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι μετρήσεις έπρεπε να γίνουν με φωτισμό ανάκλασης. Το αποτέλεσμα ήταν λόγω κακής ποιότητας της εικόνας δεν μπορούσαμε να πάρουμε μετρήσεις για μεγάλες ταχύτητες.

Επίσης, κάτι ακόμα που αξίζει να σημειωθεί είναι ότι στις περισσότερες μετρήσεις παρουσιάζεται το φαινόμενο της διπλής κλίσης (Παράρτημα IV). Για μικρότερες τιμές της ισχύος του laser η κλίση είναι διαφορετική απ' ότι για μεγαλύτερες τιμές. Αν και θα μπορούσαμε να κρατήσουμε την πρώτη κλίση, που θα μας έδινε μεγαλύτερες τιμές του συντελεστή  $Q$ , προτιμήσαμε η κλίση της ευθείας να προκύψει από το σύνολο των τιμών.

### 6.3 Συμπεράσματα

Αν και η τροποποίηση έδειξε αύξηση στην απόδοση της οπτικής παγίδευσης, σε συνδυασμό με υποστρώματα η αύξηση δεν ήταν ιδιαίτερα μεγάλη. Θα μπορούσαμε να πούμε «σχεδόν ανύπαρκτη». Επίσης, ενδιαφέρον έχει ότι την μεγαλύτερη αύξηση στην απόδοση της οπτικής παγίδας τη δίνει το υπόστρωμα γυαλιού μ' επικάλυψη από νανοσφαιρίδια Ag, χωρίς καμία ιδιαίτερη νανοδομή!

Φυσικά, δεν θα πρέπει να ξεχνάμε ότι όλα τα δείγματα, εκτός του γυαλιού, ήταν παλαιά με αποτέλεσμα να έχουν υποστεί ζημιές. Επίσης, πιθανόν να είχε αυξηθεί η οξειδωση των νανοσφαιριδίων Ag με συνέπεια την απουσία αγωγιμότητας, άρα και τη δημιουργία πλασμονικών πεδίων.

Επιπλέον για τα δείγματα παρασκευασμένα με τη μέθοδο FIS, όπως αναφέραμε προηγουμένως, οι περιοχές που ήταν οργανωμένες σε σειρές ήταν μικρές σ' έκταση σε σχέση με το δείγμα. Αυτό είχε ως συνέπεια να καθιστούσε πολύ δύσκολη την εύρεση μίας τέτοιας περιοχής ώστε να γίνουν σ' εκείνο το μέρος οι μετρήσεις αφού εκεί θα είχαμε λογικά αύξηση του πλασμονικού πεδίου. Άρα, άλλος ένας λόγος για τα συγκεκριμένα δείγματα που δικαιολογεί τη μικρή αύξηση στον συντελεστή  $Q$ .

---

# *3<sup>ο</sup> Μέρος*

*Προσομοίωση πειράματος  
με υπολογιστή*

---

# VII

## Προσομοιώσεις πειραμάτων

### 7.1 Μοντελοποίηση πειράματος κι υπολογισμός δυνάμεων

Πέραν από τα πειραματικά δεδομένα είναι απαραίτητο να υπάρχουν και θεωρητικά δεδομένα ώστε να μπορεί να γίνει σύγκριση. Αν και αναφέραμε σε προηγούμενα κεφάλαια ότι η θεωρητική προσέγγιση είναι πολύπλοκη και η προσομοίωση ενός τέτοιου πειράματος πρέπει να λάβει υπόψη της πολλές παραμέτρους ώστε να πλησιάσει την πραγματικότητα, εντούτοις μία αρκετά καλή προσπάθεια σίγουρα θα βοηθήσει ώστε να βγάλουμε επιπλέον συμπεράσματα για το πείραμά μας.

Υπάρχουν πολλοί τρόποι για να προσεγγίσει κανείς ένα τέτοιου είδους πείραμα μέσω προσομοίωσης. Μπορεί να φτιάξει ένα δικό του πρόγραμμα χρησιμοποιώντας μία από τις γλώσσες προγραμματισμού που εξυπηρετούν τέτοιες προσομοιώσεις κι αριθμητικές αναλύσεις (όπως Matlab, Fortran κτλ.) ή να χρησιμοποιήσει ένα από τα εμπορικά υπολογιστικά πακέτα. Στη δική μας περίπτωση, χρησιμοποιήσαμε το υπολογιστικό πρόγραμμα COMSOL Multiphysics [77].

Εισάγοντας τις παραμέτρους των συνθηκών του πειράματος, όπως χαρακτηριστικά δειγμάτων κι ακτινοβολίας laser, κάναμε αρκετές προσομοιώσεις, στην αρχή λαμβάνοντας υπόψη την πειραματική διάταξη πριν από την τροποποίηση και στη συνέχεια για την πειραματική διάταξη μετά την τροποποίηση. Ο στόχος μας ήταν να συγκρίνουμε τ' αποτελέσματα μεταξύ τους, ώστε να δούμε τουλάχιστον

θεωρητικά τι θα συνέβαινε εάν δεν τροποποιούσαμε τη διάταξη. Στη συνέχεια δε, να συγκρίνουμε τα θεωρητικά με τα πειραματικά αποτελέσματα.

Χρησιμοποιήσαμε μία τυπική επιφάνεια Si για την θεωρητική μοντελοποίηση, πάνω στην οποία υπήρχαν σειρές από SiO<sub>2</sub>, τριγωνικής ή τραπεζοειδούς διατομής (ανάλογα με τη γεωμετρία), που πάνω στις οποίες είχαν τοποθετηθεί νανοσφαιρίδια Ag. Η διάμετρος των νανοσφαιριδίων ήταν 10nm (ο μέσος όρος της διαμέτρου των νανοσφαιριδίων στο πείραμα). Δημιουργήσαμε δύο μοντέλα για την πυκνότητα των νανοσφαιριδίων πάνω στα υποστρώματα, προκειμένου να προσομοιώσουμε όσο το δυνατόν καλύτερα τις συνθήκες του πειράματος. Στη μία περίπτωση θεωρήσαμε ότι τα νανοσφαιρίδια απέχουν μεταξύ τους 10nm, όπου θεωρείται η πυκνή κάλυψη, ενώ στην άλλη περίπτωση υπήρχε μεταξύ τους απόσταση 20nm, όπου θεωρείται η αραιή κάλυψη. Οι δύο περιπτώσεις προσομοιάζουν τα δείγματα του πειράματος για χρόνο εναπόθεσης 4 και 2 λεπτών, αντίστοιχα. Για τους δείκτες διάθλασης των υλικών, είτε πρόκειται για το πραγματικό είτε για το φανταστικό μέρος, αντλήσαμε τις πληροφορίες από βάση δεδομένων στο διαδίκτυο [78]. Τέλος, χρησιμοποιήσαμε Γκαουσιανή δέσμη laser στα 1064nm με κέντρο εστίασης στα 100nm πάνω από το υψηλότερο σημείο της επιφάνειας του υποστρώματος, δηλαδή τις κορυφές των σειρών, ή πάνω από το χαμηλότερο σημείο της επιφάνειας του υποστρώματος, δηλαδή στην περιοχή ανάμεσα στις σειρές (κοιλιάδες).

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (1.22) και (1.14), υπολογίσαμε τη δύναμη που ασκείται σε σωματίδιο μικρότερων και όμοιων ή μεγαλύτερων διαστάσεων από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, αντίστοιχα. Η επίλυση του ηλεκτρικού πεδίου  $\vec{E}$ , μέσω πεπερασμένων στοιχείων αριθμητικής ανάλυσης, έγινε χρησιμοποιώντας τη σχέση

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) - k_0^2 \epsilon_r \vec{E} = 0 \quad (7.1)$$

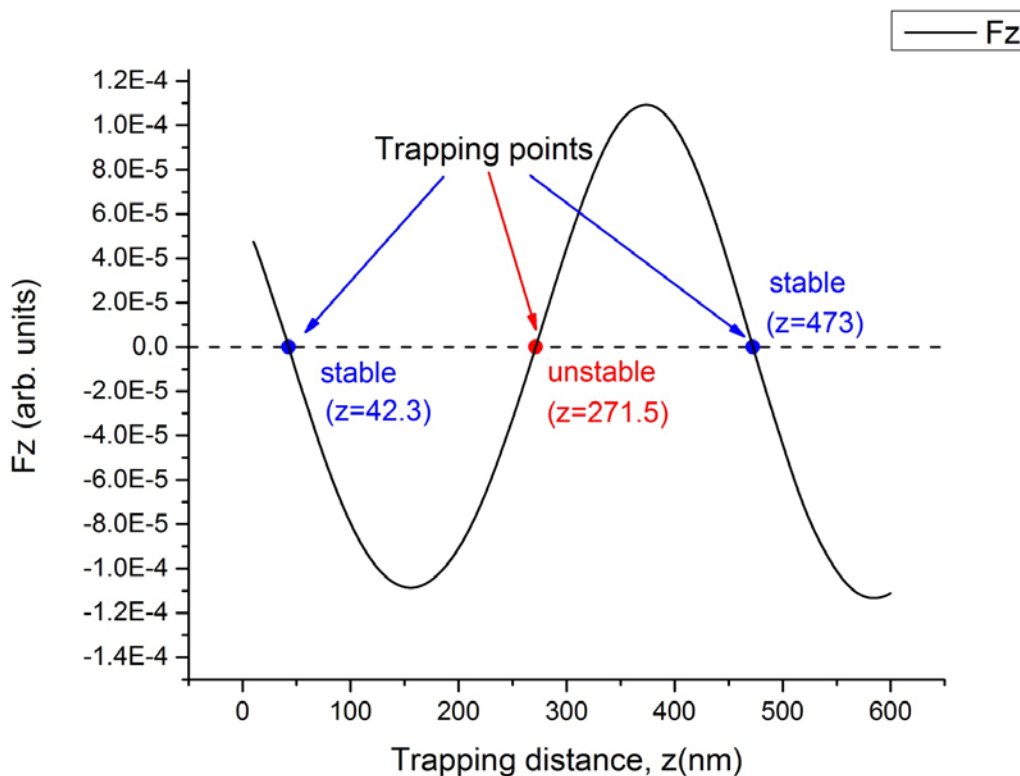
όπου  $k_0$  είναι ο κυματάρθρωμος στο κενό και  $\epsilon_r$  η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού, η οποία υπολογίζεται από τη σχέση

$$\epsilon_r = (n - ik)^2 \quad (7.2)$$

όπου  $n$  το πραγματικό μέρος και  $k$  το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης του εκάστοτε υλικού [79]. Προσδιορίζοντας, με τον τρόπο αυτόν, την κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου πάνω από το υπόστρωμα και στη συνέχεια χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (1.22) και (1.14), ανάλογα την περίπτωση, υπολογίστηκε η δύναμη παγίδευσης. Ουσιαστικά, υπολογίστηκαν δύο δυνάμεις, η αξονική δύναμη  $\vec{F}_z$  κι η ακτινική δύναμη  $\vec{F}_r$ .

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η ακτινική δύναμη  $\vec{F}_r$  γίνεται θετική προς τα αριστερά του άξονα διάδοσης κι αρνητική στα δεξιά του άξονα, μ' αποτέλεσμα η παγίδευση των σωματιδίων να είναι σταθερή στο κέντρο της περιοχής.

Προκειμένου να υπολογίσουμε την τιμή της ακτινικής δύναμης  $\vec{F}_r$ , στα πιθανά σημεία παγίδευσης, πρέπει πρώτα να προσδιοριστούν τα σημεία αυτά κατά μήκος του άξονα διάδοσης. Έτσι, υπολογίστηκε η αξονική δύναμη  $\vec{F}_z$  για διάφορα σημεία κατά μήκος του άξονα διάδοσης, δηλαδή του άξονα  $z$ , μέσω της σχέσης (1.22), αφού το μέγεθος του προς παγίδευση σωματιδίου είναι συγκρίσιμο μ' αυτό του μήκους κύματος (διάμετρος σωματιδίου 900nm και μήκος κύματος 1064nm). Στη συνέχεια, με τη βοήθεια υπολογιστικού προγράμματος, σχεδιάστηκε η γραφική παράσταση της αξονικής δύναμης  $\vec{F}_z$  συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο εστίασης της δέσμης κατά μήκος του άξονα  $z$ . Ο προσδιορισμός των πιθανών σημείων γίνεται στα σημεία όπου η αξονική δύναμη  $\vec{F}_z$  μηδενίζεται, ενώ ταυτόχρονα είναι θετική για μικρότερες τιμές του  $z$  κι αρνητική για μεγαλύτερες τιμές του  $z$ . Αυτό συμβαίνει για να εξασφαλιστεί η σταθερότητα της παγίδευσης (Σχήμα 7.1).



Σχήμα 7.1 Γραφική παράσταση της αξονικής δύναμης  $\vec{F}_z$  συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο της εστίας της δέσμης, κατά τον άξονα διάδοσης της δέσμης. Τα σημεία μηδενισμού της δύναμης είναι τα πιθανά σημεία οπτικής παγίδευσης του σωματιδίου.

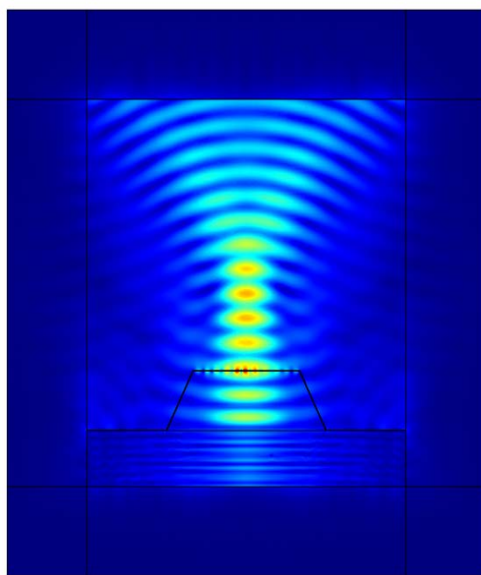
Αφού προσδιοριστούν τα σημεία παγίδευσης κατά μήκος του άξονα διάδοσης της δέσμης, η αποτελεσματικότητα της δέσμης υπολογίζεται από τις τιμές της ακτινικής δύναμης  $\vec{F}_r$  στα σημεία αυτά.



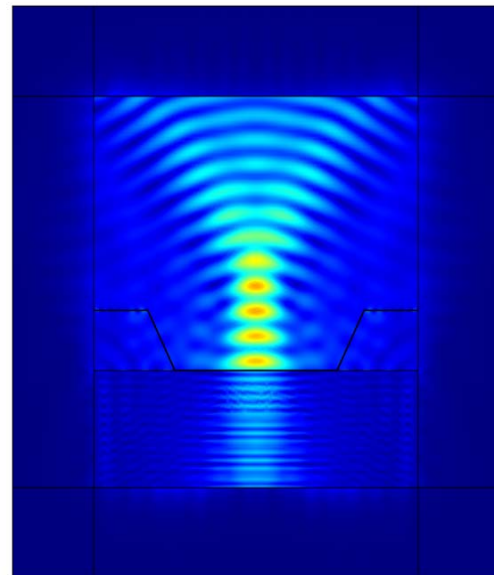
## 7.2 Μετρήσεις - Αποτελέσματα

Προκείμενου να υπολογίσουμε την ενίσχυση των πλασμαονικών πεδίων στην οπτική παγίδευση, χρησιμοποιώντας τη διάταξη πριν από την τροποποίηση, εισάγαμε τις κατάλληλες παραμέτρους, όπως το βάθος εστίασης και τη διάμετρο του κέντρου εστίασης.

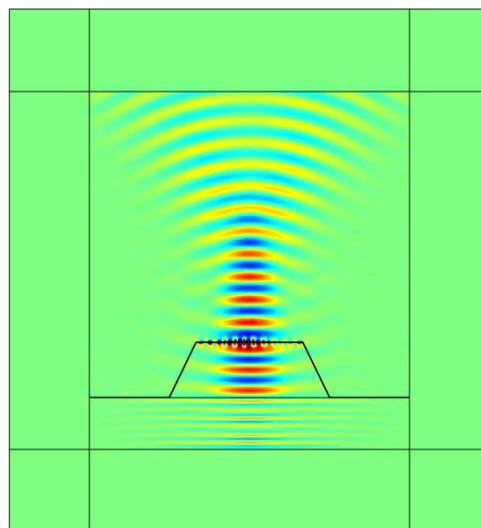
Τ' αποτελέσματα των προσομοιώσεων δίνονται στον Πίνακα III, καθώς κι ενδεικτικές ψευδο-απεικονίσεις τόσο της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου, όσο και των δυνάμεων, αξονικής  $\vec{F}_z$  κι ακτινικής  $\vec{F}_r$  (Σχήμα 7.2).



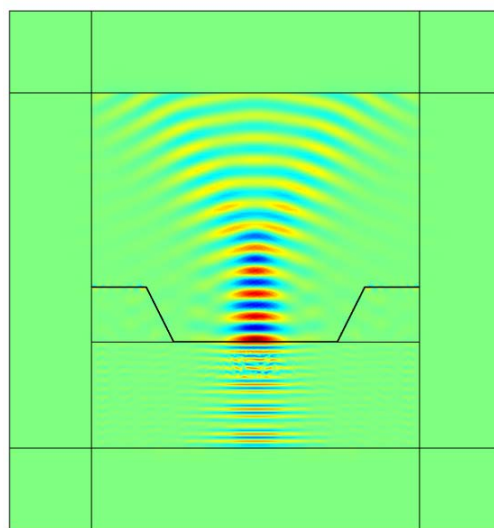
(a)



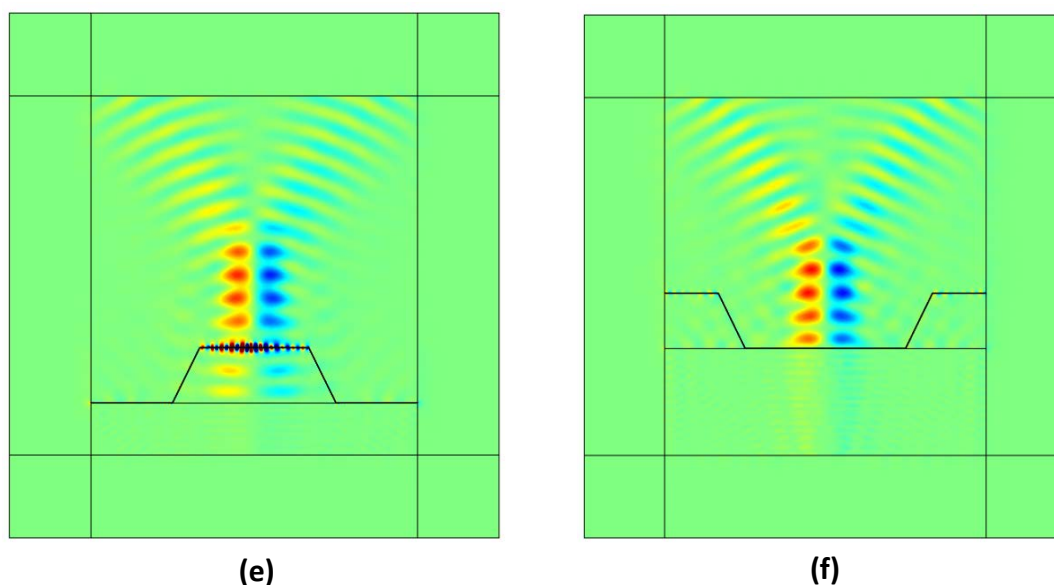
(b)



(c)



(d)



Σχήμα 7.2 Σχηματικές απεικονίσεις της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου  $\vec{E}$  και των δυνάμεων, αξονικών  $\vec{F}_z$  κι ακτινικών  $\vec{F}_r$ , για κέντρο εστίασης της δέσμης laser 100nm πάνω από την επιφάνεια. Η αριστερή στήλη αφορά για οπτική παγίδευση πάνω από τις κορυφές των σειρών, με **(a)** ηλεκτρικό πεδίο  $\vec{E}$ , **(c)** αξονική δύναμη  $\vec{F}_z$ , **(e)** ακτινική δύναμη  $\vec{F}_r$ , ενώ η δεξιά στήλη αφορά για παγίδευση ανάμεσα στις σειρές (κοιλιάδες), με **(b)** ηλεκτρικό πεδίο  $\vec{E}$ , **(d)** αξονική δύναμη  $\vec{F}_z$ , **(f)** ακτινική δύναμη  $\vec{F}_r$ .

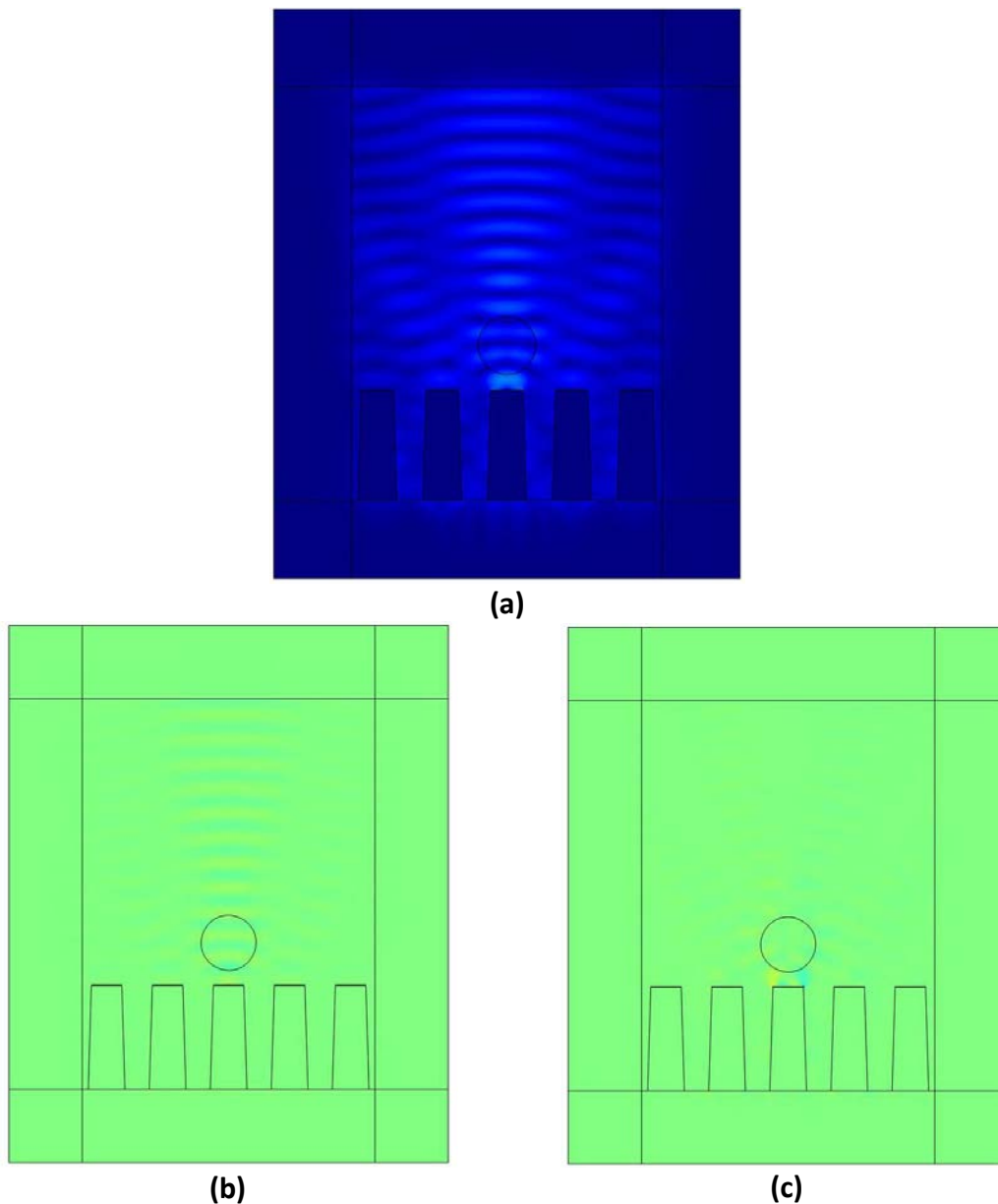
ΠΙΝΑΚΑΣ III

Samples	Trapping Force $\vec{F}_r$ (arb. units)	Trapping Force $\vec{F}_r$ (normalized)
Unpatterned (Ag) glass	9,45E-06	1
Lith (4min) 20um - valley	1,91E-05	2,02
Lith (4min) 10um - valley	2,04E-05	2,15
Lith (4min) 2um - valley	2,04E-05	2,16
Lith (2min) 10um - valley	2,06E-05	2,18
Lith (4min) 6um - valley	2,49E-05	2,63
Lith (4min) 20um - peak	9,55E-05	10,10
Lith (2min) 10um - peak	1,10E-04	11,60
Lith (4min) 6um - peak	1,50E-04	15,91
Lith (4min) 10um - peak	1,59E-04	16,82

Lith (4min) 2um - peak	1,65E-04	17,46
------------------------	----------	-------

Ομοίως, υπολογίσαμε την ενίσχυση των πλασμονικών πεδίων στην οπτική παγίδευση για την πειραματική διάταξη μετά την τροποποίηση, εισάγοντας τις κατάλληλες παραμέτρους, όπως το βάθος εστίασης και τη διάμετρο του κέντρου εστίασης.

Τ' αποτελέσματα των προσομοιώσεων δίνονται στον Πίνακα IV, καθώς κι ενδεικτικές ψευδο-απεικονίσεις τόσο της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου, όσο και των δυνάμεων, αξονικής  $\vec{F}_z$  κι ακτινικής  $\vec{F}_r$  (Σχήμα 7.3).



Σχήμα 7.3 Σχηματικές απεικονίσεις **(a)** της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου  $\vec{E}$  και των δυνάμεων, **(b)** αξονικών  $\vec{F}_z$  κι **(c)** ακτινικών  $\vec{F}_r$ . Η μειωμένη ενίσχυση της οπτικής παγίδευσης σε σχέση με τα υπόλοιπα είναι φανερή.

ΠΙΝΑΚΑΣ IV

Samples	Trapping Force $\vec{F}_r$ (arb. units)	Trapping Force $\vec{F}_r$ (normalized)
Unpatterned (Ag) glass	4,64E-06	1
Lith (4min) 20um - valley	1,39E-06	0,30
Lith (2min) 10um - valley	3,01E-06	0,65
Lith (4min) 2um - peak	1,00E-05	2,16
Lith (4min) 6um - peak	1,00E-05	2,16
Lith (4min) 10um - peak	1,10E-05	2,36

### 7.3 Συμπεράσματα

Παρατηρώντας τ' αποτελέσματα των προσομοιώσεων τόσο για την πειραματική διάταξη πριν όσο και μετά την τροποποίηση, διαπιστώνουμε ότι στην πρώτη περίπτωση η ενίσχυση της οπτικής παγίδευσης λόγω της παρουσίας των πλασμονικών πεδίων είναι αισθητή. Εν αντιθέσει, στη δεύτερη περίπτωση, δηλαδή μετά την τροποποίηση, η ενίσχυση είναι ασθενής. Το αποτέλεσμα αυτό συμβαδίζει και με τα πειραματικά αποτελέσματα κι αυτό είναι το ευχάριστο. Το δυσάρεστο είναι ότι η τροποποίηση όπως αποδεικνύεται πλέον και θεωρητικά μπορεί ν' αυξάνει την απόδοση της οπτικής παγίδευσης, όμως ουσιαστικά «εκμηδενίζει» τα πλασμονικά πεδία. Φυσικά, κάτι τέτοιο δεν μπορεί να συμβεί, απλά μας δείχνει ότι μ' αυτά τα χαρακτηριστικά δεν υπάρχει επαρκής διέγερση των υλικών του υποστρώματος, μ' αποτέλεσμα να μην εμφανίζονται ισχυρά πλασμονικά πεδία.

Η τροποποίηση εξασθενεί τα πλασμονικά πεδία διότι αυξάνει τη διάμετρο της δέσμης, με αποτέλεσμα ν' αλλάζει η αναλογία μεταξύ της διαμέτρου της δέσμης και των διαστάσεων των νανοδομών. Η αναλογία αυτή είναι σημαντική για τη διέγερση των νανοσφαιριδίων και κατ' επέκταση την εμφάνιση πλασμονικών πεδίων.

Επίσης, πιθανόν η τροποποιημένη διάταξη να ωθούσε ουσιαστικά τα σωματίδια εντός των κοιλάδων όπου η ενίσχυση από τα πλασμονικά πεδία ήταν ασθενέστερη και κοντά μ' αυτήν που έδειξαν τα πειραματικά αποτελέσματα.

Ένα άλλο στοιχείο που φαίνεται από τη σύγκριση των πειραματικών με τα θεωρητικά αποτελέσματα είναι η ενίσχυση της οπτικής παγίδευσης ανάλογα με τον τύπο των υποστρωμάτων. Ενώ σε γενικές γραμμές υπάρχουν ομοιότητες, η πιο σημαντική διαφορά είναι για το απλό γυαλί καλυμμένο με νανοσφαιρίδια Ag, όπου στα θεωρητικά αποτελέσματα που αφορούν τη διάταξη πριν από την τροποποίηση δείχνει να μην ενισχύει την παγίδευση τόσο όσο άλλα υποστρώματα, ενώ στα πειραματικά φαίνεται να δίνει την καλύτερη ενίσχυση. Η πιο πιθανή εξήγηση είναι

ότι αυτό το δείγμα είναι το πιο καινούργιο, μ' αποτέλεσμα να μην υπάρχουν τυχόν φθορές, ούτε πιθανή οξείδωση των νανοσφαιριδίων Ag, σε σχέση με τα υπόλοιπα που ήταν παλαιότερα. Αυτό σε συνδυασμό με τα θεωρητικά αποτελέσματα που παίρνουμε για διάταξη μετά από την τροποποίηση, φαίνεται να είναι λογικό.

---

## Επίλογος

Η τεχνική της Οπτικής Παγίδευσης είναι πλέον ένα πολύ σημαντικό εργαλείο σε διάφορους τομείς της Επιστήμης και της Τεχνολογίας, όπως η Βιοφυσική, η Βιοϊατρική κι η Βιολογία. Το γεγονός ότι χρησιμοποιείται ευρέως καθιστά απαραίτητη οποιαδήποτε βελτίωση της τεχνικής, κυρίως με σκοπό την αύξηση της απόδοσης της οπτικής παγίδευσης.

Επειδή η μεγαλύτερη ισχύς του laser που φαντάζει ως η πιο προφανής λύση, δεν είναι απαραίτητα η καλύτερη, διότι η αύξηση της ισχύος συνοδεύεται από πιθανή καταστροφή του δείγματος, έχει εστιαστεί το ερευνητικό ενδιαφέρον σε δύο τρόπους. Ο ένας αφορά την τροποποίηση της διάταξης με σκοπό την αύξηση του συντελεστή απόδοσης  $Q$  κι ο άλλος με τη χρήση πλασματικών πεδίων, με σκοπό την ενίσχυση της οπτικής παγίδας, άρα και του συντελεστή απόδοσης  $Q$ . Στην παρούσα διπλωματική εργασία έγινε προσπάθεια βελτίωσης της οπτικής παγίδευσης λαμβάνοντας υπόψη και τους δύο τρόπους.

Αρχικά, προβήκαμε στην τροποποίηση της υπάρχουσας πειραματικής διάταξης, με σκοπό όχι μόνο την ενίσχυση της οπτικής παγίδευσης, αλλά και την μείωση του σφάλματος των μετρήσεων που πραγματοποιούνται μέσω της διάταξης. Διαπιστώσαμε ότι μία τέτοια διάταξη, αν και δείχνει απλή, έχει πολλές παραμέτρους που πρέπει να λάβει κανείς υπόψη του, μ' αποτέλεσμα να την καθιστά πολύπλοκη. Σε συνδυασμό με το εκάστοτε πείραμα δε, τα πράγματα γίνονται ακόμα πιο πολύπλοκα.

Για μία ισχυρή οπτική παγίδα θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας το δείγμα που θα χρησιμοποιήσουμε, δηλαδή τις διαστάσεις του, το υλικό του καθώς και σε ποιόν περιβάλλοντα χώρο θα βρίσκεται και στη συνέχεια να επιλέξουμε ανάλογα το μήκος κύματος του laser, καθώς και τον κατάλληλο αντικειμενικό φακό. Όσον αφορά, την πραγματοποίηση των μετρήσεων θα πρέπει να έχουμε κατάλληλο φωτισμό για το μικροσκόπιο, καθώς κι όργανα υψηλής διακριτικής ικανότητας με μικρό περιθώριο σφάλματος. Είναι καλό να χρησιμοποιηθεί συσκευή laser που να ρυθμίζεται η ισχύς του με τρόπο ψηφιακό, έχοντας μικρό βηματισμό ώστε να επιτυγχάνονται μικρές μεταβολές. Ήδη έχει ξεκινήσει μία νέα προσπάθεια βελτίωσης της πειραματικής μας διάταξης, αλλάζοντας το Nd:YAG laser (1064nm) που χρησιμοποιούσαμε μ' ένα Diode laser (659nm) το οποίο έχει ενσωματωμένο digital controller για την αύξηση της ισχύος του.

Επίσης, έχει ξεκινήσει μία προσπάθεια βελτίωσης του φωτισμού ανάκλασης, διότι είναι απαραίτητος για τις μετρήσεις οπτικής παγίδευσης σε συνδυασμό με πλασματικά πεδία, μιας και τα περισσότερα υποστρώματα έχουν χαμηλή διαπερατότητα στο φως.

Παρ' όλα αυτά, η τροποποίηση που ήδη κάναμε στη διάταξη έδειξε ενίσχυση στην απόδοση της οπτικής παγίδευσης, κάτι όμως που δεν συνοδεύεται με ταυτόχρονη αύξηση με την χρήση πλασματικών πεδίων. Συγκεκριμένα, οι μετρήσεις έδειξαν ότι ενώ υπήρξε αύξηση πάνω από μία τάξη μεγέθους στον συντελεστή απόδοσης  $Q$ , μετά την τροποποίηση της διάταξης, η αύξηση με την χρήση των πλασματικών πεδίων δεν ξεπερνούσε πολύ το 200%. Αντιθέτως, οι θεωρητικές

---

αναλύσεις έδειξαν ότι εάν η χρήση των πλασματικών πεδίων γίνονταν με τη διάταξη πριν από την τροποποίηση θα είχαμε αύξηση του συντελεστή ποιότητας  $Q$  έως και  $1^{1/2}$  τάξη μεγέθους. Δηλαδή λίγο παραπάνω από την τροποποιημένη διάταξη.

Έτσι, θεωρούμε ότι, πέραν από ιδιαίτερες περιπτώσεις όπου η χρήση πλασματικών πεδίων δεν μπορεί να εφαρμοστεί, είναι προτιμότερο η διάταξη να παραμείνει όπως ήταν, αφού βελτιώσουμε τα υπόλοιπα τμήματα που αναφέραμε και να εστιάσουμε την προσοχή μας στο συνδυασμό της κλασικής οπτικής παγίδευσης και των πλασματικών πεδίων. Επίσης, καλό θα ήταν να πραγματοποιηθούν κι άλλες προσομοιώσεις όσο το δυνατόν πιο ρεαλιστικές, ώστε να μας βοηθήσουν στην περαιτέρω έρευνα.

Η τεχνική της οπτικής παγίδευσης, κυρίως συνδυαστικά με τη χρήση πλασματικών πεδίων, είναι μία άκρως ενδιαφέρουσα τεχνική που χρίζει ιδιαίτερης προσοχής, απασχολώντας σε παγκόσμιο επίπεδο τον ερευνητικό κλάδο, καθώς και τον τεχνολογικό. Σίγουρα, αξίζει επιπλέον μελέτη!

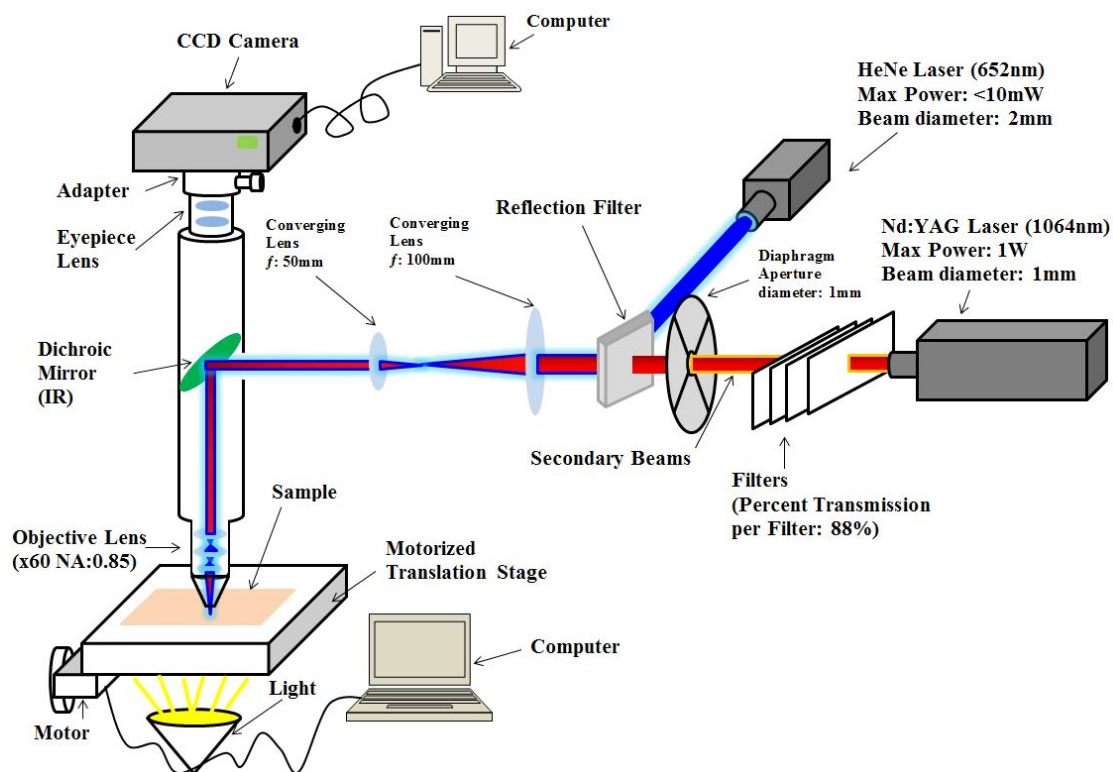
# Παράρτημα I

## (Τροchioδεικτικό laser)

Το laser που χρησιμοποιήσαμε στο πείραμα για οπτική παγίδευση ήταν Nd:YAG στα 1064nm. Αυτό δημιουργούσε πρόβλημα διότι δεν ήταν ορατό μ' αποτέλεσμα η ρύθμιση της διάταξης να δυσκόλευε πολύ. Ένα άλλο πρόβλημα ήταν ότι δεν μπορούσαμε να δούμε στην οθόνη το στίγμα του laser, ώστε να καταλάβουμε που βρισκόταν η παγίδα. Έτσι, προκειμένου να ξεπεράσουμε το δεύτερο πρόβλημα αποφασίσαμε να προσθέσουμε ακόμα ένα laser που θα είχε τη χρήση του τροchioδεικτικού.

Το laser ήταν ένα HeNe που εξέπεμπε στο ορατό φάσμα (633nm) και δεν είχε μεγάλη ισχύ (<10mW). Ευθυγραμμίστηκε με τη δέσμη του Nd:YAG, προτού εισέλθει στο μικροσκόπιο. Ο σκοπός του ήταν να μας καταδεικνύει που βρισκόταν η οπτική παγίδα που δημιουργούσε το Nd:YAG.

Τοποθετήθηκε φίλτρο ανάκλασης στην ευθεία διάδοσης της πρωταρχικής δέσμης, ανάμεσα στο διάφραγμα και στον πρώτο φακό (Σχήμα Π.1). Χρησιμοποιήθηκαν αρκετά φίλτρα με διαφορετικό ποσοστό διαπερατότητας. Από την μία έπρεπε ν' ανακλάται αρκετά μεγάλο ποσοστό από την ακτινοβολία του τροchioδεικτικού laser ώστε να φαίνεται, από την άλλη δεν έπρεπε να μειώνεται πολύ η ισχύς του πρωταρχικού laser διότι θ' αποδυνάμωνε την οπτική παγίδα. Το καλύτερο δυνατό φίλτρο ήταν αυτό με ποσοστό διαπερατότητας 48,5%.



(a)





(b)

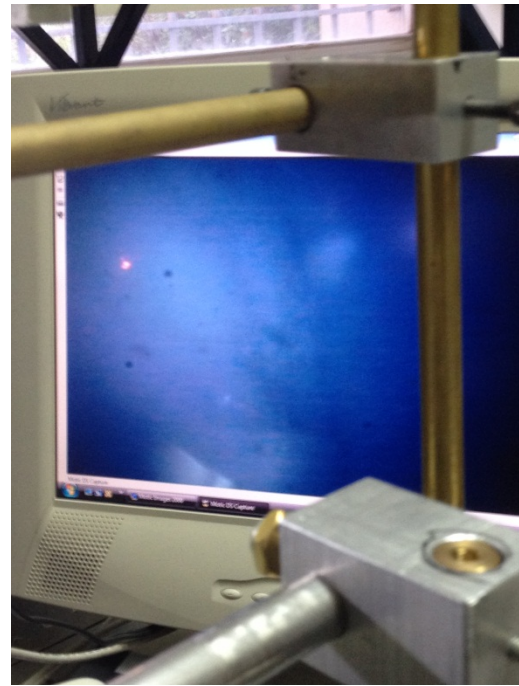
(c)

Σχήμα Π.1 (a) Σχηματικό διάγραμμα της διάταξης με τροchioδεικτικό HeNe laser. (b), (c) Φωτογραφίες από το εργαστήριο, από διαφορετική οπτική γωνία. Και στις δύο φωτογραφίες διακρίνεται το τροchioδεικτικό laser (μαύρος κύλινδρος επάνω σε λευκή βάση στήριξης), καθώς και το φίλτρο ανάκλασης ανάμεσα στο διάφραγμα και το συγκλίνοντα φακό.

Αν και τ' αποτελέσματα ήταν περισσότερο από ικανοποιητικά, το γεγονός ότι ήθελε πολύ καλή ρύθμιση ώστε να ευθυγραμμιστούν πλήρως οι δύο δέσμες καθιστούσε πολύ δύσκολη την εφαρμογή αυτή. Ενδεχομένως με μία καλύτερη βάση στήριξης ολόκληρης της διάταξης το τροchioδεικτικό laser ν' αποδεικνύονταν μία καλή λύση (Σχήμα Π.2).



(a)



(b)

Σχήμα Π.2 (a) Καρέ από βιντεοσκόπηση πειράματος οπτικής παγίδας. Με κόκκινο κύκλο έχει σημειωθεί που βρίσκεται η παγίδα. (b) Η λαμπερή κόκκινη κουκίδα δηλώνει τη θέση της οπτική παγίδας κι οφείλεται στο τροχιοδεικτικό laser.

---

## Παράρτημα II

### (Φωτισμός ανάκλασης)

Το μικροσκόπιο που είχαμε στην κατοχή μας για τα πειράματα οπτικής παγίδευσης, ήταν μικροσκόπιο με φωτισμό διέλευσης. Ο φωτισμός του μικροσκοπίου ήταν τοποθετημένος στο κάτω μέρος, με αποτέλεσμα το φως διερχόταν μέσα από το δείγμα, εστίαζε στον αντικειμενικό φακό κι από 'κει στον προσοφθάλμιο φακό ή στην CCD κάμερα. Αυτός ο τρόπος λειτουργίας εξυπηρετεί για διάφανα δείγματα ή δείγματα με υψηλή διαπερατότητα στο ορατό φως. Στο πείραμά μας υπήρχαν δείγματα τέτοιου τύπου, καθώς και δείγματα με χαμηλή διαπερατότητα, όπως συνηθίζεται για δείγματα με νανοδομές. Αυτό συμβαίνει διότι το κύριο μέρος, το υπόστρωμα πάνω στο οποίο έχουν αναπτυχθεί οι νανοδομές είναι συνήθως πυρίτιο Si, που είναι αδιαφανές.

Προκειμένου να μπορέσουμε να πάρουμε μετρήσεις έπρεπε να τροποποιηθεί ο φωτισμός του μικροσκοπίου από φωτισμό διέλευσης σε φωτισμό ανάκλασης. Δοκιμάσαμε πολλούς τρόπους, κάποιοι μ' επιτυχία και κάποιοι όχι. Ακόμα όμως κι αυτοί που ήταν επιτυχείς δυστυχώς δεν ήταν σε θέση να δώσουν τόσο καθαρή εικόνα όσο είχαμε με το φωτισμό διέλευσης. Παρακάτω αναφέρουμε τους τρόπους που τροποποιήσαμε το φωτισμό του μικροσκοπίου.

➤ **Εξωτερικός φωτισμός:** Ο σωλήνας του μικροσκοπίου, που είχε αντικαταστήσει το κομμάτι όπου ο αντικειμενικός φακός ενωνόταν με τον προσοφθάλμιο, στο πάνω μέρος του, εκεί που συνδεόταν η CCD κάμερα είχε ένα αποσπώμενο τμήμα. Αφαιρέθηκε αυτό το τμήμα του σωλήνα και στη θέση του τοποθετήθηκε ένα κομμάτι γυαλί υπό γωνία στηριζόμενο σε εξωτερική βάση. Εξωτερικός φωτισμός διερχόμενος από μία σειρά συγκλινόντων φακών κατέληγε στο γυαλί κι από 'κει ανακλώταν εντός του σωλήνα με κατεύθυνση τον αντικειμενικό φακό (Σχήμα Π.3).

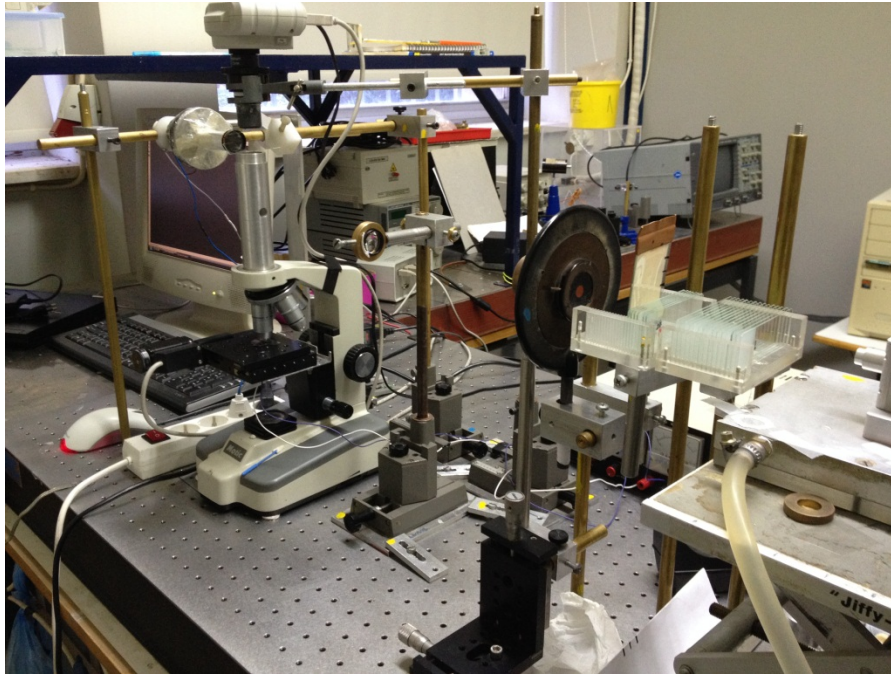
Αν κι αυτή η μέθοδος χρησιμοποιήθηκε τελικά στα πειράματα, αφού έγιναν πολλές δοκιμές σχετικά με τους φακούς που έπρεπε να χρησιμοποιηθούν, εντούτοις είχε πολλές απώλειες μ' αποτέλεσμα η εικόνα να μην είναι πολύ καθαρή. Εκτός της απώλειας του φωτός, λόγω της μικρής ανακλαστικότητας του γυαλιού, ένα μέρος της φωτεινής ακτινοβολίας που επέστρεφε ανακλώταν κι αυτό μ' αποτέλεσμα αδύναμη εικόνα. Επίσης, επειδή τα μέρη του μικροσκοπίου ήταν πλέον εκτεθειμένα στον αέρα ήθελαν συχνά καθαρισμό λόγω σκόνης, πέρα από τον πιθανό κίνδυνο βλάβης των οπτικών μέσων.



(a)



(b)



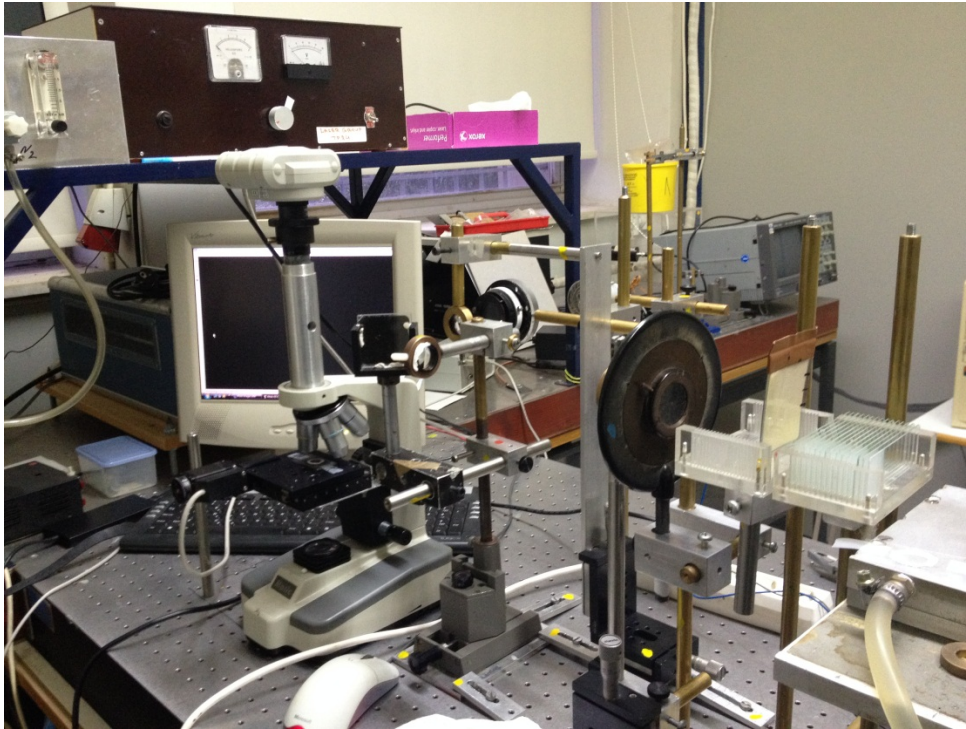
(c)

Σχήμα Π.3 **(a)** Το μικροσκόπιο με φωτισμό ανάκλασης εξωτερικής πηγής φωτός. Διακρίνεται η πηγή φωτός, η οποία ήταν τρία LED υψηλής φωτεινότητας, ο συγκλίνοντας φακός και το γυαλί για την ανάκλαση. **(b)** Προσθήκη σωλήνα στον μπροστινό μέρος του συγκλίνοντα φακού, με εσωτερική επίστρωση αλουμινίου για μικρότερη απώλεια φωτός. Στο τέλος του σωλήνα είχε τοποθετηθεί ένας επιπλέον φακός με σκοπό να εστιάζει την δέσμη φωτός. **(c)** Η διάταξη εξωτερικού φωτισμού, με την προσθήκη του σωλήνα. Η συγκεκριμένη διάταξη ήταν αυτή η οποία χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα με φωτισμό ανάκλασης.

➤ **Εξωτερικός φωτισμός διερχόμενος με το laser:** Προκειμένου ν' αποφευχθούν οι απώλειες φωτός της προηγούμενης τροποποίησης, καθώς και για να μην μένουν μέρη της διάταξης εκτεθειμένα, προβήκαμε σε μία άλλη τροποποίηση. Αυτήν τη φορά η δέσμη φωτός, που χρησίμευε για το φωτισμό ανάκλασης διέρχονταν μαζί με τη δέσμη του laser στο μικροσκόπιο. Σαν επιφάνεια ανάκλασης τον ρόλο είχε ο διχρωικός καθρέπτης (Σχήμα Π.4).

Έτσι, χρησιμοποιώντας εξωτερικά έναν καθρέπτη μερικής διαπερατότητας, η εστιασμένη δέσμη φωτός ανακλώταν και διαδιδόμενη πλέον στον ίδιο άξονα μ' αυτόν της δέσμης laser, εισέρχονταν στο μικροσκόπιο. Στην συνέχεια ανακλώταν στο διχρωικό καθρέπτη και μαζί με τη δέσμη του laser κατέληγαν στον αντικειμενικό φακό.

Λόγω της χαμηλής ανακλαστικότητας του διχρωικού καθρέπτη στο οπτικό φάσμα, μεγάλο μέρος της φωτεινής ακτινοβολίας διέρχονταν από το διχρωικό καθρέπτη μ' αποτέλεσμα ν' ανακλάται στο σωλήνα του μικροσκοπίου και να εμποδίζει την καλή λήψη εικόνας.



Σχήμα Π.4 Η φωτεινή δέσμη διερχόμενη από τους συγκλίνοντες φακούς ανακλώταν στον καθρέπτη μερικής διαπερατότητας κι εισέρχονταν στο μικροσκόπιο από την ίδια οπή με το laser. Ο καθρέπτης μερικής διαπερατότητας είχε τοποθετηθεί μετά το τηλεσκόπιο Kerler που διαμόρφωνε τη δέσμη laser.

➤ **Οπτικές ίνες τοποθετημένες αντιδιαμετρικά από το δείγμα:** Ένας ακόμη τρόπος για φωτισμό ανάκλασης ήταν η τοποθέτηση δύο σειρών οπτικών ινών αντιδιαμετρικά από το δείγμα και πολύ κοντά σ' αυτό (Σχήμα Π.5).

Αν κι η συγκεκριμένη μέθοδος δεν παρουσίαζε απώλειες στην εικόνα, ούτε στη δέσμη του laser, εντούτοις δεν χρησιμοποιήθηκε διότι το σημείο τοποθέτησής της δεν δημιουργούσε τις κατάλληλες ανακλάσεις με την επιφάνεια του δείγματος. Έτσι, το φως μετά την ανάκλαση δεν συγκεντρωνόταν στον αντικειμενικό φακό, παρά μία μικρή ποσότητα τέτοια που η εικόνα που δημιουργούσε από το δείγμα ήταν δυσδιάκριτη.



(a)



(b)

Σχήμα Π.5 **(a)** Τα τμήματα των οπτικών ινών απ' όπου εξέρχονταν το φως. Τα τμήματα αυτά τοποθετούνταν δεξιά κι αριστερά του δείγματος, ανάμεσα από την αντικειμενοφόρο και την καλυπτρίδα. **(b)** Ολόκληρη η μία σειρά από οπτικές ίνες. Το τμήμα όπου είναι συγκεντρωμένες χρησίμευε ως είσοδος της φωτεινής ακτινοβολίας.

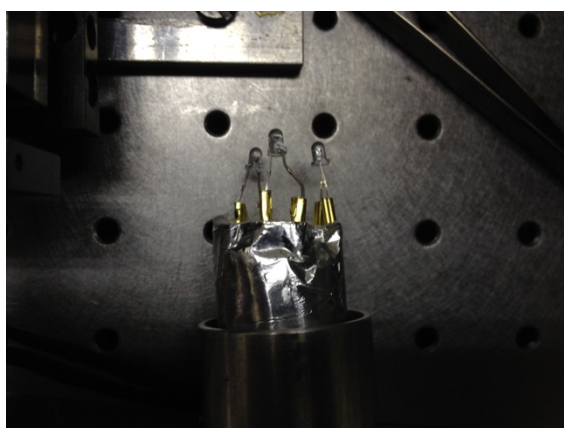
➤ **Εσωτερικός φωτισμός ανάκλασης:** Αυτός ο τρόπος δημιουργίας φωτισμού ανάκλασης ήταν ο περισσότερο υποσχόμενος από τους άλλους, ιδίως στην τελική του μορφή. Μία σειρά από LED υψηλής φωτεινότητας, βαλμένα σε κύκλο, είχαν τοποθετηθεί περιφερειακά στο εσωτερικό μέρος του σωλήνα (Σχήμα Π.6). Τα LED τροφοδοτούνταν αρχικά από ένα τροφοδοτικό του εργαστηρίου και στη συνέχεια από ένα τροφοδοτικό για εκτυπωτή συνδυασμένο με ροοστάτη για τον έλεγχο της φωτεινότητας.

Ο τρόπος που είχαν τοποθετηθεί δεν εμπόδιζε καθόλου την λήψη εικόνας, ενώ το φως τους συγκεντρώνονταν στον αντικειμενικό φακό, όπως θα θέλαμε.

Επίσης, ήταν εσωτερικά τοποθετημένα, δεν άφηναν κανένα μέρος του μικροσκοπίου εκτεθειμένο στην σκόνη.

Το μόνο αρνητικό, για το οποίο δεν χρησιμοποιήθηκε τελικά αυτή η μέθοδος, ήταν ότι ο αντικειμενικός που χρησιμοποιούσαμε δεν είχε καλές επιστρώσεις αντανάκλαστικότητας στην ακτινοβολία του ορατού φάσματος. Μ' αποτέλεσμα μία ποσότητα της φωτεινής ακτινοβολίας να επιστρέφει στον προσοφθάλμιο φακό και να θαμπώνει την εικόνα. Βέβαια, αυτό ίσχυε και για τις άλλες μεθόδους, μόνο σ' αυτήν την περίπτωση η ακτινοβολία ήταν εντονότερη, άρα και το πρόβλημα.

Ενδεχομένως, με τη χρήση πολωτικών φίλτρων, αυτή η μέθοδος ν' αποδειχθεί μία πολύ καλή οικονομική λύση για φωτισμό ανάκλασης.



(a)



(b)



(c)



(d)

Σχήμα Π.6 **(a)** Μία πρώτη προσπάθεια για εσωτερικό φωτισμό, με τρία LED. Απεδείχθησαν ανίσχυρα, γι' αυτό και τροποποιήθηκε ξανά. **(b)** Τα δέκα LED υψηλής φωτεινότητας ενωμένα, προτού τοποθετηθούν εντός του κυλίνδρου. **(c), (d)** Πλάγια όψη και κάτοψη του εξαρτήματος για εσωτερικό φωτισμό ανάκλασης, αντίστοιχα.



---

## Παράρτημα III

### (Μέτρηση ισχύος laser/ φίλτρο)

Σκοπός μας ήταν να μετρήσουμε την ισχύ του laser συναρτήσει των φίλτρων, ώστε να ελαττώσουμε το σφάλμα στη μέτρηση. Είχαμε ήδη στην κατοχή μας μία σειρά από μετρήσεις της ισχύος του laser, από παλαιότερα πειράματα. Πραγματοποιήσαμε ακόμη δύο σειρές μετρήσεων και στο τέλος τις συγκρίναμε, κρατώντας κατά την εκτίμησή μας την καλύτερη.

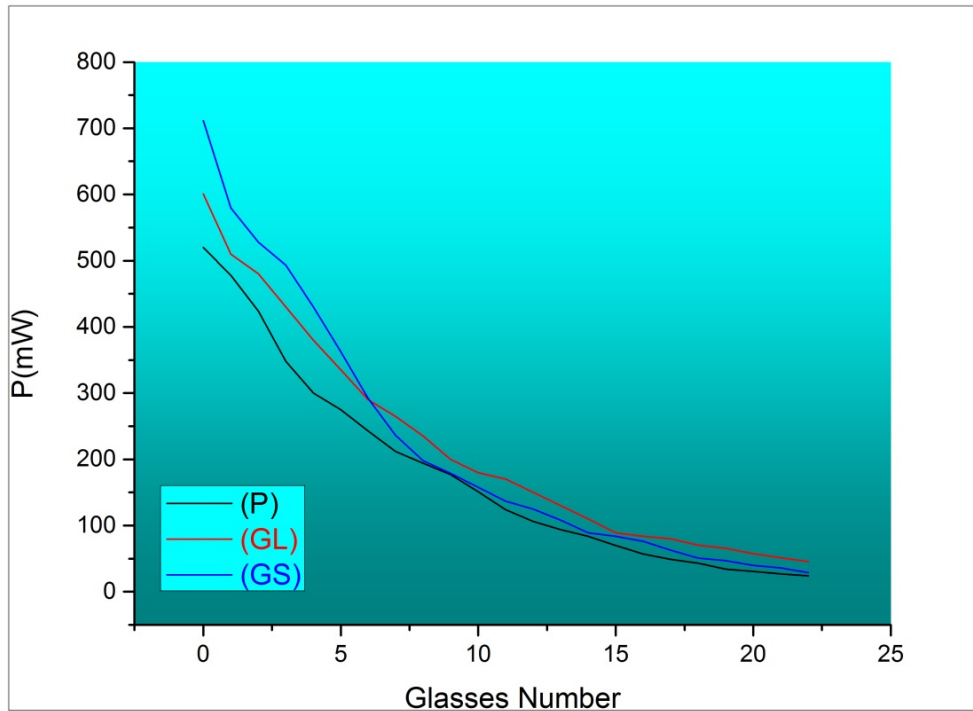
Όσον αφορά τις δικές μας μετρήσεις, πραγματοποιήθηκαν μετρώντας την ενέργεια της ακτινοβολίας αφού είχε διέλθει από τους δύο συγκλίνοντες φακούς (τηλεσκόπιο Kepler) και αφού είχε ανακλαστεί στο διχρωμικό καθρέπτη. Αυτό έγινε προκειμένου η τιμή της ισχύος να ήταν μετά από απώλειες λόγω των οπτικών μέσων. Θα προτιμούσαμε να προσθέσουμε και τον αντικειμενικό φακό, όμως μας απέτρεψε ο φόβος για βλάβη στα οπτικά στοιχεία της φωτοδιόδου του ενεργόμετρου, λόγω της υψηλής εστίασης της δέσμης. Ενδιαφέρον έχει το γεγονός ότι παρ' ότι στις μετρήσεις μας συμπεριλήφθηκαν διάφορα οπτικά εξαρτήματα, που λόγω απωλειών περιμέναμε να μειώσουν τις τιμές της ισχύος σε σχέση με την παλαιότερη μέτρηση η οποία δεν είχε λάβει υπόψη της τα εξαρτήματα αυτά, τελικά οι μετρήσεις μας ήταν όχι μόνο οι ίδιες αλλά πολλές φορές με υψηλότερες τιμές από τις παλαιότερες (Πίνακας V).

Τέλος, ν' αναφέρουμε ότι η παλαιότερη μέτρηση έχει κωδικό όνομα "P", ενώ οι δικές μας "GS" για τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με τη χρήση του ενεργόμετρου "goebel GDA1000" και "GL" για τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με τη χρήση του ενεργόμετρου "Newport Research 815 Power Meter" (Σχήμα Π.7).

ΠΙΝΑΚΑΣ V

Αριθμός Φίλτρων	P (mW) (P)	P (mW) (GL)	P (mW) (GS)
0	520	600,5	711,5
1	478	510	579,5
2	424	480	528
3	348	430	493
4	300	380	430
5	275	335	362
6	243	290	292
7	212	265	236
8	194	235	198
9	177	200	179
10	151	180	158
11	124	170	137
12	106	150	125
13	94	130	108
14	84	110	89

15	70	89	84
16	57	84	76
17	49	80	63
18	43	70,5	51
19	34	65,5	47
20	31	57,5	40
21	27	51,5	36
22	24	45,5	29



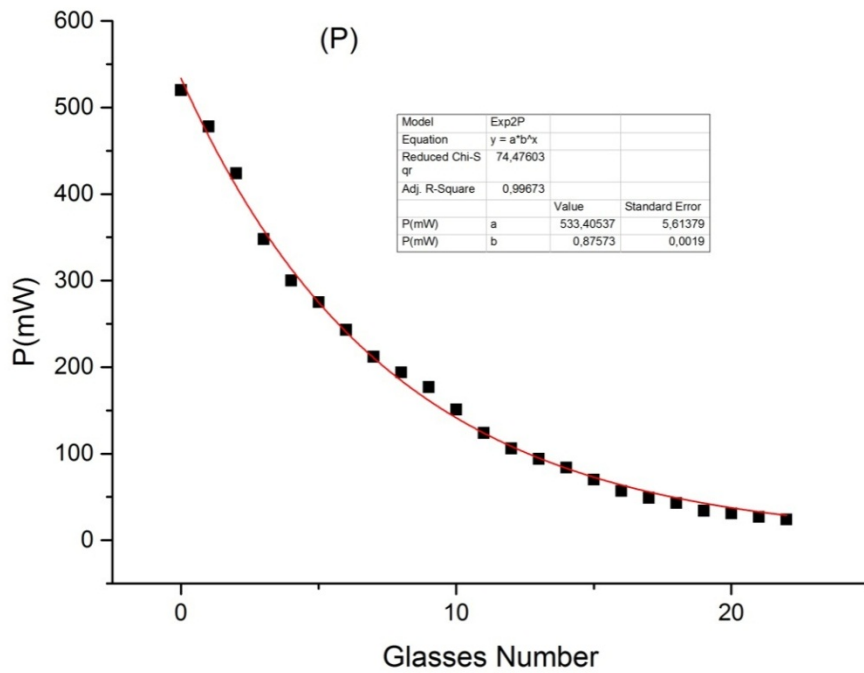
Σχήμα Π.7 Γραφικές παραστάσεις των τριών μετρήσεων (P), (GS) και (GL) της ισχύος του laser συναρτήσει του αριθμού των φίλτρων.

Ενδιαφέρον έχει να παρατηρήσουμε τις μέγιστες και τις ελάχιστες τιμές των αντίστοιχων μετρήσεων. Διαπιστώνουμε ότι υψηλότερη μέγιστη τιμή έχει η μέτρηση (GS) με 711,5mW που είναι πιο κοντά στην ονομαστική τιμή του Nd:YAG laser (1W), ενώ τη μεγαλύτερη από τις ελάχιστες τιμές δεν έχει όπως θα αναμενόταν η μέτρηση (GS) αλλά η μέτρηση (GL) με 45,5mW. Παρατηρώντας δε, τη γραφική παράσταση διαπιστώνουμε ότι οι πιο «ομαλές» καμπύλες είναι αυτές που ανταποκρίνονται στις μετρήσεις “P” και “GL”.

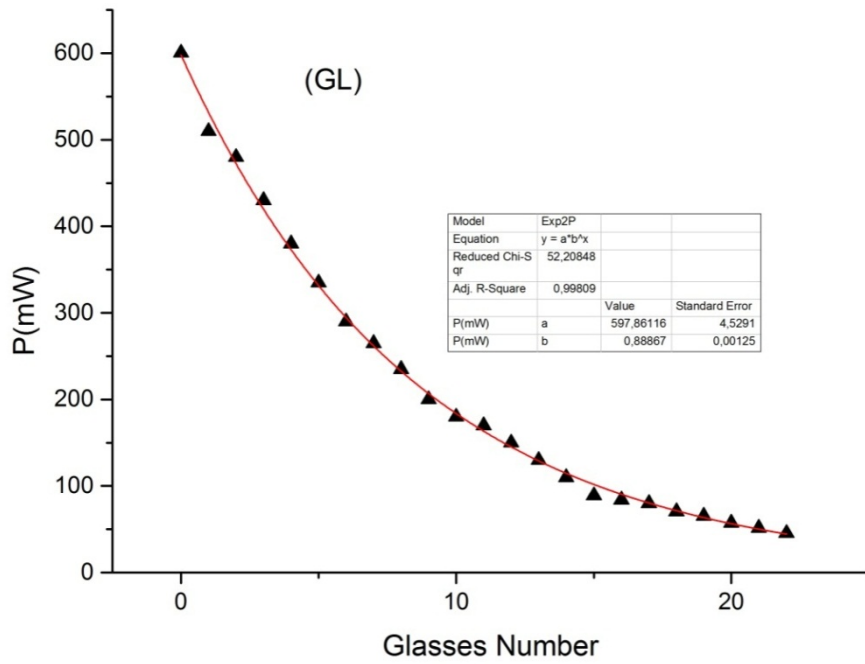
Για να είμαστε όμως πιο σίγουροι για το ποια μέτρηση θα επιλέξουμε για τους υπολογισμούς των οπτικών δυνάμεων και του συντελεστή απόδοσης οπτικής παγίδευσης  $Q$ , κάναμε fitting στις αντίστοιχες τιμές με τη βοήθεια υπολογιστικού προγράμματος. Λαμβάνοντας υπόψη ότι το εκάστοτε φίλτρο μειώνει την ένταση της ακτίνας του laser κατά το ίδιο ποσοστό, η συνάρτηση που ψάχνουμε θα είναι εκθετική της μορφής  $y = a * b^x$ , όπου το  $a$  είναι η αρχική τιμή,  $b$  το ποσοστό μείωσης και  $x$  ο αριθμός των φίλτρων (Σχήμα Π.8). Από τις τιμές που προκύπτουν,

φαίνεται ότι οι πιο σωστές τιμές είναι αυτές που αντιστοιχούν στη μέτρηση (GL), αφού παρουσιάζουν την μικρότερη απόκλιση από τη συνάρτηση.

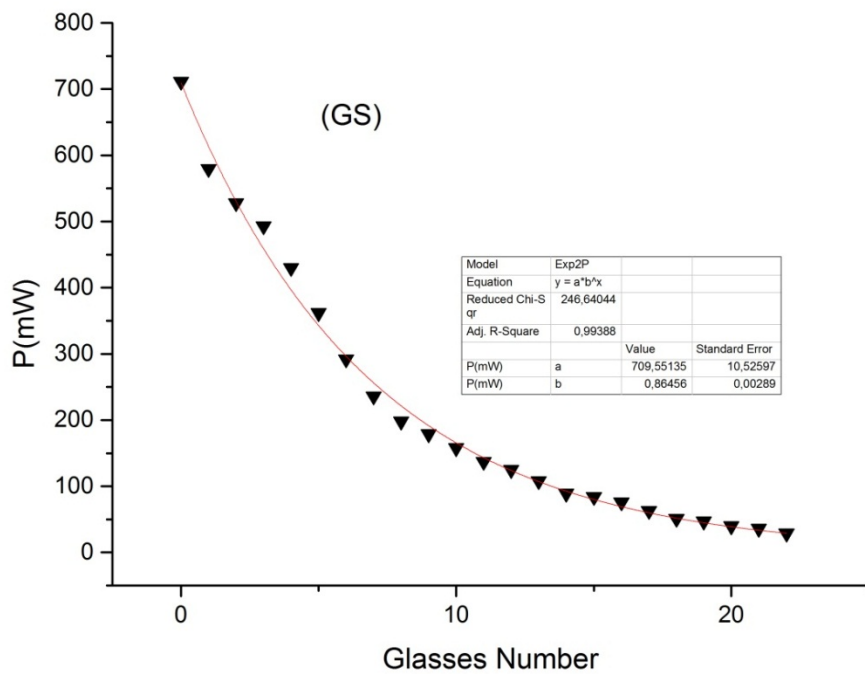
Τέλος, υπολογίζοντας όλες τις πειραματικές μετρήσεις σε συνδυασμό και με τις τρεις μετρήσεις ισχύος του laser, διαπιστώσαμε ότι η μέτρηση "GL" παρουσιάζει μικρότερη απόκλιση των μετρήσεων από τη γραμμική σχέση  $dF/dP$ . Ακόμη ένας λόγος που δείχνει την υπεροχή της μέτρησης (GL) έναντι των άλλων δύο.



(a)



(b)



(c)

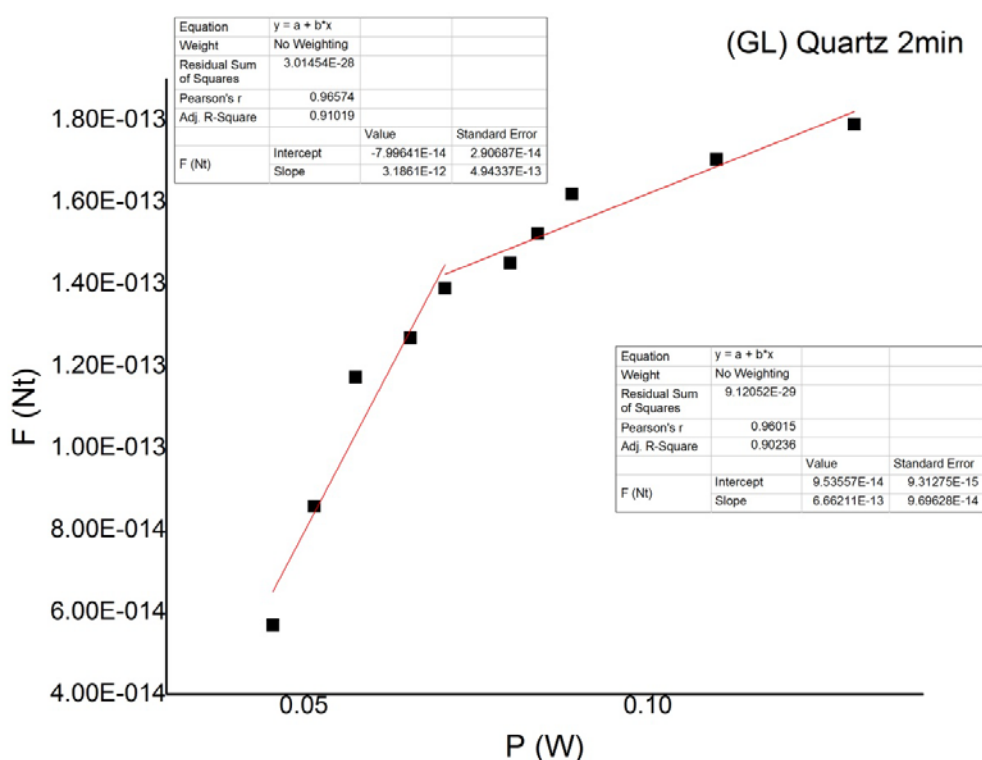
---

Σχήμα Π.8 **(a), (b), (c)** Οι γραφικές παραστάσεις της ισχύος του laser συναρτήσει του αριθμού των φίλτρων για τις μετρήσεις (P), (GL) και (GS), αντίστοιχα. Από το fitting διαπιστώνεται ότι η μέτρηση (GL) είναι η καλύτερη, διότι παρουσιάζει τις μικρότερες αποκλίσεις.

## Παράρτημα IV

### (Διπλή κλίση)

Ενδιαφέρον έχει για τις περισσότερες μετρήσεις, κυρίως αυτές που πραγματοποιήθηκαν με φωτισμό διέλευσης, ότι η κλίση της ευθείας  $dF/dt$  (ουσιαστικά ο συντελεστής ποιότητας  $Q$ ) παρουσιάζει δύο τιμές. Άλλη τιμή για μικρές ισχύεις κι άλλη για μεγάλες (Σχήμα Π.9).



Σχήμα Π.9 Η γραφική παράσταση του δείγματος quartz με χρόνο εναπόθεσης 2 λεπτών παρουσιάζει πιο έντονα το φαινόμενο της «διπλής κλίσης». Ουσιαστικά, πρόκειται για δύο διαφορετικές τιμές του συντελεστή  $Q$  και συγκεκριμένα για ισχύ του laser από 45,5mW έως 65,5mW το  $Q$  είναι  $7,19E-4$ , ενώ για ισχύ από 70,5mW έως 130mW το  $Q$  έχει τιμή  $1,50E-4$ .

Το φαινόμενο αυτό πιθανόν να οφείλεται στην παραμονή του laser εντός του περιβάλλοντος χώρου του δείγματος λόγω του πειράματος. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας, άρα μείωση της πολωσιμότητας σφαιριδίων πολυστυρενίου (σχέση (1.16)). Έτσι, με την αύξηση της θερμοκρασίας η τιμή της οπτικής δύναμης, επομένως και του συντελεστή  $Q$ , ήταν μικρότερη.

Επίσης, η αύξηση θερμοκρασίας δημιουργούσε μεγαλύτερες θερμικές διακυμάνσεις, που λόγω της κίνησης Brown, το παγιδευμένο σωματίδιο θα ταλαντωνόταν με μεγαλύτερο πλάτος. Αυτό θα είχε ως αποτέλεσμα την αστάθεια της παγίδας.

---

Τέλος, αν λάβουμε υπόψη μας ότι το πολυστυρένιο είναι θερμοπλαστικό υλικό, δηλαδή πολυμερές που με την αύξηση της θερμοκρασίας αποκτά μεγαλύτερη πλαστικότητα, άρα ευκολία στο να παραμορφωθεί, δικαιολογεί την πτώση της απόδοσης της οπτικής παγίδευσης για υψηλές τιμές ισχύος του laser.

---

## Αναφορές

- [1] J. C. Maxwell, "On physical lines of force. Part 1-4", Phil. Mag. XXI-XXIII, 1861-1862, pp. 161-175/281-291/12-24/85-95, Scientific Papers Vol. I pp. 451-513 63 pages
- [2] A. Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure", Phys. Rev. Lett., vol. 24, no. 4, pp. 156-159, 1970
- [3] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, "Radiation pressure on a free liquid surface", Phys. Rev. Lett., vol. 30, pp. 139-142, 1973
- [4] A. Ashkin, "History of optical trapping and manipulation of small-neutral particle, atoms and molecules", Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 6, no. 6, pp. 841-856, 2000
- [5] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm and S. Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles", Opt. Lett., vol. 11, no. 5, pp. 288-290, 1986
- [6] A. Ashkin, J. M. Dziedzic and T. Yamane, "Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams", Nature, vol. 330, pp. 769-771, 1987
- [7] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, "Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria", Science, vol. 235, no. 4795, pp. 1517-1520, 1987
- [8] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, "Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure", Phys. Rev. Lett., vol. 55, no. 1, pp. 48-51, 1985
- [9] D. J. Wineland and H. Dehmelt, " $10^{14} \Delta\nu < \nu$  laser fluorescence spectroscopy on  $Tl^+$  mono-ion oscillator", Bull Am. Phys. Soc., 20:637, 1975
- [10] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, "Cooling of gases by laser radiation", Optics Communications, vol. 13, pp. 68-69, 1975
- [11] Press Release: The 1997 Nobel Prize in Physics, Available: [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1997/press.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/press.html)
- [12] W. D. Philips and H. J. Metcalf, "Cooling and trapping atoms", Scientific American, vol. 256, pp. 50-56, 1987
- [13] A. Constable, J. Kim, J. Mervis, F. Zarinetchi and M. Prentiss, "Demonstration of a fiber-optical light-force trap", Opt. Lett., vol. 18, no. 21, pp. 1867-1869, 1993



- 
- [14] M. K. Kreysing, T. Kiessling, A. Fritsch, C. Dietrich, J. R. Guck and J. A. Käs, "The optical cell rotator", *Opt Express*, vol. 16, no. 21, pp. 16984–16992, 2008
- [15] H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg and H. Rubinsztein-Dunlop, "Direct Observation of Transfer of Angular Momentum to Absorptive Particles from a Laser Beam with a Phase Singularity", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 5, pp. 826–829, 1995
- [16] V. Garcés-Chávez, K. Dholakia and G. C. Spalding, "Extended-area optically induced organization of microparticles on a surface", *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 3, pp. 031106–031106–3, 2005
- [17] G. Volpe, R. Quidant, G. Badenes, D. Petrov, "Surface Plasmon Radiation Forces", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, no. 23, 2006
- [18] M. Righini, G. Volpe, C. Girard, D. Petrov, R. Quidant, "Surface Plasmon Optical Tweezers: Tunable Optical Manipulation in the Femtonewton Range", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, no. 18, 2008
- [19] T. N. Buican, M. J. Smith, H. A. Crissman, G. C. Salzman, C. C. Stewart and J. C. Martin, "Automated single-cell manipulation and sorting by light trapping", *Appl. Opt.*, vol. 26, pp. 5311-5316, 1987
- [20] R. Steubing, S. Cheng, W. H. Wright, Y. Numajiri and M. W. Berns, "Laser-induced cell fusion in combination with optical tweezers: the laser-cell fusion trap", *Cytometry*, vol. 12, pp. 505-510, 1991
- [21] M. W. Berns, W. H. Wright, B. J. Tromberg, G. A. Profeta, J. J. Andrews and R. J. Walter, "Use of a laser-induced optical force trap to study chromosome movement on the mitotic spindle", *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, vol. 86, pp. 4539-4543, 1989
- [22] T. Perkins, D. E. Smith and S. Chu, "Direct observation of tube-like motion of a single polymer chain", *Science*, vol. 264, pp. 819-822, 1994
- [23] D. N. Rowell, "The double helix gets trapped", *Biophot. Inter.*, vol. 9, pp. 48-51, 2002
- [24] K. O. Greulich, "Micromanipulation by light in Biology and Medicine", Birkhauser Verlag, Basel, Boston, Berlin, 1999
- [25] S. C. Grover, R. C. Gauthier and A. G. Skirtach, "Analysis of the behavior of erythrocytes in an optical trapping", *Opt. Exp.*, vol. 7, pp. 533-539, 2000
- [26] H. Liang, W. H. Wright, S. Cheng, W. He and M. W. Berns, "Micromanipulation of chromosomes in PTK-2 cells using laser microsurgery (optical scalpel) in

- 
- combination with laser-induced optical force (optical tweezers)", *Exp. Cell Res.*, vol. 204, pp. 110-120, 1993
- [27] K. Svoboda and S. M. Block, "Biological applications of optical forces", *Ann. Rev. Biophys. Biomol. Struct.*, vol. 23, pp. 247-285, 1994
- [28] S. Seeger, S. Monajembashi, K. J. Hutter, G. Futterman, J. Wolfrum and K. O. Greulich, "Application of laser optical tweezers in immunology and molecular genetics", *Cytology*, vol. 12, pp. 497-504, 1991
- [29] J. M. Colon, P. G. Sarosi, P. G. McGovern, A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. Skurnick, G. Weiss and E. M. Bonder, "Controlled micromanipulation of human sperm in three dimensions with an infrared laser optical trap: effect on sperm velocity", *Fertil. Steril.*, vol. 57, pp. 695-698, 1992
- [30] Y. Tadir, W. H. Wright, O. Vafa, T. Ord, R. H. Asch and M. W. Berns, "Force generated by human sperm correlated to velocity and determined using a laser generated optical trap", *Fertil. Steril.*, vol. 53, pp. 944-947, 1993
- [31] A. Ehrlicher, T. Betz, B. Stuhrmann, D. Koch, V. Milner, M.G. Raizen and J. Käs, "Guiding neuronal growth with light", *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, vol. 99, pp. 16024-16028, 2002
- [32] P. L. Ghislain and W. W. Webb, "Scanning-force microscope based on an optical trap", *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1678-1681, 1993
- [33] D. J. Odde and M. J. Renn, "Laser-guided direct writing for applications in biotechnology", *Nanotechnology*, vol. 17, pp. 385-389, 1999
- [34] K. Ladavac, K. Kasza and D. G. Grier, "Sorting mesoscopic objects with periodic potential landscapes: Optical fractionation", *Phys. Rev. E*, vol. 70, no. 1, p. 010901, 2004
- [35] C. Berg, D. C. Valdez, P. Bergeron, M. F. Mora, C. D. Garcia, and A. Ayon, "Lab-on-a-robot: Integrated microchip CE, power supply, electrochemical detector, wireless unit, and mobile platform", *ELECTROPHORESIS*, vol. 29, no. 24, pp. 4914-4921, 2008
- [36] C. Choi, "Integrated nanobiosensor technology for biomedical application", *Nanobiosensors in Disease Diagnosis*, Dovepress, vol. 1, pp. 1-4, 2012
- [37] M. D. Barrett, J. Chiaverini, T. Schaetz, J. Britton, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. J. Wineland, "Deterministic quantum teleportation of atomic qubits" *Nature*, vol. 429, pp. 737-739, 2004

- 
- [38] C. F. Roos, M. Riebe, H. Häffner, W. Hänsel, J. Benhelm, G. P. T. Lancaster, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, "Control and measurement of three-qubit entangled state", *Science*, vol. 304, p. 1478, 2004
- [39] I. Brevik, "Experiments in phenomenological electrodynamics and the electromagnetic energy-momentum tensor", *Phys. Rep.*, vol. 52, pp. 133-201, 1979
- [40] J. P. Gordon, "Radiation forces and momenta in dielectric media", *Phys. Rev.*, vol. A8, pp. 14-21, 1973
- [41] J. D. Jackson, "Classical electrodynamics", 2<sup>nd</sup> ed., Wiley, New York, 1975
- [42] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, "Electrodynamics of continuous media", Pergamon Press, p. 54, 1960
- [43] J. P. Gordon and A. Ashkin, "Motion of atoms in a radiation trap", *Phys. Rev.*, vol. A 21, pp. 1606-1617, 1980
- [44] A. Ashkin, "Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime", *Biophys J.*, vol. 61, no. 2, pp. 569-582, 1992
- [45] G. Gouesbet, B. Maheu and G. Grehan, "Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. A 5, pp. 1427-1443, 1988
- [46] A. Rohrbach and E. H. Stelzer, "Optical trapping of dielectric particles", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. A 18, pp. 839-853, 2001
- [47] A. Rohrbach and E. H. Stelzer, "Trapping forces force constants and potential depths for dielectric spheres in the presence of spherical aberrations", *Appl. Opt.*, vol. 41, pp. 2494-2507, 2002
- [48] C. Rockstuhl and H. P. Herzig, "Rigorous diffraction theory applied to the analysis of the optical force on elliptical nano- and micro-cylinders", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 6, pp. 921-931, 2004
- [49] Novotny, L., Bian, R. X. and Xie, X. S., "Theory of nanometric optical tweezers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 4, pp. 645-648, 1997
- [50] M. Kerker, "The scattering of light and other electromagnetic radiation", NY: Academic, New York, pp. 32-37, 1969
- [51] S. Kuo and M. Sheetz, "Force of single kinesin molecules measured with optical tweezers", *Science*, vol. 260, no. 5105, pp. 232-234, 1993

- 
- [52] K. Svoboda and S. M. Block, "Force and velocity measured for single kinesin molecules", *Cell*, vol. 77, no. 5, pp. 773-784, 1994
- [53] H. C. Brinkman, "A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles", *Appl. Sci. Res.*, vol. A 1, pp. 27-34, 1947
- [54] J. Happel and H. Brenner, "Low Reynolds number", Dordrecht, Kluwer Academic, the Netherlands, 2<sup>nd</sup> ed., p. 553, 1991
- [55] H. Luo and C. Pozrikidis, "Effect of surface slip on Stokes flow past a spherical particle in infinite fluid and near a plane wall", *J. Eng. Math.*, vol. 62, pp. 1-21, 2008
- [56] H. Yin, M. D. Wang, K. Svoboda, R. Landick, S. M. Block and J. Gelles, "Transcription against an applied force", *Science*, vol. 270, no. 5242, pp. 1653-1657, 1997
- [57] F. Gittes and C. F. Schmidt, "Signals and noise in micromechanical measurements", *Methods Cell Biol.*, vol. 55, pp. 129-156, 1998
- [58] G. Fuhr, T. Schnelle, T. Müller, H. Hitzler, S. Monajembashi and K.-O. Greulich, "Force measurements of optical tweezers in electro-optical cages", *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, vol. 67, no. 4, pp. 385-390, 1998
- [59] L. Paterson, E. Papagiakoumou, G. Milne, V. Garcés-Chávez, S. A. Tartakova, W. Sibbett, F. J. Gunn-Moore, P. E. Bryant, A. C. Riches and K. Dholakia, "Light-induced cell separation in a tailored optical landscape", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, 123901, 2005
- [60] L. Paterson, E. Papagiakoumou, G. Milne, V. Garcés-Chávez, A. C. Riches and K. Dholakia, "Cell sorting in a static optical potential landscape", *Proc. SPIE*, vol. 5930, pp. 424-431, 2005
- [61] S. M. Block, "Optical tweezers: a new tool for biophysics", In J.K. Foskett and S. Grinstein (ed.) *Noninvasive Techniques in Cell Biology (Mod. Rev. Cell. Biol. 9)*, Wiley-Liss, New York, 1990
- [62] G. J. Wuite, R. J. Davenport, A. Rappaport and C. Bustamante, "An integrated laser trap/flow control video microscope for the study of single biomolecules", *Biophys. J.*, vol. 79, no. 2, pp.1155-1167, 2000
- [63] D. G. Kotsifaki, M. Makropoulou, A. A. Serafetinides, "Efficient and low cost multiple optical trap based on interference", *Optik*, vol. 124, pp. 617- 621, 2013

- 
- [64] [64] D. Baillargeat, H-P. Ho, K-T. Yong and S. Zeng, "Nanomaterials enhanced surface plasmon resonance for biological and chemical sensing applications", *Chem. Soc. Rev.*, vol. 43, no. 10, pp. 3426–3452, 2014
- [65] R. H. Ritchie, "Plasma losses by fast electrons in thin films", *Phys. Rev.*, vol. 106, no. 5, pp. 874–881, 1957
- [66] A. Polman and H. A. A. Atwater, "Plasmonics: optics at the nanoscale", *Materials Today*, vol. 56, p. 8, 2005
- [67] E. Ozbay, "Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions", *Science*, vol.311, no. 5758, pp. 189–93, 2006
- [68] K. Lewotsky, "The Promise of Plasmonics", SPIE Professional, 2007
- [69] H. M. Heip et al., "A localized surface plasmon resonance based immunosensor for the detection of casein in milk", *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 8, no. 4, p. 331, 2007
- [70] "LEDs work like butterflies' wings", BBC News, 2005
- [71] D. G. Kotsifaki, M. Kandyla, I. Zergioti, M. Makropoulou, E. Chatzitheodoridis and A. A. Serafetinides, "Optical tweezers with enhanced efficiency based on laser-structured substrates", *Appl. Phys. Lett.* 101, 011102, 2012, and its erratum, in *Appl. Phys. Lett.* 103, 059901, 2013
- [72] D. G. Kotsifaki, D. Polyzos, A. A. Serafetinides, M. Makropoulou, G. Tsigaridas, R. J. Peláez nad C. N. Afonso, "Enhanced optical forces in plasmonic microstructures", *International Multidisciplinary Microscopy Congress – INTERM 2013*, Antalya, Turkey, 2013, *Springer Proceedings in Physics*, vol. 154, pp. 177-184, 2014
- [73] B. J. Roxworthy and K. C. Toussaint Jr., "Femtosecond-pulsed plasmonic nanotweezers", *Scientific Reports*, vol. 2:600, 2012
- [74] B. J. Roxworthy, M. T. Johnston, F. T. Lee-Montiel, R. H. Ewoldt, P. I. Imoukhuede, K. C. Toussaint Jr., "Plasmonic optical trapping in biologically relevant media", *PLoS ONE* 9(4): e93929, 2014
- [75] T. Shoji and Y. Tsuboi, "Plasmonic optical tweezers toward molecular manipulation: tailoring plasmonic nanostructure, light source and resonant trapping", *J. Phys. Chem. Lett.*, vol. 5, pp. 2957–2967, 2014
- [76] M. Panagopoulou, N. Pantiskos, P. Photopoulos, J. Tang, D. Tsoukalas and Y. Raptis, "Raman enhancement of rhodamine adsorbed on Ag nanoparticles self-assembled into nanowire like arrays", *Nanoscale Research Letters*, 6:629, 2011

---

[77] <http://www.comsol.com>

[78] <http://refractiveindex.info>

[79] J. M. Jin, "The finite element method in electromagnetics", Wiley-IEEE Press, 2002

---

## Δημοσιεύσεις

- [1] A. A. Serafetinides, M. Makropoulou, G. Tsigaridas, A. Gousetis, “Plasmon Assisted Optical Trapping: Fundamentals and Biomedical Applications”, SPIE Proceedings of the 18th International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications, Sozopol, Bulgaria, 28/09/2014 – 03/10/2014, accepted - in press (2014)