



ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΚΡΗΤΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΜΟΥΣΙΚΗΣ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ & ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ Τ.Ε.

Ανάπτυξη πηγής ακουστικών κυμάτων σε νερό με παλμικό laser για βιοϊατρικές εφαρμογές

Αλεξία Σκάρου

Επιβλέποντες Καθηγητές: Δρ. Νεκτάριος Παπαδογιάννης
Δρ. Ευθύμιος Μπακαρέζος

Ρέθυμνο, 2016

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τους καθηγητές μου Δρ. Νεκτάριο Παπαδογιάννη και τον Δρ. Ευθύμιο Μπακαρέζο για την εμπιστοσύνη που μου έδειξαν, και την υπομονή που έκαναν κατά τη διάρκεια υλοποίησης της πτυχιακής εργασίας. Όπως επίσης και για την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγηση τους, για την επίλυση διάφορων θεμάτων.

Περιεχόμενα

| | |
|---|-----------|
| Περίληψη..... | iv |
| Abstract | iv |
| 1. Εισαγωγή..... | 1 |
| 2. Στοιχεία θεωρίας | 2 |
| 2.1 Κατάρρευση επαγόμενη από laser στα υγρά και βιοϊατρικές εφαρμογές..... | 3 |
| 2.2 Μηχανισμοί LIB από υπερβραχείς παλμούς laser στα υγρά | 4 |
| 2.3 Παραγωγή ακουστικών κυμάτων από υπερβραχείς παλμούς laser στα υγρά | 7 |
| 2.3.1 Μηχανικά φαινόμενα κατά την εξάπλωση του πλάσματος | 7 |
| 2.3.2 Διάδοση ωστικού κύματος και διόγκωση της φυσαλίδας | 9 |
| 2.3.3 Ταλάντωση της φυσαλίδας..... | 10 |
| 2.4 Οπτικές τεχνικές ανίχνευσης υπερηχητικών κυμάτων | 12 |
| 2.4.1 Ανίχνευση μέσω εκτροπής δέσμης laser | 16 |
| 2.4.2 Ανίχνευση μέσω τεχνικής schlieren | 16 |
| 3. Πειραματικές διατάξεις | 24 |
| 3.1 Οι πηγές laser..... | 24 |
| 3.2 Ελλειψοειδές κάτοπτρο..... | 26 |
| 3.3 Πειραματικές διατάξεις | 30 |
| 3.3.1 Πειραματική διάταξη παραγωγής υπερήχων | 30 |
| 3.3.2 Πειραματική διάταξη ανίχνευσης υπερήχων μέσω εκτροπής δέσμης CW laser | 31 |
| 3.3.3 Πειραματική απεικονιστική διάταξη schlieren ανίχνευσης υπερήχων | 33 |
| 4. Προκαταρκτικά αποτελέσματα | 35 |
| 4.1 Προκαταρκτικά αποτελέσματα διάταξης ανίχνευσης εκτροπής δέσμης..... | 35 |
| 4.2 Προκαταρκτικά αποτελέσματα απεικονιστικής διάταξης schlieren..... | 38 |
| 5. Συμπεράσματα – Μελλοντική εργασία..... | 40 |
| Βιβλιογραφικές αναφορές..... | 42 |

Περίληψη

Η εργασία αυτή αποτελεί την απαρχή ανάπτυξης πλήρως λειτουργικών διατάξεων παραγωγής και ανίχνευσης υπερήχων μέσω laser για βιοϊατρικές εφαρμογές στο Εργαστήριο Ακουστικής και Οπτικής Τεχνολογίας του Τμήματος Μηχανικών Μουσικής Τεχνολογίας & Ακουστικής Τ.Ε. του Τ.Ε.Ι. Κρήτης. Σκοπός των διατάξεων είναι η παραγωγή υπερήχων υψηλής έντασης μέσα σε δεξαμενή νερού με χρήση ενός παλμικού laser Nd:YAG και ενός ειδικά σχεδιασμένου κατόπτρου που προσφέρει τη δυνατότητα εστίασης και κατεύθυνσης των παραγόμενων κυμάτων. Για την ανίχνευση των παραγόμενων ακουστικών κυμάτων σχεδιάστηκαν και υλοποιήθηκαν δυο οπτικές διατάξεις. Η πρώτη βασίζεται στην τεχνική εκτροπής δέσμης laser συνεχούς μήκους κύματος ενώ η δεύτερη είναι μια απεικονιστική διάταξη schlieren. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται από τη χρήση των διατάξεων αυτών είναι προκαταρκτικά και στα πλαίσια ενός αρχικού ποιοτικού (παρά ποσοτικού) ελέγχου καλής λειτουργίας. Από τον έλεγχο αυτό εντοπίστηκαν οι κύριες αδυναμίες των διατάξεων και προτείνονται βελτιώσεις σε αυτές.

Abstract

The present study is the first step towards the development of fully functional experimental arrangements for the generation and detection of ultrasounds for biomedical applications in the Acoustical and Optical Technology Laboratory of the Department of Music Technology and Acoustics Engineering of the A.T.E.I. of Crete. The aim is to generate strong ultrasonic waves into a water tank using a pulsed Nd:YAG laser and a specially designed reflector that offers the ability to focus and preferentially direct the generated waves. Two experimental arrangements were designed and developed for the detection of the generated acoustic waves. The first one is based on the deflection of a continuous wave laser beam, while the second one is an imaging schlieren arrangement. The results that are presented here are preliminary and acquired within the framework of an initial qualitative (rather than quantitative) functioning control of the arrangements. Through this the main weaknesses of the developed experimental arrangements were identified and improvements are suggested.

1. Εισαγωγή

Η φωτοακουστική απεικόνιση και η απεικόνιση μέσω υπερήχων παραγόμενων από laser είναι πεδία που αναπτύσσονται ταχέως, ιδιαίτερα όσο αφορά στις βιοϊατρικές τους εφαρμογές. Εκτός βέβαια, από τις απεικονιστικές δυνατότητες, οι παραγόμενοι υπέρηχοι μέσω laser βρίσκουν εφαρμογή και σε άλλα πεδία της βιοϊατρικής, όπως για παράδειγμα για την αποδοτικότερη πρόσληψη φαρμακευτικών ουσιών σε τοπικό επίπεδο. Η παραγωγή ακουστικών κυμάτων από την απορρόφηση φωτός είναι παλαιά ανακάλυψη. Όσο αφορά στη χρήση υψίσυχνων ακουστικών κυμάτων (υπερήχων) για βιοϊατρικές εφαρμογές, αυτή πέρασε σε νέα διάσταση με την χρήση υπερβραχέων παλμών laser, οι οποίοι επιτρέπουν την παραγωγή υπερήχων πολύ υψηλής συχνότητας (που φτάνει και στην περιοχή των GHz). Η παράλληλη πρόοδος και στις τεχνικές ανίχνευσης των κυμάτων αυτών, οδηγεί σε ολοένα και αυξανόμενο αριθμό σημαντικών εφαρμογών. Αξίζει να σημειωθεί ότι ενώ στη φωτοακουστική απεικόνιση κυριαρχεί η οπτική απορρόφηση και οι θερμομηχανικές ποσότητες συνήθως αγνοούνται, η απεικόνιση μέσω υπερήχων παραγόμενων από laser προσφέρει πληροφορία για τις θερμομηχανικές ιδιότητες του μέσου, με κύριο περιοριστικό παράγοντα την εξασθένηση των παραγόμενων υψίσυχνων υπερήχων μέσα στους βιολογικούς ιστούς.

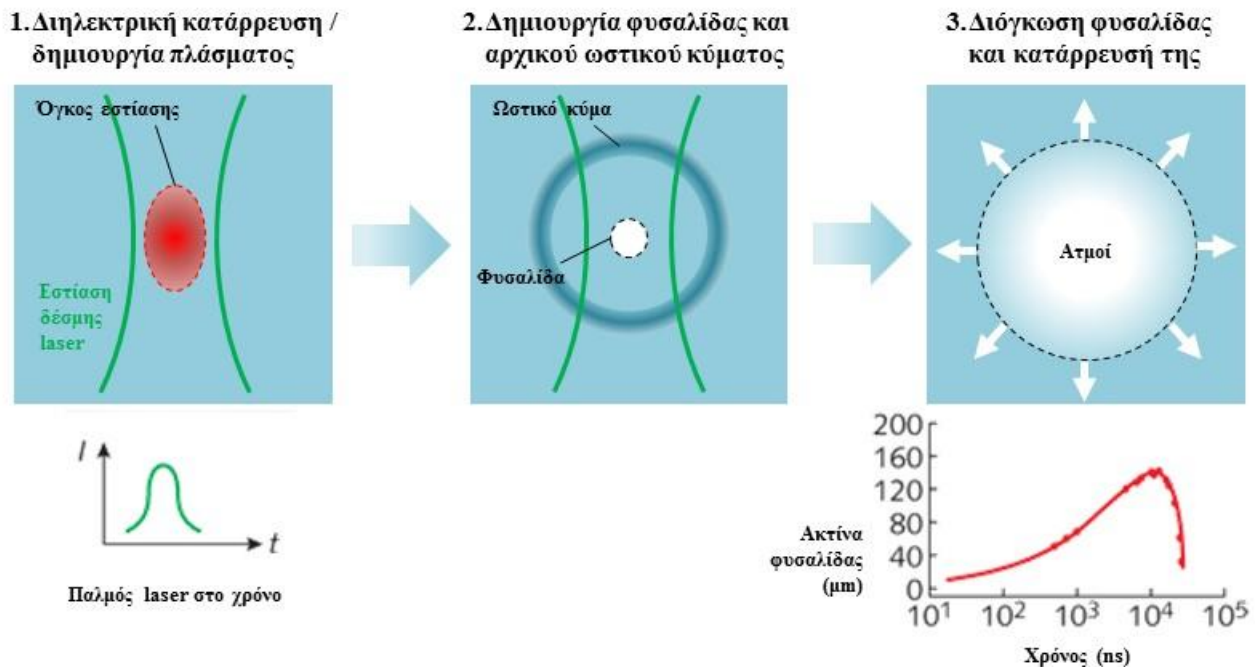
Η παρούσα εργασία αποτελεί την απαρχή ανάπτυξης πλήρως λειτουργικών διατάξεων παραγωγής και ανίχνευσης υπερήχων μέσω laser για βιοϊατρικές εφαρμογές. Καθώς η πλειοψηφία των ανθρώπινων ιστών είναι πολύ υψηλής περιεκτικότητας σε νερό, στην εργασία αυτή επιλέγεται ο σχεδιασμός διατάξεων για την παραγωγή υπερήχων υψηλής έντασης μέσα σε δεξαμενή νερού, με χρήση ενός παλμικού laser Nd:YAG και ενός ειδικά σχεδιασμένου κατόπτρου που προσφέρει τη δυνατότητα εστίασης και κατεύθυνσης των παραγόμενων κυμάτων. Για την ανίχνευση των παραγόμενων ακουστικών κυμάτων σχεδιάστηκαν και υλοποιήθηκαν δυο οπτικές διατάξεις. Η πρώτη βασίζεται στην τεχνική εκτροπής δέσμης laser συνεχούς μήκους κύματος ενώ η δεύτερη είναι μια απεικονιστική διάταξη schlieren. Απώτερος στόχος είναι οι υπέρηχοι αυτοί να δοκιμαστούν στο μέλλον (πέρα από τα πλαίσια της παρούσας πτυχιακής) σε πρότυπο προσομοίωμα βιολογικών ιστών που έχει αναπτυχθεί στην Ιατρική σχολή του Πανεπιστημίου Κρήτης.

Η εργασία αυτή είναι δομημένη ως ακολούθως: στο 2^ο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα φαινόμενα κατά την παραγωγή τέτοιων υπερηχητικών κυμάτων, καθώς και οι αρχές λειτουργίας των μεθόδων ανίχνευσης που αναπτύχθηκαν. Στο επόμενο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι αναπτυχθείσες πειραματικές διατάξεις ενώ στο 4^ο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα προκαταρκτικά αποτελέσματα της εφαρμογής τους στα πλαίσια ενός αρχικού ποιοτικού (παρά ποσοτικού) ελέγχου καλής λειτουργίας. Έπειτα γίνεται σύντομος σχολιασμός των αποτελεσμάτων και προτείνονται

περαιτέρω βήματα βελτίωσης των διατάξεων, ενώ στο τέλος δίνεται η σχετική βιβλιογραφία.

2. Στοιχεία θεωρίας

Στο κεφάλαιο παρουσιάζονται και επεξηγούνται τα βασικά σημεία που άπτονται του αντικειμένου της παρούσας πτυχιακής εργασίας. Κεντρική σημασία έχει το φαινόμενο της δημιουργίας ακουστικών κυμάτων στο νερό με χρήση υπερβραχέων παλμών laser, το οποίο είναι συνέπεια της διηλεκτρικής κατάρρευσης του μέσου (νερού) από τους παλμούς laser. Στο σημείο αυτό, λοιπόν, κρίνεται σκόπιμη μια σύντομη επισκόπηση της διαδικασίας (π.χ. βλ. [1] - [3]), με τη βοήθεια του σχήματος 1:



Σχήμα 1: Σχηματική επισκόπηση των σταδίων της δημιουργίας ακουστικών κυμάτων στο νερό με χρήση υπερβραχέων παλμών laser [4]: (1) Διηλεκτρική κατάρρευση και δημιουργία πλάσματος στον όγκο εστίασης της δέσμης laser (στο κάτω μέρος φαίνεται η μορφή του παλμού laser στο χρόνο). (2) Δημιουργία φυσαλίδας και αρχικού φωστικού κύματος. (3) Διόγκωση της φυσαλίδας και κατάρρευσή της (στο κάτω μέρος φαίνεται τυπική χρονική εξέλιξη του μεγέθους της).

Όταν εστιάζονται παλμοί σε ένα υγρό μέσο, όπως το νερό, η ενέργεια των παλμών laser που εναποτίθεται διασπά τα μόρια του μέσου και δημιουργείται πλάσμα (θερμοκρασίες 6.000 – 15.000 °K) σε έναν όγκο γύρω από το σημείο εστίασης. Ακολουθεί επανασύνδεση του πλάσματος σε χρόνους ns, πολύ γρήγορη θέρμανση του υγρού, και δημιουργία μιας φυσαλίδας ατμών, η οποία διογκώνεται εκρηκτικά με ταχύτητες που μπορεί να υπερβαίνουν τα 100 m/s. Η πίεση μέσα στη φυσαλίδα μπορεί να φτάσει τα δεκάδες MPa. Ταυτόχρονα με τη δημιουργία της φυσαλίδας

δημιουργείται ένα ωστικό κύμα που διαδίδεται με υπερηχητικές ταχύτητες. Η φυσαλίδα φτάνει στο μέγιστο της διόγκωσής της μετά από κάποια μs , οπότε και καταρρέει με βίαιο, απότομο τρόπο. Όταν φτάσει στο ελάχιστο μέγεθός της εκπέμπεται ένα δευτερεύον ωστικό κύμα. Μετά η φυσαλίδα επιστρέφει σε κατάσταση διόγκωσης και η διαδικασία επαναλαμβάνεται λίγες φορές μέχρι την τελική καταστροφή της φυσαλίδας. Με αυτόν τον τρόπο μπορεί να δημιουργηθεί μια σταθερή πηγή σφαιρικών ωστικών κυμάτων με περίπου 3% της προσπίπτουσας οπτικής ενέργειας να μετατρέπεται σε ακουστική εκπομπή.

Στη συνέχεια του κεφαλαίου παρουσιάζεται συνοπτικά η εξέλιξη του πεδίου αυτού και οι δυνατότητες που προσφέρει σε βιοϊατρικές εφαρμογές. Έπειτα παρουσιάζονται με τρόπο απλό και κατανοητό οι φυσικοί μηχανισμοί που οδηγούν στην κατάρρευση αυτή σε υδάτινα μέσα καθώς και η συνεπαγόμενη δημιουργία ακουστικών κυμάτων. Τέλος, παρουσιάζονται οι οπτικές τεχνικές ανίχνευσης υπερηχητικών κυμάτων με χρήση laser που αναπτύχθηκαν στην εργασία αυτή και επεξηγείται η αρχή λειτουργίας τους.

2.1 Κατάρρευση επαγόμενη από laser στα υγρά και βιοϊατρικές εφαρμογές

Η αλληλεπίδραση ισχυρής ακτινοβολίας laser με την ύλη μπορεί να οδηγήσει στην διηλεκτρική κατάρρευση μέσω οπτικής απορρόφησης ακτινοβολίας laser, η οποία καλείται *Laser-Induced Breakdown (LIB)*, και σε δημιουργία υπερηχητικών κυμάτων. Τόσο η LIB όσο και η δημιουργία τέτοιων ακουστικών ωστικών κυμάτων σε οπτικά διαφανή και απορροφητικά υγρά παρουσίασαν ενδιαφέρον λίγο μετά από την εφεύρεση του laser.

Ήδη από το 1963 παρατηρήθηκε η παραγωγή ωστικών κυμάτων στο νερό μέσω απορρόφησης laser και θερμικής διαστολής [5], ενώ τον επόμενο χρόνο (1964) παρατηρήθηκε η δημιουργία ωστικών κυμάτων λόγω LIB επίσης στο νερό [6]. Η εξέλιξη της έρευνας την δεκαετία που ακολούθησε πάνω στα φαινόμενα που οδηγούν σε δημιουργία ωστικών κυμάτων λόγω LIB σε υγρά ανασκοπείται στη βιβλιογραφία (π.χ. βλ. [7]). Ιδιαίτερη άνθιση και αυξημένο ενδιαφέρον παρουσιάζει το πεδίο αυτό στα μέσα της δεκαετίας του 1970 (π.χ. βλ. [8], [9]), ενώ προς το τέλος της δεκαετίας του 1980 έως τις αρχές της δεκαετίας του 1990 το πεδίο είναι πλέον καλά θεμελιωμένο [10]-[13].

Από το τέλος της δεκαετίας του 1980 άρχισαν να γίνονται εμφανείς οι εφαρμογές που μπορούν να έχουν τέτοια ωστικά κύματα (και η LIB γενικότερα) στην Ιατρική, καθώς, λόγω των διάφορων θερμικών, ακουστικών και μηχανικών φαινομένων, μπορούν τοπικά να επαχθούν αλλαγές στη φυσική δομή ενός μέσου [14]-[16]. Ιδιαίτερου ενδιαφέροντος είναι οι εφαρμογές στην αποδόμηση βιολογικών ιστών και στη χειρουργική. Για παράδειγμα, στην οφθαλμολογική χειρουργική μπορούν να δημιουργηθούν μικρο-τομές σε διαφανείς ενδοφθάλμιες δομές τόσο στο

πρόσθιο όσο και στο οπίσθιο μέρος του οφθαλμού [17], [18] ενώ από τις πολύ χρήσιμες εφαρμογές είναι στην λιθοτριψία πετρών στα νεφρά [19]. Έτσι το ενδιαφέρον ανανεώθηκε και σημαντική έρευνα άρχισε να γίνεται για την αναλυτική διερεύνηση της δημιουργίας υπερηχητικών ακουστικών σε υγρά (ιδιαίτερα στο νερό) με χρήση nanosecond (ns, $1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$) και picosecond (ps, $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$) παλμών laser [20]-[22]. Παράλληλα, βέβαια, τα femtosecond (fs, $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) συστήματα laser άρχισαν να διαδίδονται ευρέως και να είναι εμπορικά διαθέσιμα, οπότε και η έρευνα στη δημιουργία και χαρακτηρισμό ωστικών κυμάτων σε βιολογικούς ιστούς και το νερό με χρήση fs παλμών laser γνώρισε ιδιαίτερη ανάπτυξη.

Από την δεκαετία του 2000 έως και σήμερα η έρευνα στα πεδία αυτά συνεχίζει αμείωτη (π.χ. βλ. [23]-[25]), και ολοένα διευρύνονται οι δυνατότητες και οι εφαρμογές τόσο στην Ιατρική / Βιοϊατρική, όπως για παράδειγμα στην επεξεργασία κυττάρων, νανο-χειρουργική, οπτική παγίδευση, και έλεγχο ροής ρευστών [26]-[28], όσο και σε άλλους τομείς όπως η Μικροηλεκτρονική και η Οπτοηλεκτρονική [29].

2.2 Μηχανισμοί LIB από υπερβραχείς παλμούς laser στα υγρά

Η διηλεκτρική κατάρρευση είναι ο μερικός ή πλήρης ιονισμός ενός στερεού, υγρού ή αερίου μέσω της απορρόφησης θερμικής ή ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας. Ο ιονισμός αυτός έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός «αερίου» φορτισμένων σωματιδίων, δηλαδή ενός πλάσματος, το οποίο και αποτελεί την τέταρτη κατάσταση της ύλης.

Πλάσμα δημιουργείται στη φύση με δύο μηχανισμούς: μέσω *θερμικής κατάρρευσης* και μέσω *ηλεκτροστατικής κατάρρευσης*. Στη *θερμική κατάρρευση*, που για παράδειγμα συμβαίνει στον Ήλιο, θερμοκρασίες χιλιάδων ή ακόμη εκατομμυρίων βαθμών Κελσίου κάνουν την ύλη να λειώσει, να εξαχνωθεί και στη συνέχεια να ιονιστεί. Η *ηλεκτροστατική κατάρρευση* [30] είναι η παραγωγή πλάσματος μέσω καταϊγιστικού ιονισμού ηλεκτρονίων (electron cascade ionization) μέσα σε ένα πολύ ισχυρό στατικό ηλεκτρικό πεδίο.

Μετά το 1960, όταν και έγινε δυνατή η δημιουργία πολύ ισχυρών ηλεκτρομαγνητικών πεδίων με χρήση laser, ένας τρίτος μηχανισμός παραγωγής πλάσματος δημιουργήθηκε: η διηλεκτρική κατάρρευση μέσω οπτικής απορρόφησης ακτινοβολίας laser, δηλαδή η LIB [31]-[35]. Όπως και στην περίπτωση ενός φυσικά δημιουργούμενου πλάσματος, έτσι και στην LIB μπορούμε να έχουμε δύο περιπτώσεις: *θερμική κατάρρευση επαγόμενη από laser* και *οπτική κατάρρευση* [34]. Η *επαγόμενη από laser θερμική κατάρρευση* συμβαίνει, κατά κύριο λόγο, έπειτα από μακρά έκθεση σε ακτινοβολία laser συνεχούς μήκους κύματος (CW) και σε υλικά που έχουν σχετικά υψηλό συντελεστή γραμμικής απορρόφησης, δηλαδή είναι αδιαφανή στο μήκος κύματος του laser. Η σχετικά αργή απορρόφηση της ενέργειας του laser προκαλεί θέρμανση του μέσου, και μετά

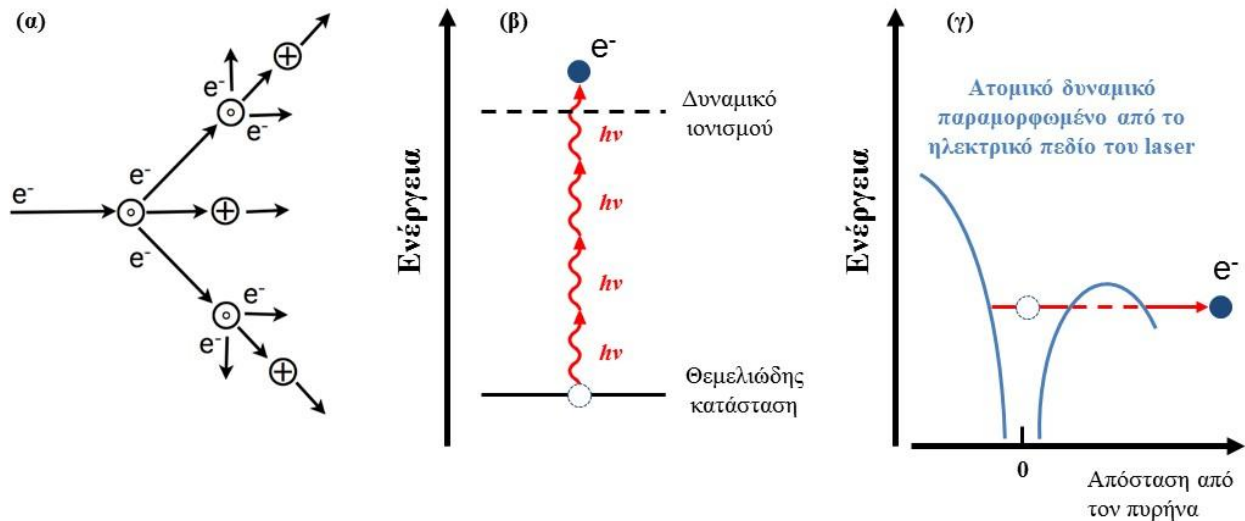
ακολουθεί λειώσιμο, εξάχνωση, και ιονισμός μέσω κρούσεων.

Η οπτική κατάρρευση συμβαίνει, κατά κύριο λόγο, έπειτα από έκθεση σε παλμούς laser μικρής χρονικής διάρκειας (ns έως fs). Για τέτοιους παλμούς laser οι μεγάλες εντάσεις που αναπτύσσονται από την εστίασή τους έχουν ως αποτέλεσμα τη δημιουργία πλάσματος μέσω μηχανισμών όπως η δημιουργία καταιγισμού ηλεκτρονίων και ο ιονισμός του μέσου από πολυφωτονική απορρόφηση. Η οπτική κατάρρευση είναι ο κύριος λόγος απορρόφησης και καταστροφής κατά την αλληλεπίδραση ισχυρής ακτινοβολίας laser με διαφανή μέσα.

Οι μηχανισμοί που οδηγούν σε LIB και δημιουργία πλάσματος σε υγρά, και ειδικότερα στο νερό, έχουν μελετηθεί αρκετά και υπάρχουν εργασίες που παρουσιάζουν μια επισκόπησή τους με αρκετή λεπτομέρεια (π.χ. βλ. [14], [36]). Το ποιος είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός (αλλά και ποια άλλα ίσως φαινόμενα συμβάλλουν στη διαδικασία) εξαρτάται από διάφορες παραμέτρους, κυρίως όμως από την χρονική διάρκεια του παλμού laser και από την ενέργειά του. Εστιάζοντας στην περίπτωση των ns παλμών λέιζερ, που άλλωστε χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία αυτή, μπορούμε να αναφερθούμε σε δύο κύριους μηχανισμούς: στον *καταιγιστικό ιονισμό* (*Cascade Ionization – CI*) ή *ιονισμό χιονοστιβάδας* [34], [35], [37], [38] και στον *πολυφωτονικό ιονισμό* (*MultiPhoton Ionization – MPI*) δηλαδή τον απ' ευθείας ιονισμό του μέσου μέσω απορρόφησης πολλών φωτονίων [39]-[41]. Και οι δύο αυτοί τρόποι ιονισμού μπορούν να συμβούν τόσο στα υγρά, όσο και στα στερεά και στα αέρια.

Η κατάρρευση μέσω CI (σχήμα 2.α) συμβαίνει σε δύο στάδια: **(i)** *στάδιο έναρξης* της καταιγιστικής διαδικασίας (*cascade initiation*), που προϋποθέτει αρχικά την ύπαρξη ελεύθερων ηλεκτρονίων στην περιοχή στην οποία εστιάζεται η δέσμη του laser. Στην περίπτωση των ns παλμών laser τα ηλεκτρόνια αυτά προέρχονται κυρίως από ιονισμό προσμίξεων που υπάρχουν στα υλικά μέσω θερμικής διέγερσης. Αξίζει να σημειωθεί ότι στην περίπτωση στενότερων χρονικά παλμών (κυρίως ps) η δημιουργία αρχικά ελεύθερων ηλεκτρονίων οφείλεται κυρίως σε πολυφωτονικές διαδικασίες. **(ii)** Έπειτα ακολουθεί το στάδιο της αύξησης της καταιγιστικής διαδικασίας (*cascade buildup*), κατά το οποίο τα αρχικά ελεύθερα ηλεκτρόνια λαμβάνουν ενέργεια μέσω απορρόφησης φωτονίων κατά την κρούση τους με μόρια ή ιόντα υπό την επίρεια του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου του παλμού laser. Αυτό ονομάζεται *αντίστροφο φαινόμενο ακτινοβολίας πέδησης* (*inverse Bremsstrahlung effect*) [42], [43]. Έχοντας ένα ηλεκτρόνιο αποκτήσει, μέσω αυτού του φαινομένου, ενέργεια μεγαλύτερη από το δυναμικό (ενέργεια) ιονισμού μπορεί προκαλέσει ιονισμό μέσω κρούσεων. Έτσι παράγονται δύο ηλεκτρόνια με χαμηλότερη ενέργεια, το οποία όμως σύντομα αποκτούν κι αυτά μεγάλες ενέργειες. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται συνέχεια και ο αριθμός των ελεύθερων ηλεκτρονίων αυξάνεται καταιγιστικά με γεωμετρική πρόοδο, και δημιουργείται μια «χιονοστιβάδα» ηλεκτρονίων, γεγονός που οδηγεί εν τέλει στην

κατάρρευση. Ουσιαστικά, δηλαδή, η απορρόφηση σύμφωνης ακτινοβολίας (φωτόνια Laser) μέσω του αντίστροφου φαινομένου Bremsstrahlung παρέχει την απαιτούμενη ενέργεια για τη δημιουργία ενός καταιγισμού ηλεκτρονίων, υπό την προϋπόθεση ότι το μέσο είναι αρκετά πυκνό ώστε να υπάρχει η δυνατότητα αρκετών συγκρούσεων κατά την διάρκεια του παλμού.



Σχήμα 2: Σχηματική αναπαράσταση (α) του καταιγιστικού ιονισμού / □ : ουδέτερο άτομο, ⊕ : ιόν, (β) του πολυφωτονικού ιονισμού / $h\nu$ η ενέργεια ενός φωτονίου laser όπου h η σταθερά του Planck και ν η συχνότητα του φωτός, και (γ) του ιονισμού σήραγγας. Σε όλες τις περιπτώσεις με e^- συμβολίζεται το ηλεκτρόνιο.

Η κατάρρευση μέσω MPI (σχήμα 2.β) είναι απλούστερο να περιγραφεί καθώς δεν ενέχει κάποιο στάδιο «έναρξης» και δεν υπάρχει ανάγκη για κρούσεις μεταξύ σωματιδίων ούτε για την ύπαρξη αρχικά ελεύθερων ηλεκτρονίων. Μπορεί να θεωρηθεί ως η ταυτόχρονη απορρόφηση πολλών φωτονίων του παλμού laser από ένα ηλεκτρόνιο έτσι ώστε να οδηγηθεί πάνω από το κατώφλι ιονισμού. Ο MPI είναι μια μη-γραμμική οπτική διαδικασία που γίνεται σημαντική μόνο για υψηλές εντάσεις laser και έτσι το κατώφλι έντασης laser για την έναρξη της διαδικασίας αυτής είναι σαφώς μεγαλύτερο από το κατώφλι έντασης laser για την έναρξη του CI. Κατά συνέπεια, ο MPI είναι ήσσονος σημασίας όταν χρησιμοποιούνται ns παλμοί λέιζερ, αλλά είναι το κυρίαρχο φαινόμενο για παλμούς laser διάρκειας ps ή και μικρότερης.

Αν και δεν αφορά σε ns παλμούς laser, αξίζει να γίνει μια σύντομη αναφορά σε έναν τρίτο μηχανισμό, στον ιονισμό σήραγγας (*Tunnel Ionization – TI*), ο οποίος είναι σημαντικός για παλμούς laser διάρκειας fs [44], [45]. Για υψηλές εντάσεις laser το ηλεκτρικό πεδίο των παλμών laser είναι αρκετά έντονο ώστε να παραμορφώσει τόσο σημαντικά το δυναμικό που συγκρατεί τα ηλεκτρόνια στο άτομο ώστε κάποια δέσμια στο άτομο ηλεκτρόνια να μπορούν να διαφύγουν

διαμέσου του δυναμικού (σαν μέσα από μια «σήραγγα») και να επέλθει ιονισμός (σχήμα 2.γ).

Κλείνοντας την ενότητα αυτή αξίζει να επισημανθεί ότι παρ' όλο που οι παραπάνω μηχανισμοί και φαινόμενα έχουν μελετηθεί αρκετά, οι εναλλαγές μεταξύ των μηχανισμών και οι περιοχές ισχύος τους είναι ακόμα αντικείμενο έρευνας και επιστημονικής αναζήτησης. Ήδη από το 1965 ο Keldysh εισήγαγε μια παράμετρο, γ (που φέρει το όνομά του) για τον διαχωρισμό των περιοχών όπου υπερτερεί ο MPI ($\gamma \gg 1$) και ο TI ($\gamma \ll 1$). Υπάρχουν όμως, για παράδειγμα, ερευνητές που υποστηρίζουν η κατάρρευση από fs παλμούς laser οφείλεται κυρίως σε MPI με σχετικά μικρή συμβολή από CI [46], [47], ενώ άλλοι υποστηρίζουν ότι η συμβολή του MPI είναι μικρή και ότι ο φωτοϊονισμός γίνεται κυρίως μέσω TI με τον CI να έχει πρωταρχικό ρόλο ακόμα και για παλμούς laser διάρκειας μικρότερης των 100 fs [48], [49]. Για ns παλμούς laser ένα αναπάντητο ερώτημα είναι κατά πόσο είναι υπεύθυνα τα αρχικά ελεύθερα ηλεκτρόνια [31], [37] ή ο πολυφωτονικός ιονισμός [3], [28], [50], [51] για την έναρξη της διαδικασίας του CI.

2.3 Παραγωγή ακουστικών κυμάτων από υπερβραχείς παλμούς laser στα υγρά

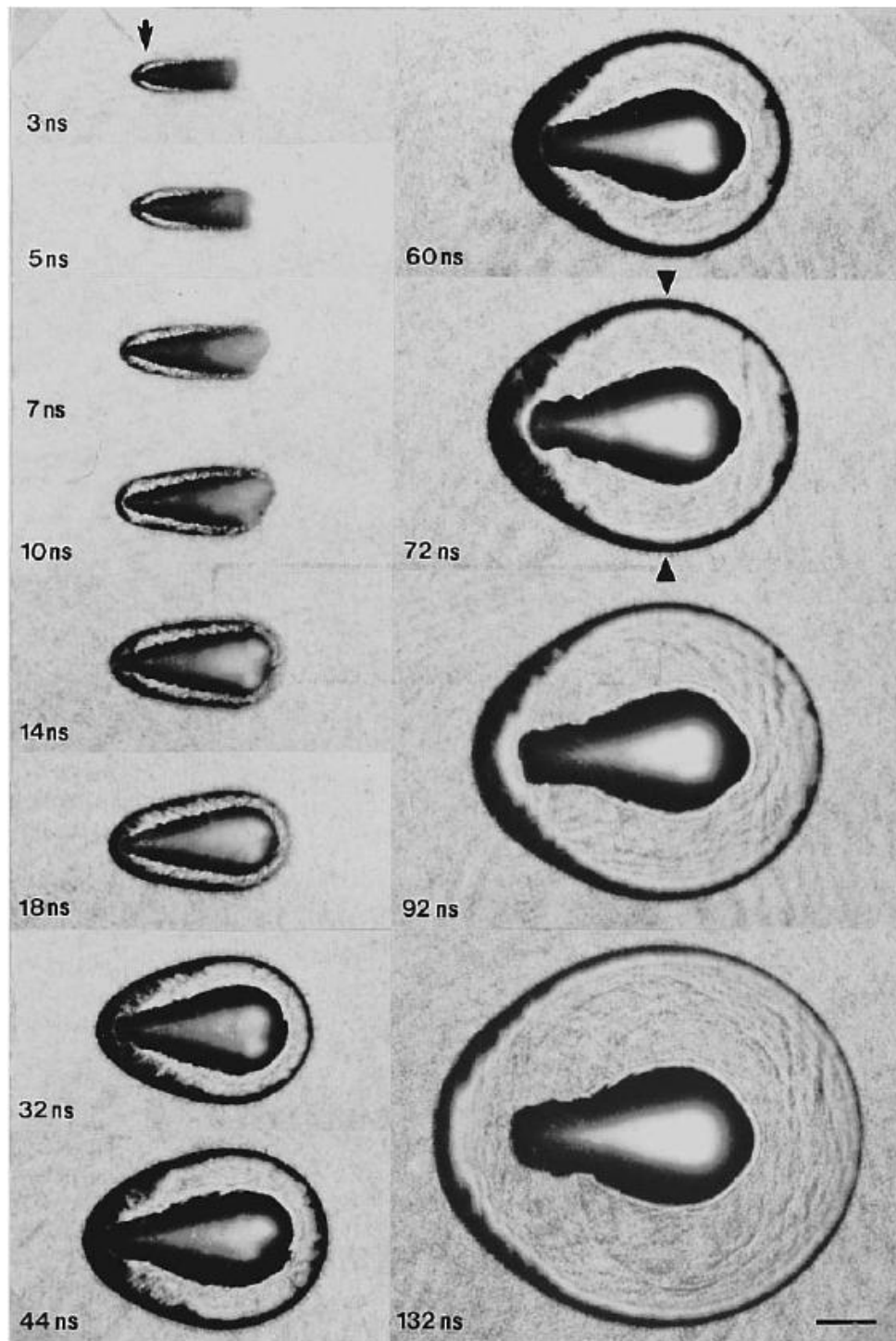
Οι διαδικασίες που έπονται της διηλεκτρικής κατάρρευσης είναι καθοριστικές για τη δημιουργία, εν τέλει, ακουστικών κυμάτων, με τη δημιουργία φυσαλίδας ατμών να έχει κεντρικό ρόλο. Σημαντική έρευνα έχει αφιερωθεί στη μελέτη της συμπεριφοράς φυσαλίδων δημιουργούμενων σε διάφορα υγρά από παλμούς laser διαφορετικής διάρκειας και υπό διαφορετικές συνθήκες (π.χ. ενέργεια παλμών laser, πίεση κα.) και υπάρχουν άρθρα και βιβλία όπου περιγράφονται εκτενώς τόσο οι θεωρητικές όσο και οι πειραματικές προσεγγίσεις και οι εφαρμογές (π.χ. βλ. [14], [52]). Τα κύρια στάδια παραγωγής ακουστικών κυμάτων έχουν ήδη παρουσιαστεί συνοπτικά με τη βοήθεια του σχήματος 1. Με βάση τη βιβλιογραφία (π.χ. [14], [52]) εδώ θα γίνει μια περισσότερο λεπτομερής παρουσίαση των σταδίων αυτών, πάλι σε τρεις ενότητες σε εννοιολογική αντιστοιχία με τα στάδια αυτά, με το σχήμα 1 να εξυπηρετεί ξανά την απεικόνιση των κύριων σημείων.

2.3.1 Μηχανικά φαινόμενα κατά την εξάπλωση του πλάσματος

Η αλληλεπίδραση ισχυρών παλμών laser με υγρά έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία πλάσματος σε όγκο του σημείου εστίασης. Αφού δημιουργηθεί, το πλάσμα διογκώνεται καθώς ενέργεια προστίθεται συνεχώς από το laser. Επιπρόσθετα με αυτό, οι πολύ μεγάλες πιέσεις και θερμοκρασίες μέσα στο πλάσμα προκαλούν θερμική διόγκωση του όγκου του πλάσματος προς όλες τις διευθύνσεις, τόσο κατά την ύπαρξη του παλμού laser όσο και μετά από την έλευσή του. Η διόγκωση του πλάσματος γίνεται αδιαβατικά και με υπερηχητικές ταχύτητες, προκαλώντας

συμπύεση του υγρού και δημιουργία ενός ωστικού μετώπου κύματος που περιβάλλει το πλάσμα (σχήμα 3).

Λόγω των μεγάλων θερμοκρασιών δημιουργείται επίσης ένα λεπτό στρώμα ατμών νερού και αερίων υψηλής πίεσης και θερμοκρασίας γύρω από τον όγκο του πλάσματος, υπό τη μορφή μιας μικρής φυσαλίδας. Καθώς το πλάσμα διαδοχικά διογκώνεται, ψύχεται, και φθίνει, αυτό το λεπτό στρώμα εξελίσσεται μέσα σε χρόνους λίγων δεκάδων ns (για την περίπτωση ns παλμών laser) σε μια ογκώδη κοιλότητα, μια φυσαλίδα που μπορεί να έχει διαστάσεις αρκετά μεγαλύτερες από το πλάσμα (σχήμα 3).



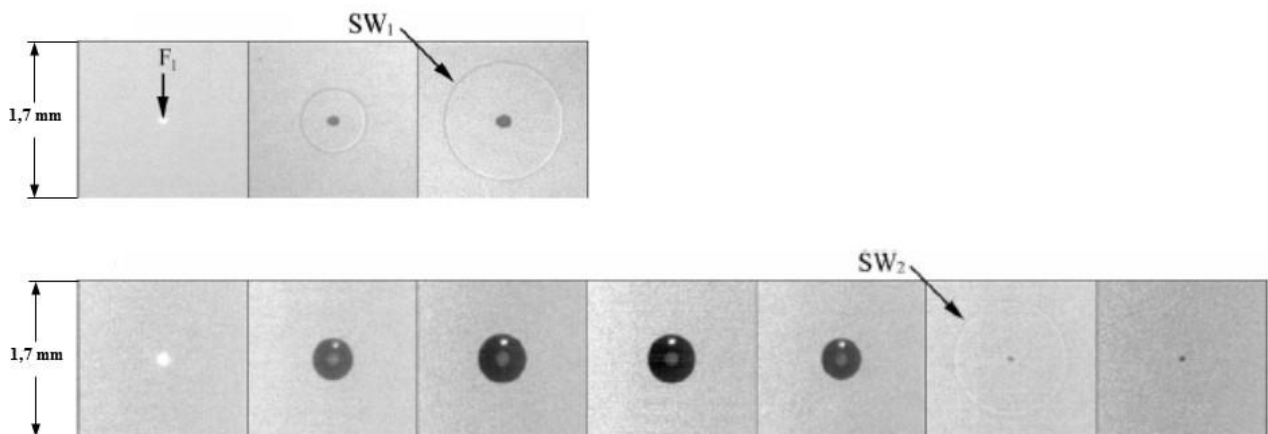
Σχήμα 3: Εκπομπή ωστικού κύματος και δημιουργία και διόγκωση της φυσαλίδας αερίου σε νερό κατά τα αρχικά στάδια. Οι αναφερόμενοι χρόνοι είναι μετά την πρόσπτωση παλμού laser διάρκειας 6 ns και ενέργειας 10 mJ από τα αριστερά των εικόνων. Το βέλος στο πάνω αριστερά στιγμιότυπο δείχνει το σημείο εστίασης του laser, ενώ η γραμμή κάτω στο κάτω δεξιά στιγμιότυπο δείχνει την κλίμακα και αντιστοιχεί σε 100 μm [21].

2.3.2 Διάδοση ωστικού κύματος και διόγκωση της φυσαλίδας

Αρχικά, η σωματιδιακή ταχύτητα πίσω από το ωστικό μέτωπο κύματος και η ταχύτητα του τοιχώματος της φυσαλίδας είναι περίπου ίσες, κι έτσι αυτά τα δύο διαδίδονται με ταχύτητες

μικρότερες ή σχεδόν ίσες με την ταχύτητα του ήχου στο υλικό. Στη συνέχεια όμως η ταχύτητα του τοιχώματος της φυσαλίδας αυξάνεται καθώς αυτό αποκτά ολοένα μεγαλύτερη κινητική ενέργεια λόγω της υψηλής πίεσης μέσα στη φυσαλίδα. Παράλληλα η σωματιδιακή ταχύτητα μειώνεται. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την απόσπαση του ωστικού κύματος από τη φυσαλίδα, και τη διάδοσή του με υπερηχητικές ταχύτητες (σχήμα 3, SW_1 στο σχήμα 4).

Καθώς τα αέρια μέσα στη φυσαλίδα ψύχονται σταδιακά, η ταχύτητα διόγκωσης της φυσαλίδας φτάνει σε ένα μέγιστο (γύρω στα 10 ns μετά την έναρξη δημιουργίας πλάσματος) κι έπειτα μειώνεται απότομα (φυσικά η φυσαλίδα συνεχίζει να διογκώνεται). Στην περίπτωση των ns παλμών laser η απόσπαση του ωστικού μετώπου συμβαίνει προτού η ταχύτητα διόγκωσης της φυσαλίδας φτάσει τη μέγιστη τιμή της. Επίσης η απόσπαση αρχίζει πρώτα από την περιοχή ελάχιστης εστίασης (και κατά τη διάρκεια του παλμού laser) και τελευταία από τα σημεία κοντά στο σημείο πρόσπτωσης (σε χρόνους περίπου διπλάσιους της διάρκειας των παλμών laser).



Σχήμα 4: Εικόνες με κάμερα υψηλής ταχύτητας της LIB σε νερό από παλμό laser διάρκειας 5 ns και ενέργειας 18,6 mJ. **Πάνω σειρά:** στιγμιότυπα ανά 0,2 μs με τη δημιουργία της φυσαλίδας και του αρχικού ωστικού κύματος (SW_1). **Κάτω σειρά:** στιγμιότυπα ανά 10 μs με την διόγκωση και μετέπειτα κατάρρευση της φυσαλίδας. Το ωστικό κύμα SW_2 δημιουργείται λόγω της κατάρρευσης της φυσαλίδας [53].

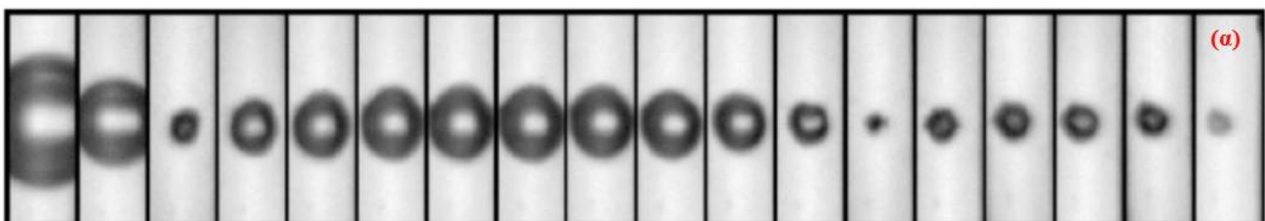
2.3.3 Ταλάντωση της φυσαλίδας

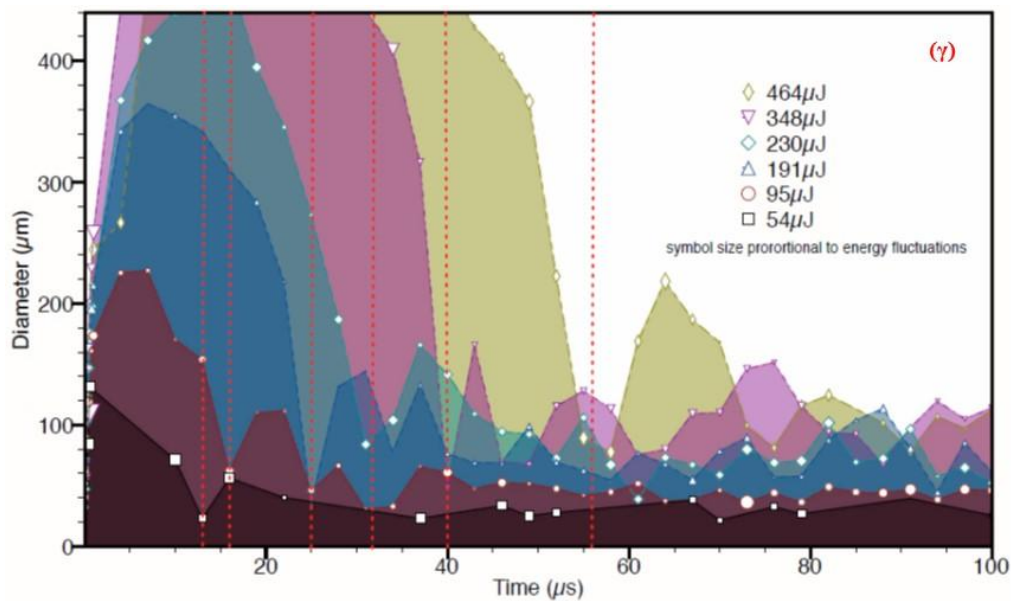
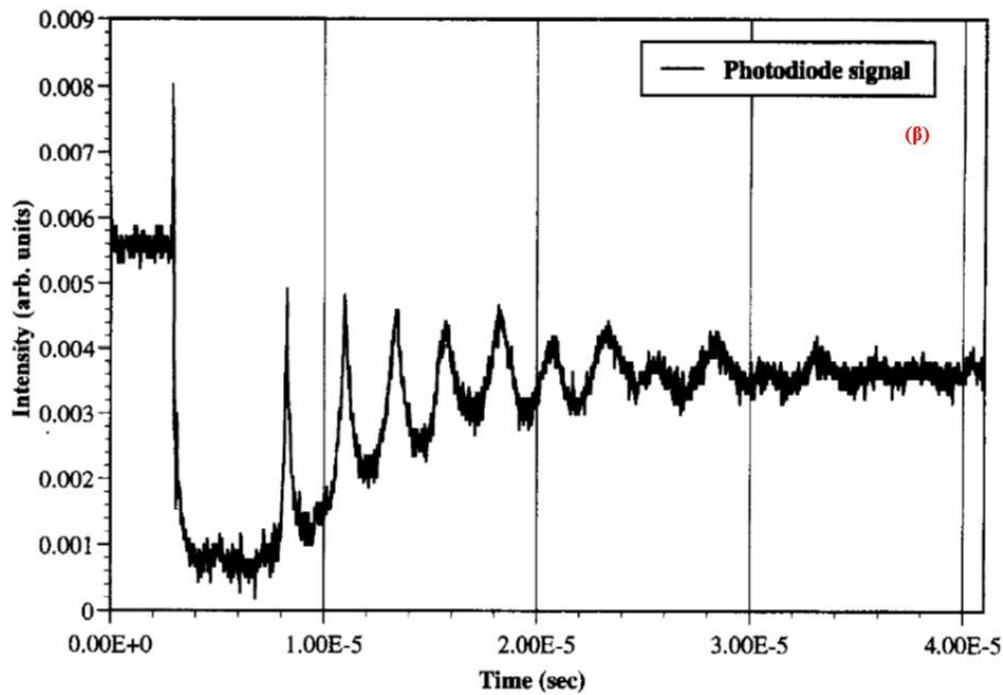
Στην περίπτωση των ns παλμών laser, η αρχική φυσαλίδα αερίων (σε υψηλότερες πιέσεις από το περιβάλλον υγρό) ταξιδεύει με υπερηχητικές ταχύτητες. Κατά τη φάση διόγκωσής της, η πίεση μέσα στη φυσαλίδα ολοένα μειώνεται λόγω του ολοένα αυξανόμενου όγκου και επειδή οι

ατμοί μέσα στη φυσαλίδα συνέχεια συμπυκνώνονται στα τοιχώματα της φυσαλίδας. Έτσι η πίεση μειώνεται στο όριο της κορεσμένης τάσης ατμών του υγρού. Η πίεση στιγμιαία σταθεροποιείται στην τιμή αυτή καθώς εξισώνεται η εξάτμιση του υγρού πάνω στη φυσαλίδα και η συμπύκνωση των ατμών έξω από αυτήν.

Στο σημείο αυτό η φυσαλίδα φτάνει στη μέγιστη διάγκωσή της, τυπικά σε χρόνους αρκετών μς (σχήματα 4 και 5). Επειδή η πίεση των κορεσμένων ατμών είναι πολύ μικρότερη από την πίεση του περιβάλλοντος υγρού, η φυσαλίδα αρχίζει να συστέλλεται. Η συστολή συνεχίζεται έως ότου ο ρυθμός της συμπύκνωσης δεν μπορεί να υπερκεράσει τη μείωση του όγκου κι έτσι η φυσαλίδα καταρρέει. Αν όμως υπάρχει επαρκής ενέργεια αποθηκευμένη στη φυσαλίδα, τότε η κατάρρευση προκαλεί μια απότομη αύξηση της θερμοκρασίας και της πίεσης του αερίου μέσα σ' αυτήν, η οποία έχει ως αποτέλεσμα την εκπομπή ενός δευτέρου παλμού συμπίεσης (SW₂ στο σχήμα 4) και την επαναδιάγκωση της φυσαλίδας. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται σε χρονικές κλίμακες μς και η φυσαλίδα μοιάζει να ταλαντώνεται (π.χ. σχήμα 5.α), χάνοντας ολοένα ενέργεια λόγω της εκπομπής ακουστικών κυμάτων, η οποία όμως συμβαίνει τυπικά κατά τους λίγους πρώτους κύκλους. Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και για παλμούς Laser μικρότερης χρονικής διάρκειας (π.χ. σχήμα 5.β) αλλά και σε άλλα υλικά εκτός από το νερό (π.χ. σχήμα 5.γ). Τελικά η φυσαλίδα καταρρέει οριστικά, με την διάχυση των αερίων από το περιβάλλον υγρό μέσα στην φυσαλίδα να δημιουργεί μικρές εναπομένουσες φυσαλίδες που μπορεί να εκτοξευθούν σε μεγάλες αποστάσεις από την περιοχή εστίασης του laser.

Θα πρέπει να τονιστεί ότι τα ακουστικά κύματα είναι κύματα πίεσης που διαδίδονται με την ταχύτητα του ήχου στο υγρό (π.χ. ~1.490 m/s στο απιονισμένο νερό), ενώ τα ωστικά κύματα είναι κύματα πίεσης που διαδίδονται σε υπερηχητικές ταχύτητες στο υγρό. Η ταχύτητα ενός ωστικού κύματος θα τείνει ασυμπτωτικά στην ταχύτητα του ήχου στο υγρό μετά από επαρκή διάδοση στο μέσο, κάνοντας αυτά τα κύματα πρακτικά αδιάκριτα από τα ακουστικά κύματα.





Σχήμα 5: (α) Στιγμιότυπα ανά 4,4 μs της δυναμικής της φυσαλίδας (ταλάντωση) που παράγεται από παλμό laser 8 ns ενέργειας 20 mJ στο νερό. Το τρίτο στιγμιότυπο απεικονίζει την πρώτη κατάρρευση (μέγεθος στιγμιότυπων 0,41 mm × 1,29 mm) [1]. (β) Σήμα φωτοδιόδου που δείχνει την ταλάντωση φυσαλίδας που παρήγαγε παλμός laser διάρκειας 100 fs και ενέργειας 20 μJ στο νερό [14]. (γ) Χρονική εξέλιξη του μεγέθους της φυσαλίδας που παράγεται σε γέλη άγαρ από παλμό laser 9,2 ns σε σχέση με την ενέργεια του παλμού. Οι κάθετες διακεκομμένες κόκκινες γραμμές αντιστοιχούν στους χρόνους της πρώτης κατάρρευσης της φυσαλίδας, κατά περίπτωση [54].

2.4 Οπτικές τεχνικές ανίχνευσης υπερηχητικών κυμάτων

Για την ανίχνευση υπερηχητικών κυμάτων έχουν αναπτυχθεί διάφορες οπτικές τεχνικές που στην πλειοψηφία τους βασίζονται σε χρήση laser. Οι τεχνικές αυτές προσφέρουν πολλά πλεονεκτήματα, μεταξύ των οποίων είναι η μη-καταστρεπτική φύση τους (non-destructive), το ότι

δεν απαιτείται κάποιου είδους αισθητήρας να έρθει σε επαφή με το υπό εξέταση αντικείμενο (non-contact), καθώς και η μεγάλη χωρική και χρονική διακριτική ικανότητα που προσφέρουν (ανάλογα βέβαια με το είδος της πηγής laser που χρησιμοποιείται). Με τις οπτικές τεχνικές μπορεί να ανιχνεύεται μια μικρή μόνο περιοχή, όπως, για παράδειγμα, με τεχνικές που βασίζονται στην εκτροπή δέσμης laser, είτε μπορεί να απεικονίζεται μια μακροσκοπική περιοχή του υπό εξέταση αντικειμένου (απεικονιστικές τεχνικές όπως η σκιαγραφία – shadowgraphy και η τεχνική schlieren).

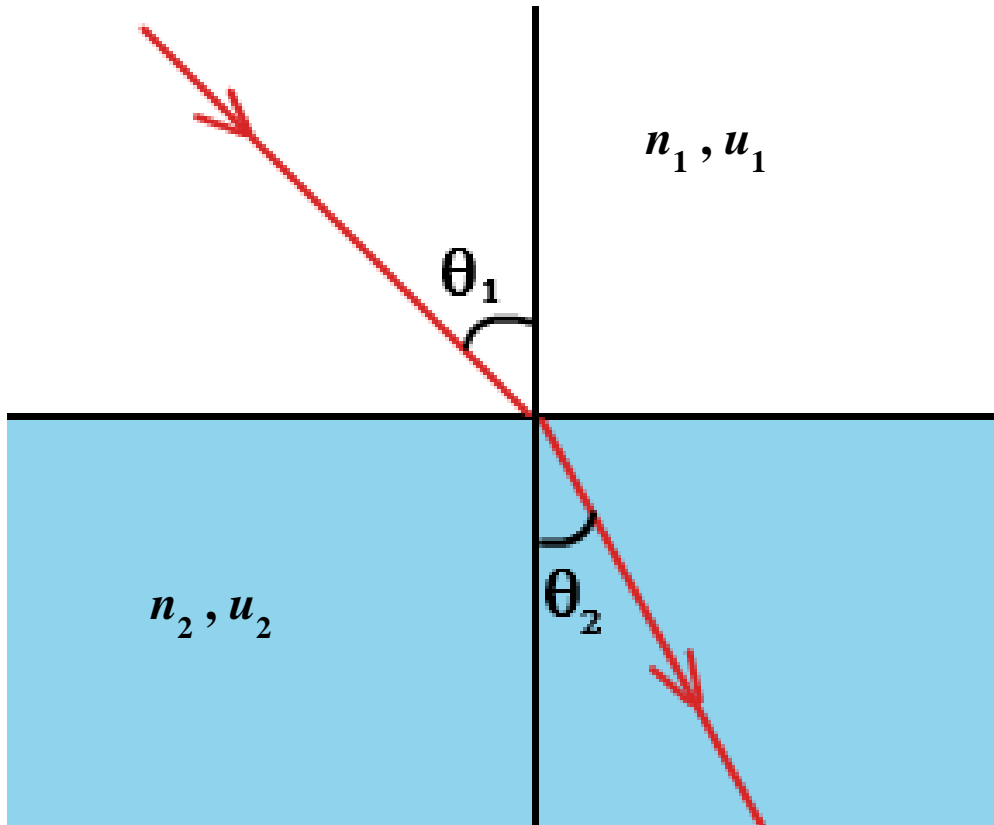
Η φυσική βάση των οπτικών ανιχνευτικών διατάξεων που αναπτύχθηκαν στην παρούσα εργασία είναι ο νόμος του Snell [55] που περιγράφει την κατεύθυνση του φωτός διαμέσου οπτικών υλικών με διαφορετικό δείκτη διάθλασης. Ο δείκτης διάθλασης, n , ενός υλικού χρησιμοποιείται για να ποσοτικοποιηθεί η αλλαγή της ταχύτητας του φωτός (στο κενό $c_0 \approx 3 \times 10^8$ m/s) όταν διαδίδεται μέσα σε αυτό, και ορίζεται ως το πηλίκο της ταχύτητας του φωτός στο κενό προς την ταχύτητα του φωτός, c , στο εν λόγω μέσο, δηλαδή:

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (1)$$

Σύμφωνα, λοιπόν, με τον νόμο του Snell (βλ. σχήμα 6), όταν το φως που ταξιδεύει με ταχύτητα u_1 σε μέσο με δείκτη διάθλασης n_1 προσπέσει υπό γωνία θ_1 σε διαχωριστική επιφάνεια με ένα άλλο μέσο με δείκτη διάθλασης n_2 , τότε θα διαθλαστεί (θα αλλάξει πορεία) σε μικρότερη είτε σε μεγαλύτερη γωνία, θ_2 , σύμφωνα με την έκφραση:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \quad (2)$$

όπου u_2 η ταχύτητα του φωτός στο δεύτερο μέσο. Οι γωνίες μετρούνται σε σχέση με τον κάθετο άξονα των δύο μέσων πάνω στην διαχωριστική γραμμή. Γενικά, ο νόμος του Snell λειτουργεί μόνο σε ιστροπικά υλικά ή υλικά κατευθυντικής ανάκλασης (secular media) όπως το γυαλί. Σε ανισοτροπικά υλικά, όπως διπλοθλαστικούς κρυστάλλους, η διαθλώμενη ακτίνα ενδέχεται να διαχωριστεί σε δύο ακτίνες.



Σχήμα 6: Απεικόνιση του νόμου του Snell για τη διάθλαση του φωτός που προσπίπτει στη διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης.

Για τον αέρα αλλά και για άλλα αέρια, υπάρχει μια απλή σχέση αναλογίας μεταξύ του δείκτη διάθλασης και της πυκνότητας του αερίου, ρ [56]:

$$n - 1 = k\rho \quad (3)$$

όπου k είναι ο συντελεστής Gladstone-Dale, ο οποίος είναι $\sim 0,23 \text{ cm}^3/\text{g}$ για τον αέρα σε κανονικές συνθήκες και για μήκη κύματος ορατού φωτός. Όπως φαίνεται από την εξίσωση 3 ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται ασθενώς από την πυκνότητα. Για παράδειγμα, αλλαγή δύο τάξεων μεγέθους στην πυκνότητα του αέρα προκαλεί μόνον 3% αλλαγή στον δείκτη διάθλασης. Αυτό σημαίνει ότι για την περίπτωση των αερίων απαιτούνται οπτικές διατάξεις ανίχνευσης με υψηλή ευαισθησία.

Η ποσότητα $(n - 1)$, που ονομάζεται διαθλαστικότητα (refractivity), εξαρτάται από τη χημική σύσταση του αερίου, την θερμοκρασία και την πυκνότητά του, αλλά και από το μήκος κύματος της οπτικής ακτινοβολίας. Σε πολλές περιπτώσεις η θερμοκρασία, T , η πίεση, p , και η πυκνότητα των αερίων που βρίσκονται σε συνθήκες όχι πολύ διαφορετικές από τις ατμοσφαιρικές μπορούν να συνδεθούν μέσω της απλής εξίσωσης των τέλειων αερίων:

$$\frac{p}{\rho} = R_s T \quad (4)$$

όπου R_s είναι η ειδική σταθερά του κάθε αερίου. Επιπρόσθετα, θα πρέπει κανείς να λάβει υπ' όψη την αλλαγή του k σε σχέση με το μήκος κύματος της οπτικής ακτινοβολίας, λ : το k αυξάνει ελαφρά με την αύξηση του λ , οπότε οι αλλαγές γίνονται ευκολότερα ανιχνεύσιμες με την χρήση υπέρυθρου φωτός παρά ορατού.

Αντίστοιχες εκφράσεις της εξίσωσης 3 που συσχετίζουν του δείκτη διάθλασης και την πυκνότητα υπάρχουν και για τα υγρά, αλλά είναι γενικά πιο περίπλοκες. Για την περίπτωση του νερού, για παράδειγμα, η ακόλουθη εξίσωση συχνά ακολουθείται για την περιγραφή της σύνδεσης του δείκτη διάθλασης με την θερμοκρασία και την πυκνότητα του νερού και το μήκος κύματος της οπτικής ακτινοβολίας [57]:

$$\begin{aligned} n(\lambda, T, p) = & \sqrt{\frac{\alpha_1}{\lambda^2 - \lambda_a^2} + a_2 + a_3 \lambda^2 + a_4 \lambda^4 + a_5 \lambda^6} \\ & + (b_1 + b_2 \lambda^2 + b_3 \lambda^4)(T - T_b) \\ & + (b_4 + b_5 \lambda^2 + b_6 \lambda^4)(T - T_b)^2 \\ & + (b_7 + b_8 \lambda^2 + b_9 \lambda^4)(T - T_b)^3 \\ & + [c_1 + c_2 \lambda^2 + (c_3 + c_4 \lambda^2)T](p - p_b) \\ & + (c_5 + c_6 \lambda^2)T(p - p_b)^2 \end{aligned} \quad (5)$$

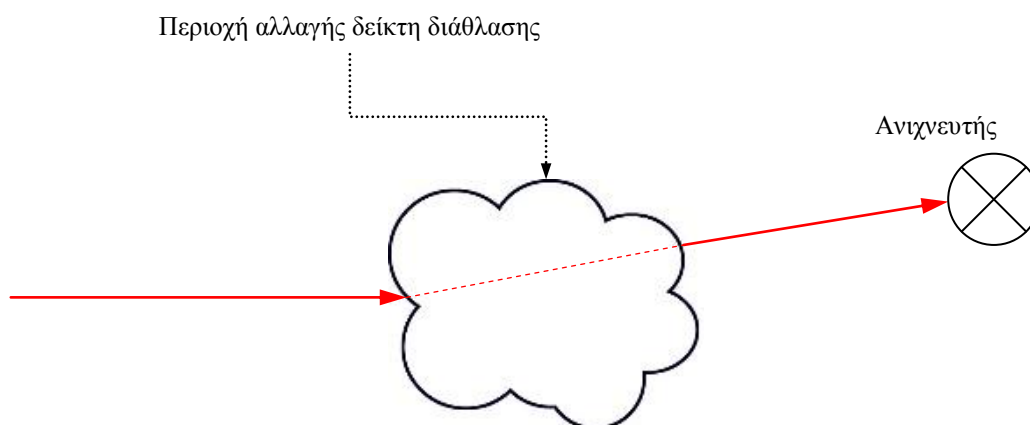
όπου T_b είναι μια θερμοκρασία αναφοράς, ίση με 20 °C, και p_b μια πίεση αναφοράς, ίση με 1,01325 bar. Στην εξίσωση 5 η θερμοκρασία του νερού, T , η πίεση του νερού p , και το μήκος κύματος του φωτός, λ , πρέπει να εκφράζονται σε °C, bar και μm , αντίστοιχα. Η εξίσωση 5 ισχύει ικανοποιητικά στις περιοχές: $-10 \text{ °C} \leq T < 100 \text{ °C}$, $1 \text{ bar} \leq p \leq 1200 \text{ bar}$, και $0,182 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2,770 \mu\text{m}$. Τέλος, οι συντελεστές $\alpha_1 - \alpha_5$, $b_1 - b_9$, και $c_1 - c_6$, καθορίζονται πειραματικά και με την προσαρμογή (fitting) της καμπύλης αυτής στα πειραματικά δεδομένα με την μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων.

Επίσης η refractivity είναι ισχυρότερη στην περίπτωση των υγρών. Για παράδειγμα, ενώ για τον αέρα η ποσότητα $(n - 1)$ είναι περίπου 0.000292, για το νερό είναι περίπου τρεις τάξεις μεγέθους πιο μεγάλη, ενώ για διαφανή πλαστικά ακόμα μεγαλύτερη. Αυτό σημαίνει ότι απαιτείται σημαντικά λιγότερη ευαισθησία των οπτικών διατάξεων ώστε να ανιχνευθούν αλλαγές του δείκτη διάθλασης στα υγρά και τα στερεά απ' ό,τι στα αέρια.

2.4.1 Ανίχνευση μέσω εκτροπής δέσμης laser

Μια από τις ανιχνευτικές πειραματικές διατάξεις που υλοποιήθηκαν ήταν μια διάταξη εκτροπής δέσμης laser (laser beam deflection). Η τεχνική αυτή έχει βρει εφαρμογή σε πολλές περιπτώσεις ανίχνευσης υπερηχητικών και κρουστικών σημάτων τόσο στο νερό [58]-[59], όσο και σε στερεά [60]-[62] και στον ατμοσφαιρικό αέρα [64]-[65]. Πέρα από αυτά που αναφέρθηκαν παραπάνω, τέτοιες τεχνικές εκμεταλλεύονται το γεγονός της υψηλής κατευθυντικότητας των δεσμών laser.

Η αρχή λειτουργίας τέτοιων τεχνικών δίνεται σχηματικά στο σχήμα 7. Μια δέσμη laser, συνήθως ενός CW laser, διέρχεται από μια περιοχή όπου έχει δημιουργηθεί μια αλλαγή (διαταραχή) στον δείκτη διάθλασης. Κατά συνέπεια, η δέσμη laser εκτρέπεται (ουσιαστικά διαθλάται) με την εκτροπή να συνδέεται άμεσα με την αλλαγή του δείκτη διάθλασης που «βίωσε» η δέσμη laser. Εν τέλει, η δέσμη ανιχνεύεται από κατάλληλο ανιχνευτή (π.χ. φωτοδίοδο) και το σήμα που καταγράφεται παρουσιάζει αλλαγές που οφείλονται στην εκτροπή της δέσμης. Με κατάλληλη επιλογή ανιχνευτή και γεωμετρίας, είναι δυνατόν να συσχετιστούν άμεσα οι παρατηρούμενες αλλαγές με τις αλλαγές στον δείκτη διάθλασης και να ποσοτικοποιηθούν οι τελευταίες. Τέτοιες τεχνικές είναι αρκετά ευαίσθητες και δυνατόν να καταγράψουν με αρκετή ακρίβεια αλλαγές του δείκτη διάθλασης. Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι υπάρχει ευρέως διαδεδομένη παραλλαγή αυτών των τεχνικών με τη δέσμη laser να προσπίπτει σε δονούμενη επιφάνεια, όπου και οι ανιχνευόμενες αλλαγές οφείλονται ακριβώς στην κίνησή της, η οποία πάλι μπορεί να ποσοτικοποιηθεί.

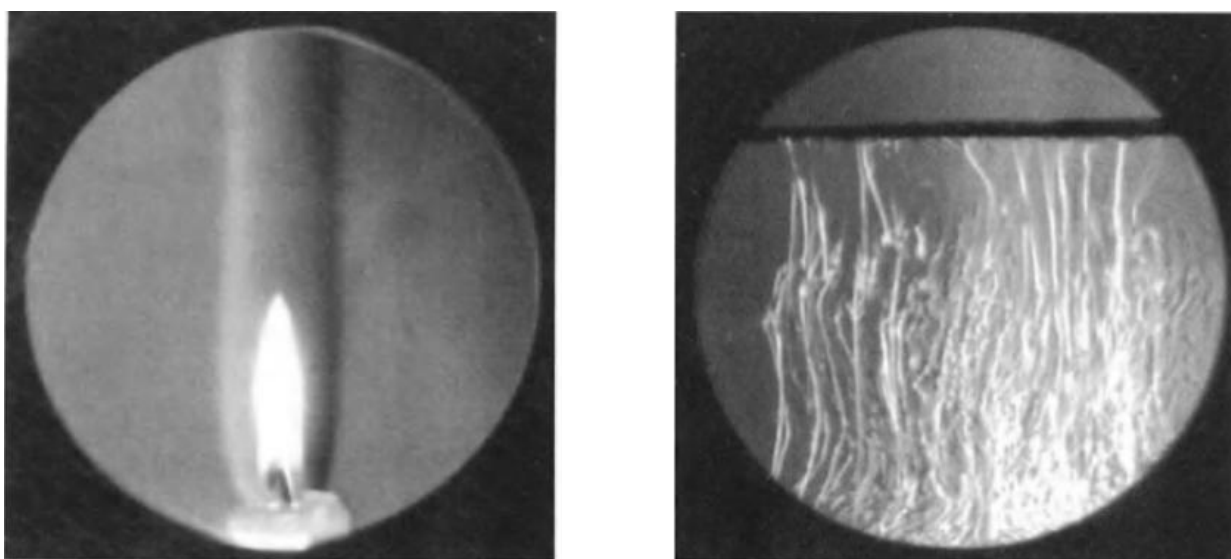


Σχήμα 7: Η αρχή λειτουργίας τεχνικών που βασίζονται σε εκτροπή δέσμης laser.

2.4.2 Ανίχνευση μέσω τεχνικής schlieren

Στην εργασία αυτή υλοποιήθηκε απεικονιστική διάταξη schlieren, η φυσική βάση της

οποίας, όπως έχει ήδη αναφερθεί, είναι πάλι ο νόμος του Snell. Η τεχνική παίρνει το όνομά της από την Γερμανική λέξη *schliere* η οποία αποδίδεται στα Ελληνικά ως *ράβδωση*, και αφορά στην ραβδωτή φύση της εικόνας της ροής των ρευστών όπως απεικονίζεται με την τεχνική αυτή. Απεικονιστικά συστήματα και διατάξεις *schlieren* έχουν χρησιμοποιηθεί από τον 17^ο αιώνα, όπως για παράδειγμα από τον Robert Hooke [66], ο οποίος παρουσίασε τα αποτελέσματα από την εφαρμογή παρόμοιας τεχνικής σε φλόγα κεριού και σε διάλυση στερεών ουσιών σε υγρά (βλ. σχήμα 8) στην Βρετανική Βασιλική Εταιρεία, και από τον Christiaan Huygens ο οποίος σχεδόν παράλληλα ανέπτυξε μια τεχνική για τον εντοπισμό τέτοιων ραβδώσεων (συνέπεια ανομοιομορφιών) σε οπτικά στοιχεία. Στα μέσα του 19^{ου} αιώνα ο Leon Foucault ανέπτυξε διάταξη ελέγχου με χρήση αιχμηρού αντικειμένου (*knife-edge*) για καθρέπτες τηλεσκοπίων για χρήση σε απεικόνιση ροών αέρα. Εκείνος που πρώτος παρουσίασε απεικονιστική τεχνική *schlieren* και την αναγνώρισε ως τέτοια ήταν ο August Toepler, ο οποίος ανέπτυξε μια εύχρηστη διάταξη *schlieren* και ανέλυσε σε βάθος την διαδικασία ανίχνευσης. Στις αρχές του 20^{ου} αιώνα ο Hubert Schardin διεξήγαγε λεπτομερείς μελέτες στην ανάπτυξη και τις εφαρμογές απεικονιστικών συστημάτων *schlieren* διαφόρων μορφών.



Σχήμα 8: Αναπαραγωγή των αποτελεσμάτων που παρουσίασε ο Robert Hooke τον 17^ο αιώνα από φλόγα κεριού (*αριστερά*) και διάλυση στερεών ουσιών σε υγρά (*δεξιά*) [56].

Τέτοιου είδους ραβδώσεις είναι σχετικά μικρές αλλαγές του δείκτη διάθλασης μέσα σε ένα γενικό υπόβαθρο και, όπως έχει εξηγηθεί, προκαλούν αλλαγή στη διάδοση του φωτός. Οι αλλαγές

του δείκτη διάθλασης μπορεί να είναι σε μια ή περισσότερες χωρικές διαστάσεις, και σε κάθε είδους μέσο όπως στερεό, υγρό και αέριο. Μπορεί να προκαλούνται από διαφορές θερμοκρασίας, από ροές, ή από μίξη υλικών διαφορετικών ιδιοτήτων. Σήμερα, πολλοί επιστήμονες και μηχανικοί χρησιμοποιούν τεχνικές που προτάθηκαν από τους Toepfer και Schardin για τη μελέτη της κίνησης των ρευστών, όπως για τη μελέτη ωστικών κυμάτων σε αεροσκάφη, την ανάμιξη διαφόρων υγρών και αερίων, κ.α. Οι τεχνικές schlieren είναι απεικονιστικές τεχνικές που μπορούν να αποθανάτισουν την δυναμική εξέλιξη ροών, προσφέροντας την εξαγωγή χρήσιμων παραμέτρων με καλά καθορισμένο τρόπο. Είναι μη-καταστρεπτικές και μη-επεμβατικές, κι έτσι είναι ελκυστικές για τη μελέτη διαφανών οπτικών μέσων αλλά και αλλαγών του δείκτη διάθλασης σε αυτά. Αν και η εφαρμογή τεχνικών απεικόνισης schlieren είχε τελματώσει για μεγάλο μέρος του 20^{ου} αιώνα, η εξέλιξη ψηφιακών καταγραφικών (π.χ. ψηφιακές κάμερες) και η πρόοδος στην ισχύ των ηλεκτρονικών υπολογιστών, έδωσαν τη δυνατότητα για την ανάπτυξη νέων μεθοδολογιών για τη μελέτη διαθλαστικών μέσων βασισμένων στην τεχνική schlieren.

Για την καλύτερη κατανόηση του διαθλαστικού αυτού φαινομένου, ας θεωρήσουμε τη γεωμετρία που απεικονίζεται στο σχήμα 9: υπάρχει μια αρνητική βαθμίδα αλλαγής του δείκτη διάθλασης, $\partial n/\partial y < 0$, στην y -διεύθυνση, ενώ δεν υπάρχουν αντίστοιχες αλλαγές στις άλλες δύο διευθύνσεις (x και z). Ένα επίπεδο κύμα φωτός που διαδίδεται ευθύγραμμα στην z -διεύθυνση αλλάζει πορεία καθώς διέρχεται μέσα από το αντικείμενο schlieren. Το φως διανύει απόσταση Δz σε χρόνο Δt και διαθλάται κατά γωνία $\Delta \varepsilon$.

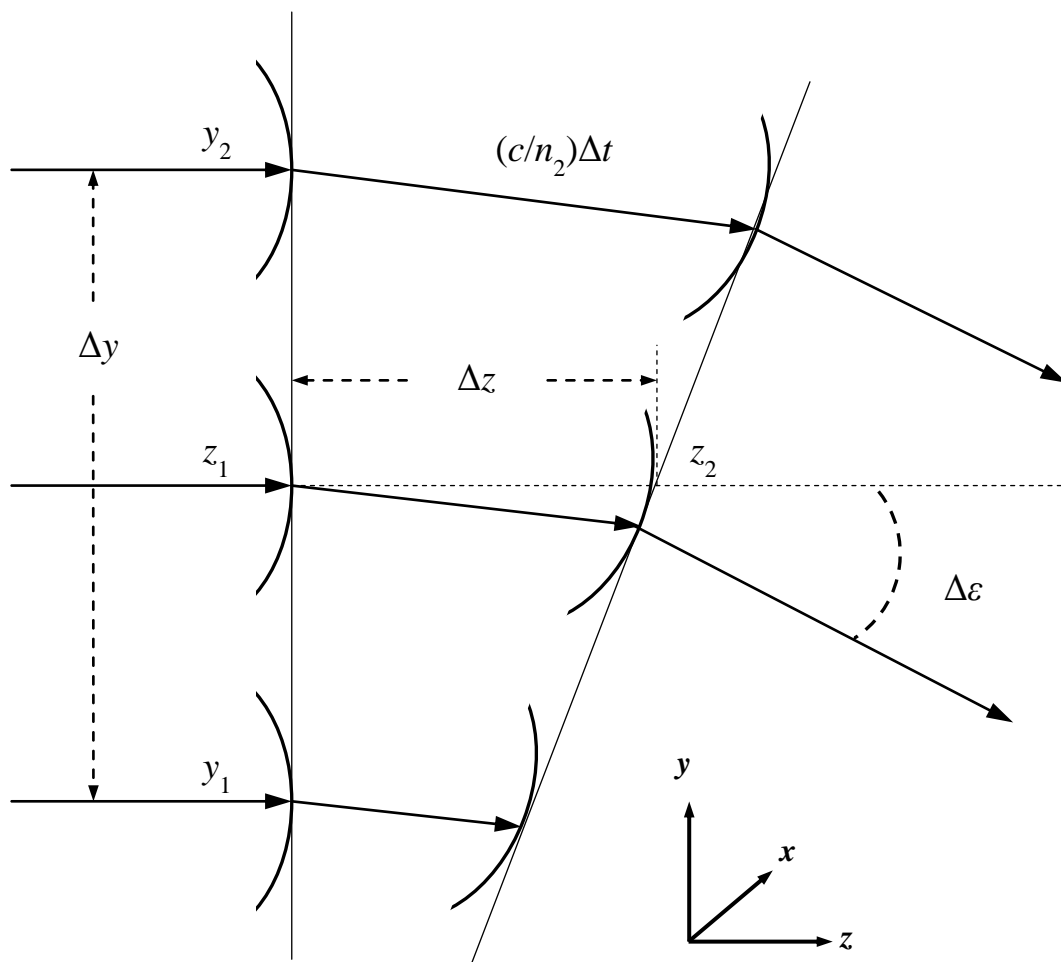
Έτσι από τη γεωμετρία του σχήματος 9 έχουμε [67]:

$$\Delta \varepsilon = \frac{c/n_2 - c/n_1}{\Delta y} \Delta t \quad (6)$$

Συνδυάζοντας την εξίσωση 6 με την έκφραση του διαφορικού του χρόνου $\Delta t = n/c \Delta z$ και απλοποιώντας τους όρους παίρνουμε:

$$\Delta \varepsilon = \frac{n}{n_1 n_2} \frac{n_1 - n_2}{\Delta y} \Delta z \quad (7)$$

Μπορούμε να απλοποιήσουμε περαιτέρω θεωρώντας όλες τις πεπερασμένες διαφορές να πλησιάζουν το μηδέν, και κάνοντας την προσέγγιση $n/n_1 n_2 \rightarrow 1/n$ παίρνουμε:



Σχήμα 9: Διάθλαση φωτός λόγω ανομοιομορφιών (βαθμίδων αλλαγής) του δείκτη διάθλασης.

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} \quad (8)$$

Χρησιμοποιώντας την προσέγγιση μικρών γωνιών, έτσι ώστε $d\varepsilon \cong dy/dz$, έχουμε ότι:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (9)$$

η οποία συσχετίζει την καμπυλότητα της διαθλώμενης ακτίνας φωτός με το μέγεθος της αλλαγής του δείκτη διάθλασης. Εικόνες schlieren προκύπτουν ολοκληρώνοντας την καμπυλότητα των ακτίνων φωτός μέσα στις οπτικές ανομοιομορφίες στις κατάλληλες διευθύνσεις, στην συγκεκριμένη περίπτωση:

$$\varepsilon_y = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial y} \partial z \quad (10)$$

Με παρόμοιο τρόπο μπορούμε να εργαστούμε αν είχαμε βαθμίδες αλλαγής του δείκτη διάθλασης σε δύο διαστάσεις, για παράδειγμα στο επίπεδο x - y . Η καμπυλότητα των ακτινών φωτός θα δινόταν από τις εξισώσεις [56]:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (11)$$

απ' όπου και πάλι με ολοκλήρωση θα πάρουμε τις συνιστώσες της γωνιακής εκτροπής:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial x} \partial z, \quad \varepsilon_y = \frac{1}{n} \int \frac{\partial n}{\partial y} \partial z \quad (12)$$

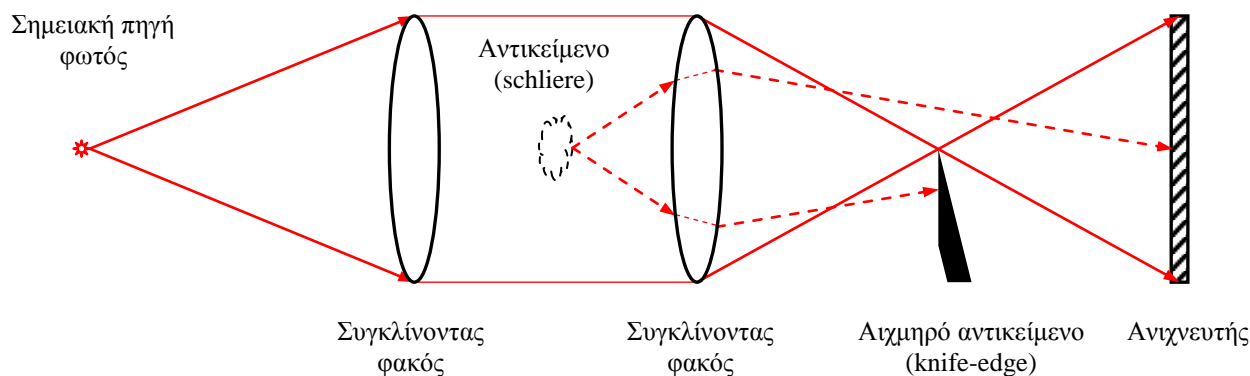
Για ένα δισδιάστατο αντικείμενο schlieren που εκτείνεται κατά L στον οπτικό άξονα, παίρνουμε τελικά:

$$\varepsilon_x = \frac{L}{n_0} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \varepsilon_y = \frac{L}{n_0} \frac{\partial n}{\partial y} \quad (13)$$

όπου n_0 είναι ο δείκτης διάθλασης του περιβάλλοντος μέσου.

Η παραπάνω μαθηματική αντιμετώπιση αποτελεί την βάση των διάφορων τεχνικών schlieren. Από την εξίσωση 9 (ισοδύναμα και από τις εξισώσεις 11) είναι προφανές ότι οι βαθμίδες αλλαγής του δείκτη διάθλασης είναι υπεύθυνες για την διάθλαση και όχι ο δείκτης διάθλασης καθ' εαυτός. Επίσης οι εξισώσεις 9 και 10 (ισοδύναμα οι εξισώσεις 11 και 12) δείχνουν ότι το φως καμπυλώνεται προς την περιοχή του μεγαλύτερου δείκτη διάθλασης. Με βάση την εξίσωση 3 αυτό σημαίνει ότι η καμπύλωση είναι προς την περιοχή της μεγαλύτερης πυκνότητας. Τέλος, αξίζει να αναφερθεί ότι η παραπάνω αντιμετώπιση δεν εξαρτάται από το αν το φως είναι σύμφωνο ή μη.

Για την καλύτερη κατανόηση, τώρα, των βασικών αρχών λειτουργίας των διατάξεων schlieren ας θεωρήσουμε μια τέτοια διάταξη που φαίνεται στο σχήμα 10.



Σχήμα 10: Αντιπροσωπευτική διάταξη schlieren σημειακής πηγής φωτός με χρήση αιχμηρού αντικειμένου (knife-edge).

Το φως από μια σημειακή πηγή φωτός παραλληλοποιείται από έναν συγκλίνοντα φακό, και περνά από περιοχή όπου θα τοποθετηθεί το υπό εξέταση αντικείμενο. Ένας δεύτερος συγκλίνοντας φακός εστιάζει το φως και δημιουργεί ένα πραγματικό ανεστραμμένο είδωλο σε έναν ανιχνευτή. Μέχρι στιγμής το οπτικό σύστημα απλά μπορεί να σκιαγραφεί τυχόν αδιαφανή αντικείμενα πάνω στον ανιχνευτή. Διαφανή αντικείμενα δεν μπορούν να μελετηθούν, εκτός και αν ένα αιχμηρό αντικείμενο (knife-edge) εισαχθεί στο εστιακό σημείο του δεύτερου φακού. Πρακτικά, στις περισσότερες περιπτώσεις αυτό το αιχμηρό αντικείμενο είναι ένα απλό ξυράφι.

Απουσία ενός διαφανούς υπό εξέταση αντικειμένου, δεν συμβαίνει κάτι καθώς το αιχμηρό αντικείμενο πλησιάζει το εστιακό σημείο παρά μόνο όταν αποκόπτει το φως που προσπίπτει στον ανιχνευτή. Έτσι μπορεί κάποιος να έχει ή όχι φως στον ανιχνευτή, το οποίο καλείται φωτεινό και σκοτεινό πεδίο, αντίστοιχα, στην μικροσκοπία. Επιλέγοντας να υπάρχει φως, το αιχμηρό αντικείμενο τοποθετείται λίγο πριν αποκόψει όλο το φως.

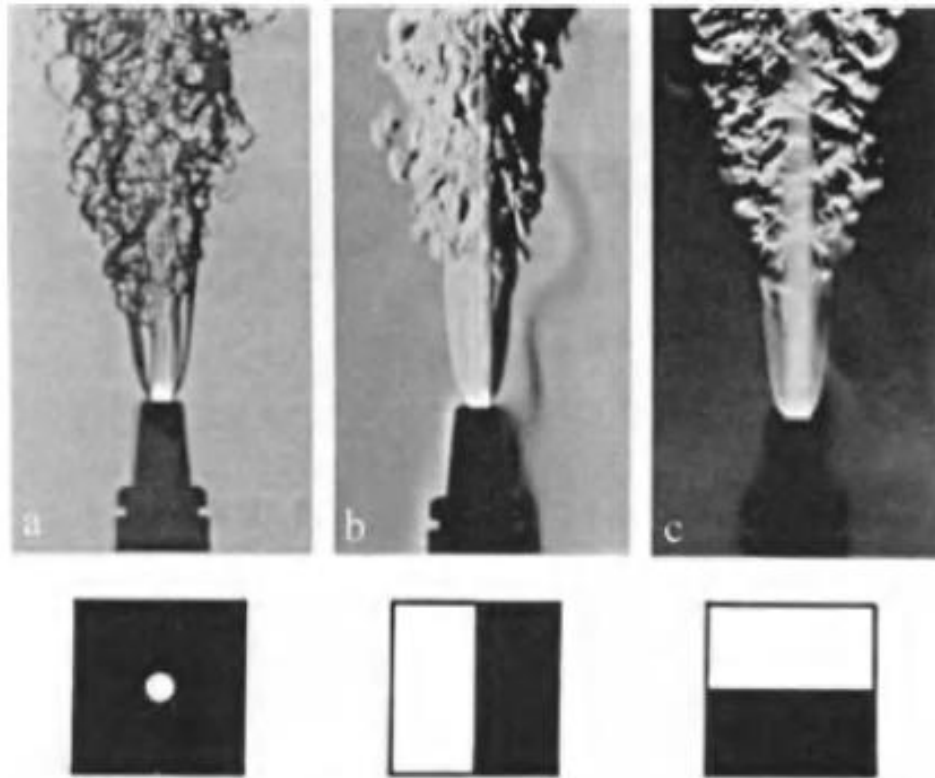
Στη συνέχεια τοποθετείται ένα διαφανές αντικείμενο (schlieren), το οποίο διαθλά τις ακτίνες φωτός και τις εκτρέπει από την αρχική τους πορεία. Παρ' όλα αυτά ο δεύτερος φακός εστιάζει φως από κάθε σημείο του διαφανούς αντικειμένου πάνω σε αντίστοιχο σημείο στον ανιχνευτή. Δύο τέτοιες ακτίνες φαίνονται στο σχήμα 10 με διακεκομμένες γραμμές. Η μια διαθλάται προς τα πάνω, η άλλη προς τα κάτω, αλλά και οι δύο πλέον δεν περνούν από το εστιακό σημείο του δεύτερου φακού. Η μια ακτίνα θα φωτίσει ένα σημείο στον ανιχνευτή ενώ η άλλη αποκόπτεται καθώς προσπίπτει πάνω στο αιχμηρό αντικείμενο, κι έτσι το αντίστοιχο σημείο της πάνω στον ανιχνευτή είναι σκοτεινό και περιβάλλεται από φωτεινό υπόβαθρο. Γι' αυτό το συγκεκριμένο σημείο του αντικειμένου η διαφορά φάσης που προκαλεί μια βαθμίδα αλλαγής του δείκτη διάθλασης dn/dy μετατρέπεται σε μια διαφορά φωτεινού πλάτους στον ανιχνευτή. Με αυτόν τον τρόπο κάτι που δεν

μπορούσε να παρατηρηθεί γίνεται πλέον ορατό.

Γενικεύοντας αυτό το παράδειγμα των μεμονωμένων ακτινών, ένα πεπερασμένο αντικείμενο schlieren διαθλά πολλές τέτοιες ακτίνες σε πολλές διευθύνσεις. Όλες οι ακτίνες με διεύθυνση προς τα κάτω αποκόπτονται από το αιχμηρό αντικείμενο, σχηματίζοντας τουλάχιστον μια μερική εικόνα του αντικειμένου schlieren στον ανιχνευτή ως σκιές σε φωτεινό υπόβαθρο. Το παράδειγμα του σχήματος 10 αποτελεί μια απλούστευση των όσων αντιμετωπίζει κανείς στην πράξη, όπου η πηγή φωτός είναι εκτεταμένη κι όχι σημειακή, όμως αποτελεί τη φυσική βάση όλων των διατάξεων και απεικονίζει την ουσία του φαινομένου schlieren.

Στο σημείο αυτό αξίζει να γίνει αναφορά στον προσανατολισμό του αιχμηρού αντικειμένου: στο παράδειγμα του σχήματος 10 απεικονίζεται με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι δυνατή η ανίχνευση μόνο των κάθετων συνιστωσών $\partial n/\partial y$ του αντικειμένου schlieren. Δηλαδή, ένα τέτοιο αιχμηρό αντικείμενο επηρεάζει μόνο εκείνες τις διαθλώμενες ακτίνες που έχουν συνιστώσες κάθετες σε αυτό. Διαθλώμενες ακτίνες παράλληλες με το αιχμηρό αντικείμενο, λόγω της ύπαρξης βαθμίδας αλλαγής $\partial n/\partial x$, μετατοπίζουν ακτίνες κατά τη διεύθυνσή του κι όχι κάθετα σε αυτό, κι έτσι δεν υπάρχει αλλαγή στην αποκοπή ή στην παρατηρούμενη φωτεινότητα. Ένα αντικείμενο schlieren που προκαλεί αλλαγές μόνο στην οριζόντια διεύθυνση παραμένει μη-ανιχνεύσιμο υπό την παρουσία του αιχμηρού αντικειμένου. Σε τέτοιες περιπτώσεις χρησιμοποιείται μερικές φορές μια μάσκα με μικρή οπή, αλλά ουσιαστικά ένα αιχμηρό αντικείμενο με κατάλληλο προσανατολισμό συνήθως αρκεί για την ανίχνευση, όπως φαίνεται στο παράδειγμα του σχήματος 11, όπου απεικονίζεται το ίδιο φαινόμενο με διαφορετικής μορφής αντικείμενα αποκοπής.

Κλείνοντας το κεφάλαιο αυτό θα πρέπει να γίνει σαφής ο διαχωρισμός μεταξύ της τεχνικής schlieren και της παρεμφερούς τεχνικής της σκιαγραφίας (shadowgraphy) καθώς υπάρχουν ουσιώδεις διαφορές μεταξύ τους. Κατ' αρχήν ένα σκιαγράφημα (shadowgram) δεν είναι μια εστιασμένη οπτική εικόνα, είναι απλά μια σκιά. Η εικόνα schlieren όμως έχει δημιουργηθεί από έναν φακό οπότε έχει συζυγή οπτική σχέση με το αντικείμενο schlieren. Σε αντίθεση με την σκιαγραφία, οι μέθοδοι schlieren απαιτούν ένα αιχμηρό αντικείμενο ή κάποιου άλλου είδους αντικείμενο αποκοπής. Τέλος, το επίπεδο φωτεινότητας ενός αντικειμένου schlieren αντιστοιχεί στην πρώτη χωρική παράγωγο του δείκτη διάθλασης, ενώ το σκιαγράφημα αντιστοιχεί στην δεύτερη χωρική παράγωγο, π.χ. $\partial^2 n/\partial x^2$. Ισοδύναμα, η εικόνα schlieren απεικονίζει την γωνία εκτροπής, ϵ , ενώ η σκιαγραφία την μετατόπιση των ακτινών φωτός που είναι το αποτέλεσμα αυτής της εκτροπής. Άλλες διαφορές των τεχνικών αυτών έγκεινται στο σχεδιασμό και τα μέρη τους, την προσπάθεια που απαιτείται, και την διακριτική τους ικανότητα.



Σχήμα 11: Φωτογραφίες *schlieren* για φλόγας οξυασετυλίνης χρησιμοποιώντας διάταξη με σφαιρική πηγή φωτός και με (α) σπή αποκοπής, (β) κάθετο αιχμηρό αντικείμενο, και (γ) οριζόντιο αιχμηρό αντικείμενο [56].

Το μεγάλο πλεονέκτημα της σκιαγραφίας είναι η εύκολη εφαρμογή της, και το ότι επιτρέπει απεικόνιση μεγάλων αντικειμένων δείχνοντας τα κύρια χαρακτηριστικά ενός αντικειμένου χωρίς μεγάλες αλλαγές στο φωτισμό. Παρ' όλο που είναι, εν γένει, λιγότερο ευαίσθητη από την τεχνική, υπάρχουν περιπτώσεις που την καθιστούν περισσότερο ευαίσθητη. Για παράδειγμα, το $\partial^2 n / \partial x^2$ μπορεί να είναι μεγαλύτερο από το $\partial n / \partial x$ σε τυρβώδεις ροές αερίων ή σε ροές αερίων που ενέχουν ωστικά κύματα, όπως στην περίπτωση των υπερηχητικά κινούμενων βλημάτων. Λόγω της διπλής παραγωγίσιμης, η σκιαγραφία αποδίδει μικρότερης κλίμακας χαρακτηριστικά τυρβώδων ροών, ενώ τα ωστικά κύματα δημιουργούν ισχυρές αλλαγές στο δείκτη διάθλασης που τα κάνει να εμφανίζονται ως έντονες, συνεχείς γραμμές σε ένα σκιαγράφημα. Για ασθενέστερες διαταραχές, όμως, οι τεχνικές *schlieren* έχουν το πλεονέκτημα της κατά πολύ μεγαλύτερης ευαισθησίας. Παρά, βέβαια, τις διαφορές αυτές, και οι δύο τεχνικές είναι οπτικά συστήματα που προβάλλουν πληροφορία πάνω σε έναν ανιχνευτή, κι έτσι είναι χρήσιμες για δισδιάστατα φαινόμενα αλλά και για την ποιοτική μελέτη οποιουδήποτε φαινομένου.

3. Πειραματικές διατάξεις

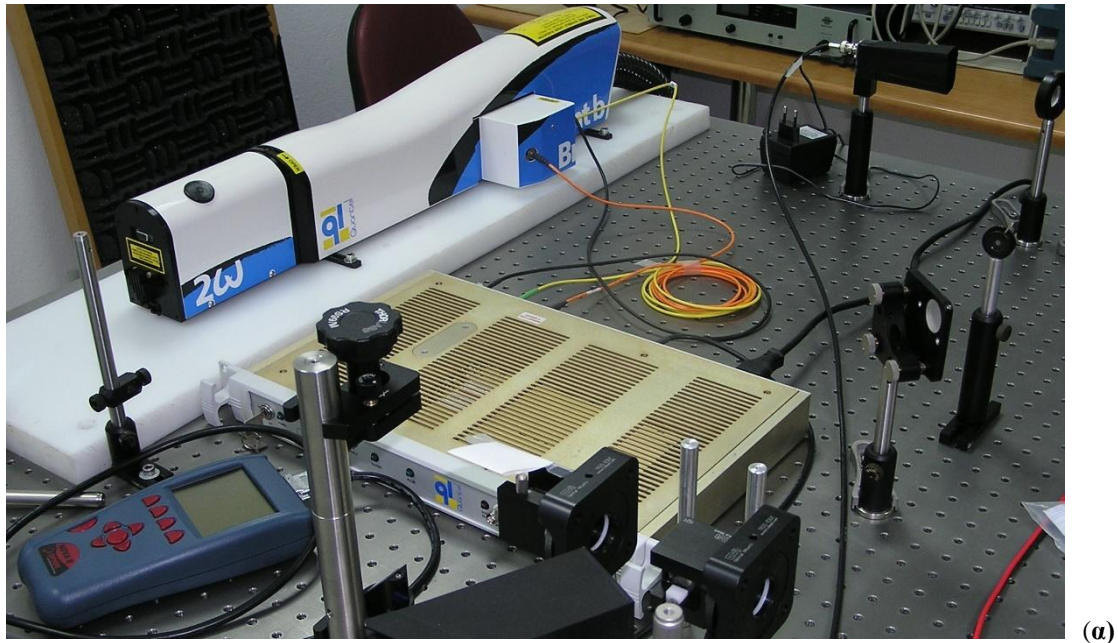
Στην εργασία αυτή η παραγωγή υπερήχων υψηλής έντασης μέσα σε δεξαμενή νερού γίνεται με χρήση ενός παλμικού laser Nd:YAG. Για την ανίχνευση υπερήχων υλοποιήθηκαν δύο διαφορετικές πειραματικές διατάξεις: η πρώτη βασίζεται στην εκτροπή δέσμης ενός CW laser, ενώ η δεύτερη είναι μια απεικονιστική διάταξη schlieren. Και στις δύο διατάξεις οι παραγόμενοι υπέρηχοι εστιάζονται μέσα στη δεξαμενή νερού μέσω ειδικά σχεδιασμένου κατόπτρου. Στο κεφάλαιο αυτό δίνονται πληροφορίες για τις πηγές laser που χρησιμοποιήθηκαν, για το ειδικά σχεδιασμένο κάτοπτρο, και για τις πειραματικές διατάξεις παραγωγής και ανίχνευσης υπερήχων που υλοποιήθηκαν.

3.1 Οι πηγές laser

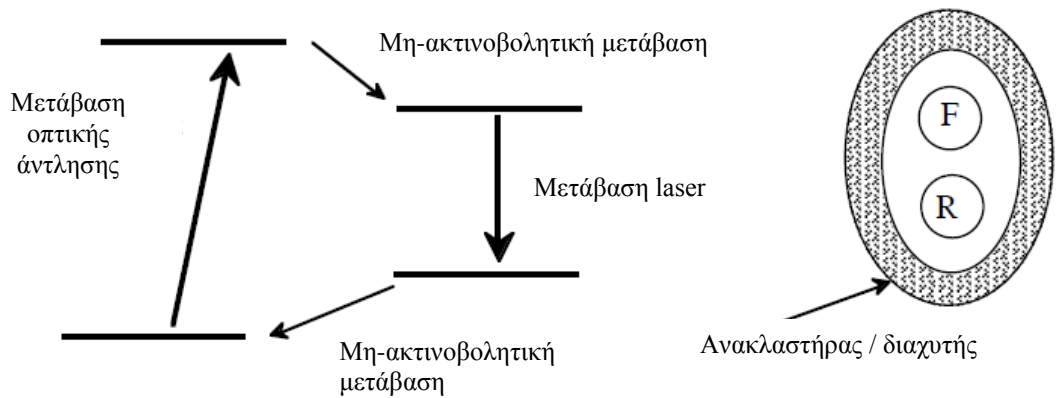
Η συσκευή laser είναι μια πηγή σύμφωνου, μονοχρωματικού φωτός. Ένα διεγερμένο μέσο μπορεί να επανέλθει στην αρχική, μη-διεγερμένη κατάσταση του με αυθόρμητο τρόπο μέσω εκπομπής μη-σύμφωνων φωτονίων (αυθόρμητη εκπομπή φωτός). Στην διαδικασία εκπομπής φωτός laser φωτόνια που προσπίπτουν σε ένα ήδη διεγερμένο μέσο εξαναγκάζουν την εκπομπή πανομοιότυπων, σε ενέργεια και φάση, φωτονίων (εξαναγκασμένη εκπομπή φωτός). Έτσι αυξάνεται ο συνολικός αριθμός των φωτονίων (ενίσχυση φωτός) με ταυτόχρονη αποδιέγερση του μέσου στην αρχική κατάσταση του. Η λέξη «laser» είναι ένα αρκτικόλεξο που υποδηλώνει ακριβώς την «ενίσχυση φωτός μέσω εξαναγκασμένης εκπομπής ακτινοβολίας» (**L**ASER: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation). Το μέσο στο οποίο συμβαίνει αυτή η διαδικασία ονομάζεται ενεργό μέσο ή μέσο ενίσχυσης. Το ενεργό μέσο μπορεί να διεγερθεί με πολλούς τρόπους, για παράδειγμα με κρούσεις με ηλεκτρόνια ή άτομα, με ηλεκτρικό ρεύμα, ή με οπτικό τρόπο (οπτική άντληση) μέσω ενός άλλου laser ή από ειδικές λάμπες ευγενών αερίων (flashlamps).

Για την παραγωγή υπερήχων χρησιμοποιήθηκε ένα παλμικό laser Nd:YAG (Brilliant B εταιρείας Quantel, βλ. σχήμα 12.α), το οποίο παράγει υπερβραχείς παλμούς ακτινοβολίας μέσω της χρήσης του συστήματος άντλησης με flashlamp και της τεχνικής Q-switching. Οι παλμοί laser έχουν διάρκεια ~6 ns και εκπέμπονται με ονομαστική επαναληψιμότητα 10 Hz, ενώ υπήρχε η δυνατότητα εκπομπής ενός μόνο παλμού (single-shot). Το ενεργό μέσο (Nd:YAG) είναι κρύσταλλος Yttrium Aluminum Garnet στον οποίο έχουν εμβαπτιστεί ιόντα Νεοδυμίου (Nd^{3+}). Στα αριστερά του σχήματος 12.β φαίνεται διάγραμμα της αρχής των ατομικών μεταβάσεων του υλικού Nd:YAG, με την ακτινοβολητική μετάβαση laser να αντιστοιχεί σε μήκος κύματος φωτονίων 1064

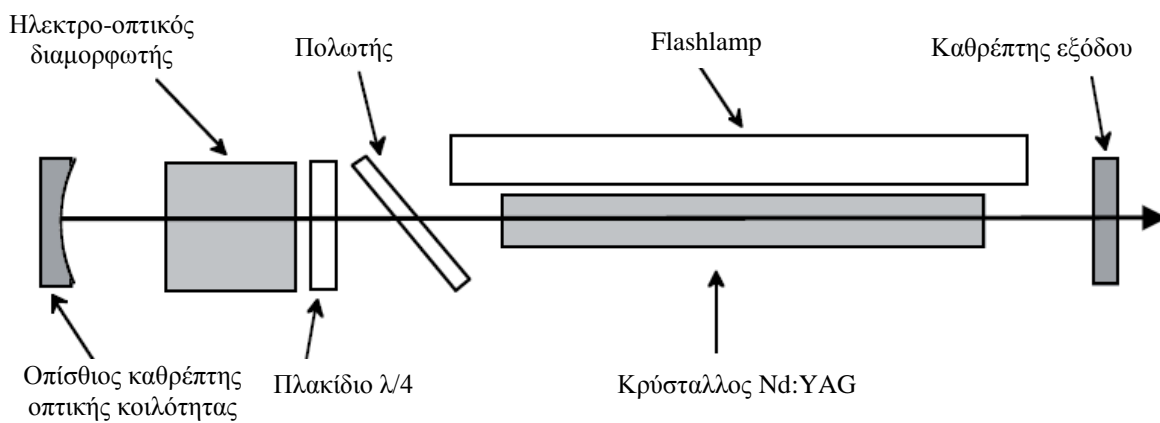
nm. Στα δεξιά του σχήματος 12.β δίνεται τομή του θαλάμου οπτικής άντλησης όπου το φως άντλησης το οποίο



(α)



(β)



(γ)

Σχήμα 12: (α) Το παλμικό laser Brilliant B εταιρείας Quantel, (β) διάγραμμα της αρχής των ατομικών μεταβάσεων του Nd:YAG (αριστερά) και τομή της οπτικής κοιλότητας του laser (δεξιά): F – flashlamp, R – κρύσταλλος Nd:YAG, και (γ) σχηματική αναπαράσταση της οπτικής κοιλότητας του laser Brilliant B. εκπέμπεται από μια flashlamp διεγείρει το οπτικό μέσο καθώς ανακλάται / διαχέεται από ειδική κατασκευή.

Στην τεχνική Q-switching η ενίσχυση αυξάνεται σε σημαντικό βαθμό καθώς τα εκπεμπόμενα φωτόνια μέσω εξαναγκασμένης εκπομπής οδηγούνται να διελύσουν μέσα από το οπτικό μέσο πολλές φορές πριν τελικά εκπεμφθούν έξω από την οπτική κοιλότητα. Με την τεχνική αυτή επιτυγχάνεται ενέργεια ανά παλμό της τάξης των 850 mJ (σε μήκος κύματος 1064 nm). Η οπτική κοιλότητα απεικονίζεται σχηματικά στο σχήμα 12.γ. Το ενεργό μέσο είναι τοποθετημένο σε κοιλότητα που αποτελείται από κάτοπτρα, με σημαντικότερα το οπίσθιο κάτοπτρο υψηλής ανακλαστικότητας και το τελικό κάτοπτρο (καθρέπτης εξόδου) μερικής ανακλαστικότητας. Άλλα σημαντικά στοιχεία της κοιλότητας είναι ένας πολωτής, ένα πλακίδιο $\lambda/4$ και ένας ηλεκτρο-οπτικός διαμορφωτής, τα οποία χρησιμοποιούνται για το Q-switching ώστε να παγιδεύονται τα φωτόνια στην οπτική κοιλότητα και να εκπέμπονται έξω από αυτήν αφού έχουν περάσει πολλές φορές διαμέσου του ενεργού υλικού.

Το laser αυτό αποτελείται από οπτική κεφαλή και τροφοδοτικό ισχύος τα οποία είναι συνδεδεμένα μεταξύ τους. Η διαχείριση του laser γίνεται από ένα τηλεχειριστήριο κουτί και την διασύνδεσή του με τον υπολογιστή μέσω του λογισμικού RS232. Το laser διαθέτει εξωτερική μονάδα παραγωγής δεύτερης αρμονικής και έτσι μπορεί να παράγει ακτινοβολία φωτός έως και 270 mJ ανά παλμό σε μήκος κύματος 532 nm (η οποία και χρησιμοποιήθηκε) πέραν της θεμελιώδους του Nd:YAG μέσου (1064 nm). Επίσης διαθέτει εξωτερική μονάδα, που το επιτρέπει να λειτουργεί ως μονορυθμικό (single longitudinal mode).

Τέλος, το CW laser που χρησιμοποιήθηκε για την ανίχνευση των υπερήχων, τόσο με τη διάταξη εκτροπής δέσμης όσο και με την απεικονιστική διάταξη schlieren, ήταν ένα laser στερεάς κατάστασης διοδικής άντλησης (DPSS). Η έξοδός του ήταν μήκους κύματος 532 nm και μέγιστης ισχύος 150 mW.

3.2 Ελλειψοειδές κάτοπτρο

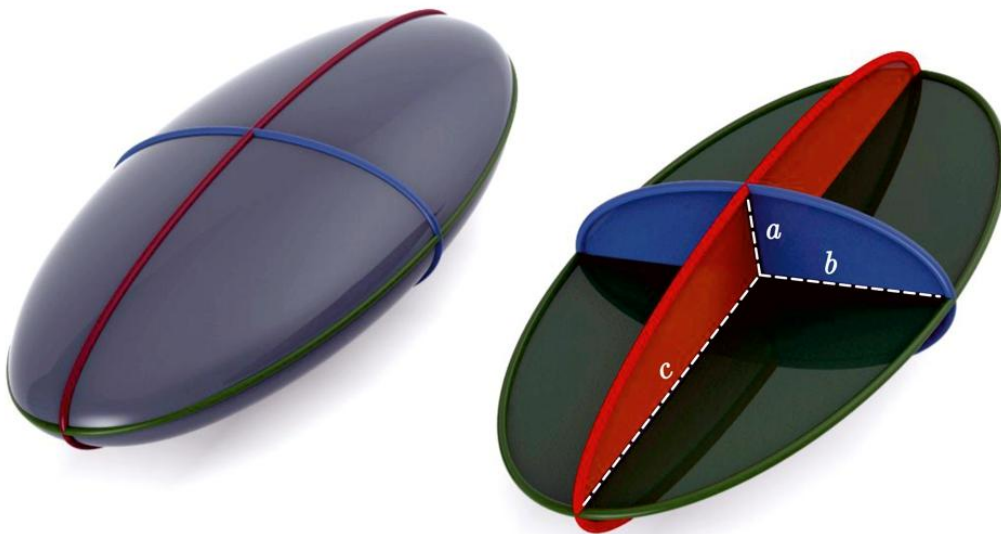
Κεντρικό ρόλο στις πειραματικές διατάξεις που υλοποιήθηκαν είχε το ελλειψοειδές κάτοπτρο που κατασκευάστηκε με σκοπό την εστίαση των υπερήχων μέσα στο νερό. Το κάτοπτρο κατασκευάστηκε από ανοξείδωτο μέταλλο καθώς κατά τη διάρκεια των πειραμάτων ήταν πλήρως εμβαπτισμένο σε δεξαμενή νερού.

Ως ελλειψοειδή χαρακτηρίζονται τα στερεά που προκύπτουν από περιστροφή της έλλειψης και είναι δηλαδή το τρισδιάστατο αντίστοιχο της έλλειψης. Είναι δηλαδή στερεό εκ περιστροφής.

Η μαθηματική εξίσωση που περιγράφει ένα τέτοιο ελλειψοειδές (σχήμα 13) κεντραρισμένο στην αρχή των αξόνων ενός Καρτεσιανού συστήματος συντεταγμένων είναι:

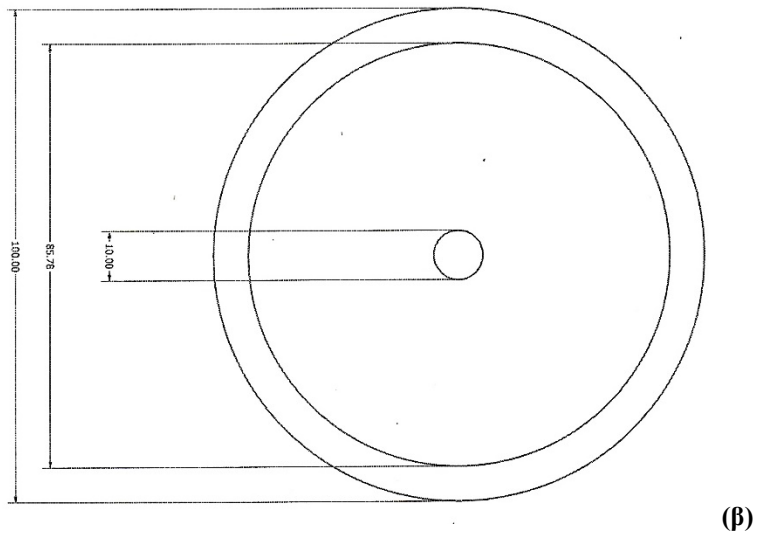
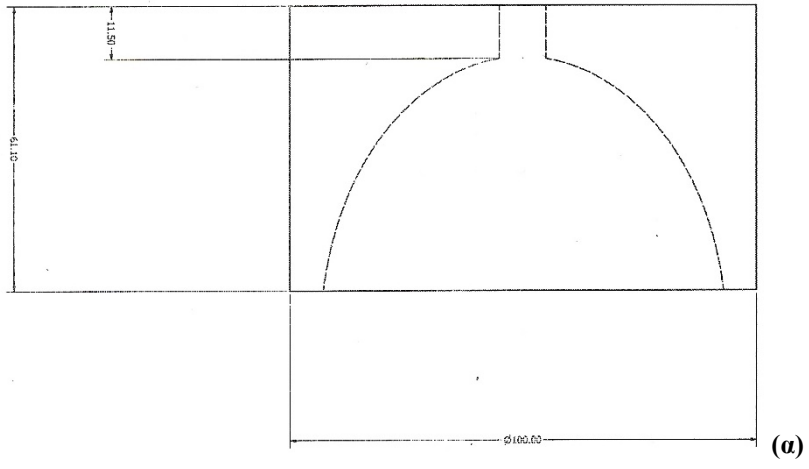
$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (14)$$

Τα σημεία $(a,0,0)$, $(0,b,0)$, και $(0,0,c)$ κείτονται στην επιφάνεια και τα ευθύγραμμα τμήματα που ενώνουν την αρχή των αξόνων $(0,0,0)$ και τα σημεία αυτά ονομάζονται κύριοι ημι-άξονες με μήκος a , b , και c . Αντιστοιχούν στους μεγάλους και μικρούς ημι-άξονες των αντίστοιχων ελλείψεων.

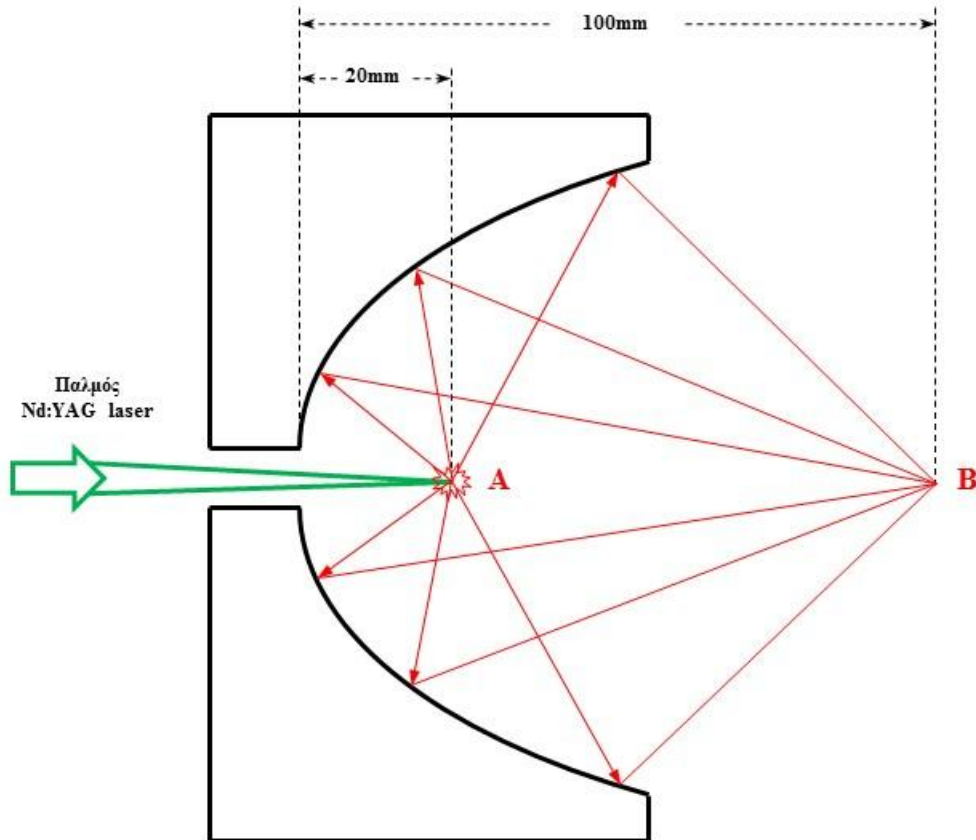


Σχήμα 13: Ελλειψοειδές εκ περιστροφής (αριστερά) και οι χαρακτηριστικοί ημι-άξονές του (δεξιά).

Οι κατασκευαστικές και γεωμετρικές απαιτήσεις (π.χ. είδος υλικού, εστιακές αποστάσεις κτλ) προέκυψαν έπειτα από σχεδιασμό και σε συνάρτηση με τις πειραματικές απαιτήσεις αλλά και τους περιορισμούς που έθεταν ο διαθέσιμος χώρος και το μέγεθος των υπολοίπων εργαστηριακών αντικειμένων (κατά κύριο λόγο η δεξαμενή νερού). Το ελλειψοειδές κάτοπτρο για τις ανάγκες των πειραματικών διατάξεων τελικά κατασκευάστηκε στο Εργαστήριο Σχεδιομελέτης & Κατεργασιών του Τμήματος Φυσικών Πόρων και Περιβάλλοντος Τ.Ε. του Τ.Ε.Ι. Κρήτης. Τόσο το ίδιο το κάτοπτρο όσο και οι διαστάσεις του φαίνονται στο σχήμα 14, ενώ στο σχήμα 15 παρουσιάζεται η αρχή χρήσης του ελλειψοειδούς κατόπτρου στις πειραματικές διατάξεις που αναπτύχθηκαν, και που είχε ως εξής:



Σχήμα 14: (α) Κάτοψη / πλάγια όψη, (β) τομή / πρόσθια όψη, και (γ) φωτογραφία του ελλειψοειδούς κατόπτρου που κατασκευάστηκε και χρησιμοποιήθηκε στις πειραματικές διατάξεις.



Σχήμα 15: Σχηματική αναπαράσταση της αρχής χρήσης του ελλειψοειδούς κατόπτρου: οι παλμοί laser (532nm – πράσινο χρώμα) εστιάζονται στο σημείο A που αντιστοιχεί στην 1^η εστία του ελλειψοειδούς κατόπτρου και οι παραγόμενοι υπέρηχοι (κόκκινο χρώμα) ανακλώνται από το ελλειψοειδές κάτοπτρο και εστιάζονται στο σημείο B που αντιστοιχεί στην 2^η εστία του ελλειψοειδούς κατόπτρου.

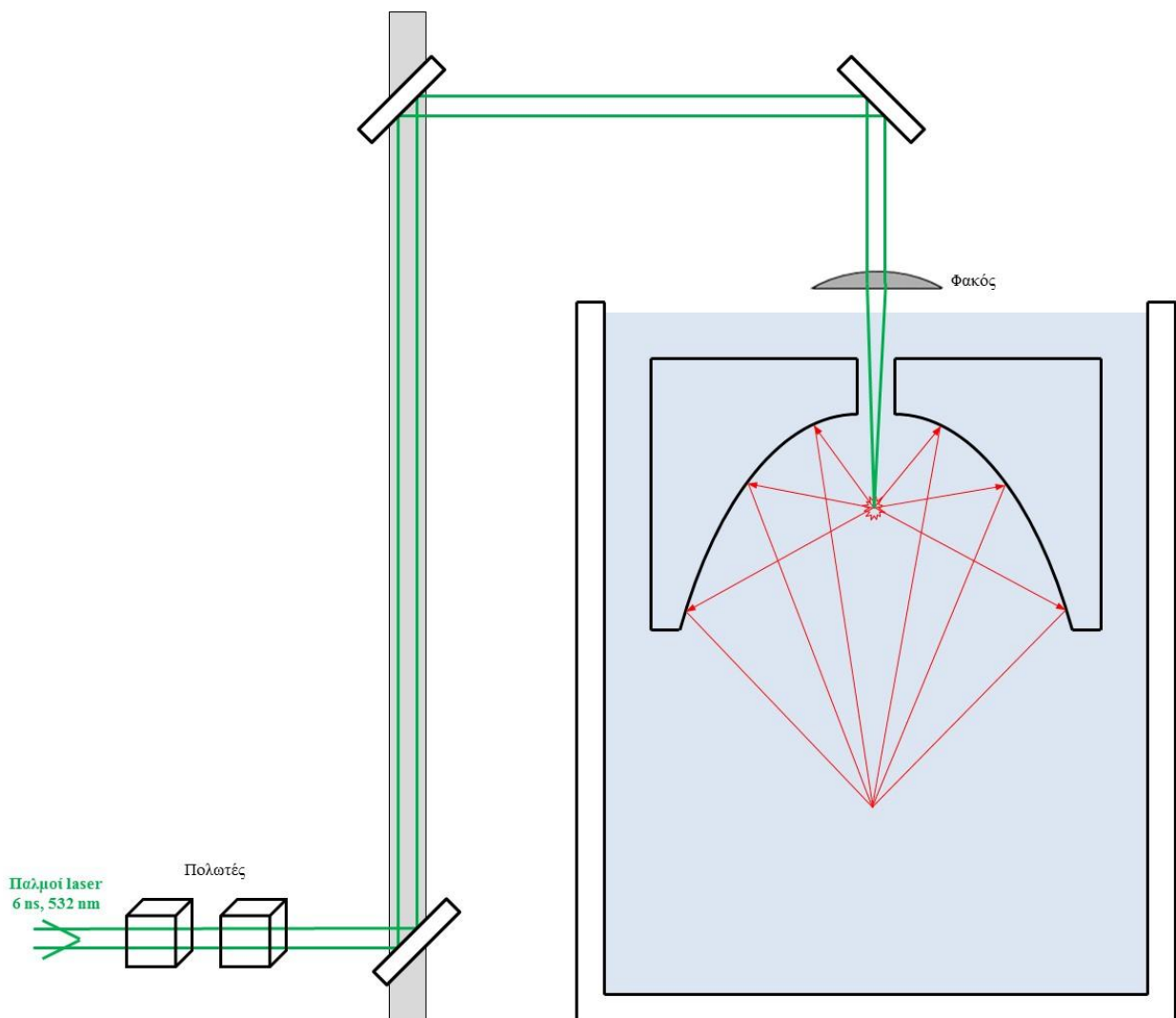
Το κάτοπτρο ήταν εμβαπτισμένο πλήρως σε δεξαμενή νερού και συγκρατιόταν με ειδική ράβδο σε σταθερή θέση. Το κάτοπτρο είχε οπή 10 mm στο κεντρικό μέρος του έτσι ώστε να μπορεί να διέρχεται η εστιασμένη δέσμη του Nd:YAG laser (με πράσινο χρώμα στο σχήμα 15). Η δέσμη αυτή εστιαζόταν σε σημείο (A) το οποίο συνέπιπτε με την 1^η εστία του κατόπτρου. Έτσι δημιουργούνταν υπερηχητικά κύματα μέσα στο νερό (με κόκκινο χρώμα στο σχήμα 15) τα οποία διαδίδονταν σφαιρικά προς όλες τις διευθύνσεις. Τέτοιου είδους κάτοπτρα έχουν 2 εστίες: η 1^η εστία του συγκεκριμένου κατόπτρου ήταν στα 20 mm ενώ η 2^η εστία στα 100 mm όπως φαίνεται στο σχήμα 15 (σημείο B). Τα κάτοπτρα αυτά παρουσιάζουν το εξής χαρακτηριστικό: αν η πηγή ακτινοβολίας (στη δική μας περίπτωση υπερηχητικά κύματα) συμπίπτει με την μια εστία τότε θα

εστιαστούν στην άλλη. Έτσι, λοιπόν, τα υπερηχητικά κύματα εστιάζονταν στην 2^η εστία, η οποία και ήταν αρκετά έξω από το σώμα του κατόπτρου, ώστε να επιτρέπει την ανεμπόδιστη ανίχνευσή τους από τις διατάξεις που αναπτύχθηκαν.

3.3 Πειραματικές διατάξεις

3.3.1 Πειραματική διάταξη παραγωγής υπερήχων

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, για την παραγωγή των υπερήχων χρησιμοποιήθηκαν οι παλμοί από το Nd:YAG laser. Η πειραματική διάταξη παραγωγής υπερήχων δίνεται σχηματικά στο σχήμα 16.



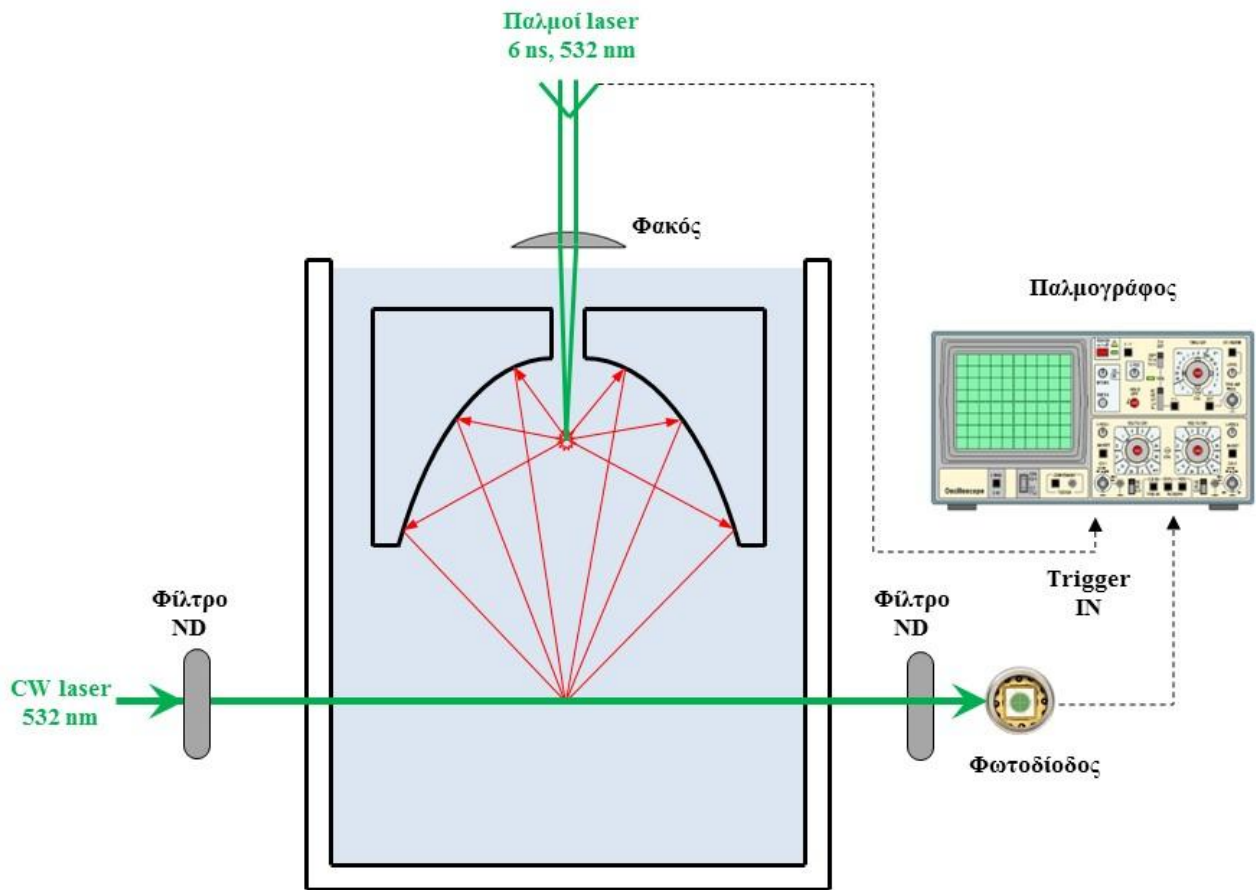
Σχήμα 16: Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης παραγωγής υπερηχητικών κυμάτων.

Αρχικά η δέσμη του Nd:YAG laser οδηγούνταν σε ένα ζευγάρι πολωτών. Καθώς η έξοδος του laser είχε γραμμική οριζόντια πόλωση, ο πρώτος από αυτούς, ο οποίος μπορεί να ονομαστεί και αναλυτής, είχε ως σκοπό τη βελτίωση της αντίθεσης της πόλωσης της δέσμης laser, αφήνοντας να περάσει μόνο γραμμικά οριζόντια πολωμένο φως. Ο δεύτερος πολωτής εξυπηρετούσε στην επιλεκτική αυξομείωση της ενέργειας της δέσμης, καθώς με στροφή του γύρω από τον οπτικό του άξονα ήταν δυνατή η απόρριψη μέρους της οπτικής δέσμης.

Στη συνέχεια μέσω ενός περισκοπίου η δέσμη laser ανυψωνόταν στο επιθυμητό ύψος ώστε έπειτα να οδηγηθεί κατακόρυφα προς τα κάτω στη δεξαμενή νερού όπου βρισκόταν εμβαπτισμένο το ελλειψοειδές κάτοπτρο σε υπερκάθαρο απιονισμένο νερό. Η δέσμη περνούσε διαμέσου της κεντρικής οπής του κατόπτρου και εστιαζόταν στην 1^η εστία του κατόπτρου μέσω ενός επιπεδόκυρτου φακού εστιακής απόστασης $f_1 = 75 \text{ mm}$, ο οποίος ήταν τοποθετημένος σε κατάλληλη απόσταση έξω από τη δεξαμενή νερού. Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι για την παραγωγή υπερήχων χρησιμοποιήθηκαν μονοί παλμοί laser (λειτουργία single shot) με ενέργεια 50 mJ έως και 150 mJ.

3.3.2 Πειραματική διάταξη ανίχνευσης υπερήχων μέσω εκτροπής δέσμης CW laser

Η σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης ανίχνευσης υπερήχων μέσω εκτροπής δέσμης CW laser που αναπτύχθηκε δίνεται στο σχήμα 17.



Σχήμα 17: Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης ανίχνευσης υπερήχων μέσω εκτροπής δέσμης CW laser.

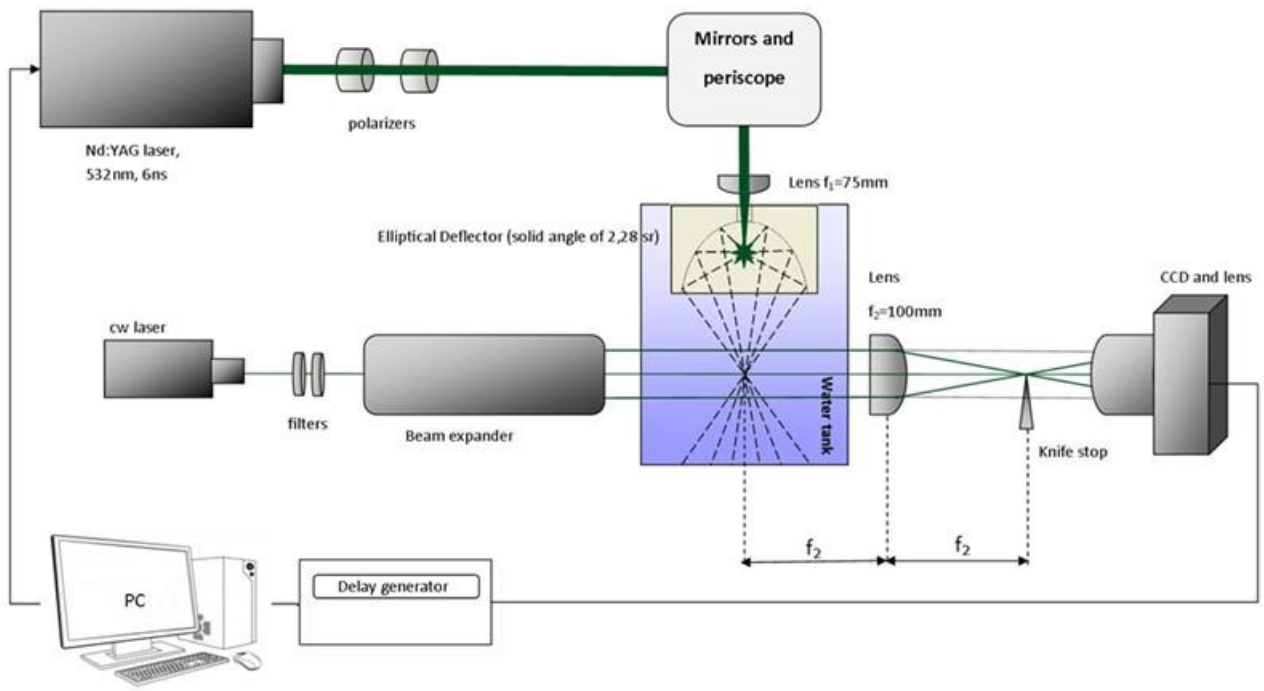
Η δέση του CW laser κατευθύνεται ώστε να περνά από το σημείο εστίασης των παραγόμενων υπερήχων ($2^{\text{η}}$ εστία του ελλειψοειδούς κατόπτρου) ενώ υπήρχε η δυνατότητα μετακίνησής της με ακρίβεια $10 \mu\text{m}$. Η δέση αυτή ανιχνεύεται από μια γρήγορη ($< 1 \text{ ns}$ rise time) φωτοδίοδο πυριτίου. Όταν δημιουργηθούν ακουστικά κύματα από το Nd:YAG laser, όπως εξηγήθηκε παραπάνω, αλλάζει τοπικά ο δείκτης διάθλασης στην περιοχή της $2^{\text{ης}}$ εστίας με αποτέλεσμα η δέση του CW laser να εκτρέπεται και να αλλάζει ελαφρά πορεία. Αυτό μεταφράζεται σε αλλαγές φωτεινότητας πάνω στη φωτοδίοδο, ανάλογες της αλλαγής του δείκτη διάθλασης. Έτσι ανιχνεύονται η ύπαρξη και η δυναμική εξέλιξη των παραγόμενων κυμάτων. Φίλτρα ουδέτερης απορροφητικότητας (φίλτρα ND) χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο της φωτεινότητας. Σήμα σκανδαλισμού (trigger) από το Nd:YAG laser χρησιμοποιείται για να ταυτοποιηθεί χρονικά η άφιξη του παλμού που δημιουργεί τα κύματα και αυτή η στιγμή ορίζεται ως $t = 0$. Τόσο το σήμα trigger όσο και το σήμα της φωτοδίοδου οδηγούνται ως είσοδοι σε ψηφιακό παλμογράφο με δυνατότητα καταγραφής και αποθήκευσης δεδομένων.

3.3.3 Πειραματική απεικονιστική διάταξη schlieren ανίχνευσης υπερήχων

Στο σχήμα 18 φαίνεται η σχηματική αναπαράσταση αλλά και φωτογραφία της πειραματικής διάταξης ανίχνευσης schlieren που αναπτύχθηκε. Στην διάταξη αυτή ενσωματώθηκε η διάταξη παραγωγής υπερήχων όπως αυτή περιεγράφηκε προηγουμένως (πολωτές: polarizers, καθρέπτες & περισκόπιο: mirrors & periscope, δοχείο νερού: water tank στο σχήμα 18). Η δέσμη ανίχνευσης πάλι προέρχεται από το CW laser όμως χρησιμοποιήθηκε ένας κατάλληλος μεγεθυντής και παραλληλοποιητής δέσμης (beam expander στο σχήμα 18) ώστε η δέσμη να καλύπτει μια μεγαλύτερη χωρικά περιοχή γύρω από το σημείο της 2^{ης} εστίας του ελλειψοειδούς κατόπτρου. Η στερεά γωνία που καλύπτει το ελλειψοειδές κάτοπτρο βρέθηκε να είναι 2,28 sr (sr: steradian).

Χρησιμοποιήθηκε επιπεδόκυρτος φακός εστιακής απόστασης $f_2 = 100$ mm για τη δημιουργία πραγματικού ανεστραμμένου ειδώλου στον ανιχνευτή (ψηφιακή CCD κάμερα εταιρείας Basler μοντέλο A1021). Ο φακός ήταν τοποθετημένος ώστε η 2^η εστία του ελλειψοειδούς κατόπτρου να συμπίπτει με την εστιακή του απόσταση (δηλαδή 100 mm από τη 2^η εστία). Χρησιμοποιήθηκε ένα κοινό ξυράφι ως αιχμηρό αντικείμενο (knife stop στο σχήμα 18) τοποθετημένο στο εστιακό σημείο του φακού αυτού όπως φαίνεται στο σχήμα 18.

Χρησιμοποιήθηκε ειδική διάταξη για τον συγχρονισμό του παλμού παραγωγής υπερήχων και της CCD κάμερας, η οποία περιλάμβανε ειδική συσκευή εισαγωγής χρονικής καθυστέρησης (delay generator). Έτσι η κάμερα άρχιζε να καταγράφει συγκεκριμένη (και επιλεκτικά μεταβαλλόμενη) χρονική στιγμή μετά από την άφιξη του παλμού παραγωγής υπερήχων. Τόσο η διαδικασία συγχρονισμού όσο και η καταγραφή των εικόνων γινόταν μέσω Η/Υ και με ειδικό υπάρχων λογισμικό που τροποποιήθηκε αναλόγως για τις ανάγκες των συγκεκριμένων πειραμάτων.



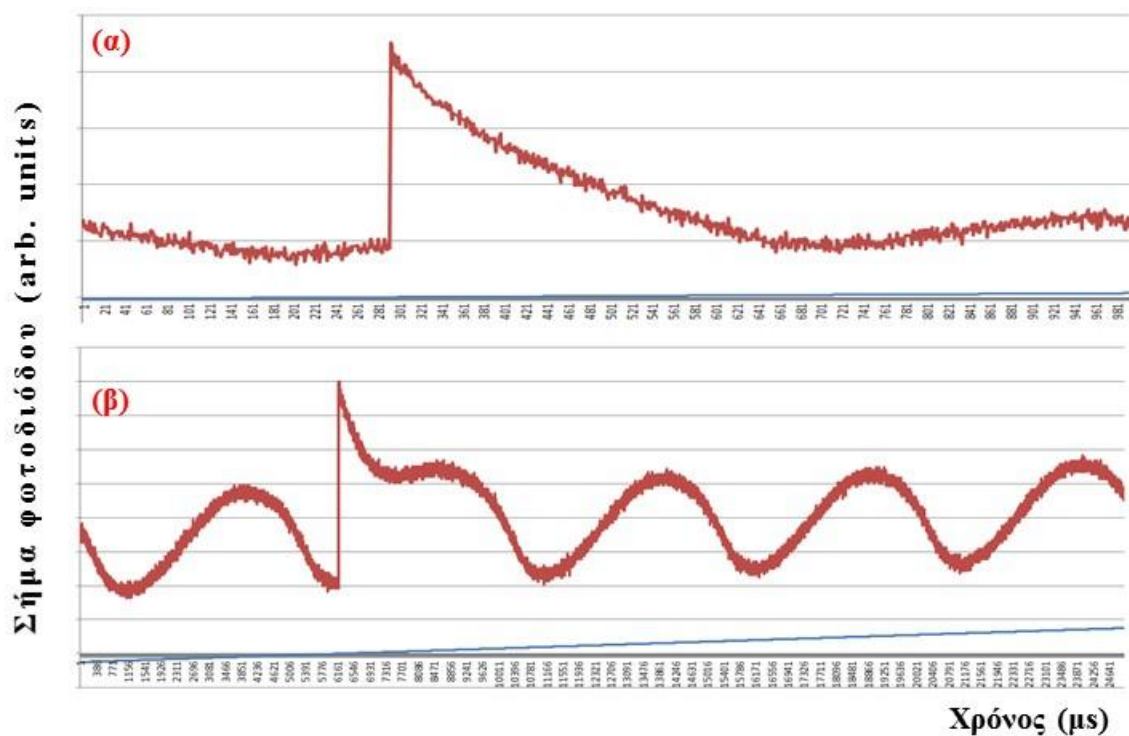
Σχήμα 18: Σχηματική αναπαράσταση (πάνω) και φωτογραφία (κάτω) της πειραματικής διάταξης ανίχνευσης schlieren που αναπτύχθηκε (οι επεξηγήσεις των διαφόρων μερών δίνονται στο κείμενο).

4. Προκαταρκτικά αποτελέσματα

Στα πλαίσια της εργασίας αυτής πραγματοποιήθηκε αρχικός ποιοτικός (παρά ποσοτικός) έλεγχος καλής λειτουργίας των διατάξεων που υλοποιήθηκαν, με στόχο τον εντοπισμό των κύριων προβλημάτων και ατελειών, ώστε να βελτιωθούν οι διατάξεις αυτές. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται αυτά τα προκαταρκτικά αποτελέσματα και οι συνθήκες υπό τις οποίες αυτά καταγράφηκαν.

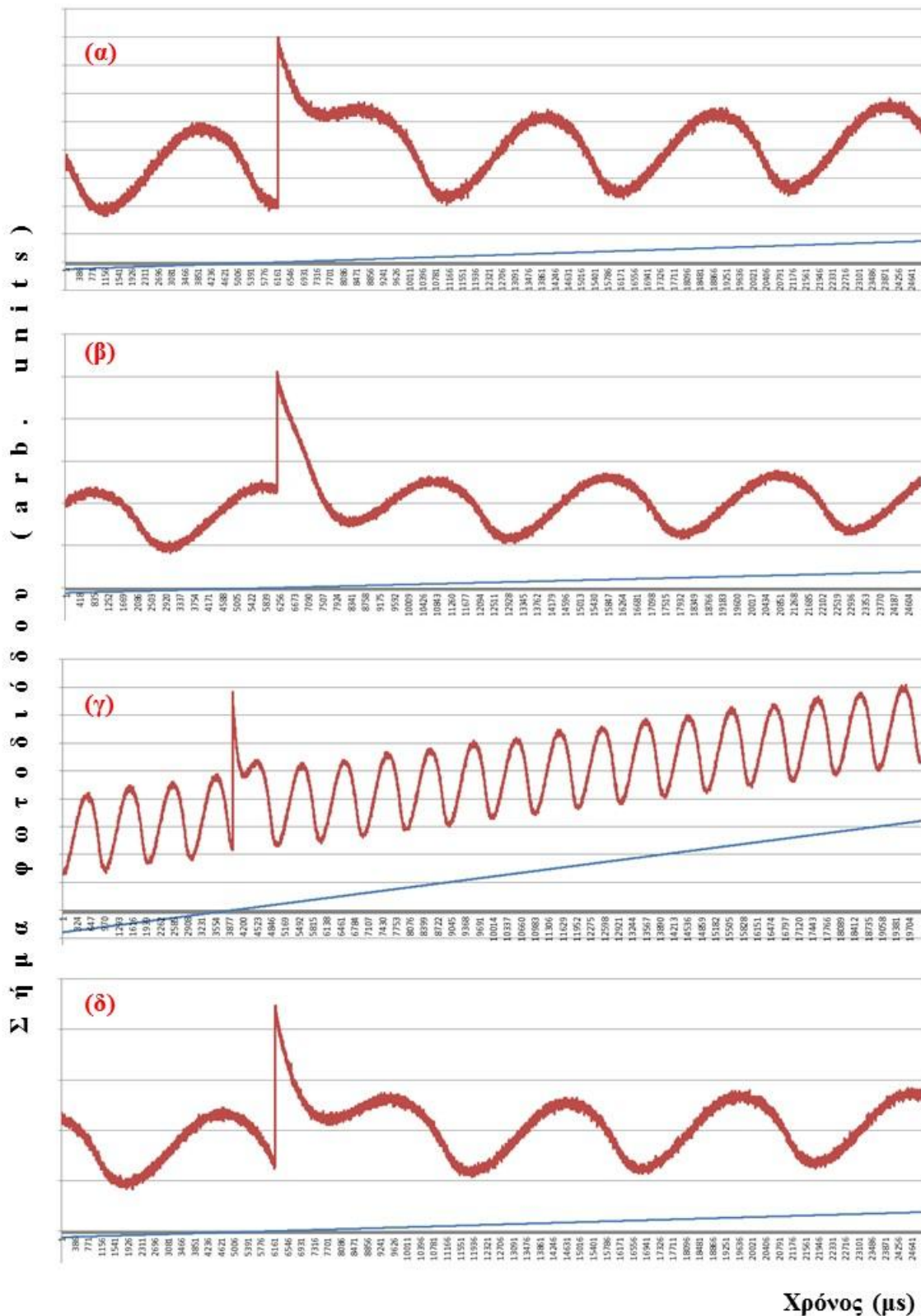
4.1 Προκαταρκτικά αποτελέσματα διάταξης ανίχνευσης εκτροπής δέσμης

Με τη διάταξη αυτή έγιναν μετρήσεις αρχικά στον ατμοσφαιρικό αέρα, για έναν γρήγορο έλεγχο, και μετέπειτα στο νερό. Χρησιμοποιήθηκαν ενέργειες παλμού Nd:YAG laser από 50 mJ έως και 150 mJ, ενώ η δέσμη του CW laser τοποθετήθηκε σε διαφορετικές αποστάσεις, S , από το σημείο της $2^{ης}$ εστίας του ελλειψοειδούς κατόπτρου. Στο σχήμα 19 δίνονται τυπικά αποτελέσματα για την περίπτωση του αέρα και για δύο διαφορετικές ενέργειες παλμού Nd:YAG laser (ίδιο S). Στα σχήματα 20 και 21 παρουσιάζονται τυπικά αποτελέσματα για τις περιπτώσεις του αέρα και του νερού, αντίστοιχα, μεταβάλλοντας την απόσταση της δέσμης CW laser από το σημείο της $2^{ης}$ εστίας.

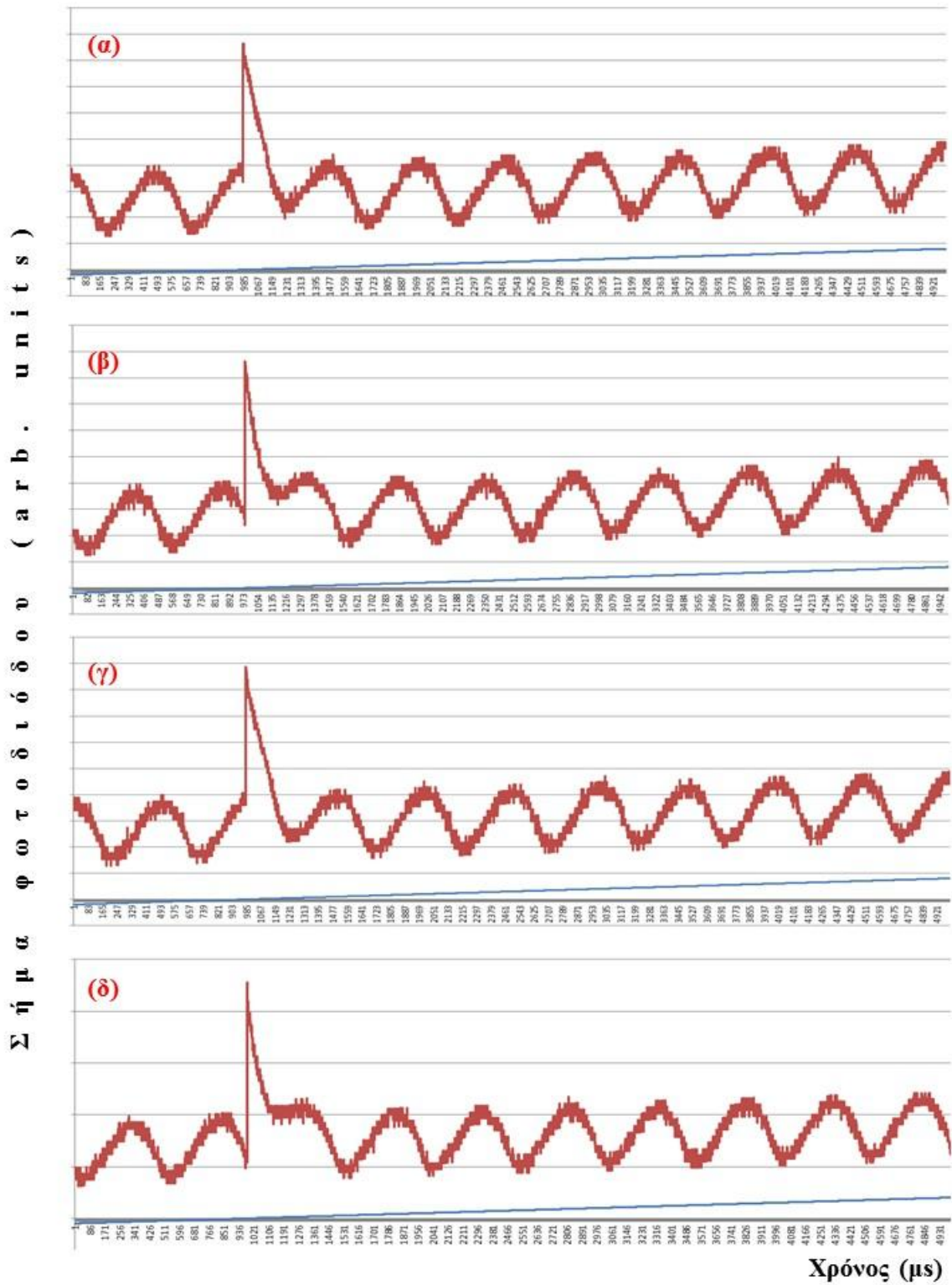


Σχήμα 19: Τυπικά προκαταρκτικά αποτελέσματα με τη διάταξη εκτροπής δέσμης CW laser για την ανίχνευση

υπερηχητικών κυμάτων στη θέση της 2^{ης} εστίας ($S = 0 \text{ mm}$) του ελλειψοειδούς κατόπτρου στον αέρα. Η ενέργεια παλμού του Nd:YAG laser ήταν (α) 50 mJ και (β) 75 mJ.



Σχήμα 20: Τυπικά προκαταρκτικά αποτελέσματα με τη διάταξη εκτροπής δέσμης CW laser για την ανίχνευση υπερηχητικών κυμάτων στον αέρα, σε αποστάσεις, S : (α) 0 mm, (β) 5 mm, (γ) 7 mm, και (δ) 20 mm, από τη θέση της 2^{ης} εστίας ($S = 0 \text{ mm}$) του ελλειψοειδούς κατόπτρου. Σε όλες τις περιπτώσεις η ενέργεια παλμού του Nd:YAG laser ήταν η ίδια, ίση με 75 mJ.



Σχήμα 21: Τυπικά προκαταρκτικά αποτελέσματα με τη διάταξη εκτροπής δέσμης CW laser για την ανίχνευση υπερηχητικών κυμάτων στο νερό, σε αποστάσεις, S : (α) 0 mm, (β) 2 mm, (γ) 4 mm, και (δ) 6 mm, από τη θέση της 2^{ης} εστίας ($S = 0$ mm) του ελλειψοειδούς κατόπτρου. Σε όλες τις περιπτώσεις η ενέργεια παλμού του Nd:YAG laser ήταν ίδια, ίση με 150 mJ.

Σχολιάζοντας τα αποτελέσματα αυτά, αξίζει να αναφερθεί ότι απαιτούνταν μεγαλύτερη ενέργεια παλμού του Nd:YAG laser για εμφανή αποτελέσματα στην περίπτωση του νερού. Παρ' όλο που ανιχνεύεται εμφανώς η αλλαγή που προκύπτει λόγω της ύπαρξης ακουστικών κυμάτων, τα καταγραφόμενα σήματα παρουσιάζουν ένα «ημιτονοειδές» υπόβαθρο. Αυτό οφείλεται, κατά πάσα πιθανότητα, σε ηλεκτρικό θόρυβο, ο οποίος είναι συγκρίσιμος με το επιθυμητό σήμα. Σε κάποιες περιπτώσεις αυτός ο θόρυβος φαίνεται να αυξάνει (π.χ. βλ. σχήμα 20.γ). Αυτό το γεγονός, σε συνδυασμό με το ότι τα σήματα είναι αρκετά εκτεταμένα («πλατιά») στο χρόνο, υποδηλώνουν ότι μάλλον είχε επέλθει κορεσμός της φωτοδιόδου. Σίγουρα καταγράφεται η ύπαρξη του ακουστικού κύματος, όμως λόγω των παραπάνω δεν είναι εφικτό να αξιολογηθούν περαιτέρω τα αποτελέσματα, όσο αφορά στο πλάτος των σημάτων και τη χρονική τους διάρκεια αλλά και την χρονική στιγμή εμφάνισής τους (δηλαδή εξαγωγή συμπερασμάτων για τη δυναμική των παραγόμενων κυμάτων).

4.2 Προκαταρκτικά αποτελέσματα απεικονιστικής διάταξης *schlieren*

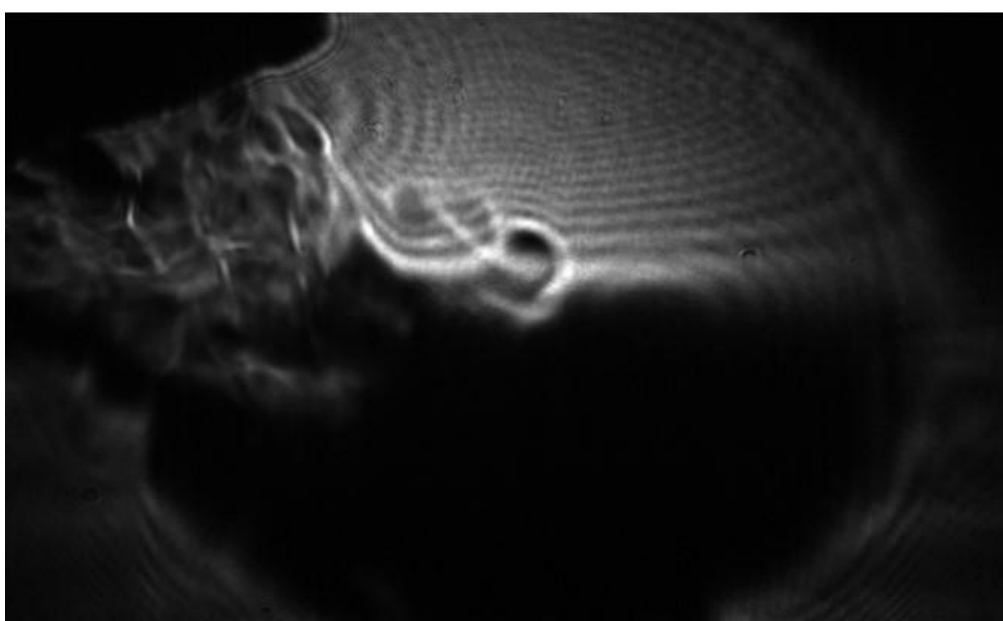
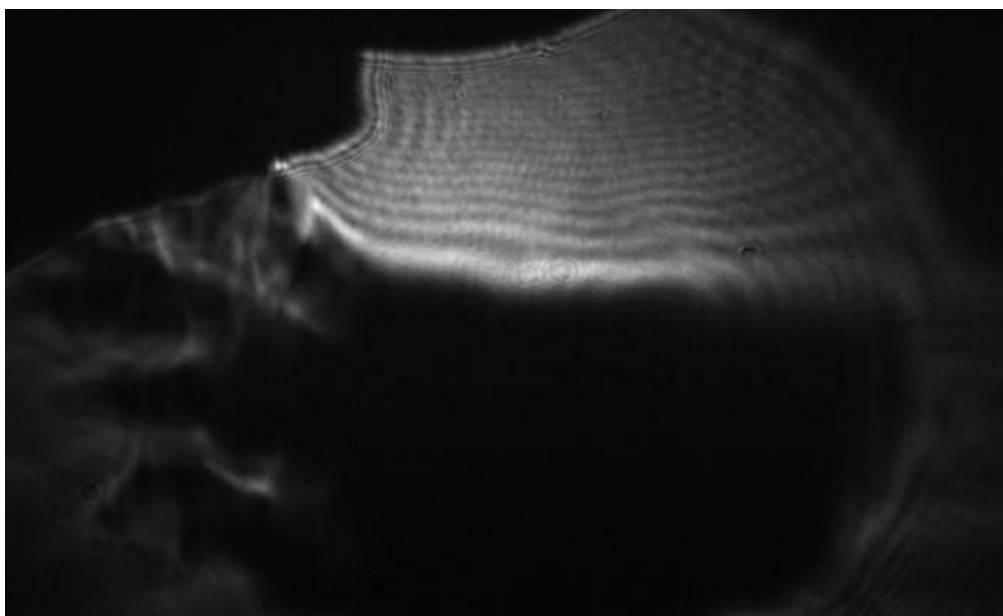
Χρησιμοποιώντας την απεικονιστική διάταξη *schlieren* που αναπτύχθηκε, έγινε αρχικά διερεύνηση κατά πόσο ήταν εφικτή η απεικόνιση διαταραχών στον ατμοσφαιρικό αέρα στη θέση της 2^{ης} εστίας του ελλειψοειδούς κατόπτρου. Ισχυρές διαταραχές του αέρα προκλήθηκαν τεχνητά με την χρήση δοχείου πεπιεσμένου αέρα (*air duster*), οι οποίες και καταγράφηκαν σε κάποιο ικανοποιητικό βαθμό από τη διάταξη, όπως φαίνονται στα τυπικά αποτελέσματα του σχήματος 22.

Παρ' όλο που με βάση τα αποτελέσματα των προηγούμενων πειραμάτων είναι εμφανής η δημιουργία ακουστικών κυμάτων στην περιοχή της της 2^{ης} εστίας του ελλειψοειδούς κατόπτρου, δεν κατέστη δυνατή η απεικόνισή τους με την διάταξη *schlieren* που υλοποιήθηκε τόσο στον ατμοσφαιρικό αέρα όσο και στο νερό. Το γεγονός αυτό μπορεί να οφείλεται σε διάφορους παράγοντες, όμως κατά κύριο λόγο αποδίδεται ως συνέπεια της ευθυγράμμισης του ελλειψοειδούς παραβολικού κατόπτρου, και κατά δεύτερο λόγο στην εστίαση του παλμού του Nd:YAG laser.

Πράγματι, η ευθυγράμμιση ελλειψοειδών κατόπτρων δεν είναι τετριμμένη, πόσο μάλλον στην περίπτωση αυτή που εστιάζονται υπερηχητικά κύματα (κι όχι δέσμη laser), δηλαδή δεν υπάρχει το πλεονέκτημα να βλέπει κανείς με γυμνό μάτι το αποτέλεσμα της εστίασης. Σε παρόμοιες εργασίες (π.χ. βλ. [53]) ειδική μνεία γίνεται για τον τρόπο εστίασης ακουστικών κυμάτων με ελλειψοειδή κάτοπτρα και για τη μεθοδολογία για τα βέλτιστα αποτελέσματα. Τέλος, η εστίαση του παλμού του Nd:YAG laser με φακό τοποθετημένο σε κατακόρυφο άξονα, και με δεδομένους τους γεωμετρικούς περιορισμούς της παρούσας διάταξης, απαιτεί συστηματική αντιμετώπιση και ίσως αλλαγή των χρησιμοποιούμενων οπτικών εστίασης. Από την εστίαση αυτή

εξαρτώνται τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των παραγόμενων ακουστικών κυμάτων, για παράδειγμα κατά πόσο είναι σφαιρικά. Με τη σειρά τους, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ακουστικών κυμάτων παίζουν σημαντικό ρόλο στην επίτευξη της σωστής εστίασής τους σε σημείο, ανεξάρτητα από το είδος του οπτικού στοιχείου εστίασης που χρησιμοποιείται. Από τα παραπάνω είναι, λοιπόν, εμφανής η σημασία της σωστής εστίασης του παλμού του Nd:YAG laser.

Κλείνοντας, θα πρέπει να αναφερθεί ότι δεν αποκλείονται προβλήματα με την ίδια την διάταξη schlieren καθ' εαυτή (π.χ. θέματα οπτικής, συγχρονισμού κτλ.), ούτε σημαίνει ότι δεν μπορεί να γίνουν βελτιώσεις. Σε όποια περίπτωση όμως θα πρέπει πρώτα να ελεγχθούν και να επιλυθούν τα ζητήματα της εστίασης και μετά να διερευνηθούν οι ατέλειες της διάταξης.



Σχήμα 22: Προκαταρκτικά αποτελέσματα καταγραφής ισχυρών διαταραχών στον ατμοσφαιρικό αέρα με την απεικονιστική διάταξη schlieren. Οι δύο εικόνες διαφέρουν ως προς το μέγεθος της διαταραχής (στην κάτω εικόνα η διαταραχή είναι εντονότερη).

5. Συμπεράσματα – Μελλοντική εργασία

Η παρούσα εργασία αποτελεί την απαρχή ανάπτυξης πλήρως λειτουργικών διατάξεων παραγωγής και ανίχνευσης υπερήχων μέσω laser για βιοϊατρικές εφαρμογές. Καθώς η πλειοψηφία των ανθρώπινων ιστών είναι πολύ υψηλής περιεκτικότητας σε νερό, στην εργασία αυτή επιλέγεται ο σχεδιασμός διατάξεων για την παραγωγή υπερήχων υψηλής έντασης μέσα σε δεξαμενή νερού, με χρήση ενός παλμικού laser Nd:YAG και ενός ειδικά σχεδιασμένου ελλειψοειδούς κατόπτρου που προσφέρει τη δυνατότητα εστίασης και κατεύθυνσης των παραγόμενων κυμάτων. Οι διατάξεις ανίχνευσης των παραγόμενων ακουστικών κυμάτων ενέχουν τη χρήση laser: η πρώτη διάταξη βασίζεται στην εκτροπή δέσμης CW laser ως αποτέλεσμα των αλλαγών του δείκτη διάθλασης λόγω των παραγόμενων κυμάτων. Η δεύτερη διάταξη είναι μια απεικονιστική διάταξη schlieren.

Στα πλαίσια της εργασίας αυτής πραγματοποιήθηκε αρχικός ποιοτικός (παρά ποσοτικός) έλεγχος καλής λειτουργίας των διατάξεων που υλοποιήθηκαν, και τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται είναι προκαταρκτικά αλλά προσφέρουν τη βάση για τον εντοπισμό των κύριων προβλημάτων και ατελειών των διατάξεων, ώστε σε επόμενο στάδιο να βελτιωθούν οι διατάξεις αυτές και να γίνουν πλήρως λειτουργικές.

Όσο αφορά στη διάταξη ανίχνευσης μέσω εκτροπής δέσμης CW laser, είναι προφανές από τα προκαταρκτικά πειραματικά αποτελέσματα ότι ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δοθεί:

- **στην αντιμετώπιση κορεσμού της φωτοδιόδου:** τα επίπεδα φωτεινότητας του CW laser θα πρέπει να μειωθούν με την πιο ενδεδειγμένη λύση να είναι η δημιουργία πετάσματος με μικρή οπή (της τάξης των 0,5 – 1 mm) και την προσαρμογή του πάνω στην πρόσθια όψη της φωτοδιόδου. Με αυτόν τον τρόπο και τα επίπεδα φωτεινότητας θα μειωθούν αλλά και η ανίχνευση αποκτά μεγαλύτερη ευαισθησία καθώς, πλέον, οι ανιχνεύσιμες σχετικές αλλαγές στην εκτροπή της CW δέσμης είναι μικρότερες. Φυσικά πάλι θα πρέπει να γίνει χρήση ND φίλτρων, αλλά θεωρείται επίσης αναγκαίος ο πειραματικός έλεγχος αποφυγής του κορεσμού: θα πρέπει να δημιουργηθεί γράφημα του σήματος της φωτοδιόδου για διαφορετική ενέργεια του CW laser. Από ένα τέτοιο γράφημα θα είναι προφανής η γραμμική περιοχή απόκρισης της φωτοδιόδου και θα πρέπει να προσαρμοστούν οι πειραματικές παράμετροι (π.χ. μέγεθος οπής, φίλτρα ND) ώστε τα πειράματα να γίνονται εντός της γραμμικής περιοχής της φωτοδιόδου. Αυτό εξυπηρετεί και την εξαγωγή χρήσιμων παραμέτρων καθώς πλέον οι αλλαγές του σήματος της φωτοδιόδου θα είναι άμεσα ανάλογες των αλλαγών του δείκτη διάθλασης (με κάποια, φυσικά, σταθερά αναλογίας που μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά).

- **στην αντιμετώπιση του ηλεκτρονικού θορύβου:** θα πρέπει να γίνουν οι απαραίτητες ενέργειες τόσο για τον εντοπισμό του αιτίου του θορύβου αλλά και για την αποφυγή του (π.χ. θωράκιση των καλωδιώσεων).

Η αντιμετώπιση των παραπάνω θα οδηγήσει σε βελτίωση του λόγου σήματος προς θόρυβο, οπότε και με προσεκτικότερη ευθυγράμμιση θα καταγραφούν ισχυρά σήματα και θα είναι δυνατή η ανάλυση της δυναμικής (ως προς το χρόνο και το χώρο) συμπεριφοράς των παραγόμενων κυμάτων.

Όσο αφορά στην ανίχνευση με την απεικονιστική διάταξη schlieren, τα προκαταρκτικά πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν ότι θα πρέπει να ακολουθηθούν κάποια βήματα για τη βελτίωσή της, τα οποία αφορούν:

- **σε θέματα εστίασης,** τόσο των ακουστικών κυμάτων με το ελλειψοειδές κάτοπτρο όσο και του παλμού του Nd:YAG laser. Έχει ήδη αναφερθεί ότι η ευθυγράμμιση ελλειψοειδών κατόπτρων δεν είναι τετριμμένη, με αναφορές στη βιβλιογραφία του τρόπου και των μεθόδων αντιμετώπισης, ενώ ήδη αναφέρθηκαν κάποια ζητήματα που άπτονται της εστίασης του παλμού του Nd:YAG laser.
- **σε θέματα οπτικής,** όπως για παράδειγμα στη χρήση φακών διαφορετικών εστιακών αποστάσεων (αντικαθιστώντας τον υπάρχοντα συγκλίνοντα φακό εστιακής απόστασης $f_2 = 100$ mm) για τη δημιουργία πραγματικού ανεστραμμένου ειδώλου στην ψηφιακή CCD κάμερα, και την προσεκτική ρύθμιση των σχετικών αποστάσεών τους τόσο από τη 2^η εστία του ελλειψοειδούς κατόπτρου όσο και από την CCD κάμερα. Επίσης, θα πρέπει να διερευνηθεί συστηματικά η τοποθέτηση του αιχμηρού αντικειμένου αλλά και διαφορετικές γεωμετρίες (στα πλαίσια όσων έχουν ήδη συζητηθεί προς το τέλος της παραγράφου 2.4.2). Αυτά θα πρέπει να διερευνηθούν έπειτα από την επίλυση των προβλημάτων εστίασης.
- **σε θέματα συγχρονισμού και ηλεκτρονικού ελέγχου,** τόσο του σχετικού χρονισμού μεταξύ του παλμού του Nd:YAG laser και της ψηφιακής CCD κάμερας, όσο και του χρόνου έκθεσης της ψηφιακής CCD κάμερας. Αυτά θα πρέπει να διερευνηθούν παράλληλα με την επίλυση των οπτικών ζητημάτων της διάταξης.

Καθώς το επιστημονικό προσωπικό του Εργαστηρίου Ακουστικής και Οπτικής Τεχνολογίας έχει μεγάλη τεχνογνωσία και εμπειρία στα ζητήματα αυτά, αλλά και επειδή υπάρχει εκτενής βιβλιογραφία στην εφαρμογή των τεχνικών αυτών, εκτιμάται ότι είναι απλά θέμα χρόνου η δημιουργία πλήρως λειτουργικών διατάξεων, στην οποία η παρούσα εργασία αποτέλεσε το πρώτο βήμα.

Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] I. Akhatov, O. Lindau, A. Topolnikov, R. Mettin, N. Vakhitova, and W. Lauterborn, *Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble*, Phys. Fluids **13**, 2805 (2001).
- [2] A. Vogel, K. Nahen, D. Theisen, and J. Noack, *Plasma formation in water by picosecond and nanosecond Nd:YAG laser pulses – Part 1: Optical breakdown at threshold and superthreshold irradiance*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **2**, 847 (1996).
- [3] J. Noack and A. Vogel, *Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: Calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density*, IEEE J. Quantum Electron. **35**, 1156 (1999).
- [4] Με βάση την αναπαράσταση και τα στοιχεία που παρουσιάζονται στην ιστοσελίδα: <http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-46/issue-11/world-news/pulsed-laser-induced-cavitation-ultrafast-bubbles-enable-novel-nano-microfluidic-systems.html>
- [5] G.A. Askar'yan, A.M. Prokhorov, G.F. Chanturiya, and G.P. Shipulo, *The effects of a laser beam in a liquid*, Sov. Phys. JETP **17**, 1463 (1963).
- [6] R.G. Brewer and K.E. Rieckhoff, *Stimulated Brillouin scattering in liquids*, Phys. Rev. Lett. **13**, 334 (1964).
- [7] F.V. Bunkin and V.M. Komissarov, *Optical excitation of sound waves*, Sov. Phys. Acoust. **19**, 203 (1973).
- [8] F.V. Bunkin and M.I. Tribel'skii, *Nonresonant interaction of high-power optical radiation with a liquid*, Sov. Phys. Usp. **23**, 105 (1980).
- [9] L.M. Lyamshev and K.A. Naugol'nykh, *Optical generation of sound: nonlinear effects (review)*, Sov. Phys. Acoust. **27**, 357 (1981).
- [10] L.M. Lyamshev, *Lasers in acoustics*, Sov. Phys. Usp. **30**, 252 (1987).
- [11] B.S. Maccabee, *Laser induced underwater sound*, IEEE 1987 Ultrasonics Symposium, 1099 (1985).
- [12] F.V. Bunkin, A.A. Kolomensky, and V.G. Mikhalevich, *Lasers in Acoustics*, Harwood Academic Publishers (1991).
- [13] V.E. Gusev and A.A. Karabutov, *Laser Optoacoustics*, AIP Press (1993).
- [14] P.K. Kennedy, D.X. Hammer, and B.A. Rockwell, *Laser-induced breakdown in aqueous media*, Prog. Quant. Electr. **21**, 155 (1997).
- [15] D.X. Hammer, R.J. Thomas, G.D. Noojin, B.A. Rockwell, P.K. Kennedy, and W.P. Roach, *Experimental investigation of ultrashort pulse laser-induced breakdown thresholds in aqueous media*, IEEE J. Quantum Electron. **32**, 670 (1996).
- [16] D.X. Hammer, E. Duco Jansen, M. Frenz, G.D. Noojin, R.J. Thomas, J. Noack, A. Vogel, B.A. Rockwell, and A.J. Welch, *Shielding properties of laser-induced breakdown in water for pulse durations from 5 ns to 125 fs*, Appl. Optics **36**, 5630 (1997).
- [17] D.X. Hammer, G.D. Noojin, R.J. Thomas, C.E. Clary, B.A. Rockwell, C.A. Toth, and W.P. Roach, *Intraocular laser surgical probe for membrane disruption by laser-induced*

- breakdown*, Appl. Optics **36**, 1684 (1997).
- [18] A. Vogel, W. Hentschel, J. Holzfuss, and W. Lauterborn, *Cavitation bubble dynamics and acoustic transient generation in ocular surgery with pulsed neodymium:YAG lasers*, Ophthalmology **93**, 1259 (1986).
- [19] P. Teng, N.S. Nishioka, R.R. Anderson, and T.F. Deutsch, *Optical studies of pulsed-laser fragmentation of biliary calculi*, Appl. Phys. B **42**, 73 (1987).
- [20] J. Noack and A. Vogel, *Streak-photographic Investigation of shock wave emission after laser-induced plasma formation in water*, Proc. SPIE **2391** (doi:10.1117/12.209894), Laser-Tissue Interaction VI (1995).
- [21] A. Vogel, S. Busch, and U. Parlitz, *Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water*, J. Acoust. Soc. Am. **100**, 148 (1996).
- [22] J. Noack and A. Vogel, *Single-shot spatially resolved characterization of laser-induced shock waves in water*, Appl. Opt. **37**, 4092 (1998).
- [23] E. Abraham, K. Minoshima, and H. Matsumoto, *Femtosecond laser-induced breakdown in water: time-resolved shadow imaging and two-color interferometric imaging*, Opt. Commun. **176**, 441 (2000).
- [24] C.B. Schaffer, N. Nishimura, E.N. Glezer, A.M.-T. Kim, and E. Mazur, *Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds*, Opt. Express **10**, 196 (2002).
- [25] R. Petkovsek, J. Mozina, and G. Mocnik, *Optodynamic characterization of the shock waves after laser-induced breakdown in water*, Opt. Express **13**, 4107 (2005).
- [26] A. Takita and Y. Hayasaki, *Interference measurement of superposition of laser-induced shock waves in water*, Jpn. J. Appl. Phys. **48**, 09LD04 (2009).
- [27] A. Vogel, N. Linz, S. Freidank, and G. Paltauf, *Femtosecond-laser-induced nanocavitation in water: implications for optical breakdown threshold and cell surgery*, Phys. Rev. Lett. **100**, 038102 (2008).
- [28] 21. A. Vogel, J. Noack, G. Hüttman, and G. Paltauf, *Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues*, Appl. Phys. B **81**, 1015 (2005).
- [29] A. Takita and Y. Hayasaki, *Dynamics of femtosecond laser-induced breakdowns in water*, Proc. SPIE **7201**, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing **VII**, 72010J (2009).
- [30] A. von Hippel, *Electric breakdown of solid and liquid insulators*, J. Appl. Phys. **8**, 815 (1937).
- [31] N. Bloembergen, *Laser-induced electric breakdown in solids*, IEEE J. Quantum Electron. **10**, 375 (1974).
- [32] J. S. Bakos, *Laser plasmas '89*, Prog. Quantum Electron. **14**, 251 (1990).
- [33] C. DeMichelis, *Laser induced gas breakdown: a bibliographical review*, IEEE J. Quantum Electron. **5**, 188 (1969).
- [34] Y.R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, John Wiley and Sons, New York, pp. 528-539 (1984).
- [35] D.C. Smith and R.G. Meyerand Jr. in: *Principles of Laser Plasmas*, G. Bekefi (ed.), John Wiley and Sons, New York, p. 457 (1976).

- [36] N. Linz, S. Freidank, X. Liang, J. Noack, G. Paltauf, and Alfred Vogel, *Roles of tunneling, multiphoton ionization, and cascade ionization for optical breakdown in aqueous media*, Final Report for the AFOSR International Research Initiative Project (2009).
- [37] M. Bass and H. H. Barrett, *Avalanche breakdown and the probabilistic nature of laser-induced damage*, IEEE J. Quantum Electron. **8**, 338 (1972).
- [38] M. Bass and H. H. Barrett, *Laser-induced damage probability at 1.06 μm and 0.69 μm* , Appl. Opt. **12**, 690 (1973).
- [39] H.B. Bebb and A. Gold, *Multiphoton ionization of hydrogen and rare-gas atoms*, Phys. Rev. **143**, 1 (1966).
- [40] L.V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).
- [41] M.D. Perry, O.L. Landen, A. Szoke and E.M. Campbell, *Multiphoton ionization of the noble gases by an intense 10^{14} -W/cm² dye laser*, Phys. Rev. A **37**, 747 (1988).
- [42] A. Weingartshofer, J.K. Holmes, G. Caudle, E.M. Clarke, and H. Kruger, *Direct observation of multiphoton processes in laser-induced free-free transitions*, Phys. Rev. Lett. **39**, 269 (1977).
- [43] R.J. Faehl and N.F. Roderick, *Intensity dependence of inverse bremsstrahlung absorption in an inhomogeneous standing wave*, Phys. Fluids **21**, 793 (1978).
- [44] P. Gibbon, *Short pulse laser interactions with matter – An introduction*, Imperial College Press, London (2005).
- [45] S. Augst, D. Strickland, D.D. Meyerhofer, S.L. Chin, and J. H. Eberly, *Tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field*, Phys. Rev. Lett. **63**, 20 (1989).
- [46] A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, and G. Simon, *Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses*, Phys. Rev. B **61**, 11437 (2000).
- [47] B. Rethfeld, *Unified model for the free-electron avalanche in laser-irradiated dielectrics*, Phys. Rev. Lett. **92**, 187401 (2004).
- [48] D. Du, X. Liu, and G. Mourou, *Reduction of multi-photon ionization in dielectrics due to collisions*, Appl. Phys. B **63**, 617 (1996).
- [49] A.P. Joglekar, H. Liu, E. Meyhöfer, G. Mourou, and A.J. Hunt, *Optics at critical intensity: applications to nanomorphing*, Proc. Nat. Acad. Sci. **101**, 5856 (2004).
- [50] P.K. Kennedy, *A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media: Part I – Theory*, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 2241 (1995).
- [51] P.K. Kennedy, *A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media: Part II – Comparison to experiment*, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 2250 (1995).
- [52] C.F. Delale (Ed.), *Bubble dynamics and shock waves*, Shock Wave Science and Technology Reference Library **8** (ISBN: 978-3-642-34296-7), Springer (2013).
- [53] G.N. Sankin, Y. Zhou, and P. Zhong, *Focusing of shock waves induced by optical breakdown in water*, J. Acoust. Soc. Am. **123**, 4071 (2008).
- [54] R. Evans, S. Camacho-Lopez, F.G. Perez-Gutierrez, and G. Aguilar, *Pump-probe imaging of nanosecond laser-induced bubbles in agar gel*, Opt. Express **16**, 7481 (2008).
- [55] E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley, San Francisco (2002).

- [56] G.S. Settles, *Schlieren and shadowgraph techniques – Visualizing phenomena in transparent media*, Springer, Heidelberg (2001).
- [57] I. Thormahlen, J. Straub, and U. Grigull, *Refractive index of water and its dependence on wavelength, temperature, and density*, J. Phys. Chem. Ref. Data **14**, 933 (1985).
- [58] Al.A. Kolomensii, S.N. Jerebtsov, and H.A. Schuessler, *Shock waves and acoustic signals from the optical breakdown and interaction with targets of ultrashort laser pulses*, Journal de Physique IV **125**, 343 (2005).
- [59] D. Horvat, R. Petkovšek, and J. Možina, *Optodynamic observation of double laser-induced breakdown at the water surface*, Measurement Science and Technology **21**, 035301 (2010).
- [60] J. Jing, W. LiJuan, S. ZhongHua, Y. Ling, and N. XiaoYu, *Study of mode transformation and energy attenuation of wedge waves with different apex angles by laser ultrasonic techniques*, Science China Physics Mechanics & Astronomy **55**, 593 (2012).
- [61] J. Brum, G. Balay, A. Arzúa, I. Núñez, and C. Negreira, *Estimation of viscoelastic surface wave parameters using a low cost optical deflection method*, Physics Procedia **3**, 755 (2010).
- [62] O.B. Wright, *Laser picosecond acoustics in double-layer transparent films*, Opt. Lett. **20**, 632 (1995).
- [63] B. Heshmat, T.E. Darcie, K. Taylor, H. Pahlevaninezhad, M. Omoomi, and S. Sadri, *The effect of detector distance and beam width in acousto-optical beam deflection probing in air*, Optics & Laser Technology **44**, 734 (2012).
- [64] J.P. Chen, X.W. Ni, J. Lu, and B.M. Bian, *Initial formation process of laser-induced plasma shock wave in air*, Opt. Comm. **176**, 437 (2000).
- [65] J.N. Caron, *Displacement and deflection of an optical beam by airborne ultrasound*, AIP Conference Proceedings **975**, 247 (2007).
- [66] R. Hooke, *Micrographia*, J. Martyn & J. Allestry, London, 1665.
- [67] A. Mazumdar, *Principles and techniques of Schlieren imaging systems*, Technical Report CUCS-016-1, Columbia University, New York (2013).