



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

**Υψίσυχνα και ισχυρά ακουστικά κύματα
δημιουργούμενα από υπερβραχείς παλμούς laser στον
ατμοσφαιρικό αέρα**

Αχιλλέας Κάππης

**Επιβλέποντες : Δρ. Νεκτάριος Παπαδογιάννης
Δρ. Ευθύμιος Μπακαρέζος
κ. Σπυρίδων Μπρέζας**

Ρέθυμνο, 2014

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον Δρ. Νεκτάριο Παπαδογιάννη και τον Δρ. Ευθύμιο Μπακαρέζο, επιβλέποντες της παρούσας εργασίας, για την στήριξή τους καθ' όλη την διάρκεια της υλοποίησης της εργασίας και για την αμέριστη κατανόηση και εμπιστοσύνη που δείχνανε στο πρόσωπό μου. Πέραν των υπερπολύτιμων γνώσεων που μου προσέφεραν, η στήριξη τους τόσο σε υλικό, όσο και στον ψυχολογικό τομέα ήτανε και συνεχίζει να είναι πολύ σημαντική για εμένα.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον τρίτο επιβλέποντα της εργασίας και φίλο κ. Σπύρο Μπρέζα, δίχως την βοήθεια του οποίου η περάτωση της εργασίας θα ήταν υπερβολικά δύσκολη. Η στήριξη του και η ενθάρρυνση σε όλες τις φάσεις της εργασίας και κατά την διάρκεια όλων αυτών των ωρών που δαπανήθηκαν για την υλοποίησή της, ήτανε από τους σημαντικότερους παράγοντες που συνέβαλαν στην επιτυχή ολοκλήρωση του έργου.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τους φίλους μου Μιχάλη Τερζάκη, Στελίνα Παπαδάκη, Ελένη Τσόλκα, τον αδερφό μου Άρη και την μητέρα μου Μαργαρίτα για όλη την υλική και ψυχολογική υποστήριξη που μου προσέφεραν, καθώς και για την πίεση που μου ασκήσανε την στιγμή που έπρεπε να το κάνουν.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες.....	i
Περιεχόμενα.....	ii
1. Εισαγωγή.....	1
2. Στοιχεία θεωρίας.....	3
2.1 Φυσικός μηχανισμός δημιουργίας υπερήχων με χρήση υπερβραχέων παλμών laser.....	3
2.1.1 Φυσικός μηχανισμός δημιουργίας πλάσματος.....	3
2.1.2 Από το πλάσμα στον υπέρηχο.....	8
2.1.3 Χαρακτηριστικά του ωστικού κύματος.....	11
2.2 Τεχνικές ανίχνευσης υπερήχων.....	17
2.2.1 Μέθοδοι ανίχνευσης με αισθητήρες.....	18
2.2.2 Οπτικές μέθοδοι ανίχνευσης.....	20
3. Πειραματικές διατάξεις & διαδικασία μετρήσεων.....	27
3.1 Πειραματική διάταξη με χρήση ns παλμών laser	27
3.2 Πειραματική διάταξη με χρήση fs παλμών laser	29
3.3 Διαδικασία μετρήσεων.....	30
4. Αποτελέσματα & ανάλυση.....	31
4.1 Αποτελέσματα με χρήση παλμών διάρκειας ~6ns.....	32
4.2 Αποτελέσματα με χρήση παλμών διάρκειας ~30fs.....	37
4.3 Θεωρητική μοντελοποίηση.....	40
4.2 Σχολιασμός αποτελεσμάτων.....	46
4.2.1. Σχολιασμός πειραματικών αποτελεσμάτων.....	46
4.2.2 Σχολιασμός θεωρητικής μοντελοποίησης.....	49
5. Συμπεράσματα.....	50
Βιβλιογραφικές αναφορές.....	52

Περίληψη

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη και μοντελοποίηση πηγής ακουστικών κυμάτων που δημιουργούνται με την εστίαση υπερβραχέων παλμών laser στον ατμοσφαιρικό αέρα. Για την καταγραφή των ακουστικών κυμάτων χρησιμοποιήθηκε η τεχνική εκτροπής δέσμης συνεχούς laser. Για την παραγωγή των κυμάτων χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικές παλμικές πηγές laser, με διάρκεια παλμού $\sim 6\text{ns}$ και $\sim 30\text{fs}$, και για ενέργεια ανά παλμό laser $7\text{mJ} - 80\text{mJ}$, και 1.3mJ , αντίστοιχα. Από τα πειραματικά δεδομένα εξήχθησαν τιμές για το πλάτος της πίεσης, την ταχύτητα και το συχνοτικό περιεχόμενο των παραγόμενων κυμάτων, σε σχέση με την ενέργεια παλμού laser και την απόσταση από την πηγή. Επίσης, αναπτύχθηκε θεωρητικό μοντέλο για την περιγραφή του φαινομένου. Η σύγκριση των πειραματικών τιμών με τιμές που υπολογίστηκαν με την χρήση του μοντέλου που δημιουργήθηκε, έρχονται σε καλή συμφωνία και δείχνουν ενθαρρυντικά αποτελέσματα για την αξιοπιστία του μοντέλου.

Abstract

The aim of the present study is to investigate and model acoustic shockwave sources, generated by focusing ultrafast laser pulses in air. In order to record the produced acoustic waves the method of CW laser beam deflection is used. Two different ultrafast lasers are used with pulse duration of $\sim 6\text{ns}$ and $\sim 30\text{fs}$, and for energy per pulse $7\text{mJ} - 80\text{mJ}$, and 1.3mJ , respectively. The peak amplitude, velocity, and spectral content of the generated waves are extracted from the experimental data, and the dependence of these features on the laser pulse energy and distance from the source is presented. Finally, a theoretical model is developed and used to further investigate the phenomena. The theoretically calculated values and the experimentally derived ones are in a good agreement, which is encouraging regarding the validity of the developed model.

1. Εισαγωγή

Η εστίαση ενός ισχυρού παλμικού laser στον ατμοσφαιρικό αέρα μπορεί να προκαλέσει διηλεκτρική κατάρρευση, η οποία συνοδεύεται από την παραγωγή ακουστικού κύματος. Η δημιουργία τέτοιων κυμάτων, η συμπεριφορά και ο τρόπος αλληλεπίδρασής τους με στερεά (π.χ. υμένα - films ή πλάκες - plates) και υγρά (π.χ. νερό) έχει μελετηθεί εκτενώς, κυρίως λόγω των εφαρμογών που βρίσκουν σε διάφορες τεχνικές μη-καταστρεπτικού ελέγχου. Αντιθέτως, η μελέτη στον αέρα περιορίζεται σε μόνο λίγες έρευνες, ο αριθμός των οποίων όμως έχει αρχίσει να αυξάνεται, καθώς τα εν λόγω κύματα βρίσκουν εφαρμογές σε πολλούς ερευνητικούς τομείς της Φυσικής, όπως στη μελέτη εκρήξεων σε εργαστηριακή κλίμακα, στην πυρηνική σύντηξη αδρανειακού εντοπισμού (inertial confinement fusion), αλλά και στη Χημεία, τη Βιολογία και την Ιατρική.

Στην παρούσα εργασία υλοποιήθηκαν οπτοηλεκτρονικές διατάξεις για την δημιουργία και καταγραφή τέτοιων υψίσυχνων, ισχυρών ακουστικών κυμάτων. Τέτοια κύματα δημιουργήθηκαν με την εστίαση παλμών laser διάρκειας $\sim 30\text{fs}$ και $\sim 6\text{ps}$ στον ατμοσφαιρικό αέρα, ενώ η μέθοδος ανίχνευσης που χρησιμοποιήθηκε βασίζεται στην τεχνική της εκτροπής δέσμης ενός CW laser, λόγω των μεταβολών στον δείκτη διάθλασης που προκαλούνται από τις διαφορές πίεσης κατά την διάδοση του ακουστικού κύματος. Έγινε συγκριτική μελέτη των βασικών χαρακτηριστικών τους (π.χ. ταχύτητα διάδοσης, συχνοτικό περιεχόμενο) και επίσης μελετήθηκε ο τρόπος εξάρτησής τους από παραμέτρους όπως η απόσταση από το σημείο παραγωγής, η ενέργεια και διάρκεια του παλμού και η γωνία πόλωσης της δέσμης του laser. Επίσης, αναπτύχθηκε θεωρητικό μοντέλο και έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων του με τα πειραματικά δεδομένα, και διαπιστώθηκε καλή συμφωνία.

Η παρούσα εργασία είναι δομημένη ως ακολούθως: Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάζονται σε θεωρητικό επίπεδο όλες οι έννοιες που αφορούν στην παραγωγή και ανίχνευση τέτοιων κυμάτων. Συγκεκριμένα, αναφέρεται ο μηχανισμός με τον οποίο αλληλεπιδρά ένας παλμός laser με την ύλη, και πως προκαλείται διηλεκτρική κατάρρευση. Στην συνέχεια αναφέρεται ο τρόπος της δημιουργίας της μηχανικής διαταραχής, η οποία αναγνωρίζεται σαν ακουστικό κύμα, και παρατίθενται τα χαρακτηριστικά του, όπως αυτά έχουν αναφερθεί σε ήδη υπάρχουσες έρευνες. Το δεύτερο μέρος του κεφαλαίου αναφέρεται στις βασικότερες μεθόδους ανίχνευσης ακουστικών κυμάτων. Γίνεται αναφορά σε μηχανικές και οπτικές μεθόδους, και αναφέρονται πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα που παρουσιάζει η κάθε μία. Γίνεται αναφορά σε έρευνες στις οποίες έχουν χρησιμοποιηθεί οι εν λόγω διατάξεις και σε τομείς στους οποίους κάποια τεχνική μπορεί να υπερισχύσει των υπολοίπων.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι οπτοηλεκτρονικές πειραματικές διατάξεις που υλοποιήθηκαν για την παραγωγή και καταγραφή των κυμάτων, καθώς και η διαδικασία των μετρήσεων. Φαίνονται οι διατάξεις και γίνεται αναφορά στον εξοπλισμό που χρησιμοποιήθηκε σε κάθε μία από αυτές. Στο δεύτερο μισό του κεφαλαίου δίνονται πληροφορίες σχετικά με τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν και αναφέρονται λεπτομέρειες που σχετίζονται με αυτές.

Το τέταρτο κεφάλαιο περιέχει τα αποτελέσματα των μετρήσεων και των αναλύσεων που πραγματοποιήθηκαν κατά την διάρκεια της εργασίας. Τα αποτελέσματα παρατίθενται ξεχωριστά για τους παλμούς διάρκειας ps και fs και κατηγοριοποιούνται με βάση τα υπό μελέτη χαρακτηριστικά του φαινομένου. Μετά την παρουσίαση των αποτελεσμάτων των πειραματικών μετρήσεων παρατίθεται το θεωρητικό μοντέλο που δημιουργήθηκε, βασισμένο σε υπάρχον φαινομενολογικό μοντέλο, καθώς και θεωρητικά υπολογισμένα αποτελέσματα βασισμένα στην συγκεκριμένη μοντελοποίηση. Στο τέλος του κεφαλαίου γίνεται σχολιασμός των αποτελεσμάτων και εντοπίζονται τα σημεία που παρουσιάζουν σημαντικό ενδιαφέρον. Επίσης γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα αποτελέσματα από ήδη υπάρχουσες έρευνες, όπου αυτό καθίσταται δυνατό.

Τέλος, στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα κύρια συμπεράσματα καθώς και προτάσεις για μελέτες που θα μπορούσαν να ακολουθήσουν την παρούσα.

2. Στοιχεία θεωρίας

2.1 Φυσικός μηχανισμός δημιουργίας υπερήχων με χρήση υπερβραχέων παλμών laser

Στην ενότητα αυτή περιγράφεται ο μηχανισμός με τον οποίο δημιουργείται η πηγή των υπερήχων με χρήση υπερβραχέων παλμών laser, οι οποίοι στη συνέχεια ανιχνεύονται με τις πειραματικές διατάξεις που παρουσιάζονται στις ενότητες 3.1 (παλμοί nanosecond) και 3.2 (παλμοί femtosecond). Οι μηχανισμοί που διέπουν την διαδικασία της παραγωγής δεν είναι σε όλες τις περιπτώσεις οι ίδιοι και εξαρτώνται από διάφορους παράγοντες που θα αναφερθούν σε αυτό το κεφάλαιο. Τέλος, παρατίθενται τα χαρακτηριστικά των παραγόμενων κυμάτων.

2.1.1 Φυσικός μηχανισμός δημιουργίας πλάσματος

Είναι γνωστό πως κατά την αλληλεπίδραση ενός ισχυρού, υπερβραχύ παλμού laser με την ύλη, ένα ποσοστό της ενέργειας του παλμού απορροφάται από αυτή και μπορεί να προκληθεί κατάρρευση (ή διάσπαση) της ύλης, διαδικασία η οποία ονομάζεται κατάρρευση (ή διάσπαση) επαγόμενη από laser (laser-induced breakdown) [1-2]. Η διάσπαση λαμβάνει χώρα όταν η ένταση του παλμού ξεπεράσει ένα όριο, που πάνω από αυτό προκαλείται δημιουργία πλάσματος στην περιοχή που πραγματοποιείται η απορρόφηση του μεγαλύτερου μέρους της ενέργειας [3]. Για να επιτευχθεί η υπέρβαση του ορίου αυτού όμως, απαιτείται εστίαση της δέσμης του laser σε μια μικρή περιοχή στον χώρο [4]. Όταν μια ισχυρή δέσμη παλμικού laser εστιαστεί τότε προκαλείται μη-γραμμική απορρόφηση της ενέργειας του παλμού και ιονισμός της ύλης [5]. Ο ακριβής μηχανισμός της κατάρρευσης της ύλης και της δημιουργίας πλάσματος εξαρτάται από διάφορους παράγοντες, όπως από την ενεργειακή πυκνότητα, τη διάρκεια και μήκος κύματος του προσπίπτοντος παλμού, το μέγεθος του σημείου εστίασης, την σύσταση της ύλης, καθώς και την πίεση, κυρίως όταν πρόκειται για αέρια [6-7].

Υπάρχουν τρεις βασικοί μηχανισμοί που μπορούν να οδηγήσουν στην διάσπαση της ύλης λόγω της αλληλεπίδρασης της με έναν ισχυρό παλμό laser. Ο πρώτος είναι ο ιονισμός χιονοστιβάδας ή καταγιστικός ιονισμός (avalanche or cascade ionization). Η συγκεκριμένη διαδικασία προϋποθέτει την ύπαρξη ελεύθερων ηλεκτρονίων στην περιοχή στην οποία εστιάζεται η δέσμη του laser [1,8]. Λόγω του ισχυρού ηλεκτρομαγνητικού πεδίου του laser τα ηλεκτρόνια λαμβάνουν ενέργεια μέσω του αντίστροφου φαινομένου Bremsstrahlung [1,3,6,8-10]. Όταν η ενέργεια των ηλεκτρονίων ξεπεράσει την ενέργεια ιονισμού ενός ατόμου (ή μορίου), πράγμα που συμβαίνει σε πεδία με αρκετά υψηλή ενέργεια, δημιουργείται μία χιονοστιβάδα από ελεύθερα

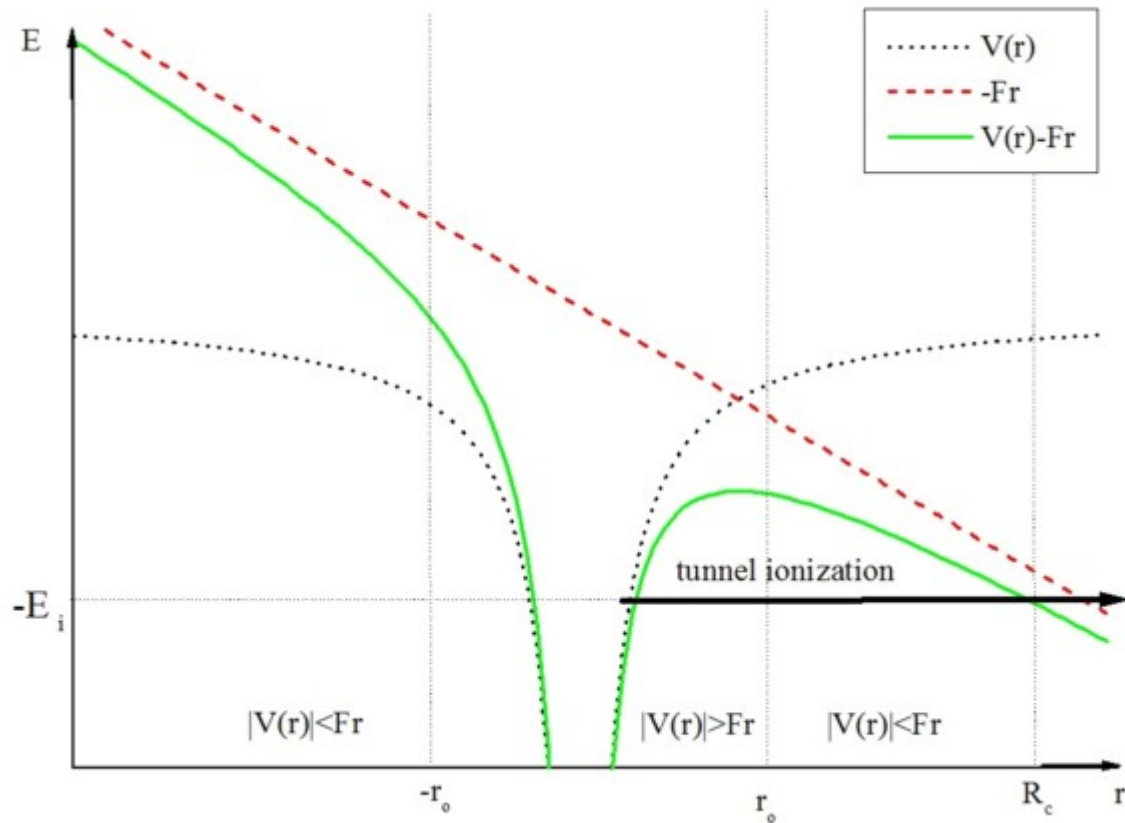
ηλεκτρόνια και ακολουθεί δημιουργία πλάσματος [8,10]. Η διαδικασία αυτή λαμβάνει χώρα για παλμούς μικρής διάρκειας, της τάξης των nanosecond (ns, 1 nanosecond = 10^{-9} second) και για να επιτευχθεί χρειάζεται ένα αρκετά πυκνό μέσο, στο οποίο να υπάρχει η δυνατότητα αρκετών συγκρούσεων κατά την διάρκεια του παλμού [1].

Ο δεύτερος μηχανισμός είναι ο ιονισμός μέσω απορρόφησης πολλών φωτονίων από τα ηλεκτρόνια, ή αλλιώς πολυφωτονικός ιονισμός (MultiPhoton Ionization – MPI) [1,6,8,10]. Η συγκεκριμένη διαδικασία λαμβάνει χώρα κατά την διάρκεια αλληλεπίδρασης παλμών πολύ μικρής διάρκειας, της τάξης των femtosecond (fs, 1 femtosecond = 10^{-15} second), με την ύλη [1]. Στην διαδικασία αυτή τα άτομα (ή μόρια) ιονίζονται λόγω του ηλεκτρικού πεδίου του laser χωρίς την ανάγκη για αλληλεπίδραση μεταξύ ατόμων (ή μορίων), ή την προϋπόθεση ύπαρξης αρχικά ελεύθερων ηλεκτρονίων. Για τον λόγο αυτό ο συγκεκριμένος μηχανισμός μπορεί να βρει εφαρμογή σε μεγάλο πλήθος υλικών.

Τέλος ο τρίτος μηχανισμός είναι ο ιονισμός σήραγγας (Tunneling Ionization), ή αλλιώς Over-the-Barrier, ή Barrier Suppression [11-12]. Αυτή η διαδικασία λαμβάνει χώρα για εντάσεις της τάξης των $1.4 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$, τιμή που αντιστοιχεί στην ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που μπορεί να προκαλέσει ιονισμό στο άτομο υδρογόνου, το οποίο παρουσιάζει και την πιο απλή περίπτωση ιονισμού. Για την επίτευξη τέτοιων τιμών έντασης επιβάλλεται η χρήση υπερβραχέων παλμών laser, της τάξεως των fs^1 [11]. Κατά την διάρκεια του φαινομένου, το ηλεκτρικό πεδίο του laser καταστέλλει το ηλεκτρικό πεδίο του ατόμου, το οποίο συγκρατεί το ηλεκτρόνιο στο άτομο, με αποτέλεσμα το ηλεκτρόνιο να διαφεύγει αυθόρμητα από το άτομο και έτσι αυτό να ιονίζεται [11]. Σημαντικό είναι να αναφερθεί πως κατά την διάρκεια του φαινομένου, οι άλλοι μηχανισμοί ιονισμού καταστέλλονται [11]. Στην Εικόνα 2.1 που ακολουθεί παρουσιάζεται διαγραμματικά το φαινόμενο. Όπου η πράσινη συνεχής γραμμή αναπαριστά το ηλεκτρικό πεδίο του ατόμου και η κόκκινη διακεκομμένη γραμμή το ηλεκτρικό πεδίο του laser. Φαίνεται στο αριστερό κομμάτι η διαστρέβλωση του πεδίου του ατόμου και ο τρόπος με τον οποίο μπορεί να διαφύγει το ηλεκτρόνιο.

Με βάση τον εξοπλισμό που χρησιμοποιήθηκε (παρουσιάζεται στο κεφάλαιο 3), υπολογίστηκε πως η ένταση της δέσμης του παλμικού laser διάρκειας fs είναι της τάξης που αναφέρεται στην προηγούμενη παράγραφο ως η αναγκαία για την εμφάνιση του μηχανισμού ιονισμού σήραγγας.

¹ Μείωση της διάρκειας αλληλεπίδρασης συνεπάγεται αύξηση της έντασης, για σταθερή ενέργεια και επιφάνεια.



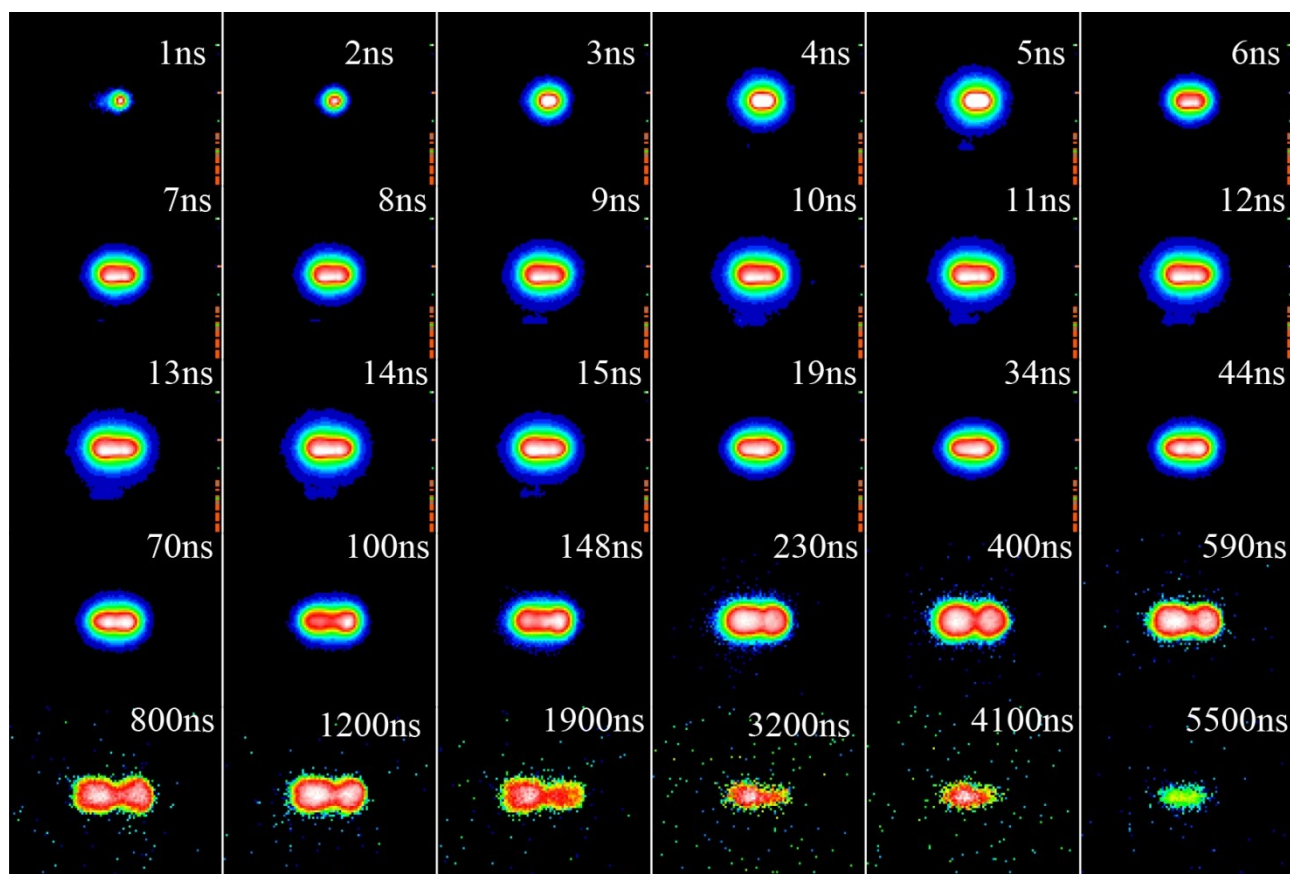
Εικόνα 2.1: Περιγραφή φαινομένου του ιονισμού σήραγγας, όπου φαίνεται πως το ηλεκτρικό πεδίο του laser (κόκκινη διακεκομμένη γραμμή) αλλοιώνει το ηλεκτρικό πεδίο του ατόμου (πράσινη συνεχής γραμμή) και δίνει την δυνατότητα στο ηλεκτρόνιο να ξεφύγει στο συνεχές για κάποια ενέργεια [13].

Το πλάσμα που δημιουργείται μπορεί να μοντελοποιηθεί σαν ακαριαία μεταφορά/εναπόθεση ενέργειας σε ένα μικρό όγκο ύλης, που εξαρτάται από την εστίαση. Η ενέργεια που απορροφάται από την ύλη δεν ισούται με ολόκληρη την ενέργεια που μεταφέρει ο παλμός, αλλά απώλειες λόγω σκέδασης και ανάκλασης, αλλά και οι απορροφητικές ιδιότητες του μέσου πρέπει να ληφθούν υπ' όψιν. Επίσης έχει προταθεί πως πολύ βραχείς παλμοί laser μπορούν να οδηγήσουν στην δημιουργία μίας κατάστασης υψηλού ιονισμού με σχετικά χαμηλή θερμοκρασία, γνωστή και ως ψυχρό πλάσμα [5,14]. Η κατάσταση αυτή επιτυγχάνεται με την χρήση παλμών χρονικής διάρκειας της τάξης των fs [5].

Αρχικά, στις πρώτες μελέτες που πραγματοποιήθηκαν, τα μοντέλα που δημιουργήθηκαν ήταν μονοδιάστατα. Σε επόμενα τρισδιάστατα μοντέλα, η πηγή πλάσματος θεωρήθηκε πως είχε σφαιρικό σχήμα [3,14]. Ύστερες μελέτες όμως δείχναν πως η μορφή του πλάσματος δεν είναι σφαιρική αλλά μοιάζει περισσότερο με κύλινδρο (ελλειψοειδής), του οποίου ο κύριος άξονας είναι παράλληλος με τον άξονα διάδοσης του laser [2,6,15]. Από πειράματα που πραγματοποιήθηκαν και αριθμητικά μοντέλα που έχουν δημιουργηθεί φαίνεται πως ο πυρήνας του πλάσματος αρχίζει να

επεκτείνεται παράλληλα με τον άξονα διάδοσης της δέσμης του laser αλλά με φορά αντίθετη της διάδοσης του [2,6,15]. Αυτό οφείλεται στο γεγονός πως αφού δημιουργηθεί ο αρχικός πυρήνας του πλάσματος η ακτινοβολία πλάσματος εξέρχεται της περιοχής του πυρήνα, με τον τρόπο που περιγράφεται στην συνέχεια.

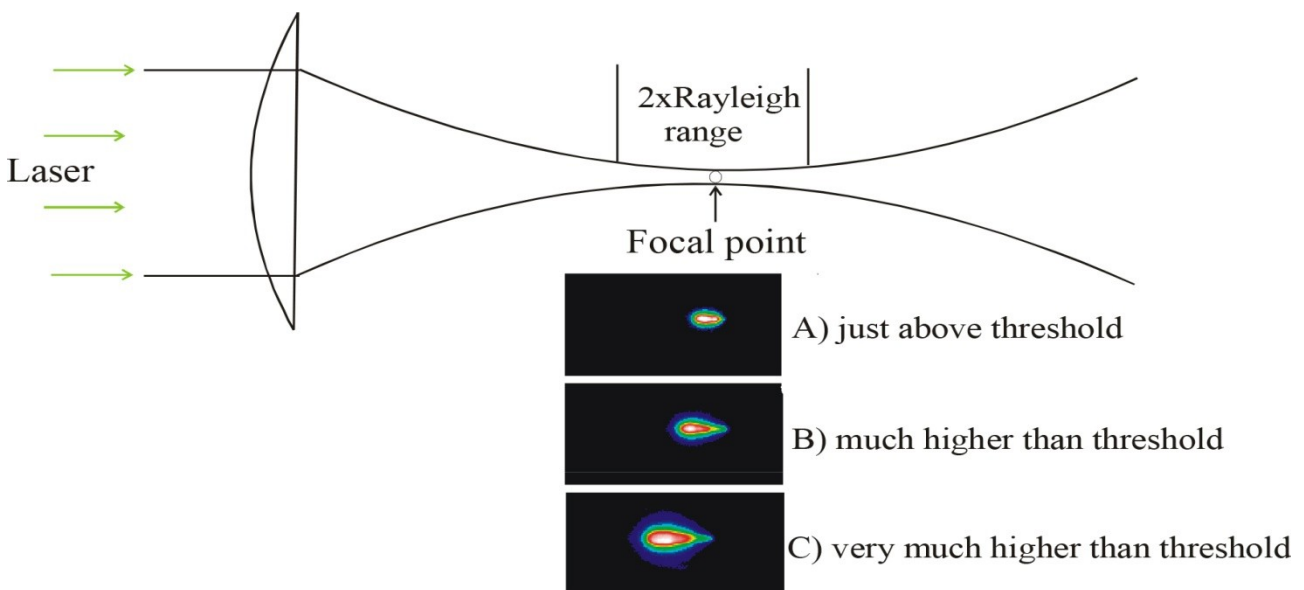
Εστιάζοντας στην περίπτωση αλληλεπίδρασης ns παλμών laser με τον ατμοσφαιρικό αέρα, που αποτελεί και το αντικείμενο της παρούσας εργασίας, όπως φαίνεται στην εικόνα 2.2 στα πρώτα στάδια, φαίνεται η εξάπλωση του πλάσματος να είναι σφαιρική [15]. Ο αέρας που βρίσκεται στα όρια του πλάσματος, παρά το γεγονός πως για την δέσμη του laser είναι διαφανής (δεν αλληλεπιδρά μαζί της), θερμαίνεται από την εκπεμπόμενη ακτινοβολία του πλάσματος [6]. Έτσι στην συνέχεια, με την σειρά του, αυτό το στρώμα θα ιονιστεί σε τέτοιο βαθμό ώστε να απορροφά μεγάλη ενέργεια από τον παλμό του laser και θα θερμανθεί περαιτέρω. Μέσω της ίδιας διαδικασίας θα θερμανθεί και το διπλανό στρώμα αέρα [6].



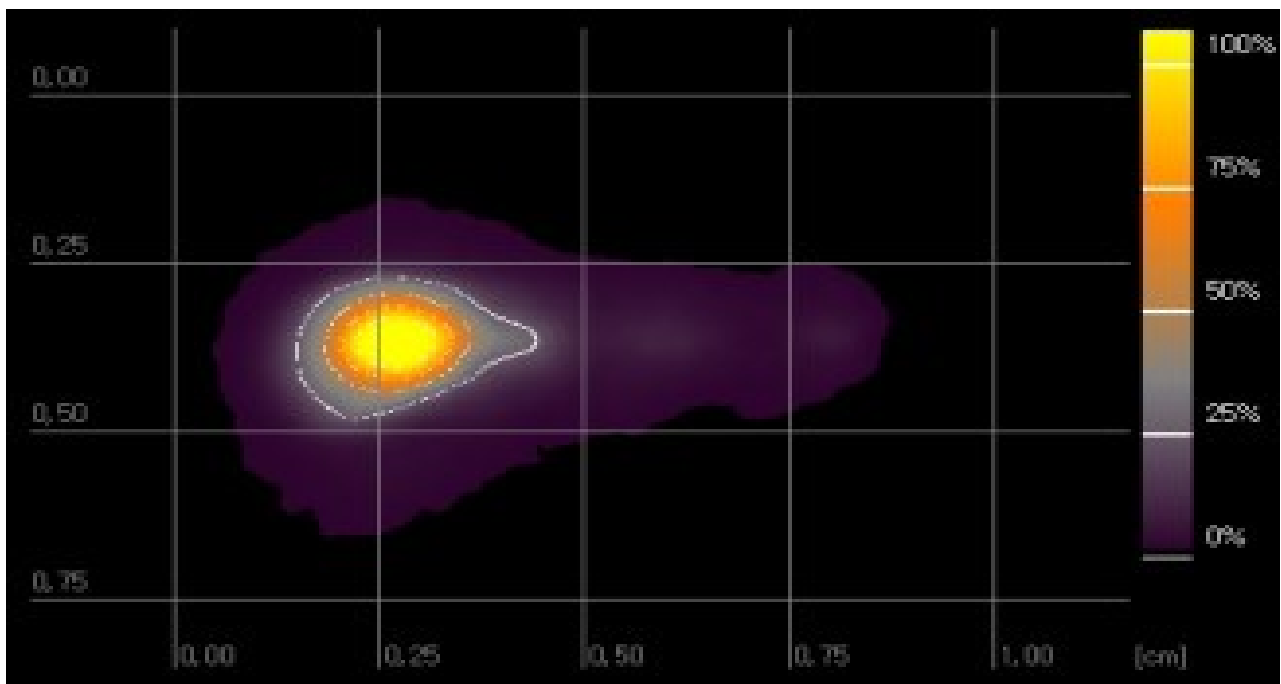
Εικόνα 2.2: Χρονική εξέλιξη σπινθήρα που προκλήθηκε από laser στον αέρα, εστιάζοντας παλμούς ενέργειας 30mJ από Nd:YAG laser με διπλασιασμένη συχνότητα, κάνοντας χρήση φακού εστιακής απόστασης 4cm. Οι χρόνοι που αναγράφονται στις φωτογραφίες αντιστοιχούν στην χρονική διάρκεια που έχει περάσει από την δημιουργία του πλάσματος. Όλες οι εικόνες είναι κανονικοποιημένες σε λογαριθμική κλίμακα [15].

Η απορρόφηση του μεγαλύτερου μέρους της ενέργειας του laser έχει ήδη πραγματοποιηθεί από τα μόρια του αέρα που βρίσκονται στο σημείο εστίασης, καθώς και λόγω της προαναφερθείσας διαδικασίας, από μόρια που βρίσκονται πριν από το σημείο εστίασης (πιο κοντά στο σημείο από το οποίο προέρχεται η δέσμη). Έτσι κατά κάποιο τρόπο δημιουργείται «σκίαση» στα στρώματα του αέρα που βρίσκονται μετά από το σημείο εστίασης της δέσμης, με αποτέλεσμα να μην απορροφάται τόσο μεγάλο ποσό ενέργειας σε αυτή την περιοχή [15].

Η διαδικασία αυτή οδηγεί στην δημιουργία μίας έντονα ιονισμένης περιοχής στο μέσο το σχήμα της οποίας φαίνεται να σχετίζεται και με την ενέργεια που μεταφέρει ο παλμός, καθώς όσο μεγαλύτερη είναι, τόσο μεγαλύτερο είναι το ποσό της ενέργειας που βρίσκεται και στην απόσταση Rayleigh της δέσμης, και επομένως και τόσο πιο έντονη θα είναι η απορρόφηση στα στρώματα αέρα που εκτείνονται πριν από το σημείο εστίασης [15]. Αυτό φαίνεται επίσης στις Εικόνες 2.3 και 2.4. Για τον ίδιο λόγο, και επειδή σε παλμούς υψηλής ενέργειας (η οποία υπερβαίνει κατά πολύ το όριο ιονισμού του υλικού) υπάρχει μεγάλη ενέργεια στην απόσταση Rayleigh, η κατάρρευση της ύλης και η δημιουργία της φουσαλίδας του πλάσματος δημιουργείται πριν από το σημείο εστίασης [15].



Εικόνα 2.3: Σχηματική αναπαράσταση της εστίασης της δέσμης laser και δημιουργίας της φουσαλίδας πλάσματος. Για ενέργειες παλμού που δεν υπερβαίνουν κατά πολύ την ενέργεια ιονισμού του αέρα το πλάσμα δημιουργείται στο σημείο εστίασης. Όσο αυξάνει η ενέργεια που μεταφέρει ο παλμός η δημιουργία της φουσαλίδας μετατοπίζεται εγγύτερα του εστιακού φακού. Οι εικόνες αντιστοιχούν σε φακό εστιακής απόστασης 25cm [15].



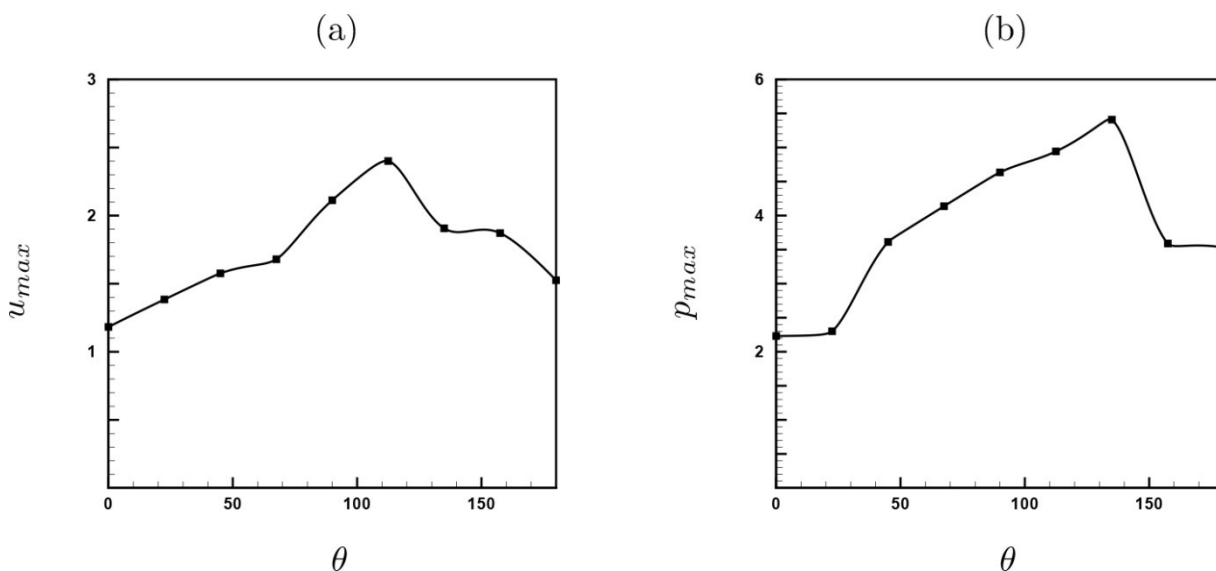
Εικόνα 2.4: Φυσαλίδα πλάσματος 200ns μετά την δημιουργία της στον ατμοσφαιρικό αέρα, καταγεγραμμένη με την τεχνική Schlieren Photography. Ο παλμός του laser μεταδιδότανε από τα αριστερά προς τα δεξιά. Οι συνθήκες κατά την διάρκεια διεξαγωγής του πειράματος ήταν: Πίεση: 1bar, Θερμοκρασία: 300K, Διάρκεια έκθεσης: 3ns και Ενέργεια παλμού: 230mJ [16].

2.1.2 Από το πλάσμα στον υπέρηχο

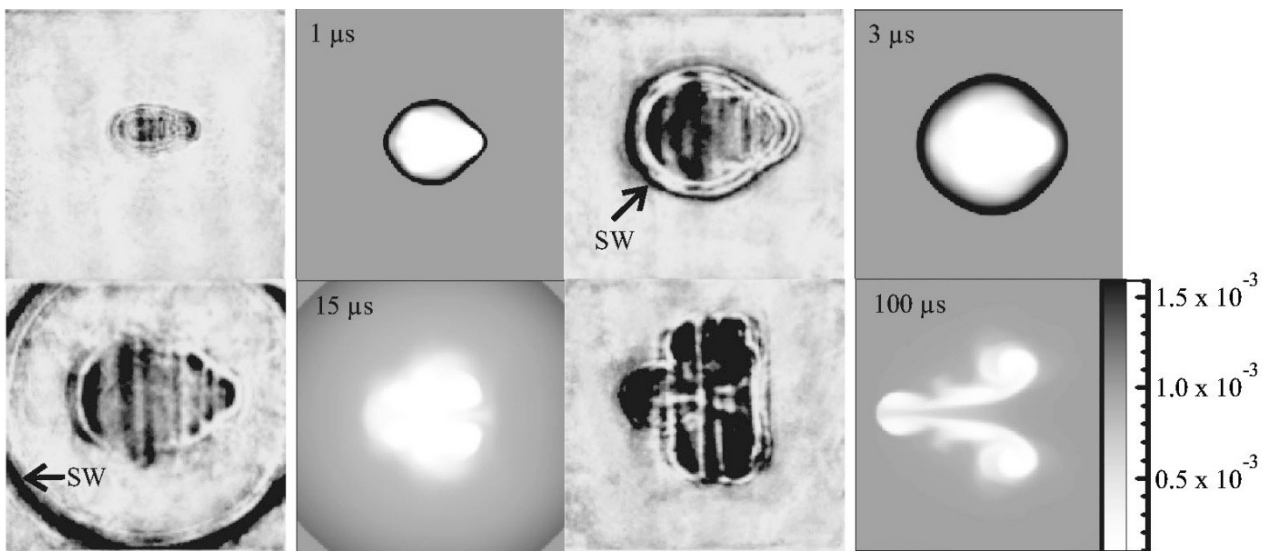
Επειδή η διαδικασία μεταφοράς ενέργειας από τον παλμό laser στα μόρια του αέρα είναι μία πολύ γρήγορη διαδικασία, κατά την διάρκειά της η πυκνότητα του αέρα δεν αλλάζει κατά πολύ. Επομένως απότομες μεταβολές παρατηρούνται στην πίεση και την θερμοκρασία, στο σημείο στο οποίο πραγματοποιείται η δημιουργία του πλάσματος [2]. Αυτές οι μεταβολές προκαλούν κίνηση του ρευστού και έτσι το πλάσμα, που θεωρείται πως δημιουργεί μία ασυνέχεια στο μέσο [15], εξαπλώνεται/διαστέλλεται απότομα προκαλώντας την δημιουργία ενός ωστικού κύματος [1-3,15]. Έτσι ουσιαστικά η εσωτερική ενέργεια των στοιχείων του μέσου μετατρέπεται σε κινητική με επακόλουθο τη δημιουργία του ωστικού κύματος [2]. Η συγκεκριμένη διαδικασία συνεχίζεται έως ότου το μέτωπο του κύματος να αποκτήσει μέγιστη ταχύτητα, πίεση και πυκνότητα [2-3].

Η δημιουργία του ωστικού κύματος πραγματοποιείται σε κλίμακα χρόνου της τάξης των picosecond (ps, 1 picosecond = 10^{-12} second) και το κύμα μεταδίδεται με ταχύτητα πολύ μεγαλύτερη του ήχου. Στην συνέχεια το κύμα και η φυσαλίδα πλάσματος συνεχίζουν να επεκτείνονται, όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη ενότητα. Αυτό συμβαίνει σε κλίμακα χρόνου της τάξης των ps, με την ταχύτητα του κύματος να ελαττώνεται με γρήγορο ρυθμό έως ότου εξισωθεί με την ταχύτητα του ήχου στον αέρα (μιας και αυτό είναι το μέσω στο οποίο αναφερόμαστε) [1,3].

Το σχήμα που έχει η διαταραχή (δηλ. το κύμα) αρχικά είναι όμοιο με το σχήμα που παρουσιάζει και η φουσαλίδα πλάσματος κατά την εξάπλωσή της [2]. Στην συνέχεια όμως με την πάροδο του χρόνου και σε κλίμακα πλέον της τάξης των microsecond (μs , $1 \text{ microsecond} = 10^{-6} \text{ second}$) το μέτωπο του κύματος εμφανίζει πιο ομοιόμορφη κατανομή στον χώρο με σφαιρικά χαρακτηριστικά [2]. Η μεταβολή αυτή στο σχήμα του μετώπου οφείλεται κυρίως στις έντονες συνοριακές διαφορές πίεσης κάθετα στην κατεύθυνση διάδοσης της δέσμης, οι οποίες προκαλούν γρηγορότερη διάδοση της διαταραχής προς αυτή την κατεύθυνση [2]. Για παράδειγμα, στην Εικόνα 2.5α φαίνεται η μεταβολή του πλάτους της ταχύτητας του μετώπου κύματος, όπως έχει υπολογιστεί από θεωρητικό αριθμητικό μοντέλο [2] σε σχέση με την γωνία απόκλισης από τον άξονα διάδοσης της δέσμης του laser. Στην Εικόνα 2.5β, φαίνεται η μεταβολή της πίεσης όσο η γωνία αποκλίνει από τον άξονα διάδοσης της δέσμης. Και οι δύο Εικόνες αναφέρονται στην χρονική στιγμή στην οποία η ένταση του κύματος είναι μέγιστη [2], δείχνοντας ξεκάθαρα τον λόγο για τον οποίο το μέτωπο κύματος μετά από πάροδο κάποιας χρονικής διάρκειας αποκτά σφαιρικό σχήμα [2]. Στην ίδια κλίμακα χρόνου η φουσαλίδα πλάσματος καταρρέει, λόγω του ρευστού περιβάλλοντος [1], και μπορεί έτσι να δημιουργηθεί και ένα δεύτερο κύμα [1], το οποίο μπορεί να ανιχνευθεί σαν μία αρνητική κορυφή στην παραγόμενη κυματομορφή πίεσης [3-5,7,14]. Παρόμοια αποτελέσματα έχουν ανιχνευθεί και πειραματικά επαληθεύοντας τα θεωρητικά δεδομένα [17]. Στην Εικόνα 2.6 φαίνονται τα αποτελέσματα μετρήσεων με την μέθοδο της σκιαγράμμισης (shadowgram) καθώς και θεωρητικά υπολογισμένες χωρικές κατανομές της ίδιας διαταραχής.

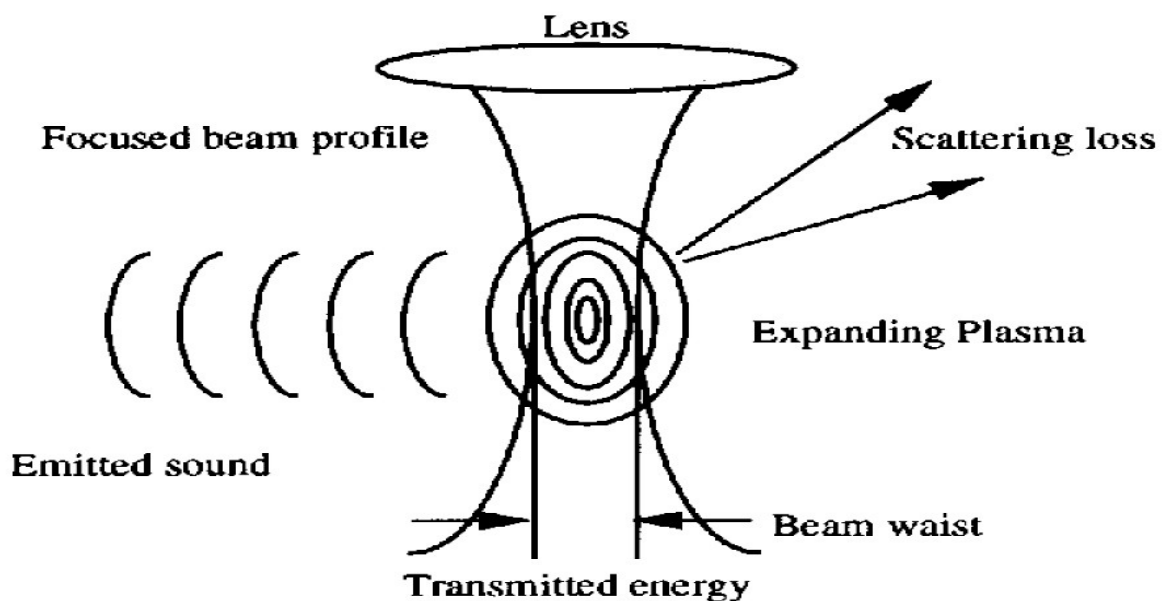


Εικόνα 2.5: α) Μεταβολή του πλάτους της ταχύτητας του μετώπου κύματος σε σχέση με την γωνία και β) μεταβολή του πλάτους πίεσης του μετώπου κύματος σε σχέση με την γωνία. Η μεταβολή της γωνίας γίνεται στον οριζόντιο άξονα. Και οι δύο περιπτώσεις αναφέρονται στην χρονική στιγμή για την οποία η ένταση του κύματος είναι μέγιστη [2].



Εικόνα 2.6: Σύγκριση μεταξύ σκιαγραμμάτων/shadowgrams (αριστερά) και θεωρητικά υπολογισμένα διαστρωματώσεις πυκνότητας (δεξιά) για φουσαλίδα πλάσματος δημιουργημένη από αλληλεπίδραση παλμού laser ενέργειας 300mJ με τον αέρα. Οι χρόνοι αναφέρονται σε χρόνο μετά από την δημιουργία της φουσαλίδας πλάσματος. Η δέσμη του laser προσέπιπτε από τα αριστερά και SW είναι το ωστικό κύμα. Η κλίμακα πυκνότητας είναι σε g/cm^3 και κάθε εικόνα έχει κάθετη χωρική έκταση 1.5cm [17].

Στην Εικόνα 2.7 φαίνεται η γεωμετρία της διάταξης μιας τέτοιας οπτοακουστικής πηγής [14]. Το σχέδιο αναπαριστά την διαδικασία για την δημιουργία της πηγής, καθώς και των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά την διάρκεια της παραγωγής της [14].

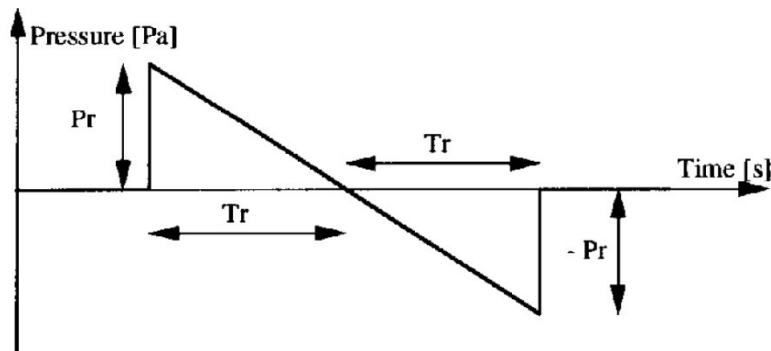


Εικόνα 2.7: Σχεδιάγραμμα της γεωμετρίας της πηγής του ωστικού κύματος. Αναπαριστώνται οι απώλειες λόγω σκέδασης καθώς και η ενέργεια που μεταδίδεται και η παραγωγή ακουστικού κύματος [14].

2.1.3 Χαρακτηριστικά του ωστικού κύματος

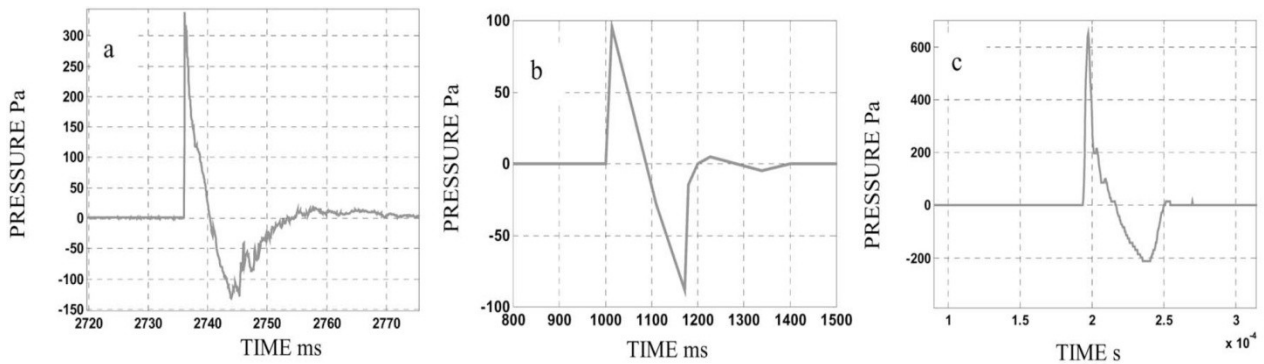
Έχει βρεθεί πως το ωστικό κύμα που δημιουργείται με την χρήση laser προσομοιώνει ικανοποιητικά τα κύματα που δημιουργούνται από εκρήξεις και από sonic booms [4]. Η δημιουργία και διάδοση ωστικών κυμάτων δημιουργούμενα από εκρήξεις έχει μελετηθεί και μπορεί επαρκώς να χρησιμοποιηθεί για την μελέτη του ωστικού κύματος που δημιουργείται από την αλληλεπίδραση των παλμών του laser με τον αέρα [14].

Η μορφή της πίεσης της κυματικής διαταραχής παρουσιάζει ένα σχήμα που μοιάζει με 'N'. Στην Εικόνα 2.8 φαίνεται μία θεωρητική απεικόνιση του σχήματος της κυματομορφής πίεσης όπως αυτό προβλέπεται από την θεωρία [7,14]. Διακρίνονται η διάρκεια της θετικής και αρνητικής ημιπεριόδου, όπου συμβολίζονται με T_r και το πλάτος της πίεσης αντίστοιχα του θετικού και αρνητικού μεγίστου του κύματος, που συμβολίζονται με P_r το θετικό και $-P_r$ το αρνητικό [14]. Η συνολική διάρκεια του ωστικού κύματος είναι ίση με $2T_r$, όπου στην συγκεκριμένη εικόνα θεωρείται πως η διάρκεια του θετικού και αρνητικού μέρους του κύματος είναι ίσα, όπως επίσης και τα πλάτη της πίεσης του θετικού και αρνητικού μέρους του παλμού [14]. Στην πραγματικότητα όμως καμία από τις δύο υποθέσεις δεν είναι αληθής [3-5].



Εικόνα 2.8: Το θεωρητικό N-σχήμα του παλμού πίεσης. Η περίοδος του παλμού είναι $2T_r$ και οι θετική και αρνητική μέγιστη τιμή της πίεσης P_r και $-P_r$ αντίστοιχα [14].

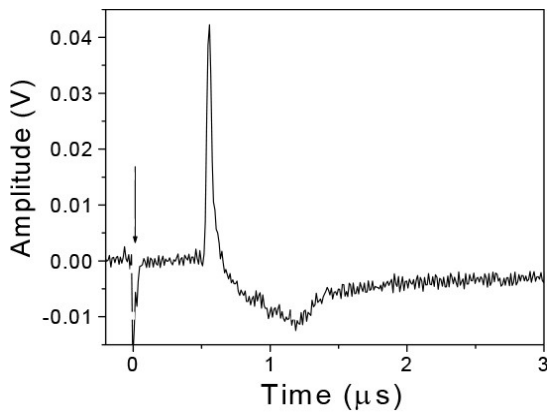
Στην Εικόνα 2.9 που παρατίθεται στην συνέχεια, φαίνονται οι πειραματικά μετρούμενες μορφές πίεσης για ωστικά κύματα δημιουργούμενα από (α) έκρηξη, (β) sonic boom, και (γ) laser.



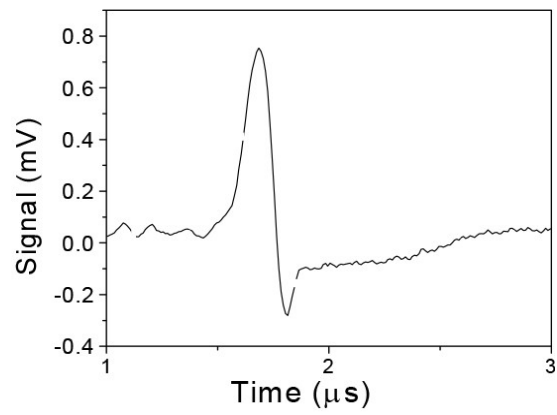
Εικόνα 2.9: α) Μέτρηση ωστικού κύματος με μικρόφωνο 1/2” σε ύψος 1m και 100m οριζόντια απόσταση από έκρηξη ύψους 2m από εκπυρσοκρότηση 0.1425kg εκρηκτικής ύλης C4 πάνω από αμμώδες έδαφος β) sonic boom που έχει προκληθεί από αεροσκάφος SR-71 κινούμενο με ταχύτητα 1.27Mach και σε ύψος 9300m γ) ακουστικός παλμός δημιουργημένος από laser σε απόσταση 60cm από την πηγή μετρημένος με μικρόφωνο 1/4” [4].

Είναι ξεκάθαρο το γεγονός πως ούτε η διάρκεια ούτε το πλάτος πίεσης του πρώτου μισού του κύματος ισούνται με τα αντίστοιχα του δεύτερου μισού. Σημαντικό όμως είναι πως και στις τρεις περιπτώσεις η μορφή του κύματος παρουσιάζει πολλές ομοιότητες [4]. Οι διαφορές ανάμεσα στα τρία αυτά κύματα έγκειται στο διαφορετικό πλάτος και στην διάρκεια [4]. Τα αποτελέσματα που φαίνονται στην Εικόνα 2.9 επαληθεύονται από μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με διαφορετικές τεχνικές.

Στην Εικόνα 2.10 φαίνεται κυματομορφή πίεσης οπτοακουστικής πηγής δημιουργημένης από laser. Η τεχνική που χρησιμοποιήθηκε για την ανίχνευση της διαταραχής είναι η μέθοδος εκτροπής δέσμης laser [5], η οποία και επιλέχθηκε στην παρούσα εργασία, λεπτομέρειες της οποίας θα δοθούν σε επόμενο κεφάλαιο (κεφάλαιο 2.2.2). Πρόκειται για μία οπτική τεχνική ανίχνευσης, γεγονός που δίνει την δυνατότητα ανίχνευσης μεταβολών κατά πολύ πιο γρήγορες από αυτές που μπορούν να ανιχνεύσουν τα μικρόφωνα, τα οποία περιορίζονται από τις μηχανικές τους ιδιότητες.



a)

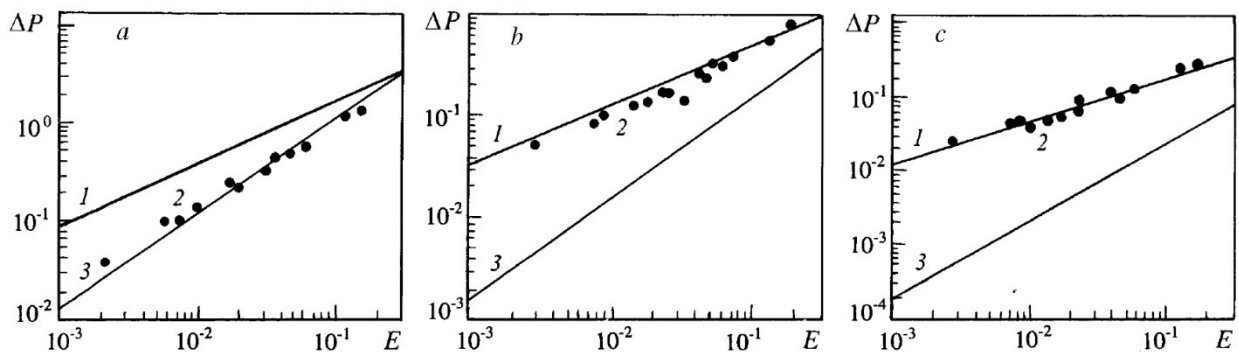


b)

Εικόνα 2.10: Ακουστικά σήματα (κυματομορφές πίεσης) από οπτική κατάρρευση στον αέρα με την χρήση α) παλμού διάρκειας nanosecond, και β) παλμού διάρκειας femtosecond. Το βέλος δείχνει την χρονική στιγμή της δημιουργίας της φουσαλίδας πλάσματος [5].

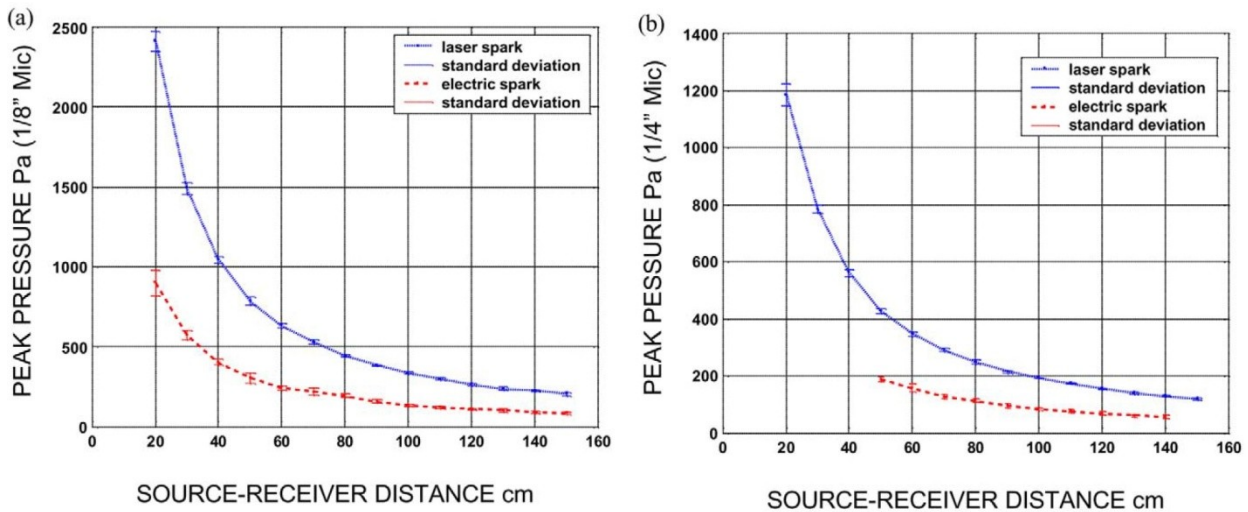
Το πλάτος της πίεσης της διαδιδόμενης διαταραχής έχει βρεθεί πως σχετίζεται με την πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων στο πλάσμα που δημιουργείται στα αρχικά στάδια της αλληλεπίδρασης του παλμού με την ύλη [18]. Αυτό είναι αναμενόμενο καθώς όσο εντονότερο είναι το φαινόμενο του ιονισμού, τόσο εντονότερες θα είναι και οι διαφορές πίεσης που δημιουργούνται λόγω αυτού, όπως αναφέρεται και στο υποκεφάλαιο 2.1.2, οι οποίες προκαλούν και την δημιουργία του ωστικού κύματος [2].

Στην Εικόνα 2.11 φαίνεται ο τρόπος που μεταβάλλεται το πλάτος της πίεσης αλλάζοντας την ενέργεια του παλμού, για διάφορες αποστάσεις από την πηγή. Το πλάτος του ωστικού κύματος φθίνει με την πάροδο του χρόνου και της απόστασης, μεγέθη αλληλένδετα, μέσω της έννοιας της ταχύτητας [4,14,16,19].



Εικόνα 2.11: Πλάτος πίεσης του ωστικού κύματος σε σχέση με την ενέργεια του παλμού για α) 5, β) 10 και γ) 20mm από την περιοχή του πυρήνα. 1) Αριθμητική επίλυση μοντέλου, 2) Self-Similar solution και 3) Πειραματικές μετρήσεις [19].

Στην Εικόνα 2.12 φαίνεται ο τρόπος που φθίνει το πλάτος πίεσης της διαταραχής σε σχέση με την απόσταση [4]. Η μείωση του πλάτους πίεσης της διαταραχής με την απόσταση αποκλίνει αισθητά από τον «νόμο του αντίστροφου τετραγώνου» που ισχύει για σφαιρικές πηγές [4].

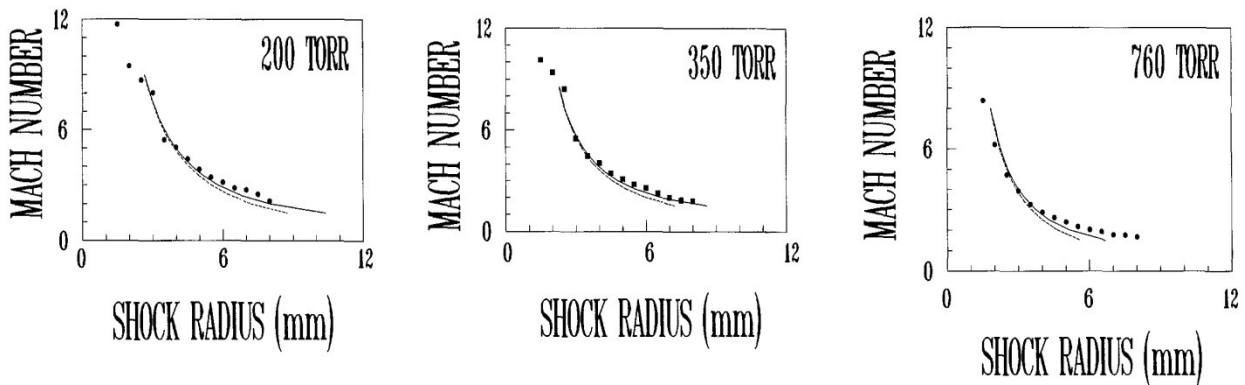


Εικόνα 2.12: Πλάτος πίεσης ωστικού ακουστικού κύματος δημιουργημένο από Laser (μπλε γραμμή) και ηλεκτρικό σπινθήρα (κόκκινη γραμμή), όπως μετρήθηκαν σε αποστάσεις από 20cm μέχρι 150cm, με μικρόφωνο α) 1/8" και β) 1/4" [4].

Όπως προαναφέρθηκε (ενότητα 2.1.1) όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια του παλμού, και θεωρώντας πως όσο μεγαλύτερη ενέργεια μεταφέρει ο παλμός θα αυξάνεται και η ενέργεια που απορροφάται από την ύλη (όχι αναγκαστικά με γραμμικό τρόπο όμως), τόσο μεγαλώνει και η περιοχή ιονισμού [15] (με τον τρόπο που έχει ήδη αναφερθεί). Η απόσταση από την πηγή, θεωρώντας πως αυτή έχει σφαιρικό σχήμα στον χώρο και πολύ μικρές διαστάσεις, έχει συνδεθεί με την ταχύτητα με την οποία κινείται το μέτωπο του ωστικού κύματος [20]. Ουσιαστικά, για διαφορετικές αποστάσεις παρατήρησης σε σχέση με το σημείο δημιουργίας της πηγής, θα παρατηρούνται και διαφορετικές ταχύτητες διάδοσης της διαταραχής [20]. Έτσι η ενέργεια που απορροφάται από την ύλη σχετίζεται τόσο με το πλάτος πίεσης του ωστικού κύματος, όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, όσο και με την ταχύτητα με την οποία διαδίδεται [15,18,20].

Ο τρόπος με τον οποίο συνδέεται η ταχύτητα με την απόσταση από την πηγή (άρα εμμέσως και με την ενέργεια που απορροφάται) φαίνεται στην Εικόνα 2.13. Το ωστικό κύμα αρχικά κινείται με υπερηχητική ταχύτητα και στην συνέχεια η ταχύτητά του ελαττώνεται μέχρις ότου εξισωθεί με την ταχύτητα του ήχου στο μέσο στο οποίο διαδίδεται η διαταραχή (στην περίπτωση της παρούσας εργασίας αέρας). Επομένως η ταχύτητα του ωστικού κύματος δεν είναι σταθερή [3,19-20]. Όπως είναι λογικό λοιπόν η ταχύτητα θα ελαττώνεται όσο απομακρυνόμαστε από την πηγή (σημείο

εστίασης ή δημιουργίας πλάσματος) [3,19-20] και σε κάποιο χρονικό σημείο, το οποίο αντιστοιχεί σε συγκεκριμένη απόσταση από την πηγή και η οποία (απόσταση) εξαρτάται από τους παράγοντες που προαναφέρθηκαν (ενέργεια που απορροφήθηκε από την ύλη), η ταχύτητα θα εξισωθεί με την ταχύτητα διάδοσης του ήχου στο μέσο (αέρας). Σε αυτή την τιμή θα παραμείνει σταθερή, έως ότου το πλάτος του κύματος μηδενιστεί (πράγμα που γίνεται πολύ μετά από την εξίσωση της ταχύτητας του κύματος με την ταχύτητα διάδοσης του ήχου στο μέσο) [3].

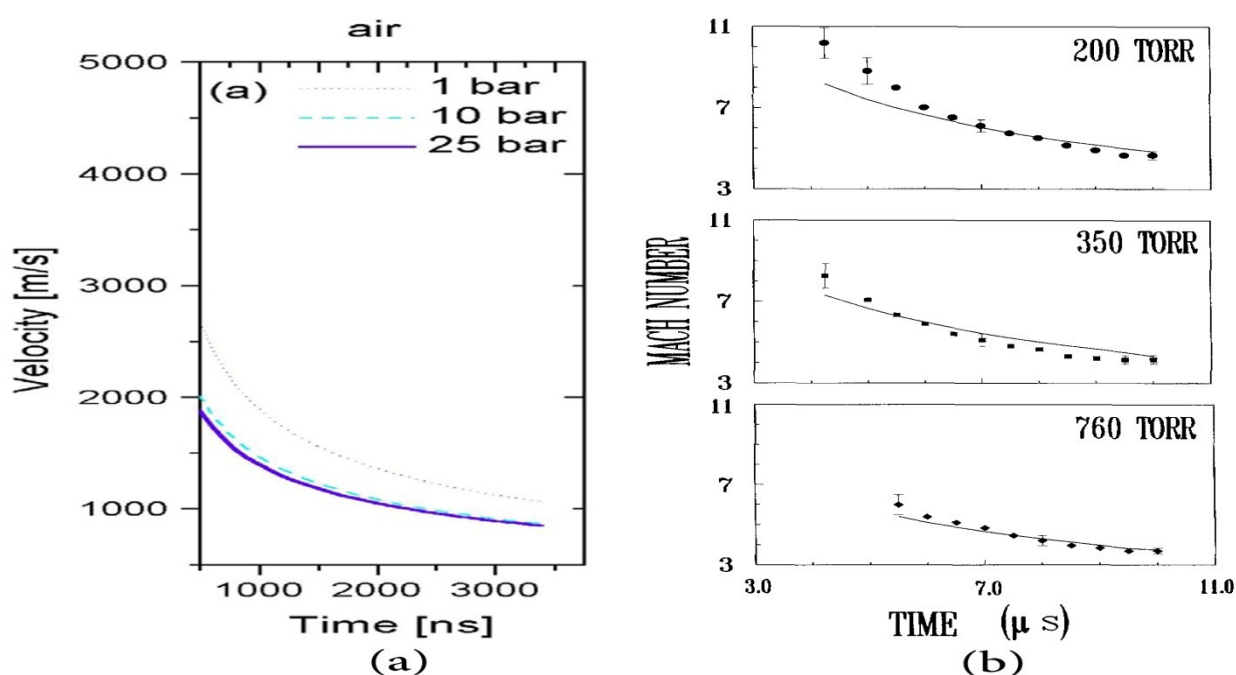


Εικόνα 2.13: Ο αριθμός Mach του ωστικού κύματος σε σχέση με την διάμετρο του πυρήνα της πηγής/απόσταση από την πηγή. Τα σημεία αναπαριστούν τις πειραματικές μετρήσεις, η διακεκομμένη γραμμή το θεωρητικό μοντέλο της σημειακής πηγής έκρηξης και η συμπαγής γραμμή το ίδιο μοντέλο, λαμβάνοντας υπ' όψιν την υποπίεση που προηγείται του μετώπου του ωστικού κύματος [20].

Στην Εικόνα 2.14 φαίνεται ο τρόπος με τον οποίο φθίνει η ταχύτητα της διαταραχής σε σχέση με τον χρόνο. Τα δεδομένα προέρχονται από διαφορετικές μελέτες. Στο πρώτο (α) διάγραμμα φαίνεται ο ρυθμός πτώσης της ταχύτητας της διαταραχής σε σχέση με τον χρόνο για τρεις (3) διαφορετικές τιμές πίεσης, ενώ στο δεύτερο διάγραμμα συσχετίζεται η τιμή του αριθμού Mach ($1 \text{ Mach} = 343 \text{ ms}^{-1}$) με τον χρόνο. Εκτός από το πολύ σημαντικό γεγονός πως τα διαγράμματα παρουσιάζουν πολύ μεγάλες ομοιότητες, συνεπώς ισχυροποιούν και την επαλήθευση της θεωρίας, μπορούν άμεσα να συσχετιστούν με τα διαγράμματα των Εικόνων 2.12 και 2.13, προσφέροντας μία πιο ολοκληρωμένη εικόνα του τρόπου με τον οποίο μεταδίδεται η διαταραχή. Γενικότερα φαίνεται πως παρά το γεγονός πως η πηγή πλάσματος παρουσιάζει ελλειψοειδές σχήμα, σε αποστάσεις μεγαλύτερες των 10 centimeters (cm, 1 centimeter = 10^{-2} meters) το ακουστικό κύμα φαίνεται σαν να προέρχεται από σφαιρική πηγή προσθέτοντας όμως κάποιες μη-γραμμικές υδροδυναμικές απώλειες [4].

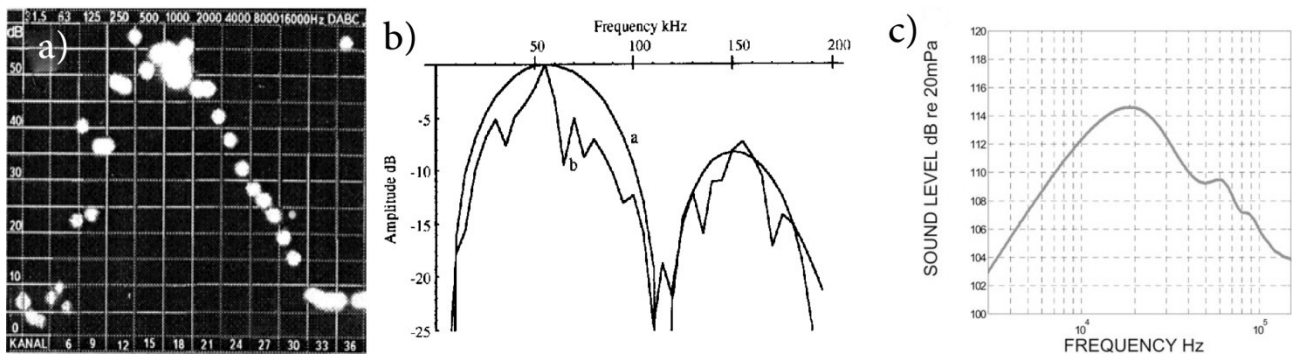
Το συχνοτικό περιεχόμενο της διαδιδόμενης διαταραχής δεν έχει μελετηθεί εκτενώς με πολύ λίγες μελέτες να ασχολούνται με την συχνοτική ανάλυση του ακουστικού σήματος [4,7,14]. Είναι σημαντικό στο σημείο αυτό να αναφερθεί πως σε όλες τις έρευνες που έχει μελετηθεί το συχνοτικό

περιεχόμενο της διαταραχής στον αέρα, το μέσο ανίχνευσης που χρησιμοποιήθηκε ήταν μικρόφωνο. Το γεγονός αυτό περιορίζει αισθητά την δυνατότητα ανίχνευσης υπερυψηλών συχνοτήτων, καθώς οι μηχανικές ιδιότητες των μικροφώνων παρουσιάζουν περιορισμούς σε σχέση με την υψηλότερη συχνότητα που μπορούν να ανιχνεύσουν. Θεωρούμε πως ο περιορισμός που παρουσιάζεται στην ανίχνευση υψηλών συχνοτήτων οφείλεται στις ιδιότητες του μικροφώνου, καθώς ο υπόλοιπος εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε στις μελέτες παρουσίαζε δυνατότητα ανίχνευσης συχνοτήτων πολύ υψηλότερες από αυτές που παρουσιάζονται (στο [14] η δειγματοληψία γίνεται στα 50MHz) [4,7,14]. Η υψηλότερη συχνότητα που ανιχνεύθηκε παρουσιάζεται στο [14] και κυμαίνεται στην περιοχή των 150kHz [14].



Εικόνα 2.141: Χρονική εξέλιξη της ταχύτητας διάδοσης της διαταραχής. α) Η ταχύτητα μετρήθηκε σε διεύθυνση κάθετη στην διεύθυνση διάδοσης της δέσμης [13]. β) Η κουκκίδες αναπαριστούν τις εργαστηριακές μετρήσεις και η γραμμή την θεωρητικά υπολογισμένη ταχύτητα με χρήση του θεωρητικού μοντέλου σημειακής πηγής έκρηξης συμπεριλαμβάνοντας και την υποπίεση που προηγείται του μετώπου κύματος [20].

Στην Εικόνα 2.15 φαίνονται τα αποτελέσματα από διάφορες μελέτες που έχουν πραγματοποιηθεί και παρουσίασαν αποτελέσματα που σχετίζονται με το συχνοτικό περιεχόμενο του ωστικού κύματος. Φαίνεται πολύ καλά πως το ανώτερο όριο βρίσκεται κοντά στα 200kHz [20].



Εικόνα 2.15: α) Φασματογράφημα από ηχητικό σήμα καταγεγραμμένο μετά από την κατάρρευση και δημιουργία πλάσματος σε $400\mu\text{m SiO}_2$ [7], β) Θεωρητικά υπολογισμένο φάσμα (α) και υπολογισμός φάσματος από πειραματική μέτρηση (β) [14] και γ) Φάσμα ηχητικού σήματος καταγεγραμμένο σε απόσταση 3cm από την πηγή [4].

2.2 Τεχνικές ανίχνευσης υπερήχων

Η ανίχνευση του ακουστικού κύματος μπορεί να πραγματοποιηθεί με διάφορα μέσα και μεθόδους. Οι δύο μεγάλες κατηγορίες στις οποίες θα μπορούσαν να κατηγοριοποιηθούν οι μέθοδοι αυτοί είναι α) με αισθητήρες και β) με οπτικές μεθόδους.

Οι πιο «εύχρηστες» και λιγότερο δαπανηρές μέθοδοι εμπίπτουν στην κατηγορία των αισθητηρίων, στην οποία συναντάμε την χρήση μικροφώνων και πιεζοηλεκτρικών κρυστάλλων. Οι πειραματικές διατάξεις που χρησιμοποιούνται στις μετρήσεις με μικρόφωνα και πιεζοηλεκτρικούς κρυστάλλους είναι σχετικά απλές, καθώς το μόνο που χρειάζεται ουσιαστικά είναι να γίνει ψηφιοποίηση του σήματος εξόδου της συσκευής (μικρόφωνο ή κρύσταλλος).

Οι οπτικές μέθοδοι, παρά το γεγονός πως παρουσιάζουν μεγαλύτερο βαθμό περιπλοκότητας στις πειραματικές τους διατάξεις, παρουσιάζουν μεγαλύτερη πιστότητα στην ποιότητα των αποτελεσμάτων και προσφέρουν την δυνατότητα παρακολούθησης των φαινομένων λεπτομερέστερα, είτε πρόκειται για δυναμική περιοχή, χρονική (επομένως και συχνотική) λεπτομέρεια καθώς και συχνотικό εύρος. Μία πολύ σημαντική διαφορά ανάμεσα στις δύο μεγάλες αυτές κατηγορίες είναι πως στις οπτικές μεθόδους το ηλεκτρομαγνητικής φύσεως κύμα (φως/laser), το οποίο χρησιμοποιείται για την ανίχνευση, δεν αλληλεπιδρά άμεσα με την, μηχανικής φύσεως διαταραχή της ύλης, η οποία πρακτικά είναι και το ακουστικό κύμα το οποίο ανιχνεύεται, με αποτέλεσμα να μην το αλλοιώνει καθόλου, σε αντίθεση βέβαια με τις μεθόδους στις οποίες γίνεται χρήση οργάνων που παρουσιάζουν μηχανικές ιδιότητες (μάζα, σκληρότητα, μηχανική εμπέδηση, κ.τ.λ.) [21-23].

Επίσης, οι οπτικές μέθοδοι μπορούν να δώσουν πληροφορίες και για τις μηχανικές, θερμικές και ηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών, χωρίς την ανάγκη προγενέστερης γνώσης κάποιων ιδιοτήτων τους (των υλικών) [22].2.2.1 Μέθοδοι ανίχνευσης με αισθητήρες

Στην κατηγορία αυτή εμπίπτουν απλές μέθοδοι ανίχνευσης όπου ουσιαστικά παρουσιάζουν πολλά κοινά σημεία με της μεθόδους ανίχνευσης ακουστικών ηχητικών κυμάτων. Γίνεται χρήση μικροφώνων και πιεζοηλεκτρικών κρυστάλλων και γενικότερα οι διατάξεις για την ανίχνευση είναι σχετικά απλές.

Τα πλεονεκτήματα των συγκεκριμένων μεθόδων είναι οι απλές πειραματικές διατάξεις. Λόγω αυτών παρουσιάζουν εύκολη φορητότητα καθώς και μειωμένο κόστος, γεγονός που αυξάνει πολύ την πιθανή χρήση τους σε εμπορικές εφαρμογές.

Αρκετές εταιρίες έχουν δημιουργήσει μικρόφωνα για την ανίχνευση υπερήχων, μερικά από τα οποία προορίζονται και για εμπορικές εφαρμογές [24-26].

Ένα σοβαρό μειονέκτημα που παρουσιάζουν τα μικρόφωνα είναι το περιορισμένο συχνοτικό εύρος στο οποίο μπορούν να λειτουργήσουν. Η γραμμική περιοχή λειτουργίας τους εκτείνεται μέχρι και λίγες εκατοντάδες kHz [24-26]. Στις αναφορές της παρούσας εργασίας και σύμφωνα με τις γνώσεις του συγγραφέα η υψηλότερη συχνότητα που έχει καταγραφεί με την χρήση μικροφώνου πλησιάζει τα 200kHz [14].

Επίσης τα μικρόφωνα, λόγω της μηχανικής φύσεως του διαφράγματός τους πολλές φορές παρουσιάζουν μειωμένη ευαισθησία, σε σχέση με άλλους αισθητήρες, όπως είναι οι αισθητήρες πιεζοηλεκτρικών στοιχείων [3,19].

Παρά το γεγονός πως παρουσιάζουν τέτοιου είδους μειονεκτήματα παρουσιάζουν και κάποια πλεονεκτήματα. Η μεγάλη φορητότά τους τα καθιστά πολύ εύχρηστα και επίσης πολλά μικρόφωνα παρουσιάζουν μεγάλη ανθεκτικότητα σε χτυπήματα και κραδασμούς. Αυτό βέβαια, κατά έναν πολύ μεγάλο βαθμό εξαρτάται και από την εκάστοτε κατασκευή. Επίσης τα μικρόφωνα αποτελούν μία σχετικά φθηνή, ίσως και την πλέον φθηνή, λύση για την ανίχνευση ακουστικών σημάτων [24-26]. Επίσης πολλά μικρόφωνα παρουσιάζουν κατευθυντικότητα. Το γεγονός αυτό δίνει την δυνατότητα να απορριφθεί πιθανόν θόρυβος που προέρχεται από άλλες πηγές, ή να αναγνωριστεί η κατεύθυνση από την οποία προέρχεται ο υπέρηχος, αν αυτό είναι ζητούμενο.

Οι τεχνικές ανίχνευσης που χρησιμοποιούν μικρόφωνα μπορεί να «χωλαίνουν» σε κάποιους τομείς σε σχέση με άλλες μεθόδους, παρ' όλα αυτά όμως, για κάποιες εφαρμογές αποτελούν μία πολύ καλή λύση, ιδιαίτερα εάν πρόκειται για εφαρμογή υπερήχων χαμηλής συχνότητας (μέχρι και 100kHz περίπου). Σε άλλες περιπτώσεις επίσης, αποτελούν την ιδανική μέθοδο για την ανίχνευση υπερήχων. Μία από αυτές τις περιπτώσεις είναι και η ανίχνευση υπερήχων εκπεμπόμενων από

νυχτερίδες και άλλα θηλαστικά [27-28].

Παρουσιάζονται μελέτες στις οποίες χρησιμοποιούνται μικρόφωνα μόνο για την ανίχνευση των μεταβολών πίεσης (κυματομορφή) με σκοπό την εύρεση του μέγιστου πλάτους πίεσης του υπερήχου κυρίως σε σχέση με την απόσταση από την πηγή [18,29-30]. Οι παρατηρούμενες από μικρόφωνα μεταβολές πίεσης υπερηχητικών και κρουστικών σημάτων φαίνεται να συμφωνούν με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από άλλες πειραματικές μεθόδους, οπτικές ή και μηχανικές [3-5,7,14,31-35].

Οι πιεζοηλεκτρικοί κρύσταλλοι, για την αναγνώριση και καταγραφή του υπερηχητικού σήματος βασίζονται και αυτοί στην μηχανική αλληλεπίδρασή τους με το μηχανικό κύμα. Το γεγονός αυτό μπορεί να επηρεάσει τα αποτελέσματα ουσιαστικά αλλοιώνοντας το σήμα [21]. Οι πιεζοηλεκτρικοί κρύσταλλοι παρουσιάζουν μεγαλύτερο δυναμικό και συχνοτικό εύρος από αυτό των μικροφώνων [3,36-37]. Οι παρατηρούμενες τιμές μέγιστης ανιχνεύσιμης συχνότητας κυμαίνονται στην περιοχή των 5 με 20MHz [3,19,37].

Οι πιεζοηλεκτρικοί κρύσταλλοι παρουσιάζουν πολλά πλεονεκτήματα. Μερικά από αυτά είναι η φορητότητά τους, λόγω του μικρού τους μεγέθους, και η απλότητα των πειραματικών διατάξεων που απαιτούν για την ανίχνευση σημάτων. Το γεγονός πως οι πιεζοηλεκτρικοί κρύσταλλοι παρουσιάζουν αρκετά μεγάλο συχνοτικό εύρος ανίχνευσης, και σχετικά καλή ευαισθησία, προσφέρει την δυνατότητα να χρησιμοποιηθούν σε εφαρμογές και πειραματικές διαδικασίες, στις οποίες ανιχνεύονται αρκετά υψηλής συχνότητας υπέρηχοι και πολλές φορές πολύ μικρού πλάτους, όπως είναι οι μετρήσεις σε υγρά [37].

Όπως και στις μεθόδους ανίχνευσης υπερήχων με την χρήση μικροφώνων, έτσι και στις περιπτώσεις που χρησιμοποιούνται πιεζοηλεκτρικοί κρύσταλλοι, ουσιαστικά γίνεται καταγραφή των μεταβολών πίεσης του μέσου, λόγω της παρουσίας του υπερηχητικού (ή και μη) ακουστικού-μηχανικού σήματος. Τα δεδομένα αυτά δεν χρειάζεται να υποστούν κάποια είδους επεξεργασία για την εξαγωγή αποτελεσμάτων που σχετίζονται με την χρονική εξέλιξη της διαταραχής (μηχανικό κύμα). Για τον λόγο αυτό αλλά και για πολλά από τα πλεονεκτήματα που προαναφέρθηκαν, τόσο οι πιεζοηλεκτρικοί κρύσταλλοι, όσο και τα μικρόφωνα, βρίσκουν ευρεία εφαρμογή σε πειραματικές διατάξεις, όπου κάποιο από τα βασικά ζητούμενα είναι άμεσα συνδεδεμένο με την χρονική εξέλιξη του υπερήχου (όπως για παράδειγμα η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής) [3-4,14,18-19,29-30,35,38-39].

2.2.2 Οπτικές μέθοδοι ανίχνευσης

Οι οπτικές μέθοδοι είναι ευρέως διαδεδομένες διότι παρουσιάζουν μεγάλη ακρίβεια στα αποτελέσματα καθώς και πολύ μεγάλο ανιχνεύσιμο συχνοτικό εύρος και πολύ μεγάλη ευαισθησία στις μεταβολές. Επίσης ένα πολύ σημαντικό πλεονέκτημα που παρουσιάζουν οι οπτικές μέθοδοι είναι πως λόγω της έλλειψης (μηχανικής) αλληλεπίδρασης παρουσιάζουν μεγάλη επαναληψιμότητα και αυτό της καθιστά πλέον κατάλληλες για εργαστηριακές μετρήσεις ακριβείας [40].

Τα μειονεκτήματά τους είναι το σχετικά υψηλό κόστος και η πολυπλοκότητα των πειραματικών τους διατάξεων. Επίσης τα αποτελέσματα που λαμβάνει κανείς από τις συγκεκριμένες μεθόδους πρέπει να υποστούν περαιτέρω επεξεργασία ώστε να γίνει η εξαγωγή των φυσικών χαρακτηριστικών των κυμάτων.

Οι συνηθέστερες οπτικές μέθοδοι είναι οι συμβολομετρικές μέθοδοι και εκείνες που βασίζονται στην εκτροπή οπτικής δέσμης.

Στις συμβολομετρικές μεθόδους η βασική αρχή λειτουργίας είναι η συμβολομετρία. Σκοπός της παρούσας εργασίας δεν είναι η εκτενής επεξήγησης της βασικής αρχής, αλλά η αναφορά στον τρόπο που αυτή χρησιμοποιείται για την ανίχνευση μηχανικών διαταραχών. Τα βασικά συμβολόμετρα που έχουν χρησιμοποιηθεί στις μεθόδους αυτές είναι το συμβολόμετρο Michelson και το συμβολόμετρο Fabry - Perot.

Πολλές πειραματικές διατάξεις παρά το γεγονός πως χρησιμοποιούν την ίδια αρχή με την πρωτοεμφανισθείσα μορφή της εκάστοτε διάταξης (ανάλογα με την αρχή λειτουργίας) παρουσιάζουν διαφορές μεταξύ τους και πολλές φορές αναφέρονται και παραλλαγές των συμβολομετρικών μεθόδων, κρατώντας όμως σταθερή την βασική αρχή λειτουργίας. Ένα παράδειγμα είναι το «ισορροπημένο συμβολόμετρο Michelson» (balanced Michelson interferometer), όπου ουσιαστικά πρόκειται για μία «βελτιωμένη» έκδοση του βασικού συμβολόμετρου Michelson [40].

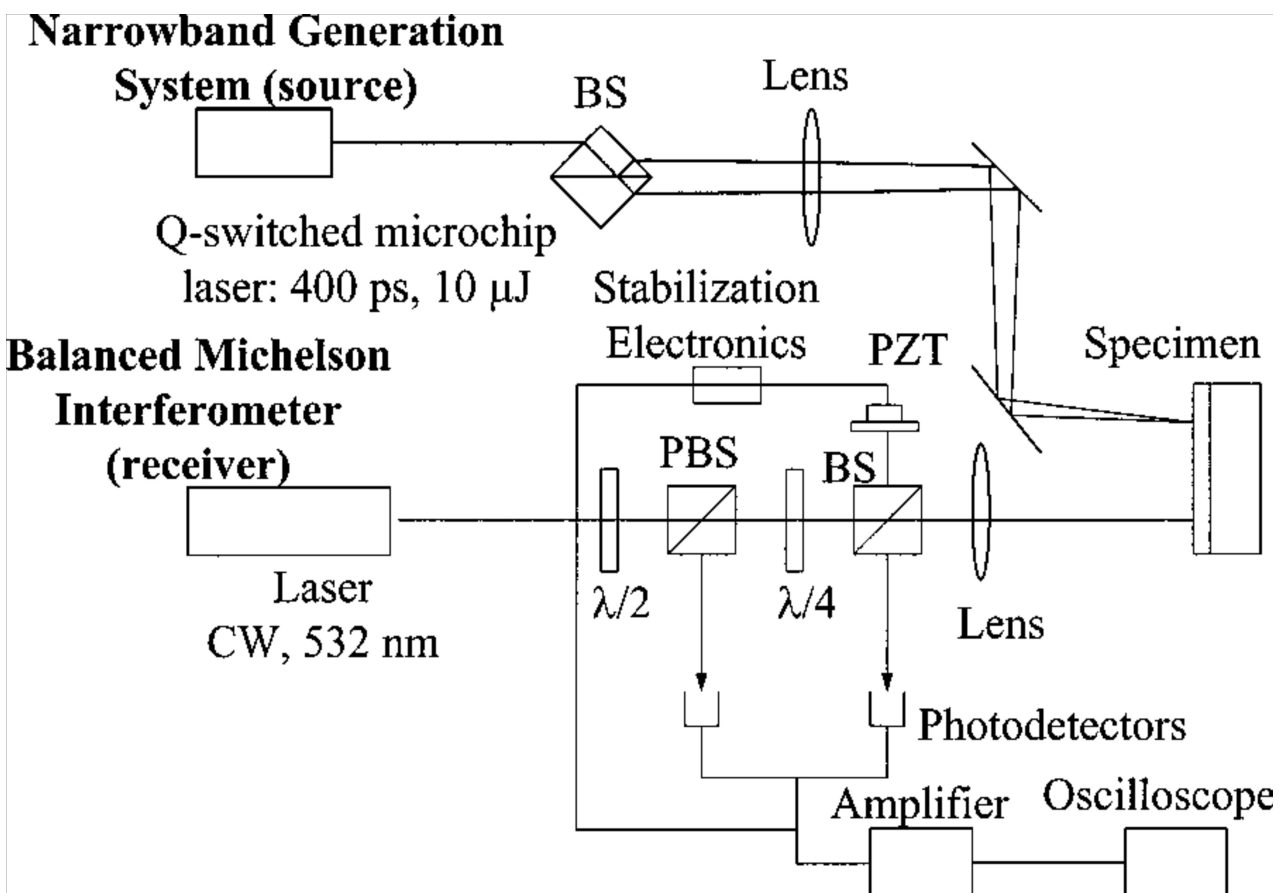
Το συμβολόμετρο Michelson, μαζί με τις διάφορες παραλλαγές του που παρουσιάζονται σε διάφορες πειραματικές διατάξεις αποτελεί μία αξιόπιστη και δοκιμασμένη μέθοδο ανίχνευσης υπερήχων. Αναφέρονται παραδείγματα όπου έχει πραγματοποιηθεί ανίχνευση υπερήχων με συχνότητα της τάξης των GHz [22]. Τυπικές τιμές συχνοτικού εύρους ανίχνευση κυμαίνονται από 1kHz έως και 180MHz περίπου [22,40-43]. Επίσης έχει αναφερθεί πως η συμβολομετρικές μέθοδοι παρουσιάζουν μεγαλύτερη ευαισθησία σε σχέση με μεθόδους εκτροπής δέσμης φωτός, σε αυτό το εύρος συχνοτήτων [22].

Στην Εικόνα 2.16 φαίνεται πειραματική διάταξη στην οποία χρησιμοποιείται ένα «ισορροπημένο συμβολόμετρο Michelson» για την ανίχνευση υπερηχητικών μηχανικών κυμάτων πάνω σε μία πολύ λεπτή πλάκα (film). Στην συγκεκριμένη πειραματική διάταξη χρησιμοποιείται

ανάδραση ώστε να απορριφθούν οι χαμηλής συχνότητας κραδασμοί που μπορεί να επηρεάσουν την απόδοση του συμβολόμετρου [22].

Η διάταξη της Εικόνας 2.16 εμφανίζει όλα τα χαρακτηριστικά που εμφανίζονται στις περισσότερες διατάξεις στις οποίες χρησιμοποιείται το συμβολόμετρο Michelson. Στην συγκεκριμένη πειραματική διάταξη η δέσμη του laser ανίχνευσης επηρεάζεται από την μετατόπιση που προκαλεί η κυματική διαταραχή στην επιφάνεια της πλάκας. Για την ανίχνευση μηχανικών διαταραχών στον αέρα μπορεί να χρησιμοποιηθεί παρόμοια διάταξη με μόνη διαφορά πως η δέσμη θα πρέπει να επηρεάζεται (ή να περνά μέσα) από την διαταραχή στον αέρα αυτή τη φορά.

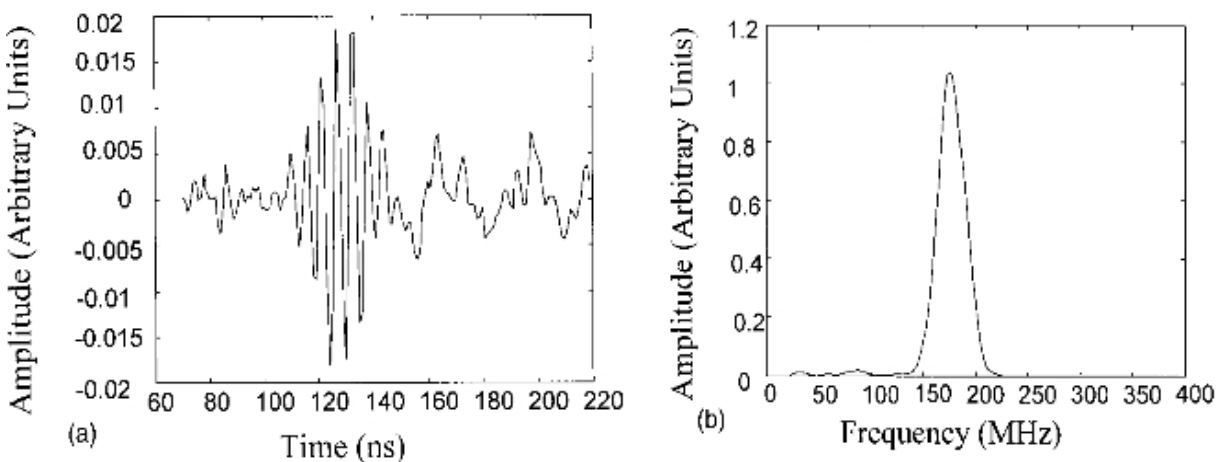
Η συγκεκριμένη συμβολομετρική τεχνική έχει χρησιμοποιηθεί σε μία προτεινόμενη τεχνική ανίχνευσης για να επιτευχθεί φασματική αναστροφή και σε συνδυασμό με ένα συμβολόμετρο Mach-Zender να γίνει ανίχνευση υπερήχων με την τεχνική «μέτρησης ανάκλασης» (reflection measurement) [42]. Σύμφωνα με το [42], με την τεχνική αυτή επιτυγχάνεται μεγάλη ευαισθησία και πολύ καλός λόγος σήματος-προς-θόρυβο [42].



Εικόνα 2.16: Οπτικό σχέδιο από το φωτοακουστικό μικροσκόπιο. BS: διαχωριστής δέσμης (beam splitter), PBS: πολωτικός διαχωριστής δέσμης (polarizing beam splitter), PZT: πιεζοηλεκτρικός μετατροπέας, $\lambda/2$: πλάκα μισού μήκους κύματος (half-wave plate) και $\lambda/4$: πλάκα ενός τετάρτου μήκους κύματος (quarter-wave plate) [22].

Σε γενικές γραμμές το συμβολόμετρο Michelson παρουσιάζει μεγάλη χωρική διακριτικότητα και την δυνατότητα ανίχνευσης πολύ υψηλών συχνοτήτων και για τους λόγους αυτούς αποτελεί και μία ευρέως διαδεδομένη τεχνική ανίχνευσης υπερήχων [22,40-43].

Στην Εικόνα 2.17 φαίνονται αποτελέσματα από μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με την πειραματική διάταξη που εμφανίζεται στην Εικόνα 2.16. Η μορφή της κυματομορφής που αναπαριστά την μετατόπιση της πλάκας φαίνεται να έρχεται σε συμφωνία με την μορφή που παρατηρείται και σε άλλες, παρόμοιες έρευνες που έχουν πραγματοποιηθεί με την χρήση άλλων μεθόδων [22,44].



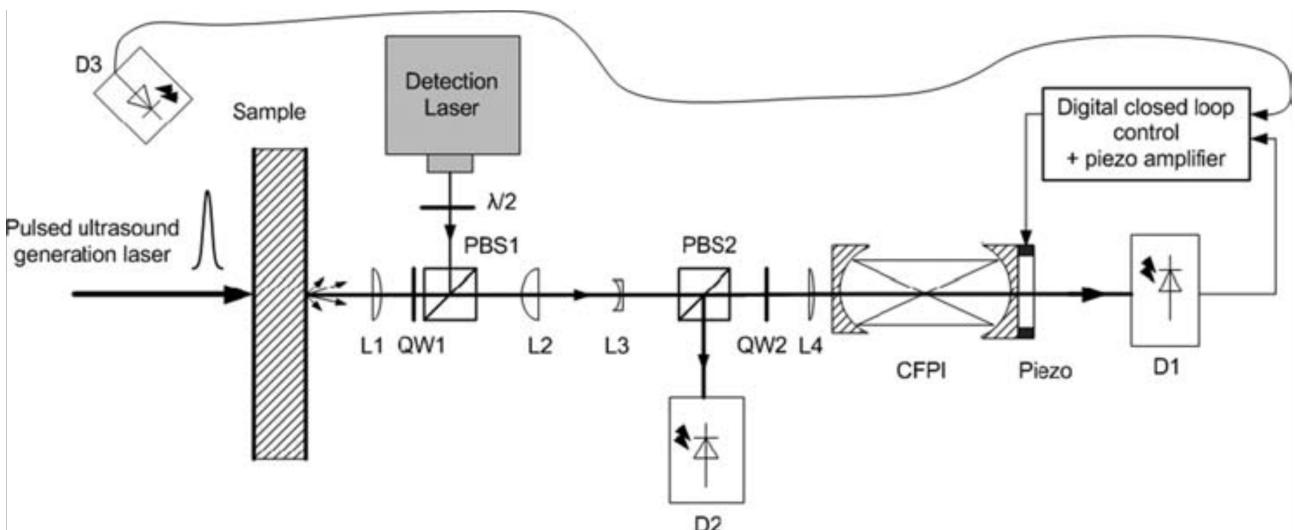
Εικόνα 2.17: Αποτελέσματα από μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με την χρήση της διάταξης της Εικόνας 2.16. Φαίνεται ο τρόπος ταλάντωσης S_0 (για $kh = 0.104$, όπου k ο κυματάρθρος και h το συνολικό πάχος της λεπτής πλάκας) σε $420\text{nm Al} / 236\text{nm silicon nitride}$. α) Μετατόπιση σε σχέση με τον χρόνο και β) φάσμα συχνοτήτων [22].

Η χρήση συμβολομέτρου Fabry-Perot είναι άλλη μία από τις συμβολομετρικές τεχνικές που χρησιμοποιούνται ευρέως για την ανίχνευση υπερήχων. Το συγκεκριμένο συμβολόμετρο φαίνεται να έχει χρησιμοποιηθεί αρκετά και να αποτελεί ένα πολύ καλό τρόπο ανίχνευσης υπερήχων υπερυψηλών συχνοτήτων κυρίως σε περιπτώσεις ανίχνευσης υπερήχων που μεταδίδονται σε στερεές επιφάνειες [44-45]. Η αρχή λειτουργίας του συγκεκριμένου συμβολομέτρου έγκειται στην δυνατότητά του να «μεταφράζει» την διαμόρφωση της φάσης στην οποία υπόκειται η δέσμη laser λόγω της παρουσίας του υπερήχου [44-45].

Στην Εικόνα 2.18 φαίνεται το σχεδιάγραμμα πειραματικής διάταξης στην οποία χρησιμοποιήθηκε συμβολόμετρο Fabry-Perot [44]. Η συγκεκριμένη πειραματική διάταξη χρησιμοποιήθηκε σε έρευνα κατά την οποία έγινε προσπάθεια να αυξηθεί ο λόγος σήματος-προς-θόρυβο, με την χρήση μίας προτεινόμενης τεχνικής που ονομάζεται fringe hopping (σύμφωνα με

τους συγγραφείς της έρευνας) με παράλληλη χρήση εξομάλυνσης (smoothing) μέσω υπολογισμού μέσου όρου (averaging) [44].

Έχουν προταθεί διάφορες πειραματικές μέθοδοι οι οποίες χρησιμοποιούν συμβολόμετρο Fabry-Perot [21,44-48]. Πολλές από αυτές «στοχεύουν» σε συχνότητες που κυμαίνονται στην τάξη των μερικών δεκάδων MHz [21,46-47] (μέχρι και 150MHz περίπου [21]). Έχουν παρουσιαστεί όμως και έρευνες στις οποίες, πειραματικές διατάξεις που έκαναν χρήση συμβολομέτρου Fabry-Perot, χρησιμοποιήθηκαν για την ανίχνευση υπερήχων συχνότητας της τάξης κάποιων δεκάδων GHz (800MHz – 20GHz) [45,48].



Εικόνα 2.18: Πειραματική διάταξη για δημιουργία και ανίχνευση φωτός άνευ-επαφής (contact-less). Όπου PBS1–PBS2, πολωτικοί διαχωριστές δέσμης, QW1–QW2 πλάκες τετάρτου μήκους κύματος, L1–L4 φακοί, D1 αργή φωτοδίοδος πυριτίου για έλεγχο, D2 γρήγορη φωτοδίοδος πυριτίου και D3 φωτοδίοδος InGaAs σκανδαλισμού [44].

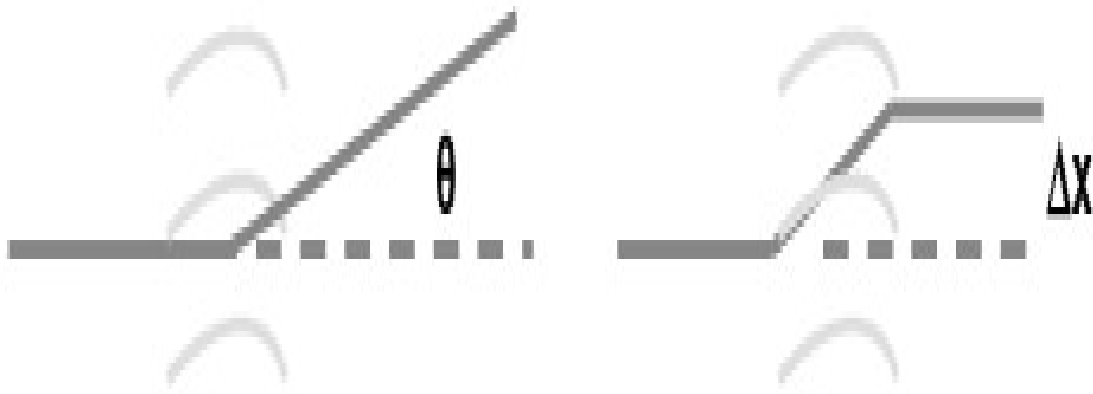
Οι διατάξεις που κάνουν χρήση της συγκεκριμένης τεχνικής παρουσιάζουν την δυνατότητα ανίχνευσης κυμάτων πολύ υψηλού πλάτους πίεσης της τάξης των 4MPa [46]. Η έρευνα που παρουσιάζει τα εν-λόγω αποτελέσματα αναφέρεται σε μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν σε νερό και πρόκειται για ένα προτεινόμενο αισθητήρα υπερήχων που θα βρίσκει ιατρικές ενδοσκοπικές εφαρμογές [46]. Σε τέτοιου τύπου εφαρμογές είναι πολύ σημαντικό ο αισθητήρας να μπορεί να ανιχνεύσει μεγάλα πλάτη πίεσης, καθώς είναι ευρέως χρησιμοποιούμενα σε μεθόδους όπως η εξωσωματική λιθοτριψία με χρήση υπερήχων [46].

Επίσης έχουν παρουσιαστεί αποτελέσματα που υποστηρίζουν την δυνατότητα του συγκεκριμένου συμβολόμετρου να παρακολουθεί και μετατοπίσεις της τάξης κάποιων νανομέτρων [45]. Τυπικές εφαρμογές στις οποίες παρατηρούνται τέτοια πλάτη σχετίζονται με την ανίχνευση

μικροδονήσεων σε, κυρίως μεταλλικές, πλάκες, διαφόρων παχών και διαστρωματώσεων [21,44-48]. Από τα παραπάνω φαίνεται πως η συγκεκριμένη τεχνική παρουσιάζει πολλά πλεονεκτήματα, όπως είναι η σχετικά μεγάλη ευαισθησία της και η δυνατότητα να μπορεί να ανιχνεύσει υπερυψηλές συχνότητες που φθάνουν και την τάξη των GHz [44-45,48].

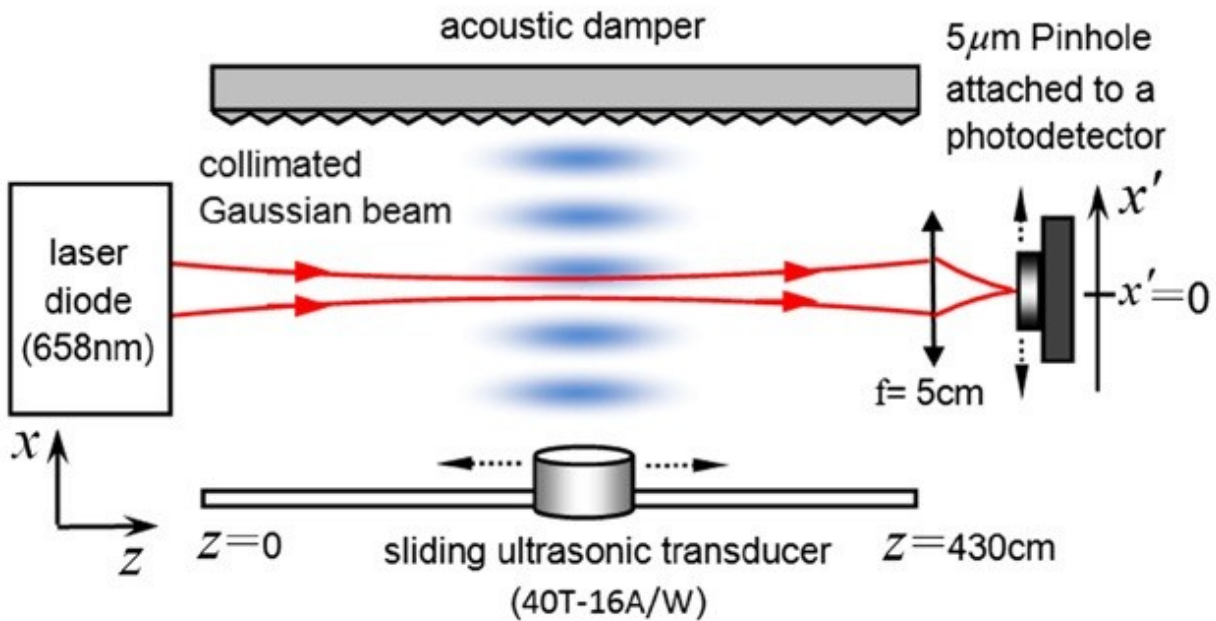
Μια άλλη τεχνική που βρίσκει εφαρμογή σε πολλές περιπτώσεις ανίχνευσης υπερηχητικών και κρουστικών σημάτων, κυρίως στον ατμοσφαιρικό αέρα [5,20,34-35,49], είναι η μέθοδος εκτροπής δέσμης laser (laser beam deflection). Έχει επίσης χρησιμοποιηθεί και για ανίχνευση υπερήχων στο νερό [5,50], αλλά και σε στερεά [32,51-53]. Έχει προταθεί επίσης πως, είναι πολύ χρήσιμη σε περιπτώσεις ανίχνευσης μηχανικών δονήσεων σε βιολογικούς ιστούς, καθώς το πλάτος των δονήσεων σε αυτές τις περιπτώσεις είναι σχετικά μεγάλο με αποτέλεσμα να παρατηρούνται δυσκολίες στην ευθυγράμμιση της δέσμης του σήματος με την δέσμη αναφοράς, όταν χρησιμοποιούνται συμβολομετρικές τεχνικές [52].

Η αρχή λειτουργίας της συγκεκριμένης τεχνικής έγκειται στο γεγονός, πως είτε λόγω των πυκνωμάτων και αραιωμάτων του μέσου διάδοσης, όταν πρόκειται για αέρια ή υγρά, είτε λόγω της μετατόπισης της επιφάνειας τους, όταν πρόκειται για στερεά, προκαλούν αλλαγή στον δείκτη διάθλασης του φωτός στην πρώτη περίπτωση (υγρά και αέρια) [35], ή αλλάζουν την προσδοκώμενη γωνία ανάκλασης στην δεύτερη περίπτωση [51]. Έτσι, όταν μία δέσμη ενός συνεχούς laser περάσει μέσα από μία περιοχή υγρού ή αερίου διαταραγμένη από ακουστικό σήμα, ή ανακλαστεί από μία διαταραγμένη μέσω ακουστικού σήματος επιφάνεια στερεού, η δέσμη εκτρέπεται από την αρχική της κατεύθυνση. Στην πρώτη περίπτωση, όταν πρόκειται για αέριο ή υγρό η τελική μετακίνηση της κατεύθυνσης της δέσμης είναι αποτέλεσμα της διαδοχικής εκτροπής της δέσμης λόγω του ακουστικού πεδίου όπως φαίνεται στην Εικόνα 2.19 [35]. Στην δεύτερη περίπτωση η αλλαγή της κατεύθυνσης οφείλεται στην «διαστρέβλωση» της επιφάνειας λόγω της μηχανικής διαταραχής (ακουστικό κύμα) [51].



Εικόνα 2.19: (Αριστερά) Εκτροπή οπτικής ακτίνας από ακουστικό πεδίο. (Δεξιά) Δύο διαδοχικές εκτροπές στο ακουστικό πεδίο δημιουργούν μία οπτική μετατόπιση της δέσμης [35].

Στην Εικόνα 2.20 φαίνεται πειραματική διάταξη στην οποία χρησιμοποιήθηκε η εν λόγω τεχνική. Στην συγκεκριμένη εικόνα, διακρίνεται μία απλή εφαρμογή της συγκεκριμένης μεθόδου. Σε αυτή την έρευνα μελετήθηκε η επίδραση της απόστασης από την φωτοδίοδο μέχρι το σημείο στο οποίο η δέσμη του laser ανίχνευσης αλληλεπιδρά με τον υπέρηχο καθώς και πως μπορεί να σχετίζονται η διάμετρος της δέσμης, η προαναφερθείσα απόσταση και η συχνότητα του υπό μελέτη υπέρηχου [49]. Τα αποτελέσματα δείχνουν πως υπάρχει συσχέτιση της διαμέτρου της δέσμης και της συχνότητας της υπό μελέτη διαταραχής, καθώς και πως επιλέγοντας σωστά την διάμετρο της δέσμης μπορεί να επιτευχθεί αύξηση του σήματος που ανιχνεύεται μέχρι και 8 φορές [49]. Παρόμοια δεδομένα έχουν αναφερθεί και σε άλλη σχετική έρευνα [35]. Επίσης φαίνεται πως η απόσταση δεν παίζει σημαντικό ρόλο στο σήμα που ανιχνεύεται [35,49].



Εικόνα 2.20: Πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη της επίδρασης της απόστασης του αισθητήρα από το σημείο αλληλεπίδρασης του υπερήχου με την δέσμη ανίχνευσης. Η ευθυγραμμισμένη δέσμη διανύει απόσταση 4.30m και στην συνέχεια εστιάζεται σε μία οπή διαμέτρου 5μm η οποία είναι προσκολλημένη σε μία φωτοδίοδο. Ο ηλεκτροακουστικός μετατροπέας που χρησιμοποιείται ως πηγή υπερήχου ακολουθεί την δέσμη με βήματα των 8cm [49].

Έχουν γίνει αρκετές προσπάθειες μοντελοποίησης της συγκεκριμένης διαδικασίας ανίχνευσης, ώστε να προκύψουν κάποιες σχέσεις υπολογισμού και συσχέτισης της εκτροπής και της τάσης που ανιχνεύεται [20,34-35,49,52]. Πολλές φορές η προσέγγιση που ακολουθείται είναι διαφορετική από μελέτη σε μελέτη και δεν φαίνεται να έχει βρεθεί κάποια σχέση που να μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε κάθε διάταξη, καθώς η πρώτη αλλάζει ανάλογα με τα μέρη από τα οποία αποτελείται η δεύτερη. Έχουν όμως παρουσιαστεί αρκετές διατάξεις, οι οποίες μπορούν να καλύψουν ένα πολύ ευρύ φάσμα εφαρμογών [20,34-35,49,52]. Επίσης καθίσταται δυνατό κάνοντας χρήση των ήδη υπάρχοντων θεωριών και με πιθανή τροποποίησή ή συνδυασμό αυτών, να βρουν εφαρμογή σε διατάξεις τις οποίες δεν καλύπτουν θεωρητικά.

Αυτή η τεχνική έχει χρησιμοποιηθεί για την ανίχνευση μηχανικών διαταραχών των οποίων η συχνότητα κυμαίνεται από πολύ χαμηλές συχνότητες μέσα στο ακουστό φάσμα [52], λίγο υψηλότερες από αυτό [49] και μέχρι και αρκετά ψηλά στην κλίμακα των MHz [32,35,50-51]. Επίσης το πλάτος της διαταραχής που ανιχνεύεται φαίνεται να έχει μελετηθεί κυρίως σε σχέση με τον τρόπο με τον οποίο επηρεάζει την εκτροπέομενη δέσμη [49].

3. Πειραματικές διατάξεις & διαδικασία μετρήσεων

Για την παραγωγή και μελέτη υπερήχων στον ατμοσφαιρικό αέρα υλοποιήθηκαν δύο διαφορετικές πειραματικές διατάξεις: στην πρώτη χρησιμοποιείται παλμικό Nd:YAG laser (Brilliant-B εταιρείας Quantel) για τη δημιουργία των υπερήχων, με μήκος κύματος 532nm (δεύτερη αρμονική της βασικής εκπομπής 1064nm), διάρκεια παλμού ~6ns, μέγιστη ενέργεια ανά παλμό ~250mJ, και με δυνατότητα ρύθμισης επαναληψιμότητας παλμών από 1-10Hz και λειτουργία μεμονωμένου παλμού (single-shot).

Στη δεύτερη διάταξη οι υπέρηχοι δημιουργούνται με χρήση παλμών από Ti:Sapphire ενισχυτή laser (FemtoPower Compact Pro της εταιρείας Femtolasers Produktions GmbH) με κεντρικό μήκος κύματος ~800nm, διάρκεια παλμού ≤ 35 fs, μέγιστη ενέργεια ανά παλμό ~1.5mJ, και με επαναληψιμότητα παλμών 1kHz.

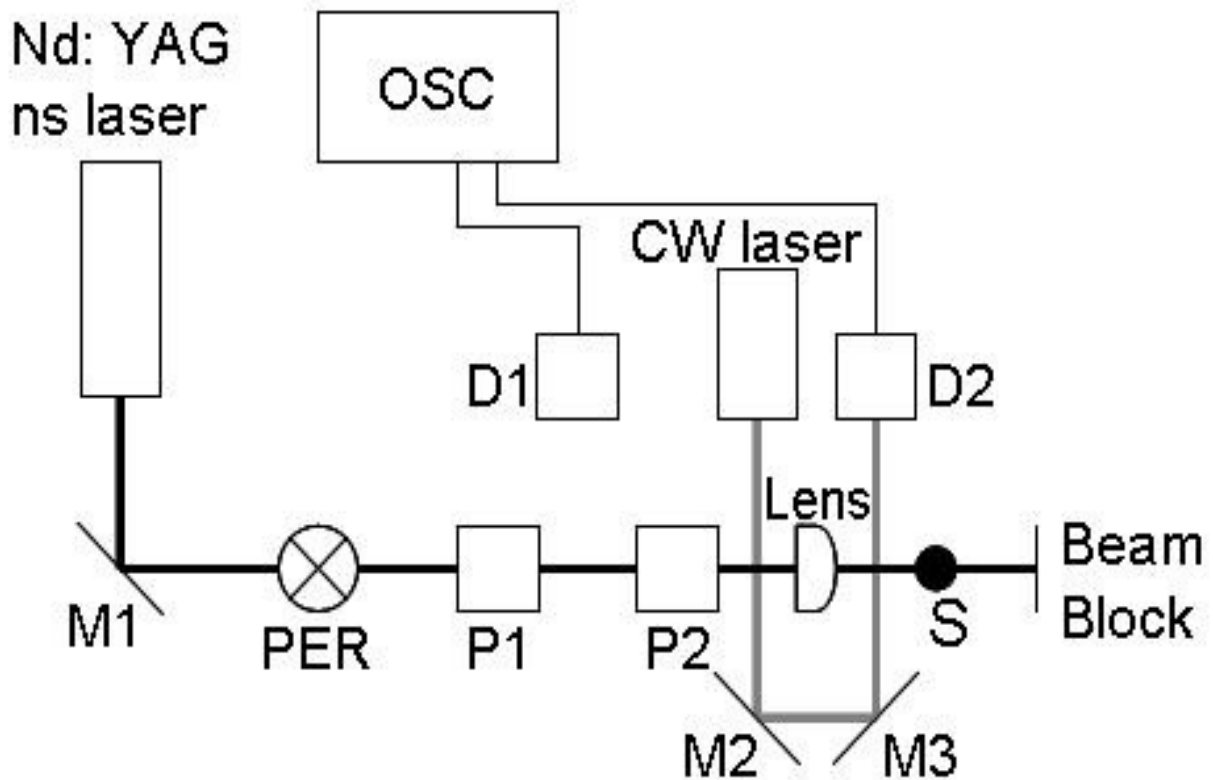
Και στις δύο διατάξεις η ανίχνευση των υπερήχων έγινε με τη μέθοδο εκτροπής δέσμης laser (laser beam deflection). Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε laser στερεάς κατάστασης διοδικής άντλησης (Diode-Pumped Solid-State – DPSS), συνεχούς μήκους κύματος (Continuous Wave – CW), μήκους κύματος 532nm, και μέγιστης μέσης ισχύος ~150mW. Επίσης, και στις δύο διατάξεις η δέσμη του παλμικού laser παραγωγής υπερήχων εστιάστηκε στον ατμοσφαιρικό αέρα με τη χρήση επιπεδόκυρτου φακού εστιακής απόστασης, $f = 7.5$ cm. Η παραγόμενη εστία πλάσματος δημιουργούσε κρουστικό ακουστικό κύμα, με τους φυσικούς μηχανισμούς που αναφέρονται στο κεφάλαιο 2, και εξαρτώνται από την διάρκεια των παλμών του laser που χρησιμοποιήθηκε για την δημιουργία του. Το ακουστικό αυτό κύμα προκαλούσε μεταβολές στον δείκτη διάθλασης του αέρα καθώς διαδιδόταν, των οποίων η ανίχνευση πραγματοποιήθηκε με μία ευαίσθητη φωτοδίοδο μέσω της εκτροπής της δέσμης του CW laser. Τέλος, η καταγραφή της εξόδου της φωτοδίοδου έγινε με έναν ψηφιακό παλμογράφο υψηλής συχνότητας δειγματοληψίας και δυνατότητα καταγραφής σημάτων πολύ μικρής διάρκειας (DPO 7104 εταιρείας Tektronix).

Στη συνέχεια παρουσιάζονται αναλυτικά οι υλοποιηθείσες διατάξεις καθώς και η διαδικασία των μετρήσεων.

3.1 Πειραματική διάταξη με χρήση ns παλμών laser

Στην Εικόνα 3.1 φαίνεται η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την δημιουργία και την καταγραφή των υπερήχων με χρήση παλμών laser χρονικής διάρκειας ~6ns. Η δέσμη του Nd:YAG laser μέσω ενός περισκοπίου (PER) και καθρέπτη (M1) οδηγείται σε δύο πολωτές (P1 και P2) μέσω των οποίων γίνεται και ο έλεγχος της ενέργειας της δέσμης του παλμικού laser. Ο ρυθμός

επανάληψης ήταν 10Hz. Εξερχόμενη από τους πολωτές η δέσμη εστιάζεται με έναν φακό (Lens) και στο σημείο S δημιουργείται η πηγή πλάσματος, η οποία και εκπέμπει το ωστικό υπερηχητικό κύμα. Η δέσμη του συνεχούς laser (CW) με την χρήση δύο καθρεφτών (M2 και M3) προσπίπτει στην φωτοδίοδο D2.

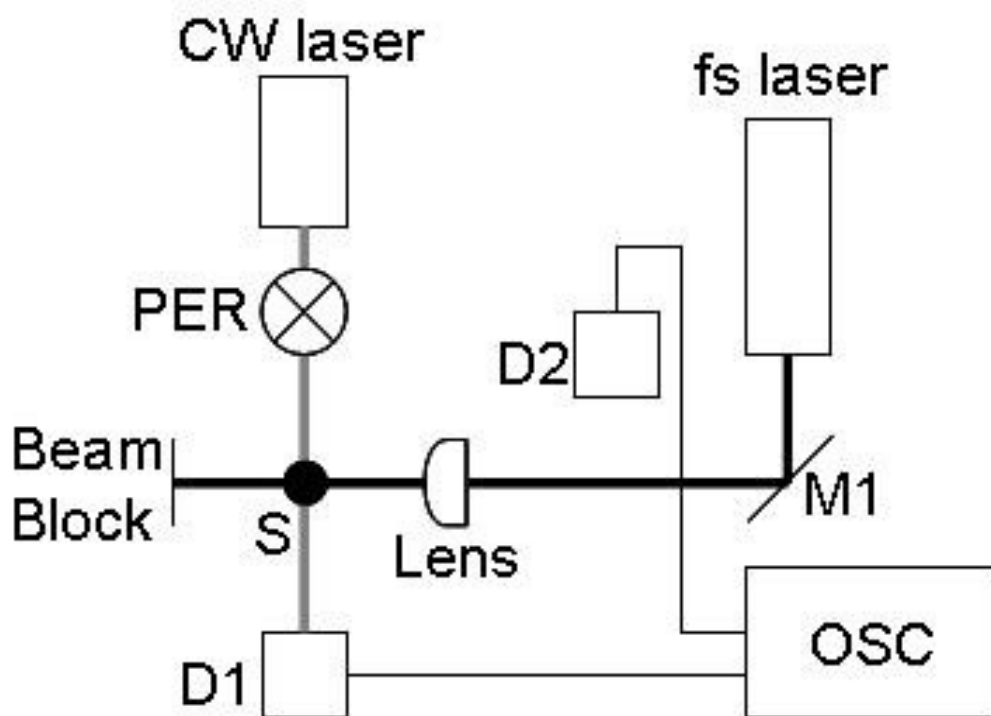


Εικόνα 3.1: Πειραματική διάταξη για την δημιουργία και καταγραφή υπερήχων με χρήση παλμών laser χρονικής διάρκειας ~6ns: M1, M2, M3 – καθρέπτες, PER – δύο περισκοπικά τοποθετημένοι καθρέπτες, P1 και P2 – πολωτές, Lens – φακός εστιακής απόστασης 7.5cm, D1 και D2 – φωτοδίοδοι, OSC – ψηφιακός παλμογράφος, CW Laser – συνεχές laser ανίχνευσης, και Nd:YAG Laser – παλμικό laser δημιουργίας υπερήχου.

Ο φακός (Lens) ήταν τοποθετημένος πάνω σε μικρομετρικό όργανο με δυνατότητα μετακίνησης παράλληλα προς τον άξονα διάδοσης της δέσμης του παλμικού laser. Έτσι ήταν δυνατή η μεταβολή της απόστασης του σημείου εστίασης (σημείο δημιουργίας της πηγής) σε σχέση με την δέσμη του συνεχούς laser. Επίσης είχε τοποθετηθεί και ένα beam block για να μην επιτραπεί στην διαδιδόμενη δέσμη του ns laser να διαφύγει εκτός ορίων της διάταξης. Τέλος, η έξοδος της φωτοδίοδου ανίχνευσης D2 οδηγείται στον ψηφιακό παλμογράφο, ο οποίος χρονίζεται (triggered) από μία δεύτερη φωτοδίοδο D1, όμοια με την πρώτη (φωτοδίοδοι Si-PIN, S7911 της εταιρείας Hamamatsu).

3.2 Πειραματική διάταξη με χρήση fs παλμών laser

Η διάταξη αυτή φαίνεται στην Εικόνα 3.2 και, καθώς πρόκειται για εφαρμογή της ίδιας μεθόδου ανίχνευσης, έχει μικρές διαφορές από την προηγούμενη. Με παρόμοιο τρόπο η δέσμη του fs συστήματος laser οδηγείται με την χρήση ενός καθρέφτη (M1) στον ίδιο φακό εστίασης (Lens), και πάλι η εστίαση στο σημείο S δημιουργεί πηγή ακουστικού κύματος. Πάλι, ο φακός είναι τοποθετημένος πάνω σε ένα μικρομετρικό όργανο με δυνατότητα μετακίνησης παράλληλα στον άξονα διάδοσης της δέσμης του fs laser. Η δέσμη του συνεχούς laser, με την χρήση δύο καθρεφτών (PER) οδηγείται προς ανίχνευση σε πολύ «γρήγορη» (rise time $\sim 20\text{ps}$) φωτοδίοδο D1 (UPD 40-UVIR-P της εταιρείας Alphas) αφού πρώτα περάσει κοντά από την περιοχή S που δημιουργείται η πηγή. Η καταγραφή της εξόδου της φωτοδίοδου γίνεται από τον ψηφιακό παλμογράφο ο οποίος, με παρόμοιο με την προηγούμενη διάταξη τρόπο, χρονίζεται από μία δεύτερη φωτοδίοδο D2 (Si-PIN, S7911 της εταιρείας Hamamatsu). Επίσης είχε τοποθετηθεί και ένα beam block για να μην επιτραπεί στην διαδιδόμενη δέσμη του fs laser να διαφύγει εκτός ορίων της διάταξης. Τέλος, σε αυτή τη διάταξη δεν χρησιμοποιήθηκαν πολωτές για τον έλεγχο της ενέργειας της δέσμης του παλμικού laser.



Εικόνα 3.2: Πειραματική διάταξη για την δημιουργία και καταγραφή υπερήχων με χρήση παλμών laser χρονικής διάρκειας $\leq 35\text{fs}$: M1 – καθρέπτης, PER – δύο περισκοπικά τοποθετημένοι καθρέφτες, Lens – φακός εστιακής απόστασης 7.5cm, D1 και D2 – φωτοδίοδοι, OSC – ψηφιακός παλμογράφος, CW Laser – συνεχές laser ανίχνευσης, και fs Laser – παλμικό laser δημιουργίας υπερήχου.

3.3 Διαδικασία μετρήσεων

Οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν περιλαμβάνουν λήψη δεδομένων για διάφορες αποστάσεις από το σημείο δημιουργίας της πηγής. Οι αποστάσεις και οι ενέργειες διαφέρουν για κάθε πειραματική διάταξη.

Αρχικά, στην πρώτη διάταξη (παλμοί διάρκειας $\sim 6\text{ns}$) οι μετρήσεις έγιναν σε διαφορετικές αποστάσεις από $0\mu\text{m}$ έως και $3400\mu\text{m}$ από την πηγή, και για διαφορετικές τιμές ενέργειας ανά παλμό, από 7mJ έως και 80mJ , για κάθε απόσταση από την πηγή.

Κατά την διάρκεια των μετρήσεων με παλμούς διάρκειας $\leq 35\text{fs}$ οι μετρήσεις έγιναν σε διαφορετικές αποστάσεις από $0\mu\text{m}$ έως και $1500\mu\text{m}$ από την πηγή, με βήμα $50\mu\text{m}$. Για κάθε απόσταση μέχρι και τα $1000\mu\text{m}$ πραγματοποιήθηκαν δύο μετρήσεις, μία πριν και μία μετά από το σημείο εστίασης. Οι μετρήσεις έγιναν πάνω στον άξονα διάδοσης της δέσμης. Σε αυτή την πειραματική διάταξη δεν πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις για παλμούς laser διαφορετικής ενέργειας, αλλά η ενέργεια παρέμεινε σταθερή και ίση με 1.3mJ .

Από κάθε σετ μετρήσεων (για παλμούς διάρκειας ns και fs) υπολογίστηκαν η ταχύτητα διάδοσης της κυματικής διαταραχής, η μεταβολή αυτής σε σχέση με την απόσταση από την πηγή, καθώς και το συχνοτικό περιεχόμενο της διαταραχής. Επίσης μελετήθηκε και η επίδραση της γωνίας πόλωσης της δέσμης του laser στην παραγόμενη διαταραχή. Με την χρήση ενός περιστροφέα πόλωσης (polarization rotator) λήφθηκαν μετρήσεις για περιστροφή πόλωσης μέχρι και 188° με βήμα τις 4° . Οι μετρήσεις λήφθηκαν σε απόσταση 3mm από το σημείο εστίασης.

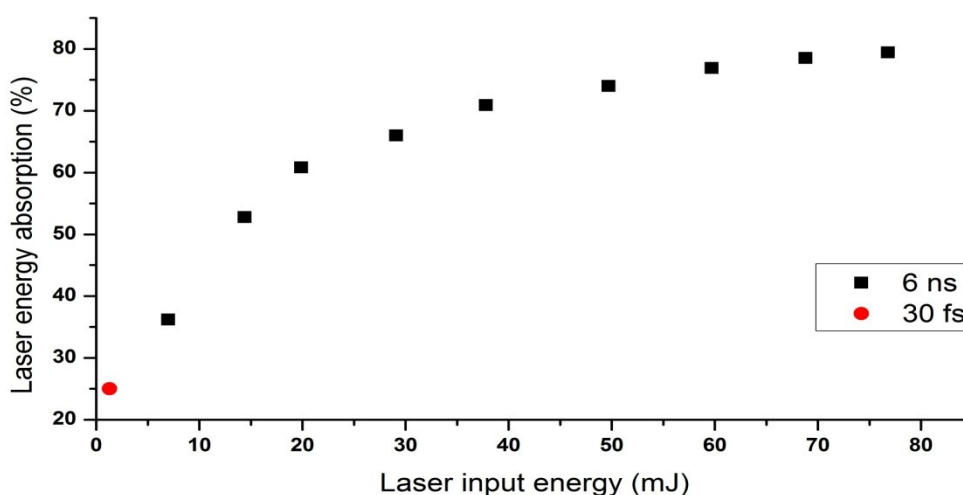
Όλα τα δεδομένα που ελήφθησαν αποτελούν τον μέσο όρο εκατό (100) μετρήσεων για κάθε θέση και ενέργεια. Το ίδιο ισχύει και για τα δεδομένα που λήφθηκαν για την μελέτη της επίδρασης της γωνίας πόλωσης της δέσμης στον παραγόμενο υπέρηχο.

Τέλος, πραγματοποιήθηκαν και μετρήσεις για να διαπιστωθεί το ποσοστό απορρόφησης της προσπίπτουσας στην ύλη ενέργειας. Για τον υπολογισμό της ενέργειας που απορροφάται έγινε μέτρηση αυτής, πριν και μετά το σημείο εστίασης. Η διαφορά της ενέργειας ανάμεσα στις δύο μετρήσεις θεωρήθηκε πως ισούται με την απορροφούμενη από την ύλη ενέργεια, καθώς όπως αναφέρεται και στην θεωρία, απώλειες λόγω ακτινοβολίας μέλανος σώματος από την πηγή πλάσματος μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες [14].

4. Αποτελέσματα & ανάλυση

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων και τιμές των χαρακτηριστικών της διαταραχής που εξήχθησαν από την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων. Στην συνέχεια παρατίθεται η θεωρητική μοντελοποίηση του φαινομένου και γίνεται σύγκριση των θεωρητικά υπολογισμένων τιμών και των πειραματικά προσδιορισμένων. Στο τέλος του κεφαλαίου γίνεται σχολιασμός των αποτελεσμάτων και σύγκριση με την θεωρία, όπως αυτή έχει σχηματιστεί με βάση προηγούμενες έρευνες.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να αναφερθεί ότι πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις ώστε να υπολογιστεί η απορροφούμενη ενέργεια του παλμού. Μετρήθηκε η ενέργεια πριν («εισερχόμενη») και μετά από το σημείο εστίασης, και τα αποτελέσματα απεικονίζονται στο γράφημα της Εικόνας 4.1, με την απορρόφηση ως ποσοστό της «εισερχόμενης» ενέργειας.



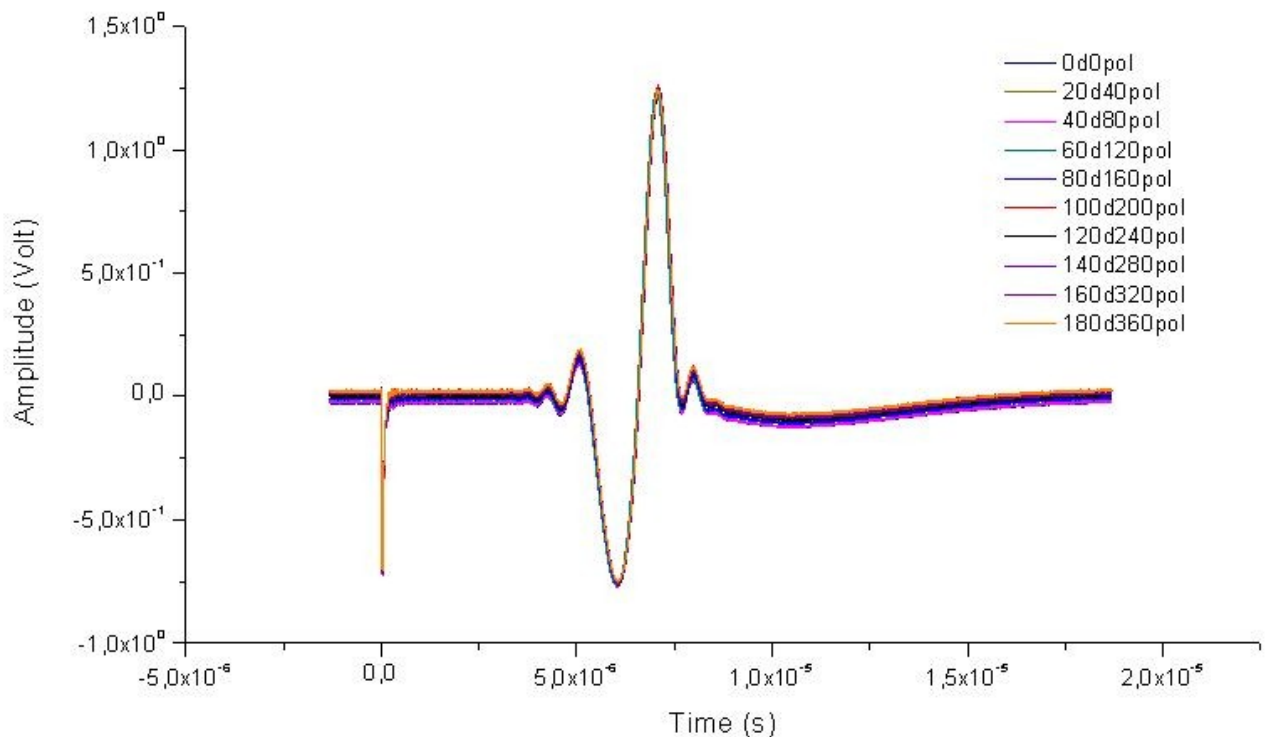
Εικόνα 4.1: Ποσοστιαία απορρόφηση της ενέργειας του παλμού laser.

Στη συνέχεια, και για ευκολία του αναγνώστη, όταν θα αναφέρεται μια τιμή ενέργειας παλμού θα εννοείται η «εισερχόμενη» ενέργεια.

Επίσης, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις για την διερεύνηση της επίδρασης της πόλωσης της δέσμης laser στην παραγόμενη μηχανική διαταραχή, κατά τις οποίες όλες οι παράμετροι παρέμεναν σταθερές εκτός από την γωνία της πόλωσης της δέσμης του laser. Η γωνία πόλωσης μεταβαλλόταν από 0° μέχρι 188° με βήμα 4° με τη χρήση ειδικού περιστροφέα πόλωσης (polarization rotator).

Στην Εικόνα 4.2 φαίνονται τυπικά αποτελέσματα (παλμός διάρκειας ~6ns και ενέργεια 20mJ σε απόσταση 3mm από το σημείο εστίασης) της χρονικής μεταβολής του πλάτους της τάσης στην έξοδο της φωτοδιόδου για διαφορετικές γωνίες πόλωσης. Δεν παρατηρήθηκε αλλαγή στα

καταγεγραμμένα δεδομένα αλλάζοντας την πόλωση της δέσμης laser, εξασφαλίζοντας έτσι την ανεξαρτησία των μετρήσεων από αυτό τον παράγοντα.

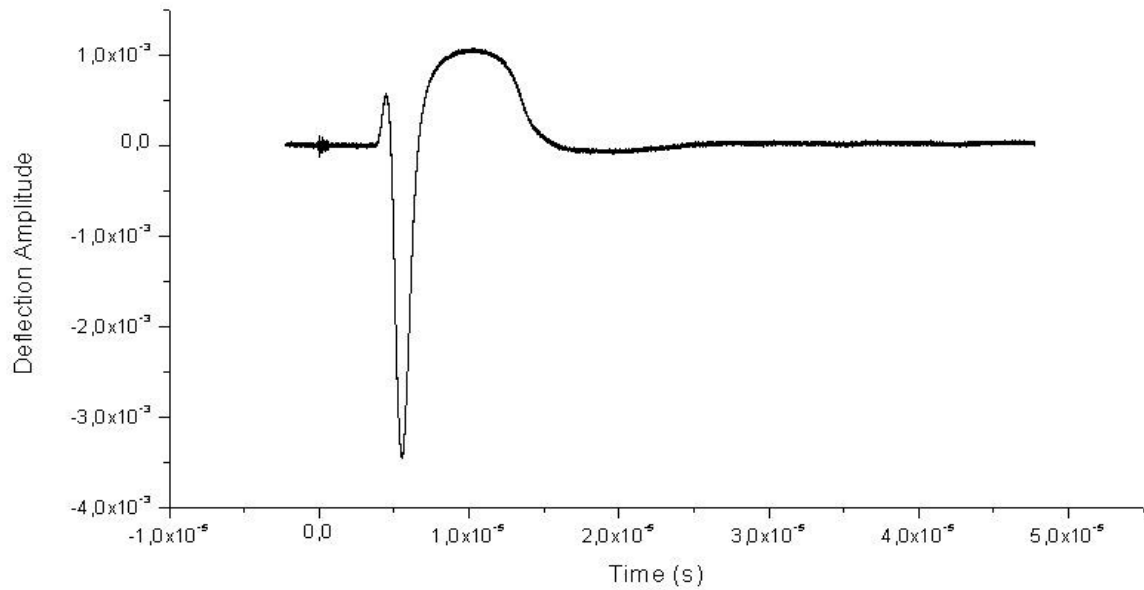


Εικόνα 4.2: Καταγεγραμμένες κυματομορφές για διαφορετικές γωνίες πόλωσης της δέσμης του laser (παλμός διάρκειας ~6ns και ενέργειας 20mJ σε απόσταση 3mm από το σημείο εστίασης). Φαίνονται επιλεγμένες κυματομορφές για γωνίες πόλωσης από 0° - 180° με βήμα 20°.

4.1 Αποτελέσματα με χρήση παλμών διάρκειας ~6ns

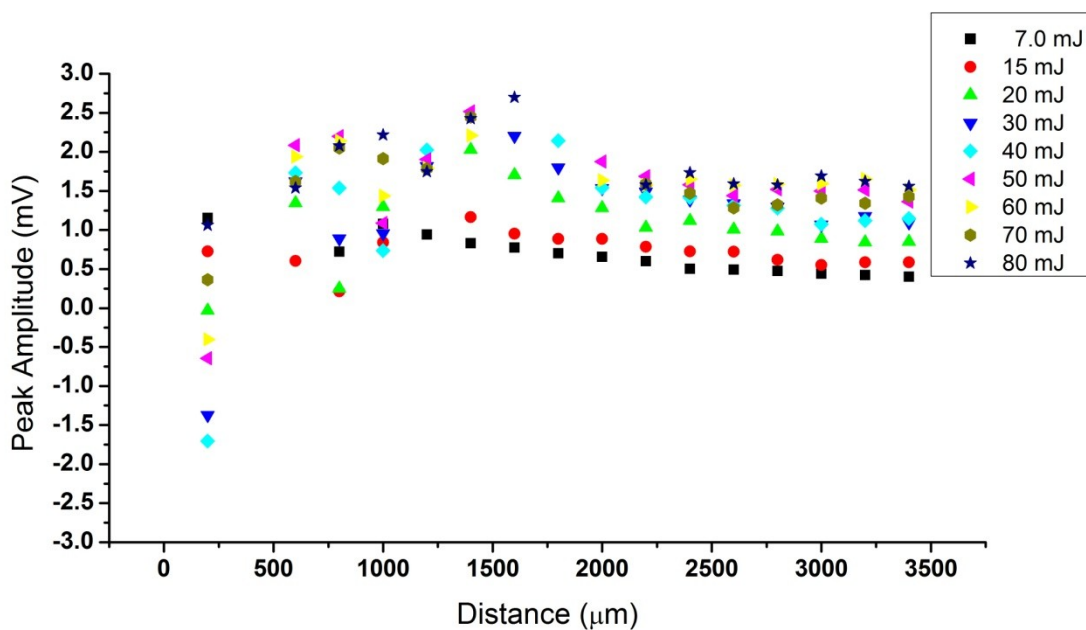
Οι λεπτομέρειες και η διαδικασία λήψης των μετρήσεων με την χρήση παλμών διάρκειας ~6ns έχουν παρουσιαστεί αναλυτικά στο κεφάλαιο 3. Τυπική μέτρηση φαίνεται στην Εικόνα 4.3 η οποία λήφθηκε 2800μm μετά το σημείο εστίασης και για παλμό ενέργειας 80mJ.

Δεδομένου του γεγονότος πως η ανίχνευση γίνεται στην περιοχή που η φωτοδίοδος παρουσιάζει γραμμική απόκριση, η μεταβολή της τάσης στην έξοδο της αντιστοιχίζεται ευθέως με την μεταβολή ακουστικής πίεσης και επομένως με την χρονική εξέλιξη της μηχανικής διαταραχής (κύμα / υπέρηχος). Επομένως η μορφή που παρουσιάζει η χρονική μεταβολή της εκτροπής της δέσμης συνεπάγεται την ίδια μεταβολή για την ακουστική πίεση στις δεδομένες συνθήκες. Βέβαια, το πλάτος της μεταβολής που καταγράφεται δεν είναι το πλάτος της ακουστικής πίεσης, το οποίο όμως δύναται να εξαχθεί [33].



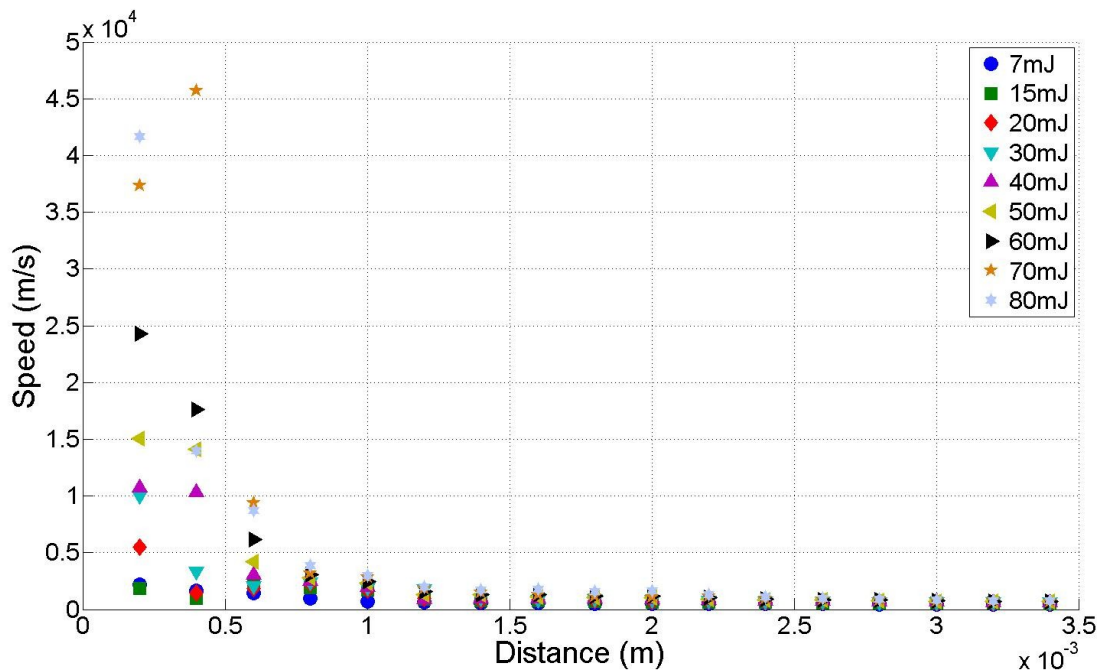
Εικόνα 4.3: Χρονική μεταβολή του πλάτους της τάσης στην έξοδο της φωτοδιόδου μέτρησης. Η μέτρηση λήφθηκε σε απόσταση 2800μm από το σημείο εστίασης για παλμό ενέργειας 80mJ.

Εξήχθηκε η αλλαγή του μέγιστου πλάτους σε συνάρτηση με την απομάκρυνση από την πηγή και για κάθε ενέργεια παλμού, και παρουσιάζεται στην Εικόνα 4.4. Η εν λόγω τιμή, παρά το γεγονός πως δεν ισοδυναμεί ποσοτικά με την μετατόπιση της δέσμης, διατηρεί το ίδιο σχήμα με την μετατόπιση που παρουσιάζει η δέσμη πάνω στην επιφάνεια της φωτοδιόδου.



Εικόνα 4.4: Μέγιστη τιμή πλάτους εξόδου της φωτοδιόδου σε σχέση με την απόσταση του σημείου μέτρησης από την πηγή.

Κάνοντας χρήση των μετρήσεων σε διαφορετικές αποστάσεις και διατηρώντας την ενέργεια σταθερή ήταν δυνατός ο υπολογισμός της ταχύτητας διάδοσης της διαταραχής και το πώς αυτή μεταβάλλεται σε σχέση με την απόσταση από το σημείο εστίασης. Η ίδια διαδικασία υπολογισμού πραγματοποιήθηκε για όλους τους διαφορετικούς ενέργειας παλμούς και έτσι για κάθε ενέργεια προέκυψε και ένα διάγραμμα ταχύτητας/απόστασης. Στην Εικόνα 4.5 φαίνονται συγκεντρωτικά τα αποτελέσματα των αυτών των υπολογισμών.

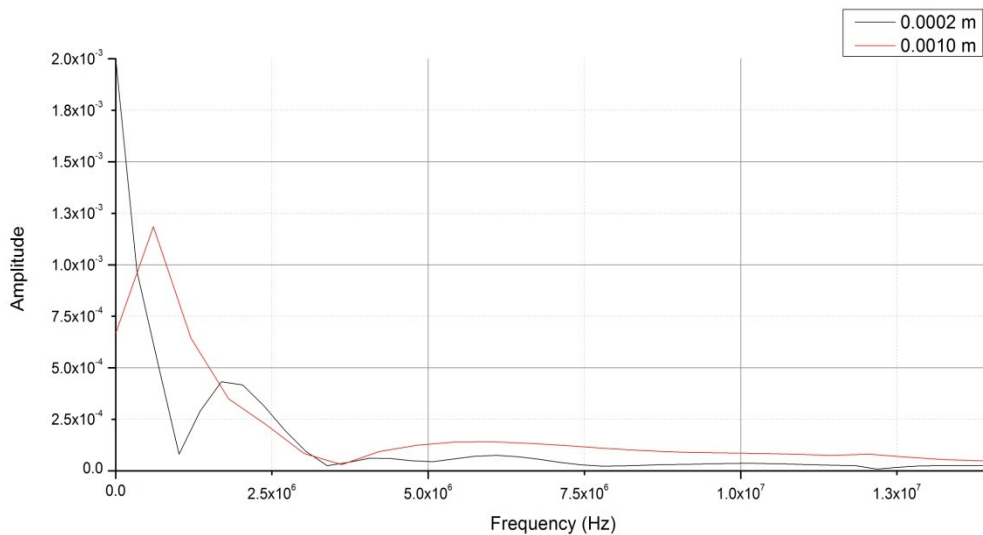


Εικόνα 4.5: Διάγραμμα μέγιστης ταχύτητας–απόστασης για υπερήχους διάρκειας ~6ns και για όλες τις ενέργειες.

Επίσης έγινε ανάλυση των πειραματικών δεδομένων για την εξαγωγή του συχνοτικού περιεχομένου των μηχανικών διαταραχών (υπερήχων), με ειδικό λογισμικό και με χρήση FFT (Fast Fourier Transform) αλγορίθμου, χωρίς την χρήση κάποιας παραθυρικής συνάρτησης στα δεδομένα² (όλα τα δείγματα της κάθε μέτρησης αναλύθηκαν στο σύνολό τους χωρίς χρήση αλγορίθμου Short-Time Fourier Transform, ή αλλιώς STFT).

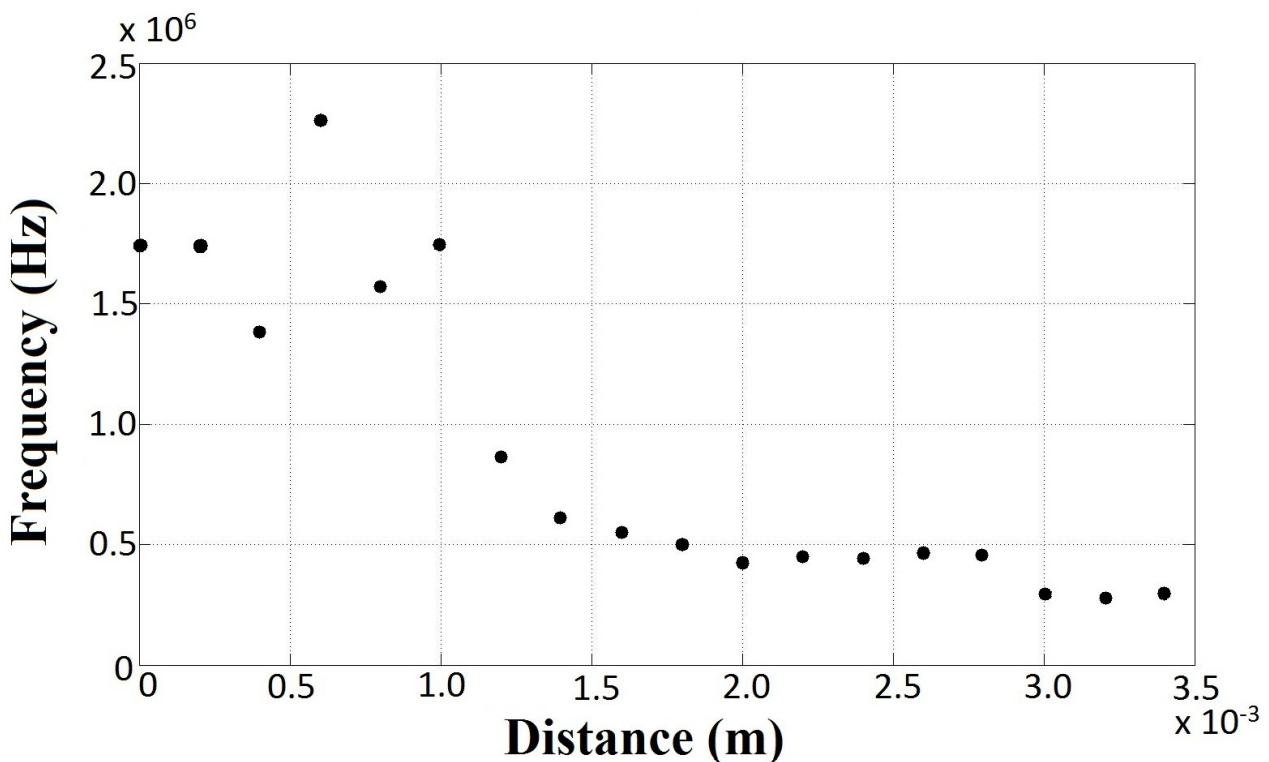
Τυπικά αποτελέσματα αυτής της ανάλυσης δίνονται στην Εικόνα 4.6, όπου φαίνεται το φάσμα της διαταραχής σε αποστάσεις 200μm και 1000μm από την πηγή, και για παλμό ενέργειας 80mJ.

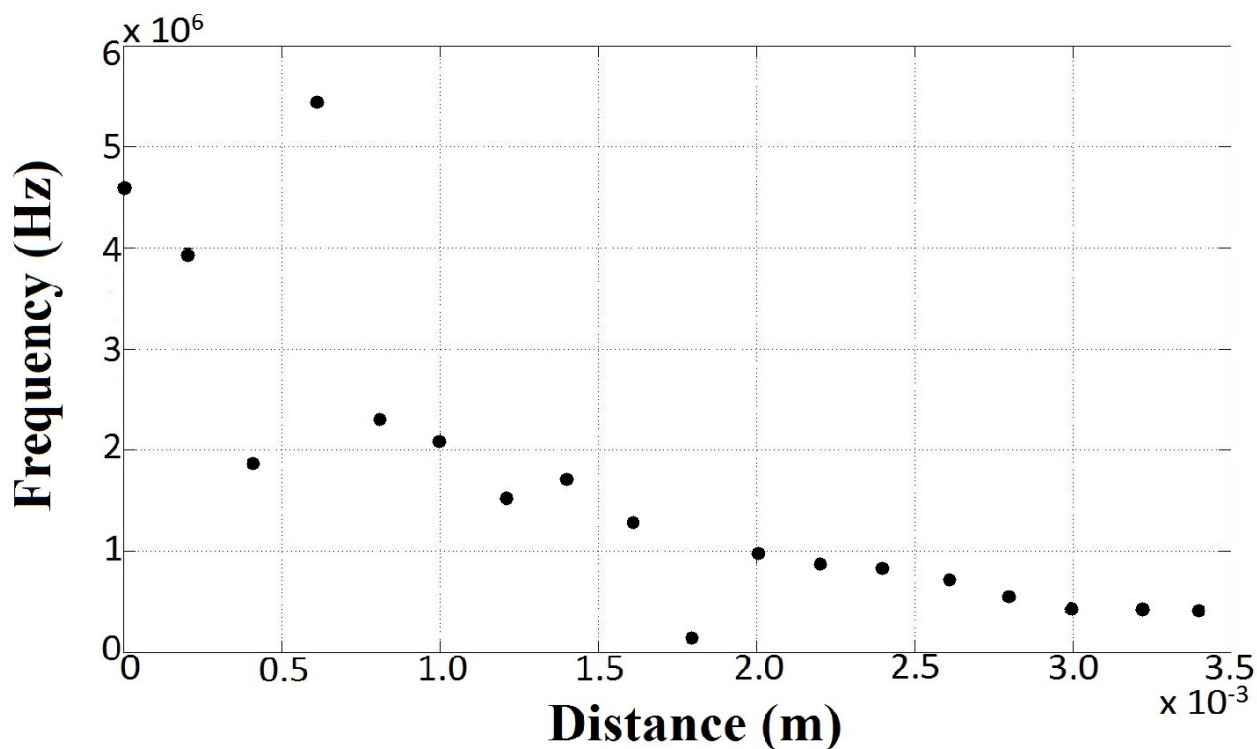
²Ουσιαστικά χρησιμοποιήθηκε το τετραγωνικό παράθυρο (rectangular window). Το γεγονός πως τα υπό ανάλυση δεδομένα είναι πεπερασμένου χρονικού διαστήματος, καθιστά αδύνατη την αποφυγή της συγκεκριμένης παραθυρικής συνάρτησης.



Εικόνα 4.6: Φάσμα συχνοτήτων κύματος δημιουργημένο από παλμό διάρκειας 6ns και ενέργειας 80mJ. Οι αποστάσεις από την πηγή είναι 200μm (μαύρο) και 1000μm (κόκκινο).

Η ίδια διαδικασία υπολογισμού του φασματικού περιεχομένου επαναλήφθηκε για όλες τις μετρήσεις και για κάθε μέτρηση εξήχθη η τιμή της μέγιστης συχνοτικής συνιστώσας. Στην Εικόνα 4.7 παρατίθενται ενδεικτικά διαγράμματα (παλμοί ενέργειας 20mJ και 80mJ) που συσχετίζουν την μέγιστη τιμή της συχνότητας που ανιχνεύθηκε στην διαταραχή με την απόσταση από το σημείο εστίασης.





Εικόνα 4.7: Διαγράμματα συσχέτισης υψηλότερης συχνοτικής συνιστώσας σε σχέση με την απόσταση από την πηγή (σημείο εστίασης) για ενέργειες 20mJ (επάνω) και 80mJ (κάτω).

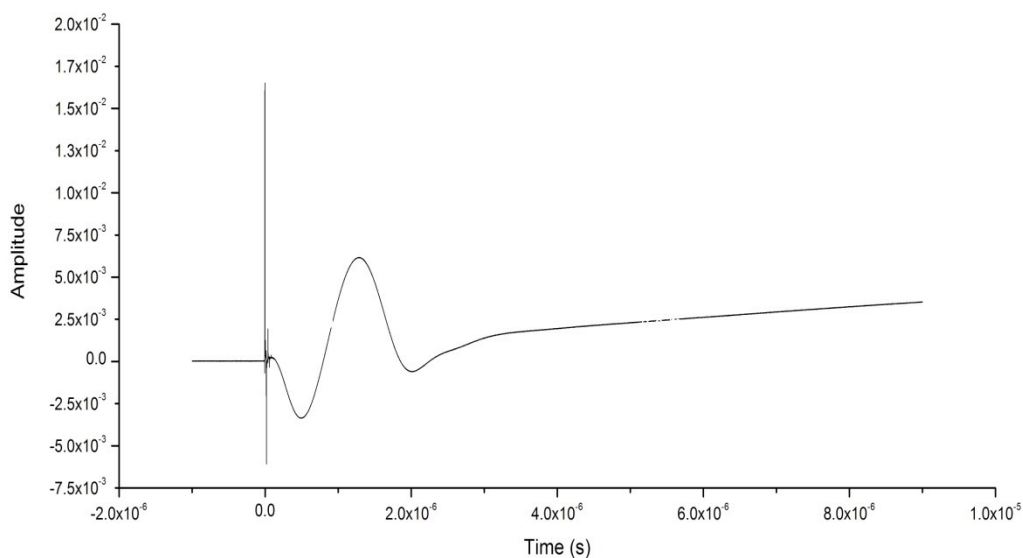
Αρχικά, είναι εμφανές πως η μέγιστη συχνότητα που παρατηρείται φθίνει όσο αυξάνεται η απόσταση από το σημείο εστίασης. Ο τρόπος με τον οποίο φθίνει η μέγιστη συχνότητα φαίνεται να παρουσιάζει εκθετικές τάσεις, αλλά ειδικά σε μικρές αποστάσεις από την πηγή αυτό καθίσταται σχετικά δύσκολο να γίνει απόλυτα εμφανές. Παρ' όλα αυτά όμως είναι εύκολο να παρατηρηθεί πως γενικότερα η πτώση της μέγιστης συχνότητας παρουσιάζει τα συγκεκριμένα χαρακτηριστικά. Επίσης, τα αποτελέσματα δείχνουν πως όσο αυξάνεται η ενέργεια του παλμού αυξάνεται και η μέγιστη συχνότητα που ανιχνεύεται. Με βάση αυτά λοιπόν η μέγιστη συχνότητα που ανιχνεύθηκε είναι $\sim 5\text{MHz}$ και παρατηρείται σε μικρή απόσταση από την πηγή για διαταραχή που δημιουργήθηκε από παλμό ενέργειας 80mJ, η οποία είναι και η μέγιστη ενέργεια που χρησιμοποιήθηκε κατά την πειραματική διαδικασία.

Στο σημείο αυτό είναι σημαντικό να αναφέρουμε πως, ουσιαστικά δεν παρατηρείται απλή εξασθένηση κάποιων συχνοτικών παραγόντων της κυματικής διαταραχής, αλλά σε διαφορετικές αποστάσεις παρουσιάζονται διαφορετικές συχνοτικές συνιστώσες. Δηλαδή το συχνοτικό φάσμα της διαταραχής παρουσιάζει αρκετές διαφορές για διαφορετικές αποστάσεις, με την «εμφάνιση» ή «εξαφάνιση» συχνοτήτων ανάμεσα σε μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν σε διαφορετικές αποστάσεις. Επίσης φαίνεται πως μεγάλο μέρος της ενέργειας βρίσκεται σε συχνοτικό εύρος

μικρότερο των προαναφερθέντων τιμών. Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας που μεταφέρει η διαταραχή παρουσιάζεται σε συχνότητες που φτάνουν μέχρι και την περιοχή των $\sim 600\text{kHz}$ περίπου, ανάλογα και με την ενέργεια του παλμού που προκάλεσε την δημιουργία του κύματος. Φαίνεται όμως πως οι υψίσυχνες συνιστώσες δεν παραμένουν σταθερές, αλλά ουσιαστικά «μετατοπίζεται» η ενέργεια σε διάφορες συχνότητες κατά την διάρκεια μετάδοσης της διαταραχής.

4.2 Αποτελέσματα με χρήση παλμών διάρκειας $\sim 30\text{fs}$

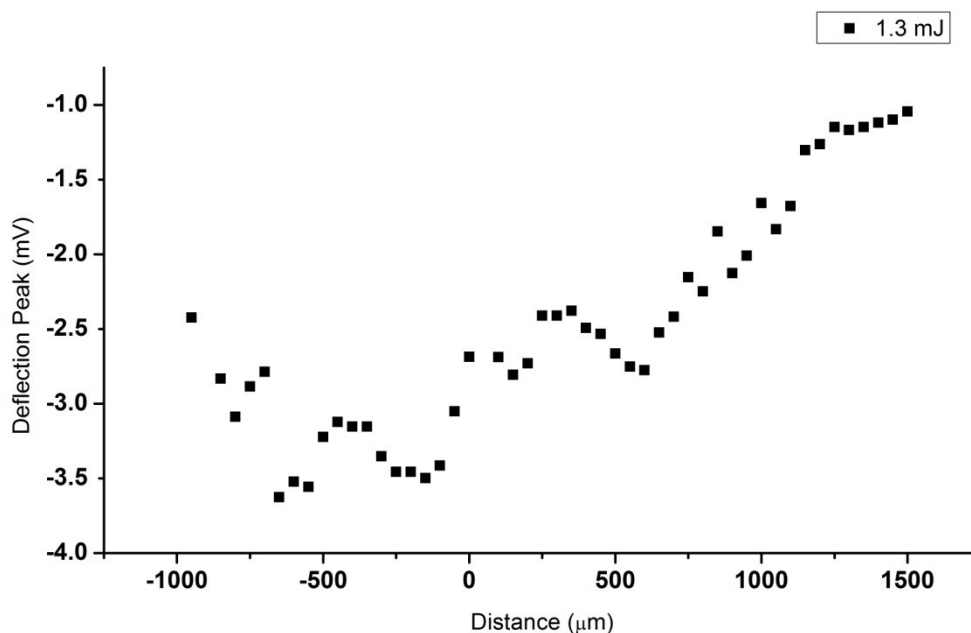
Οι λεπτομέρειες και η διαδικασία λήψης των μετρήσεων με την χρήση παλμών διάρκειας $\sim 30\text{fs}$ έχουν παρουσιαστεί αναλυτικά στο Κεφάλαιο 3. Στην Εικόνα 4.8 φαίνεται μία ενδεικτική μέτρηση, σε απόσταση $500\mu\text{m}$ από την εστία και για ενέργεια παλμού 1.3mJ .



Εικόνα 4.8: Χρονική μεταβολή του πλάτους της τάσης στην έξοδο της φωτοδιόδου μέτρησης. Η μέτρηση λήφθηκε σε απόσταση $500\mu\text{m}$ από το σημείο εστίασης για παλμό ενέργειας 1.3mJ .

Έχει ήδη αναφερθεί ότι το γεγονός πως η κυματομορφή που λαμβάνεται στην έξοδο της φωτοδιόδου σχετίζεται με την κυματομορφή πίεσης της διαταραχής, αλλά δεν ταυτίζεται [33]. Πρέπει όμως να αναφέρουμε πως και σε αυτό το στάδιο της πειραματικής διαδικασίας η φωτοδίοδος που χρησιμοποιήθηκε λειτουργούσε στην περιοχή (εύρους έντασης) στην οποία παρουσιάζει γραμμική συμπεριφορά.

Με τρόπο παρόμοιο με αυτόν της περίπτωσης παλμών διάρκειας $\sim 6\text{ps}$ υπολογίστηκαν οι μέγιστες τιμές της τάσης εξόδου της φωτοδιόδου, οι οποίες περιγράφουν την μέγιστη εκτροπή της δέσμης του CW laser και παρατίθενται στην Εικόνα 4.9.

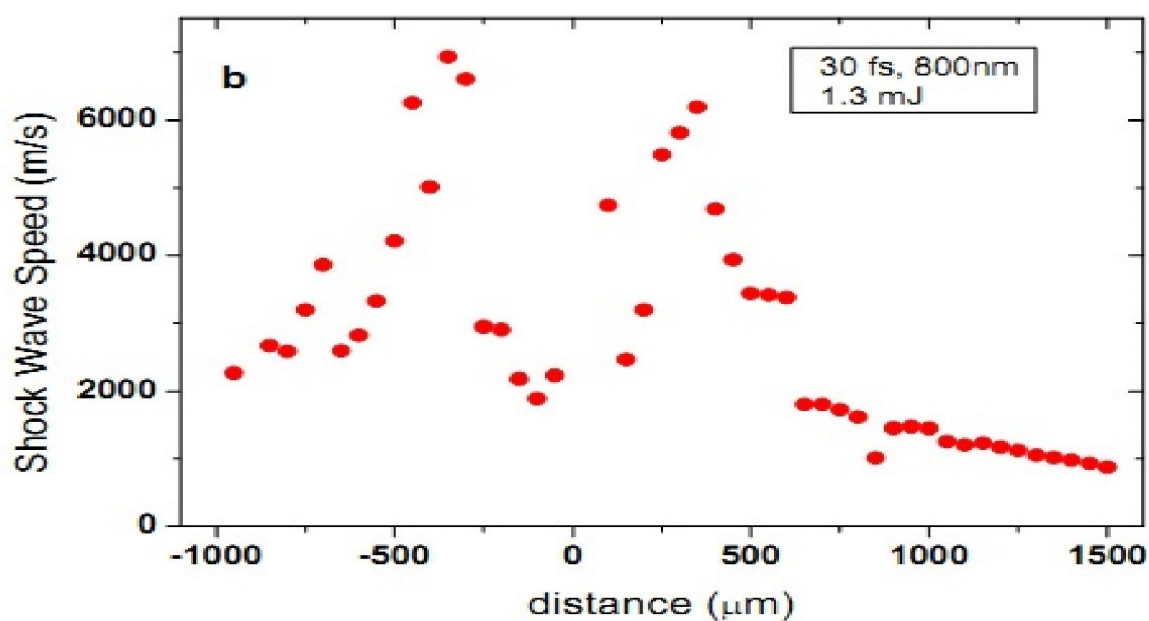


Εικόνα 4.9: Διάγραμμα μέγιστης τιμής εξόδου της φωτοδιόδου σε σχέση με την απόσταση μέτρησης.

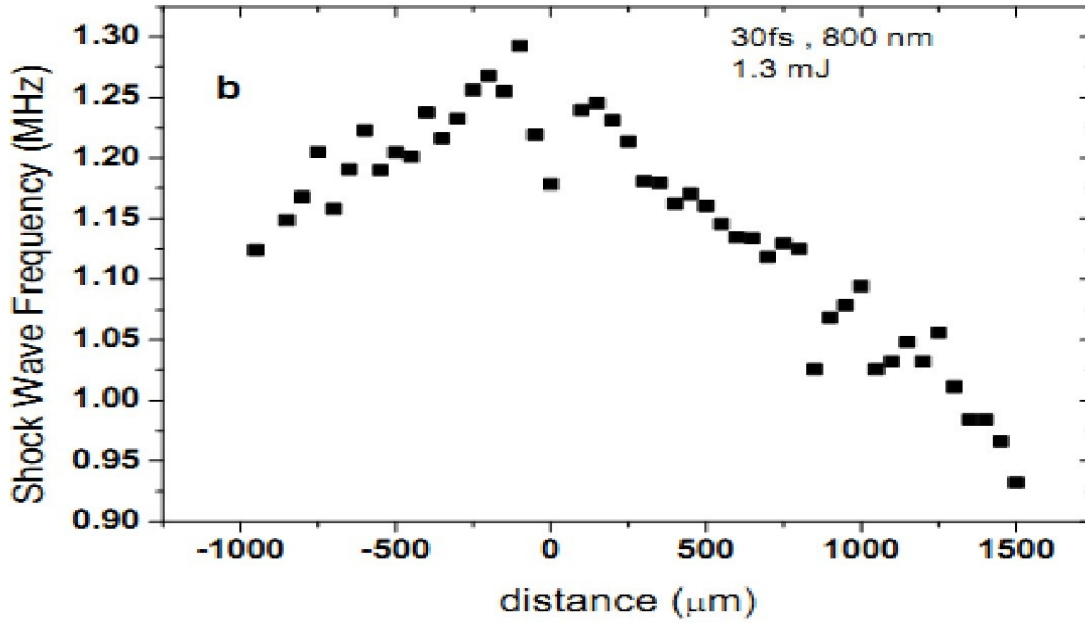
Επίσης, και πάλι με παρόμοιο τρόπο με αυτόν της περίπτωσης παλμών διάρκειας ~ 6 ns, έγινε ο υπολογισμός της ταχύτητας διάδοσης για το ωστικό κύμα που δημιουργήθηκε από παλμό διάρκειας ~ 30 fs. Η μόνη διαφορά ήταν πως έγιναν μετρήσεις για παλμούς ενέργειας μόνο 1.3mJ, επομένως και δημιουργήθηκε μόνο ένα διάγραμμα που συσχετίζει την ταχύτητα διάδοσης του ωστικού κύματος με την απόσταση από την πηγή, το οποίο και παρατίθεται στην Εικόνα 4.10. Παρατηρείται πως σε μικρές αποστάσεις από την πηγή η ταχύτητα διάδοσης είναι πολύ μεγάλη ξεπερνώντας ακόμα και τα 6km/s. Όσο η απόσταση αυξάνει τόσο ελαττώνεται η ταχύτητα. Η μείωση της ταχύτητας σε ακτίνα λίγων μικρομέτρων (μm) από την πηγή φαίνεται να είναι ραγδαία, ενώ φαίνεται η μείωση αυτή να εξομαλύνεται σε αποστάσεις μεγαλύτερες των 500 μm , συνεχίζοντας όμως να παρουσιάζει ελαφρά πτωτική τάση.

Τέλος, αναλύθηκε το συχνοτικό περιεχόμενο των κυματομορφών και τα αποτελέσματα συνοψίζονται στην Εικόνα 4.11 με τη μορφή διαγράμματος που αναπαριστά την μεταβολή της μέγιστης παρατηρούμενης συχνότητας σε σχέση με την απόσταση από την πηγή. Η διαδικασία της ανάλυσης δεν διαφέρει σε τίποτε από την διαδικασία με την οποία αναλύθηκαν και τα δεδομένα για παλμούς διάρκειας ~ 6 ns.

Από το διάγραμμα της Εικόνας 4.11 μπορούμε άμεσα να εξάγουμε κάποια συμπεράσματα για τον τρόπο με τον οποίο μεταβάλλεται η μέγιστη συχνότητα που μεταφέρει η μηχανική διαταραχή σε σχέση με την απόσταση ανίχνευσης. Είναι εμφανές το γεγονός πως η συχνότητα ελαττώνεται όσο η απόσταση από την πηγή αυξάνεται. Ο τρόπος με τον οποίο αυτό συμβαίνει δείχνει να έχει γραμμική τάση. Δεν φαίνεται να παρουσιάζονται διαφορές όταν η μέτρηση πραγματοποιείται πριν από το σημείο εστίασης (δηλαδή από την πλευρά από την οποία προσπίπτει η δέσμη του laser). Επίσης φαίνεται πως η μέγιστη συχνότητα παρουσιάζεται σε μικρή απόσταση από την πηγή και είναι της τάξεως του 1.3MHz. Παρά το γεγονός πως η πτώση της συχνότητας σε σχέση με την απόσταση είναι εμφανής, φαίνεται πως οι τιμές στις οποίες κυμαίνεται η συχνότητα παραμένουν υψηλές, ειδικά αν προσπαθήσουμε να τις συγκρίνουμε με τις αντίστοιχες τιμές που ανιχνεύθηκαν από πηγές δημιουργημένες από παλμούς χρονικής διάρκειας ~6ns.



Εικόνα 4.10: Διάγραμμα απόστασης από την πηγή / ταχύτητας ωστικού κύματος δημιουργημένο από παλμό διάρκειας ~30fs και ενέργειας 1.3mJ.



Εικόνα 4.11: Μέγιστη συχνότητα μηχανικής διαταραχής δημιουργημένης από παλμό διάρκειας 30fs και ενέργειας 1.3mJ.

4.3 Θεωρητική μοντελοποίηση

Έγινε προσπάθεια μοντελοποίησης του φαινομένου, με την ουσιαστική τροποποίηση ενός φαινομενολογικού μοντέλου που έχει σαν βάση θεωρητική προσέγγιση βασισμένη στην μοντελοποίηση κρουστικών κυμάτων δημιουργημένα από ηλεκτρικές εκκενώσεις [54]. Η ουσιαστική τροποποίησή του συνίσταται κυρίως στην κατάλληλη προσαρμογή ώστε να μπορεί να εφαρμοστεί και σε περιπτώσεις κρουστικών κυμάτων δημιουργημένα από laser [39].

Θεωρείται ότι η διάδοση του παλμού πίεσης ενός κρουστικού κύματος μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση:

$$P(r,t) = P(r) H\left(t - \int_0^r \frac{dr'}{v(r')}\right) e^{\left[-(t - \int_0^r \frac{dr'}{v(r')}) (\epsilon \int_0^r \frac{dr'}{v(r')})^{-1}\right]} \quad (1)$$

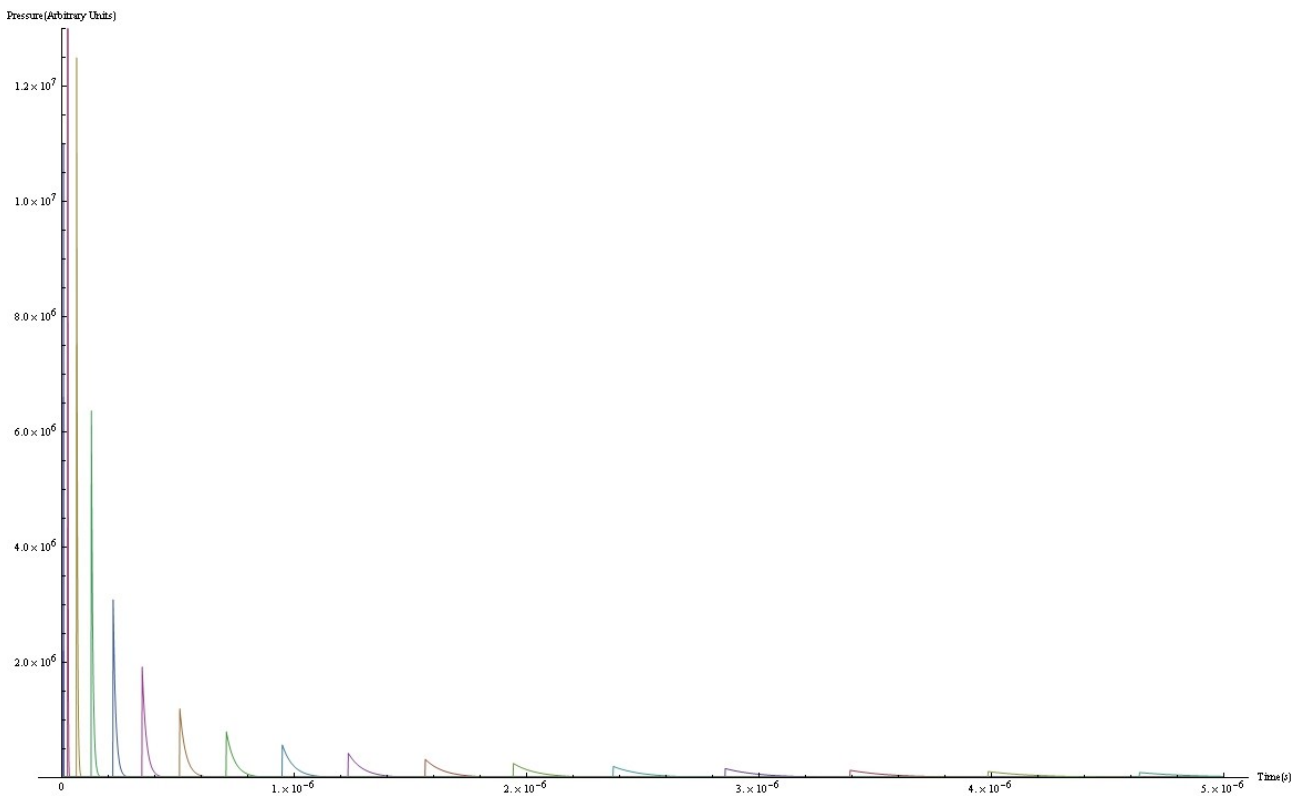
όπου r είναι η απόσταση από το σημείο δημιουργίας της πηγής, t είναι ο χρόνος, $P(r)$ και $U(r)$ η πίεση και η σωματιδιακή ταχύτητα αντίστοιχα στο μέτωπο κύματος. H είναι η βηματική συνάρτηση Heaviside και ϵ είναι μία σταθερά που σχετίζεται με την διάρκεια του παλμού του οπτικού κύματος. Η πίεση $P(r)$ και η σωματιδιακή ταχύτητα $u(r)$ στο μέτωπο κύματος μπορούν να περιγραφούν από τις εξισώσεις [55]:

$$P(r) = \left(\frac{2}{5}\right)^2 \frac{2\zeta_0^5}{\gamma+1} E r^{-3} \quad (2)$$

$$v(r) = \frac{2}{5} \zeta_0^{5/2} \left(\frac{E}{\rho_0}\right)^{1/2} r^{-3/2} \quad (3)$$

με E την ενέργεια που απελευθερώνεται τις πρώτες στιγμές της δημιουργίας του ωστικού κύματος³, ζ_0 αδιάστατη σταθερά που περιγράφει τα χαρακτηριστικά διάδοσης του ωστικού κύματος και ισούται με 0.93, γ την αδιαβατική σταθερά του Poisson που είναι ίση με 1.41 [39,55] για τον ατμοσφαιρικό αέρα και ρ_0 την πυκνότητα του ατμοσφαιρικού αέρα [39].

Στην Εικόνα 4.12 φαίνεται το διάγραμμα με τις κυματομορφές που υπολογίστηκαν από την εξίσωση (1), με την βοήθεια των εξισώσεων (2) και (3).



Εικόνα 4.12: Διάγραμμα θεωρητικά υπολογισμένων κυματομορφών για ενέργεια παλμού 6mJ, με χρήση της εξίσωσης (1).

Οι τιμές των ζ_0 , και γ που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό είναι οι προαναφερθείσες

³ Ουσιαστικά μπορεί να αντιστοιχηθεί με την ενέργεια που απορροφά η ύλη από τον παλμό laser, μιας και οι απώλειες που οφείλονται σε άλλες αιτίες πλην της δημιουργίας του ωστικού κύματος, όπως η εκπομπή μέλανος σώματος ακτινοβολίας, μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες [14].

και η τιμή των ε και ρ_0 είναι 0.05 και 1.3 αντίστοιχα. Η προσομοίωση έγινε θεωρώντας παλμούς ενέργειας 60mJ (input energy), και λήφθηκε υπ' όψη η ποσότητα που απορροφήθηκε από την ύλη. Οι αποστάσεις είναι αυτές στις οποίες πραγματοποιήθηκαν και οι μετρήσεις για παλμούς διάρκειας ~6ns.

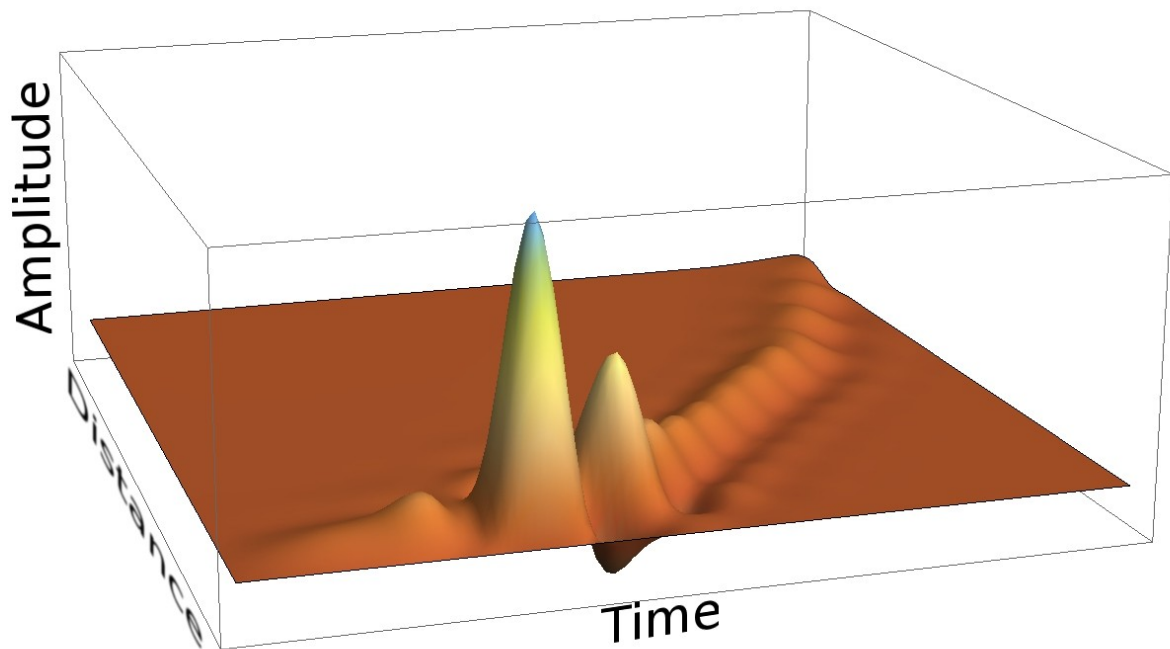
Όπως φαίνεται και στο διάγραμμα, η συνάρτηση που χρησιμοποιήθηκε ουσιαστικά περιγράφει μία εκθετικά μειούμενη κυματομορφή πίεσης, της οποίας το πλάτος και ο ρυθμός πτώσης πλάτους, εξαρτάται από την απόσταση από την πηγή [39]. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα αυτά με τα δεδομένα της καταγραφής των πειραματικών μετρήσεων παρατηρούμε πως υπάρχει διαφωνία και αδυναμία του συγκεκριμένου μοντέλου να αναπαραστήσει το κομμάτι της κυματομορφής με αρνητική φάση (ή αλλιώς αρνητικό πλάτος).

Έτσι, ακολουθώντας και την ανάλυση που παρουσιάζεται στο [39], επαναδιατυπώνεται η εξίσωση (1) ως εξής:

$$P^{sh}(r, t) = P^{sh}(r) \left[H\left(t - \int_0^r \frac{dr'}{u^{sh}(r')}\right) \left[(1-a) e^{-\left[-\left(t - \int_0^r \frac{dr'}{u^{sh}(r')}\right) \left(\varepsilon \int_0^r \frac{dr'}{u^{sh}(r')}\right)^{-1}} \right] - \alpha \right] - H\left(t - b \int_0^r \frac{dr'}{u^{sh}(r')}\right) \left[(1-a) e^{-\left[-\left(t - \int_0^r \frac{dr'}{u^{sh}(r')}\right) \left(\varepsilon \cdot q \int_0^r \frac{dr'}{u^{sh}(r')}\right)^{-1}} \right] - a \right] \right] \quad (4)$$

όπου α , b και q είναι αδιάστατες σταθερές που περιγράφουν το αρνητικής φάσης μέρος της κυματομορφής σε σχέση με τον αρχικό παλμό πίεσης. Τα $P^{sh}(r)$, $u^{sh}(r)$, δίνονται και πάλι από τις εξισώσεις (2) και (3).

Σύμφωνα με την εξίσωση (4) υπολογίστηκαν επίσης οι κυματομορφές πίεσης για τις ενέργειες και τις αποστάσεις στις οποίες πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις. Ενδεικτικά παρατίθεται στην Εικόνα 4.13 τρισδιάστατο γράφημα με τις υπολογισμένες κυματομορφές για παλμό ενέργειας 7mJ. Οι σταθερές α , b και q ισούνται με -0.2, 1.4 και 1/0.224 αντίστοιχα. Στο διάγραμμα φαίνεται ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλεται η πίεση σε σχέση με την απόσταση και είναι εμφανής ο τρόπος με τον οποίο φθίνει το πλάτος σε σχέση με την απόσταση, καθώς και η καθυστέρηση λόγω απόστασης.

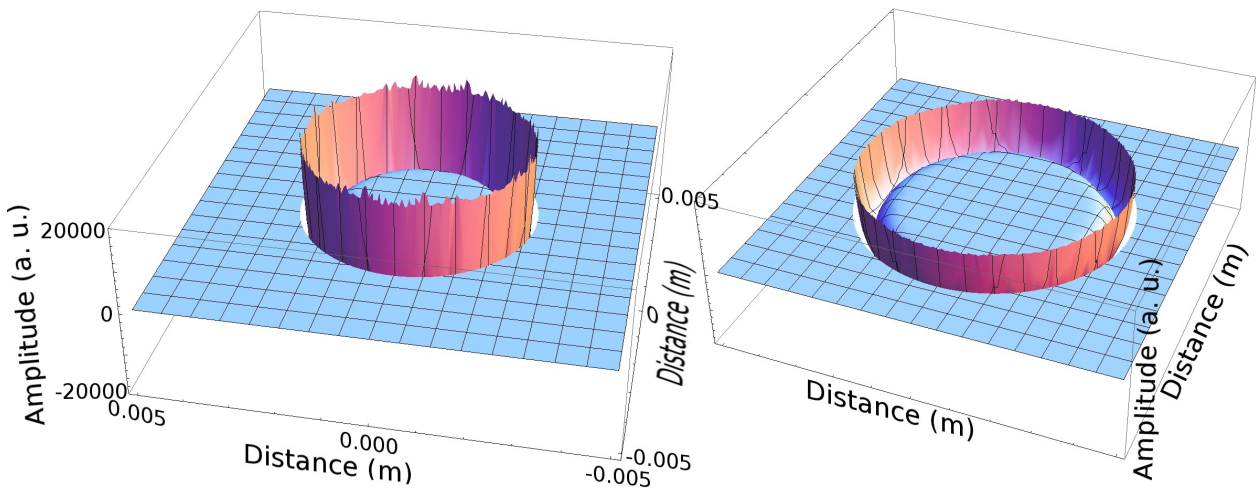


Εικόνα 4.13: Διάγραμμα θεωρητικά υπολογισμένων κυματομορφών για ενέργεια παλμού 7mJ με χρήση της εξίσωσης (4).

Θεωρώντας πως η διαταραχή διαδίδεται στον y -άξονα και η δέσμη του CW laser στον z -άξονα η απόσταση από την πηγή μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση:

$$r = \sqrt{y^2 + z^2} \quad (5)$$

Με τον τρόπο αυτό μπορεί να υπολογιστεί η χωρική κατανομή της διαταραχής θεωρώντας πως προέρχεται από σημειακή πηγή. Στην Εικόνα 4.14 φαίνονται δύο τρισδιάστατα διαγράμματα που περιγράφουν την κατανομή αυτή για ενέργεια 10mJ: αριστερά η κυματομορφή σε χρόνο 50 microseconds (μs , $1\mu\text{s} = 10^{-6}$ second) και δεξιά η ίδια διαταραχή σε χρόνο 100 μs μετά την δημιουργία της σημειακής πηγής.



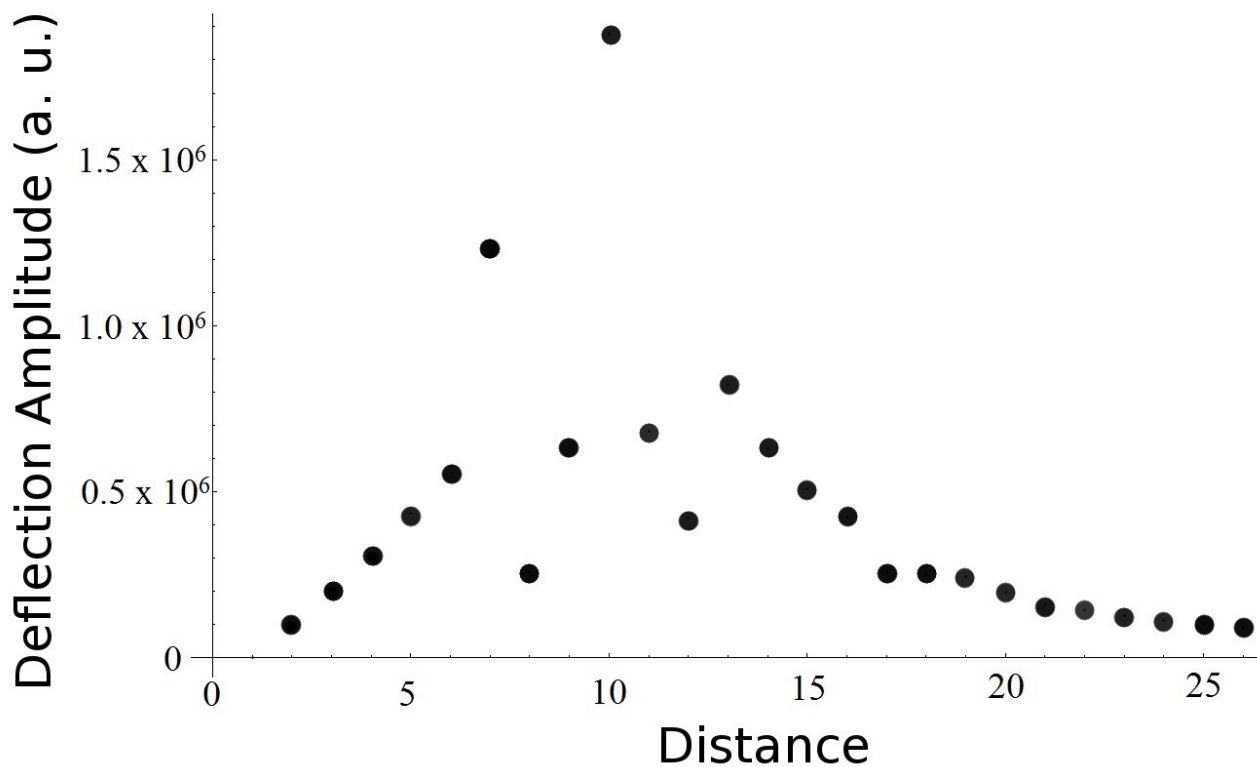
Εικόνα 4.14: Διάγραμμα πίεσης-απόστασης σε δύο διαστάσεις για τιμές χρόνου 50μs (αριστερά) και 100μs (δεξιά). Ο υπολογισμός έγινε με την εξίσωση (4) με την βοήθεια της εξίσωσης (5) και η ενέργεια που χρησιμοποιήθηκε ήταν 10mJ. Στα δύο διαγράμματα οι κλίμακες είναι ακριβώς οι ίδιες, αλλά για λόγους ευκρίνειας οι τιμές φαίνονται μόνο στο αριστερό γράφημα

Εν συνεχεία θεωρώντας πως η μετατόπιση της δέσμης του CW laser είναι ανεξάρτητη του x , η γωνία εκτροπής της δέσμης μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση [33]:

$$\theta\theta = \frac{1}{2n_0^2 c^2 \rho} \int_0^l \frac{\partial P}{\partial y} dz \quad (6)$$

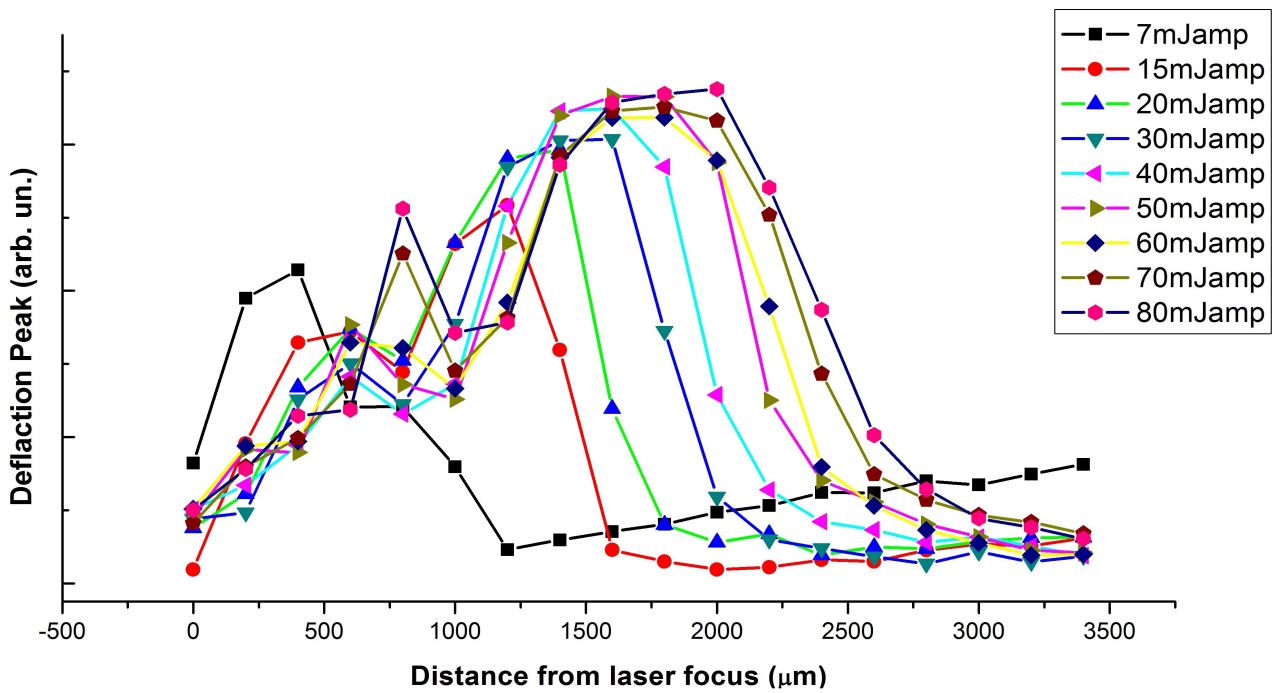
όπου n_0 είναι ο δείκτης διάθλασης, ρ η πυκνότητα, c η ταχύτητα του ήχου στον αέρα και l το μήκος της απόστασης που διανύει η δέσμη του CW laser μέσα στο υπερηχητικό πεδίο. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (6) υπολογίστηκε η γωνία που αντιστοιχεί στην μέγιστη τιμή της μετατόπισης (μέγιστο πλάτος πίεσης της διαταραχής) της δέσμης. Στην Εικόνα 4.15 φαίνεται η μέγιστη τιμή της γωνίας εκτροπής για αποστάσεις που αυξάνουν κατά 200μm από την πηγή με μέγιστη απόσταση τα 5mm. Οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της κυματομορφής πίεσης είναι οι ίδιες με τις τιμές που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό των κυματομορφών της Εικόνας 4.13, εκτός από την ενέργεια, όπου στην παρούσα περίπτωση ισούται με 20mJ.

\



Εικόνα 4.15: Τιμές μέγιστης γωνίας εκτροπής για ενέργεια παλμού 10 mJ. Για τον υπολογισμό χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση (6) κάνοντας χρήση των δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν για την δημιουργία των διαγραμμάτων της Εικόνας 4.13. Οι τιμές του x-άξονα είναι σε κλίμακα 1:200 (μm), ενώ οι τιμές στον y-άξονα είναι αυθαίρετες (arbitrary values).

Στην συνέχεια παρατίθεται η Εικόνα 4.16 στην οποία φαίνονται πειραματικά δεδομένα για την μέγιστη εκτροπή της δέσμης για όλες τις ενέργειες που μετρήθηκαν και για όλες τις αποστάσεις. Η εικόνα αποτελεί ένα πολύ καλό μέτρο σύγκρισης για τις θεωρητικώς υπολογισμένες τιμές της γωνίας εκτροπής με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα.



Εικόνα 4.16: Τιμές μέγιστης γωνίας εκτροπής για όλες τις ενέργειες μέτρησης και για όλες τις αποστάσεις.

4.2 Σχολιασμός αποτελεσμάτων

Στο υποκεφάλαιο που ακολουθεί γίνεται σχολιασμός των αποτελεσμάτων και παρουσιάζονται τα συμπεράσματα από τον συσχετισμό των πειραματικών μετρήσεων με αποτελέσματα από ήδη υπάρχουσες έρευνες. Επίσης παρατίθενται σχόλια που προκύπτουν από την σύγκριση των πειραματικών δεδομένων, και των τιμών που υπολογίστηκαν από αυτά, και των τιμών που υπολογίστηκαν με βάση το θεωρητικό μοντέλο που δημιουργήθηκε.

4.2.1. Σχολιασμός πειραματικών αποτελεσμάτων

Αρχικά πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις για να μελετηθεί το ποσό της ενέργειας που απορροφάται από την ύλη σε σχέση με την ενέργεια που μεταφέρει ο παλμός του laser. Τα αποτελέσματα φαίνονται στην Εικόνα 4.1, όπου παρατηρείται πως όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια που μεταφέρει ο παλμός τόσο μεγαλύτερο είναι και το ποσοστό της ενέργειας που απορροφάται από την ύλη για την δημιουργία της πηγής πλάσματος. Φαίνεται πως για ενέργειες παλμού μεγαλύτερες των 50mJ το ποσοστό απορρόφησης δεν αυξάνεται με τον ίδιο ρυθμό που αυξάνεται μέχρι εκείνο το σημείο. Αυτό είναι πιθανό να οφείλεται στο γεγονός πως όσο περισσότερη ενέργεια μεταφέρει ο παλμός, τόσο μεγαλύτερη ποσότητα ενέργειας βρίσκεται εντός της απόστασης

Rayleigh και επομένως μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας απορροφάται από την ύλη μέχρι πλέον να μην υπάρχει αρκετή ενέργεια για να την ionίσει [15].

Στην συνέχεια πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις για την διερεύνηση της εξάρτησης της παραγόμενης κυματομορφής από την γωνία πόλωσης της δέσμης του laser. Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 4.2, στην οποία φαίνονται ενδεικτικά κάποιες από τις κυματομορφές που κατεγράφησαν για παλμό διάρκειας ~ 6 ns και ενέργειας 20mJ, αλλάζοντας μόνο την γωνία πόλωσης δεν παρατηρούνται ουσιαστικές διαφορές. Τα δεδομένα που λήφθηκαν είναι αρκετά ώστε χωρίς περαιτέρω ανάλυση, να οδηγήσουν στην επιβεβαίωση της υπόθεσης πως η αλλαγή της γωνίας πόλωσης της δέσμης του laser δεν επηρεάζει την παραγόμενη μηχανική διαταραχή. Τα αποτελέσματα μπορούν να συσχετιστούν με την θεωρία, λαμβάνοντας υπ' όψιν μας το γεγονός πως ακόμα και σε μικρές αποστάσεις από την πηγή (ή για μικρές χρονικές διάρκειες μετά την δημιουργία της πηγής, αφού τα δύο μεγέθη είναι αλληλένδετα) το σχήμα του ωστικού κύματος (επομένως και ο τρόπος με τον οποίο εξαπλώνεται χωρικά) είναι ήδη σφαιρικό. Άρα είναι και αναμενόμενο όποια και αν είναι η πόλωση της ηλεκτρομαγνητικής διαταραχής, το ωστικό κύμα να φαίνεται το ίδιο από όλες τις θέσεις παρατήρησης [2].

Η πλέον άμεση σύγκριση που θα μπορούσε να γίνει για την εξαγωγή κάποιων συμπερασμάτων είναι αυτή των καταγεγραμμένων κυματομορφών, με αυτές που παρουσιάζονται στις ήδη υπάρχουσες έρευνες. Το σχήμα των κυματομορφών και για παλμούς διάρκειας ns και για fs, όπως φαίνεται στην Εικόνα 4.3 και 4.8 αντίστοιχα για κάθε περίπτωση, προσομοιάζει το N-σχήμα, το οποίο είναι και το αναμενόμενο της χρονικής μεταβολής της πίεσης της μεταδιδόμενης διαταραχής [4-5,14]. Το γεγονός της συμφωνίας δίνει άμεση ισχύ σε όλο το πλήθος των αποτελεσμάτων, καθώς η ορθή καταγραφή της χρονικής μεταβολής της διαταραχής είναι θεμελιώδους σημασίας για την έγκυρη μελέτη του φαινομένου.

Εκτός από το γενικό σχήμα που παρουσιάζει η διαταραχή, η πτώση του πλάτους σε σχέση με την απόσταση φαίνεται να συμφωνεί με την θεωρητικά αναμενόμενη συμπεριφορά. Είναι εμφανές πως μετά από κάποια απόσταση, η μέγιστη τιμή της απόκλισης της δέσμης δεν παρουσιάζει ιδιαίτερες διακυμάνσεις και φθίνει σχεδόν εκθετικά, φθάνοντας σε συμφωνία με τις ήδη υπάρχουσες έρευνες [4]. Η απόσταση που ορίζει αυτό το νοητό όριο φαίνεται να εξαρτάται από την ενέργεια, καθώς όσο αυξάνει η ενέργεια αυξάνεται και η απόσταση μετά από την οποία το πλάτος παρουσιάζει μείωση στις διακυμάνσεις. Μία ακόμα παρατήρηση σε σχέση με την ενέργεια είναι πως όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια του παλμού, για σταθερή απόσταση από την πηγή, τόσο μεγαλύτερη είναι και το πλάτος της πίεσης που προκαλεί η διαταραχή. Όσο εντονότερος είναι ο ionισμός της ύλης τόσο εντονότερες θα είναι και οι μεταβολές πίεσης που προκαλούνται από την πηγή [2,18].

Παρά το γεγονός πως οι τιμές του πλάτους φαίνεται να συμφωνούν με τις αναμενόμενες τιμές για αποστάσεις που ξεπερνούν κάποιο όριο από την πηγή, παρατηρούνται μεγάλες διακυμάνσεις όταν η μέτρηση πραγματοποιείται κοντά στην πηγή. Μέχρι σήμερα δεν υπάρχουν μελέτες που να έχουν μελετήσει το πλάτος πίεσης της διαταραχής σε τόσο κοντινές αποστάσεις στην πηγή και επομένως δεν μπορεί να γίνει κάποια σύνδεση με προηγούμενα δεδομένα. Παρατηρείται όμως πως, ενώ η τιμή του πλάτους φαίνεται να αυξάνεται αρχικά όσο απομακρυνόμαστε από την πηγή, όταν φτάσει σε κάποια απόσταση παρουσιάζει μείωση. Μετά από το βύθισμα αυξάνεται και πάλι προσεγγίζοντας ένα τοπικό μέγιστο μετά από το οποίο η συμπεριφορά εξομαλύνεται, παρουσιάζοντας την πτωτική τάση που αναφέρθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο. Η ίδια συμπεριφορά παρατηρείται άσχετα με την διάρκεια του παλμού, όπως φαίνεται συγκρίνοντας τα διαγράμματα των Εικόνων 4.4 και 4.9, όπου φαίνεται η μέγιστη τιμή της εξόδου της φωτοδιόδου μέτρησης για παλμούς διάρκειας n_s και f_s αντίστοιχα.

Παρατηρώντας και συγκρίνοντας τα διαγράμματα με τις τιμές της ταχύτητας του κύματος σε σχέση με την απόσταση (Εικόνα 4.5 για n_s και Εικόνα 4.10 για f_s) και μεταξύ τους αλλά και με τα διαγράμματα μέγιστου πλάτους-απόστασης (Εικόνες 4.4 και 4.9), παρατηρείται στην ταχύτητα παρόμοια συμπεριφορά με αυτήν που παρουσιάζει το πλάτος της διαταραχής. Οι διαφορές που εμφανίζονται ανάμεσα στα διαγράμματα ταχύτητας-απόστασης εστιάζονται περισσότερο στην μέγιστη ταχύτητα που παρατηρείται σε σχέση με την ενέργεια του παλμού που χρησιμοποιήθηκε για την δημιουργία του υπερήχου. Είναι ξεκάθαρο πως όσο αυξάνει η ενέργεια του παλμού αυξάνει και η μέγιστη ταχύτητα, χωρίς όμως να γίνεται εμφανής μέσα από τα διαγράμματα ο τρόπος με τον οποίο αυτά τα δύο μεγέθη συνδέονται. Μία επιπλέον παρατήρηση είναι πως παρά το γεγονός πως η μέγιστη ταχύτητα αυξάνει σε σχέση με την ενέργεια του παλμού, μετά από συγκεκριμένη απόσταση, περίπου 2.0mm-2.5mm, η ταχύτητα φτάνει πολύ κοντά στην ταχύτητα του ήχου, τιμή την οποία συνεχίζει να προσεγγίζει με πιο αργό ρυθμό μετά από αυτή την απόσταση, άσχετα με την ενέργεια του παλμού που χρησιμοποιήθηκε για την δημιουργία του ωστικού κύματος [4,14,16,19]. Τα δεδομένα αυτά συμφωνούν απόλυτα με τα αναμενόμενα αποτελέσματα για σχετικά μεγάλες αποστάσεις από την πηγή, που θέλουν την ταχύτητα να μειώνεται με εκθετικό τρόπο [3,15-16,18-20].

Με την τεχνική καταγραφής που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία (μέθοδος εκτροπής δέσμης), καταφέραμε να μετρήσουμε το συχνοτικό περιεχόμενο του κύματος σε πολύ υψηλές συχνότητες. Η μέγιστη ανιχνεύσιμη συχνότητα της διαταραχής φαίνεται να φθίνει σε σχέση με την απόσταση και με την ενέργεια. Ο τρόπος με τον οποίο φθίνει δεν είναι ο ίδιος και για τις δύο περιπτώσεις. Η μεγαλύτερη συχνότητα που ανιχνεύθηκε ήταν της τάξεως των 5MHz και ανιχνεύθηκε για παλμό διάρκειας $\sim 6n_s$ και ενέργειας 80mJ, όπως φαίνεται και στην Εικόνα 4.7.

4.2.2 Σχολιασμός θεωρητικής μοντελοποίησης

Από την θεωρητική μοντελοποίηση προέκυψαν διαγράμματα για την περιγραφή της χρονικής και χωρικής μεταβολής της πίεσης της διαταραχής, καθώς και την συσχέτιση της γωνίας εκτροπής της δέσμης που χρησιμοποιείται για την ανίχνευση, με το πλάτος της διαταραχής. Φαίνεται πως το μοντέλο είναι ικανό να μοντελοποιήσει κρουστικά κύματα που προέρχονται από σημειακή πηγή. Στην Εικόνα 4.14 παρουσιάζεται η χωρική κατανομή της πίεσης για δύο διαφορετικές χρονικές στιγμές μετά την δημιουργία της πηγής πλάσματος. Είναι εμφανής ο τρόπος με τον οποίο διαδίδεται στον δισδιάστατο χώρο η διαταραχή παρουσιάζοντας σφαιρικό σχήμα, καθώς και το φθίνον πλάτος με το πέρασ του χρόνου και της απόστασης (μεγέθη αλληλένδετα).

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η δυνατότητα του μοντέλου να περιγράψει τον τρόπο με τον οποίο συμπεριφέρεται το πλάτος της πίεσης της διαταραχής, όπως αυτό φαίνεται μέσω της εκτροπής της δέσμης. Στο διάγραμμα της Εικόνας 4.15 φαίνονται οι μέγιστες τιμές μετατόπισης της δέσμης του CW laser για διαφορετικές αποστάσεις από την πηγή, όπως αυτές υπολογίστηκαν κάνοντας χρήση της σχέσης (6). Συγκρίνοντας τα δεδομένα της Εικόνας 4.15 με τα δεδομένα που παρατίθενται στην Εικόνα 4.16, όπου και φαίνονται οι πειραματικά μετρημένες μέγιστες τιμές της απόκλισης της δέσμης του laser, είναι εμφανής η ομοιότητα του τρόπου που συμπεριφέρεται η μέγιστη μετατόπιση της δέσμης, όπως αυτή υπολογίστηκε με το θεωρητικό μοντέλο, και όπως μετρήθηκε. Συγκρίνοντας τα δεδομένα της Εικόνας 4.15 με τα δεδομένα της Εικόνας 4.9, όπου παρατίθενται οι αντίστοιχες μετρήσεις για παλμό διάρκειας $\sim 30\text{fs}$ φαίνεται πως παρατηρείται ακόμα μεγαλύτερη συμφωνία των θεωρητικών τιμών με τις πειραματικές. Είναι πιθανό η μεγαλύτερη συμφωνία με τους fs παλμούς να οφείλεται στο γεγονός πως οι μετρήσεις για τους εν λόγω παλμούς παρουσιάζουν μεγαλύτερη χωρική ακρίβεια.

5. Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία δημιουργήθηκαν δύο διατάξεις για την δημιουργία και καταγραφή υπερηχητικών κρουστικών κυμάτων παραγόμενων από υπερβραχείς παλμούς laser διάρκειας ~6ns και ~30fs. Με την χρήση οπτικής μεθόδου ανίχνευσης που βασίζεται στην τεχνική της εκτροπής δέσμης CW laser μετρήθηκε η χρονική μεταβολή της διαταραχής σε διαφορετικές αποστάσεις από το σημείο δημιουργίας του κύματος. Η συμπεριφορά του φαινομένου της δημιουργίας και διάδοσης του κύματος μελετήθηκε σε σχέση με την διάρκεια και ενέργεια του παλμού, την απόσταση από το σημείο εστίασης και την γωνία πόλωσης του παλμικού laser. Από τα καταγεγραμμένα αποτελέσματα υπολογίστηκε η ταχύτητα διάδοσης, το συχνοτικό περιεχόμενο του κύματος και πως αυτά μεταβάλλονται σε σχέση με τις παραμέτρους που προαναφέρθηκαν.

Με την τροποποίηση ενός ήδη υπάρχοντος φαινομενολογικού μοντέλου πραγματοποιήθηκε θεωρητική μοντελοποίηση του φαινομένου. Ακολούθησε θεωρητικός υπολογισμός των δεδομένων που μετρήθηκαν, αυτή την φορά με την χρήση του μοντέλου που αναπτύχθηκε. Τέλος έγινε σύγκριση των δύο αυτών αποτελεσμάτων (θεωρητικά υπολογισμένων τιμών και μετρήσεων) για την εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με την δυνατότητα του μοντέλου να περιγράψει επαρκώς το φαινόμενο.

Με τον υπολογισμό του συχνοτικού περιεχομένου των κυμάτων, ανιχνεύθηκαν συχνότητες της τάξεως των ~5MHz και βρέθηκε πως η μέγιστη συχνοτική συνιστώσα της διαταραχής εξαρτάται από την ενέργεια και από την απόσταση από την πηγή. Με αύξηση της ενέργειας παρατηρείται αύξηση της συχνότητας ενώ για την απόσταση ισχύει το αντίθετο. Ενδιαφέρουσα συμπεριφορά παρουσιάζουν το μέγιστο πλάτος της κυματικής διαταραχής και η ταχύτητά της. Τα δύο μεγέθη εμφανίζουν παρόμοια συμπεριφορά, παρουσιάζοντας μικρή αύξηση μαζί με την απόσταση από την πηγή, ακολουθώντας μία απότομη μείωση και εν συνεχεία αύξηση έως ότου προσεγγίσουν ένα τοπικό μέγιστο μετά το οποίο η συμπεριφορά τους περιγράφεται επαρκώς από τις ήδη υπάρχουσες μελέτες. Μία παράμετρος που φαίνεται να μην επηρεάζει τον παραγόμενο ακουστικό παλμό είναι η γωνία πόλωσης του παλμικού laser που χρησιμοποιείται για την δημιουργία της πηγής.

Το μοντέλο που δημιουργήθηκε φαίνεται να μπορεί να περιγράψει το φαινόμενο επαρκώς. Τα χαρακτηριστικά του ακουστικού παλμού όπως αυτά υπολογίστηκαν από το θεωρητικό μοντέλο φαίνεται να συμφωνούν με τα χαρακτηριστικά που μετρήθηκαν. Ιδιαίτερα φαίνεται πως τα αποτελέσματα της μέγιστης γωνίας εκτροπής των μετρήσεων παρουσιάζουν σημαντική συμφωνία και ιδιαίτερα για της μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με παλμούς διάρκειας ~30fs, οι οποίες πραγματοποιήθηκαν με μεγαλύτερη χωρική ακρίβεια.

Το θεωρητικό μοντέλο που δημιουργήθηκε μπορεί να αποτελέσει την βάση περαιτέρω διερεύνησης των δυνατοτήτων του να περιγράφει κρουστικά ακουστικά κύματα. Επίσης η διερεύνηση των δυνατοτήτων του να περιγράφει επιτυχώς το φαινόμενο με μεγαλύτερη όμως χωρική ακρίβεια αποτελεί ένα ακόμα ιδιαίτερα ενδιαφέρον θέμα που θα μπορούσε να τεθεί υπό εξέταση.

Η παρούσα έρευνα παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον, όντας ανάμεσα στις ελάχιστες που έχουν ασχοληθεί με την περιγραφή του φαινομένου σε πολύ μικρές αποστάσεις από την πηγή. Η συμπεριφορά που παρουσιάζει το φαινόμενο σε πολύ μικρές αποστάσεις από την πηγή, όπως παρουσιάστηκε στην έρευνα δίνει τροφή για μελέτη. Επίσης παράλληλα με την έρευνα του φαινομένου σε μικρές αποστάσεις και με μεγαλύτερη χωρική ακρίβεια η εξέταση και σύγκριση των αποτελεσμάτων με αποτελέσματα που θα προκύψουν με την χρήση άλλων μεθόδων θα μπορούσε να βοηθήσει στην κατανόηση του φαινομένου.

Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] E. Abraham, K. Minoshima, and H. Matsumoto, *Femtosecond laser-induced breakdown in water: time-resolved shadow imaging and two-color interferometric imaging*, Optics Communications **176**, 441 (2000).
- [2] S. Ghosh and K. Mahesh, *Numerical simulation of laser-induced breakdown in air*, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 7-10 January 2008, Reno, Nevada, U.S.A.
- [3] X. Chen, B.M. Bian, Z.H. Shen, J.Lu, and X.W. Ni, *Equations of laser-induced plasma shock wave motion in air*, Microwave and Optical Technology Letters **38**, 75 (2003).
- [4] Q. Qin and K. Attenborough, *Characteristics and applications of laser-generated acoustic shock waves in air*, Applied Acoustics **65**, 325 (2004).
- [5] 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).
- [6] P.K. Pandey and R.K. Thareja, *Plume dynamics of laser produced air plasma*, Journal of Physics: Conference Series **208**, 012091 (2010).
- [7] N.P. Krasnenko, S.V. Shamanaev, and L.G. Shamanaeva, *Sound generation in the atmosphere upon exposure to high-power milli- and microsecond laser pulses*, Russian Physics Journal **52**, 944 (2009).
- [8] R. Tambay and R.K. Thareja, *Laser-induced breakdown studies of laboratory air at 0.266, 0.355, 0.532, and 1.06 μ m*, Journal of Applied Physics **70**, 2890 (1991).
- [9] H. Schmidt-Kloiber, G. Paltauf, and E. Reichel, *Investigation of the probabilistic behavior of laser-induced breakdown in pure water and in aqueous solutions of different concentrations*, Journal of Applied Physics **66**, 4149 (1989).
- [10] H. El-Rabii, S.B. Victorov, and A.P. Yalin, *Properties of an air plasma generated by ultraviolet nanosecond laser pulses*, Journal of Applied Physics **42**, 075203 (2009).
- [11] Paul Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter – An Introduction*, Imperial College Press, London (2005).
- [12] 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*, Physical Review Letters **63**, 20 (1989).
- [13] http://slchin-symposium.copl.ulaval.ca/MPublication/228_AMPS16-Chap31.pdf (last visit 16/06/2014)
- [14] M. Oksanen and J. Hietanen, *Photoacoustic breakdown sound source in air*, Ultrasonics **32**, 327 (1994).
- [15] S.S. Harilal and B. Harilal, *Diagnostics of laser induced spark in air using fast ICCD photography*, University of California San Diego, Laser Plasma and Laser Matter Interactions Laboratory Internal Lab Report (2003).
- [16] M. Lackner, S. Charareh, F. Winter, K.F. Iskra, D. Rüdissler, T. Neger, H. Kopecek, and E. Wintner, *Investigation of the early stages in laser-induced ignition by Schlieren photography and laser-induced fluorescence spectroscopy*, Optics Express **12**, 4546 (2004).
- [17] H. Sobral, M. Villagrán-Muniz, R. Navarro-González, and A.C. Raga, *Temporal evolution of the shock wave and hot core air in laser induced plasma*, Applied Physics Letters **77**, 3158 (2000).

- [18] H. Zuo-Qiang, Y. Jin, Z. Jie, L. Yu-Tong, Y. Xiao-Hui, Z. Zhi-Yuan, W. Peng, W. Zhao-Hua, L. Wei-Jun, and W. Zhi-Yi, *Acoustic diagnostics of plasma channels induced by intense femtosecond laser pulses in air*, Chinese Physics Letters **22**, 636 (2005).
- [19] A.M. Chumakov, A.M. Petrenko, and N.A. Bosak, *Dynamics of a shock wave in laser-induced surface air breakdown*, Journal of Engineering Physics and Thermophysics **75**, 725 (2002).
- [20] A.M. Azzeer, A.S. Al-Dwayyan, M.S. Al-Sahli, A.M. Kamal, and M.A. Harith, *Optical probing of laser-induced shock waves in air*, Applied Physics B **63**, 307 (1996).
- [21] T. Tanaka and Y. Izawa, *Nondestructive detection of small internal defects in carbon steel by laser ultrasonics*, Japanese Journal of Applied Physics **40**, 1477 (2001).
- [22] C.M. Hernandez, T.W. Murray, and S. Krishnaswamy, *Photoacoustic characterization of the mechanical properties of thin films*, Applied Physics Letters **80**, 691 (2002).
- [23] R.N. Thurston and A.D. Pierce, *Ultrasonic measurement methods*, Physical Acoustics Volume XIX, Academic Press, ISBN: 0-12-477919-0 (1990).
- [24] www.bksv.com ([last visit 10/11/2012](#)).
- [25] www.wildlifeacoustics.com ([last visit 10/11/2012](#)).
- [26] www.avisoft.com ([last visit 10/11/2012](#)).
- [27] [S. Mantani](#), [S. Hiryu](#), [E. Fujioka](#), N. Matsuta, H. Riquimaroux, and Y. Watanabe, *Echolocation behavior of the Japanese horseshoe bat in pursuit of fluttering prey*, Journal of Comparative Physiology A **198**, 741 (2012).
- [28] D. Nicolić, S.Y. Kim, and R. Allen, *Identification of sound-localization cues in the HRTF of the bat-head model*, Biomedical Signal Processing and Control **7**, 270 (2012).
- [29] S.A. Hosseini, J. Yu, Q. Luo, and S.L. Chin, *Multi-parameter characterization of the longitudinal plasma profile of the filament: a comparative study*, Applied Physics B **79**, 519 (2004).
- [30] H. Zuoqiang, Z. Jie, Y. Jin, Z. Zhiyuan, Y. Xiaohui, Z. Zhe, L. Yutong, W. Zhaohua, L. Weijun, and W. Zhiyi, *The comparison study of diagnostics of light filaments in air*, Science in China Series G **49**, 228 (2006).
- [31] G.N. Sankin, Y. Zhou, and P. Zhong, *Focusing of shock waves induced by optical breakdown in water*, Journal of the Acoustical Society of America **123**, 4071 (2008).
- [32] V.V. Kozhushko and P. Hess, *Laser-induced focused ultrasound for nondestructive testing and evaluation*, Journal of Applied Physics **103**, 124902 (2008).
- [33] Z. Guozhen, L. Kean, F. Deyong, and Y. Yong, *Experiments on two kinds of threshold for the acoustic pressure gradient of a Schlieren system*, Measurements Science and Technology **13**, 483 (2002).
- [34] J.P. Chen, X.W. Ni, J. Lu, and B.M. Bian, *Initial formation process of laser-induced plasma shock wave in air*, Optics Communications **176**, 437 (2000).
- [35] J.N. Caron, *Displacement and deflection of an optical beam by airborne ultrasound*, AIP Conference Proceedings **975**, 247 (2007).
- [36] V.N. Tishchenko, G.N. Grachev, V.I. Zapryagaev, A.L. Smirnov, and A.V. Sobolev, *Spectrum of shock waves produced by an optical discharge at a high laser-pulse repetition rate*, Quantum Electronics **32**, 329 (2002).

- [37] V. S. Teslenko, *Investigation of photoacoustic and photohydrodynamic parameters of laser breakdown in liquids*, Soviet Journal of Quantum Electronics **7**, 1732 (1977).
- [38] A.E. Dubinov, S.A. Sadovoy, V.D. Selemir, *Measurement of shock wave velocity in the air plasma of capacitively coupled RF discharge*, Shock Waves **10**, 73 (2000).
- [39] V.B. Georgiev, V.V. Krylov, Q. Qin, and K. Attenborough, *Generation of flexural waves in plates by laser-initiated airborne shock waves*, Journal of Sound and Vibration **330**, 217 (2011).
- [40] Y. Fan, S. Dixon, R.S. Edwards, and X. Jian, *Ultrasonic surface wave propagation and interaction with surface defects on rail track head*, NDT&E International **40**, 471 (2007).
- [41] C. Li, S. Li, G. Guan, C. Wei, Z. Huang, and R.K. Wang, *A comparison of laser ultrasound measurements and finite element simulations for evaluating the elastic properties of tissue mimicking phantoms*, Optics & Laser Technology **44**, 866 (2012).
- [42] A. Rosenthal, D. Razansky, and V. Ntziachristos, *Wideband optical sensing using pulse interferometry*, Optics Express **20**, 19016 (2012).
- [43] T. Pozar and J. Mozina, *Optodynamic description of a linear momentum transfer from a laser induced ultrasonic wave to a rod*, Applied Physics A **91**, 315 (2008).
- [44] B. Reitingner, J. Roither, T. Berer, C. Hornhuber, and P. Burgholzer, *Remote ultrasound detection with a quasi-balanced confocal Fabry–Perot interferometer*, Nondestructive Testing and Evaluation **26**, 229 (2011).
- [45] Ε. Μπακαρέζος, Μ. Ελευθερίου, Χ. Κιαγιάς, Ν. Α. Παπαδογιάννης, Ε. Τζιανάκη, Κ. Πετρίδης, Μ. Ταταράκης, Ι. Καλιακάτσος, Σ. Καζιάννης, Α. Λύρας, και Κ. Κοσμίδης, Υπέρηχοι υπερυψηλής συχνότητας δημιουργούμενοι μέσω laser και εφαρμογές, ΑΚΟΥΣΤΙΚΗ 2006, Ι.Τ.Ε., Ηράκλειο, Ελλάδα, 18-19 Σεπτεμβρίου 2006, ΠΡΑΚΤΙΚΑ σσ. 19-26, EDS.: Μ. Ταρουδάκης & Π. Παπαδάκης, 2006.
- [46] L. Chen, C. Chan, X.M. Ang, W. Yuan, P. Zu, W.C. Wong, YiFan Zhang, and K.C. Leong, *Miniature in vivo chitosan diaphragm-based fiber-optic ultrasound sensor*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **18**, 1042 (2012).
- [47] M. Ochiai, *Laser-induced surface acoustic wave technique for precise depth measurement of stress corrosion cracking*, Journal of Physics: Conference Series **278**, 012009 (2011).
- [48] H. Hébert, F. Vidal, F. Martin, J.-C. Kieffer, A. Nadeau, T.W. Johnston, A. Blouin, A. Moreau, and J.-P. Monchalain, *Ultrasound generated by a femtosecond and a picosecond laser pulse near the ablation threshold*, Journal of Applied Physics **98**, 033104 (2005).
- [49] 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).
- [50] 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).
- [51] 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).
- [52] 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).
- [53] O.B. Wright, *Laser picosecond acoustics in double-layer transparent films*, Optics Letters **20**, 632 (1995).

- [54] V.V. Krylov, *On the theory of surface acoustic wave generation by electric spark discharge*, Journal of Physics D **25**, 155 (1992).
- [55] Ya.B. Zel'dovich and Yu.P. Rayzer, *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena 1 and 2*, Academic Press, New York (1967).