



ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

ΓΕΝΙΚΟ ΤΜΗΜΑ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

*Μελέτη μαγνητικού περιορισμού πλάσματος που παράγεται από αλληλεπίδραση
βραχύχρονων παλμών λέιζερ με clusters. Εφαρμογή ως παλμική πηγή
νετρονίων*

ΚΕΣΚΙΛΙΔΟΥ ΕΛΙΣΑΒΕΤ

**Πτυχιούχος του Τμήματος Φυσικής
της Σχολής Θετικών Επιστημών του Αριστοτελείου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης**

Επιβλέπων Καθηγητής : Αναπλ. Καθ. Σταύρος Μουσταϊζής

ΧΑΝΙΑ, ΙΟΥΝΙΟΣ 2006

Στους γονείς μου

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ.....	4
ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	6
ΠΡΟΛΟΓΟΣ.....	7

ΜΕΡΟΣ Ι

ΦΥΣΙΚΗ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΛΕΙΖΕΡ – CLUSTER ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΗ ΕΝΟΣ LASER-NEUTRON DRIVER

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1	10
------------------	----

1.1	Εισαγωγή.....	10
1.2	Πρόταση ενός νέου υβριδικού συστήματος λέιζερ.....	12
	Υπάρχοντα συστήματα λέιζερ και τα βασικότερα προβλήματα που πρέπει να αντιμετωπιστούν.....	12
	Περιγραφή του προτεινόμενου σχήματος.....	18
	α) Το υβριδικό σύστημα λέιζερ στερεού/αερίου.....	18
	β) Τεχνική πυρηνικής άντλησης λέιζερ (Nuclear Pumping Technique)...	20
	γ) Αλληλεπίδραση παλμών λέιζερ με διάφορες μορφές της ύλης για τη διέγερση πυρηνικών αντιδράσεων.....	21
	δ) Τελικό σχήμα.....	23
1.3	Υπάρχουσες πηγές / γεννήτριες νετρονίων.....	28
1.4	Εφαρμογές πηγών νετρονίων.....	28

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2	33
------------------	----

2.1	Εισαγωγή.....	33
2.2	Περιγραφικά ένα cluster.....	35
2.3	Διατάξεις παραγωγής και ανίχνευσης των cluster.....	44
2.4	Αλληλεπίδραση Cluster με παλμικές δέσμες λέιζερ.....	47
2.5	Πειραματικά αποτελέσματα πρόκλησης σύντηξης κατά την αλληλεπίδραση δέσμης λέιζερ με στόχους cluster δευτερίου.....	53

ΜΕΡΟΣ II

ΜΑΓΝΗΤΟΎΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΠΙΛΥΣΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3.....	61
3.1 Φυσική περιγραφή πλάσματος.....	61
3.2 Θεωρία κρουστικών κυμάτων και δοκιμές κρουστικού σωλήνα.....	67
3.3 Μαγνητοϋδροδυναμική περιγραφή περιορισμού πλάσματος ηλεκτρονίων και ιόντων δευτερίου.....	74
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4	83
4.1 Λύση ΜΥΔ Εξισώσεων σε κυλινδρική συμμετρία.....	83
4.2 Αριθμητικές Λύσεις: Τα σχήματα που δοκιμάστικαν και το σχήμα Lax-Friedrich που τελικά χρησιμοποιήθηκε.....	85
4.3 Πλάνο αριθμητικών υπολογισμών.....	89
4.4 Αποτελέσματα του υδροδυναμικού και του μαγνητοϋδροδυναμικού κώδικα.....	92
4.5 Υπολογισμός αριθμού παραγόμενων νετρονίων.....	102
4.6 Συνολικά αποτελέσματα, συμπεράσματα και μελλοντικές προεκτάσεις.....	103
Παράρτημα.....	116
Βιβλιογραφία.....	121

Ευχαριστίες

Η εργασία αυτή δεν θα μπορούσε να έχει έλθει εις πέρας αν δεν είχαν συντελέσει ουσιαστικά κάποιοι άνθρωποι και θα ήταν μεγάλη παράλειψή μου να μην τους αναφέρω. Κατ' αρχήν θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κ. Παρασκευά Λαλούση, μέλος την τριμελούς μου επιτροπής για την ουσιαστική συνεισφορά του όσων αφορά στον προγραμματισμό του αριθμητικού μοντέλου. Τον ευχαριστώ για την σημαντική βοήθεια του και τον κόπο που κατέβαλε για να κατανοήσω καλύτερα τον τρόπο επίλυσης μαγνητουδροδυναμικών προβλημάτων αλλά και για τον χρόνο που διέθεσε για συζήτηση μαζί μου και με τον επιβλέποντά μου για το επιστημονικό περιεχόμενο της εργασίας όσες φορές χρειάστηκε. Η συνεισφορά του τόσο στο επίπεδο της θεωρητικής προσέγγισης όσο και στο προγραμματιστικό κομμάτι είναι κυρίαρχης σημασίας. Τον ευχαριστώ θερμά.

Θα πρέπει επίσης να ευχαριστήσω συνολικά τον επιβλέποντα μου, αναπληρωτή καθηγητή κ. Σταύρο Μουσταϊζή για την καθοδήγησή του όλα αυτά τα χρόνια της φοίτησής μου στο Πολυτεχνείο Κρήτης, στο τμήμα Φυσικής ως μεταπτυχιακή φοιτήτρια. Υπό την εποπτεία του, η ενασχόλησή μου με ποικίλα θέματα στον τομέα της αλληλεπίδρασης λέιζερ – ύλης και η συμμετοχή μου σε διάφορες διοργανώσεις, όπως στο Φυτόριο Ιδεών, το Παγκόσμιο συνέδριο «Nuclear Application and Techniques», το θερινό σχολείο Σύντηξης καθώς και η συνεργασία μου με επιστήμονες του εξωτερικού με βοήθησαν τόσο στη συνολική διεκπεραίωση της εργασίας αυτής όσο και στο να ανοίξουν οι ορίζοντές μου.

Ευχαριστώ ακόμα συνολικά τα μέλη της τριμελούς μου επιτροπής κ. Αργύρη Δελλή, κ. Παρασκευά Λαλούση, και κ. Σταύρο Μουσταϊζή που ασχολήθηκαν με το κείμενο και την παρουσίαση της διπλωματικής μου επιτρέποντας την βελτίωση του τελικού κειμένου.

Δε θα μπορούσα φυσικά να παραλείψω την μεγάλη υποστήριξη που από την αρχή είχα από το σύνολο του δυναμικού του εργαστηρίου δομής της ύλης και φυσικής λείζερ, τον κ. Ιωάννη Νικάκη, και όλους τους μεταπτυχιακούς και υποψήφιους μεταπτυχιακούς που συνεργάζονταν με το εργαστήριο καθώς και το προσωπικό του εργαστηρίου. Επίσης ευχαριστώ το Πολυτεχνείο Κρήτης για την υποτροφία που μου παρείχε τα δυο πρώτα έτη και τους, επίκουρο καθηγητή κ. Δημήτρη Κανδηλάκη, διδάκτορα κ. Γιάννη Τσοχατζή και πρόεδρο του τμήματος ηλεκτρονικής του ΤΕΙ Κρήτης, κ. Μιχάλη Ταταράκη για τη συμμετοχή τους κατά την πορεία μου στο μεταπτυχιακό αυτό.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια μου, Γιώργο, Ελένη, Άννα, Ντίνα, Γιώργο και Χρήστο για την εμπιστοσύνη που μου έδειξαν και την υποστήριξη που μου παρείχαν στο εγχείρημα μου αυτό καθώς και για τον χρόνο που τους στέρησα τα 2,5 αυτά χρόνια της φοίτησης μου στο Πολυτεχνείο Κρήτης. Χωρίς την συμβολή τους δεν θα μπορούσε να ολοκληρωθεί αυτή η προσπάθεια ποτέ.

Η εμπειρία της φοίτησης μου στο Πολυτεχνείο Κρήτης, αλλά και κυρίως η παραμονή μου στον όμορφο αυτό τόπο μαζί με τους ανθρώπους που εδώ γνώρισα, θα μείνουν πάντα τυπωμένα στο μυαλό και στην καρδιά μου.

Περίληψη

Αντιμετωπίζεται το πρόβλημα του μαγνητικού περιορισμού πλάσματος υδρογόνου ή δευτερίου το οποίο παράγεται κατά την αλληλεπίδραση βραχύχρονων παλμών λέιζερ με *cluster* δευτερίου [ή υδρογόνου] για εφαρμογές που απαιτούν την επίτευξη σημαντικής παραγωγής νετρονίων. Η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου που επιλέγεται για τον μαγνητικό περιορισμό του υψηλής θερμοκρασίας πλάσματος είναι αυτή που στην διεθνή βιβλιογραφία αναφέρεται ως “*magnetic mirrors*”. Στο πρώτο μέρος παρουσιάζεται το επιστημονικό πεδίο στο οποίο ανήκει δηλαδή η φυσική αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας – ύλης [με έμφαση στα *cluster* αερίου] και αναφέρεται η παρούσα κατάσταση στη διεθνή βιβλιογραφία. Στο δεύτερο μέρος παρουσιάζεται η αριθμητική επίλυση του προβλήματος του μαγνητικού περιορισμού πλάσματος, τα αποτελέσματα αυτής, τα συμπεράσματα που προκύπτουν καθώς και οι μελλοντικές προεκτάσεις της διατριβής αυτής. Παράλληλα χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα της παρούσης εργασίας προτείνεται ένα νέο σχήμα ενίσχυσης βραχύχρονων παλμών λέιζερ βασιζόμενο στη νετρονική (και όχι μόνο) άντληση του ενεργού μέσου.

Πρόλογος

Το πόνημά μου αυτό χωρίζεται σε δύο μέρη και κάθε ένα από αυτά σε δύο επιμέρους κεφάλαια. Συγκεκριμένα, το πρώτο κεφάλαιο είναι αφιερωμένο στις τελευταίες εξελίξεις στον τομέα της αλληλεπίδρασης λέιζερ – ύλης και στην πιο πρόσφατη αξιοποίηση των αποτελεσμάτων αυτής για παραγωγή νετρονίων. Παρουσιάζεται η προτεινόμενη εφαρμογή πηγής νετρονίων προερχομένης από αλληλεπίδραση λέιζερ με cluster με την βοήθεια μαγνητικού περιορισμού των παραγομένων ιόντων, ώστε να επιτευχθεί η ενίσχυση της αντιστροφής πληθυσμού σε ένα ενεργό μέσο από το οποίο παράγεται νέα δέσμη λέιζερ εξαιρετικών χαρακτηριστικών. Τέλος γίνεται μια σύντομη παρουσίαση των πηγών νετρονίων που χρησιμοποιούνται ή προτείνονται σε άλλα σχήματα σήμερα και οι εφαρμογές που βρίσκουν συνολικά.

Στο δεύτερο κεφάλαιο, επιχειρείται μια προσέγγιση της φυσικής των cluster και της συγκεκριμένης αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας - cluster.

Στο τρίτο κεφάλαιο, γίνεται η μαθηματική προσέγγιση του προβλήματος, βασισμένη στην περιγραφή του μαγνητικά περιοριζόμενου πλάσματος μέσω των εξισώσεων της μαγνητουδροδυναμικής και παρουσιάζεται η αναλυτική επίλυση του μαθηματικού προβλήματος Riemann με τις εξισώσεις Rankine – Hugoniot.

Τέλος, στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζεται το αριθμητικό μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε, τα αποτελέσματα αυτού όσων αφορά στον παραγόμενο αριθμό νετρονίων με το προτεινόμενο σχήμα μαγνητικής συγκράτησης ενώ συγκρίνονται και τα αποτελέσματα του κώδικα με πειραματικά αποτελέσματα αλληλεπίδρασης λέιζερ με cluster, απουσία μαγνητικού πεδίου. Από την σύγκριση των αποτελεσμάτων του κώδικα παρουσία και απουσία μαγνητικού πεδίου προκύπτει η ενισχυτική συνεισφορά του μαγνητικού πεδίου ως προς τον αριθμό των παραγόμενων νετρονίων για υψηλές πυκνότητες πλάσματος και

έτσι εμπεριστατικοποιείται η επιτευξιμότητα του προτεινόμενου σχήματος, το οποίο και έχουμε ονομάσει «Laser – Neutron Driver¹».

Μέρος Ι

ΦΥΣΙΚΗ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΛΕΙΖΕΡ – CLUSTER ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΗ ΕΝΟΣ LASER- NEUTRON DRIVER

Κεφάλαιο 1

1.1 Εισαγωγή

Η παραγωγή οπτικών παλμών υψηλής ευκρίνειας (contrast) με διάρκεια παλμού της τάξεως των femtosecond ($1 \text{ fsec} = 10^{-15} \text{ sec}$) και υπέρ υψηλής (ultra high) ισχύος, της τάξεως των 10^{12} - 10^{15} W , αποτελεί βασική προϋπόθεση για την ανάπτυξη ενός νέου τομέα γνώσης που αφορά την οπτική φυσική των υπέρ υψηλών εντάσεων^[2] και τις νέες τεχνολογίες λέιζερ^{[3],[4]}. Αυτό επιτρέπει στους επιστήμονες να μελετήσουν διάφορα φαινόμενα στο εργαστήριο, όπως τις ακραίες καταστάσεις της ύλης (χρησιμοποιώντας πυρηνικές και θερμοπυρηνικές διεργασίες^{[5],[6],[7]}), την επιτάχυνση δέσμης αποτελούμενης από σωματίδια τα οποία κινούνται σε σχετικιστικές ταχύτητες^{[8],[9],[10],[11],[12],[13]}, την παραγωγή με εσωτερικές διαδικασίες τεράστιων μαγνητικών πεδίων^[14], καθώς επίσης και την παραγωγή μαλακών - και σκληρών παλμικών ακτίνων X και ακτίνων γ και την σχάση πυρήνων^{[15],[16]}. Τα σύγχρονα fsec συστήματα λέιζερ είναι ικανά για να παράγουν εντάσεις έως και 10^{20} - 10^{21} W/cm^2 . Χρησιμοποιώντας τέτοιες παλμικές δέσμες λέιζερ, σήμερα εξερευνούνται καινούργιοι τομείς που ενώνουν την φυσική των λέιζερ με την πυρηνική φυσική, όπως η οπτική πρόκληση σχάσης (photofission)^{[17],[18],[19]} καθώς και οι διεγερόμενες από ένα λέιζερ πυρηνικές αντιδράσεις^{[18],[20],[21],[22]} (π.χ. σύντηξης προς παραγωγή νετρονίων)^{[23],[24],[25],[26],[27],[28]}. Μια τέτοια γρήγορη πρόοδος στους επιστημονικούς τομείς της αλληλεπίδρασης λέιζερ - ύλης, οφείλεται στις πρόσφατες εξελίξεις συστημάτων λέιζερ στερεάς κατάστασης βραχύχρονης διάρκειας παλμού, κυρίως του Τιτανίου-Ζαφειριού (titanium:sapphier, Ti:Sa). Εντούτοις, η φτωχή χρονική ευκρίνεια (temporal contrast) τελικής δέσμης λέιζερ αυτών των συστημάτων είναι αρχικός περιοριστικός παράγοντας για πολλές εφαρμογές στην φυσική ισχυρών πεδίων ειδικά στην επιτάχυνση ιόντων και στην παραγωγή νετρονίων μέσω πυρηνικών αντιδράσεων σύντηξης.

Διάφορα σχήματα – συστήματα προτείνονται σήμερα στοχεύοντας ακριβώς σε αυτήν την παραγωγή υψηλής ροής νετρονίων (χωρίς παραβίαση των προφυλάξεων ασφάλειας) σε εφαρμογές όπως είναι η λειτουργία ελέγχου ενός πυρηνικού αντιδραστήρα, η παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας χρησιμοποιώντας τον ενεργειακό ενισχυτή^[29], η επεξεργασία των πυρηνικών αποβλήτων που παράγονται από τους πυρηνικούς αντιδραστήρες^{[30],[31],[32],[33]} και η πυρηνική – νετρονιακή άντληση συστημάτων λέιζερ^{[34],[35]}. Για να επιτευχθεί η

προσδοκώμενη υψηλή ροή νετρονίων αξιοποιώντας τα αποτελέσματα της αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας - ύλης, θα πρέπει τα συστήματά λέιζερ που θα χρησιμοποιηθούν να είναι υπέρ υψηλών εντάσεων fsec (υπερβραχέων παλμών) συστήματα.

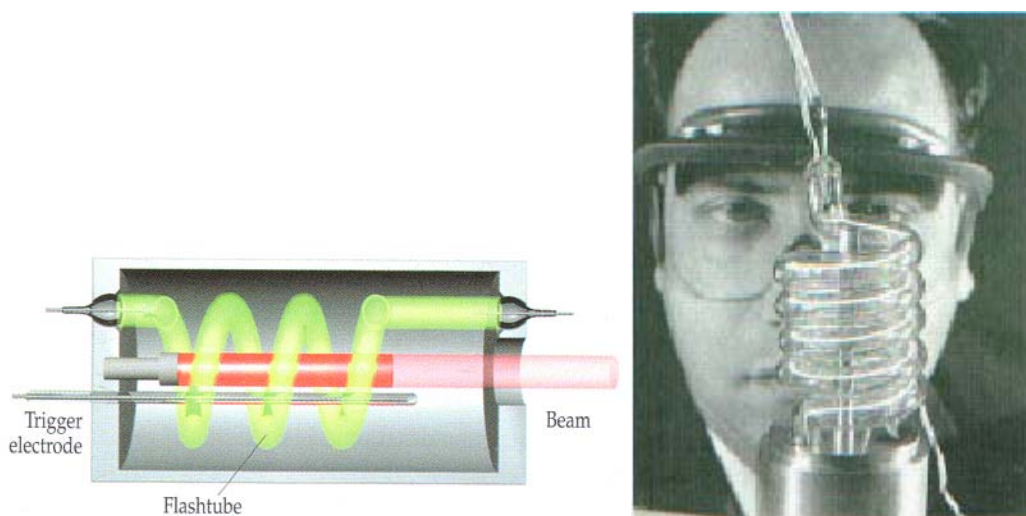
Από την ομάδα του εργαστηρίου δομής της ύλης και φυσικής λέιζερ του Πολυτεχνείου Κρήτης σε συνεργασία με τον καθηγητή L. Mikheev, του ινστιτούτου φυσικής στο Lebedev και τους Auvray and C. Rouiller του εργαστηρίου φυσικής και τεχνολογιών πλάσματος του πολυτεχνείου της Γαλλίας, έχει προταθεί και παρουσιάζεται μια πιθανή πειραματική διάταξη που να οδηγεί σε ένα multiterawatt και fsec σύστημα λέιζερ^[1]

Η ανάπτυξη ενός τέτοιου συστήματος βασίζεται στην χρησιμοποίηση νετρονίων για την παραγωγή μιας σημαντικής αντιστροφής πληθυσμών ενός κατάλληλου ενεργού μέσου σε μια excimer κοιλότητα (κοιλότητα διεγερμένων διμερών), η οποία μπορεί να υποστηρίξει και να ενισχύσει υψηλής ευκρίνειας, fsec και multiterawatts παλμούς ενός αρχικού σπόρου λέιζερ. Στο προτεινόμενο σύστημα, ο αρχικός παλμός λέιζερ (σπόρος λέιζερ), παράγεται σε ένα table-top σύστημα λέιζερ στερεάς κατάστασης Ti:Sapph. αποκτώντας έτσι άριστες οπτικές ιδιότητες ενώ το τελικό στάδιο ενίσχυσης πραγματοποιείται στην προτεινόμενη κοιλότητα npl-excimer.

1.2 Πρόταση ενός νέου υβριδικού συστήματος λέιζερ

Υπάρχοντα συστήματα λέιζερ και τα βασικότερα προβλήματα που πρέπει να αντιμετωπιστούν

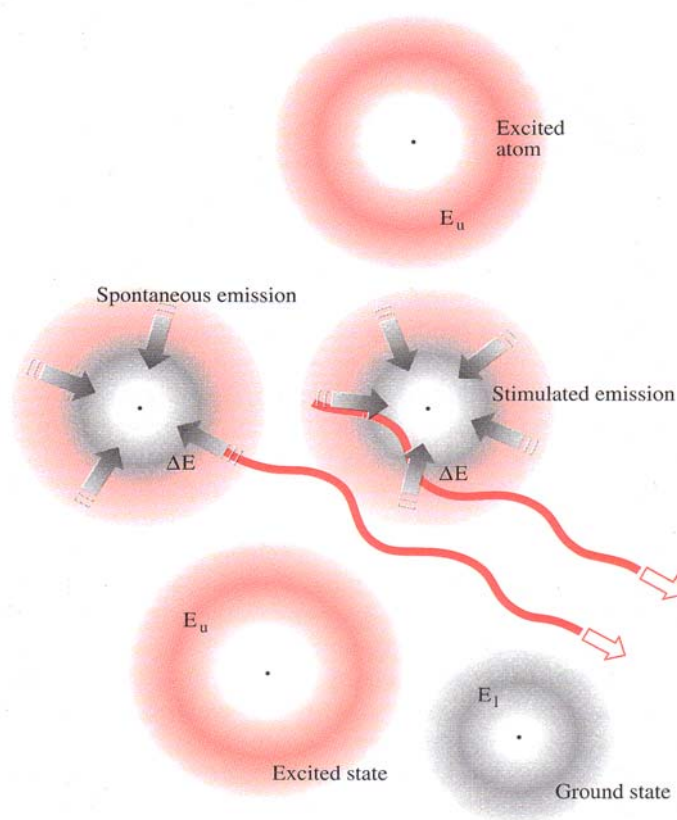
Από το 1917, ο Albert Einstein είχε αναγνωρίσει την ύπαρξη της εξαναγκασμένης εκπομπής, αλλά μέχρι και πριν την δεκαετία του '50 δεν είχαν βρεθεί τρόποι για να χρησιμοποιηθεί αυτή η μέθοδος σε κάποια συσκευή. Οι αμερικανικοί φυσικοί Charles H. Townes και A.L. Schawlow έδειξαν ότι ήταν δυνατό να κατασκευαστεί μια τέτοια συσκευή που να χρησιμοποιεί το οπτικό φως ενώ δύο σοβιετικοί φυσικοί πρότειναν τις σχετικές ιδέες ανεξάρτητα ο ένας από τον άλλο. Τελικά, το πρώτο λέιζερ, κατασκευάστηκε το 1960 από Theodore X. Maiman (Εικόνα 1.1) των Ηνωμένων Πολιτειών, χρησιμοποιώντας μια ράβδο Ρουβιδίου (Ruby laser). Από τότε πολλοί τύποι λέιζερ έχουν βρεθεί.



Εικόνα 1.1 : Αριστερά : Σχηματική αναπαράσταση του πρώτου λέιζερ Ρουβιδίου Δεξιά : Ο Maiman πειραματιζόμενος

Τα ποικίλα συστήματα λέιζερ που χρησιμοποιούνται στις μέρες μας, μπορούν να ταξινομηθούν με βάση διάφορες αρχές. Η δημοφιλέστερη ταξινόμηση αφορά στην αρχή με βάση την οποία επιτυγχάνεται η αντιστροφή πληθυσμών. Σύμφωνα με αυτήν την ταξινόμηση, μερικοί (μόνο) από τους τύπους λέιζερ που έχουν αναπτυχθεί και

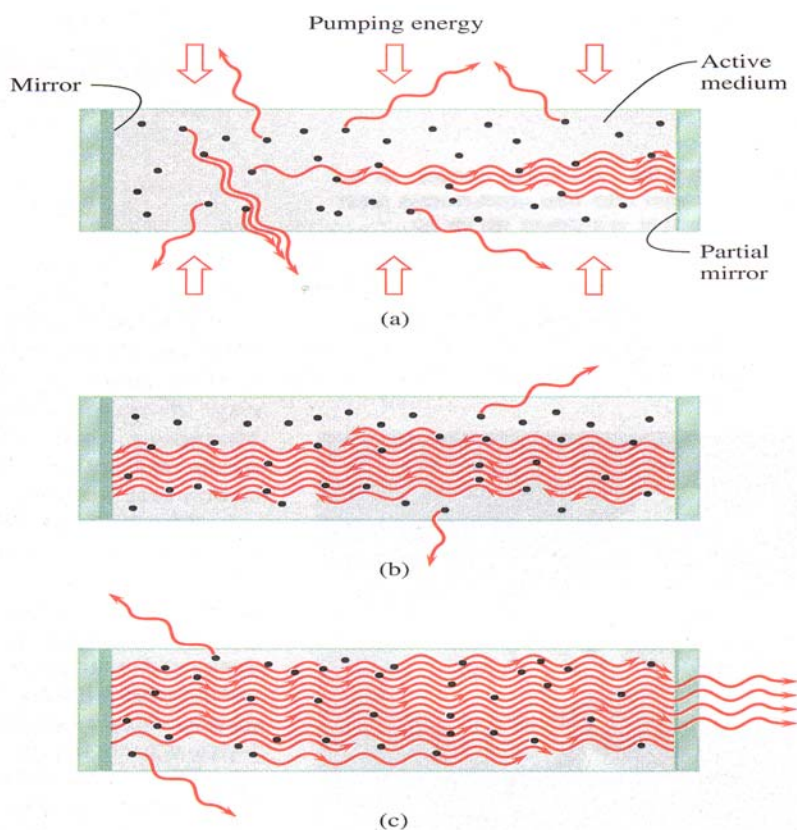
χρησιμοποιηθεί έως σήμερα είναι τα λέιζερ στερεάς κατάστασης (κρυσταλλικά ή γυαλιού), τα λέιζερ αερίων, τα λέιζερ χρωστικών, τα χημικά λέιζερ, τα λέιζερ ημιαγωγών, τα λέιζερ χρωματικών κέντρων, τα λέιζερ ελευθέρων ηλεκτρονίων και πολλά άλλα. Με τον όρο αντιστροφή πληθυσμών σε ένα υλικό το οποίο χρησιμοποιείται για την παραγωγή δέσμης λέιζερ, εννοείται πως η διαφορά πληθυσμών δύο ενεργειακών επιπέδων 1 και 2 όπου N_1 και N_2 αντίστοιχοι πληθυσμοί, είναι αντίθετου πρόσημου ($N_2 - N_1 > 0$) εκείνης που υπάρχει κάτω από κανονικές συνθήκες ($N_2 - N_1 < 0$). Υπό κανονικές συνθήκες, δηλαδή στην περίπτωση θερμικής ισορροπίας, έχουμε $N_2 < N_1$ και το υλικό δρά ως απορροφητής ακτινοβολίας όταν αυτή πέφτει πάνω στο υλικό με κατάλληλη συχνότητα. Εάν όμως επιτευχθεί μία συνθήκη μη ισορροπίας για την οποία $N_2 > N_1$, τότε το υλικό θα δράσει ως



Εικόνα 1.2 : Σχηματική απεικόνιση αντιστροφής πληθυσμού

Σε μία ομάδα πέντε ατόμων, τέσσερα άτομα είναι σε διεγερμένη κατάσταση και ένα είναι στη θεμελιώδη. Ένα από τα τέσσερα, (στα αριστερά) με αυθόρμητη εκπομπή επιστρέφει στη θεμελιώδη κατάσταση εκπέμποντας ένα φωτόνιο το οποίο με την σειρά του προκαλεί σ' ένα διπλανό του άτομο εξαναγκασμένη εκπομπή ενός φωτονίου ίδιας φάσης με το πρώτο.

ενισχυτής της ακτινοβολίας αυτής. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η *ενίσχυση του φωτός* (ή γενικότερα μιας μεγάλης σειράς συχνοτήτων που καλύπτει την περιοχή από το υπέρυθρο ως το υπεριώδες και τις ακτίνες X) με *εξαναγκασμένη εκπομπή ακτινοβολίας* ή αλλιώς, το *laser* - light amplification by stimulated emission of radiation. (Εικόνα 1.3) Το υλικό που παρουσιάζει αντιστροφή πληθυσμών ονομάζεται ενεργό υλικό. Εκτός από την απλή περίπτωση των δύο ενεργειακών επιπέδων, πιο αποδοτικά είναι τα λέιζερ 3 ή και 4 ενεργειακών επιπέδων η αρχή λειτουργίας των οποίων φαίνεται στην Εικόνα 1.4.



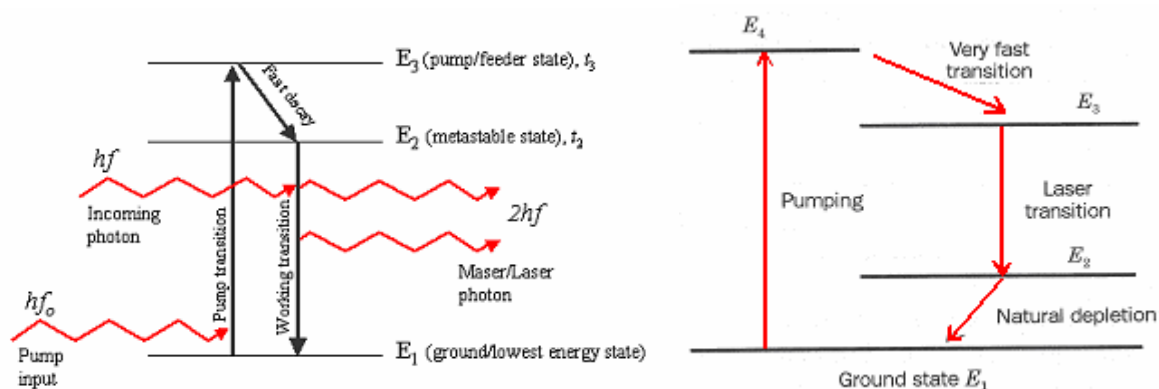
Εικόνα 1.3 Πρότυπη διάταξη λέιζερ

Το ενεργό υλικό έχει τοποθετηθεί μεταξύ δύο κατόπτρων. Ένα επίπεδο κύμα διαδιδόμενο σε διεύθυνση ορθογώνια προς τα κάτοπτρα, θα πηγαиноέρχεται μεταξύ των δύο κατόπτρων και θα ενισχύεται σε κάθε διέλευσή του από το ενεργό υλικό. Εάν ένα από τα δύο κάτοπτρα είναι μερικά διαπερατό, μία χρήσιμη δέσμη μπορεί να εξαχθεί.

Σήμερα, χρησιμοποιούνται ευρέως τα λέιζερ στερεάς κατάστασης, κυρίως λόγω του ότι οι διάφοροι κρύσταλλοι που αποτελούν το ενεργό μέσο, έχουν ένα σχετικά ευρύ οπτικό

φάσμα ζωνών που επιτρέπει την παραγωγή ps και fs (βραχέων και υπερβραχέων) παλμών λέιζερ. Μερικά παραδείγματα τέτοιων κρυστάλλων είναι το ND:YAG λέιζερ (neodmium: yttrium aluminium garnet crystal - κρύσταλλος $Y_3Al_5O_{12}$ στον οποίο κάποια από τα ιόντα Y^{3+} έχουν αντικατασταθεί από Nd^{3+}) και το Ti:Sapp. λέιζερ (titanium sapphire – κρύσταλλος τιτανίου-ζαφειριού).

Για να επιτευχθεί όμως ένας βραχύχρονος παλμός λέιζερ υψηλής ενέργειας, ο αρχικός παλμός λέιζερ πρέπει να ενισχυθεί. Υπάρχουν διάφορα προβλήματα που πρέπει να ληφθούν υπόψη και να επιλυθούν κατά το δυνατόν όταν ένα σύστημα στερεάς κατάστασης λέιζερ επιλέγεται για να παραγάγει και να ενισχύσει τους παλμούς ενός αρχικού-σπόρου δέσμης λέιζερ. Αυτά τα προβλήματα προκύπτουν λόγω μη γραμμικών φαινομένων που έχουν ως αποτέλεσμα να διαδίδονται διάφορες παρασιτικές ακτινοβολίες στην τελική δέσμη λέιζερ αλλά και γενικά να αλλοιώνονται τα χαρακτηριστικά της κατά την διάδοσή της μέσα στον κρύσταλλο. Σημαντικά προβλήματα, αναφορικά είναι η διάσπαση της μιας δέσμης σε πολλές μικρότερης διαμέτρου (filamentation), η αυτοεστίαση (self-focusing) και η αλλαγή φάσης του οπτικού παλμού (self-phase modulation), φαινόμενα που συμβαίνουν λόγω αλλαγής του δείκτη διάθλασης η οποία προκαλείται από τον ίδιο τον παλμό και τα οποία μπορούν να φέρουν διαφορετικά αποτελέσματα στους κρυστάλλους και να καταστρέψουν την χωρική και χρονική ποιότητα του τελικού λέιζερ.

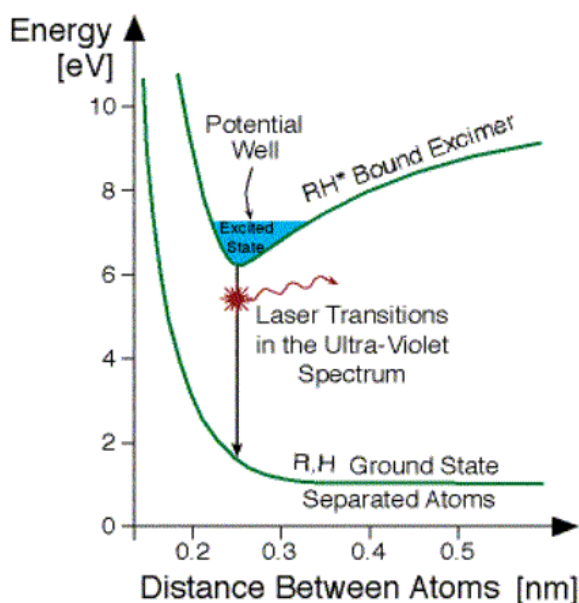


Εικόνα 1.4 : Σχηματική αναπαράσταση λειτουργίας λέιζερ 3 και 4 ενεργειακών καταστάσεων

Αριστερά : Αρχικά, το άτομο διεγείρεται σε ένα υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο, E_3 . Πολύ γρήγορα αυτό μεταπίπτει από το βραχύβιο επίπεδο E_3 στο μετασταθές άνω επίπεδο E_2 , στο οποίο έχει μια πολύ πιο μεγάλη διάρκεια ζωής. Το αποτέλεσμα είναι η αντιστροφή πληθυσμών μεταξύ του ενεργειακού επιπέδου E_2 και του επιπέδου E_1 , τα οποία είναι τα επίπεδα μετάβασης λέιζερ.

Δεξιά : Σε αντιστοιχία με το (αριστερά) τριών επιπέδων λέιζερ, στο τεσσάρων επιπέδων λέιζερ, τα ηλεκτρόνια διεγείρονται από τη θεμελιώδη κατάσταση σε ένα βραχύβιο υψηλής ενέργειας επίπεδο E_4 . Τα άτομα πέφτουν έπειτα γρήγορα σε ένα μετασταθές άνω επίπεδο E_3 . Η μετάβαση λέιζερ γίνεται από αυτό το επίπεδο σε ένα χαμηλότερο επίπεδο E_2 και όχι στο βασικό επίπεδο. Αφότου έχουν πέσει στο επίπεδο E_2 , τα άτομα χάνουν το υπόλοιπο της περίσσειας ενέργειας τους με αυθόρμητη εκπομπή ή άλλες διαδικασίες, και πέφτουν τελικά στο βασικό επίπεδο.

Για να αποφευχθούν μερικώς τα προβλήματα αυτά θα μπορούσε κανείς να αυξήσει την διαμέτρο της αρχικής δέσμης του παλμού λέιζερ ώστε εντός του κρυστάλλου να μην εμφανίζεται μεγάλη ένταση και κατά συνέπεια μη-γραμμικά φαινόμενα κάτι που όμως είναι πρακτικά δύσκολο και μεγάλου κόστους καθώς συμπεριλαμβάνει την κατασκευή μεγάλων διαστάσεων κρυστάλλων. Εκτός λοιπόν από τα στερεάς κατάστασης συστήματα λέιζερ και για να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα των μη γραμμικών φαινομένων, στην κορυφή του ενδιαφέροντος σήμερα βρίσκεται η χρήση μιας ειδικής κατηγορίας μοριακών λέιζερ, τα λέιζερ διεγερμένων διμερών ή αλλιώς τα Excimer (excited dimmer) λέιζερ. Σε αυτά τα συστήματα υπάρχει απουσία οποιουδήποτε χαμηλότερου πληθυσμιακού επιπέδου που οδηγεί σε μια μέθοδο παραγωγής λέιζερ πολύ υψηλής αποδοτικότητας. (Εικόνα 1.5) Τα μήκη κύματος του εκπεμπόμενου φωτός αυτών, καλύπτουν μια φασματική περιοχή από τον ορατό ως το υπεριώδες. Μια ιδιαίτερα αντιπροσωπευτική κλάση λέιζερ διεγερμένων διμερών αποτελούν εκείνα στα οποία ένα άτομο ευγενούς αερίου (κυρίως Ar, Kr, Xe) συνδέεται στην διεγερμένη κατάσταση με ένα άτομο αλογόνου (κυρίως F, Cl) για να σχηματίσουν ένα διεγερμένο διμερές αερίου-αλογόνου. Συνήθως χρησιμοποιούνται τα KrF, XeF, XeCl διεγερμένα διμερή. Πολύ καλά χαρακτηριστικά παρουσιάζουν και τα χημικά λέιζερ, στα οποία χημικές αντιδράσεις παράγουν τις διεγερμένες καταστάσεις μορίων, είτε τις περιστροφικές ή δονητικές μεταβάσεις, οι οποίες μπορούν να λειτουργήσουν ως το ανώτερο ενεργειακό επίπεδο για την απαιτούμενη αντιστροφή πληθυσμών για την παραγωγή λέιζερ. Ο πιο κοινός τύπος αυτού του είδους είναι το λέιζερ HF. Χημικά λέιζερ αυτού του τύπου μπορούν να δώσουν μεγάλες ισχύς εξόδου (ή ενέργειες) με καλή χημική αποδοτικότητα.

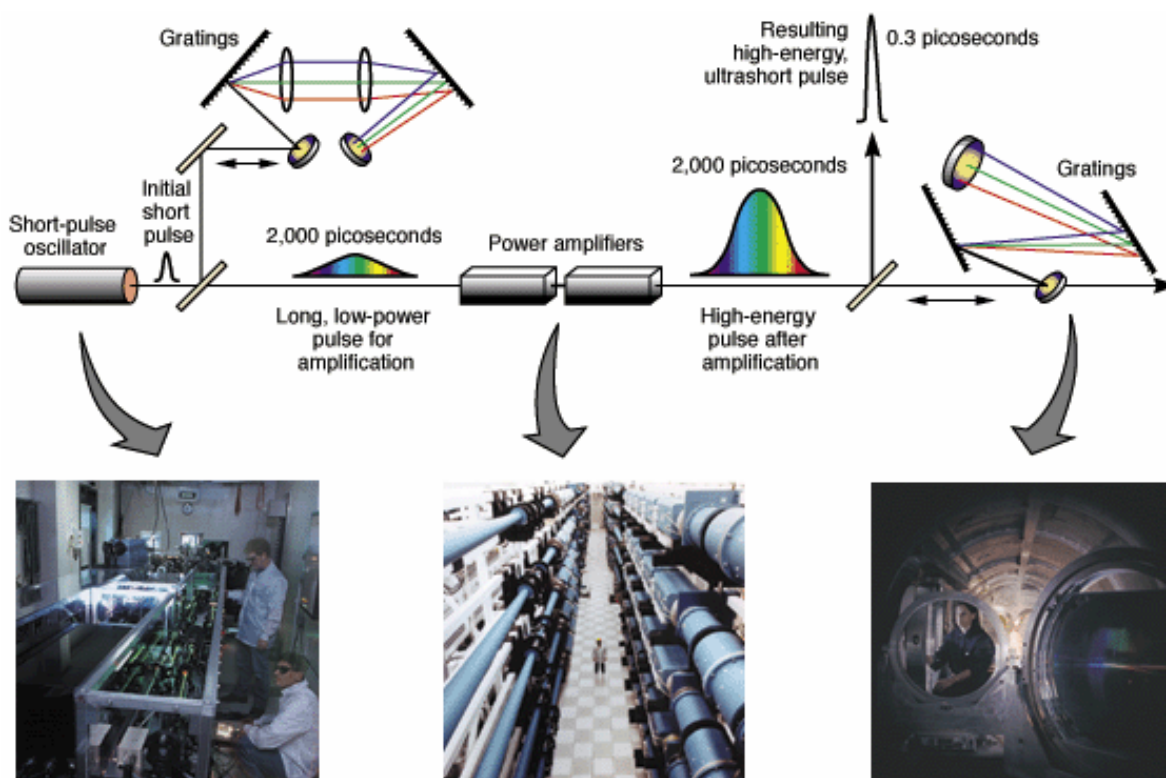


Εικόνα 1.5 : Διάγραμμα ενεργειακών καταστάσεων ενός λέιζερ διεγερμένων διμερών

Αυτές οι ενώσεις όπως το ArF, το KrF, και το XeCl δεν υπάρχουν στη φύση. Τέτοια μόρια μπορούν να σχηματιστούν μόνο όταν τα άτομα που τα αποτελούν διεγείρονται, και τότε το μόριο που σχηματίζεται υπάρχει μόνο σε αυτήν την διεγερμένη κατάσταση, δηλαδή για ένα όχι και πολύ μεγάλο χρονικό διάστημα. Όταν το μόριο πέσει στη βασική κατάσταση, τα δύο άτομα που πριν έλκονταν, αρχίζουν να αποδεσμεύουν το ένα το άλλο και το μόριο σπάει.

Το γεγονός αυτό, έχει ως αποτέλεσμα η βασική κατάσταση του μορίου να είναι μονίμως κενή και έτσι κάθε διεγερμένο μόριο να συνεισφέρει στο να διατηρηθεί η αντιστροφή πληθυσμού.

Για οποιαδήποτε ενίσχυση όμως, προσοχή πρέπει να ληφθεί στην επιλογή των οπτικών συστημάτων που χρησιμοποιούνται έτσι ώστε αυτά να μπορούν να υποστηρίξουν μεγάλες



Εικόνα 1.6 : Η τεχνική ενίσχυσης παλμού CPA (Chirped Pulse Amplification technique)

ροές ακτινοβολίας. Για αυτό το σκοπό, έχει αναπτυχθεί και εφαρμόζεται συνήθως μια σχετικά νέα μέθοδος που ονομάζεται chirped pulse amplification laser^[36].

Σύμφωνα με αυτήν την τεχνική (Εικόνα 1.6), ο πρώτος παλμός αναλύεται / επεκτείνεται στη συχνότητα / στο χρόνο με τη χρήση φραγμάτων περίθλασης, κατόπιν ενισχύεται για κάθε συχνότητα και με μια συμπληρωματική ρύθμιση των φραγμάτων διάθλασης ο παλμός συμπιέζεται τελικά πίσω πάλι. Το μειονέκτημα με αυτήν την διάταξη είναι ότι κάνει πολύ σύνθετη τη συνολική διαδικασία ενίσχυσης και επιπλέον περιορίζεται τόσο από την μέγιστη ροή φωτονίων που μπορούν να προσλάβουν τα διαφράγματα όσο και από τις μέγιστες κατασκευαστικές διαστάσεις των φραγμάτων χωρίς οπτικά σφάλματα καθώς και τη μέγιστη δυνατή διάμετρο των κρυστάλλων ενίσχυσης στις κοιλότητες του λέιζερ. Συνήθως ένα μέρος του αρχικού σχετικά μεγάλου χρονικά παλμού παραμένει και μεταφέρεται μαζί με τον βραχύχρονο παλμό. Ο λόγος των πλατών των δύο αυτών παλμών καθορίζει την χρονική ευκρίνεια του τελικού παλμού (temporal contrast). Ο φαρδύτερος χρονικά παλμός αποτελείται και από τον πρόπαλμο, (παλμό που προηγείται του κυρίου

παλμού) ο οποίος επίσης ενισχύεται και μπορεί να προκαλέσει διαφοροποιημένα αποτελέσματα βλάπτοντας τον στόχο αλλά και αλλοιώνοντας σημαντικά την τελική αλληλεπίδραση της βραχύχρονης δέσμης λέιζερ με αυτόν. Διάφορες διατάξεις προτείνονται παγκοσμίως για την αποβολή των προ παλμών αλλά με περιορισμένη αποδοτικότητα λόγω των σχετικά σύνθετων CPA συστημάτων ενίσχυσης των υπαρχόντων παλμικών συστημάτων λέιζερ.

Περιγραφή του προτεινόμενου σχήματος

Από τα παραπάνω, γίνεται κατανοητό ότι η ανεύρεση ενός συστήματος λέιζερ πολύ υψηλής ισχύος (ή εντάσεως), βραχύχρονης διάρκειας παλμών, καλών χαρακτηριστικών αλλά και κατά το δυνατόν μικρών διαστάσεων είναι ανοιχτό θέμα στις μέρες μας. Εναλλακτικά με όσα αναφέρθηκαν ως εδώ, στο Εργαστήριο Δομής της Ύλης και Φυσικής των Λέιζερ του πολυτεχνείου Κρήτης, βρίσκεται υπό μελέτη ένα νέο σύστημα το οποίο ονομάσαμε «Laser Neutron Driver»

Η κατασκευή και λειτουργία αυτού του νέου συστήματος λέιζερ βασίζεται σε συνδυασμό τριών διαφορετικών τεχνολογιών - τομέων γνώσης. Συγκεκριμένα, στο νέο υβριδικό σύστημα λέιζερ στερεού / αερίου, στην αλληλεπίδραση λέιζερ – ύλης για την παραγωγή πυρηνικών αντιδράσεων και στην τεχνική της πυρηνικής άντλησης ενός λέιζερ (Nuclear Pumped Laser NPL technique). Παρακάτω γίνεται μια μικρή αναφορά για κάθε μία από αυτές τις τεχνικές καταλήγοντας στο τέλος της παραγράφου αυτής στην προτεινόμενη διάταξη.

α) Το υβριδικό σύστημα λέιζερ στερεού/ αερίου

Το υβριδικό σύστημα λέιζερ στερεού / αερίου αποτελείται από ένα λέιζερ στερεάς κατάστασης το οποίο παράγει έναν παλμό ο οποίος με την σειρά του χρησιμοποιείται ως ο παλμός – σπόρος για την άντληση ενός (δεύτερου) συστήματος λέιζερ αερίου. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η ενίσχυση του πρωτεύοντος παλμού με πολύ καλά αποτελέσματα. Αυτό το σύστημα είναι τώρα υπό ανάπτυξη σε λίγα εργαστήρια στη Ρωσία [Lebedev], την Ευρώπη [LP3, TUC, IESL] και τις ΗΠΑ [Los Alamos]. Πιο

συγκεκριμένα, ένα λέιζερ Ti:Sapph. χρησιμοποιείται για την παραγωγή fsec παλμών διπλασιασμένων σε συχνότητα από τους αρχικούς παλμούς οι οποίοι στη συνέχεια ενισχύονται σε μια δεύτερη κοιλότητα όπου το ενεργό μέσο είναι αέριο. Ο τελικός παλμός λέιζερ παράγεται κατά τις μεταβάσεις κυρίως των KrF, XeCl, και XeF τα οποία παράγονται με φωτοχημικές διαδικασίες και με βασικότερη έμφαση στη μετάβαση του φωτοχημικά παραγόμενου XeF (C-A) ^{[37],[38]}. Αυτή η συγκεκριμένη μετάβαση έχει εξαιρετικά ευρεία φασματική περιοχή, που επιτρέπει την ενίσχυση των οπτικών παλμών διάρκειας έως και 10 fsec και υψηλής ενεργειακής πυκνότητας ($\sim 0.05 \text{ J/cm}^2$), κάτι που είναι ιδιαίτερα ευνοϊκό για το σχεδιασμό των σχετικά συμπαγών ενισχυτών λέιζερ τελικής ισχύος TW. Επιπλέον, με την χρησιμοποίηση ενός διεγερμένου διμερούς ως ενισχυτή το σύστημα όλο μπορεί να απλοποιηθεί και να μειωθεί αισθητά το κόστος κατασκευής του αποφεύγοντας έτσι και την επίδραση των μη γραμμικών φαινομένων που εμφανίζονται στα λέιζερ στερεάς κατάστασης. Το κόστος μειώνεται ακόμα περισσότερο αν ληφθεί υπόψιν ότι το σύστημα άντλησης του διεγερμένου διμερούς είναι πολύ πιο φτηνό σε σύγκριση με τον εξοπλισμό που χρησιμοποιείται για την άντληση ενός Ti:Sapph.

Η ομάδα από το ινστιτούτο του Lebedev της Μόσχας^[39] είναι αυτή που ξεκίνησε την μελέτη για την ανάπτυξη συστημάτων διεγερμένων διμερών στα οποία εφαρμόζεται η μέθοδος της φωτοχημικής οδήγησης του ενεργού μέσου. Από την έρευνα που έχει μέχρι τώρα διεξαχθεί εκεί καθώς και στα υπόλοιπα εργαστήρια που προαναφέρθηκαν, προκύπτει μια μεγάλη συλλογή πληροφοριών για τα τεχνικά χαρακτηριστικά του βέλτιστου σχήματος όσων αφορά στο ηλεκτρικό και ηλεκτρονικό εξοπλισμό. Επίσης σε ένα κοινό πρόγραμμα του Πολυτεχνείου Κρήτης και του Ιδρύματος Τεχνολογίας και Έρευνας του Πανεπιστημίου Κρήτης μελετάται η ανάπτυξη του λεγόμενου «Blue Laser» το οποίο αφορά την ενίσχυση ενός fsec παλμού λέιζερ σε μια κοιλότητα διεγερμένου διμερούς το οποίο (διμερές) διεγείρεται και αντλείται με συμβατικές μεθόδους. Το αποτέλεσμα αυτών των πειραμάτων προς το παρόν είναι η επίτευξη μιας ενίσχυσης του αρχικού παλμού της τάξεως του 10^4 για διάρκεια παλμού των 300fs^[40]. Τα πειράματα αυτά δείχνουν την δυνατότητα άντλησης αρχικών - σπόρων βραχύχρονων παλμών με πολύ καλά χωρικά και χρονικά χαρακτηριστικά..

Η άμεση ενίσχυση οπτικών παλμών της τάξεως των μερικών fsec σε φωτοχημικά οδηγούμενο ενεργό μέσο [όπως Xe₂CL, και XeF (C-A)] δεν έχει δοκιμαστεί πριν. Μια πρώτη προκαταρκτική ανάλυση των κρίσιμων παραμέτρων για την άμεση ενίσχυση των ισχυρών fsec παλμών έχει δείξει ότι αυτή η έννοια είναι ελπιδοφόρα για την ανάπτυξη συστημάτων λέιζερ με διάρκεια παλμών έως και 25-30 fsec και με δυνατή ισχύ εξόδου της

τάξεως των multiterawatt (τουλάχιστον μέχρι 10^{15} W) δίνοντας χρονική ευκρίνεια του μεγίστου του παλμού μέχρι και 10^{-9} .

β) Τεχνική πυρηνικής άντλησης λέιζερ (Nuclear Pumping Technique)

Η δεύτερη τεχνολογία που μπορεί να εφαρμοστεί για το προτεινόμενο πείραμα καλύπτει την περιοχή της άντλησης ενός λέιζερ με την τεχνική της πυρηνικής άντλησης ενέργειας (NPL) ^[41]. Αυτή η τεχνική έχει μελετηθεί εκτενώς παγκοσμίως τα τελευταία έτη για την ανάπτυξη κοιλοτήτων λέιζερ υψηλής ισχύος ^{[42],[43],[44]}. Εδώ, για την άντληση του ενεργού μέσου χρησιμοποιούνται πυρήνες και σωματίδια τα οποία παράγονται κατά την διάρκεια διαφόρων πυρηνικών αντιδράσεων σχάσης. Στη συνέχεια αυτά τα παράγωγα σχάσης εισάγονται στην κοιλότητα στην οποία έχει τοποθετηθεί το ενεργό μέσο και, μέσω συγκρούσεων εναποθέτουν μεγάλες ποσότητες ενέργειας σε αυτό δημιουργώντας έτσι την απαραίτητη αντιστροφή πληθυσμών για την παραγωγή του λέιζερ.

Διάφορα μίγματα του αερίου Xe με άλλα αέρια όπως τα Ne, He, Ar, ή και τα H₂, Hg, Kr, και Cl έχουν μελετηθεί για να χρησιμοποιηθούν ως ενεργά μέσα. Σε αυτά τα μίγματα, το lasing παράγεται από την αντιστροφή πληθυσμών του πρώτου αερίου ενώ ένας συνδυασμός των υπολοίπων 1, 2 έως και 3 αερίων υπό κατάλληλες συνθήκες πίεσης αποτελούν το μέσο για την απορρόφηση της επιπλέον ενέργειας ώστε να διατηρηθεί και να ενισχυθεί η επιθυμητή μετάβαση. Το όριο ροής νετρονίων για την άντληση ενός λέιζερ αερίου ενεργού μέσου κυμαίνεται στην περιοχή μεταξύ $5 \cdot 10^{14}$ έως 10^{17} n/sec/cm² ανάλογα με τις ενέργειες αυτών και την επιθυμητή μετάβαση. Πιο εκτεταμένα έχει μελετηθεί η χρησιμοποίηση των νετρονίων που προκύπτουν από τη σχάση του ουράνιου ^{[45],[49]}. Με μια κατάλληλη διάταξη, μια ροή νετρονίων της τάξης 10^{15} n/sec/cm² μπορεί να επιτευχθεί η οποία κατά μέσο όρο αποτελεί και το όριο ροής για την άντληση ενός λέιζερ

Η επιστημονική κοινότητα, έχει δείξει μεγάλο ενδιαφέρον για την ανάπτυξη αυτών των συστημάτων λέιζερ καθώς, η χρήση πυρηνικής ενέργειας για την άντληση ενός λέιζερ, αναμένεται να αποτελέσει την τεχνολογία με βάση την οποία θα μπορέσουν να παραχθούν τα πιο ισχυρά παλμικά λέιζερ. Οι διατάξεις αυτές όμως, παραμένουν αρκετά ογκώδεις και μεγάλου κόστους, καθώς συμπεριλαμβάνουν την χρήση αντιδραστήρων και ουράνιου. Η αρχή λειτουργίας τους όμως και τα τεχνικά χαρακτηριστικά αυτών, έχουν ευρύτατα μελετηθεί και μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την κατασκευή του προτεινόμενου λέιζερ μικρών διαστάσεων.

γ) Αλληλεπίδραση παλμών λέιζερ με διάφορες μορφές της ύλης για τη διέγερση πυρηνικών αντιδράσεων

Η ιδέα της χρησιμοποίησης ισχυρών παλμών λέιζερ για την επιτάχυνση σωματιδίων τα οποία στη συνέχεια μπορούν να προκαλέσουν πυρηνικές αντιδράσεις είναι ένα από τα θέματα που πρωτοαπασχόλησαν σε μία δημοσίευσή τους, τους Boyer, Luk και Rhodes το 1988^[17]. Λίγο πιο μετά, το 1990 στη Βρετανία και στην Αμερική προτάθηκαν τα πρώτα πειράματα για την παραγωγή φωτο-πυρηνικών αντιδράσεων (photonuclear reactions).

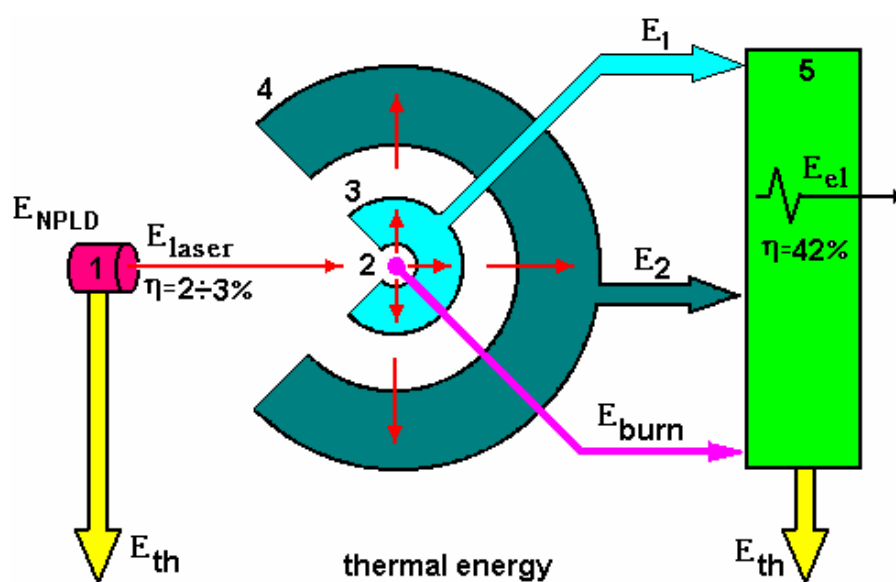
Δύο δυνατά σχήματα έχουν προταθεί για την παραγωγή νετρονίων με την χρήση λέιζερ. Το ένα από τα δυο αυτά σχήματα που έχει δώσει αποτελέσματα στις μέρες μας είναι εκείνο στο οποίο παλμοί λέιζερ εντάσεως $\geq 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ αλληλεπιδρούν με στερεό (ή αέριο) στόχο παράγοντας πολύ ενεργητικά ηλεκτρόνια. Αυτά τα ηλεκτρόνια ταξιδεύοντας μέσα στο στόχο, συγκρούονται με άτομά του και χάνουν την ενέργειά τους προς παραγωγή ακτινοβολίας γ (bremsstrahlung). Στην συνέχεια, και πίσω από τον πρώτο στόχο τοποθετούνται σάντουιτς στόχων αποτελούμενων από διάφορα υλικά τα οποία μπορούν να παράγουν αντιδράσεις (γ, n) με μεγάλη απόδοση. Κατ' αυτόν τον τρόπο αυξάνεται κατά πολύ ο αριθμός των παραγόμενων νετρονίων. Τέλος, τοποθετείται το σχάσιμο υλικό, π. χ. το ουράνιο το οποίο μπορεί να υποστεί σχάση είτε με την επίδραση των γ φωτονίων (γ, f) είτε με τον βομβαρδισμό αυτού από τα ήδη παραχθέντα νετρόνια (n, f) ^{[46],[47],[48],[49],[50]}.

Η επιβράδυνση των ενεργητικών ηλεκτρονίων μέσα στον πρωτεύον στόχο προς παραγωγή ακτινοβολίας γ , ενισχύεται ανάλογα προς το τετράγωνο του ατομικού αριθμού του στοιχείου του στόχου, γι' αυτό και ευνοούνται στοιχεία μεγάλου Z . Συνήθως χρησιμοποιούνται στόχοι τανταλίου ή χρυσού. Για αυτούς τους στόχους έχει μετρηθεί παραγωγή φωτονίων γ με ενέργειες μεγαλύτερες από 20 MeV. Σε πειράματα όπου το σχάσιμο υλικό ήταν το ουράνιο, και για εντάσεις λέιζερ $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ και πάχος του στόχου – ουρανίου 2 χιλιοστά, ο αριθμός των υπολογιζόμενων σχάσεων έφτασε τις 10^6 ανά παλμό αποδεικνύοντας έτσι ότι αυτή η μέθοδος μπορεί να είναι αρκετά αποδοτική.

Στο δεύτερο σχήμα που δοκιμάζεται προς την ίδια κατεύθυνση, χρησιμοποιείται στόχος σε μορφή κυλίνδρου ο οποίος γεμίζεται με αέριο. Τα ιόντα του αερίου, επιταχύνονται από έναν παλμό λέιζερ και αλληλεπιδρούν με τα τοιχώματα τα οποία περιέχουν το υλικό για την πυρηνική αντίδραση. Το αέριο που θα χρησιμοποιηθεί καθώς και ο στόχος στα τοιχώματα του κυλίνδρου επιλέγονται σύμφωνα με τις συγκεκριμένες απαιτήσεις ανάλογα με τις εκάστοτε πυρηνικές αντιδράσεις που επιθυμείται να παραχθούν. Αυτή η διάταξη

έχει προταθεί ως πηγή γρήγορων νετρονίων καθώς και νετρονίων με ενδιάμεσες ενέργειες τα οποία μπορούν να δημιουργήσουν διάφορα ισότοπα ή και να παράγουν ακτινοβολία γ σε ένα ευρύ φάσμα ενεργειών

Εκτός από την πυρηνική σχάση, έντονη ερευνητική δραστηριότητα υπάρχει και στην περιοχή της παραγωγής θερμοπυρηνικής ενέργειας σε μικροστόχους οι οποίοι ακτινοβολούνται από παλμικές πηγές λέιζερ. Αυτή η διαδικασία ονομάστηκε σύντηξη λέιζερ (Laser Fusion). Η σύντηξη λέιζερ επιτυγχάνεται με την ακτινοβολήση κυρίως DT στόχων σε κατάσταση πάγου ή αερίου υπό υψηλής πίεσης^[51]. Με βάση αυτήν την τεχνική αναπτύχθηκαν διάφορες ιδέες, όπως η κατασκευή ενός υβριδικού αντιδραστήρα σχάσης – σύντηξης διεγερομένων από ένα λέιζερ για την τελική παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Η ιδέα αυτή συνδυάζει και την προαναφερθείσα τεχνική της πυρηνικής άντλησης καθώς η δέσμη λέιζερ που προκαλεί την σύντηξη των DT στόχων παράγεται από μια NPL κοιλότητα (Σχήμα 1.7) σε σχήμα διπλών καλυμμάτων.



Εικόνα 1.7: Σχηματική αναπαράσταση ενός υβριδικού αντιδραστήρα σχάσης – σύντηξης
1. NPL, 2. Στόχος, 3. Πρώτο κάλυμμα για τον πολλαπλασιασμό των n , 4. Δεύτερο κάλυμμα για τον πολλαπλασιασμό των n , 5. Μονάδα μετατροπής σε ηλεκτρική ενέργεια ('Fission-Fusion reactor initiated by a laser', A. P. Barzilov et. Al).
www.tfd.chalmers.se/~valeri/Ajax/zrod.html

Κατά την αλληλεπίδραση όμως στερεών, υγρών ή και αέριων στόχων με το λέιζερ, η απορρόφηση της ενέργειας του λέιζερ από τους στόχους είναι εξαιρετικά μικρή. Για να βελτιωθεί η απορρόφηση μια νέα κατηγορία πειραμάτων αφορά την αλληλεπίδραση βραχύχρονων παλμών λέιζερ με 'cluster.' Στην περίπτωση αυτή έχει παρατηρηθεί ότι επιτυγχάνεται απορρόφηση της ενέργειας του λέιζερ έως και 99%. Τα cluster είναι υπέρ-συμπυκνώματα αερίων 200.000 – 250.000 ατόμων ή μορίων τα οποία συγκρατούνται

ενωμένα μεταξύ τους με δυνάμεις van der Waals. Τα cluster αποτελούν μια ενδιάμεση κατάσταση μεταξύ αερίου και στερεού για την φύση και τον τρόπο παραγωγής τον οποίων γίνεται μια εκτενής αναφορά στο δεύτερο κεφάλαιο του πρώτου μέρους της εργασίας αυτής.

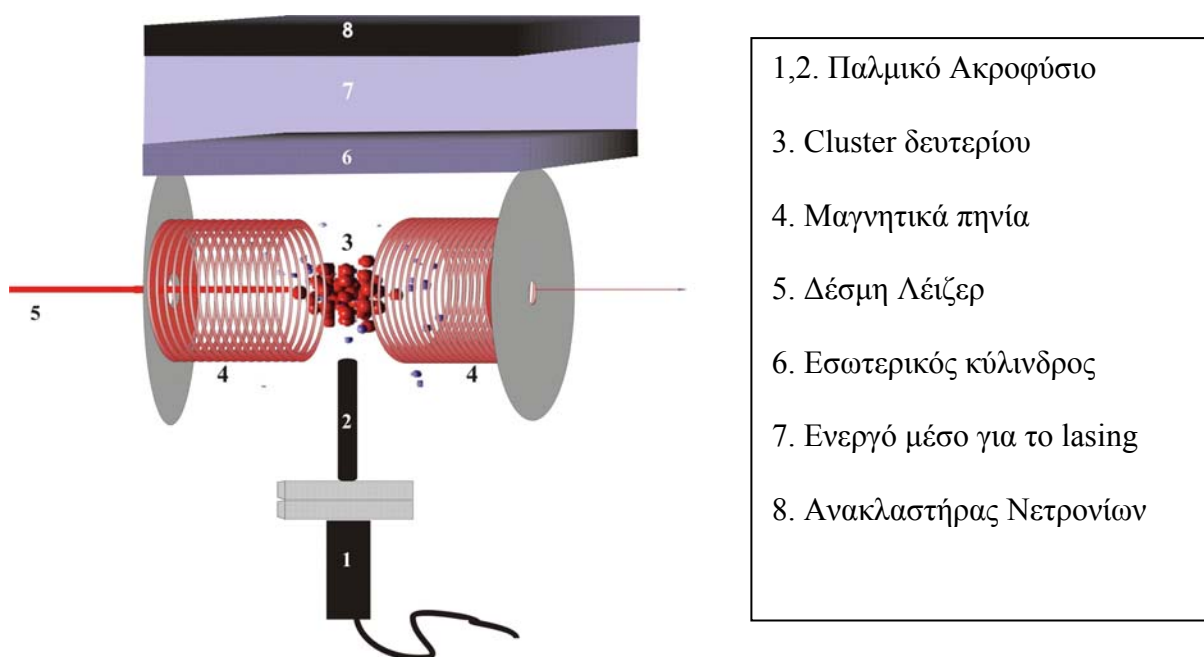
Αυτός ο τομέας ανάπτυξης αποτελεί έντονο τομέα ενδιαφέροντος τα τελευταία χρόνια. Η σύντηξη λέιζερ επιτυγχάνεται κατά την αλληλεπίδραση λέιζερ – cluster δευτερίου. Η ενέργεια του λέιζερ απορροφάται από τα cluster, τα άτομα ιονίζονται και ακολουθεί εκτόνωση των cluster λόγω ενός συνδυασμού υδροδυναμικής εκτόνωσης και έκρηξης Coulomb (Δες Κεφάλαιο 2). Τα ιόντα του δευτερίου, λόγω της μεγάλης ενέργειάς τους που φτάνει έως και τις μερικές δεκάδες keV, μπορούν να οδηγήσουν σε αντιδράσεις σύντηξης προς παραγωγή πολύ ενεργητικών νετρονίων. Ο αριθμός των παραγόμενων νετρονίων λόγω των συγκρούσεων των ιόντων δευτερίου, είναι ανάλογος του τετραγώνου της αριθμητικής πυκνότητας του αερίου του cluster. Μετά την εκτόνωση των cluster όμως η πυκνότητα μειώνεται πολύ γρήγορα και άρα και ο αριθμός των συγκρούσεων που οδηγούν σε παραγωγή νετρονίων. Για την βελτιστοποίηση της όλης διαδικασίας λοιπόν, έχει προταθεί η τοποθέτηση της όλης διάταξης μέσα σε μαγνητικό πεδίο ώστε να περιοριστεί μαγνητικά η απομάκρυνση των ιόντων. Εναλλακτικά με το δευτέριο επίσης, έχει προταθεί η χρήση cluster μεθανίου του δευτερίου (CD_4) ή μικροσταγόνων D_2O . Τα πρώτα αποτελέσματα αυτών των πειραμάτων έχουν δείξει ότι για fsec παλμούς λέιζερ υπερ υψηλών εντάσεων, είναι εφικτή παραγωγή νετρονίων που μπορεί να φτάσει και τα 10^3 - 10^4 ανά παλμό.

δ) Τελικό σχήμα

Συνδυάζοντας τις προαναφερθείσες τεχνολογίες, ένα λέιζερ υψηλής ισχύος μπορεί να κατασκευαστεί ως εξής : Αρχικά, ένας υψηλής ευκρίνειας (high contrast) fsec παλμός αλληλεπιδρά με κατάλληλο στόχο προς παραγωγή ενός ενισχυμένου αριθμού νετρονίων τα οποία, εισάγονται σε κατάλληλο ενεργό μέσο ώστε να παράγουν μια σημαντική αναστροφή πληθυσμών.

Ο αρχικός fsec παλμός μπορεί να προέρχεται από ένα Ti:Sapph λέιζερ. Για να επιλεχθεί έπειτα το κατάλληλο σχήμα ώστε να επιτευχθεί ο επιθυμητός πολλαπλασιασμός των νετρονίων, ελέγχθηκαν δύο σχήματα. Στο ένα, ο πολλαπλασιασμός των νετρονίων επιτυγχάνεται μέσω μιας σειράς (γ, n) και (γ, f) αντιδράσεων πάνω σε στόχους υψηλού Z όπου η ακτινοβολία γ προέρχεται από την αλληλεπίδραση των πολύ ενεργητικών

ηλεκτρονίων που επιταχύνονται από το λέιζερ μέσα στον αρχικό στόχο, με τα άτομα του στόχου. Η διαδικασία αυτή όπως αναλύθηκε παραπάνω^[27], είναι αρκετά αποδοτική αλλά μειονεκτεί όσον αφορά στην αρχική απορρόφηση της ενέργειας του λέιζερ. Για το λόγο αυτό, το δεύτερο σχήμα, το οποίο και επιλέχθηκε τελικά, είναι η αλληλεπίδραση του fsec λέιζερ με cluster CD_4 . Τα cluster αυτά παράγονται από ένα παλμικό ακροφύσιο το οποίο συγχρονίζεται με ένα παλμικό μαγνητικό πεδίο και το σύστημα λέιζερ ώστε η αλληλεπίδραση να λαμβάνει χώρα στο μέσον της κοιλότητας όπου το μαγνητικό πεδίο έχει την μέγιστη του τιμή. Από πρόσφατα πειράματα^{[27], [28]} γνωρίζουμε ότι για εντάσεις λέιζερ 10^{18} W/cm^2 τα ιόντα δευτερίου που παράγονται έχουν μέγιστες ενέργειες έως και 100-120 keV και οδηγούν σε παραγωγή νετρονίων $10^3 - 10^4$ ανά παλμό λέιζερ. Ο τελικός στόχος της ερευνητικής δραστηριότητας του Εργαστηρίου είναι για fsec παλμούς, ο τελικός αριθμός των παραγόμενων νετρονίων να ανέλθει στην αριθμό των 10^{10} /lasershot.



Εικόνα 1.8: Η προτεινόμενη πειραματική διάταξη για την μελέτη τόσο του NPL σχήματος όσο και του κατάλληλου ενεργού μέσου της κοιλότητας διεγερμένων διμερών.

Στην εικόνα, τα 6,7 και 8 μέρη φαίνονται σε πρόσοψη και έχουν κυλινδρική μορφή περιβάλλοντας το παλμικό μαγνητικό πεδίο και το παλμικό ακροφύσιο. Τόσο το ακροφύσιο όσο και το μαγνητικό πεδίο μπορούν να λειτουργήσουν σε συχνότητα 10Hz και είναι συγχρονισμένα σε δέσμη λέιζερ 10Hz επίσης. Δύο καθρέφτες (οι οποίοι δεν είναι ορατοί στο σχήμα), ένας επίπεδος και ένας σφαιρικός (εστιακής απόστασης 3 μέτρων), και ένας μονοχρωμάτορας επιτρέπουν την μέτρηση του φθορισμού στην κοιλότητα.

Με δεδομένο το γεγονός ότι στο προσεχές μέλλον πρόκειται να εγκατασταθούν σε Ευρωπαϊκά εργαστήρια μεγάλης ισχύος λέιζερ, ενώ παράλληλα στο στάδιο της ανάπτυξης βρίσκεται και η παραγωγή υπερσχυρών παλμικών μαγνητικών πεδίων της τάξεως των

300 Tesla, η προτεινόμενη διάταξη (Εικόνα 1.8) είναι δυνατόν να οδηγήσει σε ροές νετρονίων μεγαλύτερες από 10^{12} /laser shot.

Στην εικόνα 1.8, το ενεργό μέσο βρίσκεται στον ενδιάμεσο χώρο μεταξύ του εσωτερικού κυλίνδρου και ενός εξωτερικού ανακλαστήρα νετρονίων και αποτελείται από ένα διεγερμένο διμερές. Για την επίτευξη στενών ισχυρών και υψηλής ευκρίνειας παλμών υπάρχουν συγκεκριμένοι περιορισμοί για την φύση του αερίου που θα χρησιμοποιηθεί. [52], [53], [54], [55], [56]

Πιθανό ενεργό μέσο που μπορεί να χρησιμοποιηθεί είναι το XeF ή το XeBr σε διάφορα μίγματα αερίων τα οποία θα χρησιμοποιηθούν ως buffer gas όπως οι συνδυασμοί Ar / N / XeF He³ / Ar / XeF. Η πιθανή χρήση μάλιστα του He³ μπορεί να αυξήσει την αποδοτικότητα της διάταξης μειώνοντας το όριο ροής των νετρονίων για lasing σε 10^{12} /cm² s .

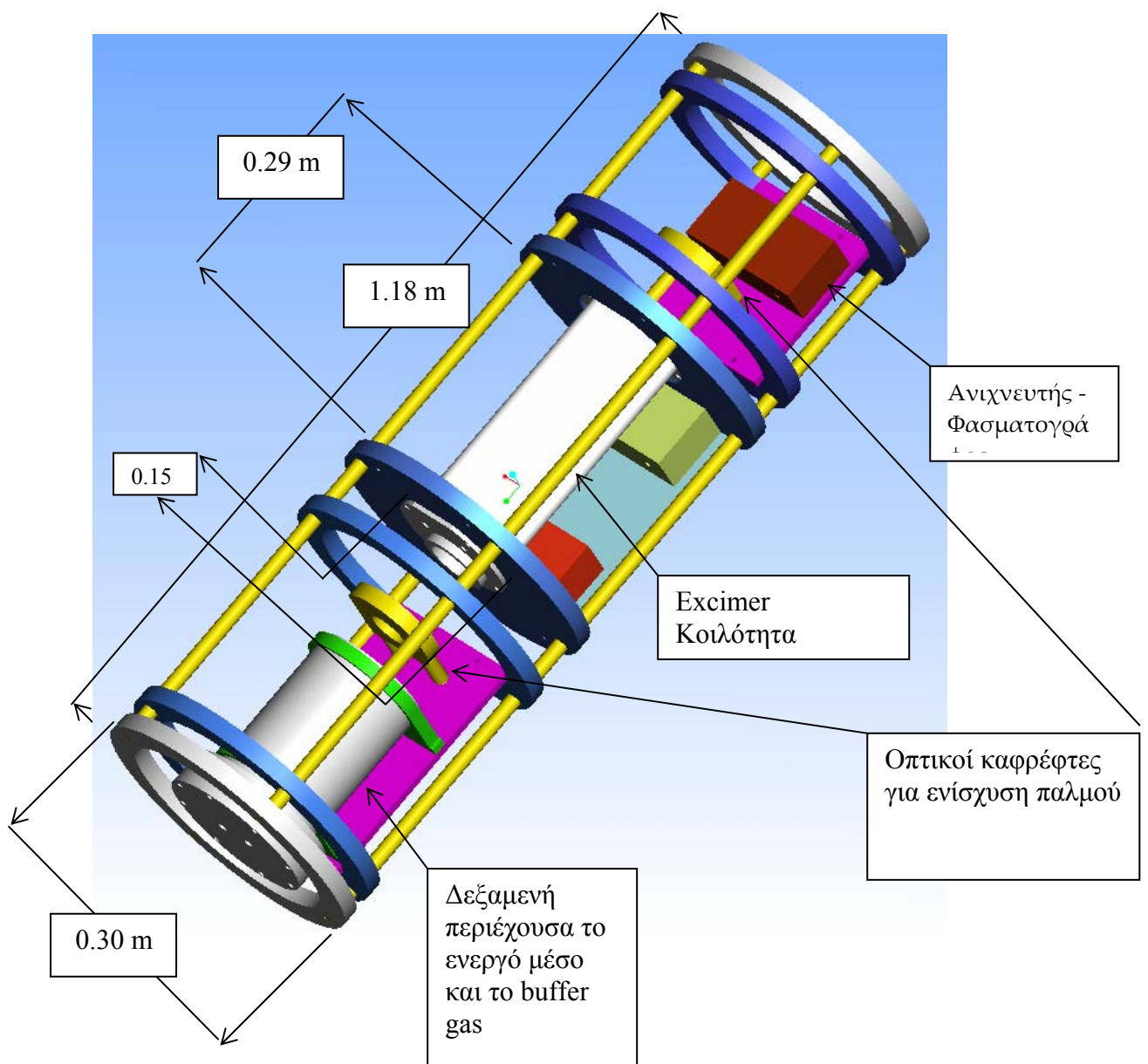
Όπως παρουσιάστηκε λοιπόν η προτεινόμενη διάταξη αποσκοπεί στην παραγωγή μεγάλης ροής νετρονίων για την μελέτη της άντλησης διαφόρων μειγμάτων αερίων Η σχετικά μικρών διαστάσεων διάταξη προτείνεται διότι επιτρέπει την εύκολη και γρήγορη μελέτη των διαφορετικών πειραματικών παραμέτρων και αποτελείται από ένα υβριδικό σύστημα λέιζερ όπου το ενεργό μέσο βρίσκεται μέσα σε μια NPL κοιλότητα και η αναστροφή πληθυσμών επιτυγχάνεται από νετρόνια προερχόμενα από σύντηξη των cluster δευτεριομένου μεθανίου που αλληλεπιδρά με βραχύχρονους παλμούς λέιζερ.

Πρίν από το τελικό πείραμα διάφορα διαγνωστικά πειράματα πρέπει να γίνουν. Το ένα σκέλος των πειραμάτων αφορά στην διάταξη της σύντηξης λέιζερ. Ήδη, τα πρώτα πειράματα, προς παραγωγή νετρονίων με την χρήση cluster δευτερίου τα οποία παράγονται από ένα ακροφύσιο έχουν γίνει, επιβεβαιώνοντας την παραγωγή ροής νετρονίων της τάξης των 10^3 - 10^4 ανά παλμό για σχετικά χαμηλές ενέργειες ιόντων στο Livermore. Βελτιωμένα πειράματα έχουν γίνει στο πολυτεχνείο ENSTA της Γαλλίας με την εισαγωγή και του μαγνητικού πεδίου, μικρής έντασης έως τώρα, της τάξεως των 3 T. Σχετικά πρόσφατη δημοσίευση⁵⁷ μάλιστα, αναφέρει την επίτευξη παραγωγής στο εργαστήριο παλμικών μαγνητικών πεδίων της τάξεως έως και 300T για διάρκεια παλμού έως μερικών msec. Στην συγκεκριμένη κατασκευή, οι παλμοί αυτοί προέρχονταν από μαγνητικά πηνία ικανά να παράγουν 260T σε 8mm διάμετρο και 310T σε 5mm διάμετρο. Φτάνοντας στο όριο των 310T φυσικά η διάταξη κατεστράφη αλλά η προσπάθεια αυτή από μόνη της δίνει ελπίδες για την μελλοντική επίτευξη τεράστιων μαγνητικών πεδίων στο εργαστήριο σε συνθήκες ανάλογες με αυτές που απαιτούνται για την διεξαγωγή των πειραμάτων σύντηξης λέιζερ εντός μεγάλων μαγνητικών πεδίων. Ο τομέας αυτός μάλιστα αποτελεί ενεργό τομέα εξέλιξης τα τελευταία χρόνια και έχει προσοδοφόρο μέλλον⁵⁸.

Προς το παρόν, τα πρώτα πειράματα μπορούν να γίνουν με την χρήση συμβατικών και σχετικά πιο οικονομικών πηνίων.

Επίσης όσων αφορά στο δεύτερο σκέλος των πειραμάτων, στο εργαστήριο έχει ήδη κατασκευαστεί η διάταξη που θα βοηθήσει στον έλεγχο του προτεινόμενου αερίου. Ο έλεγχος θα γίνει μεταξύ εκείνων των αερίων που έχουν δείξει πολύ καλή συμπεριφορά όταν αντλήθηκαν φωτοχημικά. Αυτού του είδους ο έλεγχος έχει γίνει ήδη για άλλα σχήματα, στο εργαστήριο του Lebedev το οποίο συνεργάζεται με το εργαστήριο δομής της ύλης και φυσικής των λέιζερ. Για την άντληση αυτών των διμερών με το νέο σχήμα, δηλαδή με κατάλληλη ροή νετρονίων, πειράματα με τη χρήση μιας γεννήτριας νετρονίων σχεδιάζονται στο άμεσο μέλλον. Στο εργαστήριο έχει μελετηθεί, σχεδιαστεί και κατασκευαστεί μια διάταξη για αυτό το σκοπό από τους κυρίους Βαρδάκη Μανώλη και Αποστολάκη Μανώλη στο οποίο μια γεννήτρια νετρονίων μπορεί να προσαρμοστεί αρχικά για να παράγει την επιθυμητή ροή νετρονίων (Σχήμα 1.12). Για την χρήση μιας τέτοιας γεννήτριας, έχει ήδη γίνει μια πρώτη επαφή με ενδιαφερόμενα εργαστήρια και ερευνητές.

Παράλληλα με αυτά τα πρώτα πειράματα όμως απαραίτητη είναι και η θεωρητική απόδειξη και πρόβλεψη των πιθανών αποτελεσμάτων. Αυτός είναι και ένας βασικός λόγος που στο δεύτερο μέρος της εργασίας αυτής επιχειρείται η αριθμητική προσομοίωση της εκτόνωσης των ιόντων δευτερίου που προκύπτουν από την αλληλεπίδραση του παλμού λέιζερ με τα cluster δευτερίου μέσα σε μαγνητικό πεδίου 50-200 Tesla ώστε να βρεθεί ο αναμενόμενος αριθμός παραγόμενων νετρονίων από την σύντηξη αυτών και να επιβεβαιωθεί, υπό των δεδομένων συνθηκών, η δυνατότητα της άντλησης του λέιζερ διεγερμένων διμερών από την προτεινόμενη διάταξη. Εκτός αυτής της εφαρμογής όμως, η σύντηξη λέιζερ προς παραγωγή παλμικής πηγής νετρονίων, έχει και κάποιους άλλους πολύ σημαντικούς τομείς εφαρμογών, που αφορούν στην μελέτη υλικών αλλά και την ιατρική. Αντίστοιχες πηγές νετρονίων χρησιμοποιούνται σήμερα για αυτούς τους σκοπούς. Η βελτίωση των χαρακτηριστικών αυτών των πηγών είναι κάτι που ίσως μπορεί να προσφέρει η προτεινόμενη διάταξη σύντηξης λέιζερ εντός μαγνητικού πεδίου.



Εικόνα 1.12 : Σχέδιο της κατασκευής για την πειραματική μελέτη του NPL σχήματος και του κατάλληλου ενεργού μέσου. (Σχέδιο υπό του κ. Μανώλη Βαρδάκη)

1.3 Υπάρχουσες πηγές/ γεννήτριες νετρονίων

Οι γεννήτριες νετρονίων είναι διατάξεις οι οποίες περιλαμβάνουν έναν γραμμικό επιταχυντή και παράγουν νετρόνια μέσω σχάσης ισοτόπων του υδρογόνου. Η σχάση λαμβάνει χώρα κατά την πρόσκρουση επιταχυνόμενης δέσμης δευτερίου, τριτίου ή μίγματος αυτών πάνω σε μεταλλικούς στόχους οι οποίοι επίσης περιέχουν δευτέριο, τρίτιο ή μίγμα αυτών. Υπάρχουν δύο ειδών διατάξεων σε αυτήν την κατηγορία γεννητριών, δηλαδή γεννήτριες οι οποίες χρησιμοποιούν σωλήνες κενού και γεννήτριες οι οποίες χρησιμοποιούν σωλήνες αερίων. Στην πρώτη περίπτωση μπορούν να παραχθούν παλμοί νετρονίων της τάξης των msec ενώ στην δεύτερη παράγονται παλμοί διάρκειας έως και μερικών msec αλλά με αρκετά μικρότερες ροές νετρονίων.

Μια δεύτερη κατηγορία γεννητριών νετρονίων είναι εκείνες οι διατάξεις οι οποίες δεν χρησιμοποιούν στερεό στόχο αλλά αέριο και βασική αρχή τους είναι ο εσωτερικός περιορισμός (inertial confinement) του παραγόμενου πλάσματος δευτερίου είτε μαγνητικά είτε ηλεκτροστατικά (inertial electrostatic confinement - fusor). Σε αυτήν την κατηγορία ανήκει και η λεγόμενη plasma focus device, διάταξη η οποία χρησιμοποιείται κυρίως για ερευνητικούς σκοπούς όσων αφορά στην παραγωγή νετρονίων.

Η χρησιμότητα όμως των νετρονίων εκτείνεται σε ένα πολύ μεγάλο φάσμα εφαρμογών κάτι που καθιστά την εξέλιξη της επιστήμης της σχετιζόμενης με την παραγωγή νετρονίων γενικότερα φλέγον θέμα στις μέρες μας.

1.4 Εφαρμογές πηγών νετρονίων

Τα νετρόνια μπορούν να διεισδύσουν βαθιά ώστε να βρουν ελαττώματα σε μεγάλα μηχανικά τμήματα συσκευών ή και σε λεπτεπίλεπτες μικροσυσκευές, μπορούν να ‘φωτογραφίσουν’ την σύσταση βιολογικών συστημάτων ή πολυμερών, να ‘αισθανθούν’ την ύπαρξη ρευστών σε γεωλογικούς σχηματισμούς και να εξετάσουν στερεά και αέρια σε ατομική κλίμακα. Έτσι, οι ιδιότητες τους τα καθιστούν ένα πολύ ισχυρό όργανο μελέτης, κατανόησης, ελέγχου και θεραπείας.

Η πιο γνωστή εφαρμογή είναι η ανάλυση σύστασης υλικών μέσω νετρονιακής ενεργοποίησης αυτών (Neutron activation analysis - NAA). Η NAA είναι μια υψηλής

ευαισθησίας αναλυτική τεχνική η οποία χρησιμοποιείται για τον καθορισμό της βασικής σύστασης διαφόρων υλικών με διακριτική ικανότητα έως και 1 προς 1 δισεκατομμυριοστό. Παρόλο που υπάρχουν διάφορες άλλες τεχνικές, η NAA είναι αυτή που χρησιμοποιείται ακόμα και για την αξιολόγηση κάθε νέας τέτοιας μεθόδου ή και για την τελική πιστοποίηση των αποτελεσμάτων των άλλων αναλύσεων. Περίπου 100.000 δείγματα περνούν από NAA έλεγχο κάθε χρόνο.



Εικόνα 1.9: Νετρονιακή ραδιογραφία φυτού

Η αρχή λειτουργίας της είναι η εξής: Από την γεννήτρια εκπέμπεται δέσμη νετρονίων γνωστών χαρακτηριστικών η οποία προσπίπτει σε ένα δείγμα. Το δείγμα ενεργοποιείται και εκπέμπει δευτερεύουσα ακτινοβολία γ καθώς το διεγερμένο δείγμα μεταπίπτει σε χαμηλότερες ενεργειακές στάθμες. Υπάρχουν 3 πιθανότητες αλληλεπίδρασης νετρονίων - δείγματος, ανελαστική κρούση (inelastic collision), ελαστική κρούση (elastic collision) και σύλληψη νετρονίου (neutron capture). Κατά την ανελαστική κρούση ενέργεια μεταφέρεται στους πυρήνες οι οποίοι σχεδόν αμέσως αποδιεγείρονται εκπέμποντας ακτινοβολία γ χαρακτηριστική για το στοιχείο από το οποίο προήλθε. Κατά την ελαστική κρούση έπειτα κινητική μόνο ενέργεια μεταφέρεται στον πυρήνα. Το ποσό της ενέργειας που μεταφέρεται εξαρτάται από την σχετική μάζα νετρονίου και αλληλεπιδρώντας πυρήνα ενώ κατ' αυτόν τον τρόπο σχεδόν όλη η κινητική ενέργεια των νετρονίων μεταφέρεται στον πυρήνα. Για το υδρογόνο η μεταφορά ενέργειας είναι σχεδόν 100% ενώ γνωρίζοντας τα αντίστοιχα ποσοστά για τα άλλα στοιχεία που στην εκάστοτε μελέτη χρειάζονται,

μπορεί να γίνει η ταυτοποίηση και ο προσδιορισμός της ποσοστιαίας σύστασης των στοιχείων του δείγματος. Όταν τα γρήγορα νετρόνια επιβραδυνθούν σε θερμικές ενέργειες (0.025 eV) κάτι που συμβαίνει μετά από μερικά μs από την γένεσή τους, υπάρχει η δυνατότητα τα θερμικά νετρόνια να αρπάζουν από τον πυρήνα. Διάφορα υλικά έχουν διαφορετικές ικανότητες στο να συλλάβουν νετρόνια δημιουργώντας ισότοπα των αρχικών πυρήνων με ενέργειες αρκετά μεγάλες ώστε να είναι ασταθή και να εκπέμπουν σχεδόν με την σύλληψη των νετρονίων, την επιπλέον ενέργεια που κατέχουν μέσω ακτινοβολίας γ . Η ενέργειες και αυτής της καθυστερημένη ακτινοβολία από τους πυρήνες είναι χαρακτηριστικές των στοιχείων από τα οποία προήλθαν. Κατ'αυτόν τον τρόπο γίνεται η ταυτοποίηση των στοιχείων από τα οποία αποτελείται το δείγμα. Η μέθοδος NAA εφαρμόζεται σε περιοχές έρευνας όπως η ανάλυση αρχαιολογικών ευρημάτων, η βιοχημία, η επιδερματολογία, η ανίχνευση πετρελαίου και χρυσού στα ορυχεία, η ανίχνευση κρυμμένων εκρηκτικών.

Επίσης σημαντική εφαρμογή είναι η νετρονιακή ραδιογραφία (neutron radiography) και ραδιοσκοπία (neutron radioscopy). Η νετρονιακή ραδιογραφία είναι μια τεχνική απεικόνισης η οποία παρέχει εικόνες παρόμοιες με αυτές που προκύπτουν από ακτινοβολήση με ακτίνες X. Μάλιστα ακριβώς επειδή ο μηχανισμός αλληλεπίδρασης μεταξύ νετρονίων και ακτίνων X είναι τελείως διαφορετικός, μπορούν αυτές οι δύο τεχνικές μαζί να δώσουν συμπληρωματικές πληροφορίες. Στην νετρονιακή ραδιογραφία, το δείγμα προς εξέταση παρεμβάλλεται μεταξύ της δέσμης νετρονίων και μιας φωτογραφικής πλάκας. Τα νετρόνια εμποδίζονται από εκείνα τα στοιχεία του δείγματος τα οποία έχουν υψηλούς συντελεστές απορρόφησης θερμικών νετρονίων. Τα εναπομείναντα νετρόνια περισυλλέγονται πάνω στο επίπεδο την φωτογραφικής πλάκας και το αποτέλεσμα στην αρνητική εικόνα είναι φωτεινές περιοχές οι οποίες υποδεικνύουν την περιοχή του δείγματος με την μέγιστη απορρόφηση και σκοτεινές περιοχές οι οποίες υποδεικνύουν τις αντίστοιχες περιοχές με την ελάχιστη απορρόφηση.

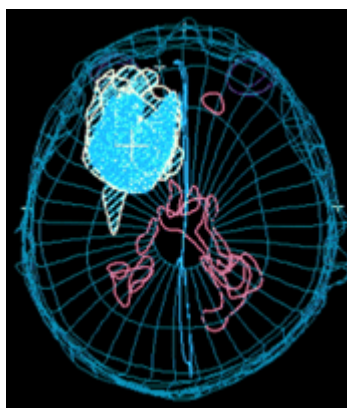


Εικόνα 1.10: Σύγκριση του ίδιου δείγματος όπως αυτό φαίνεται στις ακτίνες X (πάνω) και με τη νετρονιακή ραδιογραφία (κάτω)



Κατά την νετρονική ραδιοσκοπία έπειτα η φωτογραφικές πλάκες αντικαθίστανται από έναν ανιχνευτή πραγματικού χρόνου, μια βιντεοκάμερα. Οι πληροφορίες που προκύπτουν κατ' αυτόν τον τρόπο, βοηθούν στην κατανόηση της δυναμικής εξέλιξης πολύπλοκων συστημάτων.

Πολύ σημαντικές εφαρμογές, τέλος υπάρχουν και στον χώρο της ιατρικής - φαρμακευτικής ενώ στις μέρες μας υπάρχει έντονη ερευνητική δραστηριότητα στην θεραπεία του καρκίνου στον εγκέφαλο. Η συγκεκριμένη θεραπεία ονομάζεται 'Boron Neutron Cancer Therapy' (BNCT)αφορά στην εισαγωγή στο αίμα μέσω ένεσης ουσίας η οποία περιέχει βόριο το οποίο επιλεκτικά απορροφάται από τα καρκινικά κύτταρα. Μια δέσμη νετρονίων χαμηλής ενέργειας εκτοξεύεται στην μολυσμένη περιοχή όπου και αντιδρά με το βόριο δημιουργώντας μια μικρή πυρηνική αντίδραση και σκοτώνοντας τα καρκινικά κύτταρα. Αν η μέθοδος αποδειχθεί τόσο επιτυχής όσο ελπίζει η επιστημονική κοινότητα η ίδια τεχνική θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για την θεραπεία της αντίστοιχης δερματικής πάθησης καθώς και για τον καρκίνο του μαστού και του πνεύμονα. Επιπλέον η αποτελεσματικότητα της μεθόδου αν είναι η αναμενόμενη, θα μειώσει και τον αριθμό των αναγκαίων επαναλήψεων της θεραπείας σε δύο επισκέψεις αντί της περισσότερη τραυματικής ραδιοθεραπείας των περίπου έξι μηνών την οποία αναγκάζονται να υποστούν οι ασθενείς έως σήμερα.



Εικόνα 1.11: Απεικόνιση του εγκεφάλου για την θεραπεία του όγκου στο κεφάλι όπως επιχειρείται σε πειραματικό επίπεδο μέσω νετρονικής ραδιογραφίας.

Όλοι οι παραπάνω ερευνητικοί τομείς είναι μερικοί μόνο από τους πολλούς στους οποίους η γεννήτριες νετρονίων βρίσκουν εφαρμογή. Από τα προαναφερθέντα λοιπόν είναι εμφανές ότι κάθε πρόοδος προς αυτόν τον τομέα είναι θεμιτή.

Κεφάλαιο 2

2.1 Εισαγωγή

Όταν ένα υψηλής πίεσης αέριο εκτονώνεται σε κενό χώρο, η τυχαία θερμική ενέργεια που αυτό κατέχει, μετατρέπεται σε κατευθυνόμενη κινητική ενέργεια ενός υπερηχητικού πεδίου ροής. Κάτω από ειδικές συνθήκες, αυτό το αέριο μπορεί να μετατραπεί σε υπερκορεσμένο. Όταν ένα αέριο καταλήξει σε αυτήν την κατάσταση, τότε ξεκινάει η διαδικασία της συμπίκνωσης. Απομονώνοντας την κεντρική περιοχή δηλαδή τον πυρήνα ενός τέτοιου συμπυκνωμένου υπερηχητικού πεδίου ροής, προκύπτουν οι αποκαλούμενες μοριακές δέσμες ή οι δέσμες των clusters. Οι τελευταίες αποτελούνται από συλλογές συμπλεγμένων ατόμων/μορίων (cluster), δηλαδή από μικροσταγονίδια ή κρυστάλλους στους οποίους τα άτομα ή μόρια συγκρατούνται ενωμένα μεταξύ τους με δυνάμεις van der Waals ή δευτερευόντως, με δεσμούς υδρογόνου. Το μέγεθος αυτών μπορεί να ποικίλει από ένα και μόνο διμερές έως και μικροκρυστάλλους ή μικροσταγόνες πολλών εκατομμυρίων ατόμων. Οι συνθήκες τροφοδοσίας του ακροφυσίου και η γεωμετρία αυτού, είναι παράγοντες οι οποίοι καθορίζουν αν οι παραγόμενες δέσμες θα είναι δέσμες cluster ή απλώς μοριακές μη συμπυκνωμένες δέσμες. Γενικότερα, οι δέσμες cluster χαρακτηρίζονται από υψηλότερες αρχικές πιέσεις p_0 , χαμηλότερες θερμοκρασίες και μικρότερους ρυθμούς εκτόνωσης. Επίσης για την παραγωγή τους απαιτούνται μεγαλύτερες αντλίες κενού ώστε οι πειραματικές διατάξεις να μπορούν να ανταπεξέλθουν στις μεγάλες ροές μάζας μέσω του ακροφυσίου και στις μεγαλύτερες εντάσεις των δεσμών.

Το 1956 αναφέρθηκε η πρώτη πειραματική καταγραφή σχηματισμού clusters προερχόμενων από συμπίκνωση του αντίστοιχου αερίου κατά την εκτόνωση αυτού μέσα από ένα ακροφύσιο μινιατούρα. Η πειραματική αυτή επαλήθευση όσων μέχρι τότε είχαν θεωρητικά μόνο προβλεφθεί, έγινε από τους Becker, Bier και Henkes⁵⁹. Τα πρώτα αέρια που μελετήθηκαν ήταν τα ασθενή αέρια νέο, αργό, κρυπτό και ξένο (Ne, Ar, Kr, Xe) καθώς και τα πολυατομικά αέρια του αζώτου και του διοξειδίου του άνθρακα (N_2 , CO_2). Πρωτοπόρος σε αυτήν την περιοχή έρευνας, ήταν και ο Otto Hagena⁶⁰ του οποίου οι μελέτες αναφέρονται σε κάθε εργασία από το 1970 μέχρι και σήμερα.

Αέρια πιο αποτελεσματικά όσων αφορά στην παραγωγή δεσμών cluster επίσης είναι αυτά που παρουσιάζουν υψηλό σημείο βρασμού και μεγάλο αριθμό ειδικής θερμότητας, γ. Μια πλήρης εξήγηση του φαινομένου της δημιουργίας cluster περιλαμβάνει την μελέτη της κινητικής κατάστασης των ατόμων ή μορίων που τα απαρτίζουν και της εξέλιξης αυτών, η οποία οδηγεί σε αυτού του είδους τα ‘υπερσυμπυκνώματα’ (aggregates ή clusters), αλλά η οποία είναι ιδιαίτερα πολύπλοκη για να εφαρμοστεί σε θεωρητικό επίπεδο. Αντ’ αυτού, έχουν μελετηθεί πειραματικά οι δυνατοί συνδυασμοί των συνθηκών πίεσης και θερμοκρασίας στις οποίες πρέπει να βρίσκεται το αρχικό αέριο, καθώς και η γεωμετρία του ακροφύσιου, ο συνδυασμός των οποίων οδηγεί σε δέσμες clusters παρόμοιων ιδιοτήτων. Παρακάτω θα παρουσιαστούν συνοπτικά τα συμπεράσματα αυτού του είδους της μελέτης η οποία χρησιμοποιείται από το 1970 έως και σήμερα για τον χαρακτηρισμό των παραγόμενων cluster.

2.2 Περιγραφικά ένα cluster

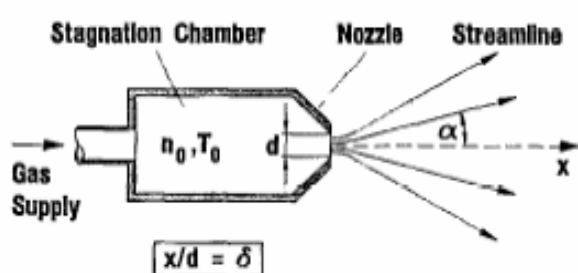
Τα cluster είναι υπερκορεσμένα αέρια αποτελούμενα από πολύ μεγάλο αριθμό ατόμων τα οποία εξαιτίας του τρόπου παραγωγής τους παρουσιάζουν ιδιότητες (πυκνότητα) όμοιες με αυτές των στερεών σωμάτων. Καταλαμβάνουν ουσιαστικά την περιοχή μεταξύ των ατόμων/μορίων, των μονομερών και της συμπυκνωμένης ύλης. Ο αριθμός των ατόμων/μορίων που μπορεί να αποτελούν ένα cluster ποικίλει από $N=2$ στην περίπτωση ενός διμερούς, μέχρι π.χ. $N=10^5$ (με διάμετρο cluster της τάξης π.χ. των 10nm) αλλά και ακόμα μεγαλύτερα έως και μέγεθος μικροκρυστάλλων ή μικροσταγονιδίων. Οι δυνάμεις που συγκρατούν αυτά τα cluster είναι όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή κυρίως οι δυνάμεις van der Waals. Η μορφή αυτών των υπερκορεσμένων αερίων είναι μορφή σταγόνων, που ανάλογα με τον τρόπο παραγωγής των και τις εκάστοτε πειραματικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας, μπορεί να ποικίλουν σε μέγεθος.

Τρόποι παραγωγής

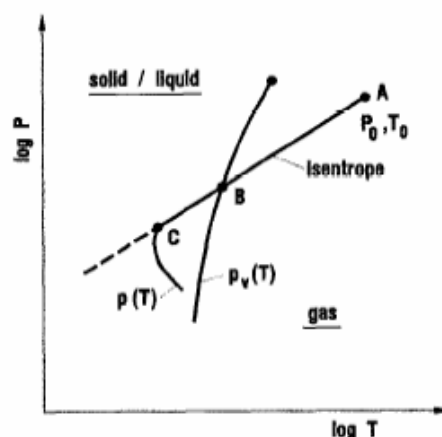
α) Εκτόνωση μέσω ακροφυσίου

Ο πιο συνήθης τρόπος παραγωγής των cluster είναι μέσω εκτόνωσης διαμέσου ενός ακροφυσίου που τοποθετείται στο σημείο εξόδου του αερίου μιας παλμικής ηλεκτρο-βάνας μεγάλης πίεσης (high pressure pulsed nozzle). Η απλή περίπτωση της εκτόνωσης ενός ελεύθερου πίδακα αερίου (jet expansion) φαίνεται και στην εικόνα 2.1. Στην αρχική φάση κατά την οποία επικρατούν οι συγκρούσεις μεταξύ των μορίων, για ιδανικό αέριο η εκτόνωση είναι ισεντροπική. Η αριθμητική πυκνότητα των μορίων του αερίου μειώνεται ανάλογα με το αντίστροφο τετράγωνο της απόστασης και οι μεταβλητές σε κάθε σημείο αυτού του πεδίου ροής εξαρτώνται μόνο από την απόσταση δ η οποία ορίζεται ως ο λόγος της απόστασης από το ακροφύσιο προς την διάμετρο αυτού, $\delta=x/d$ (Εικόνα 2.1). Οι δε απόλυτες τιμές της αρχικής πυκνότητας n_0 , της αρχικής θερμοκρασίας T_0 και της διαμέτρου d , καθορίζουν το βεληνεκές του δ πέρα από το οποίο η ροή έχει φτάσει την τελική θερμοκρασία T_∞ . Από εκεί και μετά στη μοριακή ροή δεν υπάρχουν πλέον συγκρούσεις. Για σταθερή ροή μάζας από το ακροφύσιο, όσο μικρότερο είναι το ακροφύσιο και χαμηλότερη είναι η αρχική θερμοκρασία, τόσο χαμηλότερη είναι και η τελική θερμοκρασία T_∞ . Αυτός

είναι και ο λόγος που τείνουν να χρησιμοποιούνται κατά το δυνατών μικρότερα ακροφύσια σε υψηλότερες πιέσεις/πυκνότητες. Σημαντικό πρόβλημα για την εκτόνωση του αερίου αποτελεί και η μεταβολή της πίεση στο χώρο εκτόνωσης (backing pressure), η οποία αναχαιτίζει την ελεύθερη εκτόνωση και καταστρέφει μέσω κρούσεων τα clusters. Για την επίλυση αυτού του προβλήματος χρησιμοποιείται διατάξεις παραλληλοποίησης και καθορισμού της δέσμης, οι οποίες ονομάζονται skimmer και collimator (Σχήμα 2.11)



Εικόνα 2.1 Ελεύθερη εκτόνωση πίδακα αερίου από ηχητικό ακροφύσιο στο κενό



Εικόνα 2.2 Διάγραμμα εκτόνωσης αερίου αρχικής κατάστασης $A(p_0, T_0)$.

Το σημείο τομής των καμπύλων αδιαβατικής και ισηντροπικής μεταβολής είναι το σημείο υπερχορεσμού B ενώ το σημείο C υποδηλώνει την έναρξη συμπύκνωσης σε cluster

Στη περίπτωση τώρα των πραγματικών αερίων, η αδιαβατική εκτόνωση ενός ελεύθερου πίδακα αερίου, τέμνει την ισηντροπική καμπύλη σε κάποιο σημείο B. Σε εκείνο το σημείο το αέριο γίνεται υπερχορεσμένο. Η απαρχή της συμπύκνωσης γίνεται στο C το οποίο εξαρτάται τόσο από τη θερμοδυναμική κατάσταση του αερίου, δηλαδή το σημείο μετάβασης σε υπερχορεσμένο B, όσο και από την εξέλιξη της κινητική κατάσταση του αερίου και τη χρονική διάρκεια της εκτόνωσης τα οποία καθορίζονται από το μέγεθος του ακροφύσιου d και από την κατάσταση A της πηγής. Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή, δεν υπάρχει ακόμα κάποια γενική θεωρία που να προβλέπει το σημείο έναρξης σχηματισμού των cluster. Ο τρόπος καθορισμού του σημείου αυτού γίνεται με εμπειρικούς νόμους. Από την πρωτοποριακή μελέτη των Hagena και Obert⁶¹, πάνω στην παραγωγή των cluster, προκύπτει μια παράμετρος, Γ^* , η οποία εκφράζει την έναρξη σχηματισμού των cluster και είναι:

$$\Gamma^* = k \frac{(d / \tan \alpha)^{0.85} p_0}{T_0^{2.29}}$$

,όπου το d είναι σε mm, η γωνία α είναι η γωνία εκτόνωσης που σχηματίζει ο πίδακας δια δύο και που είναι 45° για ηχητική εκτόνωση, μικρότερη για υπερηχητική, p_0 η αρχική πίεση του αερίου σε mbar, T_0 είναι η αρχική θερμοκρασία του αερίου σε kelvin και k είναι η σταθερά που εξαρτάται από το είδος των ατόμων. Οι περισσότερες μελέτες έχουν δείξει ότι ο σχηματισμός των cluster ξεκινάει για τιμές της παραμέτρου αυτής μεγαλύτερες από 100 - 200. Ο αριθμός των ατόμων ανά cluster ποικίλει ανάλογα με:

$$N \propto \Gamma^{*2.0-2.5}$$

Οι δύο αυτές σχέσεις φανερώνουν την ισχυρή εξάρτηση του σχηματισμού και του μεγέθους των cluster από τα χαρακτηριστικών της πηγής και του ακροφυσίου. Πιο αναλυτικά οι σχέσεις αυτές παρουσιάζονται στην επόμενη παράγραφο.

β) Inert gas evaporation / condensation sources

Ένα δεύτερος τρόπος παραγωγής cluster είναι με εξάτμιση του δείγματος μέσα από έναν κλίβανο σε περιβάλλοντα χώρο στον οποίο υπάρχει μια αργή ροή ενός αδρανούς αερίου. Αυτό οδηγεί σε υπερκορεσμό του ατμοποιημένου δείγματος με ταυτόχρονο σχηματισμό cluster. Το αδρανές αέριο δρα ουσιαστικά ως θερμοστάτης για να ψυχράνει τα cluster καθώς αυτά μεγαλώνουν. Στη συνέχεια τα cluster οδηγούνται από την ροή σ' έναν χώρο όπου και διαμορφώνεται η τελική δέσμη αυτών. Το μέγεθος των cluster εξαρτάται από τις συγκρούσεις μεταξύ αυτών και του αδρανούς αερίου αλλά και των ατμών του δείγματος, κατ' αντιστοιχία και με τον προηγούμενο μηχανισμό παραγωγής. Μόνο που σε αυτήν την περίπτωση υπάρχουν πάρα πολλές ελεύθερες παράμετροι οι οποίες καθιστούν δύσκολη την εύρεση εμπειρικών νόμων για την επίτευξη σταθερού μεγέθους cluster και οι καταλληλότερες συνθήκες εξαρτώνται κάθε φορά από τις πειραματικές απαιτήσεις, την τεχνογνωσία και το πεδίο εφαρμογών που αφορούν κάθε εργαστήριο.

Πιο σύγχρονες μέθοδοι για την παραγωγή ατμών του δείγματος χρησιμοποιούν αλληλεπίδραση στόχων με υψηλής ενέργειας παλμικές δέσμες λέιζερ που επιτρέπουν μεγάλες ταχύτητες εκτόνωσης του παραγόμενου υλικού οι οποίες πολύ δύσκολα επιτυγχάνονται με παλμικές ηλεκτρο-βάνες. Η δέσμη λέιζερ αυξάνει τοπικά την θερμοκρασία, το υλικό λειώνει και εξατμίζεται μέσα σε περιβάλλον αδρανούς αερίου και κατά περιπτώσεις σχηματίζονται cluster. Σε αυτά τα πειράματα είναι επιθυμητό να γίνεται ένας συγχρονισμός του παλμού του λέιζερ με παλμική ροή του αερίου.

γ) Sputtering

Ένας διαφορετικός μηχανισμός σχηματισμού cluster είναι και με την διαδικασία ψεκασμού (sputtering). Η πρόσκρουση ενός ενεργητικού ιόντος (10-20 keV) πάνω σε ένα υλικό, οδηγεί σε έναν μερικό τεμαχισμό της επιφάνειας του υλικού αυτού με ταυτόχρονη εκπομπή cluster τόσο φορτισμένων όσο και ουδέτερων. Τα βαρύτερα ιόντα προκαλούν την παραγωγή μεγαλύτερων cluster, ενώ η ενέργεια και η ένταση της προσπίπτουσας δέσμης ιόντων πειραματικά έχει αποδειχθεί ότι έχει μικρή επίδραση στη κατανομή των cluster.

Από τους τρεις τρόπους παραγωγής που αναφέρθηκαν, στα περισσότερα πειράματα αλληλεπίδρασης λέιζερ με cluster ο τρόπος παραγωγής είναι ο συνήθης τρόπος με τη χρήση ακροφύσιου. Παρακάτω μελετάται συνοπτικά η επίδραση της μεταβολής της πίεσης P_0 και της θερμοκρασίας T_0 του αερίου που χρησιμοποιείται για την παραγωγή των cluster και που εφεξής θα αναφέρεται ως πηγή καθώς και της γεωμετρίας του ακροφύσιου στα χαρακτηριστικά των παραγόμενων cluster με βάση τις διάφορες φυσικές διεργασίες οι οποίες είναι υπεύθυνες για τον σχηματισμό και την εξέλιξη αυτών.

Χαρακτηριστικά των cluster

Έστω ότι οι διεργασίες αυτές γίνονται σε ένα εύρος dx όπου η θερμοκρασία T , μειώνεται κατά ένα ποσό dT και όπου ο βαθμός συμπύκνωσης είναι αμεληταίος ώστε να μπορούμε να θεωρήσουμε ισεντροπική διαστολή ιδανικού αερίου. Τα χαρακτηριστικά της ροής περιγράφονται από:

- την εξίσωση κατάστασης:

$$p = nkT \quad (2.1)$$

- την εξίσωση ισεντροπικής μεταβολής:

$$p_0 / p = (T_0 / T)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (2.2)$$

- την ταχύτητα ροής:

$$dx / dt = u \approx u_{\max} = (\gamma/(\gamma-1))^{0.5} (kT_0 / m)^{0.5} \quad (2.3)$$

- την μεταβολή της θερμοκρασίας συναρτήσει της απόστασης από το ακροφύσιο

$$T(x) / T_0 = C_1(\gamma)(x / d_{eq})^{2-2\gamma} \quad (2.4)$$

, όπου

$d_{eq}=d$ για ηχητικά ακροφύσια,

$d_{eq}=C_2(\gamma)d \cot\theta$ για κωνικά ακροφύσια

με διάμετρο λαιμού d και γωνιά κώνου 2θ . Οι C_1 και C_2 είναι σταθερές που εξαρτώνται από το γ .

- τον ρυθμό μεταβολής της θερμοκρασίας

$$dT / dx = C_3(\gamma) T d_{eq}^{-1} (T_0 / T)^{1/(2-2\gamma)} \quad (2.5)$$

- την συχνότητα συγκρούσεων των μονομερών με ένα cluster αποτελούμενο από N άτομα η οποία έστω ότι ισούται με την συχνότητα των συγκρούσεων που δίνει η κινητική θεωρία σε μια περιοχή ίση με την επιφάνεια ενός cluster N ατόμων (N-cluster), A_N

$$f_{1 \rightarrow N} = dZ_{1 \rightarrow N} / dt = 0.25 n u_{rel} A_N, \quad (2.6)$$

όπου $u_{rel}=(8kT/\pi m)^{1/2}$ η τυχαία θερμική κίνηση

- τον χρόνο μετάπτωσης μεταξύ των θερμοκρασιών T και dT

$$dt = dx / u = C_4(\gamma) d_{eq} \left(\frac{dT}{T} \right) \left(\frac{kT}{m} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{(2-\gamma)/(2\gamma-2)} \quad (2.7)$$

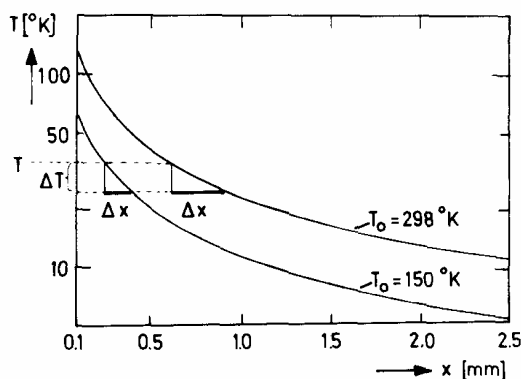
- τον αριθμό των συγκρούσεων των μονομερών με ένα cluster N ατόμων.

$$dZ_{1 \rightarrow N} = f_{1 \rightarrow N} dt = C_5(\gamma) n A_N d_{eq} \left(\frac{dT}{T} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{(2-\gamma)/(2\gamma-2)} \quad (2.8)$$

Όσον αφορά στην επίδραση των χαρακτηριστικών της πηγής, έχει παρατηρηθεί πειραματικά ότι αν η πίεση και η θερμοκρασία της πηγής ακολουθεί τον νόμο της ισεντροπικής μεταβολής, δηλαδή τον:

$$p_0 T_0^{\gamma/(\gamma-1)} = \text{σταθερό}$$

παράγονται δέσμες cluster με το ίδιο μέγεθος cluster. Αυτού του είδους η μεταβολή στις συνθήκες της πηγής, δεν μεταβάλλει κάποια από τις θερμοδυναμικές μεταβλητές, όπως την πυκνότητα n , τη θερμική ταχύτητα u_{rel} ή τον βαθμό υπερκορεσμού μεταξύ του χρονικού διαστήματος που μεσολαβεί ώστε η θερμοκρασία να μειωθεί από T κατά dT , αλλά επηρεάζει την μεταβολή της θερμοκρασίας dT/dx και την ταχύτητα ροής dx/dt . Όσο μειώνεται η αρχική θερμοκρασία της πηγής, τόσο αυξάνεται ο ρυθμός μεταβολής της θερμοκρασίας, όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.3.



Σχήμα 2.3 Σχεδιάγραμμα μεταβολής θερμοκρασίας αερίου συναρτήσει της απόστασης από το ακροφύσιο.

Οι καμπύλες ακολουθούν ισεντροπική εκτόνωση για $\gamma=1.4$ για θερμοκρασίες πηγής $T_0=298^\circ$ και $T_0=150^\circ$.

Όπως φαίνεται, για διαφορετικές αρχικές θερμοκρασίες T_0 , η ίδια μεταβολή θερμοκρασίας dT πραγματοποιείται σε μεγαλύτερα διαστήματα dx . Έτσι η επιμήκυνση του διαστήματος dx , συνεπάγεται αύξηση του χρόνου μετάβασης ανάλογα με: $dt \sim T_0^{(2-\gamma)/(2\gamma-2)}$ (ενώ αντίστοιχα η αύξηση της ταχύτητας ροής έχει ως αποτέλεσμα την μείωση του χρόνου αυτού). Συνεπώς μεταβάλλοντας την κατάσταση της πηγής ισεντροπικά σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες οι θερμοδυναμικές μεταβλητές μεταξύ T και dT διατηρούνται αμετάβλητες αλλά το αέριο παραμένει στην ίδια κατάσταση για περισσότερο χρόνο. Αυτό σημαίνει πως περισσότεροι συμπυκνωμένοι πυρήνες στη συγκεκριμένη κατάσταση n, T παράγονται και άρα επιπλέον μάζα προστίθεται στην προϋπάρχοντα μικροσταγονίδια.

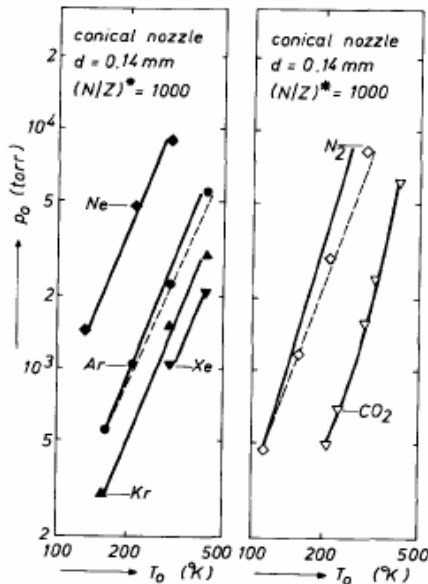
Συνεπώς, από την καμπύλη ισεντροπικής μεταβολής, η θεωρία προβλέπει ένα άνω όριο (και αντίστοιχα ένα κάτω όριο) για εκείνες τις καταστάσεις στις οποίες μπορεί να βρίσκεται η πηγή και από τις οποίες προκύπτουν ίδιου μεγέθους cluster σε υψηλότερες θερμοκρασίες. Αντίστοιχα, το κάτω όριο προκύπτει από την εξίσωση 2.8: Όπως φαίνεται, για να μειωθεί ο χρόνος dt αυξανόμενης της θερμοκρασίας T_0 , θα πρέπει να μειωθεί αντίστοιχα η τοπική αριθμητική πυκνότητα n , έτσι ώστε ο αριθμός των συγκρούσεων των μονομερών με ένα N -cluster να παραμείνει σταθερός, δηλαδή οι διμοριακές συγκρούσεις να είναι ανεξάρτητες από την T_0 . Συνδυάζοντας τις εξισώσεις 2.1, 2.2, και 2.8 προκύπτει η σχέση :

$$p_0 T_0^{(1.5\gamma-1)/(1-\gamma)} = \text{σταθερό} \quad (2.9)$$

για την οποία προκύπτουν σταθερές συνθήκες για διμοριακές αντιδράσεις μεταξύ T και dT . Επίσης η μείωση στην τοπική αριθμητική πυκνότητα συνεπάγεται μείωση του βαθμού υπερκορεσμού, που οδηγεί σε σχηματισμό λιγότερων πυρήνων και σε μείωση του ρυθμού αύξησης του μεγέθους των cluster που προϋπάρχουν. Από μικροσκοπική πλευρά, ο αριθμός των συγκρούσεων ενός cluster με τα σωματίδια του αερίου παραμένει σταθερός (εξίσωση 2.9) αλλά μειώνεται η συχνότητα των συγκρούσεων $f_{1 \rightarrow N}$. Άρα η συνεισφορά των

ενδομοριακών διεργασιών, όπως η αυθόρμητη εξάτμιση ενός μονομερούς από ένα cluster γίνεται πιο σημαντική από τις συγκρούσεις. Ένα παράδειγμα των δύο ορίων φαίνεται παρακάτω στο σχήμα 2.4. Τα πειραματικά δεδομένα μπορούν να προσεγγιστούν από μία καμπύλη η οποία είναι ο αριθμητικός μέσος των δύο θεωρητικών καμπυλών:

$$p_0 T_0^{(1.25\gamma-0.5)/(1-\gamma)} = \text{σταθερό} \quad (2.10)$$



Εικόνα 2.4: Αρχική πίεση p_0 για δέσμες cluster με $(N/Z)^* = 1000$ συναρτήσει της θερμοκρασίας.

Για το αργό και το άζωτο, η συνεχής γραμμή αναπαριστά το πάνω όριο για παραγωγή cluster του ίδιου μεγέθους ενώ η διακεκομμένη αναπαριστά το αντίστοιχο κάτω όριο.

Η επίδραση της γεωμετρίας του ακροφύσιου έπειτα οδηγεί σε μεταβολές στις βαθμίδες του πεδίου ροής (flow field gradients), κυρίως στο dT/dx , οι οποίες επιδρούν και στον χρόνο μετάβασης dt από την μία φάση στην άλλη (transit time): γενικά, όσο πιο μικρό είναι το ακροφύσιο, τόσο πιο γρήγορη είναι η εκτόνωση. Πειραματικά έχει διαπιστωθεί ότι ο σχηματισμός των cluster εννοείται από την αργή εκτόνωση πράγμα που αποδεικνύεται καθώς αυτός ξεκινάει σε χαμηλότερες πιέσεις, για μεγαλύτερα ακροφύσια. Για σταθερές αρχικές p_0 και T_0 , μια αύξηση στο μέγεθος του ακροφυσίου, αυξάνει το μέγεθος των cluster. Ή αντίστροφα, για να παράγει κανείς σταθερού μεγέθους cluster χρησιμοποιώντας μικρότερα ακροφύσια, πρέπει να αυξήσει την αρχική πίεση p_0 . Οι δύο αυτές μεταβλητές p_0 και d_{eq} για μια δεδομένη θερμοκρασία T_0 , συνδέονται με τον εμπειρικό νόμο

$$p_0 D_{eq}^q = \text{σταθερό} \quad (2.11)$$

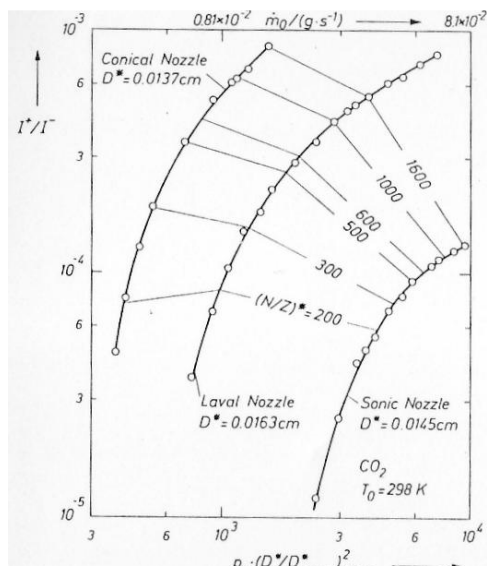
όπου το $q > 0$ υποδηλώνει ακριβώς το ότι η πίεση πρέπει να αυξηθεί για να αντισταθμίσει την γρηγορότερη εκτόνωση στα μικρότερης διαμέτρου ακροφύσια. Στην εικόνα 2.5 φαίνεται η μεταβολή του κανονικοποιημένου ρεύματος I^+/I που ισοδυναμεί με τη μεταβολή της έντασης της δέσμης των cluster, συναρτήσει της ροής μάζας για διάφορα ακροφύσια. Για τα τρία ακροφύσια που παρουσιάζονται στο γράφημα, με την ίδια διάμετρο d^* , όπως φαίνεται,

οι διάφορες βαθμίδες του πεδίου ροής είναι υψηλότερες για τα ηχητικά ακροφύσια, που συνεπακόλουθα απαιτούν υψηλότερες πιέσεις για να παράγουν cluster του ίδιου μεγέθους. Αντ' αυτού, το πλεονέκτημα του κωνικού ακροφύσιου είναι ακριβώς ότι απαιτούνται χαμηλότερες ροές μάζας και ότι γενικότερα δίνουν υψηλότερες εντάσεις. Μια σύγκριση των διαφόρων ακροφυσίων φαίνεται και στην εικόνα 2.6 Πειραματικές μελέτες έχουν γίνει και όσων αφορά στο μήκος των κωνικών ακροφυσίων. Όπως φαίνεται στην εικόνα 2.7 αυξάνοντας το μήκος του κωνικού μέρους και διατηρώντας σταθερό το λαιμό του, μειώνεται η πίεση p_0 για την οποία παράγονται cluster του ίδιου μεγέθους το αποτέλεσμα αυτό όμως δεν είναι καθολικό καθώς εξαρτάται σημαντικά ακόμα και από το είδος των ατόμων του αερίου που εξετάζεται. Στο γράφημα φαίνονται τα αποτελέσματα για cluster CO_2 . Όταν αντικαταστάθηκε το αέριο με N_2 τα μακρύτερα ακροφύσια παρουσίαζαν την καλύτερη συμπεριφορά για το σύνολο της εξετασθείσας γκάμας $(N/Z)^*$.

Δεδομένης της μεγάλης πληθώρας ακροφυσίων με ποικίλα χαρακτηριστικά και γεωμετρία, και των διαφόρων αερίων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν, η επιλογή του κατάλληλου για το εκάστοτε πείραμα θέλει ιδιαίτερη προσοχή και μελέτη. Στα πειράματα αλληλεπίδρασης laser με cluster, όπως και στο προτεινόμενο πείραμα του κεφαλαίου 1, τα ακροφύσια που κυρίως χρησιμοποιούνται είναι τα υπερηχητικά κωνικά ακροφύσια.

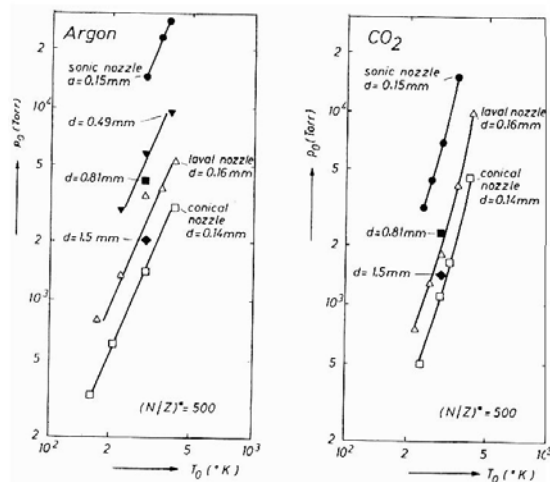
🔗 Τέλος, σημαντική είναι η επίδραση των *χαρακτηριστικών του αερίου που χρησιμοποιείται για την παραγωγή των cluster* καθώς και του αερίου που χρησιμοποιείται ως (μετα-)φέρων αέριο (*carrier gas*). Καθώς η συμπύκνωση είναι μια συνέπεια των ελκτικών-συνεκτικών δυνάμεων μεταξύ των ατόμων και μορίων ενός αερίου, δηλαδή των ενδομοριακών δυνάμεων, είναι προφανές ότι ο σχηματισμός των cluster ευνοείται για αέρια των οποίων οι ελκτικές δυνάμεις είναι ισχυρότερες. Άρα όσο πιο ιδανικό είναι ένα αέριο τόσο πιο δύσκολα δημιουργεί cluster. Στο σχήμα 2.4 παριστάνονται τα αποτελέσματα από πειράματα που αφορούν διάφορα ασθενή αέρια (rare gases).

Όσων αφορά στο φέρων αέριο, έχει παρατηρηθεί ότι για σταθερή πίεση p_0 του αερίου που χρησιμοποιείται για το σχηματισμό των cluster, μπορεί κανείς να λάβει μια δραματική αύξηση τις έντασης και το μεγέθους των cluster αν χρησιμοποιήσει αντί για καθαρό αέριο, μίγματα αυτού. Στο γράφημα 2.8 φαίνεται η ένταση δέσμης ιόντων cluster αζώτου για διάφορα μείγματα αζώτου με ήλιο. Ο λόγος αυτής της μεγάλης αύξησης της έντασης με την προσθήκη όλο και μεγαλύτερου ποσοστού carrier αερίου, έγκειται στο γεγονός ότι αυτό χρησιμεύει ως δεξαμενή απόθεσης της θερμότητας που παράγεται λόγω της διαδικασίας

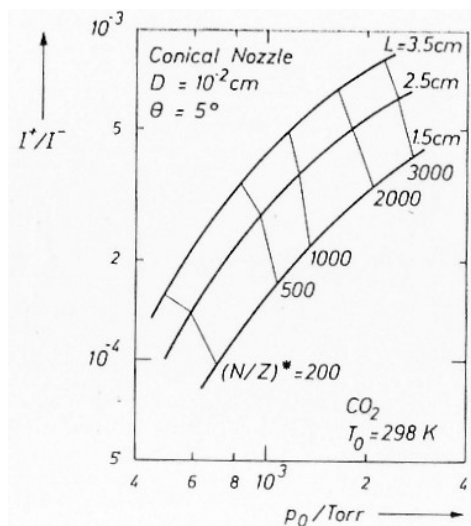


Εικόνα 2.5: Ρεύμα ιόντων δέσμης clusterCO_2 συναρτήσει της ροής μάζας από το ακροφύσιο.

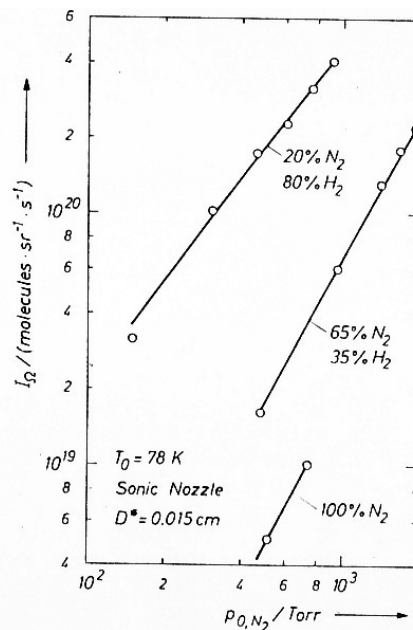
Η ροή μάζας είναι ανάλογη $\sim \rho_0 d^{*2}$. Στο σχήμα φαίνονται τρεις διαφορετικά ακροφύσια με σχεδόν την ίδια διάμετρο λαιμού. Οι λεπτές γραμμές συνδέουν σημεία με το ίδιο μέγεθος cluster $(N/Z)^*$



Εικόνα 2.6 Διάγραμμα πίεσης πηγής ρ_0 συναρτήσει της θερμοκρασίας T_0 για μέγεθος cluster $(N/Z)^* = 500$. Δεδομένα για αργό και CO_2 για διάφορα ακροφύσια. Όπως φαίνεται, οι καμπύλες δεν παρουσιάζουν κάποια ιδιαίτερη διαφορά στην κλίση που να υποδεικνύει προνομιούχα συμπεριφορά για κάποιο από τα ακροφύσια.



Εικόνα 2.7 Ρεύμα ιόντων δέσμης cluster CO_2 συναρτήσει της πίεσης



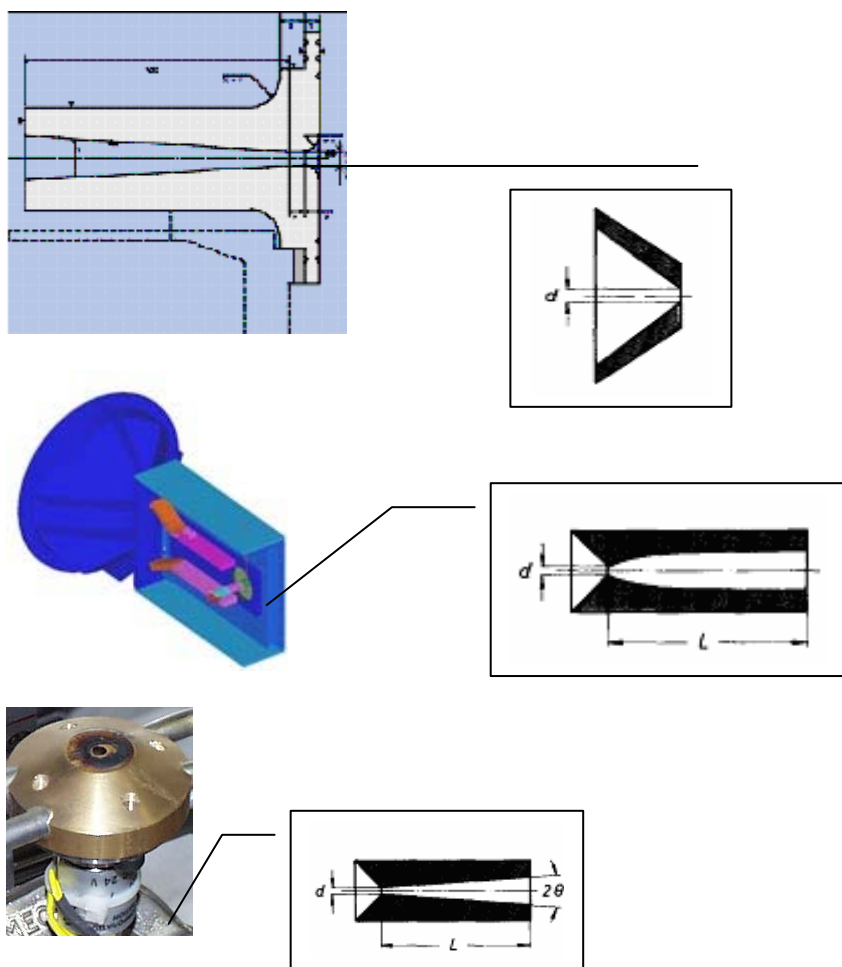
Εικόνα 2.8: Ένταση δέσμης cluster συναρτήσει μερικής πίεσης του αζώτου ρ_0 , για διάφορα μίγματα $\text{H}_2\text{-N}_2$ από το οποίο φαίνεται η ενεργητική συμπεριφορά του buffer gas.

συμπύκνωσης, καθώς επίσης και στην επίδραση του δεύτερου αερίου στην συχνότητα των συγκρούσεων και στο μέσο γ .

2.3 Διατάξεις Παραγωγής και ανίχνευσης των cluster

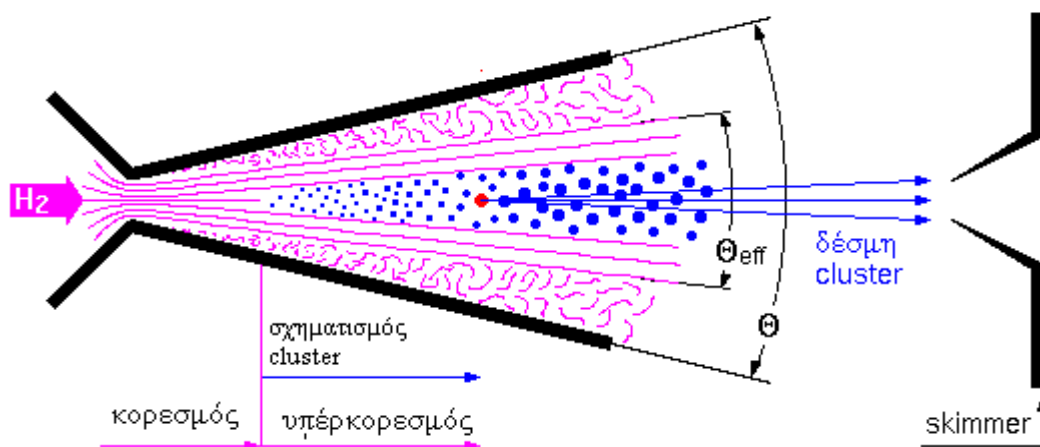
Διατάξεις παραγωγής

Στην εικόνα 2.9 φαίνονται τα τρία βασικά είδη ακροφύσιων που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή clusters, ηχητικό ακροφύσιο, κωνικό και ακροφύσιο laval. Η δέσμη των cluster παράγεται εκτονώνοντας το αέριο δια μέσου του ακροφυσίου. Στη συνέχεια μέσω μιας μικρής οπής, διαχωρίζεται από τα διεσπαρμένα σωματίδια ένας πυρήνας αυτών ο οποίος και μεταφέρεται μέσω μιας συσκευής παραλληλοποίησης της δέσμης (collimator) στο δοκιμαστικό κελί υψηλού κενού όπου και πραγματοποιείται η μελέτη των cluster και στην συγκεκριμένη περίπτωση, η αλληλεπίδραση των clusters με την δέσμη λέιζερ (Εικόνα 2.10).



Εικόνα 2.9 : Ηχητικό, laval και κωνικό ακροφύσιο. Μέσα στα πλαίσια φαίνεται η βασική δομή αυτών

Για την επίτευξη βραχέων παλμών cluster, χρησιμοποιείται πάνω από τον λαιμό του ακροφύσιου ένα κάλυμμα από τεφλόν το οποίο μπορεί μαγνητικά να αποσύρεται. Κατ' αυτόν τον τρόπο, η διάταξη αυτή λειτουργεί σαν μια γρήγορη σωληνοειδής βαλβίδα, που παράγει στενούς παλμούς δέσμης cluster.



Εικόνα 2.10: Σχηματισμός cluster υδρογόνου από ένα ακροφύσιο: Μέσα στο ακροφύσιο, το αέριο ψύχεται λόγω της εκτόνωσης και τα μόρια παγώνουν ενωμένα μεταξύ τους σχηματίζοντας cluster

Διατάξεις ανίχνευσης

Για την ανάλυση των χαρακτηριστικών των παραγόμενων clusters χρησιμοποιούνται θάλαμοι ιονισμού, μια σχηματική αναπαράσταση ενός αντίστοιχου φαίνεται στο σχήμα 2.11. Η δέσμη των clusters καθώς περνάει μέσα από μια δέσμη ηλεκτρονίων, ιονίζεται μερικώς και στην συνέχεια ένα επιβραδύνων δυναμικό διαχωρίζει τα ιόντα, ανάλογα με την μάζα τους. Πχ. έστω ότι εφαρμόζεται ένα επιβραδύνων δυναμικό U_g . Για να φτάσουν τα ιόντα στο συλλέκτη που βρίσκεται στο πέρας την διάταξης, θα πρέπει να σπάσουν το φράγμα δυναμικού που δημιουργεί το πεδίο αυτό. Και αυτό μπορεί να συμβεί μόνο όταν η κινητική τους ενέργεια είναι αρκετά μεγάλη ώστε να ισχύει η σχέση :

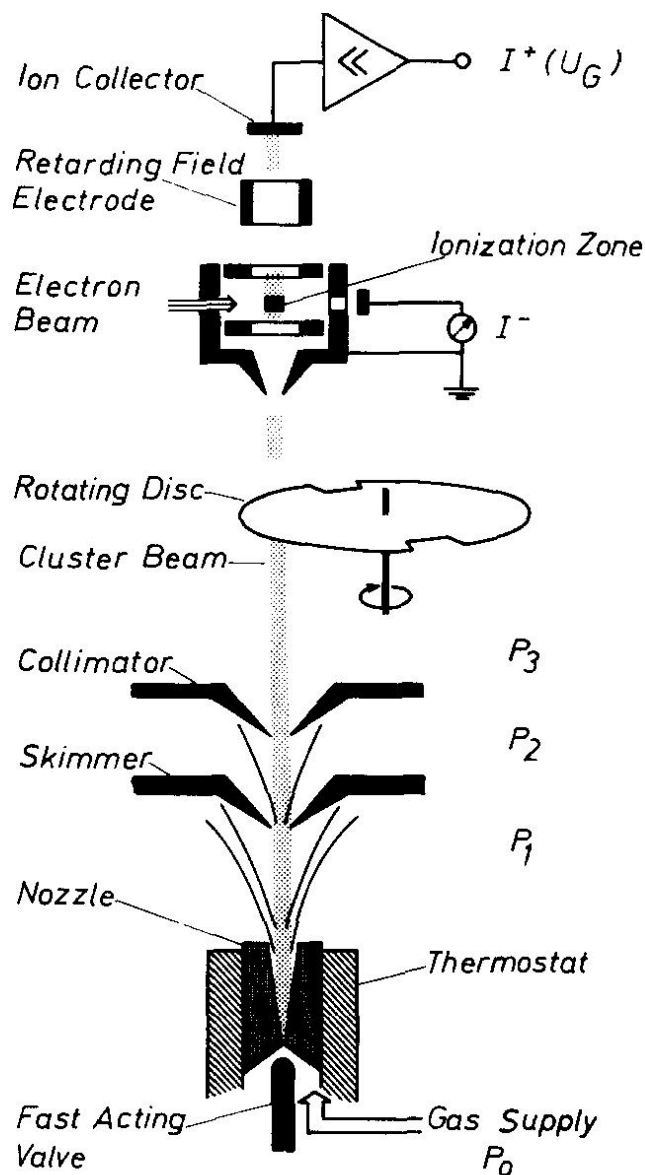
$$E_{κιν} = Nmu^2 / 2 \geq ZeU_g$$

,όπου Nm είναι η μάζα του ιόντος του cluster, m η μάζα του μονομερούς, u η ταχύτητα του ρευστού των cluster, Z ο αριθμός των φορτίων για κάθε ιον cluster, και e το φορτίο του ηλεκτρονίου. Μετρώντας έτσι το ρεύμα των ιόντων I^+ σαν συνάρτηση του αρνητικού δυναμικού, μπορεί κανείς να καταλήξει σε μια κατανομή μαζών. Αν $U_{0.5}$ είναι το δυναμικό για το οποίο το ρεύμα των ιόντων I^+ είναι το μισό του μεγίστου ρεύματος $I^+(U_{max})$ (όπου το

$I^+(U_{\max})$ αντιστοιχεί στο ρεύμα το οποίο επιτυγχάνεται για μηδενικό ανάστροφο δυναμικό), σε αντιστοιχία ορίζεται και το *χαρακτηριστικό ειδικό μέγεθος* των cluster :

$$(N/Z)^* = 2eU_{0.5} / (\mu u^2)$$

Cluster με μεγαλύτερο μέγεθος από αυτό, είναι υπεύθυνα για το 1/2 του ρεύματος των ιόντων. Ως ταχύτητα ροής της δέσμης των cluster, λαμβάνεται η μέγιστη ταχύτητα ενός διαστελλόμενου ιδανικού αερίου.



Εικόνα 2.11 : Διάταξη παραγωγής και ανίχνευσης cluster. Το αέριο αρχικής πίεσης P_0 εισάγεται με την βοήθεια μιας γρήγορης βαλβίδας στο κοινικό ακροφύσιο το οποίο περιβάλλεται από ένα θερμοστάτη. Η δέσμη των cluster, αφού περάσει μέσα από το skimmer και τον collimator διατάξεις οι οποίες επιτυγχάνουν την μείωση της πίεση σε P_3 διαχωρίζεται με την βοήθεια ενός περιστρεφόμενου δίσκου σε μικρούς παλμούς. Στην συνέχεια αυτοί οι παλμοί ιονίζονται και μέσω ενός επιβραδύνοντος δυναμικού, τα ιονισμένα πλέον σωματίδια προσλαμβάνονται από έναν συλλέκτη.

2.4 Αλληλεπίδραση Cluster με παλμικές δέσμες λέιζερ

Κατά την αλληλεπίδραση βραχύχρονης δέσμης λέιζερ υψηλής έντασης ($>10^6 \text{ Wcm}^{-2}$) με στερεό στόχο, όταν ο προπαλμός φτάσει στο δείγμα, δημιουργεί πλάσμα με πυκνότητες κοντά στις αρχικές πυκνότητες του στερεού στόχου, ικανό να απορροφήσει έως και το 50% της ενέργειας του κυρίως παλμού του λέιζερ που φτάνει στη συνέχεια, ενώ οι μέγιστες δυνατές θερμοκρασίες των ηλεκτρονίων (για subpicosecond λειζερ) φτάνουν κοντά στην τάξη του 1keV. Όταν αντ' αυτού χρησιμοποιούνται μονοατομικά αέρια ως στόχοι, η απορρόφηση της ενέργειας του laser δεν ξεπερνά το 1% ενώ η θερμοκρασία του πλάσματος που δημιουργείται κείται μεταξύ 10-50 eV. Ένα τέτοιο πλάσμα το ονομάζουμε 'χλιαρό πλάσμα' και δημιουργείται κυρίως μέσω πολυφωτονικού φαινομένου (multi-photon ionization) καθώς και ιονισμού πεδίου (field ionization).

Σε αντίθεση με αυτά, όταν δέσμη λέιζερ αλληλεπιδράσει με ατομικά cluster η απορρόφηση της ενέργειας του λέιζερ μπορεί να φτάσει ως και το 90% ενώ παράγεται ένα εξαιρετικά θερμό πλάσμα, μέσης ενέργειας εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων μερικών keV, μέσης θερμοκρασίας ιόντων στην περιοχή των 10-50 keV ενώ οι μέγιστες κινητικές ενέργειες των ιόντων φτάνουν έως και το 1 MeV. Για cluster υψηλού αριθμού Z ο βαθμός ιονισμού μπορεί να φτάσει έως και 40^+ για εντάσεις λέιζερ τέσσερις τάξεις μικρότερες από αυτές που θα προκαλούσαν το ίδιο φαινόμενο μέσω άμεσου ιονισμού πεδίου για ένα απομονωμένο άτομο. Παράλληλα παρατηρείται και εκπομπή ακτίνων X στην ενεργειακή περιοχή των keV. Από την παραπάνω μικρή σύγκριση και μόνο εξάγονται οι ιδιαίτερες ιδιότητες αυτού του είδους της αλληλεπίδρασης.

Παρακάτω αναφέρονται οι βασικοί μηχανισμοί αλληλεπίδρασης όπως αυτοί έχουν επιβεβαιωθεί πειραματικά από διάφορες ομάδες ανά τον κόσμο και γίνεται μια μικρή ανάλυση του μοντέλου αλληλεπίδρασης που χρησιμοποιείται στην περίπτωση του προτεινόμενου πειράματος.

Μοντέλο αλληλεπίδρασης

Λόγω των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών της αλληλεπίδρασης δέσμης λείζερ με τα ατομικά cluster, αυτού του είδους πειράματα αποτέλεσαν έναν ενεργό τομέα έρευνας στο πρόσφατο παρελθόν. Την τελευταία δεκαετία, έχουν εκτελεστεί διάφορα πειράματα εξετάζοντας τη δυναμική της αποσύνθεσης αυτών των cluster. Οι *Lezius et al*⁶² παραδείγματος χάριν, έδειξαν ότι ο μηχανισμός για την αποσύνθεση / επέκταση των cluster στο αργό οφείλεται σε έκρηξη Coulomb, ενώ σε αντίστοιχα πειράματα στο ξένο, είναι ένας συνδυασμός έκρηξης Coulomb και υδροδυναμικής εκτόνωσης.

Έχουν υπάρξει πολλές θεωρίες για να εξηγήσουν αυτά τα αποτελέσματα στο σύνολό τους και όχι μόνο για τα ευγενή αέρια. Οι *McPherson et al*^{63,64} περιέγραψαν τις αλληλεπιδράσεις λείζερ με μικρών διαστάσεων cluster ως μια διαδικασία όπου η συλλογική διέγερση των ηλεκτρονίων στον εξωτερικό φλοιό παράγει κενά στους εσωτερικούς φλοιούς επιταχύνοντας έτσι τα ιόντα. Με βάση την προηγούμενη εργασία από τους *Boyer* και *Rodes*^[17], αυτή η θεωρία χρησιμοποιήθηκε για να ερμηνεύσει πολλά πειραματικά αποτελέσματα. Έπειτα οι *Rose-Petruck et al*⁶⁵, δημιούργησαν ένα «πρότυπο ιονισμού-ανάφλεξης» σύμφωνα με το οποίο, ο συνδυασμός συχνότητας του λείζερ και μικρών αποστάσεων ιόντων μέσα στο cluster προκαλούν το γρήγορο ιονισμό αυτών. Σε αντίθεση με αυτές τις θεωρίες, οι *Ditmire et al*^{66, 67} πρότειναν ένα υδροδυναμικό πρότυπο διέγερσης cluster που εξουσιάζεται από τον ιονισμό λόγω κρούσεων και θέρμανση λόγω αντίστροφου bremsstrahlung. Αυτό το πρότυπο μεταχειρίζεται κάθε cluster ως μικρό πλάσμα. Για να ισχύει αυτό το πρότυπο τα cluster πρέπει να είναι αρκετά μεγάλα. Πειραματικά οι τελευταίοι απέδειξαν ότι η σφαιρική απορρόφηση συντονισμού διαδραματίζει έναν σημαντικό ρόλο στις αλληλεπιδράσεις cluster με τα μεγάλης έντασης λείζερ, υποστηρίζοντας έτσι πλήρως ένα υδροδυναμικό πρότυπο των αλληλεπιδράσεων λείζερ - cluster.

Αν και όπως φάνηκε και παραπάνω η μελέτη των φυσικών διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα κατά την συγκεκριμένη αλληλεπίδραση είναι αρκετά πολύπλοκη, μια γενική μελέτη του φαινομένου έχει ως εξής: Όταν το άκρο του παλμού που ηγείται αλληλεπιδράσει με τα cluster, παράγεται ένας μικρός αριθμός ηλεκτρονίων μέσω πολυφωτονικού φαινομένου ή μέσω ιονισμού πεδίου. Καθώς το cluster είναι συγκριτικά μικρό (μέγεθος της τάξης των μερικών δεκάδων nm) σε σχέση με το μήκος κύματος του φωτός του λείζερ (μερικές εκατοντάδες nm), το ηλεκτρικό πεδίου αυτού μπορεί να θεωρηθεί σταθερό κατά μήκος του cluster οπότε και τα ηλεκτρόνια μέσα στο cluster οδηγούνται από το ηλεκτρικό αυτό πεδίο. Καθώς η πυκνότητα των cluster έχει αρχικά υψηλές τιμές, οι συγκρούσεις είναι πολλές και

τα ηλεκτρόνια μέσω αυτών των συγκρούσεων μεταφέρουν ενέργεια στα άτομα του cluster. Έτσι τα cluster αρχίζουν να θερμαίνονται και να ιονίζονται περισσότερο διαμορφώνοντας ένα μικροπλάσμα το οποίο διαστέλλεται. Στην αρχή αυτής της διαστολής, η ηλεκτρονιακή πυκνότητα n_e γίνεται μεγαλύτερη από τρεις φορές την κρίσιμη πυκνότητα με αποτέλεσμα τα άτομα μέσα στο cluster να θωρακίζονται και το λέιζερ να μην διεισδύει στον πυρήνα του cluster συνεπώς να αφήνει τελείως ανεπηρέαστα τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται εκεί. Η κρίσιμη πυκνότητα, δίνεται από:

$$n_{critical} = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2}$$

με m_e η μάζα του ηλεκτρονίου, ϵ_0 η διαπερατότητα του ελεύθερου χώρου, ω η γωνιακή συχνότητα του λέιζερ και e το φορτίο του ηλεκτρονίου.

Καθώς το cluster διαστέλλεται περισσότερο, για κατάλληλη διάρκεια παλμού του λέιζερ, η ηλεκτρονιακή πυκνότητα πέφτει ενώ όταν γίνει ίση με την τιμή της κρίσιμης πυκνότητας το πεδίο του λέιζερ συντονίζεται με το cluster. Στην κατάσταση συντονισμού, το ηλεκτρικό πεδίο εντός του cluster, έστω E , ενισχύεται από το ηλεκτρικό πεδίο του λέιζερ, E_0 . Το σύνολο σχεδόν των ηλεκτρονίων μέσα στο cluster οδηγείται από αυτό προκαλώντας ακόμα περισσότερες συγκρούσεις μεταξύ των ηλεκτρονίων και των ιόντων και άρα αυξάνοντας ακόμη περισσότερο το επίπεδο φόρτισης ενώ τα θερμότερα ηλεκτρόνια με ενέργειες της τάξεως των 2-3 keV αρχίζουν να δραπετεύουν. Σε αυτό το σημείο το cluster υφίσταται μια πολύ ενεργητική έκρηξη η οποία οφείλεται σε έναν συνδυασμό έκρηξης Coulomb μεταξύ των υψηλά φορτισμένων ιόντων και υδροδυναμικής πίεσης καθώς τα θερμά ηλεκτρόνια ξεφεύγουν από το μικροπλάσμα. Το πότε προεξάρχει κάθε ένας από τους δύο προαναφερθέντες μηχανισμούς, αποτελεί ένα σημείο αβεβαιότητας και εξαρτάται ισχυρά από τις συνθήκες του εκάστοτε πειράματός. Στην περίπτωση της υδροδυναμικής εκτόνωσης αυτό που συμβαίνει γενικά είναι ότι τα θερμά ηλεκτρόνια καθώς εκτονώνονται τραβούν μαζί τους και τα βαρύτερα ιόντα. Για να συμβαίνει αυτό θα πρέπει το μέγεθος των cluster (α) να είναι αρκετά μεγαλύτερο από την ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων (electron excursion length- ξ_e), ώστε τα ηλεκτρόνια να μην έχουν ξεφύγει εντελώς από το cluster ($\alpha >> \xi_e$). Η ταχύτητα αυτής της εκτόνωσης είναι ανάλογη της ταχύτητας του ήχου για το πλάσμα. Στην δεύτερη περίπτωση τα θερμά ηλεκτρόνια μέσα στο πλάσμα έχουν τέτοια ελεύθερη διαδρομή ώστε να απομακρύνονται από τα cluster ($\alpha < \xi_e$) και όταν η ενέργειά τους είναι αρκετά υψηλή να νικούν την ηλεκτροστατική δύναμη που τα συγκρατεί με τα ιόντα, και να ξεφεύγουν εντελώς από τα cluster. Όταν το συνολικό φορτίο του cluster είναι αρκετά μεγάλο, τα εναπομείναντα ιόντα, όντας ένα μεγάλο θετικό ασταθές φορτίο υπόκεινται σε έκρηξη

Coulomb. Μια πολύ αναλυτική μελέτη της απορρόφησης της ενέργειας του laser, που ακολουθείται από τον ιονισμό του cluster, την θέρμανση και την τελική εκτόνωση αυτού, γίνεται στη δημοσίευση των T. Ditmire et. al.⁶⁸

Όπως αναφέρθηκε πολύ σημαντική είναι και η επιλογή της διάρκειας του παλμού του λέιζερ ώστε τα ιόντα να αποκτήσουν την μέγιστη δυνατή ενέργεια κατά την έκρηξη Coulomb. Αυτό επιτυγχάνεται όταν η διάρκεια του παλμού είναι αρκετά μικρή και το ponderomotive δυναμικό είναι αρκετά υψηλό ώστε τα ηλεκτρόνια των ατόμων των cluster να έχουν ξεφύγει σχεδόν στο σύνολό τους από το cluster, πριν αυτό να υποστεί στην έκρηξη coulomb. Ο απαιτούμενος χρόνος ανόδου (rise time) του παλμού λέιζερ που απαιτείται για κάτι τέτοιο μπορεί να υπολογιστεί από τον χρόνο που απαιτείται ώστε μια ομοιόμορφα φορτισμένη σφαίρα να διασταλεί λόγω δυνάμεων Coulomb σε μέγεθος όσο δύο φορές η αρχική της ακτίνα. Για μια σφαίρα αποτελούμενη από δευτέριο στην περίπτωση που εξετάζουμε, αυτός ο χρόνος, που αναφέρεται στη βιβλιογραφία ως χρόνος αποσύνθεσης [7] και δίνεται από :

$$t_{diss} \approx 0.8 \sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0 m_D}{n_D e^2}}$$

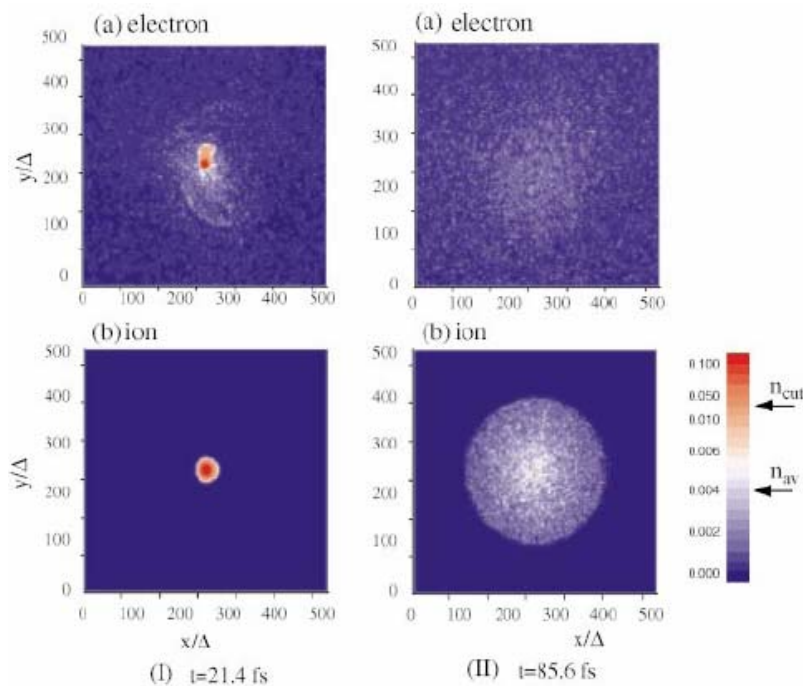
όπου n_D η αρχική πυκνότητα των ιόντων και m_D η μάζα ενός δευτερίου. Δυστυχώς, ο χρόνος αποσύνδεσης ή αλλιώς disassembly time ορίζεται με διαφορετικούς τρόπους στην βιβλιογραφία και όχι μόνο με τον προαναφερθέν και αυτό μπορεί να μπερδέψει τον αναγνώστη. Η επιλογή αυτού του ορισμού έγινε γιατί αυτή κρίθηκε ως μια πολύ καλή προσέγγιση και αρκετά χαρακτηριστική.

Με σκοπό την κατηγοριοποίηση των αλληλεπιδράσεων μεταξύ ιόντων δευτερίου, οι Kishimoto et. al.⁶⁹ ανέπτυξαν έναν PIC κώδικα ώστε να διαχωρίσουν την επίδραση της ακτίνας των cluster και της έντασης του laser στην απορρόφηση της ενέργειας του laser και στην παρατηρούμενη ενεργειακή διασπορά των ιόντων. Όπως θεωρητικά προβλέπεται στην εργασία τους η οποία αποτελεί και το πιο πρόσφατο δημοσίευμα σε αυτόν τον τομέα έρευνας (2002), υπάρχει μια κρίσιμη τιμή της ακτίνας των cluster $a=a^*$ και της ενέργειας του laser $a_0=a_0^*$ στις οποίες τα χαρακτηριστικά της εκτόνωσης των cluster διαφέρουν ποιοτικά από υδροδυναμική εκτόνωση σε έκρηξη Coulomb. Τα θεωρητικά αποτελέσματα αυτής της μελέτης για την σύντηξη λέιζερ προερχομένης από αντιδράσεις δευτερίου – δευτερίου, φαίνονται στην εικόνα 2.13 όπου και διαχωρίζονται οι δύο περιοχές στις οποίες προεξάρχει ένας από τους δύο μηχανισμούς κάθε φορά.

Στα γραφήματα, n_D είναι η μέση πυκνότητα πλάσματος δευτερίου, f_{2D} είναι ο όγκος που καταλαμβάνουν τα cluster στο σύνολο του όγκου V , $f \equiv 4\pi a^3 N_{cl}/4V$ στις δύο διαστάσεις (2D),

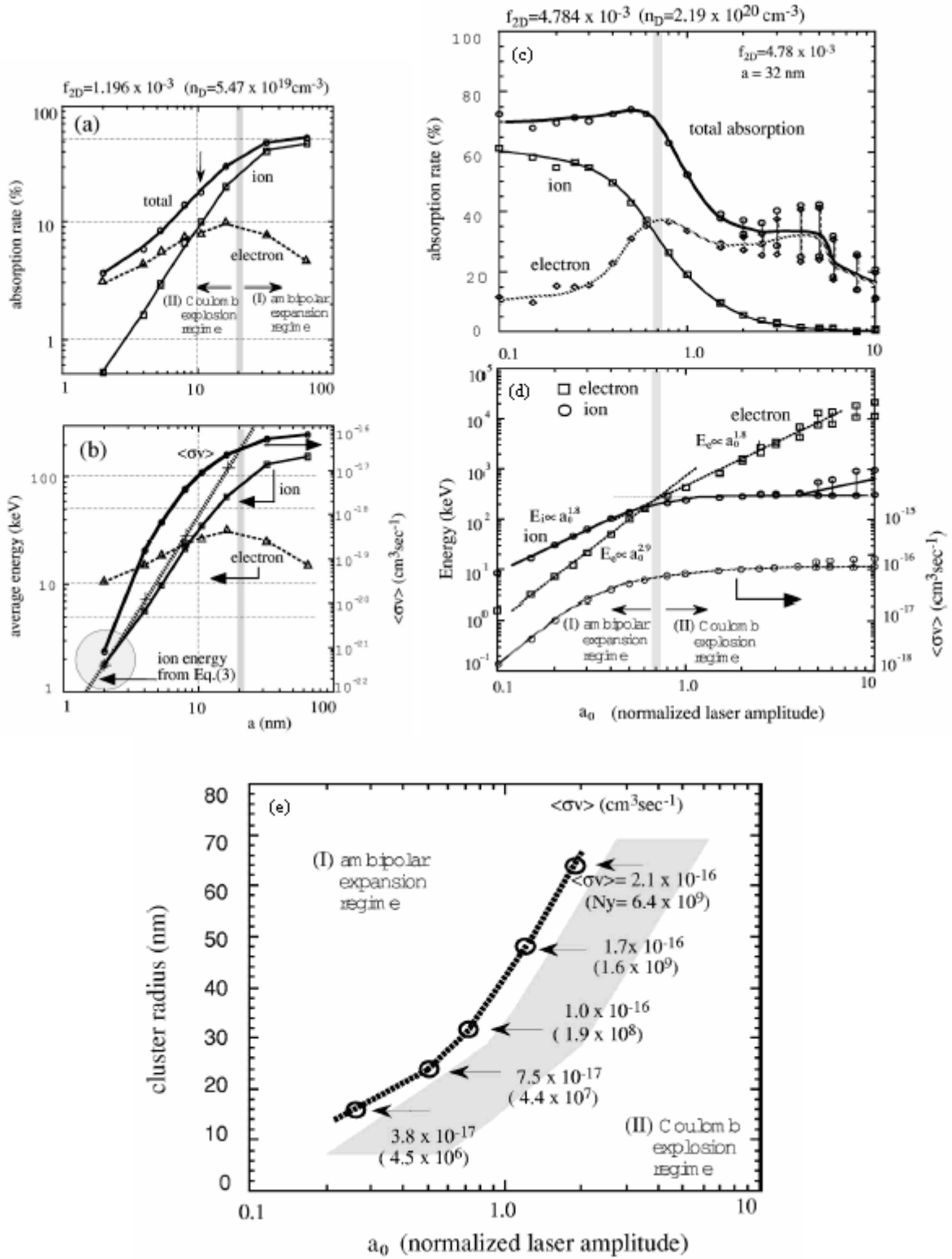
α το μέγεθος των cluster, $\alpha_0=8.85 \cdot 10^{-10} \lambda / (\mu\text{m}) I^{1/2}$ (W/cm^2) το κανονικοποιημένο πλάτος όπου για τα συγκεκριμένα γραφήματα, οι εντάσεις που χρησιμοποιήθηκαν είναι 10^{16} - 10^{17} W/cm^2

Όπως προκύπτει από τα γραφήματα α και β, για μικρές ακτίνες cluster, τα ηλεκτρόνια είναι αυτά που κερδίζουν περισσότερη από την ενέργεια του laser σε σχέση με τα ιόντα (οδηγώντας σε έκρηξη Coulomp) ενώ για μεγαλύτερες ακτίνες αυτό ανατρέπεται ενώ μετά από κάποια κρίσιμη τιμή η ενέργεια που κερδίζουν τα ηλεκτρόνια μειώνεται και η ενέργεια που κερδίζουν τα ιόντα παίρνει μια μέγιστη τιμή. Από εκείνη την τιμή και μετά, η ενεργός διατομή της αντίδρασης σύντηξης διατηρεί σχεδόν σταθερή τιμή και αυτή. Παράλληλα όμως, αυξάνοντας την ένταση του λέιζερ από 10^{16} έως 10^{17} W/cm^2 , η απορρόφηση της ενέργειας του λέιζερ από τα ιόντα όπως φαίνεται στα επόμενα δύο γραφήματα, γίνεται μικρότερη και η αντίστοιχη από τα ηλεκτρόνια γίνεται μεγαλύτερη όπου από κάποια τιμή και μετά η ενέργεια των ιόντων καταλήγει και πάλι σε ένα πλάτο. Το πρώτο πολύ σημαντικότερο συμπέρασμα λοιπόν αυτής της μελέτης είναι ότι μετά από κάποια τιμή απορρόφησης ενέργειας λέιζερ, η ενέργεια των ιόντων παραμένει σχεδόν σταθερή.



Εικόνα 2.12 : Διασπορά σωματιδίων ηλεκτρονίων και ιόντων στην περίπτωση έκρηξης Coulomp για δύο χρονικές στιγμές. Αριθμητική προσομοίωση μεPIC κώδικα.

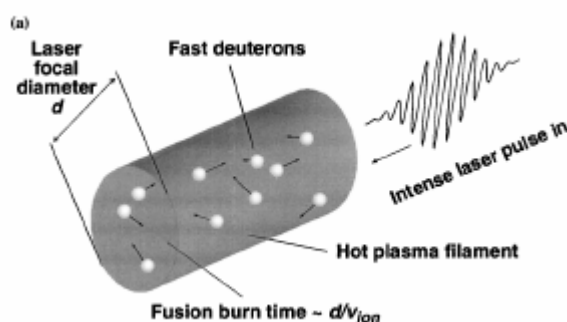
Αρχικά, τα ιόντα παραμένουν σχεδόν ακίνητα ενώ τα ηλεκτρόνια έχουν ήδη κερδίσει ενέργεια κάτι που οδηγεί σε έκρηξηCoulomp.



ps. Όπως φαίνεται και εδώ ο αριθμός των παραγόμενων νετρονίων φτάνει κοντά σε ένα πλατό στην περιοχή της έκρηξης Coulomb, στην οποία όμως και παίρνει μια μέγιστη τιμή.

Στο τελευταίο διάγραμμα διαχωρίζονται οι δύο περιοχές υδροδυναμικής εκτόνωσης και έκρηξης Coulomb για διάφορες τιμές α και α_0 . Επίσης αναγράφονται οι ενεργές διατομές για τις επιλεγόμενες τιμές των δύο παραμέτρων και ο παραγόμενος αριθμός των νετρονίων. Όπως φαίνεται για να βελτιστοποιηθεί η ενεργός διατομή σύντηξης κρατώντας την ένταση του λέιζερ κατά το δυνατόν χαμηλή, είναι επιθυμητό να επιλέξει κανείς το μέγεθος των cluster και την ένταση του λέιζερ έτσι ώστε να εμπίπτει στην δεξιά μεριά του γραφήματος δηλαδή στην περιοχή της έκρηξης Coulomb.

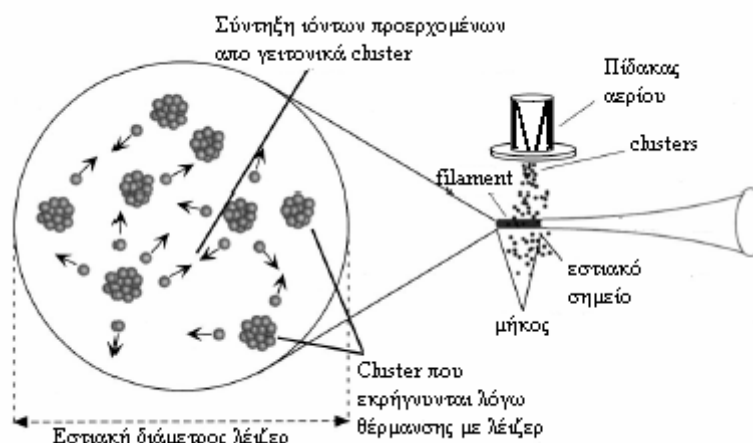
2.5 Πειραματικά αποτελέσματα πρόκλησης σύντηξης κατά την αλληλεπίδραση δέσμης λέιζερ με στόχους cluster δευτερίου.



Εικόνα 2.13 : Αλληλεπίδραση παλμικής δέσμης λέιζερ με πλάσμα προερχόμενο από cluster δευτερίου. Καθώς ο παλμός ταξιδεύει εστιασμένος μέσα στο filament (για μικρή διαδρομή) δημιουργεί ταχέως κινούμενα ιόντα δευτερίου. Εκεί που η ένταση του παλμού είναι μέγιστη (στο κέντρο του filament) η πυκνότητα των ιόντων είναι μεγαλύτερη από αυτήν που είναι πλευρικά.

Τα πρώτα πειράματα παραγωγής σύντηξης έχουν γίνει με στόχους καθαρού δευτερίου για διάφορα μεγέθη cluster. Τα αποτελέσματα αυτών, (Zweiback *et. al.*⁷⁰.) έδιναν κινητικές ενέργειες ιόντων πολύ χαμηλές, της τάξης των 2.5 keV ανά ιόν. Για ενίσχυση αυτών των ενεργειών, οι Last *et. al.*⁷¹ πρότειναν την χρήση ετεροπυρηνικών μορίων. Προς αυτήν την κατεύθυνση και με σκοπό η πιο πιθανή ενέργεια των παραγόμενων ιόντων να πλησιάσει την απαιτούμενη ενέργεια για επίτευξη σύντηξης δευτερίου – δευτερίου στην περιοχή όπου η ενεργός διατομή της αντίδρασης αυτής είναι μεγάλη, οι Grillon, Moustazis *et. al.*⁷² προχώρησαν σε ένα πείραμα στο οποίο χρησιμοποιήθηκαν cluster δευτεριομένου μεθανίου (CD₄). Το CD₄ παρουσιάζει τα εξής πλεονεκτήματα σε σχέση με τους απλούς στόχους δευτερίου: Πρώτον, λόγω της έντονης πολικότητας που επιδεικνύει το μόριο αυτό, μεγάλα cluster μπορούν να παραχθούν σε θερμοκρασίες δωματίου και δεύτερον, ο ιονισμός των

βαρέων ατόμων του άνθρακα μπορεί να επιφέρει υψηλό βαθμό ιονισμού, ενισχύοντας έτσι την έκρηξη Coulomp. Παρακάτω θα παρουσιαστούν συνοπτικά οι συνθήκες και τα αποτελέσματα του πειράματος αυτού, καθώς αυτά θα επιβεβαιωθούν σε πρώτη φάση ως έλεγχος του αριθμητικού κώδικα που αναπτύσσεται στο δεύτερο μέρος της εργασίας αυτής. Το λέιζερ που χρησιμοποιήθηκε στο προαναφερθέν πείραμα, μετέφερε ενέργεια 800 mJ διάρκειας παλμού 35 fs με συχνότητα επανάληψης (repetition rate) 10 Hz σε δέσμη cluster αποτελούμενη από $2 \cdot 10^{17}$ άτομα/cc. Καθώς το λέιζερ αλληλεπιδρά με το cluster, δημιουργεί ένα νημάτιο (filament) ιόντων (Εικόνα 2.14¹). Ο μέσος αριθμός των μορίων ανα cluster υπολογίστηκε περίπου $2 \cdot 10^5$ και το εστιακό σημείο της παλμικής δέσμης λέιζερ ήταν $85\text{ }\mu\text{m}$. Ένα σχεδιάγραμμα της διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα φαίνεται στην εικόνα 2.16 όπου σε παράθεση ξεχωρίζει το ακροφύσιο σε δύο όψεις.



Εικόνα 2.14 : Διάταξη πειράματος σύντηξης λέιζερ

Στην εικόνα 2.17 φαίνονται αποτελέσματα από μετρήσεις με Thomson parabola των ενεργειών τόσο των ιόντων δευτερίου όσο και των ιόντων άνθρακα καθώς επίσης και ο παρατηρούμενος αριθμός νετρονίων για διάφορες εντάσεις λέιζερ, πάντα της τάξης των 10^{17} W/cm^2 . Όπως φαίνεται από το πείραμα, μετρήθηκαν ενέργειες δευτερίων έως και 100 keV ενώ το μέγιστο της κατανομής εμφανίζονταν στα $40\text{--}45\text{ keV}$. Για αυτές τις ενέργειες ο παραγόμενος αριθμός νετρονίων, θεωρώντας αλληλεπιδράσεις μόνο ιόντων-ιόντων σε μικρή απόσταση από το σημείο της έκρηξης, δίνεται από τον γενικότερο τύπο:

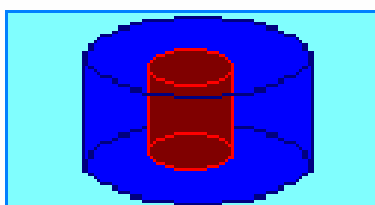
$$N = n^2 \langle \sigma u \rangle_T V \Delta t$$

¹ Εικόνα από ‘Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters’ *Nature* **398**, 489 - 492 (08 April 1999), Ditmire et al.

όπου V ο όγκος αλληλεπίδρασης, και Δt το χρονικό βήμα που αφορά την εκτόνωση του πλάσματος (χρόνος αποσύνθεσης του πλάσματος). Με αυτόν τον υπολογισμό, ο οποίος χρησιμοποιείται κατά κόρον για τον υπολογισμό του αριθμού των παραγόμενων νετρονίων από αντιδράσεις δευτερίου-δευτερίου από όσους εργάζονται με σύντηξη λέιζερ, προκύπτει η διακεκομμένη γραμμή του σχήματος β της εικόνας 2.16. Τα πειραματικά αποτελέσματα όμως του παρατηρηθέντος αριθμού νετρονίων έχουν διαφορά σχεδόν 2 τάξεις μεγέθους από αυτές τις τιμές (αναπαρίστανται με τελείες). Κάτι τέτοιο σημαίνει μάλλον πως η αντίληψη ότι η παραγωγή των νετρονίων γίνεται μόνο στην περιοχή της έκρηξης Coulomb και μόνο με τα ιόντα που προκύπτουν από αυτήν αποδίδει μικρότερη αξία στο φαινόμενο από ότι πρέπει. Στην δημοσίευση των Grillon, Moustazis et. al. ο πειραματικός αριθμός των νετρονίων προσεγγίστηκε από τον τύπο :

$$N = n^2 \cdot \sigma \cdot V \cdot R$$

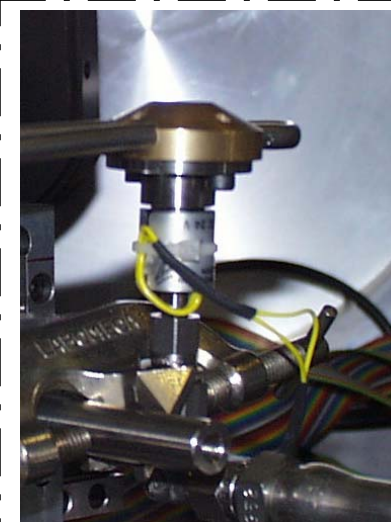
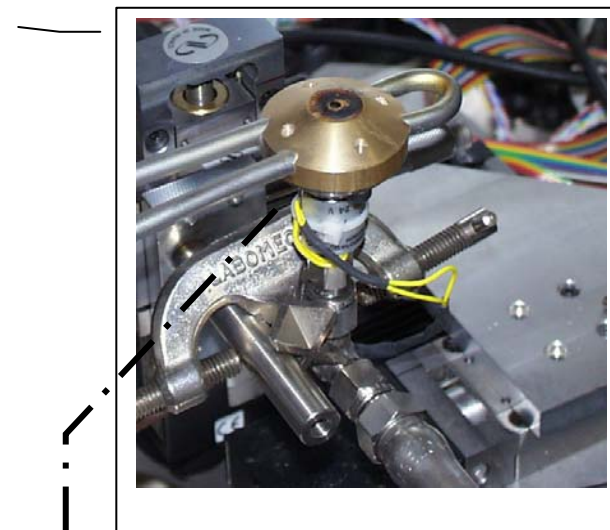
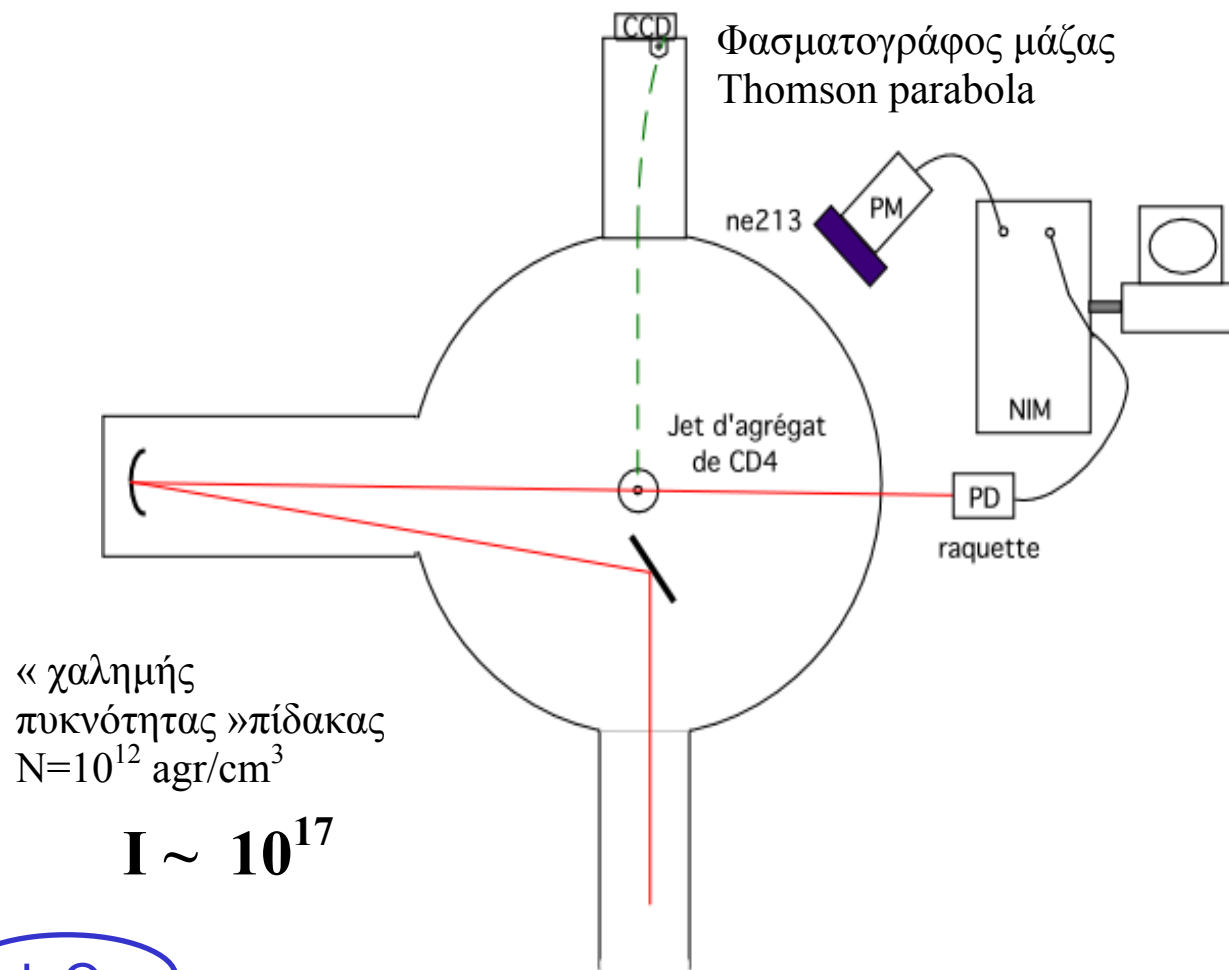
όπου R είναι ο συνολικός όγκος του πίδακα, στον οποίο υπάρχουν και «ακίνητα», ψυχρά cluster. Με την προσέγγιση λοιπόν ότι ο όγκος αλληλεπίδρασης είναι ο συνολικός όγκος στον οποίο εκτός από τα ιόντα υπάρχουν και cluster τα οποία αλληλεπιδρούν με μεγαλύτερες ενεργές διατομές με τα ιόντα και είτε ιονίζονται και αυτά είτε παραμένουν ουδέτερα, τα πειραματικά και τα θεωρητικά αποτελέσματα συγκλίνουν καλύτερα. Στην αριθμητική προσομοίωση που επιχειρείται στο επόμενο κεφάλαιο, ο όγκος αλληλεπίδρασης, σε αντίθεση με τις έως τώρα μελέτες, λαμβάνεται ως η ακτίνα του πίδακα, διαμέτρου 1 – 2.5 χιλιοστών ενώ η εκτίμηση αυτή είναι αρκετά συντηρητική λαμβάνοντας υπόψιν ότι κατά την εκτόνωση των ιόντων λαμβάνει χώρα και δευτερεύον ιονισμός (με μικρότερη ηλεκτρονική πυκνότητα) καθώς υπάρχει έντονη ακτινοβολία τόσο στην φασματική περιοχή των UV, VUV και ακτίνων X όσο και στην περιοχή της γ-ακτινοβολίας ικανή και αυτή να ιονίσει τα cluster περιφερειακά του πίδακα και έτσι να αυξηθεί ο όγκος αλληλεπίδρασης έως και 1 με 2 χιλιοστά επιπλέον.



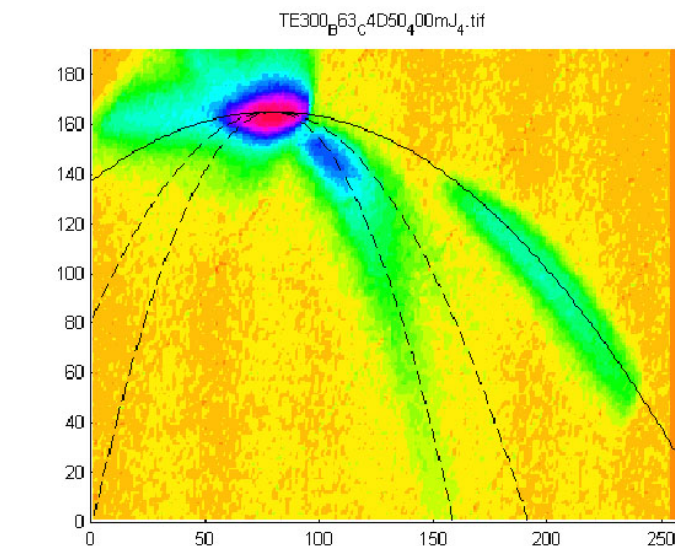
Σχήμα 2.15 : Απεικόνιση της φυσικής διάστασης του προβλήματος

Με κόκκινο χρώμα απεικονίζεται η περιοχή με τα ιόντα υψηλής πυκνότητας, με μπλε η περιοχή με τα ιόντα χαμηλής πυκνότητας και με θαλασσί η περιοχή όπου υπάρχουν τα cluster και το ουδέτερο αέριο

LOA experimental

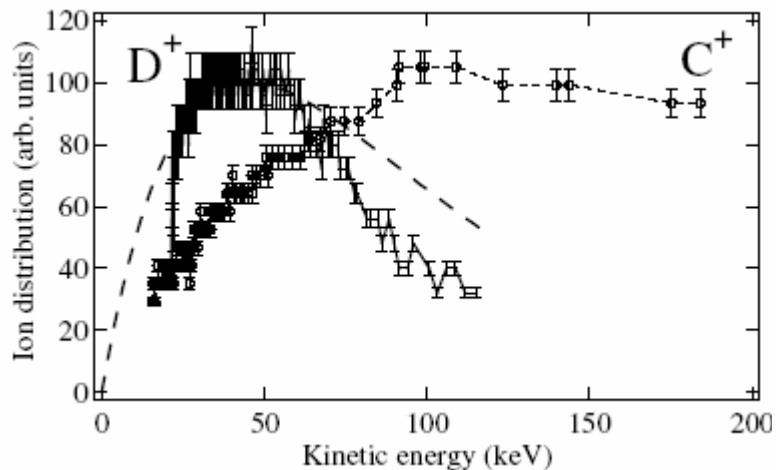


Εικόνα 2.16 : Πειραματική διάταξη αλληλεπίδρασης cluster CD_4 με βραχύχρονους παλμούς λέιζερ για παραγωγή σύντηξης δευτερίου. Σε παράθεση φαίνεται το ακροφύσιο που χρησιμοποιήθηκε.



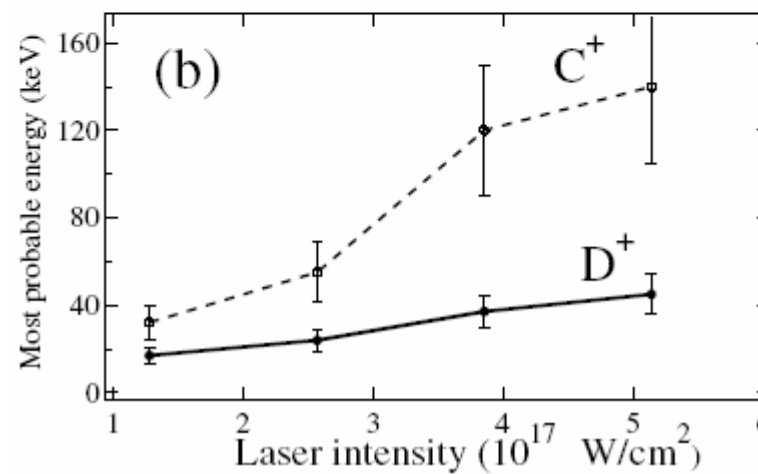
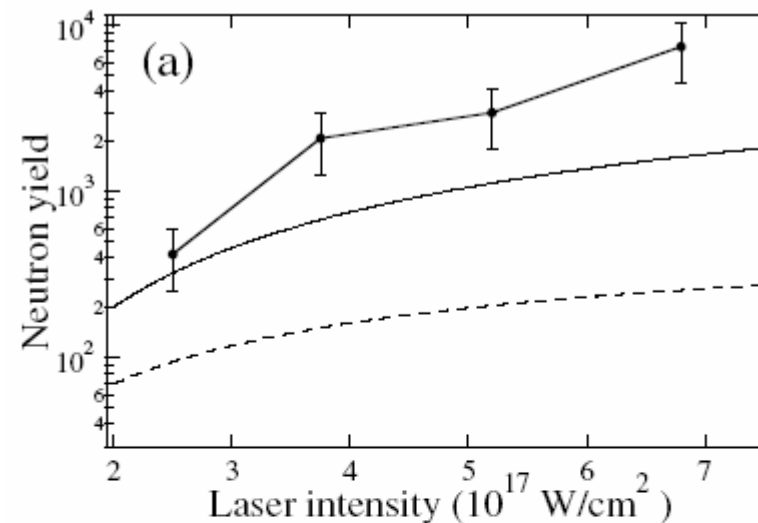
Εικόνα 2.17α)* Εικόνα των ιόντων δευτερίου καθώς και των απλά και διπλά ιονισμένων ιόντων άνθρακα με Thompson parabola.

Ο διαχωρισμός των ιόντων είναι πολύ ευκρινής.



Εικόνα 2.17β)* Ενεργειακή διασπορά ιόντων δευτερίου και απλά ιονισμένου άνθρακα.

Η κατανομή των ιόντων δευτερίου πλησιάζει πολύ καλά την μορφή κατανομής Maxwell (διακεκομμένη)



Εικόνα 2.17γ)* Διαγράμματα παραγόμενου αριθμού νετρονίων και πιο πιθανής ενέργειας ιόντων συναρτήσει μεταβαλλόμενης ενέργειας του λέιζερ. Όπως παρατηρείται αυξανόμενης της έντασης, δεν παρατηρείται μεγάλη αύξηση στην ενέργεια των ιόντων και συνεπακόλουθα στο πλήθος των παραγόμενων νετρονίων.

* PRL 89(6), 2002: "Deuterium-Deuterium Fusion Dynamics in Low-Density Molecular-Cluster Jets Irradiated by Intense Ultrafast Laser Pulses", Grillon, Moustazis et. al.

ΜΕΡΟΣ II

ΜΑΓΝΗΤΟΎΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΠΙΛΥΣΗ

Κεφάλαιο 3

3.1 Φυσική Περιγραφή πλάσματος

Η περιγραφή της χωροχρονικής εξέλιξης του πλάσματος μπορεί να γίνει με τρεις τρόπους. Η πρώτη περιγραφή αφορά τον χώρο της στατιστικής φυσικής, όπου οι εξισώσεις της κινητικής θεωρίας, η εξίσωση Vlasov μαζί με τις εξισώσεις Maxwell αποτελούν ένα αυτοσυνεπές σύστημα εξισώσεων για την λεπτομερή περιγραφή των σωματιδίων που αποτελούν το πλάσμα με την βοήθεια μιας συνάρτησης κατανομής σε συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας. Δεύτερη περιγραφή γίνεται με την χρήση των εξισώσεων των δύο ρευστών, όπου τα δύο ρευστά (ιόντα και ηλεκτρόνια) είναι ανεξάρτητα μεν αλλά συνδέονται μέσω των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων που δημιουργούνται από αυτά κατά τέτοιον τρόπο ώστε τα πεδία να επηρεάζουν την κίνηση των ρευστών και τα τελευταία με την σειρά τους να επηρεάζουν τα πεδία. Τέλος η τρίτη περιγραφή αναφέρεται στις εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής, η οποία αντιμετωπίζει το σύνολο των σωματιδίων ως ένα ρευστό. Κάθε μια περιγραφή εφαρμόζει ανάλογα στο φαινόμενο το οποίο θέλει κανείς να παρακολουθήσει. Στην περίπτωση του προβλήματος της μαγνητικής συγκράτησης πλάσματος προερχομένου από την αλληλεπίδραση παλμών λέιζερ με cluster, το μοντέλο που περιγράφει ικανοποιητικά το φαινόμενο και είναι και αυτό που θα χρησιμοποιηθεί στην περαιτέρω ανάπτυξη, είναι το μοντέλο της μαγνητοϋδροδυναμικής και συγκεκριμένα της ιδανικής μαγνητοϋδροδυναμικής. Οι εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής προκύπτουν από τις εξισώσεις Maxwell μαζί με τους νόμους διατήρησης μάζας, ορμής και ενέργειας.

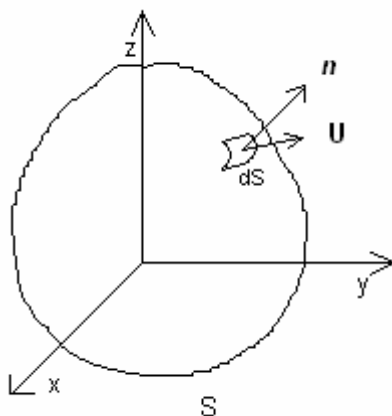
Σε αυτήν την περιγραφή, το πλάσμα δευτερίου αντιμετωπίζεται ως ένα συμπίεστο ρευστό. Συμπιεστό ρευστό ονομάζεται γενικά ένα μεταβλητής πυκνότητας ρευστό δηλαδή ένα ρευστό στο οποίο όταν του ασκηθεί μία δύναμη, ή γενικά εμφανιστεί μια βαθμίδα πίεσης σε κάποιο σημείο αυτού, η πυκνότητα τοπικά αλλάζει ενώ η διαταραχή αυτή διαδίδεται στα γειτονικά σημεία του ρευστού με την μορφή ενός παλμικού κύματος. Έστω ένα στοιχείο του ρευστού αυτού απείρως μικρό, με όγκο V το οποίο όμως μπορεί να περιέχει ένα αρκετά μεγάλο αριθμό σωματιδίων ώστε να μπορεί να θεωρηθεί ως συνεχές μέσο και έστω S η επιφάνεια που περικλείει αυτόν τον όγκο. Έστω επίσης ότι αυτό το στοιχείο είναι ακίνητο σε ένα σύστημα αναφοράς Euler. Οι εξισώσεις διατήρησης σε αυτό το σύστημα αναφοράς μπορούν να εκφραστούν με την παρακάτω ολοκληρωτική μορφή.

Εξίσωση Συνέχειας

Σε ένα φυσικό πρόβλημα χωρίς πηγές, η συνολική ποσότητα μάζας που περιέχεται στον όγκο V και περιβάλλεται από επιφάνεια S , δεν μπορεί ούτε να γεννηθεί ούτε να καταστραφεί. Αυτό σημαίνει ότι η χρονική μεταβολή της ποσότητας μάζας που περιέχεται στον όγκο αυτό θα οφείλεται στην ροή μάζας δια μέσου της επιφάνειας S , ή όπως εκφράζεται μαθηματικά :

$$-\oint_S \rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho dV \quad (3.1)$$

Το αριστερό ολοκλήρωμα αναπαριστά το καθαρό ποσό ροής μάζας το οποίο εισέρχεται μέσα στον V δια μέσου του συνόλου της επιφάνειας S και κάθετα σε αυτήν (Σχήμα 4.1). Το εσωτερικό γινόμενο προέκυψε από τον πολλαπλασιασμό $U_n dS = \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S}$, ενώ το δεξί μέλος αναπαριστά την χρονική μεταβολή της μάζας μέσα στον όγκο αυτό V .



Εικόνα 3.1: Αναπαράσταση του όγκου ολοκλήρωσης που ονομάζεται control volume ο οποίος περικλείεται από μία επιφάνεια S (control surface)

Εξίσωση διατήρησης ορμής

Σύμφωνα με το δεύτερο νόμο του Νεύτωνα, ο ρυθμός μεταβολής της ορμής σε ένα σώμα ισούται με την δύναμη που ασκείται πάνω σε αυτό.

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt}(m\mathbf{u}) \quad (3.2)$$

Για προβλήματα μη μεταβλητής μάζας, το m μπορεί να βγει έξω από το ολοκλήρωμα. Η γενίκευση του νόμου αυτού του Νεύτωνα για όλες τις δυνάμεις που ασκούνται σε ένα ρευστό, σε μαθηματική μορφή είναι :

$$\boxed{\iiint_V \rho \mathbf{f} dV - \iint_S p d\mathbf{S} = \iint_S (\rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S}) \mathbf{u} + \iiint_V \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} dV} \quad (3.3)$$

όπου \mathbf{f} είναι το σύνολο των βαρυτικών και ηλεκτρομαγνητικών δυνάμεων ανά μονάδα μάζας ρευστού και p η πίεση που ασκείται σε στοιχειώδη επιφάνεια $d\mathbf{S}$. Το αριστερό μέλος της εξίσωσης (3.3) λοιπόν παριστάνει το σύνολο των δυνάμεων, βαρυτικών, ηλεκτρομαγνητικών και επιφανειακών δυνάμεων πίεσης, που ασκούνται στο ρευστό όγκου V .

Το δεξί μέλος της εξίσωσης, παριστά την μεταβολή της ορμής. Στο πρώτο ολοκλήρωμα, το εσωτερικό γινόμενο $\rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S}$ ισούται με την ροή της μάζας διαμέσου της επιφάνειας $d\mathbf{S}$, σε αντιστοιχία με την εξίσωση συνέχειας. Πολλαπλασιάζοντας με την ταχύτητα ροής και ολοκληρώνοντας για όλη την επιφάνεια προκύπτει η συνολικός ρυθμός μεταβολής της ορμής. Το δεύτερο ολοκλήρωμα αφορά ασταθή ροή, δηλαδή ροή της οποίας τα χαρακτηριστικά, πυκνότητα ρ και ταχύτητα \mathbf{u} , μεταβάλλονται με το χρόνο. Αν ρdV είναι μια στοιχειώδης μάζα του ρευστού, η ορμή αυτής στο σύνολο του όγκου V θα είναι ίση με $\iiint_V \rho \mathbf{u} dV$ οπότε η μεταβολή της

ροής αυτής εξαιτίας των διακυμάνσεων στις ιδιότητες του τοπικού πεδίου ροής είναι ακριβώς $\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho \mathbf{u} dV = \iiint_V \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} dV$

Εξίσωση διατήρησης ενέργειας

Ο ρυθμός μεταβολής της ενέργειας του ρευστού καθώς αυτό διαπερνά τον όγκο V , όπως διατυπώνει ο πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής, πρέπει να ισούται με τη θερμότητα που προστίθεται σε αυτόν τον όγκο από τον περιβάλλοντα χώρο, συν το έργο που παράγεται στον όγκο αυτό.

Αν e είναι η εσωτερική ενέργεια ανά μονάδα μάζας του ρευστού και $u^2/2$ η κινητική του ενέργεια τότε η μεταβολή της ενέργειας λόγω της μετακίνησης της ποσότητας

μάζας $\rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S}$ διαμέσου της επιφάνειας S , είναι $\oint_S (\rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S}) (e + \frac{u^2}{2})$ ενώ για ασταθή

ροή σύμφωνα με την προηγούμενη ανάλυση, στην συνολική μεταβολή της ενέργειας

θα πρέπει να προστεθεί και ο όρος $\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho (e + \frac{u^2}{2}) dV$.

Σύμφωνα με τα παραπάνω η διατήρηση της ενέργειας εκφράζεται μαθηματικά από :

$$\boxed{\iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] dV + \oint_S \rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_V \dot{q} \rho dV - \oint_S p \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} + \iiint_V \rho (\mathbf{f} \cdot \mathbf{u}) dV} \quad (3.4)$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους της εξίσωσης (3.4) εκφράζει την θερμότητα που προστίθεται στον όγκο V (όπου το \dot{q} είναι ο ρυθμός αύξησης της θερμότητας ανά μονάδα μάζας) ενώ ο δεύτερος όρος εκφράζει το ρυθμό παραγωγής έργου από τις επιφανειακές δυνάμεις πίεσης $p d\mathbf{S}$ στο ρευστό που διαπερνά την επιφάνεια S με ταχύτητα \mathbf{u} . Ο τελευταίος όρος αφορά της υπόλοιπες δυνάμεις \mathbf{f} (ηλεκτρομαγνητικές και βαρυτικές) όπου $(\rho \mathbf{f} dV) \cdot \mathbf{u}$ είναι ο ρυθμός παραγωγής έργου στον στοιχειώδη όγκο dV .

Η ολοκληρωτική μορφή των εξισώσεων διατήρησης, αν και αποτελούν μια πλήρη και επεξηγηματική μορφή των φυσικών αρχών που διέπουν την κίνηση συμπιεστών ρευστών εν τούτοις είναι δύσχρηστοι. Αντίθετα η διαφορική μορφή αυτών, που περιγράφει την συμπεριφορά των εξισώσεων σε ένα σημείο του ρευστού είναι πιο εύχρηστη.

Έτσι, από την εξίσωση (3.1), με τη βοήθεια του θεωρήματος Gauss (για συνεχείς και παραγωγίσιμες ποσότητες) :

$$\oint_S \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_V (\nabla \cdot \mathbf{A}) dV \quad \text{και} \quad \oint_S \Phi d\mathbf{S} = \iiint_V (\nabla \Phi) dV$$

για διανυσματικές και βαθμωτές συναρτήσεις αντίστοιχα η εξίσωση συνέχειας, παίρνει την μορφή :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.5)$$

Ομοίως, από την εξίσωση (3.2), προκύπτει η διαφορική μορφή της εξίσωσης διατήρησης ορμής :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u_i \mathbf{u}) = -\frac{\partial p}{\partial i} + \rho f_i \quad (3.6)$$

όπου $i=x,y,z$ σε καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων $i= r, \varphi, z$ σε κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων με την κατάλληλη μετατροπή του συστήματος.

Τέλος από την εξίσωση διατήρησης της ενέργειας, (3.4), προκύπτει η διαφορική της μορφή,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{u}) = -\nabla \cdot (p \mathbf{u}) + \rho \dot{q} + \rho(\mathbf{f} \cdot \mathbf{u}) \quad (3.7)$$

όπου ε η συνολική ενέργεια ενός στοιχείου του ρευστού $\varepsilon = \rho(e + u^2/2)$.

Για την πλήρη μαγνητοϋδροδυναμική περιγραφή της κίνησης του ρευστού πλάσματος, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, απαραίτητες είναι και οι εξισώσεις Maxwell. Στο MKS οι απαραίτητες για την εύρεση της μεταβολής του μαγνητικού πεδίου εξισώσεις Maxwell είναι :

- ♦ Ο νόμος του Faraday, που εκφράζει το γεγονός ότι ένα χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο παράγει ένα μη συντηρητικό ηλεκτρικό πεδίο :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (3.8)$$

- ♦ Ο νόμος του Ampere που λέει ότι η στροφή του μαγνητικού πεδίου οφείλεται στη ροή του ρεύματος \mathbf{j} και σε ένα μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{d\mathbf{E}}{dt}), \quad (3.9)$$

όπου ε_0 και μ_0 η διαπερατότητα του ελεύθερου χώρου και η διηλεκτρική σταθερά αντίστοιχα με τιμές $8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ και $4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$ στο σύστημα που μελετάμε (mks ή γενικότερα SI).

- ♦ Ο νόμος του Gauss για το μαγνητικό πεδίο που εξασφαλίζει ότι η ροή του μαγνητικού πεδίου δια μέσου μιας κλειστής επιφάνειας είναι μηδενική.

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.10)$$

Σε αυτές τις τρεις εξισώσεις θα πρέπει να προστεθεί και ο γενικευμένος νόμος του Ohm για την ροή του ρεύματος, \mathbf{j} . Σύμφωνα με αυτόν :

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (3.11)$$

όπου η είναι η ειδική αντίσταση που ουσιαστικά είναι το αντίστροφο της αγωγιμότητας $\sigma = 1 / \eta$.

Για την εξαγωγή της εξίσωσης εξέλιξης του μαγνητικού πεδίου, αντικαθιστώντας στο νόμο του Faraday το ηλεκτρικό πεδίο, όπως αυτό προκύπτει από τον νόμο του Ohm έχουμε:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times (\eta \mathbf{j} - \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \Leftrightarrow \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times (\eta \mathbf{j}) + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})\end{aligned}$$

Αλλά από τον νόμο του Ampere, θεωρώντας το ρεύμα μετατόπισης $\frac{d\mathbf{E}}{dt} \cong 0$ η τελευταία εξίσωση παίρνει την μορφή:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \left(\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ &\quad \text{ή} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times (\chi_m \nabla \times \mathbf{B}) + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (3.12)\end{aligned}$$

Το χ_m συμβολίζει την μαγνητική διάχυση: $\chi_m = 1 / \sigma \mu_0$

Τέλος, η εξίσωση κατάστασης που περιγράφει τη συνάρτηση πίεσης, θερμοκρασίας και πυκνότητας στο φυσικό σύστημα που εξετάζεται θεωρώντας ότι το πλάσμα συμπεριφέρεται ως ένα ιδανικό αέριο, είναι :

$p = nkT$

(3.13)

k είναι η σταθερά Boltzmann με τιμή στο mks $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K και η θερμοκρασία μετριέται σε Kelvin.

Το σύστημα αυτό των τεσσάρων εξισώσεων (3.5), (3.6), (3.7) και (3.12) μαζί με την εξίσωση κατάστασης (3.13), είναι ένα κλειστό, αυτοσυνεπές σύστημα εξισώσεων που περιγράφει πλήρως την εξέλιξη του μαγνητοϋδροδυναμικού πλάσματος.

3.2 Θεωρία κρουστικών κυμάτων και δοκιμές κρουστικού σωλήνα

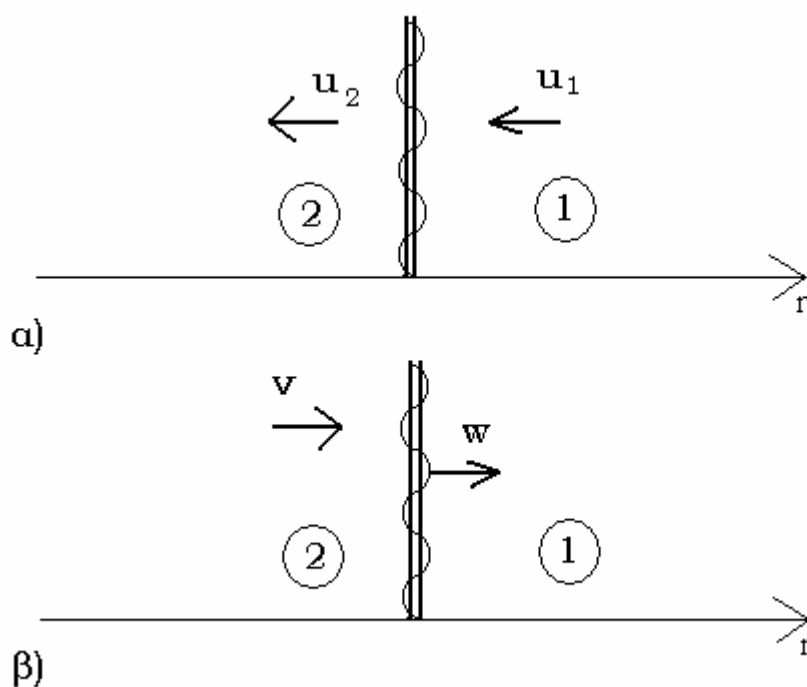
Όταν ένα αέριο εκτονώνεται μέσα σε ένα χώρο είτε κενό από σωματίδια, είτε αποτελούμενο από σωματίδια με μικρότερη πυκνότητα το πρόβλημα της εξέλιξης της κατάστασης του αερίου, μπορεί σε πρώτη προσέγγιση να θεωρηθεί ως ένα πρόβλημα Riemann. Μαθηματικά, το πρόβλημα Riemann εκφράζεται ως το πρόβλημα επίλυσης ενός συνόλου μη γραμμικών υπερβολικών διαφορικών εξισώσεων όπως είναι οι εξισώσεις συνέχειας, κίνησης, ενέργειας σε μονοδιάστατη ροή, των οποίων οι αρχικές συνθήκες παρουσιάζουν κάποια ασυνέχεια. Στην συγκεκριμένη περίπτωση η ασυνέχεια (contact discontinuity) δημιουργείται και διαδίδεται λόγω της διαφοράς στα χαρακτηριστικά της ροής του αερίου που εκτονώνεται και του αερίου του χώρου στον οποίο η εκτόνωση λαμβάνει χώρα.

Κρουστικά κύματα

Τα κρουστικά κύματα είναι ουσιαστικά ισχυρές διαταραχές που διαδίδονται με υπερηχητικές ταχύτητες. Ανήκουν στην κατηγορία των κυμάτων πίεσης, όπως και τα ηχητικά, με την διαφορά ότι ακόμα και τα πιο ασθενικά κρουστικά κύματα είναι πολύ πιο ισχυρά από τα ισχυρότερα ηχητικά. Τα ακουστικά κύματα, τα οποία προσεγγίζονται πολύ ικανοποιητικά από τα ηχητικά κύματα, είναι μια ιδανική κατάσταση κυμάτων πίεσης στα οποία οι διαταραχές των Δp , ΔT , Δu που προκαλούνται στο μέσο στο οποίο διαδίδονται είναι πολύ μικρές, όλα τα μέρη του κύματος ταξιδεύουν με την ίδια ταχύτητα ως προς ένα σταθερό σύστημα αναφοράς, η κυματομορφή τους παραμένει η ίδια και οι εξισώσεις που περιγράφουν την ροή είναι γραμμικές. Τα πραγματικά (μη ιδανικά) κύματα (finite waves) στα οποία ανήκουν και τα κρουστικά κύματα αντίθετα έχουν μεγάλες τιμές των Δp , ΔT , Δu , κάθε τοπικό τμήμα του κύματος διαδίδεται με ταχύτητα διαφορετική και ίση με την ταχύτητα του κύματος στη θέση αυτού συν την τοπική ταχύτητα του στοιχειώδους όγκου του ρευστού στην ίδια θέση, και οι εξισώσεις που διέπουν της μεταβλητές της ροής, είναι μη γραμμικές εξισώσεις. Κατά την διάδοση ενός κύματος, στην περιοχή που η διαταραχή Δp αυξάνεται, δημιουργείται ένα κύμα συμπίεσης το οποίο καθώς διαδίδεται γίνεται πιο απότομο ενώ όταν η ταχύτητά του γίνει μεγαλύτερη από την ταχύτητα του ήχου, καταλήγει σε κρουστικό κύμα. Προς την αντίθετη κατεύθυνση, όπου το Δp μειώνεται δημιουργείται αντίστοιχα ένα κύμα αραιώσης (rarefaction

wave) το οποίο βαθμιαία γίνεται ακόμα πιο αραιό. Γενικά λοιπόν όταν ένα κύμα διαδίδεται σε ένα μέσο χαρακτηρίζεται ως *κρουστικό* όταν μεταδίδεται γρηγορότερα από την ταχύτητα του ήχου και όταν τροποποιεί σημαντικά την κατάσταση του μέσου στο οποίο διαδίδεται.

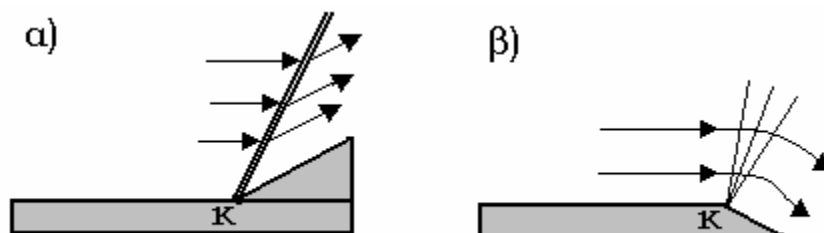
Στη φύση κρουστικά κύματα εμφανίζονται όταν ένα αντικείμενο κινείται υπερηχητικά σε μια στάσιμη ροή αερίου, όταν ένα ακινητοποιημένο αντικείμενο δέχεται υπερηχητική ροή αερίου καθώς και όταν μια γρήγορη ροή αερίου προσπερνά μια άλλη αργή ροή κάτι παρόμοιο με το φυσικό πρόβλημα που αντιμετωπίζεται σε αυτήν την εργασία. Κατ' αυτόν τον τρόπο δημιουργούνται κινούμενα ή στάσιμα κρουστικά κύματα (Εικόνα 3.2). Η περιοχή μπροστά από το κρουστικό ονομάζεται εμπρόσθια ή ανοδική (upstream) και είναι η αδιατάραχτη περιοχή και συμβολίζεται με τον αριθμό 1 συνήθως ενώ η περιοχή πίσω από το κρουστικό, από όπου το κύμα έχει περάσει και έχει αλλάξει τα χαρακτηριστικά της ροής, ονομάζεται οπίσθια ή καθοδική (downstream) και συμβολίζεται με τον αριθμό 2. (Εικόνα 3.2)



Εικόνα 3.2: α) Στάσιμο κρουστικό κύμα (ως προς σταθερό σύστημα αναφοράς, π.χ. του εργαστηρίου) u_1 είναι η ταχύτητα ροής στην αδιατάραχτη ανοδική πλευρά και u_2 είναι η ταχύτητα στην καθοδική πλευρά της οποίας τα χαρακτηριστικά έχουν επηρεαστεί από το κρουστικό κύμα (steady flow)

β)Κινούμενο κρουστικό κύμα. w είναι η ταχύτητα με την οποία κινείται το κρουστικό, η περιοχή 1, η ανοδική περιοχή δηλαδή, δεν έχει αρχίσει ακόμα να κινείται ενώ στην περιοχή 2, στην καθοδική πλευρά η μάζα του ρευστού έχει αποκτήσει κάποια ταχύτητα v λόγω της επίδρασης του απερχόμενου κρουστικού. (unsteady flow)

Τα κρουστικά κύματα ταξινομούνται ως ασθενή ή ισχυρά, ανάλογα με την διαφορά της πίεσης στις δύο περιοχές που χωρίζει. Επίσης ταξινομούνται σε κανονικά (normal shocks) και πλάγια (oblique shocks) ανάλογα με τη διεύθυνση του μετώπου σε σχέση με την διεύθυνση της ελεύθερης ροής του ρευστού μέσα στο οποίο διαδίδεται. Μονοδιάστατα κύματα είναι μόνο τα κανονικά κρουστικά, τα πλάγια κρουστικά κύματα επικρατούν σε δισδιάστατες και τρισδιάστατες υπερηχητικές ροές. Τέλος διακρίνονται σε κρουστικά συμπίεσης (compression shocks) και διαστελλόμενα (rarefaction shocks), και σε άμεσα (direct shocks) και ανακλώμενα (reflected shocks) (εικόνα 3.3). Παράδειγμα κανονικού κρουστικού είναι και αυτό που φαίνεται στην εικόνα 3.2.



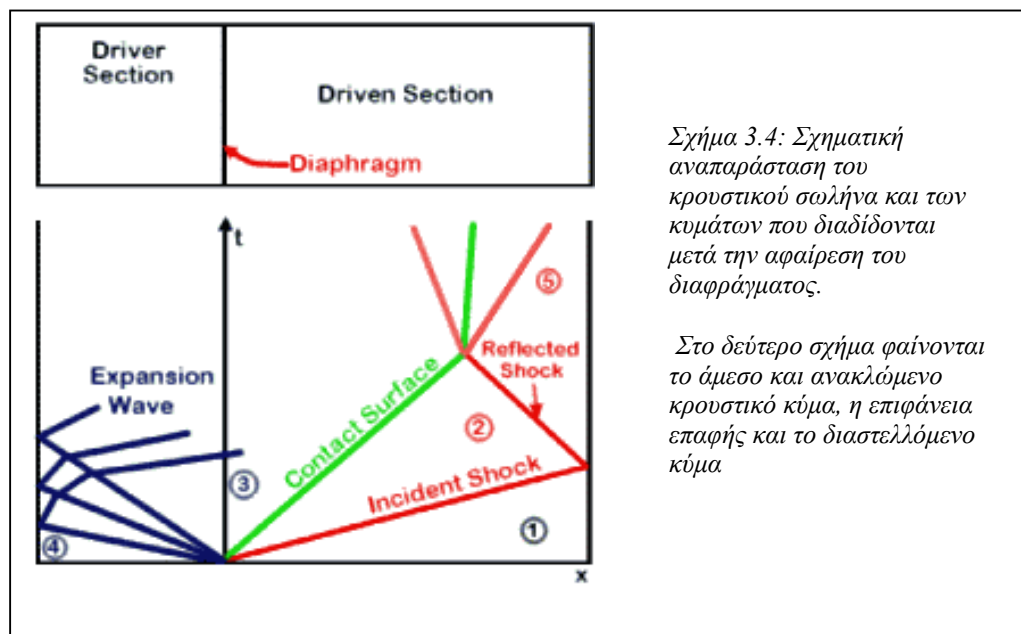
Εικόνα 3.3: α) Δημιουργία πλάγιου κρουστικού κύματος. Υπερηχητική ροή αερίου φτάνοντας στο σημείο κ, ανακλάται προς τα πάνω αυξάνοντας την πίεση στην μάζα που βρίσκεται πάνω από την επιφάνεια κατά μήκος ενός κρουστικού κύματος.

β) Δημιουργία ενός κύματος εκτεινόμενου / διαστελλόμενου έλικα - (expansion fan). Η υπερηχητική ροή που φτάνει στο σημείο κ, εκτρέπεται προς τα κάτω, μακριά από την κυρίως μάζα του ρευστού. Σε αυτήν την περίπτωση όλες οι ιδιότητες του ρευστού αλλάζουν ομαλά και συνεχόμενα σε αντίθεση με την προηγούμενη περίπτωση που δημιουργήθηκε μια ασυνέχεια κατά μήκος του κρουστικού κύματος

Παραγωγή κρουστικού κύματος σε σωλήνα (Πρόβλημα κρουστικού σωλήνα)

Για την πειραματική αλλά και θεωρητική μελέτη της διάδοσης του κρουστικού κύματος στα διάφορα φυσικά προβλήματα, μια πολύ χρήσιμη εφαρμογή μονοδιάστατης, δισδιάστατης αλλά και τρισδιάστατης ασταθούς ροής, είναι ο κρουστικός σωλήνας. Ένας απλός φυσικός κρουστικός σωλήνας είναι ένας μεταλλικός σωλήνας ο οποίος περιέχει ένα αέριο χαμηλής πίεσης που διαχωρίζεται από ένα αέριο υψηλής πίεσης μέσω ενός διαφράγματος. Το διάφραγμα αυτό καταλαμβάνει κατά το δυνατόν, αμελητέο χώρο. Το αέριο χαμηλής πίεσης ονομάζεται οδηγούμενο αέριο (driven) ενώ το αέριο υψηλής πίεσης ονομάζεται

οδηγό αέριο (driver). Σε κάποια χρονική στιγμή το διάφραγμα αποσύρεται απότομα. Μετά την αφαίρεση του διαφράγματος στο οδηγούμενο αέριο δημιουργείται ένα κύμα συμπίεσης το οποίο γρήγορα σχηματίζει ένα κρουστικό κύμα. Ταυτόχρονα, ένα διαστελλόμενο κύμα (expansion fan) διαδίδεται στο οδηγό αέριο. Η επιφάνεια που χωρίζει τα δύο αέρια ονομάζεται επιφάνεια επαφής (contact surface - discontinuity) και διαδίδεται και αυτή με μικρότερη ταχύτητα πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Όταν το κρουστικό κύμα φτάσει στο άκρο του σωλήνα ανακλάται και γυρίζει πάλι προς τα πίσω. Η όλη διαδικασία φαίνεται στο σχήμα 3.4



Εξισώσεις Rankine- Hugoniot για την αναλυτική λύση υδροδυναμικού προβλήματος Riemman

Το μοντέλο του κρουστικού σωλήνα αντιμετωπίζεται ως ένα πρόβλημα Riemman, το οποίο λύνεται αναλυτικά με την βοήθεια των συνθηκών Rankine- Hugoniot. Οι δύο αυτοί μηχανικοί ασχολήθηκαν ανεξάρτητα ο ένας από τον άλλο με την εσωτερική δομή των κρουστικών κυμάτων και την διάδοση αυτών, καταλήγοντας στις ίδιες εξισώσεις. Προς τιμήν της εργασίας αυτών των δύο μεγάλων επιστημόνων, σήμερα όλες οι εξισώσεις που έχουν να κάνουν με μεταβολές κατά μήκος κρουστικών κυμάτων ονομάζονται εξισώσεις Rankine – Hugoniot.

Για την απλή περίπτωση μονοδιάστατης υδροδυναμικής ροής, οι εξισώσεις αυτές εξάγονται από τις εξισώσεις συνέχειας (3.1), κίνησης (3.3) και διατήρησης ενέργειας

(3.4), για $\mathbf{f}=0$.

Σε ένα κρουστικό σωλήνα, αν u_1 , p_1 , T_1 , ρ_1 και e_1 είναι τα χαρακτηριστικά μιας μονοδιάστατης ροής μπροστά από ένα κρουστικό κύμα (ανοδική περιοχή) και u_2 , p_2 , T_2 , ρ_2 και e_2 είναι τα χαρακτηριστικά της ροής πίσω από το κρουστικό, στο όριο μεταξύ των δύο ροών όπου και γίνεται η κρουστική μετάβαση, έστω ένας ορθογώνιος όγκος V πολύ λεπτός ο οποίος χρησιμεύει για την μελέτη της ασυνέχειας. Έστω επίσης A το πλάτος του κρουστικού σωλήνα (διάσταση παράλληλη στο μέτωπο του κύματος) Για σταθερή ροή και χωρίς την επίδραση εξωτερικών δυνάμεων, από την εξίσωση συνέχειας προκύπτει ότι:

$$-\oint_S \rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho dV = 0 \Rightarrow$$

$$\oint_S \rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} = 0$$

Τα διανύσματα \mathbf{u} και $d\mathbf{S}$ είναι παράλληλα μεταξύ τους για τις δύο περιοχές του σωλήνα αλλά αντίθετης κατεύθυνσης. Από τον υπολογισμό του τελευταίου ολοκληρώματος προκύπτει :

$$-\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2 = 0 \quad \text{και}$$

$$\underline{\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2} \quad (3.14)$$

Η εξίσωση κίνησης αντίστοιχα για σταθερή μονοδιάστατη υδροδυναμική ροή γίνεται:

$$\oint_S p dS_i = \oint_S (\rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S}) u_i$$

όπου i η διάσταση στην οποία εξελίσσεται η ροή αυτή. Οπότε προκύπτει :

$$\underline{p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2} \quad (3.15)$$

Αντίστοιχα από την εξίσωση ενέργειας έχουμε:

$$\oint_S \rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} = - \oint_S p \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S}$$

όπου θεωρήθηκε ότι η κρουστική μετάβαση είναι αδιαβατική, δηλαδή δεν ανταλλάζει το κρουστικό κύμα θερμότητα με το περιβάλλον. Από τον υπολογισμό των ολοκληρωμάτων προκύπτει η τρίτη από τις ζητούμενες εξισώσεις:

$$\left(\frac{1}{2} \rho_1 u_1^2 + \frac{\gamma p_1}{\gamma - 1} \right) u_1 = \left(\frac{1}{2} \rho_2 u_2^2 + \frac{\gamma p_2}{\gamma - 1} \right) u_2 \quad (3.16)$$

Οι τρεις αυτές εξισώσεις περιγράφουν την εξέλιξη της ροής μέσα στον κρουστικό σωλήνα.

Στον κρουστικό σωλήνα, όταν αφαιρεθεί το διάφραγμα, όπως αναφέρθηκε και

προηγουμένως, δημιουργούνται τρία κύματα χωρίζοντας τον σωλήνα σε τέσσερις περιοχές: το κρουστικό κύμα, που ταξιδεύει μέσα στο οδηγούμενο αέριο με ταχύτητα w_s ως προς ακίνητο σύστημα αναφοράς, η επιφάνεια ασυνέχειας, που ακολουθεί το κρουστικό με ταχύτητα u και το διαστελλόμενο κύμα, που ταξιδεύει προς την αντίθετη κατεύθυνση (εικόνα 3.5).

Καθώς το κρουστικό κύμα κινείται προς τα δεξιά, αυξάνει την πίεση του ρευστού που αφήνει πίσω, και το αναγκάζει να κινηθεί και αυτό με την ταχύτητα u η οποία είναι και η ταχύτητα της επιφάνειας της ασυνέχειας. Σε εκείνη την περιοχή ισχύει για τις ταχύτητες των μαζών ότι $u_2=u_3(=u)$ και $p_2=p_3$. Το δε διαστελλόμενο κύμα που ταξιδεύει προς τα αριστερά αυξάνει σταδιακά την πίεση στην περιοχή 4.

Από τις εξισώσεις Rankine - Hugoniot όπως περιγράφηκαν παραπάνω μπορεί κανείς να αντλήσει πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά των τεσσάρων αυτών περιοχών.

Για ένα τέλειο αέριο, οι σχέσεις πίεσης και εσωτερικής ενέργειας με την θερμοκρασία

είναι: $\frac{p}{\rho} = RT$ και $e = c_v T$ (e η εσωτερική ενέργεια του ρευστού η οποία

συνδέεται με την πίεση και την ολική ενέργεια από τις σχέσεις: $p = \rho(\gamma - 1)e$ και

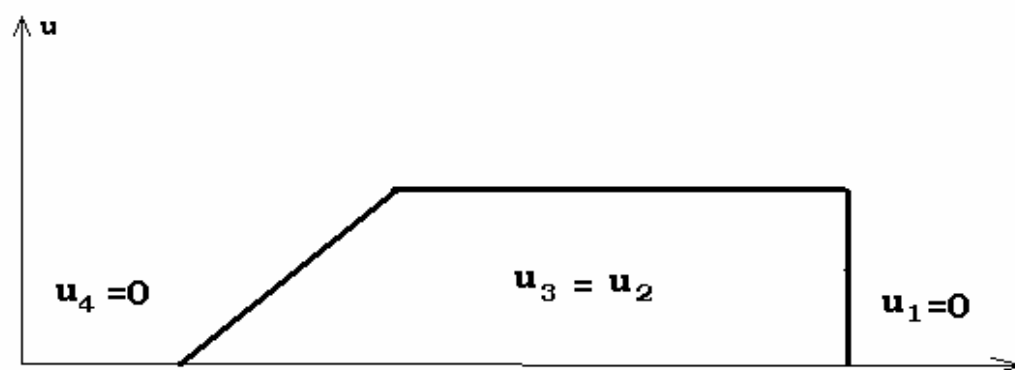
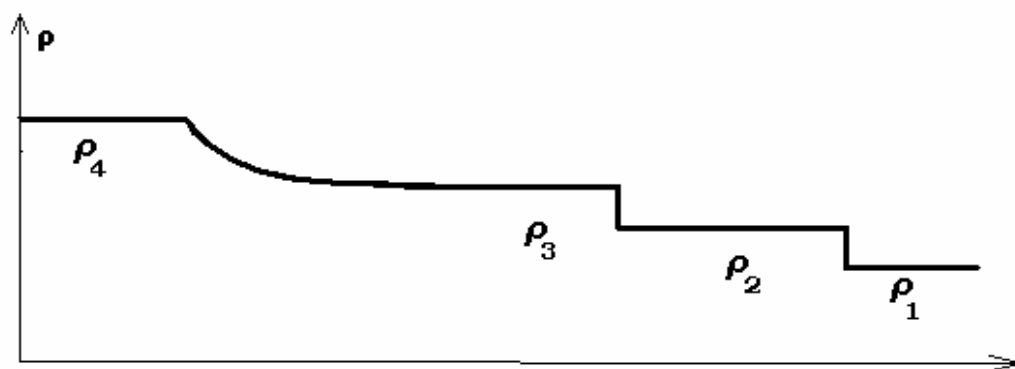
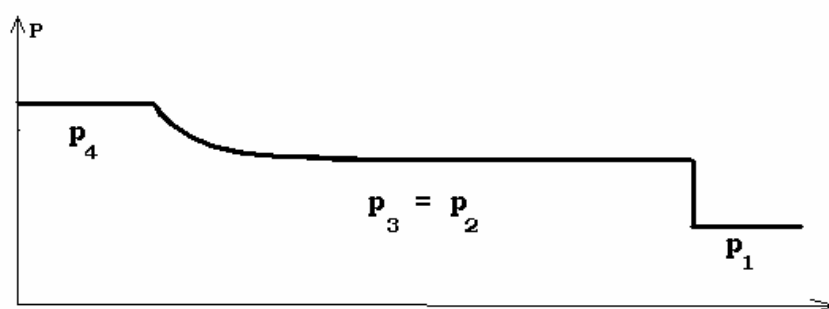
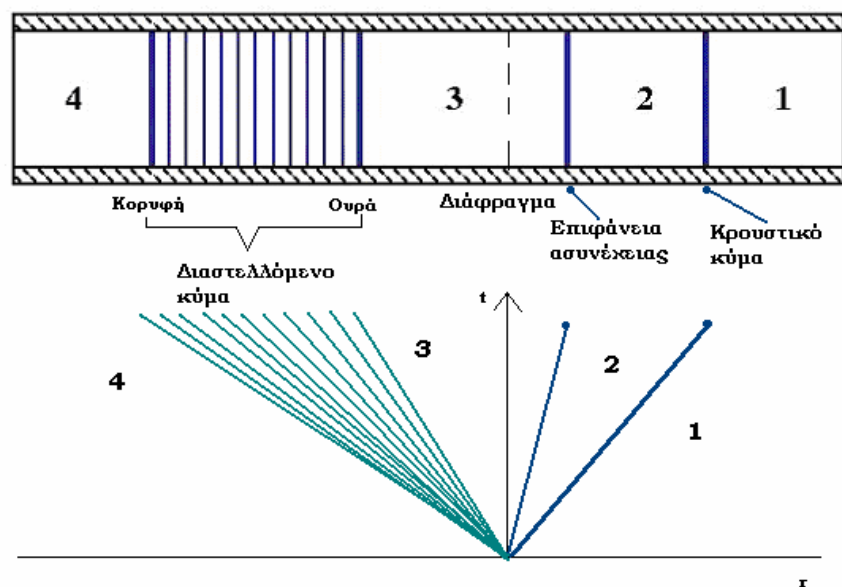
$\varepsilon = \rho e + \frac{1}{2} \rho u^2$) και C_s είναι η ταχύτητα του ήχου η οποία ορίζεται ως

$C_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$, και μετά από πράξεις (δες παράρτημα Ι), καταλήγει κανείς στην σχέση:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} \left\{ 1 - \frac{(\gamma_4 - 1)(C_{s1} / C_{s4})(p_2 / p_1 - 1)}{\sqrt{2\gamma_1 [2\gamma_1 + (\gamma_1 + 1)(p_2 / p_1 - 1)]}} \right\}^{-2\gamma_4 / (\gamma_4 - 1)} \quad (3.17)$$

Από αυτήν την εξίσωση μπορεί κανείς να υπολογίσει τον λόγο p_2 / p_1 αποκλειστικά από τις τιμές της πίεσης και της πυκνότητας των δύο αερίων στον κρουστικό σωλήνα πριν την αφαίρεση του διαφράγματος (p_4 / p_1). Και από αυτό το λόγο μπορεί κανείς να υπολογίσει τους λόγους των T , ρ για το κρουστικό και για το διαστελλόμενο κύμα καθώς και της ταχύτητες w και u του κρουστικού κύματος και της επιφάνειας ασυνέχειας αντίστοιχα.

Γνωρίζοντας λοιπόν τις αρχικές συνθήκες στις δύο ακραίες περιοχές του κρουστικού σωλήνα πριν αποσυρθεί το διάφραγμα, από τις εξισώσεις Rankine- Hugoniot, μπορεί κανείς να προσδιορίσει τις σχέσεις που διέπουν τα χαρακτηριστικά της ροής στις τέσσερις περιοχές του κρουστικού σωλήνα. Αυτός είναι και ο λόγος που οι σχέσεις αυτές είναι πολύ χρήσιμες καθώς κάθε αριθμητική επίλυση του προβλήματος του



Σχήμα 3.5 : Κρουστικός Σωλήνας, αναπαράστασης των κυμάτων σε διάγραμμα (r, t) και διάγραμμα της μεταβολής των p, ρ, u μετά την αφαίρεση του διαφράγματος κατ' αντιστοιχία με τις περιοχές του κρουστικού σωλήνα.

κρουστικού σωλήνα, μπορεί σε αυτήν την περίπτωση μονοδιάστατης ροής, να επαληθευτεί και αναλυτικά. Παρακάτω θα παρουσιαστούν οι εξισώσεις αυτές για την περίπτωση ενός μαγνητοϋδροδυναμικού κρουστικού κύματος και οι αναλυτικές λύσεις που οι αντίστοιχες εξισώσεις προσφέρουν.

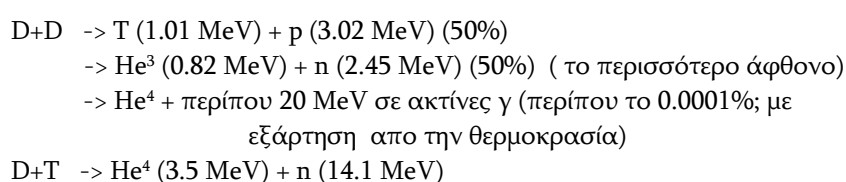
3.3 Μαγνητοϋδροδυναμική περιγραφή περιορισμού πλάσματος ηλεκτρονίων και ιόντων δευτερίου

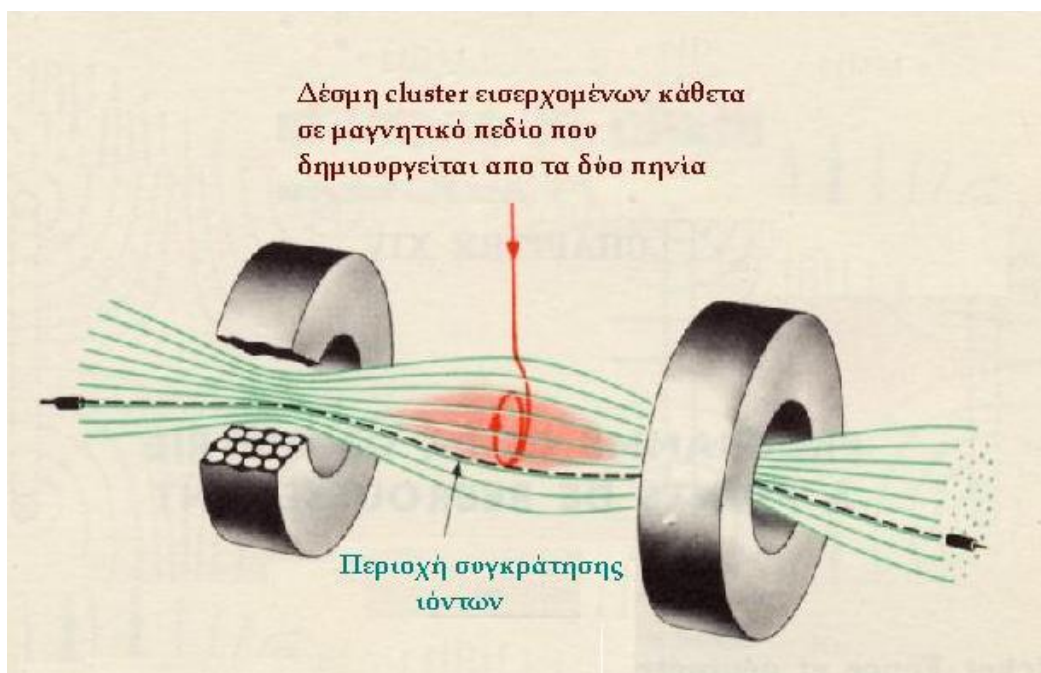
Παρουσίαση Φυσικού μονοδιάστατου προβλήματος

Κατά την εκτόνωση του αερίου δευτερίου ή δευτεριομένου μεθανίου μέσα από το ακροφύσιο, η δέσμη των cluster που δημιουργείται έχει κωνική μορφή όπως φαίνεται στο σχήμα (2.14). Η δέσμη του λείζερ, εστιάζεται σε μία μικρή νηματοειδή περιοχή όπου και ιονίζει τα cluster δημιουργώντας ένα αποκαλούμενο ‘νιμάτιο’ (filament) ιόντων στην διεύθυνση του λείζερ. Στην συνέχεια αυτά τα ιόντα έχουν την ελευθερία να κινηθούν προς κάθε κατεύθυνση, αλληλεπιδρώντας μεταξύ τους, με τα υπόλοιπα cluster που δεν έχουν ιονιστεί καθώς και με το αρχικό ουδέτερο αέριο το οποίο δεν έχει συμπυκνωθεί σε cluster υπό ή χωρίς την παρουσία μαγνητικού πεδίου. Η εισαγωγή του μαγνητικού πεδίου φυσικά θα επηρεάζει θετικά κυρίως τα δύο πρώτα είδη συγκρούσεων ενώ προφανώς αρνητικά τις συγκρούσεις ιόντων, ουδετέρων ατόμων.

Κατά την σύγκρουση των ιόντων δευτερίου, όπως αναφέρεται και διεξοδικά στο πρώτο κεφάλαιο, όταν οι ενέργειες των σωματιδίων είναι κατάλληλες, λαμβάνει χώρα σύντηξη δευτερίου - δευτερίου προς παραγωγή He^3 με ταυτόχρονη εκπομπή νετρονίων ενέργειας 2.45 MeV. Επίσης σε ποσοστό 50% η αντίδραση δευτερίου-δευτερίου οδηγεί σε παραγωγή τριτίου. Το τρίτιο που παράγεται κατά την πρώτη αντίδραση συνεισφέρει και αυτό στην συνέχεια κατά την αντίδραση δευτερίου – τριτίου προς παραγωγή He^4 .

Ξεχνώντας την συνεισφορά του άνθρακα (στην περίπτωση χρήσης δευτεριομένου άνθρακα), συνολικά οι πιθανές αντιδράσεις είναι οι εξής:





Εικόνα 3.6 : Απεικόνιση συγκράτησης ιόντων

Τα cluster αφού παραχθούν εισέρχονται κάθετα μέσα στο μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από τα δύο πηνία και αφού ιονιστούν συγκρατούνται σε μια περιοχή εντός αυτών. Στην εικόνα δεν απεικονίζεται η δέσμη λέιζερ που ιονίζει τα άτομα.

Λαμβάνοντας αρχικά υπόψιν την δεύτερη αντίδραση, είναι φανερό ότι στην περιοχή συγκράτησης των ιόντων υπάρχει παραγωγή μιας έντονης μονοενεργειακής δέσμης νετρονίων. Τα χαρακτηριστικά αυτής της δέσμης είναι υπό μελέτη παρακάτω ώστε να διερευνηθεί αν αυτή η διαδικασία μπορεί να οδηγήσει στην παραγωγή μιας πηγής νετρονίων με τις ζητούμενες ιδιότητες τόσο για το προτεινόμενο πείραμα του Laser – Neutron Driver όσο και για τις άλλες εφαρμογές που αναφέρονται στο κεφάλαιο 1.

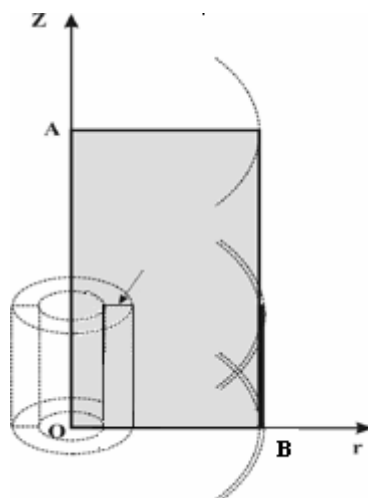
Στον παρακάτω υπολογισμό έχουν γίνει κάποιες απλοποιήσεις. Μια πλήρης περιγραφή του προβλήματος θα έπρεπε να συμπεριλαμβάνει τριών ειδών συγκρούσεις: ιόντων – ιόντων, ιόντων – cluster και ιόντων – ουδέτερων ατόμων. Οι τελευταίες, έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση του αριθμού των ιονισμένων σωματιδίων κατά ένα σημαντικό βαθμό. Στην παρούσα εργασία αντιμετωπίζονται μόνο οι συγκρούσεις μεταξύ ιόντων.

Όπως φαίνεται και στο σχήμα της εικόνας 3.7 το πρόβλημα παρουσιάζει κυλινδρική συμμετρία. Στην πιο απλή του μορφή, μελετώντας το μονοδιάστατο πρόβλημα, έστω ότι το μαγνητικό πεδίο κείται στον άξονα των z και οι ταχύτητες των ιόντων

εξετάζονται μόνο ως προς τον άξονα των r , οπότε ισχύει ότι:

$$\bar{u} = u_r \hat{e}_r$$

$$\bar{B} = B_z \hat{e}_z$$



Εικόνα 3.7 : Τοπολογία πειράματος

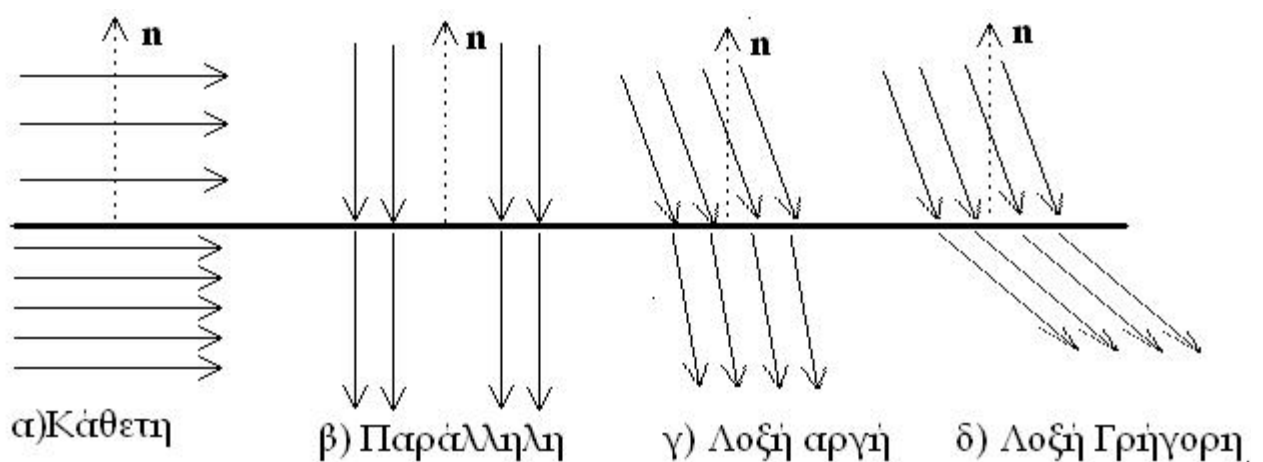
Το μαγνητικό πεδίο κείται στον άξονα των z ενώ τα ιόντα είναι ελεύθερα να κινηθούν στον άξονα των r . Οι κύλινδροι απεικονίζουν το νιμάτιο (filament) στο οποίο εστιάζεται το λέιζερ. Η σκιασμένη περιοχή είναι η περιοχή υπολογισμού (πριν την ολοκλήρωση) ενώ όλοι οι υπολογισμοί γίνονται για κάθε dr (διαφορά ακτίνας δύο διαδοχικών κυλίνδρων) και ολοκληρώνεται για όλο τον κύλινδρο συμμετρικά..

Η μαθηματική απεικόνιση του πειράματος αυτού είναι ένα πρόβλημα Riemman το οποίο αναπαρίσταται από ένα κρουστικό σωλήνα, στον οποίο μετά την αφαίρεση του διαφράγματος, την στιγμή $t=0$ διαδίδεται στην πιο απλή του μορφή, ένα μαγνητοϋδροδυναμικό κρουστικό κύμα, ένα διαστελλόμενο κύμα, η επιφάνεια ασυνέχειας και ένα κύμα Alven. Η μελέτη του λοιπόν γίνεται σε αντιστοιχία με το υδροδυναμικό μοντέλο που μελετήθηκε παραπάνω όπου η αντιστοιχία με το διάφραγμα είναι ότι την διαφορά στις δύο περιοχές υψηλής και χαμηλής πυκνότητας ιόντων την προκαλεί ένας βραχύχρονος ($30 \cdot 10^{-15}$ sec) παλμός λέιζερ μεγάλης έντασης ($10^{17} - 10^{18}$ W/cm²).

Μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα

Τα μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα, είναι κύματα τα οποία διαδίδονται σε

ιονισμένα ρευστά υπό την παρουσία μαγνητικού πεδίου. Σε αυτά επικρατεί μία διαφορετική ταξινόμηση: τα ΜΥΔ κύματα διαχωρίζονται σε ορθογώνια ή κάθετα, παράλληλα και πλάγια ή λοξά (oblique shock) ταξινόμηση η οποία έχει να κάνει με τη διεύθυνση διάδοσής τους σε σύγκριση με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. Συγκεκριμένα ένα μαγνητοϋδροδυναμικό κρουστικό κύμα ονομάζεται ορθογώνιο ή κάθετο όταν το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο στην επιφάνειά του. Τότε ισχύει ότι $B_n=0$ και το πλάσμα διαπερνά κάθετα την επιφάνεια του κρουστικού κύματος, δηλαδή η διεύθυνση κίνησης του ρευστού είναι παράλληλη προς το κάθετο μοναδιαίο διάνυσμα \mathbf{n} επί της επιφάνειας του κρουστικού. Αν θ_B είναι η γωνία μεταξύ του μοναδιαίου διανύσματος \mathbf{n} (που είναι κάθετο στο μέτωπο του κρουστικού) και της διεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου, τότε για το κάθετο κρουστικό κύμα ισχύει $\theta_B=90^\circ$. Παράλληλο ονομάζεται το κρουστικό κύμα όταν το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στην μέτωπό του, οπότε $B_t=0$ και $\theta_B=0^\circ$. Σε αυτήν την περίπτωση το μαγνητικό πεδίο εξακολουθεί να έχει την δομή που είχε στις δύο περιοχές και πριν να περάσει το κρουστικό κύμα από αυτές, δηλαδή η μορφή του μαγνητικού πεδίου παραμένει ανεπηρέαστη. Όταν $0^\circ > \theta_B > 90^\circ$ το κρουστικό κύμα χαρακτηρίζεται ως πλάγιο. Υπάρχουν δύο ειδών πλάγια κρουστικά κύματα, τα κύματα γρήγορου ρυθμού (fast mode shocks) και τα κύματα αργού ρυθμού (slow mode shocks). Στα γρήγορου ρυθμού, οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου στην καθοδική πλευρά απομακρύνονται από την κάθετη πάνω στο μέτωπο κύμα με αποτέλεσμα το μαγνητικό πεδίο εκεί να αυξάνεται ενώ στα αργού ρυθμού, οι δυναμικές γραμμές πλησιάζουν προς την κάθετη οπότε η ένταση του B εκεί μειώνεται. Μια αναπαράσταση των διαφόρων ΜΥΔ κρουστικών κυμάτων όσων αφορά στην διεύθυνση διάδοσής τους φαίνεται στην εικόνα 3.8.



Εικόνα 3.8 : Ταξινόμηση των δυνατών μαγνητοϋδροδυναμικών κρουστικών κυμάτων.

Τα βέλη απεικονίζουν την φορά του μαγνητικού πεδίου πριν και μετά το διαχωριστικό. Για την κάθετη γεωμετρία ισχύει ότι $B_n=0$, για την παράλληλη $B_t=0$ ενώ για τη λοξή $B_n \neq 0$, $B_t \neq 0$.

Γενικές και ιδανικές μαγνητοϋδροδυναμικές εξισώσεις ροής πλάσματος

Οι μαγνητοϋδροδυναμικές εξισώσεις, οι οποίες αφορούν συνολικά την περιγραφή της εκτόνωσης του πλάσματος που μας ενδιαφέρει είναι :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla(\rho \mathbf{u}) = \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + \rho \mathbf{g} \quad (3.19)$$

όπου $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ η δύναμη Lorentz, $\rho \mathbf{E}$ ηλεκτρική και $\rho \mathbf{g}$ για βαρυτική δύναμη που αντιστοιχούν στον όρο f της εξίσωσης όπως παρουσιάστηκε στην σχέση (3.6)

Αντικαθιστώντας το \mathbf{j} από τον νόμο του Ampere, η δύναμη Lorentz παίρνει τελικά την μορφή:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$$

Και η εξίσωση κίνησης χωρίς βαρυτικές και ηλεκτρικές δυνάμεις για ένα σύστημα Euler παίρνει την μορφή :

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (3.20)$$

Η εξίσωση ενέργειας έπειτα είναι :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1} \right) + \nabla \cdot \left(\left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma p}{\gamma - 1} \right) \mathbf{u} \right) &= \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \nabla \cdot \left(\left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma p}{\gamma - 1} \right) \mathbf{u} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right) &= 0 \end{aligned}$$

όπου το έργο των ηλεκτρομαγνητικών δυνάμεων $\mathbf{f} \cdot \mathbf{u}$ δίνεται από το εσωτερικό γινόμενο $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ και ο ρυθμός αύξησης της θερμότητας \dot{q} θεωρήθηκε αμελητέα ποσότητα.

Ορίζοντας την ολική ενέργεια ως :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2\mu_0}$$

τότε η εξίσωση διατήρησης της ολικής ενέργειας γίνεται:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon + p) \mathbf{u} = \frac{j^2}{\sigma} \quad (3.21)$$

,όπου ο όρος της ωμικής θέρμανσης γίνεται :

$$\frac{j^2}{\sigma} = \frac{1}{\sigma \mu_0^2} (\nabla \times \mathbf{B})^2$$

Οπότε η εξίσωση διατήρησης της ολικής ενέργειας είναι :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon + p) \mathbf{u} = \frac{1}{\sigma \mu_0^2} (\nabla \times \mathbf{B})^2 \quad (3.22)$$

Η εξίσωση εξέλιξης του μαγνητικού πεδίου σε μορφή διατήρησης προκύπτει από τον νόμο του Faraday, όπου το \mathbf{E} δίνεται από τον γενικευμένο νόμο του Ohm και χρησιμοποιώντας και τον νόμο του Ampere για το ρεύμα \mathbf{j} , σύμφωνα με την εξίσωση (3.11) έχουμε :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\chi_m \nabla \times \mathbf{B}) + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους, (ο όρος της διάχυσης) γίνεται:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) = -\nabla^2 \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \mathbf{B} \right) + \nabla \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla \cdot \mathbf{B} \right) = -\nabla^2 \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \mathbf{B} \right)$$

Οπότε η εξίσωση της εξέλιξης του μαγνητικού πεδίου σε μορφή διατήρησης γίνεται:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right) = \nabla^2 \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \mathbf{B} \right) + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (3.23)$$

Στην ιδανική μαγνητοϋδροδυναμική προσέγγιση, δηλαδή για άπειρη αγωγιμότητα ($\sigma \rightarrow \infty$) ή αλλιώς μηδενική ειδική αντίσταση ($\eta \approx 0$) οι παραπάνω εξισώσεις παίρνουν την μορφή :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.24)$$

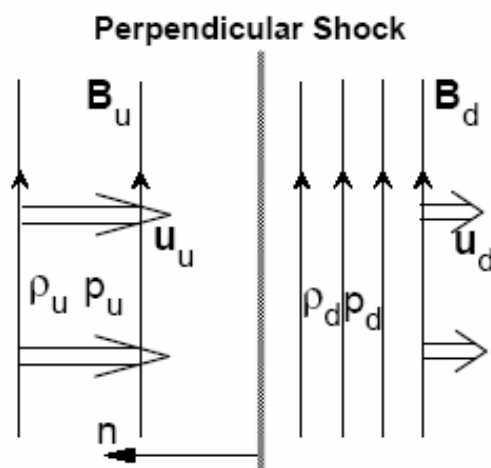
$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon + p) \mathbf{u} = 0 \quad (3.26)^1$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (3.27)$$

Αναλυτική επίλυση με τις εξισώσεις Rankine – Hugoniot για το μονοδιάστατο μαγνητοϋδροδυναμικό πρόβλημα Riemman

Για την εύρεση των αναλυτικών λύσεων ακολουθείται η ίδια διαδικασία όπως και στο υδροδυναμικό μοντέλο. Το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στο κρουστικό κύμα, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.9. Θεωρώντας έναν στοιχειώδη όγκο στην περιοχή που



Σχήμα 3.9 : Γεωμετρία προβλήματος.

n είναι η κάθετη επιφάνεια πάνω στο μέτωπο του κρουστικού, u_d , ρ_d , B_d είναι η ταχύτητα μάζας, η πυκνότητα και το μαγνητικό πεδίο στην καθοδική πλευρά του κρουστικού σωλήνα ενώ u_u , ρ_u , B_u είναι τα αντίστοιχα χαρακτηριστικά της ροής στην ανοδική πλευρά.

¹ Στην εξίσωση, ε, p είναι η ολική ενέργεια και η ολική πίεση αντίστοιχα, συμπεριλαμβανομένης και της συνεισφοράς του μαγνητικού πεδίου.

δημιουργείται το κρουστικό και για σταθερή ροή σε αυτόν, οι εξισώσεις Rankine – Hugoniot που συνδέουν τις δύο περιοχές που χωρίζει το κρουστικό κύμα, την ανοδική και την καθοδική είναι :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (3.28)$$

$$p_1 + \frac{1}{2\mu_0} B_1^2 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \frac{1}{2\mu_0} B_2^2 + \rho_2 u_2^2 \quad (3.29)$$

$$u_1 B_1 = u_2 B_2 \quad (3.30)$$

$$\left(\frac{1}{2} \rho_1 u_1^2 + \frac{\gamma p_1}{(\gamma - 1)} + \frac{B_1^2}{\mu_0} \right) u_1 = \left(\frac{1}{2} \rho_2 u_2^2 + \frac{\gamma p_2}{(\gamma - 1)} + \frac{B_2^2}{\mu_0} \right) u_2 \quad (3.31)$$

Ορίζοντας ως $X = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ τον λόγο των μαζών που αλλιώς ονομάζεται και λόγος συμπίεσης, τότε όπως προκύπτει από την εξίσωση (3.28) και $\frac{1}{X} = \frac{u_2}{u_1}$ ενώ από

την εξίσωση (3.30) και $X = \frac{B_2}{B_1}$.

Θυμίζοντας επίσης κάποιες βασικές ιδιότητες του πλάσματος και του ΜΥΔ κρουστικού κύματος :

- ♦ τον αριθμό Mach : $M_{(1)} = \frac{u_1}{C_{s_1}}$
- ♦ την παράμετρο πλάσματος : $\beta = \frac{p_1^{thermal}}{p_1^{magnetic}} = \frac{2\mu_0 p_1}{B_1^2} = \frac{2}{\gamma} \frac{C_{s_1}^2}{u_{Alv}^2}$
- ♦ την ταχύτητα του ήχου σε μία από της δυνατές γραφές αυτής : $C_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$
- ♦ και την ταχύτητα Alfven των υδρομαγνητικών κυμάτων (ηλεκτομαγνητικά κύματα χαμηλής συχνότητας) : $u_{Alv} = \frac{B_1}{\sqrt{\mu_0 \rho_1}}$

Από τις παραπάνω εξισώσεις μετά από πράξεις (Δες Παράρτημα Ι) καταλήγουμε στην εξίσωση :

$$X + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 (X + 1) - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{2}{\beta} X^2 + \beta^{-1} X (1 + X) - \gamma M^2 = 0$$

Αναπτύσσοντας την παραπάνω εξίσωση σε πολυώνυμο του X καταλήγουμε στην συνάρτηση:

$$f(X) = 2(2 - \gamma)X^2 + [2\beta + (\gamma - 1)\beta M^2 + 2]\gamma X - \gamma(\gamma + 1)\beta M^2 = 0$$

η οποία έχει μία μόνο θετική ρίζα. Έτσι μπορεί κανείς σε κάθε περίπτωση να υπολογίσει αναλυτικά τον λόγο των πυκνοτήτων και του μαγνητικού πεδίου γνωρίζοντας τις αρχικές τιμές των χαρακτηριστικών της ροής στην περιοχή 1 του μαγνητοϋδροδυναμικού κρουστικού σωλήνα.

Κεφάλαιο 4

4.1 Λύση ΜΥΔ Εξισώσεων σε κυλινδρική συμμετρία.

Οι εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής εμπεριέχοντας τους όρους της αντίστασης (resistive mhd) όπως περιγράφηκαν στην παράγραφο 3.3 σε κυλινδρική συμμετρία, δεχόμενοι ότι το μαγνητικό πεδίο έχει διεύθυνση της διεύθυνση του άξονα z και εξετάζοντας την συνιστώσα της ταχύτητας μόνο στον άξονα των r, παίρνουν την εξής μορφή:

Εξίσωση Συνέχειας :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) = 0$$

Εξίσωση Κίνησης :

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla p,$$

όπου η δύναμη Lorenz για

$$\bar{\mathbf{u}} = u_r \hat{e}_r$$

$$\bar{\mathbf{B}} = B_z \hat{e}_z$$

παίρνει την μορφή:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \left(-\frac{\partial B_z}{\partial r} \hat{e}_\phi \right) \times B_z \hat{e}_z$$

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\frac{1}{\mu_0} B_z \frac{\partial B_z}{\partial r} \hat{e}_r = -\frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial B_z^2}{\partial r} \hat{e}_r$$

Και η εξίσωση κίνησης χωρίς βαρυτικές και ηλεκτρικές δυνάμεις σε κυλινδρικές συντεταγμένες για ένα σύστημα Euler παίρνει την μορφή :

$$\frac{\partial(\rho u_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r^2) + \frac{\partial p}{\partial r} = - \frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial B_z^2}{\partial r}$$

Η εξίσωση ενέργειας :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon + p) \bar{u} = \frac{j^2}{\sigma}$$

$$\text{όπου η ολική ενέργεια δίνεται από : } \varepsilon = \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2\mu_0}$$

Ο όρος της ωμικής θέρμανσης γίνεται :

$$\frac{j^2}{\sigma} = \frac{1}{\sigma \mu_0^2} (\nabla \times \bar{\mathbf{B}})^2 = \frac{1}{\sigma \mu_0^2} \left(- \frac{\partial B_z}{\partial r} \right)^2$$

Οπότε η εξίσωση διατήρησης της ολικής ενέργειας γίνεται :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\varepsilon + p)u) = \frac{1}{\sigma \mu_0^2} \left(- \frac{\partial B_z}{\partial r} \right)^2$$

Η εξίσωση εξέλιξης του μαγνητικού πεδίου:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right) = \nabla^2 \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \mathbf{B} \right) + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους, ο όρος της διάχυσης γίνεται :

$$\nabla^2 \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \mathbf{B} \right) = \nabla^2 \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} B_z \hat{e}_z \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \hat{e}_z$$

Ο δεύτερος όρος, γίνεται:

$$\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = -\nabla \times (u_r B_z) \hat{e}_\phi = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r B_z) \hat{e}_z$$

Οπότε η εξίσωση της εξέλιξης του μαγνητικού πεδίου σε μορφή διατήρησης γίνεται:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r B_z)$$

Στην ιδανική μαγνητοϋδροδυναμική προσέγγιση όπου δεν εμφανίζονται οι όροι της διάχυσης (καθώς $\sigma \rightarrow \infty$, $\eta \approx 0$) οι παραπάνω εξισώσεις παίρνουν την τελική μορφή η οποία και θα χρησιμοποιηθεί και στην συνέχεια στην αριθμητική μελέτη του προβλήματος :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) = 0 \\ \frac{\partial (\rho u_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r^2) + \frac{\partial p}{\partial r} = - \frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial B_z^2}{\partial r} \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\varepsilon + p)u) = 0 \\ \frac{\partial B_z}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r B_z) \end{array} \right\} \quad (4.1)$$

όπου ε και p ολική ενέργεια και πίεση αντίστοιχα

4.2 Αριθμητικές Λύσεις: Τα σχήματα που δοκιμάστηκαν και το σχήμα Lax- Friedrich που τελικά χρησιμοποιήθηκε

Το αριθμητικό πρόβλημα που αντιμετωπίζεται αφορά ένα πεπλεγμένο σύστημα μερικών διαφορικών εξισώσεων, υπερβολικού τύπου, η γενική μορφή των οποίων είναι:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F(Q)}{\partial r} + A(Q) = 0 \quad (4.2)$$

, όπου $F(Q)$ η ροή της ποσότητας Q και $A(Q)$ μία συνάρτηση αυτής. Οι υπερβολικές εξισώσεις, περιγράφουν γενικότερα διάδοση. Το σχήμα που χρησιμοποιήθηκε για την αναπαράσταση των παραγώγων είναι το σχήμα των πεπερασμένων διαφορών. Η συγκεκριμένη αριθμητική μέθοδος που επιλέχθηκε είναι η μέθοδος Lax - Friedrich. Η μέθοδος αυτή είναι άμεση μέθοδος (explicit) όσον αφορά στην εύρεση του επόμενου χρόνου, δηλαδή χρησιμοποιεί γνωστές τιμές των μεταβλητών στον προηγούμενο χρόνο (t) για να υπολογίσει την τιμή στον επόμενο χρόνο ($t+\delta t$). Επίσης είναι πρώτου βαθμού στο χώρο.

Οι μέθοδοι που συνολικά δοκιμάστηκαν είναι :

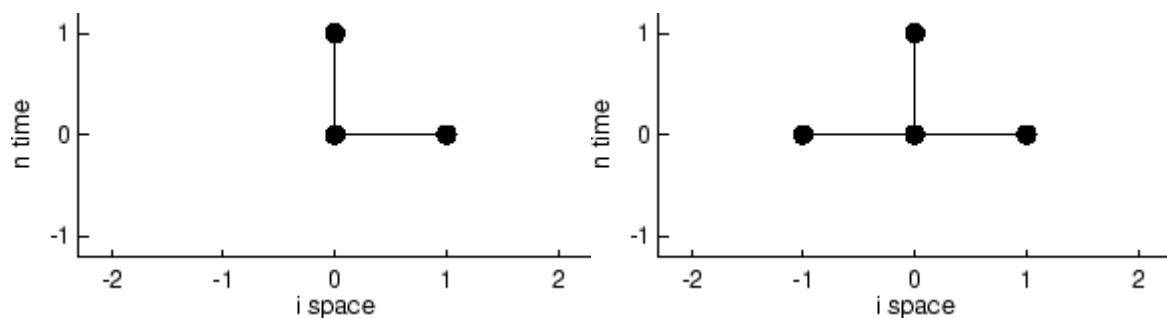
- ◆ Μέθοδος FTFS (Forward in Time Forward in Space) και FTCS (Forward in Time Centered in Space)

$$u_i^{n+1} = u_i^n - \lambda \left(f(u_{i+1}^n) - f(u_i^n) \right) \quad (4.3)$$

$$u_i^{n+1} = u_i^n - \frac{\lambda}{2} \left(f(u_{i+1}^n) - f(u_{i-1}^n) \right) \quad (4.4)$$

με $\lambda = dt/dx$

Οι μέθοδοι FTCS και FTFS, αποτελούν δύο από τις πιο απλές explicit μεθόδους και χρησιμοποιήθηκαν κυρίως για εξοικείωση μόνο στο αρχικό στάδιο του προγραμματισμού. (Εικόνα 4.1)



Εικόνα 4.1: Αριστερά : Μέθοδος FTFS: Υπολογίζεται η τιμή της μεταβλητής στο χρόνο $n+1$ και στην θέση i (στο σχήμα παριστάνεται με το 0), δηλαδή στο σημείο $(n+1, i)$ χρησιμοποιώντας τις τιμές των μεταβλητών στον χρόνο n (στο σχήμα παριστάνεται με το 0) και στο χώρο i και $i+1$, δηλαδή στα σημεία (n, i) και $(n, i+1)$

Δεξιά : Μέθοδος FTCS : Υπολογίζεται η τιμή της μεταβλητής στη θέση $(n+1, i)$ από τις τιμές των μεταβλητών στα σημεία $(n, i-1)$, (n, i) και $(n, i+1)$.

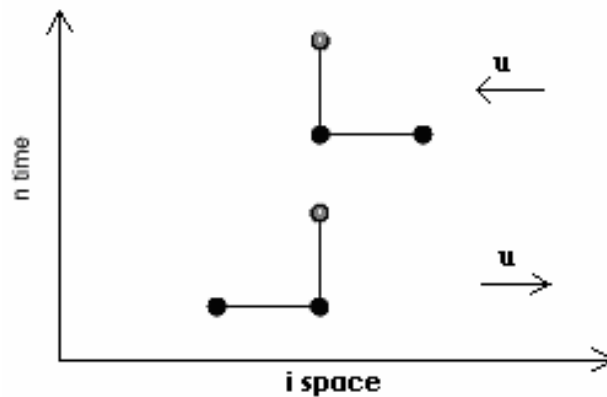
- ◆ Μέθοδος Ανάντι (Upwind)

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} = -v_j^n \begin{cases} \frac{u_j^n - u_{j-1}^n}{\Delta x}, & v_j > 0 \\ \frac{u_{j-1}^n - u_j^n}{\Delta x}, & v_j < 0 \end{cases} \quad (4.5)$$

Η μέθοδος upwind, επιτρέπει την απότομη μεταβολή της κατάστασης των

μεταβλητών, κάτι που φυσικά ανταποκρίνεται σε αυτό που συμβαίνει κατά την μετάβαση δια μέσου κρουστικών κυμάτων ή γενικά ασυνεχειών. Σε αυτές τις περιπτώσεις το σχήμα αυτό ανταποκρίνεται καλύτερα στο φυσικό πρόβλημα.

Παρόλα αυτά, η μέθοδος upwind δεν επιλέχθηκε στο τελικό πρόγραμμα



Εικόνα 4.2 : Σχήμα Upwind : Το πάνω σχήμα είναι ευσταθές όταν η ταχύτητα είναι αρνητική ενώ το κάτω σχήμα είναι ευσταθές όταν η ταχύτητα είναι θετική. Οι μαύροι κύκλοι είναι οι γνωστές τιμές ενώ οι γκρι κύκλοι είναι οι τιμές που υπολογίζονται σε κάθε βήμα από το σχήμα .

◆ Μέθοδος Lax - Friedrich

Ξεκινώντας από το FTCS σχήμα και αντικαθιστώντας το u_i^n με τον μέσο όρο αυτού,

$\frac{1}{2}(u_{i+1}^n - u_{i-1}^n)$ καταλήγει κανείς στην πιο απλή μορφή του σχήματος Lax - Friedrich:

$$u_i^{n+1} = \frac{1}{2}(u_{i+1}^n - u_{i-1}^n) - \frac{\lambda}{2}(f(u_{i+1}^n) - f(u_{i-1}^n)) \quad (4.6)$$

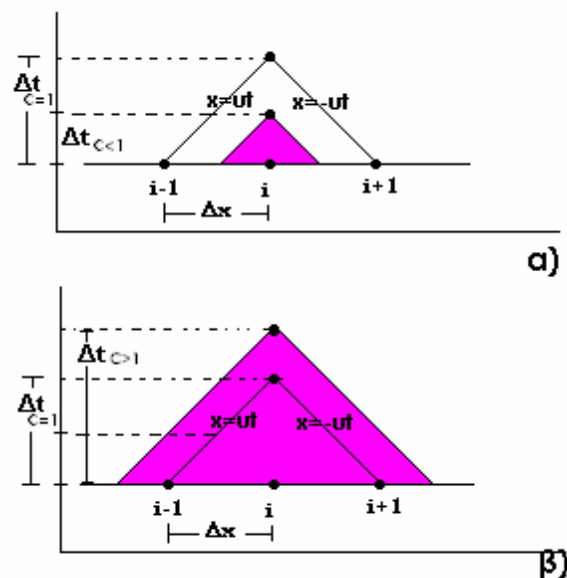
Σε μορφή διατήρησης η μέθοδος αυτή είναι :

$$u_i^{n+1} = u_i^n - \lambda(\hat{f}_{i+1/2}^n - \hat{f}_{i-1/2}^n) \quad (4.7)$$

όπου

$$\hat{f}_{i+1/2}^n = \frac{1}{2} \left(f(u_{i+1}^n) + f(u_i^n) \right) - \frac{1}{2\lambda} (u_{i+1}^n - u_i^n) \quad (4.8)$$

Όλες οι explicit μέθοδοι έχουν έναν βασικό περιορισμό που επηρεάζει στον μεγαλύτερο βαθμό την ευστάθεια αυτών: θα πρέπει να ικανοποιούν την συνθήκη Courant – Friedrich – Lewy. Η συνθήκη αυτή εκφράζει την αρχή ότι το πλήρες πεδίο εξάρτησης (domain of dependence) πρέπει να εμπεριέχει το φυσικό πεδίο εξάρτησης. Με άλλα λόγια, η ταχύτητα υπολογισμού δεν μπορεί να υπερβαίνει την φυσική ταχύτητα του προβλήματος.



Εικόνα 4.3 : α) Σταθερό σχήμα: Το αριθμητικό πεδίο εξάρτησης περιλαμβάνει όλο το αναλυτικό πεδίο εξάρτησης.

β) Ασταθές σχήμα: Το αριθμητικό πεδίο εξάρτησης δεν περιλαμβάνει όλο το αναλυτικό πεδίο εξάρτησης.

Για να διασφαλιστεί αυτό ο λόγος των δύο αυτών ταχυτήτων, ή αλλιώς, ο λόγος $(u\Delta t/\Delta x)$ που ορίζεται ως ο αριθμός CFL, θα πρέπει πάντα να παραμένει μικρότερος της μονάδας. Για τη μέθοδο που χρησιμοποιήθηκε, την Lax - Friedrich, η τιμή του αριθμού CFL που εξασφαλίζει σε μεγάλο βαθμό την ευστάθεια είναι 0.4. Για ομοιόμορφο πλέγμα, με σταθερό Δx , η διατήρηση της σταθερότητας ουσιαστικά ανάγεται σε κατάλληλη επιλογή του Δt ώστε να ισχύει :

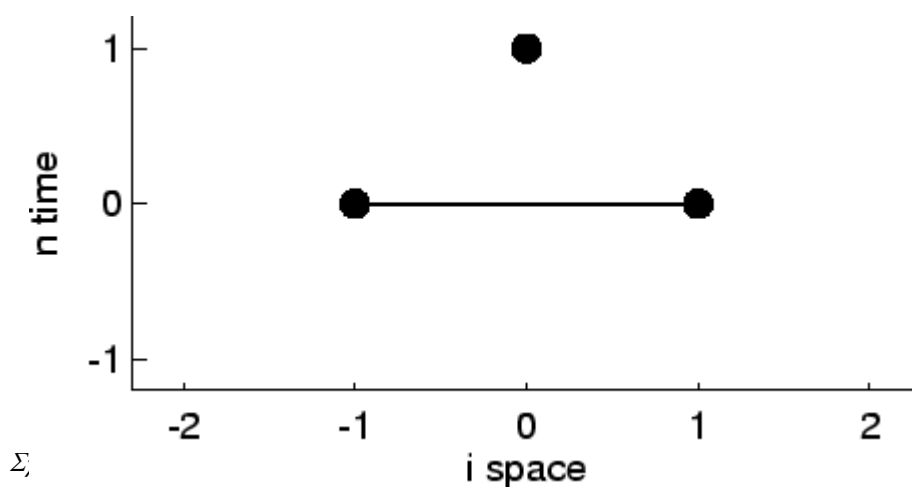
$$\Delta t \leq C \frac{\Delta x}{u}$$

όπου C είναι ο αριθμός CFL.

Μια σχηματική αναπαράσταση της σημασίας του αριθμού CFL για σταθερή και μη σταθερή κατάσταση φαίνεται στο σχήμα 4.3.

Τα χαρακτηριστικά της μεθόδου Lax – Friedrich είναι :

- Είναι κεντρική, explicit μέθοδος πεπερασμένων διαφορών
- Είναι πρώτου βαθμού ως προς χρόνο και χώρο
- Είναι σε μορφή διατήρησης
- Είναι συνεπής
- Συγκλίνει στην σωστή λύση για $\Delta x \rightarrow 0$ και $\Delta t \rightarrow 0$ αν και εφόσον ικανοποιείται η συνθήκη CFL
- Είναι γραμμικά ευσταθής όταν ικανοποιείται η συνθήκη CFL
- Είναι γραμμική όταν εφαρμόζεται σε γραμμικές εξισώσεις μεταφοράς και μη γραμμική όταν εφαρμόζεται σε μη γραμμικό, βαθμωτό νόμο διατήρησης.



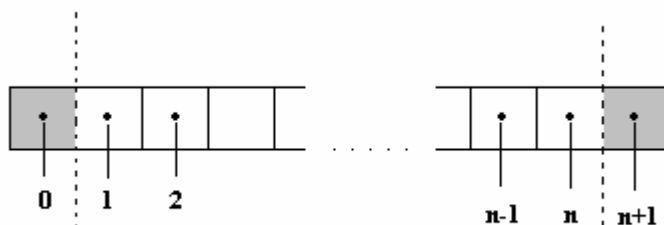
Εικόνα 4.4: Η ζητούμενη τιμή στο σημείο $(n+1, i)$ υπολογίζεται από τις τιμές των μεταβλητών στα σημεία $(n, i-1)$ και $(n, i+1)$. Στην περίπτωση που το σχήμα είναι το Lax- Friedrich in conservation form υπολογίζονται πρώτα οι ροές στα $i+1/2$ και $i-1/2$ στον προηγούμενο χρόνο και αυτές της τιμές ροής χρησιμοποιώ για τον υπολογισμό του επόμενου χρόνου.,

4.3 Πλάνο αριθμητικών υπολογισμών

Πλέγμα

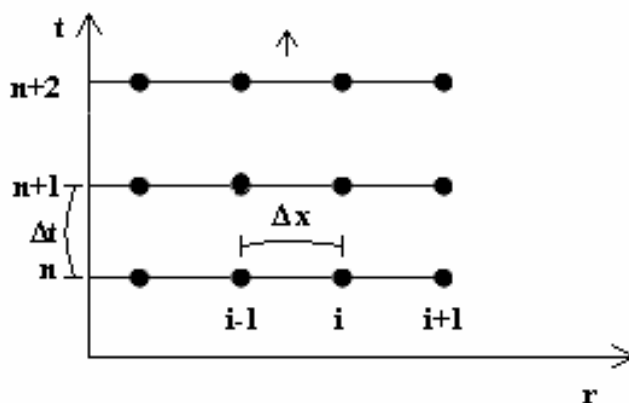
Όπως φαίνεται από τις εξισώσεις (4.1), η χρήση κυλινδρικής συμμετρίας επιφέρει και έναν όρο r στον παρανομαστή ο οποίος στα όρια του πλέγματος, δηλαδή για $r=0$ έχει

ως αποτέλεσμα απειρισμό. Για την αποφυγή αυτού του προβλήματος, το μονοδιάστατο πλέγμα (grid) επιλέχθηκε αυτό που φαίνεται στο σχήμα 5.5 και ο υπολογισμός των μεταβλητών έγινε στο κέντρο του κάθε κελιού (cell).



Σχήμα 5.5 : Αναπαράσταση του χωρικού πλέγματος. Ο αριθμητικός υπολογισμός γίνεται στο μέσον του κελιού. Επιπλέον δύο υποθετικά κελιά στη θέση 0 και $n+1$ επιτρέπουν τον υπολογισμό των παραγώγων στην αρχή και στο τέλος του πλέγματος καθώς η μέθοδος Lax – Friedrich απαιτεί τις τιμές στους πρώτους γείτονες των υπολογιζόμενων τιμών.

Ο υπολογισμός στον χρόνο γίνεται με την time - marching μέθοδο, δηλαδή, αρχικά υπολογίζονται οι τιμές των μεταβλητών για κάθε σημείο στο χώρο και αφού ολοκληρωθούν όλα τα χωρικά βήματα το πρόγραμμα προχωράει στον επόμενο χρόνο.



Εικόνα 4.6 : Επίδειξη του τρόπου υπολογισμού time marching

Για όλες τις μεταβλητές εξετάζεται η τιμή τους μόνο ως προς μία διάσταση και στην συγκεκριμένη περίπτωση, ως προς την διάσταση r .

Συνοριακές συνθήκες

Οι συνοριακές συνθήκες επηρεάζουν σημαντικά το φυσικό πρόβλημα γι' αυτό και πρέπει να επιλεγούν πολύ προσεκτικά. Για μονοδιάστατη ροή συνήθως χρησιμοποιείται πεδίο χωρίς σύνορα, δηλαδή θεωρώντας το πλέγμα να εκτείνεται απείρως. Για συνοριακές συνθήκες λοιπόν επιλέχθηκε να τοποθετηθούν δύο φανταστικά κελιά (ghost cells - βλέπε σχήμα 5.5) στην αρχή και στο τέλος του πλέγματος τα οποία να διατηρούν για όλες τις ποσότητες (ρ , u , P , E , T , B) σταθερές τιμές, ίσες με τις τιμές τους στο ακριβώς προηγούμενο κελί ενώ οι ροές στα όρια του πλέγματος τοποθετήθηκαν ίσες με μηδέν. Για να μην υπάρχει ανάκλαση δε στο σύνορο nr οι ταχύτητες εκεί όταν γίνονται αρνητικές, το πρόγραμμα τις μηδενίζει θεωρώντας ότι τα σωματίδια δεν εισέρχονται από το σύνορο.

Εξισώσεις διαφορών και σειρά υπολογισμού

Οι εξισώσεις διαφορών βασιζόμενοι στην μέθοδο Lax – Friedrich προκύπτουν από τις εξισώσεις (4.1) που σε διαφορική μορφή, παίρνουν την μορφή :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) = 0 \\ \frac{\partial(\rho u_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r^2) + \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial B_z^2}{\partial r} \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\varepsilon + p)u_r) = 0 \\ \frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r B_z) \end{array} \right\} \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} + \frac{\rho u}{r} = 0 \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p + \frac{B^2}{2\mu_0})}{\partial r} + \frac{\rho u^2}{r} = 0 \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial((\varepsilon + p)u)}{\partial r} + \frac{(\varepsilon + p)u}{r} = 0 \\ \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial(Bu)}{\partial r} + \frac{Bu}{r} = 0 \end{array} \right\} \quad (4.9)$$

Λύνοντας αριθμητικά τις εξισώσεις αυτές με την μέθοδο Lax – Friedrich προκύπτουν οι τιμές των ρ , ρu , ε , B και στη συνέχεια

- ♦ από την εξίσωση διατήρησης της ορμής η ταχύτητα και η κινητική ενέργεια σε κάθε κελί υπολογίζεται από:

$$u_i^{t+1} = (\rho u)_i^{t+1} / \rho_i^{t+1}$$

$$E_{kin,i}^{t+1} = 0.5[(\rho u)_i^{t+1}]^2 / \rho_i^{t+1}$$

- ♦ και από την εξίσωση διατήρησης της ενέργειας και μαγνητικού πεδίου, υπολογίζεται και η πίεση :

$$P_i^{t+1} = (\gamma - 1) \left(E_i^{t+1} - E_{kin}^{t+1} - \frac{(B^{t+1})^2}{2\mu_0} \right)$$

Τέλος, από την καταστατική υπολογίζεται και μια μέση θερμοκρασία σε κάθε κελί :

$$P = nkT \Leftrightarrow T_i^{t+1} = \frac{P_i^{t+1}}{n_i^{t+1}k}$$

,όπου το $n_i^{t+1} = n_e + n_{ion} = 2n_{ions}$

4.4 Αποτελέσματα του Υδροδυναμικού και του Μαγνητο-ϋδροδυναμικού Κώδικα

Οι αρχικές συνθήκες, φαίνονται κάθε φορά στο πινακάκι πάνω αριστερά, όπου RoI, Tl, Bl είναι οι τιμές της αριθμητικής πυκνότητα, της θερμοκρασίας και του μαγνητικού πεδίου στο αριστερό μέρος της υψηλής πυκνότητας ενώ RoI, Tl, Bl είναι τα αντίστοιχα στο δεξιό μέρος. Στα διαγράμματα 4.1-4.3 λαμβάνεται πάντα CFL=0.4, το $dx=0.001m$ και ο χώρος υπολογισμού είναι $1m$. Στο πινακάκι αριστερά, αναγράφονται κάθε φορά οι χρόνοι δειγματοληψίας. Με μαύρο χρώμα αναπαρίσταται η αρχική κατάσταση του σωλήνα, πριν την αφαίρεση του διαφράγματος.

1. Τα αποτελέσματα του κώδικα για απλή υδροδυναμική σε καρτεσιανή γεωμετρία

$R_{0l}=1.000E+23 \text{ /m}^{-3}$

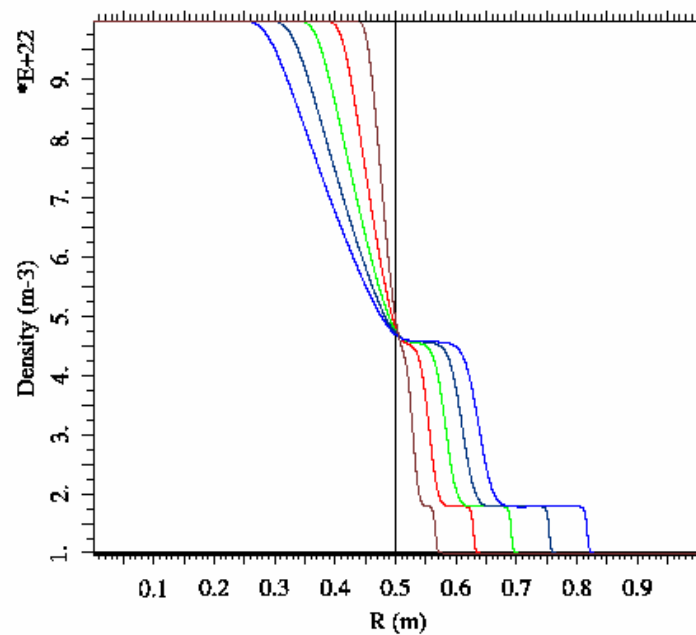
$R_{0r}=1.000E+22 \text{ /m}^{-3}$ time=1.043E-07 sec

$T_l=1000 \text{ eV}$ time=2.050E-07 sec

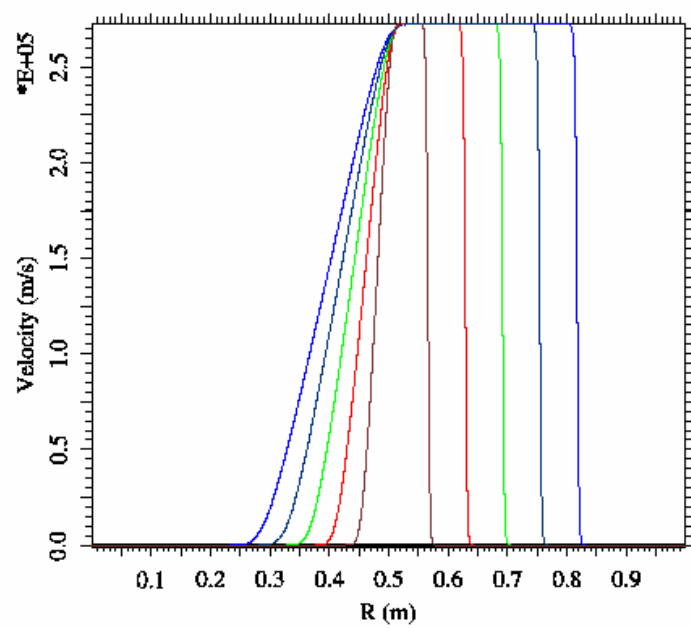
$T_r=1000 \text{ eV}$ time=3.058E-07 sec

$B_l=0 \text{ T}$ time=4.066E-07 sec

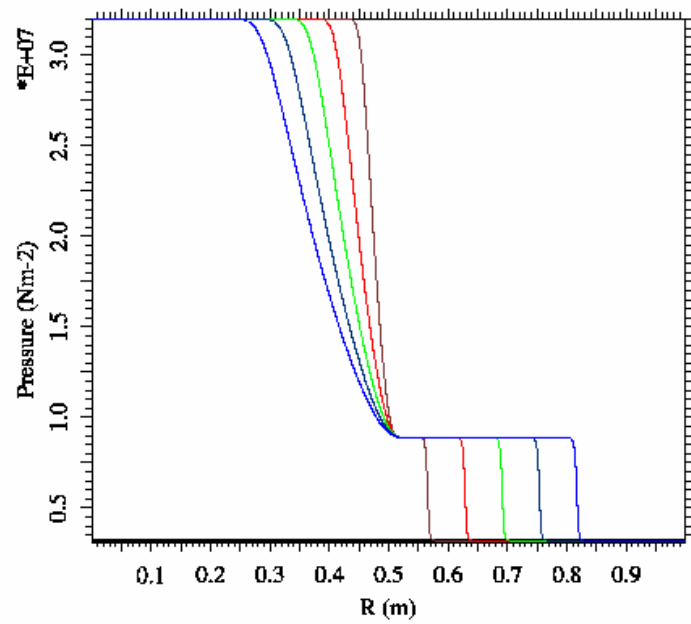
$B_r=0 \text{ T}$ time=5.075E-07 sec



Διάγραμμα 4.1α



Διάγραμμα 4.1β



Διάγραμμα 4.1γ

2. Τα αποτελέσματα του κώδικα για μαγνητουδρودυναμική σε καρτεσιανή γεωμετρία

$R_{ol}=1.000E+23 \text{ /m}^{-3}$

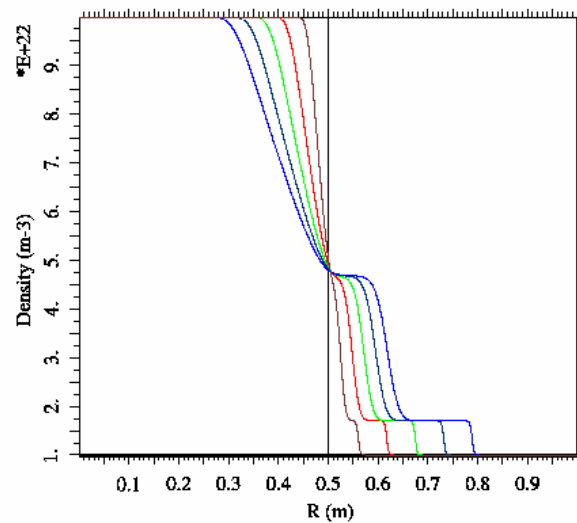
$R_{or}=1.000E+22 \text{ /m}^{-3}$ time= $9.216E-08 \text{ sec}$

$T_l=1000 \text{ eV}$ time= $1.805E-07 \text{ sec}$

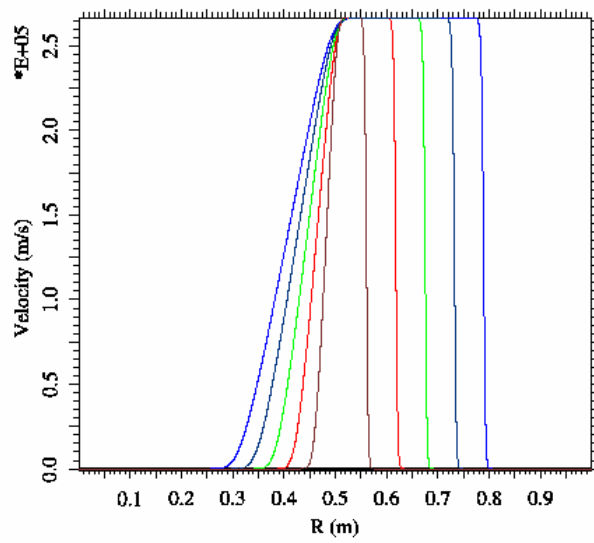
$T_r=1000 \text{ eV}$ time= $2.689E-07 \text{ sec}$

$B_l=1 \text{ T}$ time= $3.573E-07 \text{ sec}$

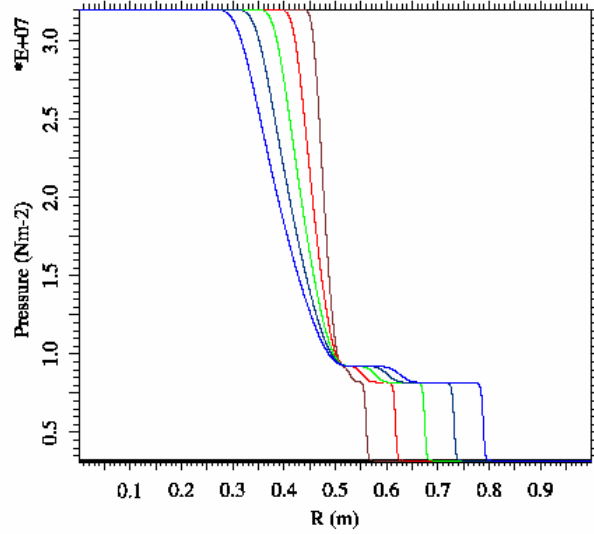
$B_r=1 \text{ T}$ time= $4.458E-07 \text{ sec}$



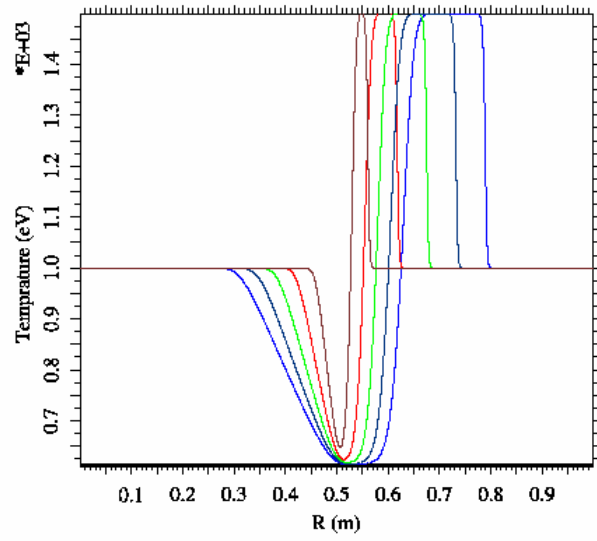
Διάγραμμα 4.2α



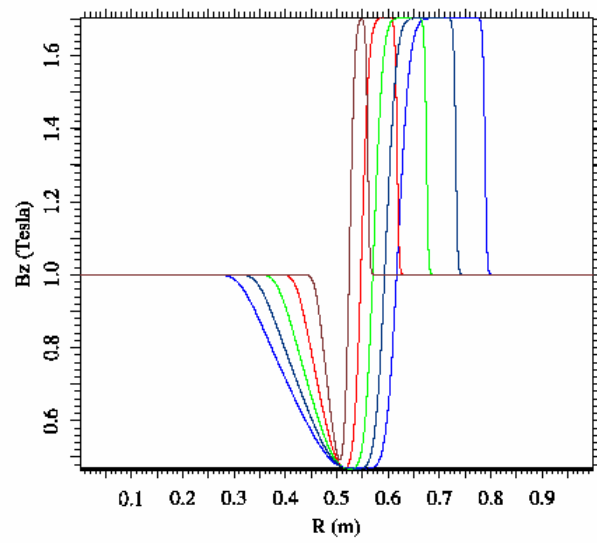
Διάγραμμα 4.2β



Διάγραμμα 4.2γ



Διάγραμμα 4.2δ

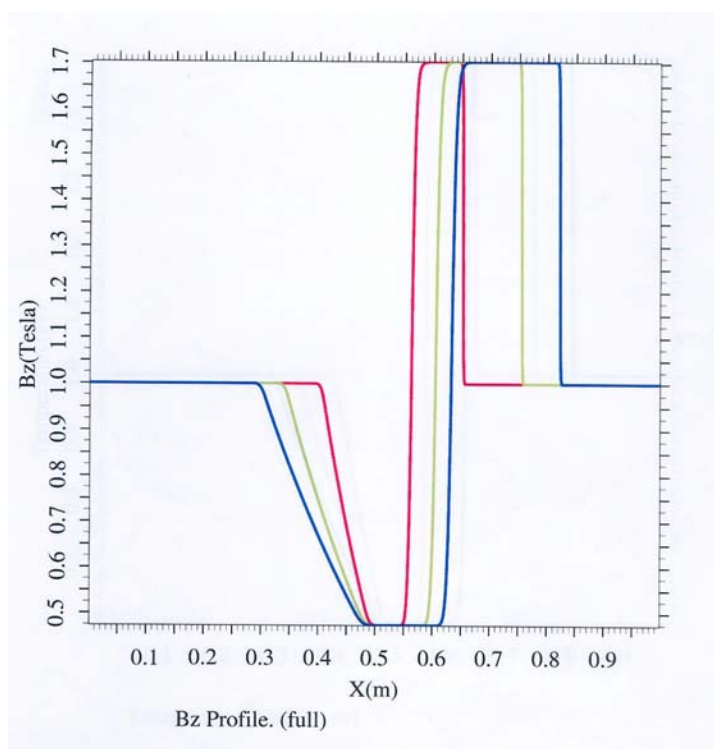


Διάγραμμα 4.2ε

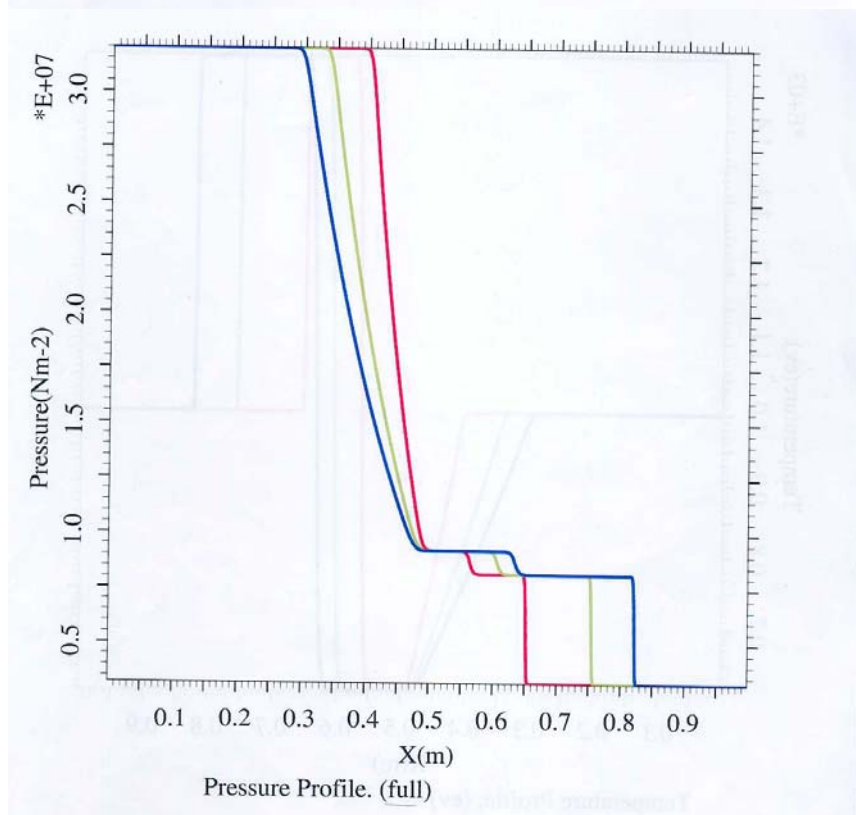
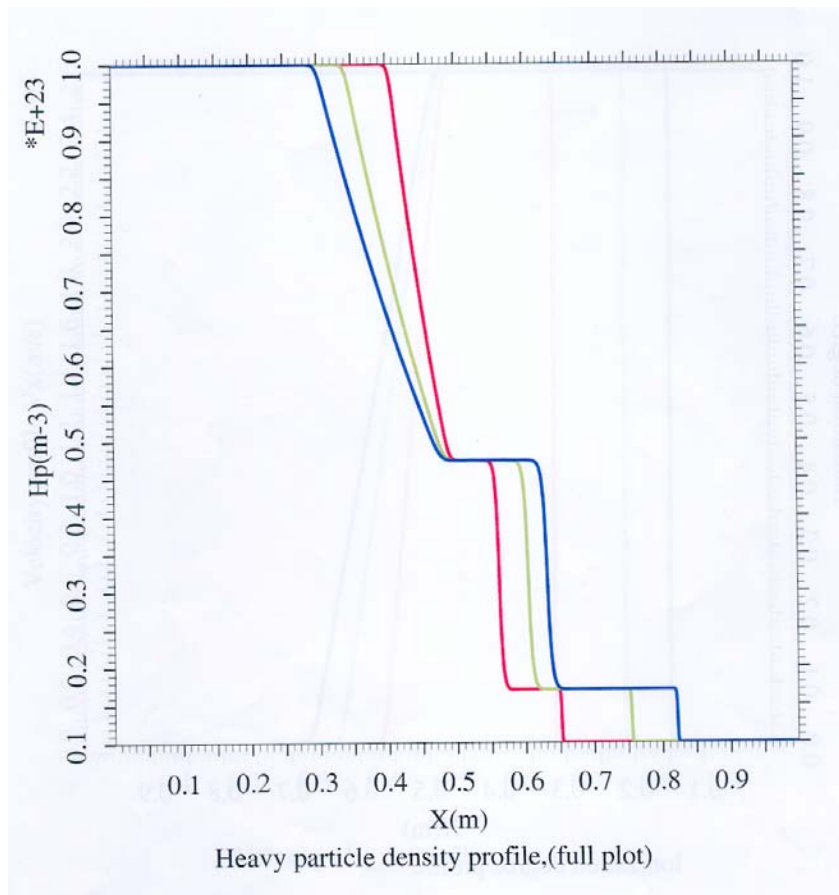
Τα παραπάνω αποτελέσματα, ελέγχθηκαν με αντίστοιχο μαγνητοϋδροδυναμικό κώδικα που πληρεί τις εξισώσεις Rankine – Hugoniot για το μονοδιάστατο πρόβλημα σε καρτεσιανή γεωμετρία, όπως λύνεται χρησιμοποιώντας έναν Riemman solver. Τα αποτελέσματα του Riemman solver, όπως παρατίθενται παρακάτω είναι σε πλήρη συμφωνία με τα αποτελέσματα του κώδικα του κατασκευάστηκε. Τα στοιχεία σύγκρισης πάρθηκαν από παρουσίαση εργασίας στο τέταρτο σχολείο φυσικής και τεχνολογίας σύντηξης, στο Πολυτεχνείο του Βόλου (δες Βιβλιογραφία) τον Απρίλιο του 2005.

Οι αντίστοιχοι χρόνοι είναι :

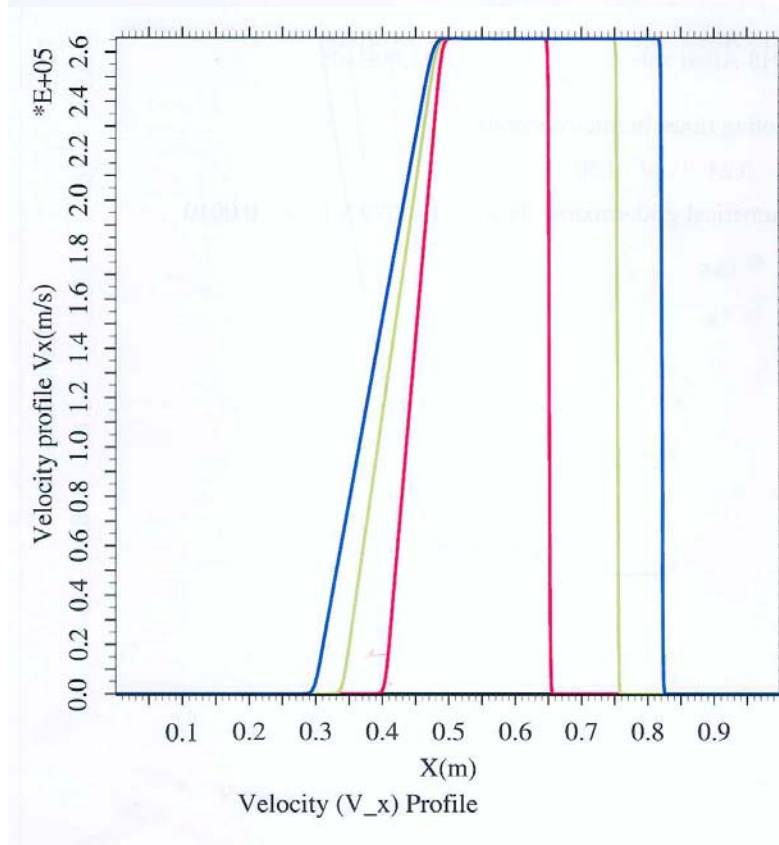
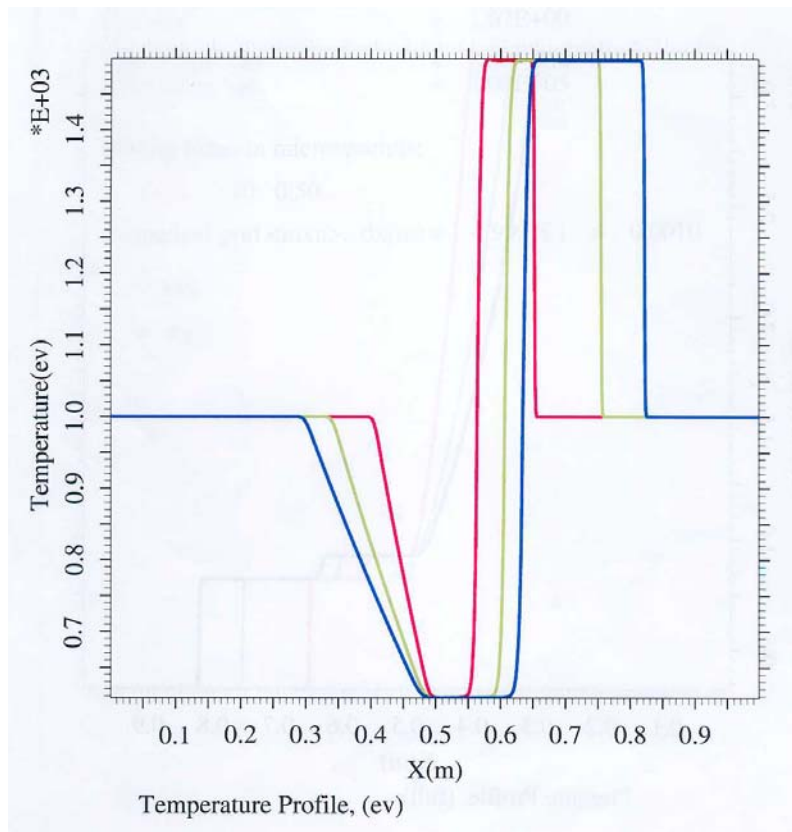
Κόκκινο : 0.24 μ Πράσινο : 0.40 μ Μπλε : 0.50 μ



Διάγραμμα 4.3α



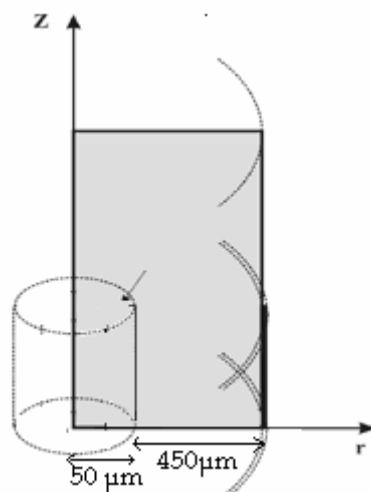
Διάγραμμα 4.3β,γ



Διάγραμμα 4.3δ,ε

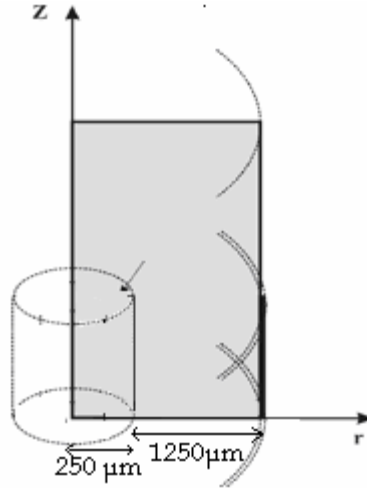
Αρχικές Συνθήκες και τοπολογία πειράματος

Τα αριθμητικά πειράματα που έγιναν αφορούν δύο διαφορετικές συνθήκες. Η πρώτη περίπτωση αφορά το πείραμα που έχει γίνει στο LOA-ENSTA Πολυτεχνείο της Γαλλίας, στο οποίο ένα Ti-Sapph. λέιζερ διάρκειας παλμού 30 fsec στα 850 nm εστιασμένο στα 85μm μεταφέρει ενέργεια 700-800mJ ανά παλμό σε cluster δευτερίου μέσου μεγέθους $2 \cdot 10^5$ και μέσης θερμοκρασίας ιόντων 45 KeV. Ο αριθμός παραγόμενων νετρονίων, όπως παρατηρήθηκε στο πείραμα στη Γαλλία ^[73], είναι 10^3 νετρόνια. Οι συνθήκες λοιπόν του πρώτου αριθμητικού πειράματος αφορούν εκτόνωση ιόντων δευτερίου, μέσης θερμοκρασίας 45 keV[όπως μετρήθηκε από τον φασματογράφο μάζας], ακτίνας 50μm και πυκνότητας $5 \cdot 10^{17}$ ιόντα/cm³ τα οποία εκτονώνονται σε περιβάλλον ιόντων περίπου ίδιας θερμοκρασίας, που καταλαμβάνουν χώρο μεταξύ του εσωτερικού κυλίνδρου των θερμών ιόντων μεγάλης πυκνότητας και κυλίνδρου ακτίνας 500 μm (Σχήμα 5.6) μικρής πυκνότητα ιόντων στη δεύτερη περιοχή θεωρείται 2.5 τάξεις μεγέθους μικρότερη από την πυκνότητα των ιόντων στο κέντρο, εκεί που η εστίαση του λέιζερ ιονίζει τον μεγαλύτερο αριθμό ατόμων.



Σχήμα 5.6: Τοπολογία πειράματος

Η δεύτερη περίπτωση αφορά στην βελτιστοποίηση του πειράματος, χρησιμοποιώντας λέιζερ ενέργειας 10J, διάρκειας παλμού 25 fsec εστιασμένο σε περιοχή ακτίνας 250μm. Αυτές οι συνθήκες επιτρέπουν ιονισμό της τάξης των $5 \cdot 10^{18}$ ατόμων στο σημείο εστίασης του λέιζερ της ίδιας θερμοκρασίας ενώ το περιβάλλον εκτόνωσης καταλαμβάνει όγκο μεταξύ των δύο κυλίνδρων όπως στην προηγούμενη περίπτωση με μικρή ακτίνα 250 μm και μεγάλη 1.5 mm. (Σχήμα 5.7)



Σχήμα 5.7: Τοπολογία πειράματος

4.5 Υπολογισμός αριθμού παραγόμενων νετρονίων

Ο απόλυτος αριθμός των παραγόμενων νετρονίων υπολογίζεται από την αριθμητική ολοκλήρωση του τύπου :

$$\bullet \quad N = n^2 < \sigma u >_T V \Delta t$$

όπου V ο στοιχειώδης όγκος αλληλεπίδρασης νετρονίων ενεργούς διατομής σ υποθέτοντας maxwellian κατανομή ταχυτήτων σε χρόνο dt.

Η διακριτοποίηση του τύπου αυτού γίνεται ως εξής :

$$N = \sum_t \sum_r [n_i n_i < \sigma u > 2\pi dr l r_{i+1}] dt^i$$

$$N = 2\pi dr l \sum_t \sum_r [n_i n_i < \sigma u > r_{i+1}] dt^i$$

, όπου n_i είναι η αριθμητική πυκνότητα των νετρονίων, dr το βήμα διακριτοποίησης, l το μήκος του filament και dt το βήμα του χρόνου όπως το επιλέγει το πρόγραμμα ώστε να ικανοποιεί την CFL συνθήκη.

Εκτός από τον συνολικό αριθμό νετρονίων, πολύ σημαντικό για διάφορες εφαρμογές είναι και το flux δηλαδή η ροή νετρονίων ανά παλμό και το fluance η συνολική ροή νετρονίων στην μονάδα του χρόνου που ορίζονται ως

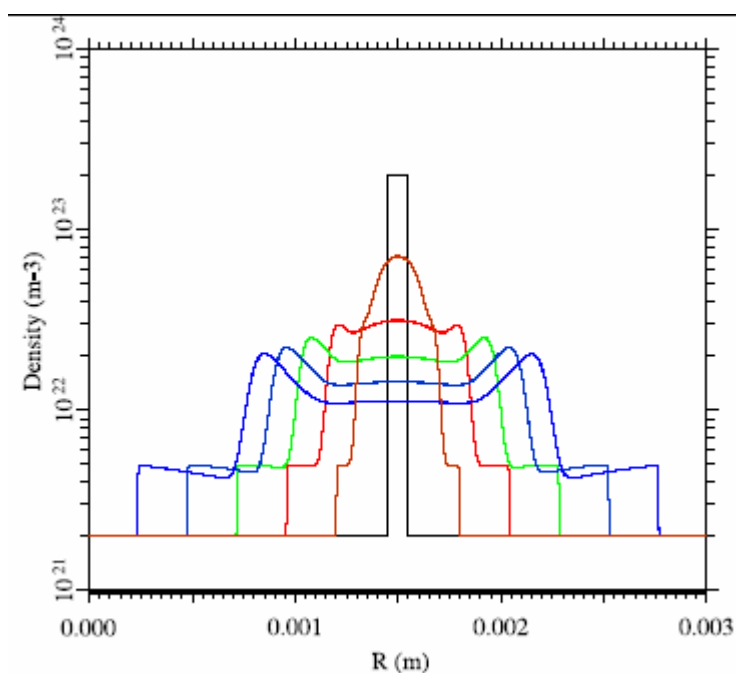
- flux: N/ sec cm⁻²
- fluency: N/ sec

4.6 Συνολικά Αποτελέσματα, συμπεράσματα και μελλοντικές προεκτάσεις.

Παρακάτω παρουσιάζονται (I) οι γραφικές παραστάσεις όπως αυτές προκύπτουν από τα αποτελέσματα του κώδικα με τη βοήθεια σχεδιαστικού προγράμματος (maingrafB.f) το οποίο κατασκευάστηκε για αυτό το σκοπό και (II) τα αποτελέσματα όσων αφορά στον αριθμό των παραγόμενων νετρονίων.

I 1. Παρουσίαση συγκράτησης μαγνητικού πεδίου σε καρτεσιανή γεωμετρία

1^α.



$$R_{\text{high}} = 2 \cdot 10^{23} / \text{m}^{-3}$$

$$R_{\text{low}} = 2 \cdot 10^{21} / \text{m}^{-3}$$

$$T = 45 \text{ KeV}$$

$$B = 0 \text{ T}$$

$$\text{time} = 4.104\text{E-}11 \text{ sec}$$

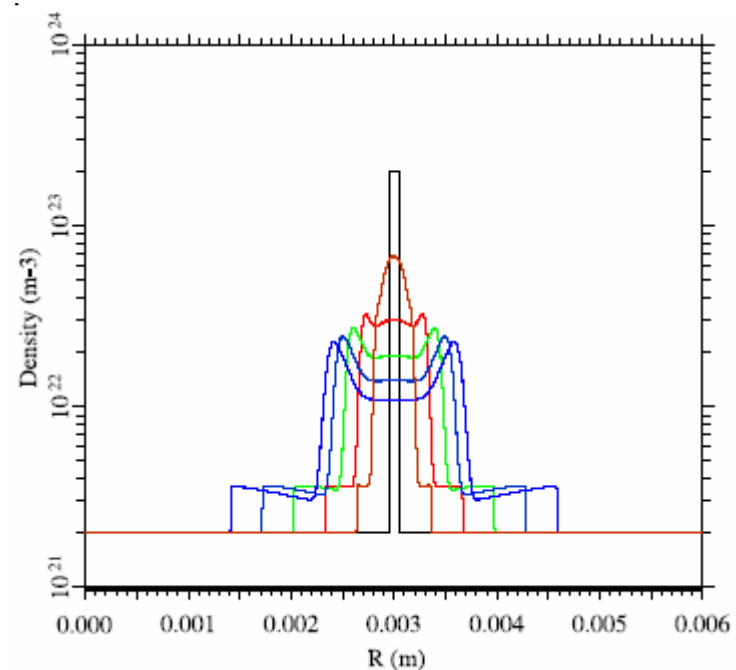
$$\text{time} = 8.140\text{E-}11 \text{ sec}$$

$$\text{time} = 1.220\text{E-}10 \text{ sec}$$

$$\text{time} = 1.627\text{E-}10 \text{ sec}$$

$$\text{time} = 2.035\text{E-}10 \text{ sec}$$

1^β.



$$R_{\text{high}} = 2 \cdot 10^{23} / \text{m}^{-3}$$

$$R_{\text{low}} = 2 \cdot 10^{21} / \text{m}^{-3}$$

$$T = 45 \text{ KeV}$$

$$B = 10 \text{ T}$$

$$\text{time} = 4.259\text{E-}11 \text{ sec}$$

$$\text{time} = 8.460\text{E-}11 \text{ sec}$$

$$\text{time} = 1.268\text{E-}10 \text{ sec}$$

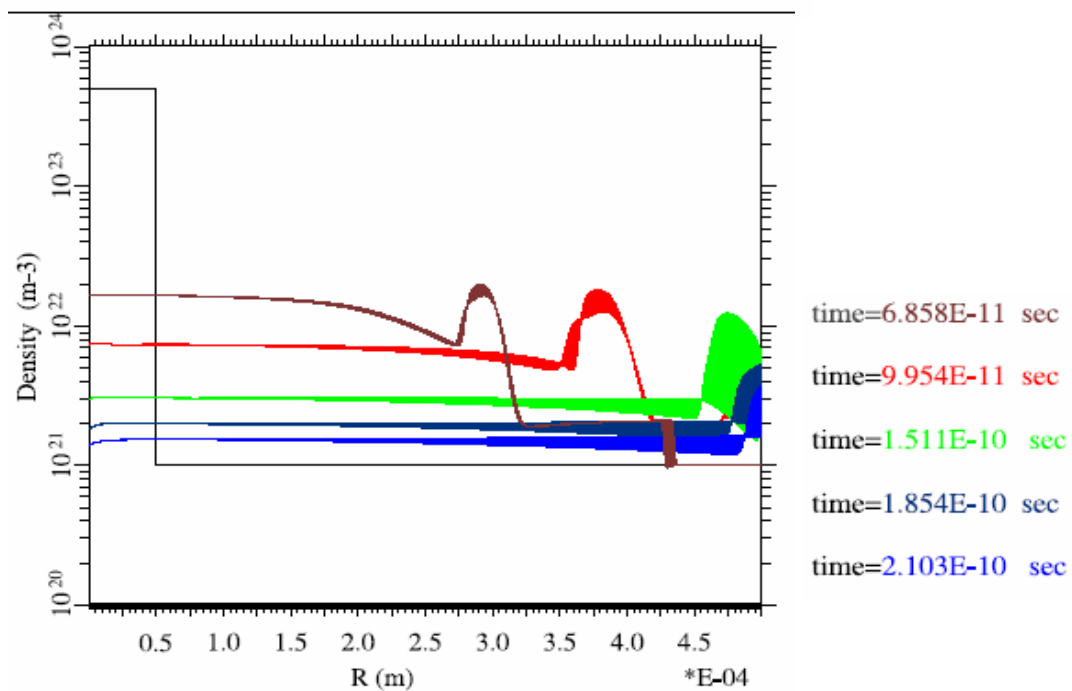
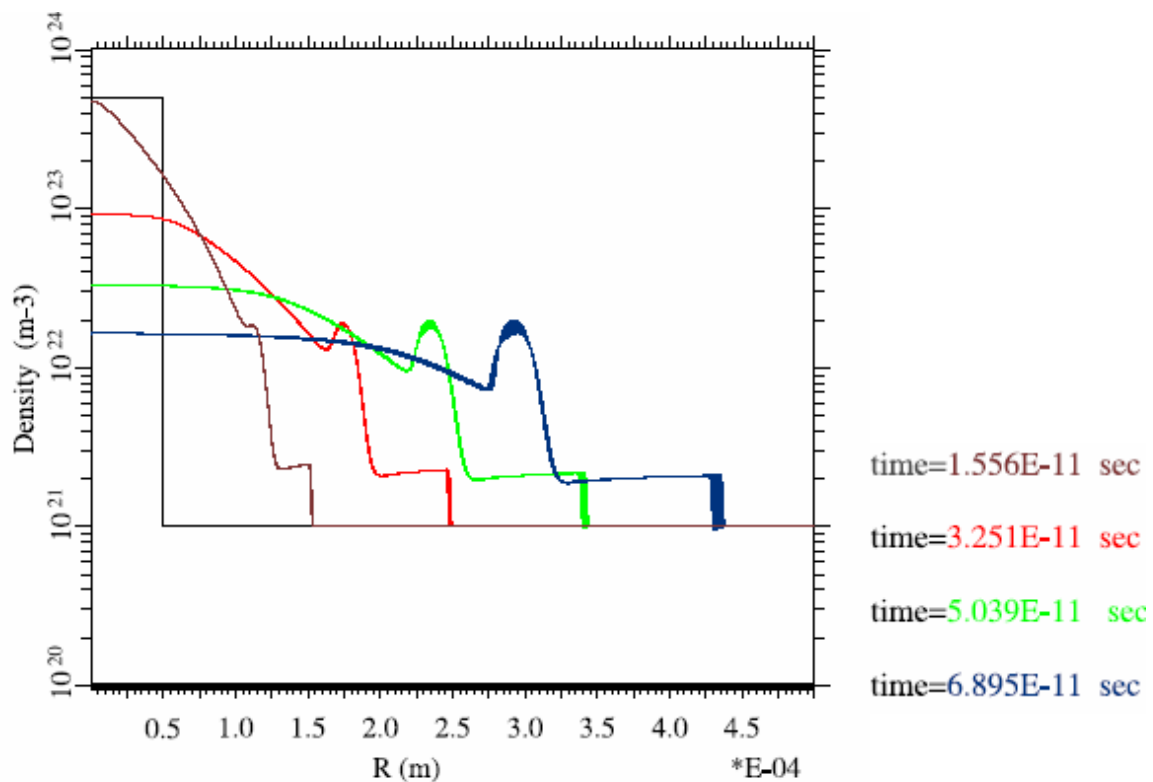
$$\text{time} = 1.691\text{E-}10 \text{ sec}$$

$$\text{time} = 2.114\text{E-}10 \text{ sec}$$

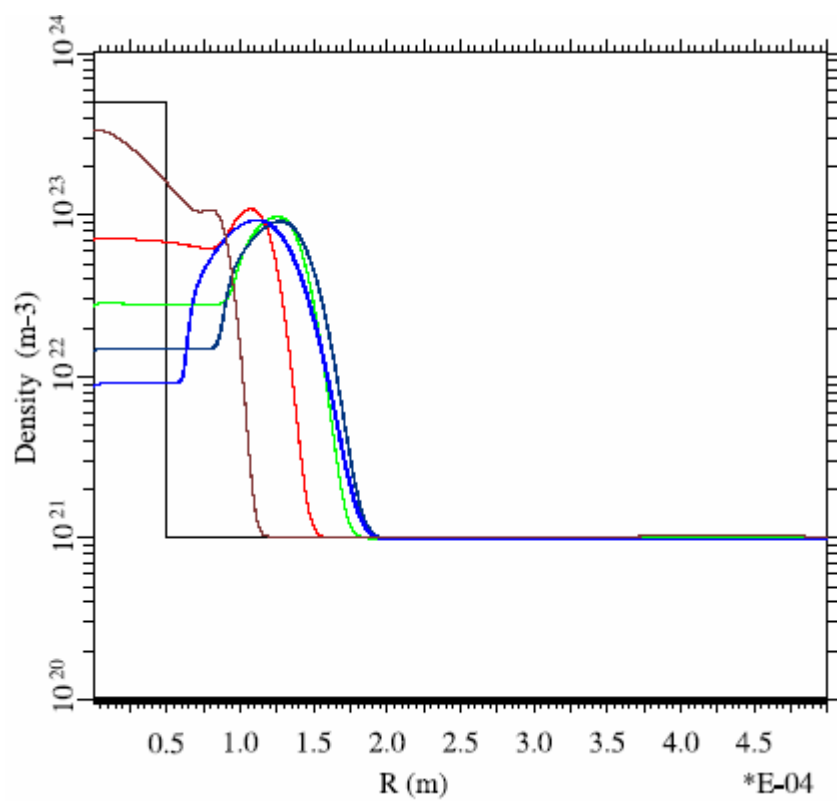
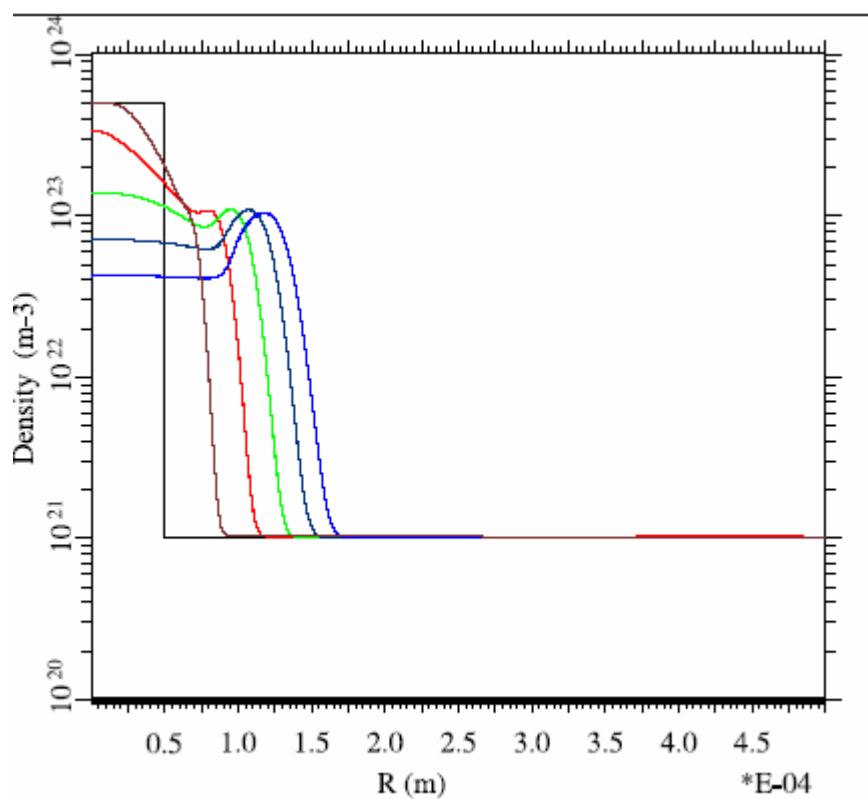
2. Γραφικές παραστάσεις μεταβολής πυκνότητας, με και χωρίς μαγνητικό πεδίο για την πρώτη κατηγορία πειραμάτων σε κυλινδρική συμμετρία.

	Πυκνότητα	Ακτίνα
Αριστερά	$5 \cdot 10^{23}$ ιόντα/ m^{-3}	50 μm
Δεξιά	$1 \cdot 10^{21}$ ιόντα/ m^{-3}	450 μm

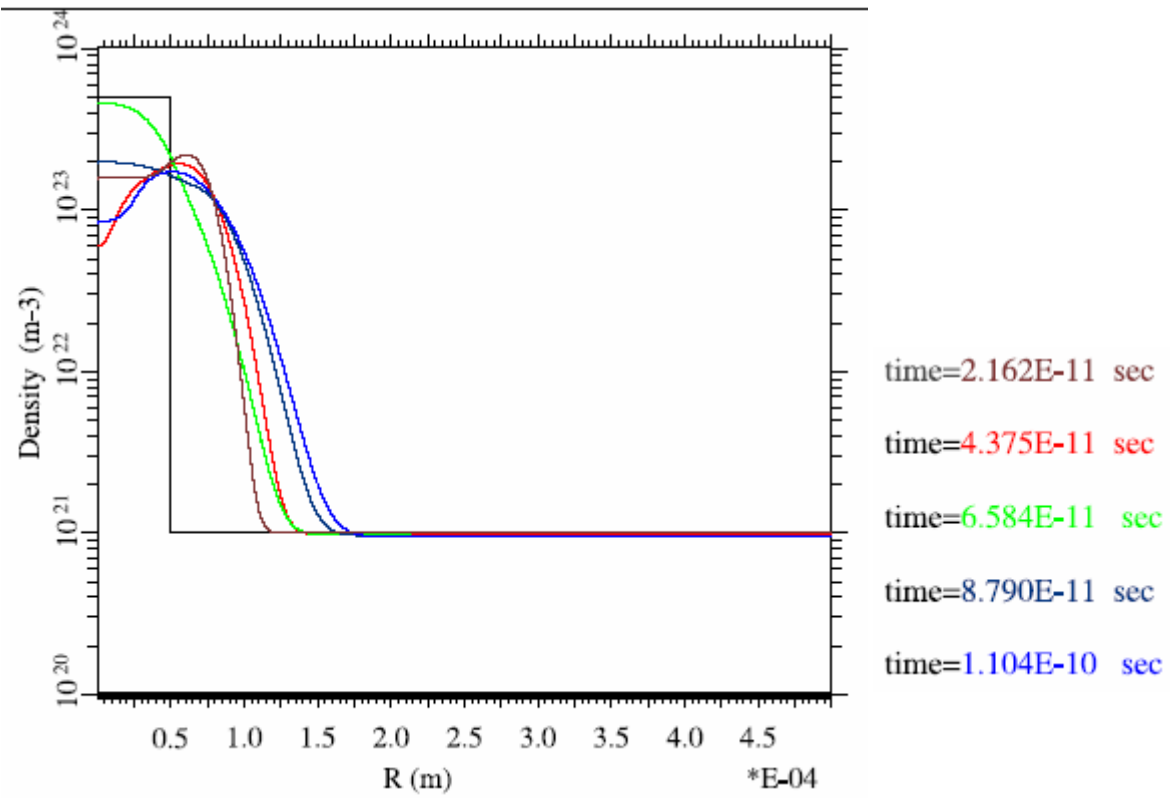
2^α. $\mathbf{B} = 0\text{T}$



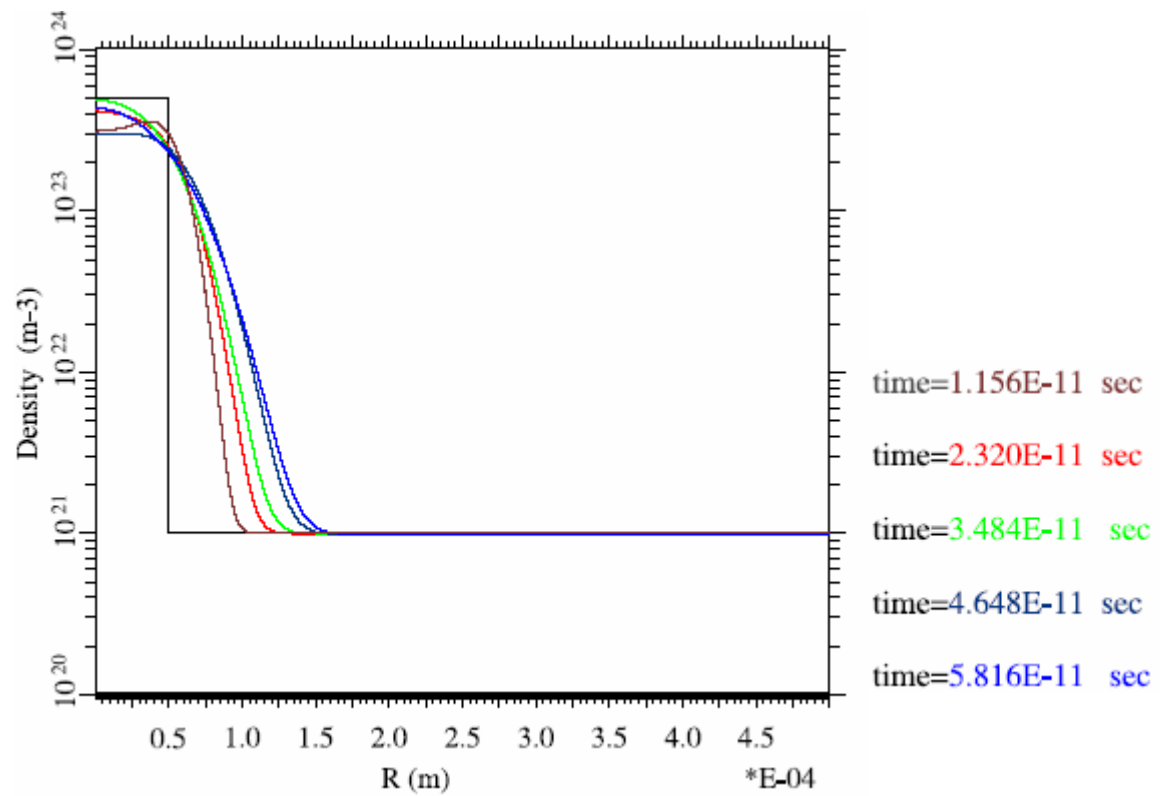
2^β. B=50 T



2γ. **B=100T**



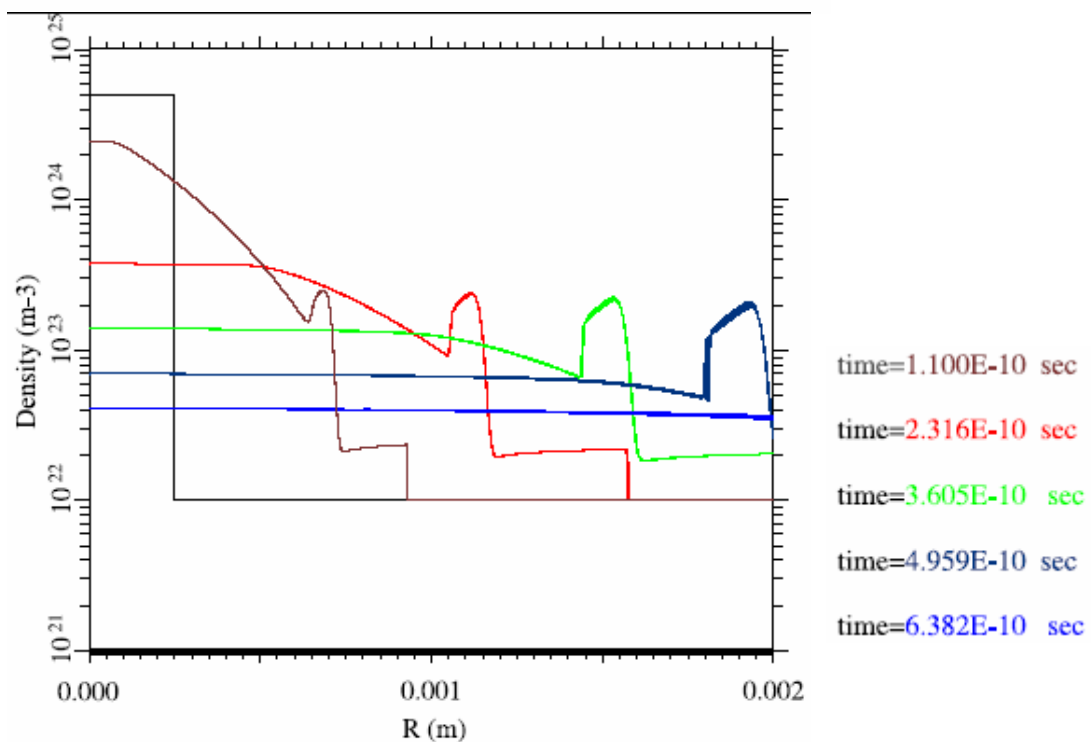
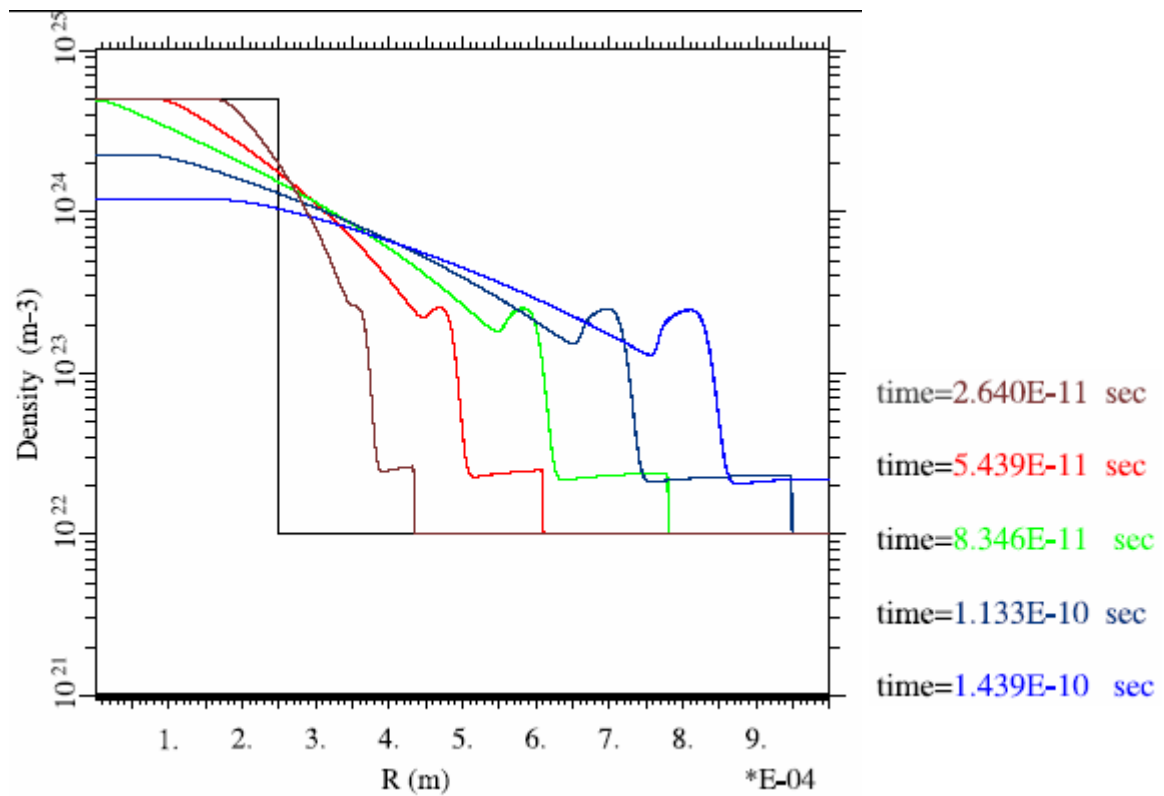
2δ. **B=200T**



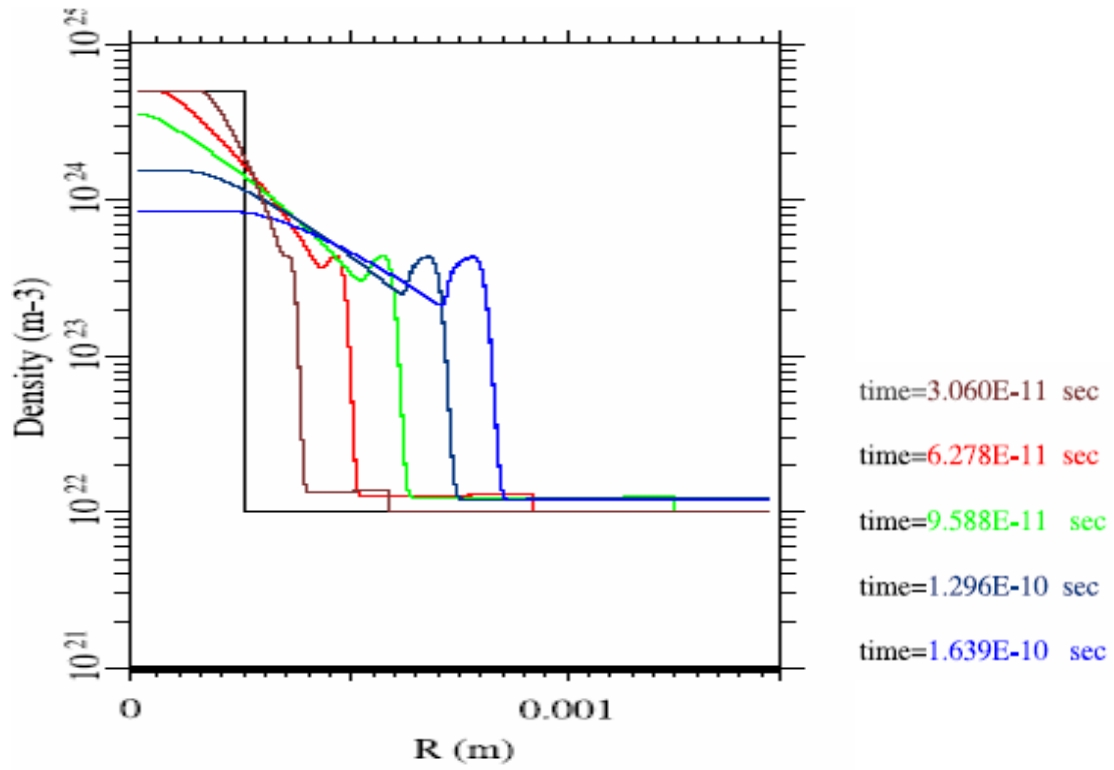
3. Γραφικές παραστάσεις μεταβολής πυκνότητας, με και χωρίς μαγνητικό πεδίο για την δεύτερη κατηγορία πειραμάτων [κυλινδρική συμμετρία].

	Πυκνότητα	Ακτίνα
Αριστερά	$5 \cdot 10^{24}$ ιόντα/cm ³	250 μ m
Δεξιά	$1 \cdot 10^{22}$ ιόντα/cm ³	1.5 mm

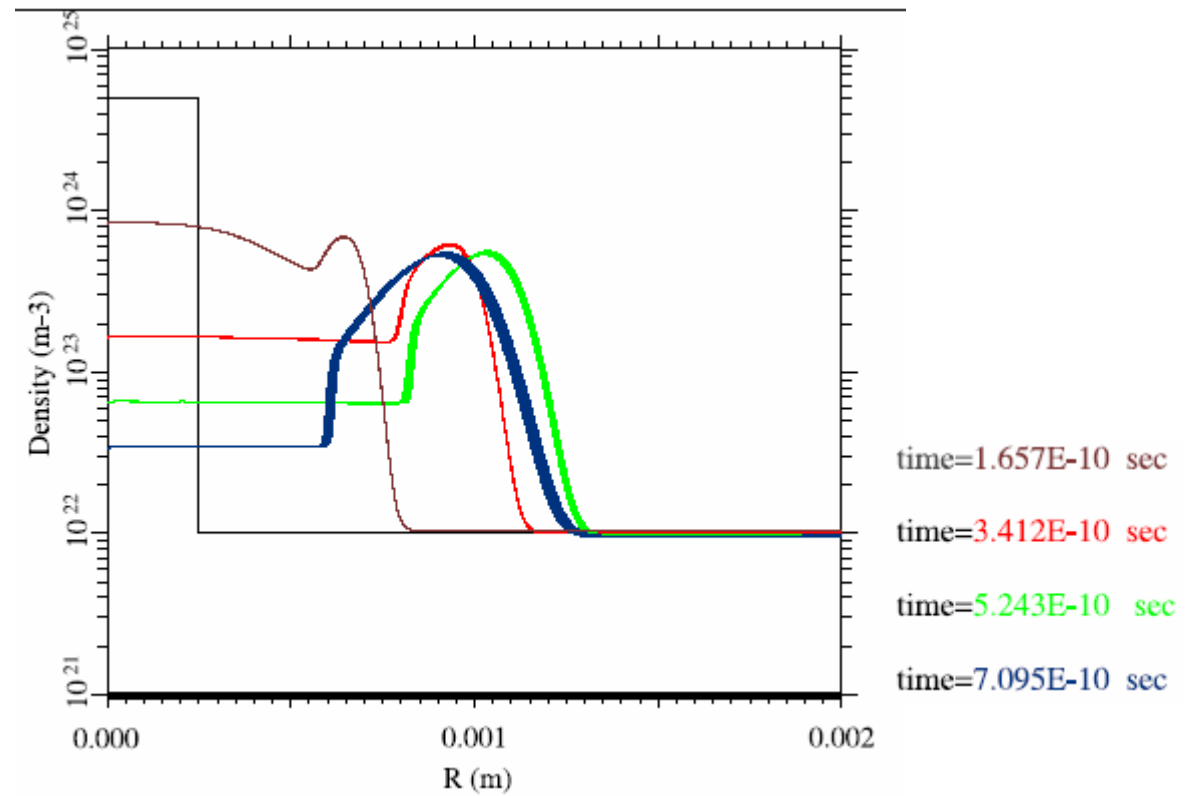
3^α. $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ T



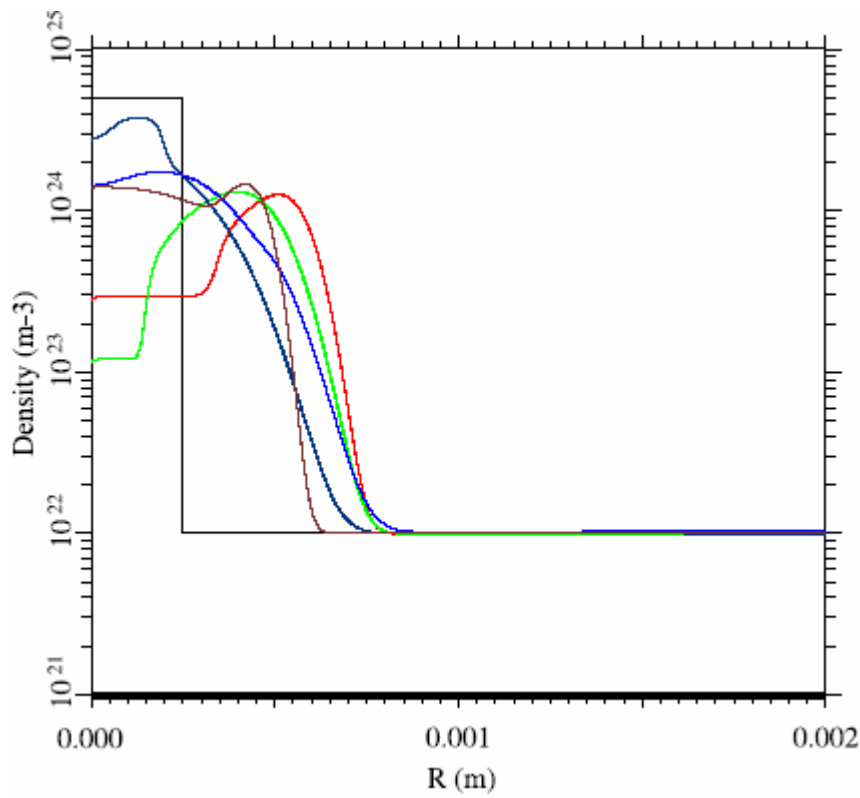
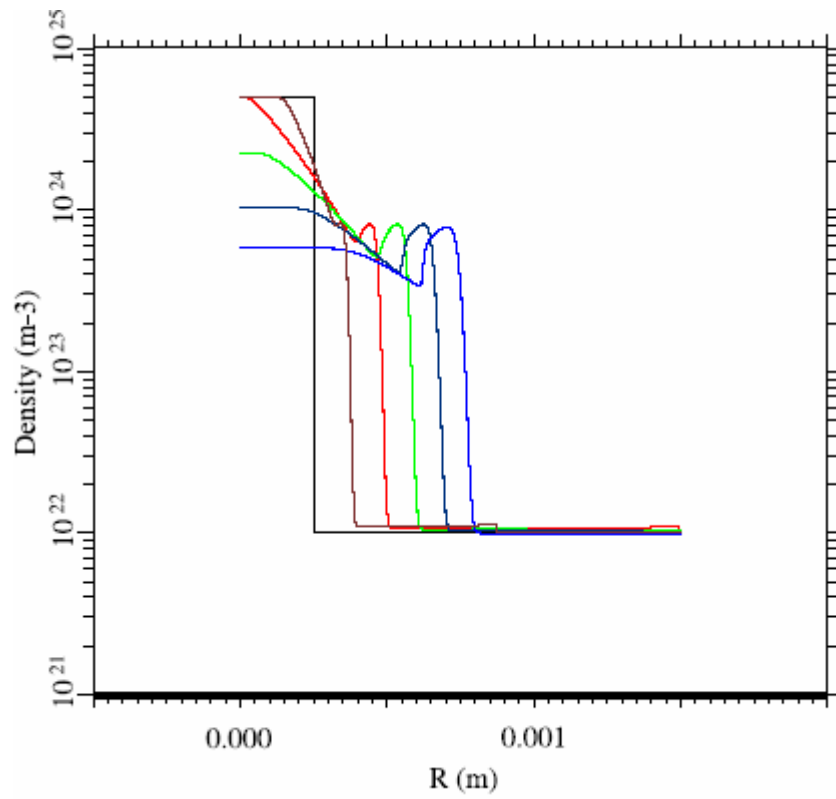
3 β . **B=50T**



3 γ . **B = 100T**



38. $B = 200 \text{ T}$



Α. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα όπως φαίνονται από τις γραφικές παραστάσεις πολύ καθαρά διακρίνεται ο περιορισμός λόγω του μαγνητικού πεδίου και στις δύο περιπτώσεις. Χωρίς μαγνητικό πεδίο γρήγορα η πυκνότητα πέφτει κάτω από το όριο παραγωγής νετρονίων που είναι περίπου το $5 \cdot 10^{22}$ ions/m³. Αντίθετα βάζοντας μαγνητικό πεδίο, αυτό που προκύπτει σε κυλινδρική συμμετρία είναι γρήγορα κύματα Alfvén να τρέχουν προς την δεξιά μεριά, δηλαδή προς την αδιατάραχτη περιοχή, ενώ το σκαλοπάτι αυτό (το τρίτο) αυξάνοντας το μαγνητικό πεδίο γίνεται όλο και πιο μικρό. Αντίθετα η επιφάνεια ασυνέχειας με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου κινείται όλο και πιο αργά, ανάλογα με την τιμή του β (μαγνητική πίεση / θερμοδυναμική πίεση). Σε κάποιο σημείο στο χώρο όπου το $\beta=1$, η ταχύτητα της επιφάνειας ασυνέχειας μηδενίζεται και στη συνέχεια επειδή η συνολική πίεση έχει αρνητική κλίση, εμφανίζονται αρνητικές ταχύτητες ιόντων. Αυτή η παλινδρόμηση συνεχίζεται ώσπου λόγω διάχυσης του μαγνητικού πεδίου, τα ιόντα να αρχίσουν να διαφεύγουν τελείως. Το μοντέλο που φτιάχτηκε, καθώς δεν συμπεριλαμβάνει όρους διάχυσης μαγνητικού πεδίου, έχει κάποια όρια στα οποία μπορεί να δώσει έγκυρα αποτελέσματα. Αυτά τα όρια λαμβάνονται έως την χρονική στιγμή που το κύμα έχει κάνει μία με δύο παλινδρόμησης θεωρώντας ότι μετά από αυτό το σημείο, η διαφυγή των σωματιδίων περιορίζει την γνώση όσων αφορά τον ακριβή τρόπο ελάττωσης της πυκνότητας στο χώρο συγκράτησης και άρα δεν μπορεί κανείς να κάνει πολύ σωστούς υπολογισμούς για πολύ μεγάλους χρόνους-μεγαλύτερους των 50-80nsec. Μια πιο ακριβής μελέτη του φαινομένου λαμβάνοντας και τους υπόλοιπους όρους, επίκειται για το μέλλον.

Λόγω της επιβράδυνσης της ταχύτητας της επιφάνειας ασυνέχειας όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, και καθώς το διαστελλόμενο κύμα κινείται προς τα αριστερά, εμφανίζεται μια αραίωση στο κέντρο που συνοδεύεται από μια συγκέντρωση σωματιδίων με τη μορφή ‘εξογκώματος’. Σε εκείνη την περιοχή ‘τοπικής αύξησης’ όταν η πυκνότητα είναι μεγαλύτερη από $5 \cdot 10^{22}$ /m³ υπάρχει παραγωγή νετρονίων. Ο συνυπολογισμός των νετρονίων αυτόν γίνεται χρονικά, έως την στιγμή που η ‘τοπική αύξηση’ αυτή φτάνει στο όριο μεταξύ της περιοχής που υπάρχουν ιόντα και της περιοχής που η πυκνότητα των ιόντων έχει πέσει πολύ, ουσιαστικά στην περιοχή που υπάρχει ουδέτερο αέριο και cluster που δεν έχουν ιονιστεί ούτε αρχικά, λόγω του λείζερ, ούτε μετέπειτα λόγω κρούσεων με τα ιόντα ή και ιονισμού λόγω δευτερεύουσας ακτινοβολίας. Για αυτόν τον υπολογισμό, όπως αναφέρθηκε πρωτύτερα, η ακτίνα πέραν της οποίας θεωρήθηκε μη ιονισμένο αέριο, για την πρώτη περίπτωση ήταν τα 500μm και για την δεύτερη το 1.5 mm. Αυτή η υπόθεση είναι αρκετά συντηρητική

και θα μπορούσε σε πραγματικές συνθήκες να είναι πιθανώς και κατά έναν παράγοντα 2 μεγαλύτερη. Η αραίωση αυτή στο κέντρο του κυλίνδρου σε μικρότερο βαθμό παρατηρείται και χωρίς μαγνητικό πεδίο όταν το πρώτο χαμηλής πυκνότητας κύμα φτάσει στο κέντρο του κυλίνδρου όπως φαίνεται στις αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις (2^α και 3^α). Τα αποτελέσματα αυτά είναι σε συμφωνία και με τα αντίστοιχα αποτελέσματα αριθμητικής προσομοίωσης του αντίστοιχου φαινομένου εξέλιξης από τους Kishimoto et. al. όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 1.

B. Αριθμοί παραγόμενων νετρονίων

1. Πρώτη κατηγορία πειραμάτων.

	Πυκνότητα	Ακτινα
Αριστερά	$5 \cdot 10^{23}$ ιόντα/m ⁻³	50 μm
Δεξιά	$1 \cdot 10^{21}$ ιόντα/m ⁻³	450 μm

Στα κελιά με γκριζό χρώμα δεν είναι αποτελέσματα του κώδικα αλλά γρήγοροι υπολογισμοί για μεγαλύτερους χρόνους λαμβάνοντας υπόψιν την εξέλιξη του φαινομένου.

	B = 0 T	B = 50 Tα	B = 100T	B = 200 T
30 ps	$1.1 \cdot 10^3$ n	$1.2 \cdot 10^3$ n	$1.5 \cdot 10^3$ n	$1.9 \cdot 10^3$ n
50 ps	$1.3 \cdot 10^3$ n		$1.8 \cdot 10^3$ n	$2.9 \cdot 10^3$ n
0.1 ns	$1.5 \cdot 10^3$ n	$2.5 \cdot 10^3$ n	$3.8 \cdot 10^3$ n	$2 \cdot 2.9 \cdot 10^3$ n
0.2 ns	$1.5 \cdot 10^3$ n	$2 \cdot 2.5 \cdot 10^3$ n $= 5 \cdot 10^3$ n	$2 \cdot 3.8 \cdot 10^3$ n $= 7.6 \cdot 10^3$ n	$4 \cdot 2.9 \cdot 10^3$ n $= 1.2 \cdot 10^4$

Οι τιμές που αναγράφονται είναι όλες με προσέγγιση δέκατου καθώς μεγαλύτερη προσέγγιση δε φέρει ουσιαστική διαφοροποίηση στη φυσική ερμηνεία των αποτελεσμάτων. Από το παραπάνω πινακάκι, φαίνεται πως η επίδραση του μαγνητικού πεδίου έχει ουσιαστικά ενισχυτική συμπεριφορά για χρόνους μεγαλύτερους από 0.1 ns. Απουσία μαγνητικού πεδίου, και όσο το πλάσμα διατηρεί υψηλή πυκνότητα υπάρχει παραγωγή νετρονίων της τάξεως των $1.5 \cdot 10^3$. Μετά από περίπου 0.1 ns η παραγωγή ουσιαστικά έχει σταματήσει καθώς η πυκνότητα έχει πέσει κάτω από το όριο παραγωγής νετρονίων. Με την προσθήκη μαγνητικού πεδίου,

η παραγωγή νετρονίων δεν αλλάζει αισθητά από ότι χωρίς μαγνητικό πεδίο τα πρώτα ps καθώς το φαινόμενο είναι το ίδιο με αυτό της προηγούμενης περιπτώσεως. Με την πάροδο όμως του χρόνου ο ρόλος του μαγνητικού πεδίου γίνεται εμφανής καθώς με την σταδιακή αύξηση του μαγνητικού πεδίου από 50T σε 100T και σε 200T στους ίδιους κατά προσέγγιση χρόνους, ο συνολικός αριθμός νετρονίων αυξάνει καθώς η παραγωγή νετρονίων συνεχίζεται. Έτσι υπάρχει πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα. Μάλιστα, προκαταρκτικά πειράματα στο LOA-ENSTA της Γαλλίας έχουν δώσει ήδη κάτι τέτοιο ως μια εικόνα της αύξησης αυτής για αρκετά χαμηλά μαγνητικά πεδία σε μεγαλύτερους χρόνους.⁺ Επειδή το φαινόμενο είναι ανάλογο του χρόνου, για περίπου 0.3 ns η παραγωγή νετρονίων για μεγάλα μαγνητικά πεδία (της τάξεως των 100 T) αναμένεται να είναι μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη ενώ για διάστημα 1ns ο αριθμός νετρονίων που προκύπτει με αυτήν την θεώρηση μπορεί να αυξηθεί ακόμη μία τάξη μεγέθους. Από εκεί και μετά, η προσέγγιση δεν μπορεί να θεωρηθεί ακριβής αν δεν γίνει μια καλύτερη προσομοίωση συνυπολογίζοντας και τους όρους διάχυσης. Με αυτήν λοιπόν την διάταξη μπορεί να επιτευχθεί παλμός της τάξεως των δέκατων ns έως και 1 ns με παραγόμενο αριθμό νετρονίων της τάξεως των 10^4 - 10^5 n.

1. Δεύτερη κατηγορία πειραμάτων.

	Πυκνότητα	Ακτινα
Αριστερά	$5 \cdot 10^{24}$ ιόντα/ m^{-3}	250 μm
Δεξιά	$1 \cdot 10^{22}$ ιόντα/ m^{-3}	1250 μm

Time	B = 0 T
0.13ns	$1.38 \cdot 10^7$
0.20 ns	$1.55 \cdot 10^7$
0.43 ns	$1.68 \cdot 10^7$
0.49 ns	$1.73 \cdot 10^7$
0.63 ns	$1.74 \cdot 10^7$

Time	B = 50 T
0.1 ns	$1.32 \cdot 10^7$
0.2 ns	$1.57 \cdot 10^7$
0.4 ns	$1.65 \cdot 10^7$
0.5 ns	$1.74 \cdot 10^7$
3 ns	$2.75 \cdot 10^7$

⁺ Τα πειράματα αυτά δεν είναι προς το παρόν δημοσιευμένα ακόμα γι' αυτό και δεν υπάρχει σχετική αναφορά.

Time	B = 100 T
47 ps	$7.99 \cdot 10^6$
64 ps	$9.83 \cdot 10^6$
89 ps	$2.77 \cdot 10^7$
1.77 ns	$4.80 \cdot 10^7$
10 ns	$\sim 10^8$

Time	B = 200 T
62 ps	$9.63 \cdot 10^6$
0.63 ns	$4.38 \cdot 10^7$
1.17 ns	$6.83 \cdot 10^7$
10 ns	$\sim 4 \cdot 10^8$
100 ns	$\sim 10^9$

Λόγω των μεγάλων αριθμών παραγόμενων νετρονίων, οι παραπάνω πίνακες, εμφανίζονται σε ακρίβεια εκατοστού.

Όπως φαίνεται λοιπόν στο πρώτο πίνακα, για μηδενικό μαγνητικό πεδίο, η παραγωγή νετρονίων φτάνει από τα πρώτα ps έως και το 0.1 ns τα $1.3 \cdot 10^7$ και η παραγωγή νετρονίων παύει να είναι σημαντική μετά τα 0.49 ns όπου περίπου η αύξηση του συνολικού αριθμού δεν ξεπερνά το 5 - 10 %.

Βάζοντας μαγνητικό πεδίο της τάξης των 50T, η παραγωγή νετρονίων τα πρώτα 0.5 ns παραμένει η ίδια αλλά, σε εξαπλάσιο χρόνο ο αριθμός των νετρονίων έχει αυξηθεί περίπου 1.5 φορά και η παραγωγή συνεχίζεται.

Αυξάνοντας το μαγνητικό πεδίο σε 100T σε χρόνο 89 ps έχουμε σχεδόν ίδια παραγωγή με αυτήν που είχαμε στα 50T σε 3 ns, δηλαδή υπάρχει διπλασιασμός του αριθμού των νετρονίων. Αν ο χρόνος περιορισμού των ιόντων φτάσει τα 10ns, αναμένεται λοιπόν η παραγωγή για τα 100T να φτάσει τα 10^8 νετρόνια.

Στα 200T η μεγάλη παραγωγή των 10^7 νετρονίων επιτυγχάνεται σε μικρότερους χρόνους, αυξάνοντας ακόμη περισσότερο τον αριθμό των νετρονίων. Σε 10ns η παραγωγή νετρονίων αναμένεται να είναι της τάξεως των $4 \cdot 10^8$ ενώ αν ο χρόνος περιορισμού του μεγαλύτερου μέρους των ιόντων αγγίζει τα 50ns η παραγωγή νετρονίων αναμένεται να είναι της τάξεως των 10^9 . *Κάτι τέτοιο σημαίνει ότι το 'flux' των νετρονίων θα μπορεί να είναι μεγαλύτερο από $10^{15}/cm^2s$, που είναι και η επιθυμητή ροή για επίτευξη αντιστροφής πληθυσμών χρησιμοποιώντας ενεργό μέσο διεγερμένου διμερούς.*

Γ. Όπως παρατηρεί κανείς, αυξάνοντας αρχικά τον όγκο που καταλαμβάνει το πλάσμα, κερδίζεται ένας σημαντικός παράγοντας. Χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα για τις ίδιες συνθήκες πυκνότητας, η αύξηση του χώρου κατά έναν παράγοντα 5, είχε ως αποτέλεσμα αύξηση του συνολικού αριθμού νετρονίων κατά έναν παράγοντα 10^3 . Από αυτό μπορεί κανείς να συμπεράνει ότι για εφαρμογές που απαιτούν μεγάλους

αριθμούς νετρονίων θα πρέπει κανείς να ανατρέξει σε ένα σχήμα στο οποίο οι διαστάσεις του πλάσματος να είναι της τάξης των μερικών χιλιοστών. Ουσιαστικά, η πρώτη περίπτωση, όπου το πλάσμα καταλαμβάνει χώρο μερικών μικρών εφαρμόζει σε περιπτώσεις όπου η πηγή νετρονίων πρέπει να είναι κατά το δυνατόν σημειακή, να αποτελείται από στενούς παλμούς τάξεως 0.1 ns και ο αριθμός των παραγόμενων νετρονίων να είναι της τάξης των 10^5 .

Από τα παραπάνω λοιπόν προκύπτει ότι η επιλογή της εστίασης του λέιζερ σε μικρότερο ή μεγαλύτερο χώρο επιδρά ουσιαστικά πέραν από τον αριθμό παραγόμενων νετρονίων και στην χρονική διάρκεια του παλμού των νετρονίων. Αν ο σκοπός κάποιας εφαρμογής λοιπόν είναι οι στενοί παλμοί, της τάξεων των 0.1 ns και μικρότεροι, ο στόχος θα πρέπει να είναι η επίτευξη όσο γίνεται υψηλής πυκνότητας σε μικρότερη εστία (μικρότερο χώρο συγκράτησης). Αν όμως ο σκοπός κάποιας εφαρμογής είναι να έχουμε μεγάλο 'flux' η εστίαση θα πρέπει να γίνει κατά το δυνατόν σε μεγαλύτερο χώρο ενώ οι παλμοί θα είναι δύο με τρεις τάξεις μεγαλύτεροι, δηλαδή της τάξης δεκάδων ή εκατοντάδων ns, αυξάνοντας δραματικά τον συνολικό αριθμό των παραγόμενων νετρονίων.

Επίσης η επιλογή μικρής ή μεγάλης εστίασης, επιδρά και στη χωρική κατανομή των νετρονίων. Όσο πιο μικρή είναι η εστίαση, τόσο πιο σημειακή είναι η πηγή νετρονίων, διαμέτρου μερικών εκατοντάδων μικρών, ενώ μεγαλώνοντας την εστία, η πηγή παύει να είναι σημειακή αλλά έχουμε παραγωγή που πηγάζει από περιοχή διαμέτρου χιλιοστών. Μια άλλη σημαντική παρατήρηση είναι ότι για να εστιάσει κανείς σε μεγαλύτερο χώρο διατηρώντας ενέργειες ιόντων της τάξης των 45 με 70 keV χρειάζονται δέσμες λέιζερ με ενέργεια της τάξης των 50 J πράγμα καθ' όλα εφικτό αν λάβουμε υπ' όψιν ότι 'laser facilities' στην Ευρώπη διαθέτουν 500 J συστήματα λέιζερ.

Ε. Ανακεφαλαιώνοντας λοιπόν, δείξαμε ότι υπάρχει πολύ καλή συμφωνία μεταξύ των αποτελεσμάτων του κώδικα και των πειραματικών αποτελεσμάτων καθώς επίσης έγινε φανερή η αιτία που τα αρχικά αυτά πειράματα μέτρησαν σχετικά μικρό αριθμό νετρονίων (περιπτώσεις χωρίς μαγνητικό πεδίο^[73]). Με τον μαγνητικό περιορισμό και με σχετικά μικρών διαστάσεων εγκαταστάσεις είναι δυνατό να αυξηθεί ο αριθμός κατά δύο τάξεις μεγέθους. Επιπλέον μελετήθηκε ο χρόνος παραγωγής νετρονίων που ενδιαφέρει πολύ τα μελλοντικά πειράματα καθώς και τις εφαρμογές.

Όπως φάνηκε, το 1D μοντέλο ανταποκρίνεται αρκετά καλά στα φυσικά δεδομένα.

Επιπλέον επιτρέπει την επέκταση σε μελλοντικά πειράματα με κατάλληλες φυσικές και γεωμετρικές παραμέτρους (όπως αυτές παρουσιάστηκαν) ώστε να έχουμε παραγωγή ανά παλμό 10^9 νετρονίων, ικανή για να μελετηθούν οι κατάλληλες συνθήκες ροής νετρονίων ($\sim 10^{15}$ n/cm² s) απαραίτητες για την δημιουργία και διατήρηση αντιστροφής πληθυσμών στο ενεργό μέσο του Laser – Neutron Driver. Μια πρώτη εκτίμηση των αντίστοιχων παραμέτρων για το σύστημα αυτό θέλει η ενέργεια της δέσμης του λέιζερ να είναι 10 J, τα μαγνητικά πεδία 150 - 200T για χρόνους περιορισμού της τάξεως των 100 - 200ns.

Μελλοντικά, ο συνυπολογισμός της μαγνητικής διάχυσης θα μπορέσει να αυξήσει τον υπολογιστικό χρόνο, επιτρέποντας υπολογισμούς έως και 100 - 300 ns. Βελτιώνοντας και την φυσική περιγραφή του χώρου, δηλαδή λαμβάνοντας υπ' όψιν και το περιβάλλον αέριο των cluster και των ουδετέρων ατόμων, καθώς επίσης και τον ιονισμό λόγω κρούσεων και μέσο ακτινοβολίας, η περιγραφή του συνόλου των φυσικών φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά την σύντηξη λέιζερ, θα βελτιστοποιήσει την περιγραφή του φυσικού προβλήματος.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

(1) Αποδείξεις εξαγωγής χρήσιμων σχέσεων Rankine – Hugoniot

Συγκεκριμένα, έστω w_s η ταχύτητα ενός κινούμενου κρουστικού κύματος και u η ταχύτητα του αερίου πίσω από αυτό, την οποία και αποκτά το αέριο μετά την πάροδο του κρουστικού και λόγω αυτού. Αυτή η αντιμετώπιση ισοδυναμεί με την θεώρηση του ρευστού που βρίσκεται ακριβώς μπροστά από το κρουστικό (στην περιοχή 1) κινούμενο με ταχύτητα $w = w_s$ ως προς το κρουστικό και του ρευστού της περιοχής 2 κινούμενου με ταχύτητα $w-u$. (όπου e η εσωτερική ενέργεια του ρευστού η οποία συνδέεται με την πίεση και την ολική ενέργεια από τις σχέσεις: $p = \rho(\gamma - 1)e$ και

$$\varepsilon = \rho e + \frac{1}{2} \rho u^2)$$

Για ένα τέλειο αέριο, όπου $\frac{p}{\rho} = R T$ και $e = c_v T$ μπορεί κανείς να καταλήξει στις σχέσεις που συνδέουν τις θερμοκρασίες, τις πυκνότητες και τις πιέσεις στις διάφορες περιοχές του σωλήνα :

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} + \frac{p_2}{p_1}}{1 + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)} \right)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{1 + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} + \frac{p_2}{p_1}} \right)$$

Για ένα τέλειο αέριο, όπου $\frac{p}{\rho} = R T$ και $e = c_v T$ μπορεί κανείς να καταλήξει στις σχέσεις που συνδέουν τις θερμοκρασίες, τις πυκνότητες και τις πιέσεις στις διάφορες περιοχές του σωλήνα :

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} + \frac{p_2}{p_1}}{1 + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)} \right)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{1 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{p_2}{p_1}} \right)$$

Και αν C_s είναι η ταχύτητα του ήχου η οποία ορίζεται ως $C_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$, η ταχύτητα του κρουστικού και η ταχύτητα της επιφάνειας επαφής αντίστοιχα υπολογίζονται από τις σχέσεις :

$$w = C_{s1} \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right) + 1} \quad \text{και}$$

$$u = \frac{C_{s1}}{\gamma} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \left(\frac{\frac{2\gamma}{\gamma+1}}{\frac{p_2}{p_1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right)^{1/2}$$

Οι δύο τελευταίες σχέσεις είναι πολύ χρήσιμες γιατί δίνουν την ταχύτητα του κρουστικού και την ταχύτητα της επιφάνειας επαφής u η οποία είναι ίση με τις ταχύτητες μάζας u_3 και u_2 .

Στο διάστημα μεταξύ των περιοχών 3 και 4 διαδίδεται το διαστελλόμενο κύμα. Το κύμα αυτό, ως ένα αριστερά κινούμενο κύμα, έχει ταχύτητα που σε κάθε σημείο δίνεται από $w=u-C_s$, όπου εδώ w η ταχύτητα ενός σημείου του κύματος, u η τοπική ταχύτητα της μάζας σε αυτό το σημείο, και C_s η τοπική ταχύτητα ήχου. Έτσι για την περιοχή 4 όπου η τοπική ταχύτητα της μάζας είναι μηδέν, το κύμα θα διαδίδεται με $w=-C_s$. Αν p , ρ , T τα χαρακτηριστικά της ροής στην περιοχή που κινείται το διαστελλόμενο κύμα και επειδή εκεί η ροή είναι ισεντροπική, ισχύει ότι

$$\frac{C_s}{C_{s4}} = 1 - \frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{u}{C_{s4}} \right)$$

Αυτή η σχέση, που προκύπτει από την εφαρμογή της μεθόδου των χαρακτηριστικών, συνδέει την ταχύτητα του ήχου C_s και την τοπική ταχύτητα του ρευστού σε κάθε σημείο ενός διαστελλόμενου κύματος. Χρησιμοποιώντας έπειτα τον ορισμό της ταχύτητας του ήχου, $C_s = \sqrt{\gamma R T}$ και το δεδομένο της ισεντροπικής ροής από όπου προκύπτουν οι σχέσεις : $p / p_4 = (\rho / \rho_4)^\gamma = (T / T_4)^{\gamma/(\gamma-1)}$ καταλήγει κανείς σε άλλες δύο σχέσεις που δίνουν τις ιδιότητες του διαστελλόμενου κύματος σε οποιοδήποτε σημείο αυτού, συναρτήσει της τοπικής ταχύτητας του ρευστού εκεί:

$$\frac{p}{p_4} = \left[1 - \frac{\gamma - 1}{2} \left(\frac{u}{Cs_4} \right) \right]^{2\gamma/(\gamma-1)}$$

$$\frac{\rho}{\rho_4} = \left[1 - \frac{\gamma - 1}{2} \left(\frac{u}{Cs_4} \right) \right]^{2/(\gamma-1)}$$

Από την εξίσωση για το u , αν την εφαρμόσουμε για ένα οποιοδήποτε σημείο της περιοχής 3 όπου και βρίσκεται η ουρά (tail) του διαστελλόμενου κύματος ,

$$\begin{aligned} \frac{p_3}{p_4} &= \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} \left(\frac{u_3}{Cs_4} \right) \right]^{2\gamma_4/(\gamma_4-1)} \Rightarrow \\ u_3 &= \frac{2Cs_4}{\gamma_4 - 1} \left[1 - \frac{p_3}{p_4} \right]^{(\gamma_4-1)/2\gamma_4} \Rightarrow (p_3 = p_2) \\ u_3 &= \frac{2Cs_4}{\gamma_4 - 1} \left[1 - \frac{p_2}{p_4} \right]^{(\gamma_4-1)/2\gamma_4} \end{aligned}$$

Εξισώνοντας το αποτέλεσμα αυτό για την u_3 με την αντίστοιχη που προκύπτει από το τύπο της u , και κάνοντας πράξεις, καταλήγει κανείς στην σχέση:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} \left\{ 1 - \frac{(\gamma_4 - 1)(Cs_1 / Cs_4)(p_2 / p_1 - 1)}{\sqrt{2\gamma_1 [2\gamma_1 + (\gamma_1 + 1)(p_2 / p_1 - 1)]}} \right\}^{-2\gamma_4/(\gamma_4-1)}$$

Από αυτήν την εξίσωση μπορεί κανείς να υπολογίσει τον λόγο p_2 / p_1 αποκλειστικά από τις τιμές της πίεσης και της πυκνότητας των δύο αερίων στον κρουστικό σωλήνα πριν την αφαίρεση του διαφράγματος (p_4 / p_1). Και από αυτό το λόγο και όλες τις προηγούμενες εξισώσεις, μπορεί κανείς να υπολογίσει τους λόγους των T , ρ για το κρουστικό και για το διαστελλόμενο κύμα καθώς και της ταχύτητες w και u του κρουστικού κύματος και της επιφάνειας ασυνέχειας αντίστοιχα.

(2) Απόδειξη ΜΥΔ Rankine – Hugoniot

Από την εξίσωση (4.38) και την εξίσωση (4.40) καταλήγουμε στην εξίσωση :

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{1}{2\mu_0} \frac{B_1^2}{p_1} \left(1 - \frac{B_2^2}{B_1^2} \right) + \frac{\rho_1 u_1^2}{p_1} \left(1 - \frac{\rho_2 u_2^2}{\rho_1 B_1^2} \right) \Leftrightarrow$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \beta^{-1}(1 - X^2) + \gamma M^2(1 - X^{-1})$$

Και από την εξίσωση (4.40) :

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{u_1}{u_2} + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\rho_1 u_1^2}{p_1} \left(\frac{u_1}{u_2} - \frac{\rho_2 u_2^2}{\rho_1 u_1^2} \right) + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{B_1^2}{\mu_0 p_1} \left(\frac{u_1}{u_2} - \frac{B_2^2}{B_1^2} \right) \Leftrightarrow$$

$$\frac{p_2}{p_1} = X + \frac{\gamma - 1}{2} M^2(X - X^{-1}) + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{2}{\beta} (X - X^2)$$

Εξισώνοντας τις δύο εκφράσεις του λόγου των πιέσεων, πολλαπλασιάζοντας με X και διαιρώντας με X-1 :

$$X + \frac{\gamma - 1}{2} M^2(X + 1) - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{2}{\beta} X^2 + \beta^{-1}X(1 + X) - \gamma M^2 = 0$$

Αναπτύσσοντας την παραπάνω εξίσωση σε πολυώνυμο του X καταλήγουμε στην συνάρτηση:

$$f(X) = 2(2 - \gamma)X^2 + [2\beta + (\gamma - 1)\beta M^2 + 2] \gamma X - \gamma(\gamma + 1)\beta M^2 = 0$$

Βιβλιογραφία

- ¹ E. Keskilidou, S, Moustazis et al. Appl. Rad. & Isotopes **63**, 671-680 (2005)
- ² CCLRC Central Laser Facility Annual Report 2002/2003
- ³ CCLRC Central Laser Facility Annual Report 2000/2001 p. 138-192 "Vulcan Petawatt Upgrade Overview"
- ⁴ A. Antonetti et. al Appl. Phys. B **65** 197 (1997)
- ⁵ Ledingham et. al. Phys. Rev. Lett **84** (5)
- ⁶ T. W. Phillips et. all, Rev. Scint. Instr. **70** (1) 1213 (1999)
- ⁷ T.E. Cowan et. al. Phys. Rev. Lett. **84**(5)903 (2000)
- ⁸ Marc J. Feldmann & Raymond Y. Chiao, Phys. Rev. A **4** (1) 352 (1971)
- ⁹ Tajima T and Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- ¹⁰ K. Krushelnick et. al. Phys. Rev. Lett. **83** (4) 737 (1999)
- ¹¹ G. Malka et. al. Physical Review E **66** , 066402 (2002)
- ¹² R. Bingham et. al. ,Plasma Phys. Control. Fusion **46** (2004) R1–R23
- ¹³ V. Malka et. al. Phys. Plasmas **8**, 2605 (2001), C. Gahn et. al., Phys. Plasmas **9**, 987 (2002)
- ¹⁴ M. Tatarakis et. al. , Phys. of Plasmas **9** (5) 2244 (2002)
- ¹⁵ M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, M. D. Rosen and R. W. Falcone, Science **251**, 531 (1991)
- ¹⁶ J. D. Kmetec, C. L. Gordon III, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown and E. E. Haris, PRL **68** (10) 1527 (1992)
- ¹⁷ K. Boyer, T. S. Luk, and C. K. Rhodes, Phys. Rev. Lett. **60**, 557 (1988)
- ¹⁸ G.Malka et. al. "Nuclear Excitation with High Intensity and Ultra Short Laser Pulses, 29th EPS CON. Plasma Phys. & Cont. Fus. 2002 ECA Vol. **26B**, O-2.23 (2002)
- ¹⁹ G. Malka et. al. Tikhonchuk S. Fritzler et. al. E. Lefebvre et. al. Phys. Rev. E **66**, 066402 (2002)
- ²⁰ Keith A. Brueckner & Seibe Jorna Rev. Mod. Phys. **46**(2) 325-264 (1974)
- ²¹ M. D. Perry, E. M. Campbell, J. T. Hunt *et al.*, LLNL Report, *Ultra-High Brightness* ($>10^{21}$ W/cm²) *Laser Facility* (1987).
- ²² V. Yu. Bychenkov & S. V. Tolokonnikov, J. Exp.&Theor. Phys. **88** (6), 1999.
- ²³ J. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).
- ²⁴ G. Pretzler et. al, Phys. Rev. E **58** (1) 1165-1168 (1998)
- ²⁵ P. A. Norreys, "Results from the TAP experiment", October 2003, Central Laser Facility, RAL , and K. L. Lancaster et al."Deuteron acceleration from buried layers in Petawatt laser-matter interactions", EPS conference 2004
- ²⁶ T. Dimite et. al. Nature (London) **398**. 491 (1999), T. Dimite et. al. Nature (London) **386**. 54 (1997)
- ²⁷ G. Grillon et. al. PRL **89** (6) 065005 (2002)
- ²⁸ D. Hilscher, Phys. Rev. E **64**, 016414 (2001)

-
- ²⁹ . A. P. Barzilov et. al. "Hybrid Fission-Fusion Reactor Initiated by a laser" Institute for Physics&Power Engineering, Obninsk 249029 Russia
- ³⁰ . Fr. Venneri, "Accelerators Add a New Option to our Energy Future" Los Alamos National Laboratory, LA-UR-94-3905
- ³¹ . C. Rubbia et al, "Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier", CERN/AT/95-44 (ET), 29th September 1995 , C. Rubbia, "A High Gain Energy Amplifier Operated with Fast Neutrons", AIP Conference Proceedings 346, International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas, July 1994.
- ³² . C. Rubbia et al, "A realistic Plutonium elimination scheme with Energy Amplifiers and Thorium-Plutonium Fuel", CERN/AT/95-53(ET), 12th December, 1995
- ³³ . C. Rubbia & J. A. Rubio, "A tentative programme towards a full scale energy amplifier", CERN/LHC/96-11(EET), 15th July, 1996, Geneva
- ³⁴ . Miley G.H. "Review of nuclear pumped lasers", in "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", ed. Hora H, N.Y.,London, v.6, p.47-72, 1984.
- ³⁵ . A. V. Karelin, A. A. Sinyanskii, S I Yakovlenko), "*NPL&Physical problems in consructing a reactor –laser*", Quantum Electronics **27** (5) 375-402 (1997)
"*NPL&Physical problems in consructing a reactor –laser*"
- ³⁶ . D. Strickland and G. Morou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985), M. A. Perry and G. Morou, Science **264**, 917 (1994)
- ³⁷ . Hofman, T. E. Sharp, C. B. Dane, et al., IEEE J. Quantum Electron. **28**, 1366 (1992).
- ³⁸ . L. D. Mikheev, Laser Part. Beams **10**, 473 (1992).
- ³⁹ . V.S. Zuev and L.D. Mikheev, "Photochemical Lasers", Laser Science and technology an International Handbook Volume 11, edited by V.S. Letokov.
- ⁴⁰ . N. Korstalioudakis et al. Joint Article, TUC and IESL in preparation.
- ⁴¹ . A.M. Voinov, Laser&Particle Beams **11** (4) 635-644 (1993)
- ⁴² . Herwieng L.O..Concepts of direct conversion of stored nuclear energy to laser beam power, Trans.Am.Nucl.Soc.,June, 2. 1964, Matovich E..In pursuit of pulsed homogeneous nuclear laser IEEE J.Quant.Electron., 1968, v.QE-4,may, p.379
- ³ . C. Rubbia, J. A. Rubio et. al. "Conceptual Design of a Fast Neutron operated High Power Energy Amplifier". CERN/AT/95-44 (ET), 29th September 1995
- ⁴ . A.V.Karelin, Quant. Electronic 27(5) 375-402 (1997).
- ⁴³ . M. S. Moore & L. G. Miller Phys. Rev. **157**, 1049 (1967)
- ⁴⁴ . T. J. Moratz & M. J. Kushner, J. Appl. Phys. **63**, 1796 (1988)
- ⁴⁵ . R.W.Moir, "*The Fusion-Fission Fuel Factory*", Fusion, Volume 1, Edited by Edward Teller, Academic Press 1981
- ⁴⁶ . K. W. D. Ledingham, Phys. Rev. Lett. **84**, p899 (2000).
- ⁴⁷ . V. Yu. Bychenkov J. of Exper. & Theor. Phys. v **88**, p 1137 (1999).
- ⁴⁸ . M. D. Perry et al., Rev. Sci. Instrum. **70**, 265 (1999).
- ⁴⁹ . M. H. Key et al., Phys. Plasmas **5**, 1966 (1998).

-
- ⁵⁰. T.W. Phillips *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 1213 (1999)
- ⁵¹. L. P. Feoktistov *et al.*, "Hybrid reactor based on the laser-induced thermonuclear fusion" Sov. J. Quantum Electron. **8**(2) 201 (1978)
- ⁵². A. Bertin *et al.* Phys. Lett. **43A**, (3) 231 (1973)
- ⁵³. Thom K., Schneider R.. Nuclear pumped gas lasers AIAA J., 1972 ,v.10, n.4, p.400-406.
- ⁵⁴. Hebner G.A., Hays G.N JAP, v.73, n.8, 3614-26, 1993 ; Hebner G.A., Hays G.N. JAP, v.73, n.8, 3627-36, 1993.
- ⁵⁵. Williams W.H., Miley G.H. JAP, v.75, n.4, 1900-08, 1994
- ⁵⁶. A. I. Mis'Kevich, Laser Physics **1**(5) 445-481 (1991)
- ⁵⁷ O. Portugall *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **32** 2354 (1999)
- ⁵⁸ 'Megagauss magnetic field generation, its application to science and ultra-high pulsed-power technology', Proceedings of the VIIIth Int. Con. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Oct 1998, edited by H. J. Schneider-Muntau
- ⁵⁹ E. W. Becker, K. Bier *et al* Z Phys. **146**, 333 (1956)
- ⁶⁰ O. Hagen, 'Cluster Beams from Nozzle Sources', in 'Molecular Beams and Low Density Gasdynamics' edited by Peter P. Wegener (1974)
- ⁶¹ O. Hagen & Obert, J. Chem. Phys. **56**, 1793 (1972)
- ⁶² M. Lezius *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 261 (1998)
- ⁶³ A. McPherson *et al.* Phys. Rev. Lett. **72**, 1810 (1994)
- ⁶⁴ A. McPherson *et al.* Nature (London) **370**, 631 (1994)
- ⁶⁵ C. Rose-Petruck, *et al.* Phys. Rev. A **55**, 1182 (1997)
- ⁶⁶ T. Ditmire, *et al* Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996)
- ⁶⁷ T. Ditmire, Phys. Rev. A **57**, R4094 (1998)
- ⁶⁸ T. Ditmire Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996)
- ⁶⁹ Kishimoto *et al.*, Phy. of Plasmas, **9**(2) 589 (2002)
- ⁷⁰ Zweiback *et al*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2134 (2000)
- ⁷¹ I. Last & J. Jortney, Phys. Rev. Lett. **87**, 033401 (2001)
- ⁷² Grillon, Moustazis *et al.* Phys Rev Lett **89** (6) 065005 (2002)
- (.) Neutron Therapy : <http://www-llb.cea.fr/neutrons/nr1.html>
- (.) Boron Neutron Therapy : <http://web.mit.edu/nrl/www/bnct/>

(.) 'Πευστά και πλάσμα, το ΜΥΔ πρόβλημα Riemman' , Λαλούσης Π. , 4^ο σχολείο Φυσικής και Τεχνολογίας σύντηξης, Απρίλιος 2005

(.) '3-D PELLET MODELING', P.Lalousis¹, L.L.Lengyel² *et al.* 4^ο σχολείο Φυσικής και Τεχνολογίας σύντηξης, Απρίλιος 2005

(.) Lengyel L. L., Phys. Fluids **31** (6), June 1988

(.) REVISED NRL PLASMA FORMULARY 2002, J.D. Huba *et al*

-
- (.)REVIEW ARTICLE Pulsed fields: generation, magnetometry and applications, J. Phys. D: Appl. Phys., **15** (1982) 1545-1608. Printed in Great Britain
- (.) 'Strong pulsed magnetic fields combined with very low temperatures'Fritz Herlach et. al., Physica B: Condensed Matter Volume 177, Issues 1-4 , 2 March 1992, Pages 63-70
- (.) 'Introduction to Plasma Physics & Controlled Fusion' , F. Chen (2006) Second Edition ISBN 0306413329
- (.) 'Computational Fluid Dynamics', J. D. Anderson, (1995) McGray-Hill Science ISBN 0070016852,
- (.) 'Modern Compressible Flow : with Historical Perspective', J. D. Anderson, (2002) Third Edition ISBN 0072424435
- (.) 'Compressible Fluid Dynamics', Thomson, (1972) COOD, RPI Bookstore
- (.) 'Computational Gasdynamics' , Culbert B. Laney, (1998), Cambridge University Press ISBN 0521625580
- (.) Online recipes of computational Gasdynamics at <http://capella.colorado.edu/~laney/software.html>
- (.) 'Numerical Recipes, The art of Scientific Computing', William H. Res et. al. (1986)Cambridge University Press
- (.) A. Otto Magnetosphere Physics, <http://what.gi.alaska.edu/ao/msp/chapter6.pdf>
- (.) 'EXTENDED MHD EQUATIONS1', J.D. Callen, JDC/CEMM05 | 10/23/05, <http://w3.pppl.gov/cecm/APS2005/Callen.pdf>
- (.) 'Confinement and dynamics of laser produced plasma expanding across a transverse magnetic field' S. S. Harilal, et. al., October 24, 2003 <http://www-ferp.ucsd.edu/harilal/PRE-Harilal04.pdf>