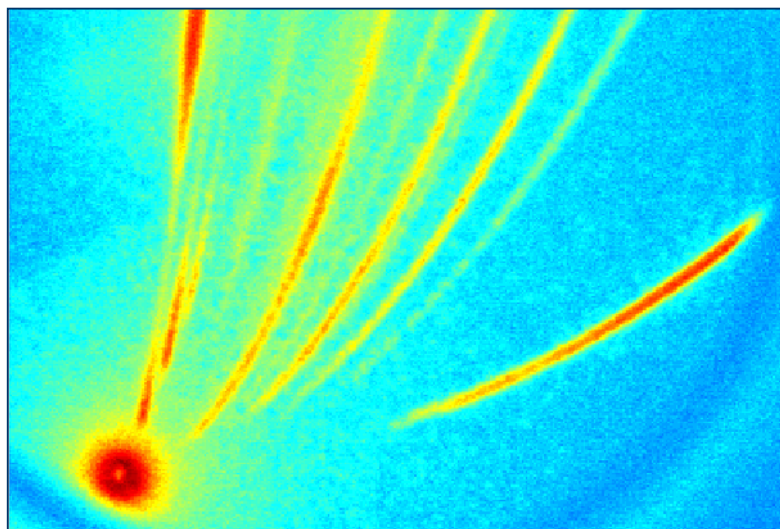




ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ – ΓΕΝΙΚΟ ΤΜΗΜΑ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΔΟΜΗΣ ΤΗΣ ΥΛΗΣ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΗΣ ΛΕΙΖΕΡ



ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ:
ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΚΑΙ ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ΙΟΝΤΩΝ ΜΕ ΒΡΑΧΥΧΡΟΝΩΝ ΠΑΛΜΩΝ ΛΕΙΖΕΡ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΦΟΙΤΗΤΡΙΑ: ΑΡΤΕΜΙΣ ΚΑΛΛΙΑΤΑΚΗ



ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΔΙΔΑΣΚΩΝ: Σ.Δ. ΜΟΥΣΤΑΪΖΗΣ
ΑΝΑΠΛ. ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Εισαγωγή	2
Συνοπτική περιγραφή αλληλεπίδρασης δέσμης λέιζερ με στερεό στόχο	4
Διάδοση και απορρόφηση ΗΜς ακτινοβολίας κατά την αλληλεπίδραση της με πλάσμα	10
Α. Διάδοση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε πλάσμα	10
Α.1 Διάδοση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε ομογενές πλάσμα	11
Α.2 Διάδοση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε μη ομογενές πλάσμα με γραμμικά μεταβαλλόμενη πυκνότητα	12
Α.2.1 Κάθετη πρόσπτωση, Γραμμικά πολωμένη ακτινοβολία	12
Α.2.2 Πλάγια πρόσπτωση, Γραμμικά πολωμένη ακτινοβολία	14
Α.2.2.1 Πόλωση-s	15
Α.2.2.2 Πόλωση-p - Απορρόφηση συντονισμού	16
Β. Απορρόφηση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κατά τη διάδοση της σε πλάσμα: Το φαινόμενο της αντίστροφης πέδησης	18
Γ. Διάδοση και απορρόφηση Femtosecond παλμών σε πλάσμα	21
Αποδόμηση στερεού με femtosecond λέιζερ	24
Λέιζερ Πηγή Ιόντων (LIS)	29
Α. Παραγωγή ιόντων με χαμηλής και μεσαίας έντασης laser	31
Β. Παραγωγή ιόντων με υψηλής έντασης laser	36
Γ. Παραγωγή ιόντων με πολύ υψηλής έντασης laser ($I_L > 10^{18} \text{Wcm}^{-2}$)	41
Δ. Επεξεργασία φασμάτων που λήφθηκαν με Thomson Parabola	49
Εφαρμογές	57
Α. Ιατρικές Εφαρμογές	57
Β. Εμφύτευση ιόντων	60
Γ. Fast Ignitor	62
Δ. Ραδιογραφία με πρωτόνια	64
Αναφορές	67
Παράρτημα: Φασματογραφία Μάζας	70
Αρχή Λειτουργίας Φασματογράφων Μάζας	70
Τύποι Φασματογράφων Μάζας	72
Μαγνητικός αναλυτής	72
Μαγνητικός Αναλυτής Διπλής Εστίασης	73
Παγίδα Ιόντων	74
Φασματογράφος Ελεύθερης Πτήσης Ιόντων (TOF)	74
Thomson Parabola	76

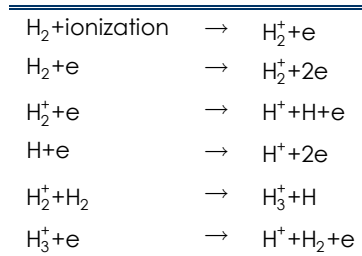
ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το μεγαλύτερο μέρος του σύμπαντος συνίσταται από ιονισμένη ύλη, που αναφέρεται σαν πλάσμα ή τέταρτη κατάσταση της ύλης: το εσωτερικό και οι ατμόσφαιρες των άστρων, τα νεφελώματα και μεγάλο μέρος του διαστρικού χώρου, βρίσκονται σε αυτή την κατάσταση της ύλης. Η γη, παρά το ότι χαίρει των ιδιοτήτων του πλάσματος, οι οποίες μάλιστα είναι απαραίτητες για τη γέννηση και τη διατήρηση της ζωής, αποτελεί μία πολύ μικρή περιοχή του σύμπαντος, στην οποία η ύπαρξη του μπορεί να χαρακτηριστεί σπάνια. Αυτή η σπανιότητα του πάνω στη γη, όπως και το ότι η σχετικά υψηλή απορρόφηση των ακτίνων- x από την ατμόσφαιρα εμποδίζει την παρατήρηση των κοσμικών πηγών, είχαν ως αποτέλεσμα η επιστημονική μελέτη και οι αντίστοιχες εφαρμογές του πλάσματος, ν' αρχίσουν να αναπτύσσονται λίγο πριν την αρχή του προηγούμενου αιώνα. Παρά το ότι μπορεί να θεωρηθεί πρόσφατη η έρευνα στο συγκεκριμένο τομέα σε σχέση με άλλους, το εύρος των φαινομένων που συντελούνται κατά το σχηματισμό πλάσματος, τα οποία και ερμηνεύουν τον κόσμο που μας περιβάλλει, όπως και το μεγάλο πλήθος των εφαρμογών στις οποίες ήδη χρησιμοποιείται το πλάσμα ή και πρόκειται να χρησιμοποιηθεί, το κατέστησαν αντικείμενο συστηματικής μελέτης και έρευνας, γεγονός που υποστηρίζεται από τη ραγδαία εξέλιξη της τεχνολογίας.

Σήμερα, η παραγωγή πλάσματος σε εργαστηριακό επίπεδο είναι δυνατή με απλές, μικρών διαστάσεων, διατάξεις ή με αρκετά πιο σύνθετες, για τις οποίες απαιτούνται μεγάλης έκτασης εγκαταστάσεις και αντίστοιχα ανερχόμενο κόστος λειτουργίας.

Οι δύο από τις κυριότερες μεθόδους που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή πλάσματος αφορούν πρωτίστως τους μηχανισμούς ιονισμού της ύλης και είναι η μέθοδος της ηλεκτρονιακής πρόσκρουσης και η μέθοδος που εκμεταλλεύεται την αλληλεπίδραση δέσμης λέιζερ με την ύλη.

Η μέθοδος της ηλεκτρονιακής πρόσκρουσης είναι μία από τις ευρύτερα χρησιμοποιούμενες μεθόδους για τον ιονισμό μέσων που βρίσκονται κυρίως σε αέρια φάση, καθώς και για την αύξηση της πυκνότητας πλάσματος. Μέσω της αλληλεπίδρασης ή σύγκρουσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων με τα άτομα του μέσου, μεταφέρεται ενέργεια από τα πρώτα στα δεύτερα, με αποτέλεσμα τη μετάβαση των τροχιακών ηλεκτρονίων των ατόμων σε ασταθείς ενεργειακές καταστάσεις ή και την απομάκρυνση τους από τα άτομα ανάλογα με την ενέργεια δέσμης που χρησιμοποιείται. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι διαδικασίες



Πιν. 1

ιονισμού που συμβαίνουν μέσα σε ένα πλάσμα δεν είναι τόσο απλές όσο φαίνονται από την παραπάνω περιγραφή. Ακόμη και για ένα απλό άτομο όπως το υδρογόνο, πιστεύεται πως είναι αυτές που αναγράφονται στον πίνακα 1. Οι ευρύτερα χρησιμοποιούμενες και με βέλτιστη απόδοση πηγές πλάσματος που χρησιμοποιούν αυτή μέθοδο είναι οι Penning Ion Gauge (PIG), Electron Beam Ion Source (EBIS), Electron Beam Ion Trap (EBIT), και η Electron Cyclotron Resonance Ion Source (ECR). Ο βαθμός ιονισμού που επιτυγχάνεται με αυτή τη μέθοδο είναι πολύ υψηλός (έως και πλήρης απογύμνωση του Ουρανίου ${}_{92}\text{U}^{92+}$) και η πυκνότητα ρεύματος των παραγόμενων δεσμών ιόντων μπορεί να υπερβούν τα 5kA/cm^2 .

Όσον αφορά τώρα την παραγωγή πλάσματος μέσω αλληλεπίδρασης δέσμης λέιζερ με την ύλη, η εστίαση δέσμης λέιζερ σε κάποιο στόχο αέριο, υγρό ή στερεό, εφόσον τιμή της έντασης της υπερβαίνει κάποια τιμή, έχει σαν αποτέλεσμα το σχηματισμό πλάσματος.

Τα φαινόμενα που συντελούνται κατά τη διάρκεια αυτής της αλληλεπίδρασης, είναι αρκετά πολύπλοκα και εξαρτώνται κυρίως από τις παραμέτρους του λέιζερ (χρονική διάρκεια του παλμού, ένταση της δέσμης, μήκος κύματος της ακτινοβολίας, γωνία πρόσπτωσης, μέγεθος της εστιακής κηλίδας, απόσταση εστίασης της δέσμης από το στόχο...), τις φυσικές ιδιότητες του στόχου, καθώς και τη σύσταση και την πίεση που επικρατεί στο μέσο που περιβάλλει το στόχο, μέσα στο οποίο συμβαίνει η εκτόνωση του πλάσματος.

Οι ενέργειες των παραγόμενων ηλεκτρονίων φτάνουν μέχρι και τα 200MeV, με μέση τιμή από 1 έως 10MeV, εκπέμποντας ακτίνες-γ και σκληρές ακτίνες-x με αντίστοιχο φάσμα ενεργειών που ανέρχεται στα 60MeV. Όταν η ενέργεια φωτονίου είναι μεγαλύτερη των 1.2 MeV (διπλάσια της μάζας ηρεμίας του ηλεκτρονίου) η πιθανότητα για δίδυμη γένεση ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου γίνεται σημαντική παράγοντας ύλη-αντιύλη (pair production). Επίσης οι μηχανισμοί ιονισμού που αναπτύσσονται κατά την αλληλεπίδραση λέιζερ στενών παλμών και ύλης, παράγουν ιόντα, που η πολλαπλότητα ιονισμού τους υπερβαίνει το 50+ (Au^{51+} , Pb^{54+} , Bi^{55+} , Ta^{55+} ...), ενώ οι μηχανισμοί επιτάχυνσης τους δημιουργούν δέσμες ιόντων με ρεύματα των 10MA. Η πίεση της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας της δέσμης, για ένταση 10^{21}Wcm^{-2} , φτάνει τα 30PPa ή ισοδύναμα τα 300Matm.

Αυτό που ενδιαφέρει την παρούσα εργασία είναι η παραγωγή και επιτάχυνση ιόντων κατά την αλληλεπίδραση βραχύχρονων παλμών λέιζερ με στερεούς στόχους, καθώς και η ερμηνεία των μηχανισμών επιτάχυνσης που βασίζονται σε φυσικά μοντέλα και που περιγράφουν αυτή την αλληλεπίδραση. Αρχικά παρουσιάζονται οι διάφοροι μηχανισμοί και οι φάσεις της αλληλεπίδρασης με το στόχο, οι χαρακτηριστικοί χρόνοι εμφάνισης των φαινομένων καθώς και τα αντίστοιχα φυσικά μεγέθη που περιγράφουν τις φάσεις και τα φαινόμενα αυτά. Στη συνέχεια γίνεται αναφορά στη διεθνή βιβλιογραφία για το θέμα αυτό για χαμηλές, μεσαίες και υψηλές εντάσεις λέιζερ, παρουσιάζεται η περιγραφή πειράματος που έγινε στο L.OA. (Γαλλία), η μεθοδολογία μέτρησης, καθώς και η διαγνωστική μέθοδος φασματοσκοπίας μάζας και ταχυτήτων, που επιτρέπει να βρούμε το είδος, τον βαθμό ιονισμού και την κατανομή ταχυτήτων για διαφορετικούς μεταλλικούς στόχους που αλληλεπιδρούν με τον βραχύχρονο και μεγάλης έντασης παλμό λέιζερ. Ακολουθεί ανάλυση των πειραματικών δεδομένων, εξαγωγή συμπερασμάτων και σύγκριση με τα φυσικά μοντέλα για την ερμηνεία των φυσικών φαινομένων επιτάχυνσης. Στο παράρτημα γίνεται περιγραφή πειραματικών διατάξεων και ιδιαίτερα του συγκεκριμένου φασματογράφου μάζας που χρησιμοποιήθηκε και αποτελεί το κύριο υποσύστημα για την συλλογή των πειραματικών δεδομένων.

Για να μπορεί να χαρακτηριστεί ένα ιονισμένο αέριο ως πλάσμα, θα πρέπει να πληρούνται ορισμένες συνθήκες, δηλαδή^[1]:

1. $\lambda_D \ll L$: οι γραμμικές διαστάσεις του πλάσματος θα πρέπει να είναι πολύ μεγαλύτερες από το μήκος Debye (η απόσταση στην οποία η δυναμική ενέργεια των φορτισμένων σωματιδίων του πλάσματος είναι περίπου ίση με τη θερμική τους ενέργεια). Η συνθήκη αυτή εξασφαλίζει την ημιουδετερότητα του πλάσματος.
2. $N_D \gg 1$: ο αριθμός των φορτισμένων σωματιδίων σε μία σφαίρα ακτίνας λ_D θα πρέπει να είναι πολύ μεγάλος, έτσι ώστε να η συμπεριφορά του πλάσματος να μπορεί να χαρακτηριστεί συλλογική.
3. $\omega_p \tau \gg 1$, όπου ω_p , η συχνότητα των ταλαντώσεων του πλάσματος και τ , ο μέσος χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών κρούσεων ενός φορτισμένου με ένα ουδέτερο σωματίο, ώστε να η κίνηση των σωματιδίων να καθορίζεται από τις ηλεκτροστατικές αλληλεπιδράσεις και όχι από τις υδροδυναμικές δυνάμεις.

Κατά τη αλληλεπίδραση λείξερ-στερεού, για δέσμη κατάλληλης έντασης, έτσι ώστε να πληρούνται τα κριτήρια σχηματισμού πλάσματος, η μεγάλη ροή φωτονίων προκαλεί τη διέγερση των ηλεκτρονικών καταστάσεων μέσω των μηχανισμών του πολυφωτονικού ιονισμού και της αντίστροφης πέδησης και ακολουθεί η εκπομπή ηλεκτρονίων από το στόχο, μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου και θερμικών διαδικασιών^[2,3]. Ταυτόχρονα, ενεργητικά ηλεκτρόνια που έχουν παραμείνει στο εσωτερικό του στόχου, μεταφέρουν ενέργεια στο πλέγμα, με διαδοχικά αποτελέσματα την αύξηση της θερμοκρασίας του, την τήξη, την εξάχνωση του και το σχηματισμό ενός πυκνού νέφους σωματιδίων. Η πυκνότητα του σχηματιζόμενου πλάσματος καθώς και ο βαθμός ιονισμού του συνεχίζουν να αυξάνουν μέσω μηχανισμών όπως: κρούσεις μεταξύ ηλεκτρονίων-όντων και ηλεκτρονίων-ουδέτερων σωματιδίων, απορρόφηση ακτινοβολίας που προέρχεται από το μηχανισμό αντίστροφης πέδησης, και ενδεχόμενη απορρόφηση ενέργειας της δέσμης λείξερ.

Στην περίπτωση που η ένταση της δέσμης υπερβαίνει τα $10^{11} \text{ W cm}^{-2}$ και η διάρκεια του παλμού είναι της τάξης των nanoseconds, ήδη από την αρχή του παλμού σχηματίζεται θερμό πλάσμα, το οποίο εκτονώνεται φτιάχνοντας μία χαμηλής, αλλά αυξανόμενης πυκνότητας περιοχή, την κορόνα του πλάσματος. Η περιοχή αυτή οριοθετείται από το κενό και από την κρίσιμη επιφάνεια. Στην κρίσιμη επιφάνεια η πυκνότητα του πλάσματος αυξάνει απότομα με αποτέλεσμα η δέσμη να μην μπορεί να διαδοθεί (διαπεράσει) και να φτάσει στο στόχο. Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας της δέσμης απορροφάται από τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται σε αυτή την περιοχή, και μεταφέρεται προς το στόχο μέσω των εκπεμπόμενων δευτερογενών ακτίνων-x, μέσω θερμικής αγωγής τους ή με το φαινόμενο της αντίστροφης πέδησης. Το μέρος της δέσμης που ανακλάται προς την κορόνα του πλάσματος, ευθύνεται για τη δημιουργία κυμάτων του πλάσματος σε αυτή την περιοχή. Η θερμοκρασία παίρνει τη μέγιστη τιμή της στην κρίσιμη επιφάνεια και μειώνεται προς το στόχο, ενώ στην περιοχή της κορόνας μπορεί να θεωρηθεί σταθερή. Η κατανομή των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων του πλάσματος ακολουθεί τη στατιστική Maxwell^[4].

Εάν η ένταση της δέσμης υπερβαίνει τα $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ και η διάρκεια του παλμού είναι της τάξης των

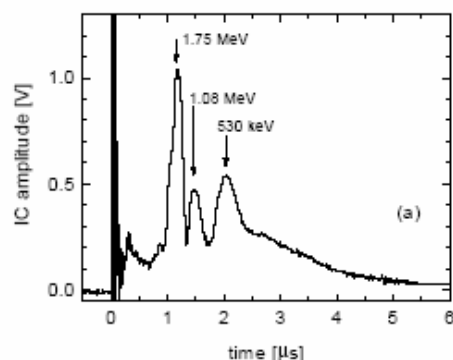
picoseconds ή και μικρότερη, η εκτόνωση του πλάσματος κατά τη διάρκεια του παλμού μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα και το πλάσμα που σχηματίζεται, από την κρίσιμη επιφάνεια έως το στόχο, μπορεί να θεωρηθεί σταθερής πυκνότητας, με τιμή που προσεγγίζει την πυκνότητα του στερεού^[4,5]. Σε αυτή την περίπτωση έχουμε το σχηματισμό δύο (ή περισσότερων) πληθυσμών ηλεκτρονίων με μαξουελλιανές κατανομές ταχυτήτων, θερμοκρασίας T_h και T_c . Τα θερμά ηλεκτρόνια (θερμοκρασίας T_h) μεταφέρουν μέρος της ενέργειας τους στο στόχο αυξάνοντας έτσι τη θερμοκρασία του. Ακολουθεί η γρήγορη αδιαβατική εκτόνωση του πλάσματος, κατά την οποία η πτώση της θερμοκρασίας οδηγεί σε αύξηση του ρυθμού επανασύνδεσης $\sim q^3 n_e^2 T_e^{-9/2}$ (q : το φορτίο, n_e : η σωματιδιακή πυκνότητα των ηλεκτρονίων και T_e : η θερμοκρασία τους), και μείωση κατ' επέκταση του βαθμού ιονισμού του πλάσματος. Παρά τη σημαντική αύξηση του ρυθμού επανασύνδεσης, η πολύ γρήγορη εκτόνωση του πλάσματος και η επαγόμενη αραιώση του, δίνει τη δυνατότητα διατήρησης κάποιων υψηλών καταστάσεων φόρτισης (charge state freezing phenomenon). Το φαινόμενο αυτό υποβοηθάται από την αργή έκλυση θερμότητας που προέρχεται από επανασυνδέσεις τριών σωμάτων σε μία ζώνη γύρω από το σημείο εστίασης της δέσμης, επιβραδύνοντας με αυτό τον τρόπο τη μείωση της θερμοκρασίας. Μέσα σε αυτή τη ζώνη η πυκνότητα του πλάσματος παραμένει υψηλή^[3,6].

Η κατάσταση ιονισμού του πλάσματος καθορίζεται από την πυκνότητα των ηλεκτρονίων, τη θερμοκρασία τους και τη χρονική διάρκεια του παλμού. Τόσο η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων, όσο και των ιόντων είναι συναρτήσεις της έντασης της δέσμης (αύξηση της έντασης οδηγεί σε αύξηση της θερμοκρασίας που μπορεί να επιτευχθεί^[3]). Οι θερμοκρασίες των παραγόμενων ιόντων μπορούν να κυμανθούν από κάποια eV έως και κάποιες εκατοντάδες MeV για εντάσεις της τάξης των 10^{18} - 10^{19} Wcm⁻².

Μέχρι σήμερα έχει παρατηρηθεί ο σχηματισμός τριών κύριων ομάδων ιόντων, που αποδίδονται στους διαφορετικούς μηχανισμούς που συμβαίνουν, κατά την απορρόφηση της ενέργειας της δέσμης^[3].

Την κύρια από αυτές τις τρεις ομάδες αποτελούν τα θερμικά ιόντα (thermal ions), τα οποία αποκτούν την ενέργεια τους από τις θερμικές διαδικασίες.

Η πιο ενεργητική ομάδα είναι αυτή των “γρήγορων” ιόντων (fast ions). Η εμφάνισή τους οφείλεται στο φαινόμενο του διαχωρισμού φορτίου (space charge effect), το οποίο δημιουργείται εξαιτίας του σχηματισμού των θερμών ηλεκτρονίων (hot electrons). Ο πληθυσμός των θερμών ηλεκτρονίων αποτελείται από ηλεκτρόνια που επιταχύνονται από το ηλεκτρικό πεδίο



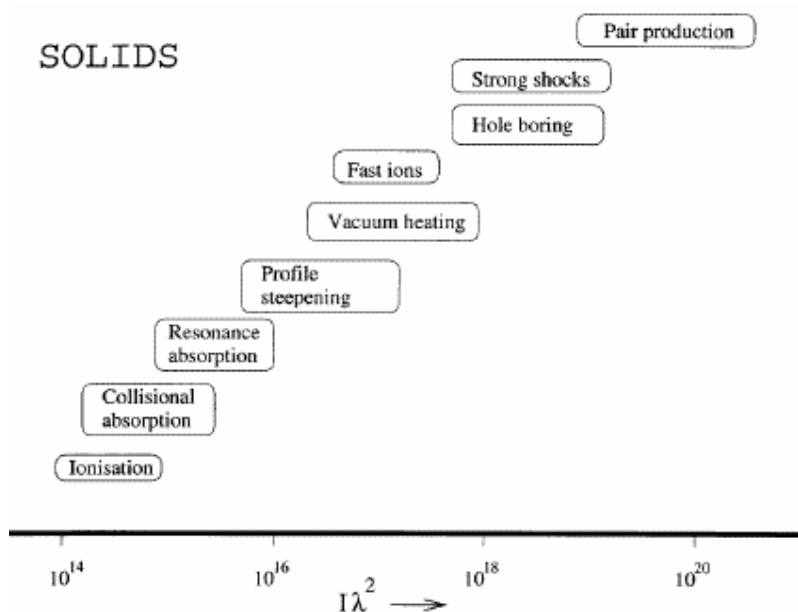
Σχ. 1^[7]

του λέιζερ ή στο πεδίο ηλεκτροστατικών κυμάτων του πλάσματος, και εξαιτίας της σχετικά μικρής μάζας τους, αποκτούν ταχύτητες που τα ωθούν εκτός ορίων του πλάσματος. Τα ηλεκτροστατικά κύματα του πλάσματος δημιουργούνται είτε από το μηχανισμό της απορρόφησης συντονισμού κοντά στην κρίσιμη επιφάνεια (η περιοχή στην οποία η συχνότητα της ακτινοβολίας γίνεται ίση με την συχνότητα ταλάντωσης των ηλεκτρονίων του πλάσματος, με αποτέλεσμα την εξασθένιση και απόσβεση της μετά από απόσταση ίση με το επιδερμικό βάθος) ή μέσω μη γραμμικών μηχανισμών

που εμφανίζονται κατά την αλληλεπίδραση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας της δέσμης (μη γραμμική σύζευξη με τα ακουστικά κύματα ιόντων ή με άλλων ειδών ταλαντώσεις του πλάσματος). Το πλήθος και η θερμοκρασία των θερμών ηλεκτρονίων είναι ανάλογα του γινομένου $I_L \lambda^2$ (I_L : η ένταση της δέσμης του λέιζερ, λ : το μήκος κύματος), οπότε και τα δύο μεγέθη εμφανίζονται μειωμένα για μικρά μήκη κύματος^[8]. Κατά τη διαφυγή των θερμών ηλεκτρονίων εμφανίζεται το φαινόμενο διαχωρισμού φορτίων, δηλαδή η δημιουργία ενός ηλεκτρικού πεδίου, το οποίο επιταχύνει τα γρήγορα ιόντα (ιόντα με υψηλό βαθμό ιονισμού) ωθώντας τα έξω από την υψηλής ηλεκτρονιακής πυκνότητας περιοχή του πλάσματος, βοηθώντας έτσι στη διατήρηση του υψηλού βαθμού φόρτισης τους.

Τέλος, η τρίτη ομάδα συνίσταται από τα αποκαλούμενα “αργά” ιόντα (slow ions), των οποίων η εμφάνιση αποδίδεται σε πλάσμα που δημιουργείται με απορρόφηση ακτίνων-χ που εκπέμπονται από την κορόνα του πλάσματος, κοντά στην περιοχή εστίασης της δέσμης.

Για εντάσεις μεγαλύτερες των 10^{16} Wcm^{-2} , κάποια κατηγοριοποίηση των φαινομένων γίνεται βάσει του ότι οι συνθήκες αλληλεπίδρασης με το στόχο για διαφορετική ένταση, I_L , και μήκος κύματος, λ , είναι παρόμοιες, εάν το γινόμενο $I_L \lambda^2$ είναι περίπου ίδιο^[3,5].



Σχ. 2^[9] Φαινόμενα που συμβαίνουν κατά την αλληλεπίδρασης λέιζερ-στερεού ως συνάρτηση του γινομένου $I_L \lambda^2$

Επίσης οι ποσότητες του αποδομούμενου υλικού είναι συγκρίσιμες για διαφορετική ένταση, I_L , και χρονική διάρκεια παλμού, τ_L , εφόσον πάλι το γινόμενο $I_L \tau_L$ είναι περίπου ίδιο (για την απομάκρυνση ενός ατόμου από το στερεό απαιτείται απορρόφηση ενέργειας μεγαλύτερης της ενέργειας σύνδεσης του ατόμου, οπότε επιτυγχάνεται σχεδόν το ίδιο αποτέλεσμα, όταν έχουμε στενότερους παλμούς μεγαλύτερης έντασης ή μεγαλύτερης χρονικής διάρκειας παλμούς και μικρότερης έντασης)^[5].

Η εξάχνωση του στόχου ξεκινά για εντάσεις της δέσμης της τάξης των 10^5 - 10^6 Wcm^{-2} . Σε εντάσεις από 10^7 Wcm^{-2} έως 10^{10} Wcm^{-2} και ανάλογα με το μήκος κύματος της ακτινοβολίας και τη

χρονική διάρκεια του παλμού, το εκπεμπόμενο από το στόχο νέφος σωματιδίων ιονίζεται μερικά απορροφώντας ενέργεια από τη δέσμη. Η ενέργεια αυτή μετατρέπεται σε εσωτερική ενέργεια του πλάσματος και είτε επανεκπέμπεται, είτε μετατρέπεται σε ενέργεια υδροδυναμικής κίνησης. Όταν η ένταση υπερβεί τα $10^{10} \text{ W cm}^{-2}$, σχηματίζεται θερμό και υψηλά ιονισμένο πλάσμα.

Οι τρεις κύριες μέθοδοι περιγραφής ενός πλάσματος είναι η υδροδυναμική, η κινητική και η σωματιδιακή μοντελοποίηση των βασικών φυσικών φαινομένων^[4,10].

Στην πρώτη μέθοδο, η οποία είναι η πιο απλή, χρησιμοποιούνται οι αρχές διατήρησης ενέργειας, ορμής και μάζας σε συνδυασμό με τις εξισώσεις του Maxwell, αντιμετωπίζοντας το πλάσμα σαν ένα ρευστό. Προϋπόθεση εφαρμογής αυτής της θεωρίας είναι τα υποσυστήματα του πλάσματος να βρίσκονται σε τοπική θερμοδυναμική ισορροπία οπότε και να ακολουθούν οι πληθυσμοί τους την κατανομή Maxwell. Διαφορετικά ποσότητες όπως η πίεση και η θερμοκρασία δεν είναι δυνατό να οριστούν.

Η κινητική θεωρία χρησιμοποιεί τις αρχές διατήρησης ενέργειας, ορμής και μάζας για τις συναρτήσεις κατανομών των σωματιδίων του πλάσματος σε συνδυασμό με τις εξισώσεις του Maxwell (εξισώσεις Boltzmann-Vlasov) και μπορεί να περιγράψει και καταστάσεις που δε βρίσκονται σε θερμοδυναμική ισορροπία.

Τέλος η σωματιδιακή θεωρία χρησιμοποιεί τις εξισώσεις κίνησης για κάθε σωματίδιο χωριστά, πάλι σε συνδυασμό πάλι με τις εξισώσεις του Maxwell και με κώδικες προσομοίωσης και κατάλληλες μέσες τιμές αναλύονται τα φαινόμενα που μπορεί να συμβαίνουν μέσα σε ένα πλάσμα. Τα προγράμματα προσομοίωσης που χρησιμοποιούνται είναι πολύ μεγάλα και σύνθετα και ο ίδιος ο υπολογιστής βάζει περιοριστικούς όρους για τον αριθμό των εξισώσεων που θα τρέξουν στον κώδικα (σε ένα σωματίδιο του κώδικα μπορεί να αντιστοιχεί ένας πληθυσμός 10^9 σωματιδίων του πλάσματος), όπως και για τη χρονική διάρκεια μέσα στην οποία θα γίνει η μελέτη των φαινομένων (το χρονικό βήμα που χρησιμοποιείται είναι συνήθως 10^{-15} s και έτσι δεν είναι δυνατό να μελετηθεί ολόκληρη η χρονική εξέλιξη ενός πλάσματος).

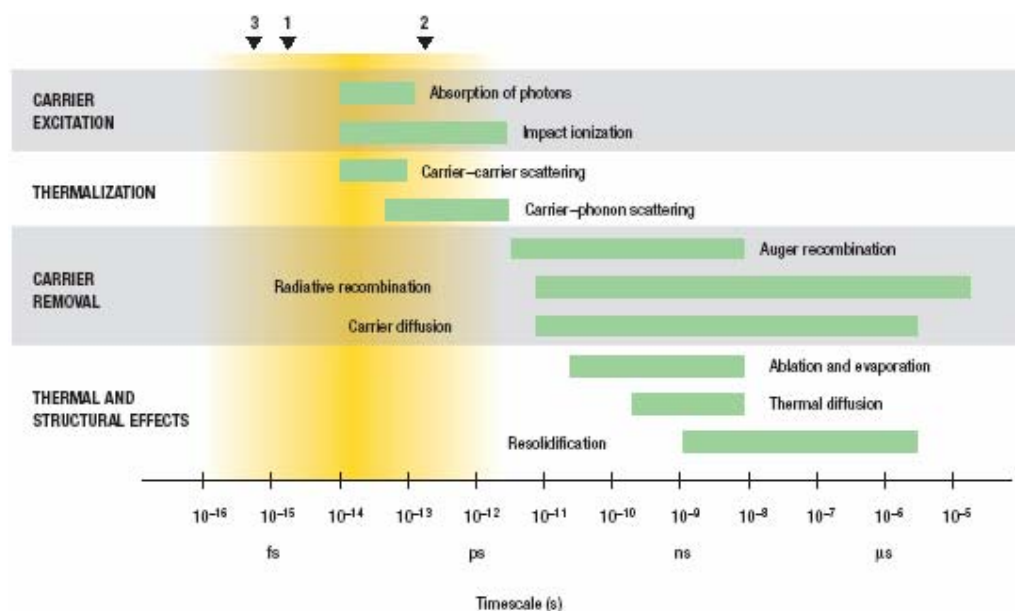
Η αλληλεπίδραση δέσμης λείζερ με στερεό στόχο, όπως προαναφέρθηκε, είναι μία σύνθετη διαδικασία, που περιλαμβάνει ένα σύνολο διεργασιών που συντελούνται σχεδόν ή και ταυτόχρονα (θέρμανση, τήξη, εξάτμιση, διέγερση και ιονισμός του εκπεμπόμενου από το στόχο σωματιδίων). Εξαιτίας της πολυπαραμετρικής εξάρτησης της αλληλεπίδρασης, τα φαινόμενα που εμφανίζονται και οι μηχανισμοί που τα προκαλούν, ακόμη δεν έχουν επεξηγηθεί ικανοποιητικά, τόσο όσο αφορά τη θεωρητική ανάλυση της αποδόμησης του στόχου, όπως επίσης και την ερμηνεία των πειραματικών αποτελεσμάτων.

Η ανάπτυξη των συστημάτων λείζερ και κύρια αυτών που στηρίζονται στην τεχνική chirped pulse amplification (CPA), έδωσε τη δυνατότητα μελέτης της επίδρασης των παραμέτρων του λείζερ στην αλληλεπίδραση, σε μια πολύ ευρεία κλίμακα. Έτσι, τα μοντέλα που έχουν αναπτυχθεί μέχρι σήμερα περιγράφουν την αποδόμηση στερεού με λείζερ, για διαφορετικές περιοχές του μήκους κύματος (UV, Vis, IR), της έντασης της δέσμης, της χρονικής διάρκειας του παλμού (fs, ps, ns), για διαφορετικά υλικά στόχων (μέταλλα, ημιαγωγοί, μονωτές, οργανικά στερεά...).

Ένας μεγάλος αριθμός από αυτά βασίζεται στις θερμικές διαδικασίες -θέρμανση του στερεού, που ακολουθείται από την τήξη και την εξάτμιση του- και η περιγραφή της αλληλεπίδρασης γίνεται σε μακροσκοπική κλίμακα, δηλαδή από την εξίσωση διάδοσης της θερμότητας. Αυτή η θεώρηση

δικαιολογείται για ns-διάρκεια παλμού λέιζερ, και ειδικότερα για τα μέταλλα^[2,11,12]. Πράγματι, στα μέταλλα, γίνεται απορρόφηση της H/M ακτινοβολίας από τα ηλεκτρόνια με αποτέλεσμα τη μετάβαση τους σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη της ζώνης αγωγιμότητας. Τα διεγερμένα ηλεκτρόνια μεταφέρουν ενέργεια στο πλέγμα του στερεού μέσω κρούσεων.

Ο χρόνος αποκατάστασης θερμικής ισορροπίας στο υποσύστημα των ηλεκτρονίων είναι της τάξης των femtosecond, ενώ για να επέλθει θερμική ισορροπία μεταξύ του υποσυστήματος των ηλεκτρονίων και του πλέγματος μεσολαβούν κάποια picoseconds^[2,5,13]. Οπότε για την αλληλεπίδραση λέιζερ-στερεού όταν η διάρκεια παλμού είναι κάποια nanoseconds, μπορεί να θεωρηθεί ότι η ενέργεια της H/M ακτινοβολίας της δέσμης μετατρέπεται στιγμιαία σε θερμότητα, και μπορεί να εφαρμοστεί η εξίσωση διάδοσης θερμότητας. Στην περίπτωση των ps και fs παλμών, η θεώρηση αυτή διευρύνεται και η αλληλεπίδραση περιγράφεται με το μοντέλο των δύο θερμοκρασιών, θεωρώντας δηλαδή ότι τα δύο υποσυστήματα -ηλεκτρόνια και πλέγμα- έχουν διαφορετικές θερμοκρασίες^[2,5].



Σχ. 3^[13] Χρονική κλίμακα διεργασιών κατά την αλληλεπίδραση λέιζερ πολύ στενών παλμών – στερεού

Στο σχήμα 3 φαίνεται η χρονική κλίμακα των διεργασιών που συμβαίνουν κατά την αλληλεπίδραση λέιζερ πολύ στενών παλμών και στερεού. Οι πράσινες γραμμές δείχνουν την κατά προσέγγιση χρονική διάρκεια της κάθε διεργασίας, για πυκνότητες πλάσματος από 10^{17}cm^{-3} έως 10^{22}cm^{-3} . Τα τρίγωνα στο επάνω μέρος του χρονοδιαγράμματος αντιστοιχούν στη χρονική διάρκεια του παλμού του λέιζερ: 1. 5fs (ορατό), 2. 120fs (σκληρές ακτίνες-X) και 3. 0.5fs (μακρινό UV).

Όπως προκύπτει από τα παραπάνω, η ανάπτυξη των femtosecond λέιζερ έδωσε τη δυνατότητα μελέτης φαινομένων, τα οποία ήταν αδύνατο να παρατηρηθούν με nano- ή ακόμη και με picosecond παλμούς, διότι η χρονική διάρκεια του παλμού υπερέβαινε τη χρονική διάρκεια τους, με αποτέλεσμα να μην υπάρχει η χρονική διακριτική ικανότητα μελέτης της εξέλιξης τους.

Επίσης εξαιτίας της πολύ μικρής χρονικής διάρκειας των femto- παλμών επιτευχθήκαν εντάσεις της τάξης μέχρι και των $10^{20}\text{--}10^{21}\text{Wcm}^{-2}$. Έτσι ενώ μέχρι τα μέσα της δεκαετίας του 1980 ως υψηλές

χαρακτηρίζονταν οι εντάσεις της τάξης των 10^{14} - 10^{15} Wcm⁻², σήμερα το αντίστοιχο όριο έχει ανέβει στα 10^{18} - 10^{21} Wcm⁻².

Η επίτευξη των τόσο υψηλών εντάσεων οδήγησε σε πλήθος νέων εφαρμογών και μελετών στις οποίες χρησιμοποιούνται τα femtosecond λέιζερ, οι οποίες εκτείνονται σε ευρύτατη κλίμακα και μπορούν να χαρακτηριστούν εντυπωσιακές. Ξεκινούν από την «απλή» αποδόμηση, μικροεπεξεργασία και κατασκευή νέων υλικών για βιομηχανικές εφαρμογές και καταλήγουν στην προσομοίωση πλάσματος γύρω από αστέρες νετρονίων. Χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές παραγωγής ενέργειας, στην επιτάχυνση ιόντων για ιατρικές εφαρμογές και ανοίγουν νέους ορίζοντες στην βασική έρευνα της αλληλεπίδρασης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με ύλη, ιδιαίτερα για εντάσεις στις οποίες εμφανίζονται σχετικιστικά φαινόμενα και που ήταν αδύνατο μέχρι σήμερα να μελετηθούν εργαστηριακά. Η αποδόμηση υλικών με femto- παλμούς χρησιμοποιείται στην εναπόθεση λεπτών φιλμς, στη λιθογραφία, στον καθαρισμό έργων τέχνης επιτρέποντας έτσι την είσοδο της τεχνολογίας λέιζερ σε περιοχές δραστηριοτήτων που δεν υπήρχε προηγουμένως, δίνοντας τα κατάλληλα εργαλεία για αποτελεσματικότερα αποτελέσματα όπως η διαφύλαξη της πολιτιστικής κληρονομιάς.

Μια πολύ ενδιαφέρουσα περιοχή μελέτης αφορά την παραγωγή και την επιτάχυνση ιόντων (λέιζερ πηγές ιόντων) για πληθώρα εφαρμογών που καλύπτουν από την βιομηχανία μικρο-ηλεκτρονικής με την εμφύτευση ιόντων έως την ιατρική με την πρωτονο-θεραπεία καρκινικών όγκων. Επιπλέον τα πολλαπλά φορτισμένα ιόντα έχουν κατασταθεί τις τελευταίες δεκαετίες ένα ιδιαίτερο αντικείμενο μελέτης, και έχουν αποτελέσει ένα ξεχωριστό κλάδο της φυσικής, την φυσική των υψηλά φορτισμένων σωματιδίων, εξαιτίας της σημασίας και της πληθώρας των φαινομένων που μπορούν να ερμηνευτούν μέσω της μελέτης της συμπεριφοράς τους, καθώς και του εύρους των εφαρμογών στις οποίες χρησιμοποιούνται. Το φάσμα ακτινοβολίας τους δίνει πληροφορίες για τις μακροσκοπικές παραμέτρους του πλάσματος (πυκνότητα και θερμοκρασία ηλεκτρονίων και ιόντων, κατανομή βαθμών ιονισμού, πόλωση ακτίνων-χ) και κατ' επέκταση για την ύλη, τη δομή, την ηλικία των άστρων και όχι μόνο.

Οι εφαρμογές στις οποίες χρησιμοποιούνται δέσμες πολλαπλά φορτισμένων σωματιδίων, εκτείνονται σε ένα πολύ ευρύ πεδίο, που περιλαμβάνει τους επιταχυντές σωματιδίων, κάποιες εφαρμογές σύντηξης (στις οποίες απαιτούνται δέσμες της τάξης των εκατοντάδων Ampere), την προώθηση, την εμφύτευση ιόντων σε επιφάνειες στερεών για βελτίωση των μηχανικών ιδιοτήτων τους, την ανίχνευση ιχνοστοιχείων, την αποστείρωση τροφίμων καθώς και ιατρικές εφαρμογές.

Οι πρώτες παρατηρήσεις πολλαπλά ιονισμένων στοιχείων έγιναν σε πλάσμα που παράχθηκε σε εργαστήριο (vacuum spark) γύρω στα μέσα της δεκαετίας του 1930. Λίγα χρόνια αργότερα ο B.Edlen χρησιμοποιώντας φάσματα τους, απέδωσε την προέλευση πολλών φασματικών γραμμών της κορόνας του ήλιου σε κβαντικές μεταβάσεις 10-15 φορές ιονισμένων ατόμων Ca, Fe και Ni, αποδεικνύοντας έτσι την ύπαρξη τους στη φύση, η οποία είχε θεωρηθεί αρχικά σπάνια.

Η δυνατότητα παρατήρησης του ηλιακού φάσματος όπως και άλλων αστρικών φασμάτων μέσω δορυφόρων, μετά τον δεύτερο παγκόσμιο πόλεμο, έδωσε μεγάλη ώθηση στη έρευνα των πολλαπλά ιονισμένων ατόμων και σε συνδυασμό με την αλματώδη ανάπτυξη της τεχνολογίας τα τελευταία 30 χρόνια, σήμερα επιτυγχάνεται οποιαδήποτε κατάσταση ιονισμού των στοιχείων που υπάρχουν στη φύση.

Μεταφορά ΗλεκτροΜαγνητικής ακτινοβολίας σε ένα μέσο είναι η ανακατανομή της ενέργειας του, μέσω της απορρόφησης και επανεκπομπής φωτονίων. Η πυκνότητα ενός πλάσματος και κατ' επέκταση η δυναμική του, καθορίζεται από την ενέργεια που προσφέρεται κατά το σχηματισμό του.

Για τον υπολογισμό της μεταφερόμενης ΗΜς ακτινοβολίας ή για την εκτίμηση των επιδράσεων της κατά το σχεδιασμό ή την ανάλυση ενός πειράματος, απαιτείται η γνώση του συντελεστή απορρόφησης, σε συνάρτηση των καταστάσεων του πλάσματος, σε ένα μεγάλο εύρος ενεργειών των φωτονίων. Οι κύριοι μηχανισμοί που ευθύνονται για την απορρόφηση της ΗΜς ακτινοβολίας σε ένα πλάσμα είναι η διέγερση των ατόμων, μέσω της μονοφωτονικής ή της πολυφωτονικής διαδικασίας (μετάβαση από δέσμια σε δέσμια κατάσταση), ο ιονισμός που γίνεται πάλι μέσω των δύο προηγούμενων διεργασιών (μετάβαση από δέσμια σε ελεύθερη κατάσταση) και η αντίστροφη πέδηση (μετάβαση από ελεύθερη σε ελεύθερη κατάσταση).

A. ΔΙΑΔΟΣΗ Η/ΜΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΕ ΠΛΑΣΜΑ

Για να δούμε το πως επιδρά ένα πλάσμα στη διάδοση ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου της ακτινοβολίας σε συνδυασμό με τις εξισώσεις του Maxwell. Το πλάσμα αντιμετωπίζεται σαν κενός χώρος με ηλεκτρομαγνητικές πηγές, οι οποίες είναι η πυκνότητα του ηλεκτρικού φορτίου, ρ , και η πυκνότητα ρεύματος, \vec{J}_e . Οι εξισώσεις του Maxwell δίνονται από τις σχέσεις:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = 4\pi\rho_e \quad (1) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3) \quad \vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{4\pi\vec{J}_e}{c} \quad (4)$$

Όπου, $\rho = -en_e + qn_i$ και $\vec{J}_e = -en_e\vec{u}_e$

Οι δύο εξισώσεις που περιλαμβάνουν τις πηγές είναι οι (1) και (4), ενώ οι δύο άλλες δεν εξαρτώνται από το μέσο. Τα ιόντα έχουν θεωρηθεί ακίνητα εξαιτίας της πολύ μεγάλης μάζας τους σε σχέση με αυτή των ηλεκτρονίων και αντιμετωπίζονται ως μέσο ουδετεροποίησης του φορτίου στην κίνηση των ηλεκτρονίων. Με n_e και n_i συμβολίζεται αντίστοιχα ο αριθμός των ηλεκτρονίων και των ιόντων ανά μονάδα όγκου.

Θεωρούμε επίπεδα ηλεκτρομαγνητικά κύματα, οπότε οι εξισώσεις του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου δίνονται από τις σχέσεις:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) \quad (5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) \quad (6)$$

Η ταχύτητα \vec{u}_e , των ηλεκτρονίων υπό την επίδραση του Η/Μ πεδίου του κύματος προκύπτει από το δεύτερο νόμο του Νεύτωνα στη γραμμικοποιημένη του μορφή (παράλειψη των όρων δεύτερης τάξης $((\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla})\vec{u}_e, \vec{u}_e \times \vec{B})$):

$$\frac{\partial \vec{U}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E}(\vec{r}, t) \stackrel{(5)}{\Rightarrow} \frac{\partial \vec{U}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) \Rightarrow \vec{U}_e = -\frac{ie}{m_e \omega} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (7)$$

Με e και m_e συμβολίζονται αντίστοιχα το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου.

Αν $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$, η συχνότητα του πλάσματος, η πυκνότητα ρεύματος των ηλεκτρονίων είναι,

$$\vec{J}_e = -en_e(\vec{r})\vec{U}_e \stackrel{(7)}{\Rightarrow} \vec{J}_e = \frac{ie^2 n_e(\vec{r})}{m_e \omega} \vec{E}(\vec{r}, t) \Rightarrow \vec{J}_e = \frac{i\omega_{pe}^2(\vec{r})}{4\pi\omega} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (8)$$

Αντικαθιστώντας τις (5), (6) και (8), στις εξισώσεις (2), (4) του Maxwell προκύπτει:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = \frac{i\omega \vec{B}(\vec{r})}{c} \quad (9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{4\pi \vec{J}_e}{c} \stackrel{(8)}{\Rightarrow} \vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}) = \frac{-i\omega \vec{E}(\vec{r})}{c} \quad (10)$$

Οι εξισώσεις του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου του κύματος μέσα στο πλάσμα, προκύπτουν πολλαπλασιάζοντας με $\vec{\nabla} \times$ τις σχέσεις (9), (10) αντίστοιχα:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \vec{E}(\vec{r}) - \vec{\nabla} \left[\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right] = 0 \quad (11)$$

$$\nabla^2 \vec{B}(\vec{r}) + \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \vec{B}(\vec{r}) + \frac{\vec{\nabla} \epsilon}{\epsilon} \times \left[\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}) \right] = 0 \quad (12)$$

όπου,

$\epsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 = 1 - n_e(\vec{r}) / n_{ec}$: η διηλεκτρική σταθερά του πλάσματος και

$n_{ec} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$: η κρίσιμη πυκνότητα του.

A.1 ΔΙΑΔΟΣΗ Η/ΜΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΕ ΟΜΟΓΕΝΕΣ ΠΛΑΣΜΑ

Αν θεωρήσουμε το πλάσμα ομογενές, τότε η πυκνότητα του και κατ' επέκταση η διηλεκτρική σταθερά είναι σταθερή, οπότε $\vec{\nabla} \epsilon = 0$.

Από το νόμο του Poisson: $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi e(n_i - n_e)$, όμως $n_e = n_i$, άρα: $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$

Οπότε οι (11), (12), απλοποιούνται στη μορφή:

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \vec{E}(\vec{r}) = 0, \quad \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \vec{B}(\vec{r}) = 0 \quad (13)$$

Με λύσεις:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{k} \times \vec{r} - \omega t)] \quad , \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \exp[i(\vec{k} \times \vec{r} - \omega t)] \quad (14)$$

$$\vec{k} \text{ είναι το κυματάνυσμα και δίνεται από τη σχέση: } k^2 = \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) \quad (15)$$

$$\text{ή ισοδύναμα: } \omega^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2 \quad (16)$$

Η εξίσωση διασποράς του ηλεκτρομαγνητικού κύματος μέσα στο πλάσμα διαφοροποιείται από αυτή στο κενό κατά τον όρο ω_{pe}^2 , που οφείλεται στις ταλαντώσεις του πλάσματος. Σύμφωνα με τη σχέση (16), κατά τη διάδοση ενός ΗΜ κύματος μέσα σε πλάσμα το μήκος κύματος του, $2\pi/k$ μεταβάλλεται με τη συχνότητα του πλάσματος. Καθώς αυξάνεται η πυκνότητα του πλάσματος άρα και η συχνότητα του ω_{pe} , το k^2 μειώνεται. Όταν η πυκνότητα του πλάσματος πάρει την κρίσιμη τιμή της, n_{ec} , τότε: $\omega_{pe}^2 = \omega^2 \Leftrightarrow k^2 = 0$ και $\lambda \rightarrow \infty$

Για πυκνότητες πλάσματος που υπερβαίνουν την κρίσιμη, η εξίσωση (16) ικανοποιείται μόνο για

μιγαδικές τιμές του k , και το κύμα εξασθενίζει εκθετικά. Η απόσταση από την κρίσιμη επιφάνεια (η επιφάνεια στην οποία $n_e = n_{ec}$) που η τιμή της έντασης του πέφτει στο $1/e$ της μέγιστης τιμής της ονομάζεται επιδερμικό βάθος και ισούται με $\delta = 1/k$. Η αιτία στην οποία οφείλεται η εξασθένιση του ΗΜ κύματος είναι ότι ο χαρακτηριστικός χρόνος απόκρισης των ηλεκτρονίων στη διαταραχή που προκαλεί το πεδίο είναι ω_{pe}^{-1} . Οπότε στην περίπτωση που, $\omega_{pe} > \omega \Leftrightarrow \omega_{pe}^{-1} < \omega^{-1}$, ο χρόνος απόκρισης των ηλεκτρονίων είναι μικρότερος από τη χρονική εξέλιξη της διαταραχής, με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να προλαβαίνουν να κινηθούν έτσι ώστε να θωρακίσουν το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος.

A.2 ΔΙΑΔΟΣΗ Η/ΜΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΕ ΜΗ ΟΜΟΓΕΝΕΣ ΠΛΑΣΜΑ ΜΕ ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ

Σε αυτή την παράγραφο διακρίνονται οι δύο περιπτώσεις της κάθετης και της πλάγιας πρόσπτωσης σε μη ομογενές πλάσμα με γραμμικά μεταβαλλόμενη πυκνότητα. Επίσης στην περίπτωση της πλάγιας πρόσπτωσης μελετάται η αλληλεπίδραση s- και p-πολωμένης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με το πλάσμα, προκειμένου να παρουσιαστεί το φαινόμενο της απορρόφησης συντονισμού, το οποίο αποτελεί ένα από τα φαινόμενα που συμβάλλουν στη δημιουργία του πληθυσμού των θερμών ηλεκτρονίων.

A.2.1 ΚΑΘΕΤΗ ΠΡΟΣΠΤΩΣΗ, ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΠΟΛΩΜΕΝΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ

Προκειμένου να απλοποιηθούν οι παραπάνω σχέσεις θεωρούμε ότι το Η/Μ κύμα διαδίδεται προς τη θετική z-κατεύθυνση, δηλαδή $\vec{k} = (0,0,k)$ και $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(z)$, $\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}(z)$ και ότι προσπίπτει κάθετα στο πλάσμα. Επίσης υποθέτουμε ότι μεταβολές έχουμε μόνο στη z-διεύθυνση: $n_e = n_e(z)$, $\epsilon = \epsilon(z, \omega)$ Σε καρτεσιανές συντεταγμένες:

$$\nabla^2 \vec{E}(z) - \nabla [\nabla \times \vec{E}(z)] = \left(\frac{d^2 E_x}{dz^2}, \frac{d^2 E_y}{dz^2}, 0 \right) \quad (17) \quad \text{και} \quad \nabla \epsilon \times [\nabla \times \vec{B}(z)] = \left(-\frac{d\epsilon}{dz} \frac{dB_x}{dz}, -\frac{d\epsilon}{dz} \frac{dB_y}{dz}, 0 \right) \quad (18)$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (17) και (18) στις (11), (12) αντίστοιχα, προκύπτει η κυματική εξίσωση του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου για τις παραπάνω συνθήκες:

$$\begin{pmatrix} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x(z) \\ E_y(z) \\ E_z(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (19)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x(z) \\ B_y(z) \\ B_z(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

Οι εξισώσεις (19), (20) γίνονται ακόμη πιο απλές θεωρώντας ότι η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία είναι γραμμικά πολωμένη, έστω στη x- διεύθυνση, δηλαδή:

$$\vec{E} = (E_x(z) \equiv E(z), 0, 0) \quad \text{και} \quad \vec{B} = (0, B_y(z) \equiv B(z), 0)$$

Οπότε οι (19), (20) γράφονται:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2 \epsilon(z, \omega)}{c^2} E = 0 \quad (21) \quad \text{και} \quad \frac{d^2 B}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon(z, \omega)}{dz} \frac{dB}{dz} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} B = 0 \quad (22)$$

Έστω ότι η επιφάνεια επαφής κενού-πλάσματος είναι το επίπεδο $z=0$ και ότι το πλάσμα εκτείνεται στη θετική κατεύθυνση του z-άξονα με πυκνότητα: $n(z) = n_{ec} \frac{z}{L}, \quad 0 \leq z \leq L \quad (23)$

Αντικαθιστώντας την (23) στη (21), προκύπτει:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2 \epsilon(z, \omega)}{c^2} E = 0 \xrightarrow[\text{(23)}]{\epsilon = 1 - n_e(z)/n_{ec}} \frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{z}{L}\right) E \quad (24)$$

Κάνοντας αλλαγή μεταβλητής και θέτοντας: $\zeta = (\omega^2 / c^2 L)^{1/3} (z - L), \quad -(\omega L / c)^{2/3} \leq \zeta \leq 0$

η (24) γράφεται: $\frac{d^2 E}{d\zeta^2} - \zeta E(\zeta) = 0 \quad (25)$

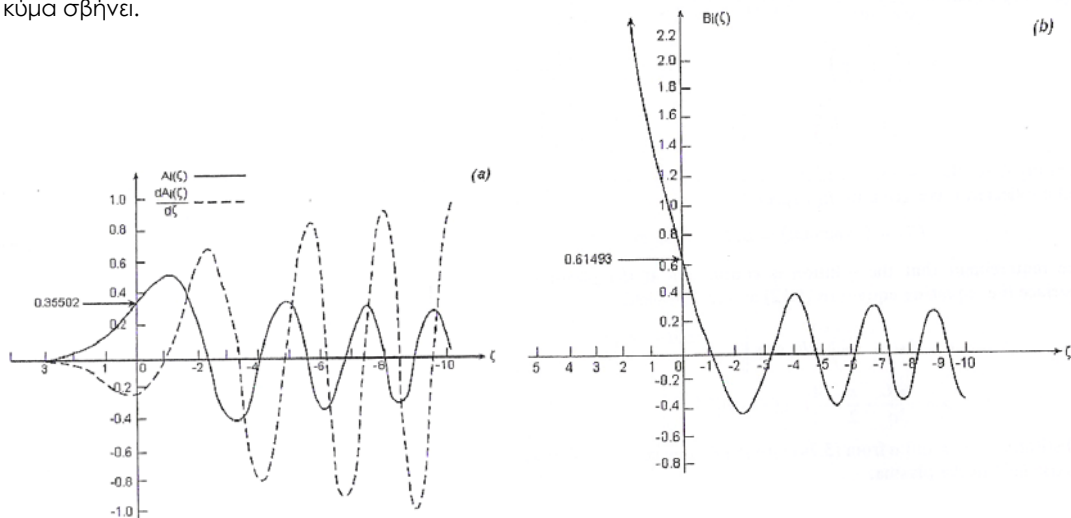
και η γενική της λύση δίνεται από τις συναρτήσεις Airy: $E(\zeta) = \alpha \text{Ai}(\zeta) + \beta \text{Bi}(\zeta)$

οι συντελεστές α, β είναι σταθεροί και καθορίζονται από τις συνοριακές συνθήκες του πλάσματος.

Η πυκνότητα του πλάσματος ως συνάρτηση του ζ , είναι:

$$n_e(z) = \begin{cases} 0, & z \leq 0 \\ n_{ec} \frac{z}{L}, & 0 \leq z \leq L \\ n_{ec}, & z \geq L \end{cases} \Leftrightarrow n_e(\zeta) = \begin{cases} 0, & \zeta \leq -(\omega L / c)^{2/3} \\ n_{ec} \left[(c / \omega L)^{2/3} \zeta + 1 \right], & -(\omega L / c)^{2/3} \leq \zeta \leq 0 \\ n_{ec}, & \zeta \geq 0 \end{cases} \quad (26)$$

Το ηλεκτρομαγνητικό κύμα δε μπορεί να διαδοθεί σε πλάσμα με πυκνότητα μεγαλύτερη από την κρίσιμη ή ισοδύναμα, δεν μπορεί να διαδοθεί σε $\zeta > 0$. Επειδή η συνάρτηση $\text{Bi}(\zeta)$ αποκλίνει καθώς το ζ τείνει στο άπειρο, ο συντελεστής β πρέπει να τεθεί ίσος με μηδέν και έτσι το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος μέσα στο πλάσμα δίνεται από τη συνάρτηση $\text{Ai}(\zeta)$. Από τη γραφική παράσταση της $\text{Ai}(\zeta)$ φαίνεται ότι καθώς το κύμα πλησιάζει στην κρίσιμη επιφάνεια ($\zeta = -(\omega L / c)^{2/3}$), το μήκος κύματος και το πλάτος του αυξάνουν (κάτι που επιβάλλεται ώστε να διατηρείται η ροή ενέργειας), ενώ για $\zeta > 0$ το κύμα σβήνει.



Σχ.4 Οι συναρτήσεις Airy: $\text{Ai}(\zeta)$, $\partial \text{Ai}(\zeta) / \partial \zeta$ και $\text{Bi}(\zeta)$

Η σταθερά α προσδιορίζεται εξισώνοντας το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος στο κενό και στο πλάσμα στη θέση $z=0$ δηλαδή στο $\zeta = -(\omega L/c)^{2/3}$. Αν υποθέσουμε ότι $\omega L/c \gg 1$ μπορεί να χρησιμοποιηθεί το ασυμπτωτικό ανάπτυσμα της συνάρτησης $Ai(\zeta)$ για $|\zeta| \gg 1$, προκειμένου να περιγραφεί το ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην κρίσιμη επιφάνεια του πλάσματος:

$$Ai(-\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\zeta^{1/4}} \cos\left(\frac{2}{3}\zeta^{3/2} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (27)$$

Οπότε το ηλεκτρικό πεδίο στη θέση $z=0$, από την πλευρά του πλάσματος, μπορεί να προσεγγιστεί με τη σχέση:

$$E(z=0) = \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}(\omega L/c)^{1/6}} \cos\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right) \Leftrightarrow$$

$$E(z=0) = \frac{\alpha}{2\sqrt{\pi}(\omega L/c)^{1/6}} \left\{ \exp i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right) + \exp\left[-i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right)\right] \right\} \quad (28)$$

Το $E(z=0)$ μπορεί να εκφραστεί ως το άθροισμα ενός προσπίπτοντος κύματος πλάτους E_L και ενός ανακλώμενου κύματος ίδιου πλάτους μετατοπισμένο κατά φάση ϕ , $E_L \exp(i\phi)$:

$$\alpha = 2\sqrt{\pi}(\omega L/c)^{1/6} E_L \exp\left[-i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right)\right] \quad \text{και} \quad \phi = -\left(\frac{4}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{2}\right)$$

η λύση πρέπει να είναι συνεχής στην επιφάνεια επαφής κενού-πλάσματος, οπότε,

$$E(z=0) = E_L [1 + \exp(i\phi)] \quad (29)$$

E_L είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος έξω από το πλάσμα και ϕ είναι ένας παράγοντας φάσης που δεν επηρεάζει το $|E|$.

Άρα,

$$E(\zeta) = 2\sqrt{\pi}(\omega L/c)^{1/6} E_L \exp\left[-i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right)\right] Ai(\zeta) \quad (30)$$

Από το διάγραμμα του σχήματος 4 φαίνεται ότι το πλάτος της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου μεγιστοποιείται στη θέση $\zeta = -1$, που αντιστοιχεί σε $z = L = -c^2 L / \omega^2$. Το πηλίκο της μέγιστης τιμής του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στο πλάσμα προς το ηλεκτρικό πεδίο στο κενό είναι:

$$\left| \frac{E_{\max}}{E_L} \right| \approx 1.80 \left(\frac{\omega L}{c} \right)^{1/6} \quad (31)$$

Για πλάσμα έκτασης $L = 100 \mu\text{m}$ και μήκος κύματος ακτινοβολίας $\lambda = 1 \mu\text{m}$, προκύπτει: $E_{\max}/E_L \sim 5.57$.

Ο σχηματισμός στάσιμου κύματος μέσα στο πλάσμα δικαιολογεί αύξηση του E_{\max} , κατά ένα παράγοντα 2 σε σχέση με το E_L . Η περαιτέρω αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου οφείλεται στη μείωση της διηλεκτρικής σταθεράς του πλάσματος και στην κατ' επέκταση μείωση της ταχύτητας διάδοσης του κύματος ($v = ce^{1/2}$), προκειμένου να διατηρείται η ροή ενέργειας:

$$\frac{v|E(z)|^2}{8\pi} = \frac{c|E_L|^2}{8\pi}$$

Η ένταση του μαγνητικού πεδίου προκύπτει από την εξίσωση (10):

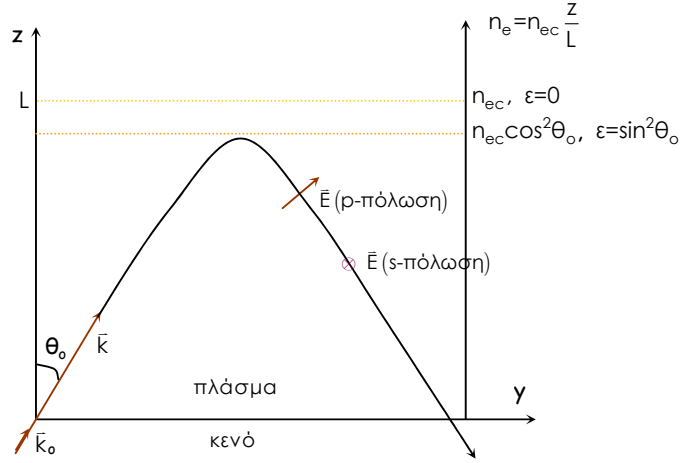
$$B(z) = -\frac{ic}{\omega} \frac{\partial E(z)}{\partial z} \stackrel{(30)}{\Rightarrow} B(\zeta) = -2i\sqrt{\pi} \left(\frac{c}{\omega L} \right)^{1/6} E_L \left[-i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right) \right] \frac{\partial Ai(\zeta)}{\partial \zeta} \quad (32)$$

Παρατηρούμε ότι στην περιοχή της κρίσιμης επιφάνειας, καθώς το E αυξάνει, το B μειώνεται και στο $\zeta=0$: $|E(\zeta=0)| \approx 1.26|E_L|(\omega L/c)^{1/6}$ και $|B(\zeta=0)| \approx 0.92|E_L|(c/\omega L)^{1/6}$

A.2.2 ΠΛΑΓΙΑ ΠΡΟΣΠΤΩΣΗ, ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΠΟΛΩΜΕΝΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ

Χωρίς βλάβη της γενικότητας, θεωρούμε ότι το κύμα διαδίδεται στο y - z επίπεδο. Το πλάσμα οριοθετείται από το επίπεδο $z=0$ και εκτείνεται προς τη θετική κατεύθυνση του z -άξονα.

Η πυκνότητα του λαμβάνεται ως γραμμική συνάρτηση της θέσης στη z -διεύθυνση: $n_e = n_{ec} \frac{z}{L}$, όπου L είναι η απόσταση της κρίσιμης επιφάνειας από την επιφάνεια επαφής πλάσματος-κενού. Η ακτινοβολία προσπίπτει πλάγια στην επιφάνεια επαφής και έστω θ_0 η γωνία πρόσπτωσης της και θ η γωνία μεταξύ του κυματοδιανύσματος και της κλίσης της πυκνότητας του πλάσματος (στο $z=0$, $\theta=\theta_0$). Για πόλωση- s το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος ταλαντώνεται στη x -διεύθυνση, ενώ για πόλωση- p , στο y - z επίπεδο.



Σχ.5 Γραμμικά πολωμένη ακτινοβολία που διαδίδεται στο y - z επίπεδο

Συνοψίζοντας,

$$\vec{k} = [0, k_y = (\omega/c) \sin \theta, k_z = (\omega/c) \cos \theta] \quad (33)$$

$$\text{πόλωση-}s: \vec{E} = [E_x(y,z), 0, 0], \quad \vec{B} = [0, B_y(y,z), B_z(y,z)] \quad (34)$$

$$\text{πόλωση-}p: \vec{E} = (0, E_y(y,z), E_z(y,z)), \quad \vec{B} = [B_x(y,z), 0, 0] \quad (35)$$

$$\text{Η εξίσωση διασποράς είναι: } \omega^2 = (k_y^2 + k_z^2) c^2 + \omega_{pe}^2 \quad (36)$$

Μεταβολή της πυκνότητας του πλάσματος έχουμε μόνο στη z -διεύθυνση, οπότε η y -συνιστώσα του κυματοδιανύσματος διατηρείται σταθερή: $k_y = (\omega/c) \sin \theta_0$. (37)

Ανάκλαση του κύματος συμβαίνει στην επιφάνεια που μηδενίζεται η z -συνιστώσα του κυματοδιανύσματος ή ισοδύναμα όταν η γωνία θ γίνεται 90° . Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (36), (37) και τις $n_e = m \omega_{pe}^2 / 4 \pi e^2$, $n_e = n_{ec} z / L$, $\epsilon = 1 - n_e(z) / n_{ec}$, προκύπτει:

$$\omega_{pe}(k_z = 0) = \omega \cos \theta_0$$

$$n_e(k_z = 0) = n_{ec} \cos^2 \theta_0$$

$$z(k_z = 0) = L \cos^2 \theta_0$$

$$\epsilon(k_z = 0) = \sin^2 \theta_0$$

A2.2.1 ΠΟΛΩΣΗ-S

Η κυματική εξίσωση για το ηλεκτρικό πεδίο s-πολωμένου, επίπεδου ηλεκτρομαγνητικού κύματος προκύπτει αντικαθιστώντας τη σχέση (34) στη σχέση (11):

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\omega^2 \epsilon(z)}{c^2} E_x = 0 \quad (38)$$

Το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος είναι συνάρτηση του z και της φάσης $\exp[i(k_y y + k_z z)]$. Αφού ο όρος $k_z z$ της φάσης εξαρτάται από το z μπορεί να συμπεριληφθεί στο πλάτος $E(z)$, οπότε το ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να γραφτεί στη μορφή:

$$E_x = E(z) \exp(i k_y y) \stackrel{(37)}{\Rightarrow} E_x = E(z) [\exp(i \omega y \sin \theta_0) / c] \quad (39)$$

Αντικαθιστώντας την (39) στην (38):

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{z}{L} - \sin^2 \theta_0 \right) E(z) = 0 \quad (40)$$

Κάνοντας αλλαγή μεταβλητής,

$$\zeta = \left[\omega^2 / (c^2 L) \right]^{1/3} (z - L \cos \theta_0) \quad (41)$$

Προκύπτει η διαφορική εξίσωση του Stokes (25): $\frac{d^2 E}{d\zeta^2} - \zeta E(\zeta) = 0$, με λύση τη συνάρτηση Airy.

Για s-πολωμένη δέσμη και πλάγια πρόσπτωση στο πλάσμα, παρατηρούμε ότι η ανάκλαση του κύματος συμβαίνει σε πυκνότητα πλάσματος με τιμή μικρότερη από την κρίσιμη, η οποία εξαρτάται από τη γωνία πρόσπτωσης στο πλάσμα.

A.2.2.2 ΠΟΛΩΣΗ-P - ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ ΣΥΝΤΟΝΙΣΜΟΥ

Στην περίπτωση της p-πολωμένης δέσμης, μία συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος αναγκάζει τα ηλεκτρόνια να εκτελέσουν ταλάντωση στη διεύθυνση της κλίσης της πυκνότητας του πλάσματος ($\vec{E} \cdot \vec{\nabla} n_e \neq 0$). Η ταλάντωση των ηλεκτρονίων προκαλεί με τη σειρά της διακυμάνσεις στην πυκνότητα φορτίου, οι οποίες ενισχύονται από το πλάσμα. Έτσι ένα μέρος της ενέργειας του ηλεκτρομαγνητικού κύματος μεταφέρεται στα ηλεκτρόνια του πλάσματος διεγείροντας την ηλεκτροστατική ταλάντωση τους (electron plasma wave). Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται απορρόφηση συντονισμού.

Το μέρος της ενέργειας της ακτινοβολίας που μεταφέρεται στο πλάσμα μέσω της απορρόφησης συντονισμού είναι πολύ μεγαλύτερο σε σχέση με αυτό που μεταφέρεται μέσω του μηχανισμού της αντίστροφης πέδησης, στις περιπτώσεις που το πλάσμα: είναι μεγάλης θερμοκρασίας, η τιμή της κρίσιμης πυκνότητας του είναι χαμηλή, και το πλάσμα είναι μικρής κλίμακας. Εάν το πλάσμα σχηματίζεται με αλληλεπίδραση λέιζερ-ύλης, οι τρεις αυτού παράγοντες μεταφράζονται αντίστοιχα ως: υψηλής έντασης δέσμη, μεγάλο μήκος κύματος και μικρή χρονική διάρκεια παλμού. Για κατάλληλη γωνία πρόσπτωσης το ποσοστό απορρόφησης εξαιτίας του μηχανισμού της απορρόφησης συντονισμού, μπορεί να φτάσει σχεδόν στο 50%. Το κύριο χαρακτηριστικό αυτού του μηχανισμού είναι ο σχηματισμός του πληθυσμού των θερμών ηλεκτρονίων. Η έντονη

απορρόφηση της ενέργειας της ακτινοβολίας γίνεται από ένα μέρος του πληθυσμού των ηλεκτρονίων, αυτό που βρίσκεται κοντά στην κρίσιμη επιφάνεια του πλάσματος, σε αντίθεση με την αντίστροφη πέδηση που μεταφέρει ενέργεια σε όλα τα ηλεκτρόνια του πλάσματος.

Σε αυτή την περίπτωση: $\vec{E}=(0, E_y(y,z), E_z(y,z))$ και $\vec{B}=(B_x(y,z), 0, 0)$

Όπως και στην προηγούμενη παράγραφο, η πυκνότητα του πλάσματος μεταβάλλεται μόνο στη z-διεύθυνση, οπότε η γ-συνιστώσα του κυματοδιανύσματος διατηρείται σταθερή.

Για τους ίδιους λόγους που αναφέρθηκαν και προηγούμενα, η ένταση του μαγνητικού πεδίου μπορεί να γραφτεί στη μορφή:

$$B_x = B(z) \exp(ik_y y) \Rightarrow B_x = B(z) e^{\frac{i\omega \sin \theta_0}{c} y} \quad (42)$$

Η κυματική εξίσωση για το μαγνητικό πεδίο ηλεκτρομαγνητικού κύματος προκύπτει αντικαθιστώντας στην κυματική εξίσωση (12), τη σχέση (42),

$$\frac{d^2 B(z)}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} B(z) + \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon - \sin^2 \theta_0) B(z) = 0 \quad (43)$$

Αν παραλείψουμε τη συχνότητα κρούσεων ηλεκτρονίων-ιόντων από τη διηλεκτρική σταθερά του πλάσματος, και αντικαταστήσουμε στη (43),

$$\frac{d^2 B(z)}{dz^2} - \frac{1}{z-L} \frac{dB(z)}{dz} + \frac{\omega^2}{LC^2} (z-L + L \sin^2 \theta_0) B(z) = 0 \quad (44)$$

και κάνοντας τις παρακάτω αλλαγές μεταβλητών,

$$\zeta = \left(\frac{\omega^2}{LC^2} \right)^{1/3} (z-L) \quad \text{και} \quad \tau = \left(\frac{\omega L}{c} \right)^{1/3} \sin \theta_0$$

προκύπτει,

$$\frac{d^2 B}{d\zeta^2} - \frac{1}{\zeta} \frac{dB}{d\zeta} - (\zeta + \tau^2) = 0 \quad (45)$$

Στο $\zeta=0$, δηλαδή στην κρίσιμη επιφάνεια η διαφορική εξίσωση (45) παρουσιάζει ιδιομορφία. Κοντά στην κρίσιμη επιφάνεια, όπου $\zeta \ll \tau^2$, η εξίσωση παίρνει τη μορφή,

$$\frac{d^2 B}{d\zeta^2} - \frac{1}{\zeta} \frac{dB}{d\zeta} - \tau^2 = 0 \quad (46)$$

με λύση, $B(\zeta) = B_0 \left(1 + \frac{1}{2} \tau^2 \zeta^2 \ln \zeta \right)$ (47), όπου B_0 είναι μία σταθερά.

Και τελικά το μαγνητικό πεδίο κοντά στην κρίσιμη επιφάνεια, δίνεται από τη σχέση,

$$B_x(z \rightarrow L, y) = B_0 \left\{ 1 + \frac{\tau^2}{2} \left(\frac{\omega^2}{LC^2} \right)^{2/3} (z-L)^2 \left[\frac{1}{3} \ln \left(\frac{\omega^2}{LC^2} \right) + \ln(z-L) \right] \right\} \times \exp \left(\frac{i\omega y \sin \theta_0}{c} \right) \quad (47)$$

Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή της κρίσιμης επιφάνειας, προκύπτει με αντικατάσταση της σχέσης (47) στη (10):

$$E(z \rightarrow L, y) = \frac{icL}{\omega(L-z)} \vec{\nabla} \times \vec{B} \Rightarrow E(z \rightarrow L, y) = \frac{icL}{\omega(L-z)} \left(0, \frac{\partial B_x(y,z)}{\partial z}, \frac{\partial B_x(y,z)}{\partial y} \right) \rightarrow \left(0, \ln(z-L), \frac{1}{z-L} \right) \quad (48)$$

Ενώ το μαγνητικό πεδίο κοντά στην κρίσιμη επιφάνεια τείνει προς μία σταθερή τιμή, το ηλεκτρικό πεδίο, στην ίδια περιοχή, παρουσιάζει ιδιομορφία. Αυτή η ιδιομορφία παύει να υπάρχει εάν συμπεριλάβουμε έναν όρο που να προκαλεί απόσβεση του κύματος. Αν για παράδειγμα συμπεριληφθούν οι κρούσεις ηλεκτρονίων-ιόντων στη διηλεκτρική σταθερά του πλάσματος, εισάγεται ένα φανταστικός μιγαδικός όρος, που αναιρεί την ιδιομορφία.

Η ύπαρξη της ιδιομορφίας του ηλεκτρικού πεδίου στην κρίσιμη επιφάνεια προκύπτει άμεσα,

εφαρμόζοντας την εξίσωση Poisson (εδώ το πλάσμα αντιμετωπίζεται σα διηλεκτρικό μέσο):

$$\left. \begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0 &= \epsilon (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + (\vec{\nabla} \epsilon) \cdot \vec{E} \\ \epsilon &= \epsilon(z) \end{aligned} \right\} \Rightarrow (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = -\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} E_z \quad (49)$$

Ο συντονισμός συμβαίνει μόνο για p-πόλωση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, όπου η z-συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου δεν μηδενίζεται, ενώ μηδενίζεται η διηλεκτρική σταθερά του κενού. Η ταλάντωση των ηλεκτρονίων, που βρίσκονται στην περιοχή της κρίσιμης επιφάνειας, υπό την επίδραση της συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου, που είναι παράλληλη στην κλίση της πυκνότητας του πλάσματος, έχει ως αποτέλεσμα το διαχωρισμό φορτίου. Οι μεταβολές δn , της πυκνότητας των ηλεκτρονίων εξαιτίας αυτού του φαινομένου είναι, $\delta n_e \approx n_e (\vec{r} + \vec{r}_{osc}) - n_e(\vec{r}) \Rightarrow \delta n_e \approx \vec{r}_{osc} \cdot (\vec{\nabla} n_e) \quad (50)$, όπου $\vec{r}_{osc} = e\vec{E}/m_e \omega^2$ είναι το πλάτος ταλάντωσης των ηλεκτρονίων στο ηλεκτρικό πεδίο του κύματος.

Οπότε, $\delta n_e \approx -\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} E_z = (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (51)$, όπου και πάλι φαίνεται ο συντονισμός για $\omega = \omega_{pe}$ ή ισοδύναμα για $n_e = n_{ec}$. Έτσι προκύπτει ότι για p-πολωμένη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία εμφανίζεται το φαινόμενο συντονισμού και συγκεκριμένος πληθυσμός ηλεκτρονίων κάτω από την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου της ακτινοβολίας επιταχύνεται με αποτέλεσμα τη δημιουργία ταχέως κινουμένων ηλεκτρονίων.

B. ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ Η/ΜΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΚΑΤΑ ΤΗ ΔΙΑΔΟΣΗ ΤΗΣ ΣΕ ΠΛΑΣΜΑ: ΤΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΤΗΣ ΑΝΙΣΤΡΟΦΗΣ ΠΕΔΗΣΗΣ

Όπως προαναφέρθηκε οι κύριοι μηχανισμοί που ευθύνονται για την απορρόφηση της ΗΜ ακτινοβολίας σε ένα πλάσμα είναι η μονοφωτονική, η πολυφωτονική διαδικασία και το φαινόμενο της αντίστροφης πέδησης. Στη συγκεκριμένη παράγραφο αναπτύσσεται το φαινόμενο της αντίστροφης πέδησης.

Αντίστροφη πέδηση είναι η απορρόφηση ενός φωτονίου από κάποιο ελεύθερο ηλεκτρόνιο με αποτέλεσμα την αύξηση της ενέργειας του. Στο μηχανισμό αυτό απαιτείται η παρουσία ενός τρίτου βαριού σώματος (ιόν ή ουδέτερο άτομο), ώστε να διατηρείται η ορμή του συστήματος.

Για τον υπολογισμό του συντελεστή αντίστροφης πέδησης θα χρησιμοποιηθεί το απλό μοντέλο στο οποίο, το πλάσμα θεωρείται ομογενές, τα ιόντα ακίνητα εξαιτίας της πολύ μεγάλης μάζας τους, και τα ηλεκτρικά ή μαγνητικά στατικά πεδία του πλάσματος αμελητέα. Επίσης, η ακτινοβολία θεωρείται μονοχρωματική και οι εξισώσεις του Η/Μ πεδίου της δίνονται από τις σχέσεις (5), (6):

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) \quad (5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) \quad (6)$$

Η εξίσωση κίνησης των ηλεκτρονίων δίνεται από τη γραμμικοποιημένη μορφή του δεύτερου νόμου του Νεύτωνα (παραλείπονται οι όροι που περιέχουν γινόμενα μικρών ποσοτήτων π.χ. $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}), \vec{v} \times \vec{B}$)

$$\frac{d\vec{u}_e}{dt} = -\frac{e\vec{E}}{m_e} - v_{ei} \vec{u}_e \quad (52)$$

\vec{u}_e , e , m_e , είναι η ταχύτητα, το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου αντίστοιχα, \vec{E} είναι το ηλεκτρικό

πεδίο και v_{ei} η συχνότητα κρούσεων ηλεκτρονίων – ιόντων. Η συχνότητα v_{ei} εξαρτάται από την πυκνότητα των ιόντων, n_i , το βαθμό ιονισμού του πλάσματος, Z_i , και τη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων T_e :

$$v_{ei} = \frac{4(2\pi)^{1/2} Z_i^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{3 (k_B T_e)^{3/2} m_e^{1/2}} \approx 0.29 \times 10^{-5} \frac{Z_i^2 n_i \ln \Lambda}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} \quad [\text{s}], \quad \Lambda = \frac{\lambda_D}{l_{\min}} \quad (53)$$

Οπότε από την (52) προκύπτει:

$$\bar{u}_e = \frac{-ie\bar{E}}{m(\omega + iv_{ei})} \quad (54)$$

Η πυκνότητα ρεύματος των ηλεκτρονίων δίνεται από τη σχέση: $\bar{J}_e = -en_e \bar{u}_e$

και σε συνδυασμό με την (54),

$$\bar{J}_e = \frac{ie^2 n_e}{m_e \omega} \bar{E}(\vec{r}, t) \quad (55)$$

Οπότε οι νόμοι Faraday και Ampere, δίνουν:

$$\vec{\nabla} \times \bar{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla} \times \bar{E} = \frac{i\omega}{c} \bar{B} \quad (56)$$

$$\vec{\nabla} \times \bar{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \bar{J}_e}{c} \stackrel{(6)}{\Rightarrow} \vec{\nabla} \times \bar{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{4\pi en_e \bar{u}_e}{c} \Rightarrow \vec{\nabla} \times \bar{B} = -\frac{i\omega \epsilon}{c} \bar{E} \quad (57)$$

όπου,

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + iv_{ei})} : \text{η διηλεκτρική σταθερά του πλάσματος}$$

$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$: η συχνότητα του πλάσματος και

$n_{ec} = m\omega^2 / 4\pi e^2$: η κρίσιμη πυκνότητα του.

Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος προκύπτει πολλαπλασιάζοντας την (56) με $\vec{\nabla} \times$ και αντικαθιστώντας την (57):

$$\nabla^2 \bar{E}(\vec{r}) + \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \bar{E}(\vec{r}) - \vec{\nabla} \left[\vec{\nabla} \cdot \bar{E}(\vec{r}) \right] = 0 \quad (58)$$

Για ομογενές πλάσμα: $\vec{\nabla} \cdot \bar{E} = 0$

οπότε από την (58) προκύπτει η εξίσωση διασποράς του ηλεκτρομαγνητικού κύματος:

$$k^2 = \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \Rightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + iv_{ei})} \right] \quad (59)$$

Αν θεωρήσουμε ότι ο ρυθμός των κρούσεων ηλεκτρονίων-ιόντων είναι πολύ μικρότερος από τη συχνότητα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, $v_{ei} \ll \omega_L$, η (59) μπορεί να απλοποιηθεί κάνοντας ανάπτυγμα Taylor ως προς v_{ei}/ω και κρατώντας μόνο τους όρους πρώτης τάξης:

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2 \left(1 - \frac{iv_{ei}}{\omega} \right) \quad (60)$$

Η (60) μπορεί ισοδύναμα να γραφτεί:

$$\omega = \omega_R + i\omega_i, \quad \text{με} \quad \omega_R = (k^2 c^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2} \quad \text{και} \quad \omega_i = -\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_R} v_{ei}$$

Ο μιγαδικός όρος στη συχνότητα της ακτινοβολίας δίνει τη χρονική εξασθένηση της. Ο ρυθμός μείωσης της ενέργειας της ακτινοβολίας ισούται με το ρυθμό αύξησης της ενέργειας ταλάντωσης

των ηλεκτρονίων του πλάσματος μέσω του μηχανισμού της αντίστροφης πέδησης.

Λύνοντας τώρα την (11) ως προς k και κάνοντας το ανάπτυγμα Taylor της τετραγωνικής ρίζας, για $v_{ei} \ll \omega_L$ και $(v_{ei}/\omega_L)\omega_{pe}^2 \ll \omega_L^2 - \omega_{pe}^2$:

$$k^2 \simeq \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \frac{iv_{ei}\omega_{pe}^2}{\omega^3} \right) \Rightarrow k \simeq \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \frac{iv_{ei}\omega_{pe}^2}{\omega^3}} \Rightarrow k \simeq \pm \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \left\{ 1 + i \frac{v_{ei}}{2\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - \omega_{pe}^2/\omega^2} \right\} \quad (61)$$

Το διπλάσιο του μιγαδικού μέρους του k δίνει τη χωρική εξασθένιση της ακτινοβολίας εξαιτίας του φαινομένου της αντίστροφης πέδησης, οπότε αν $v_{ei}(n_{ec})$ η συχνότητα κρούσεων στην κρίσιμη επιφάνεια:

$$\kappa_{ib} = 2\text{Im}k \Rightarrow \kappa_{ib} = \frac{v_{ei}}{c} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{-1/2} \Rightarrow \kappa_{ib} = \frac{v_{ei}(n_{ec})}{c} \left(\frac{n_e}{n_{ec}} \right) \left(1 - \frac{n_e}{n_{ec}} \right)^{-1/2} \stackrel{(2)}{\Rightarrow} \kappa_{ib} \propto \frac{Z n_e^2}{T_e^{3/2}} \left(1 - \frac{n_e}{n_{ec}} \right)^{-1/2} \quad (62)$$

Αν θεωρήσουμε ότι η ακτινοβολία διαδίδεται στη z -διεύθυνση, η μεταβολή στην ένταση της, I_L , περνώντας από το πλάσμα θα είναι: $\frac{dI_L}{dz} = -\kappa_{ib} I_L$ (63)

Και αν η διάσταση του πλάσματος στη διεύθυνση διάδοσης της ακτινοβολίας είναι L , ο συντελεστής απορρόφησης α_{abs} δίνεται από τη σχέση,

$$\alpha_{abs} = \frac{I_{in} - I_{out}}{I_{in}} = 1 - \exp\left(-\int_0^L \kappa_{ib} dz\right) \quad (64)$$

I_{in} και I_{out} είναι η ένταση της εισερχόμενης και εξερχόμενης ακτινοβολίας από το πλάσμα. Η απορρόφηση είναι ασθενής αν $\kappa_{ib} \ll L$ και σε αυτή την περίπτωση $\alpha_{abs} \simeq \kappa_{ib} L$. Ενώ στην περίπτωση που έχουμε ισχυρή απορρόφηση: $\alpha_{abs} \rightarrow 1$

Εάν το πλάσμα είναι ανομοιογενές, η επίλυση της (14) είναι αρκετά σύνθετη αφού το κ_{ib} είναι συνάρτηση των n_e , T_e και $\ln\Lambda$, τα οποία με τη σειρά τους μπορεί να εξαρτώνται από τη θέση και το χρόνο. Εάν θεωρήσουμε σταθερά τα T_e και $\ln\Lambda$ (η προσέγγιση αυτή είναι συμβατή με nanosecond παλμούς έντασης μικρότερης από 10^{14}Wcm^{-2}) η κυρίαρχη χωρική εξάρτηση οφείλεται στην n_e . Για γραμμική πυκνότητα του πλάσματος^[14],

$$n_e = n_{ec} \left(1 - \frac{z}{L} \right), \quad 0 \leq z \leq L$$

Και για δέσμη που διαδίδεται από $n_e=0$ έως την κρίσιμη επιφάνεια, $n_e=n_{ec}$, όπου και ανακλάται επιστρέφοντας στην $n_e=0$, χρησιμοποιώντας την (62), ο συντελεστής απορρόφησης της δέσμης είναι,

$$\alpha_{abs} = 1 - \exp\left(-\frac{32}{15} \frac{v_{ei}(n_{ec})L}{c}\right) \quad (66)$$

Αντίστοιχα για εκθετικό προφίλ της πυκνότητας ηλεκτρονίων^[4]: $n_e = n_{ec} \exp(-z/L)$, $0 \leq z \leq L$ (67) ο συντελεστής απορρόφησης δίνεται από τη σχέση:

$$\alpha_{abs} = 1 - \exp\left(-\frac{8}{3} \frac{v_{ei}(n_{ec})L}{c}\right) \quad (68)$$

Η εξάρτηση του κ_{ib} από το πηλίκο n_e/n_c δείχνει ότι ένα σημαντικό ποσοστό της απορρόφησης συμβαίνει κοντά στην κρίσιμη επιφάνεια, $n_e/n_{ec} \approx 1$.

Στην περίπτωση που η πυκνότητα των ηλεκτρονίων γίνεται ακόμη πιο απότομη στην κρίσιμη

επιφάνεια (πολύ μεγάλη ένταση δέσμης), η n_e μπορεί να αποδοθεί από τη σχέση:

$$n_e = \beta n_{ec} \exp(-z/L), \quad \beta < 1 \quad (69)$$

οπότε η απορρόφηση εξαιτίας του μηχανισμού της αντίστροφής πέδησης μειώνεται πάρα πολύ:

$$a_{abs} = 1 - \exp \left\{ -\frac{4}{3} \left[1 - \left(1 + \frac{\beta}{2} \right) (1-\beta)^{1/2} \right] \frac{v_{ei}(n_{ec})L}{c} \right\} \quad (70)$$

Σε υψηλές εντάσεις δέσμης λέιζερ ($I_L > 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$), η μεγάλη τιμή του ηλεκτρικού πεδίου διαταράσσει τη θερμική κατανομή των ηλεκτρονίων του πλάσματος, με αποτέλεσμα να μεταβάλλεται η συχνότητα κρούσεων ηλεκτρονίων-ιόντων. Σε αυτή την περιοχή των εντάσεων ο χωρικός ρυθμός απόσβεσης κ_{ib} , εξαρτάται από την ένταση της δέσμης και το φαινόμενο της απορρόφησης είναι πια μη γραμμικό^[15-18].

Η θερμική ταχύτητα των ηλεκτρονίων εξαιτίας της πολύ μεγάλης θερμοκρασίας που αποκτά ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων, γίνεται συγκρίσιμη με την ταλαντωτική ταχύτητα των ηλεκτρονίων μέσα στο πεδίο της ακτινοβολίας και δεν μπορεί να παραλειφθεί, οπότε η ενεργός ταχύτητα των ηλεκτρονίων δίνεται από τη σχέση:

$$u_{eff}^2 = u_{th}^2 + u_{osc}^2, \quad \text{όπου } u_{th}^2 = \frac{2k_B T_e}{m_e} \text{ και } u_{osc} = \frac{eE}{m_e \omega} \quad (71)$$

Οι σχέσεις που δίνουν τη συχνότητα κρούσεων και το χωρικό ρυθμό απόσβεσης τροποποιούνται αντίστοιχα στις:

$$v_{ei} \rightarrow v_{ei} \frac{u_{th}^3}{(u_{osc}^2 + u_{th}^2)^{3/2}} \quad \text{και} \quad \kappa_{ib} \rightarrow \kappa_{ib} \frac{u_{th}^3}{(u_{osc}^2 + u_{th}^2)^{3/2}} \propto \frac{1}{I_L^{3/2}} \quad (72)$$

Γ. ΔΙΑΔΟΣΗ ΚΑΙ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ FEMTOSECOND ΠΑΛΜΩΝ ΣΕ ΠΛΑΣΜΑ

Κατά την αλληλεπίδραση femtosecond λέιζερ – στερεού, ο χρόνος που απαιτείται για να αυξηθεί η θερμοκρασία του στόχου είναι πολύ μικρότερος από το χρόνο στον οποίο εκτονώνεται το σχηματιζόμενο πλάσμα, οπότε τα δύο γεγονότα μπορούν να διαχωριστούν και να χρησιμοποιηθεί η αδιαβατική προσέγγιση. Επίσης κατά τη διάρκεια του παλμού η πυκνότητα του πλάσματος μπορεί να θεωρηθεί ότι παραμένει ίση με την πυκνότητα του στερεού: για ένταση δέσμης 10^{14} Wcm^{-2} πλήρης πρώτος ιονισμός συμβαίνει μέσα στα πρώτα 20fs του παλμού και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων μπορεί να θεωρηθεί περίπου ίση με αυτή του στερεού. Τα ιόντα μπορούν να θεωρηθούν ακίνητα, αφού η συχνότητα ταλάντωσης τους εξαιτίας της πολύ μεγάλης μάζας τους είναι πολύ μικρότερη της συχνότητας της δέσμης ($\omega > \omega_{pe} > \omega_{pi}$). Στην περίπτωση που το μέγεθος της εστιακής κηλίδας είναι πολύ μεγαλύτερο από το βάθος εναπόθεσης ενέργειας της δέσμης (επιδερμικό βάθος) στο στόχο, το πρόβλημα μπορεί να θεωρηθεί μονοδιάστατο.

Έστω λοιπόν ότι η δέσμη διαδίδεται προς τη θετική z-κατεύθυνση, με $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(z)$, και ότι η σωματιδιακή πυκνότητα του πλάσματος και η διηλεκτρική σταθερά του είναι συναρτήσεις του z:

$$n_e = n_e(z), \quad \epsilon = \epsilon(z, \omega)$$

Θεωρούμε επίσης ότι η ακτινοβολία είναι μονοχρωματική και γραμμικά πολωμένη στη x-διεύθυνση, δηλαδή:

$$\vec{k}=(0,0,k) \text{ και } \vec{E}(z)=(E_x(z) \equiv E(z), 0, 0), \vec{B}(z)=(0, B_y(z) \equiv B(z), 0)$$

Οπότε οι εξισώσεις (19), (20) απλοποιούνται αντίστοιχα στις:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2 \epsilon(z, \omega)}{c^2} E = 0 \quad (73)$$

$$\frac{d^2 B}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon(z, \omega)}{dz} \frac{dB}{dz} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} B = 0 \quad (74)$$

και το χωρικό μέρος της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος, που διέρχεται μέσα στο πλάσμα είναι:

$$E(z) = E(0) \exp(-z/\delta) \quad (75)$$

$$\delta = ic/\sqrt{\epsilon}\omega \quad (76): \text{ το επιδερμικό βάθος}$$

Το ηλεκτρικό πεδίο του προσπίπτοντος E_i και του ανακλώμενου E_r κύματος, δίνονται αντίστοιχα από τις σχέσεις:

$$E_i(z) = E(0) \exp[i(kz - \omega t)] \text{ και } E_r(z) = \sqrt{R} E(0) \exp[i(-kz - \omega t)] \quad (77)$$

R είναι ο συντελεστής ανάκλασης και συνδέεται με το συντελεστή απορρόφησης^[19,20] με τη σχέση, $A = 1 - R$, ενώ n_R και n_i είναι ο πραγματικός και ο μιγαδικός όρος του δείκτη διάθλασης του πλάσματος.

$$R = \frac{|1 - \sqrt{\epsilon}|^2}{|1 + \sqrt{\epsilon}|^2} \quad \left. \vphantom{R} \right\} \Rightarrow R = \frac{(n_R - 1)^2 + n_i^2}{(n_R + 1)^2 + n_i^2}$$

$$\sqrt{\epsilon} = n_R + in_i$$

Αντικαθιστώντας στη σχέση (76) τη διηλεκτρική σταθερά ϵ που περιλαμβάνει την ενεργό συχνότητα κρούσεων ηλεκτρονίων-ιόντων, προκύπτει για το επιδερμικό βάθος:

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \frac{ic}{\sqrt{\epsilon}\omega} \\ \epsilon &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + iv_{ei})} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \delta = \frac{c}{\omega_{pe}} \sqrt{\frac{1 + i(v_{ei}/\omega)}{1 - (\omega/\omega_{pe})^2 - i(v\omega/\omega_{pe}^2)}} \Rightarrow \delta^{\omega_{pe} \gg \omega} = \frac{c}{\omega_{pe}^2} \sqrt{1 + i \frac{v_{ei}}{\omega}} \quad (78)$$

Η συνθήκη $\omega_{pe} \gg \omega$ που χρησιμοποιήθηκε στον υπολογισμό της προσεγγιστικής σχέσης (78) για το επιδερμικό βάθος, είναι συμβατή για πλάσμα σχηματιζόμενο κατά την αλληλεπίδραση δέσμης λέιζερ με στερεό στόχο: $n_e \simeq 10^{-23} \text{cm}^{-3} \Rightarrow \omega_{pe} \simeq 10^{16} \text{rads}^{-1}$, $\omega \simeq 10^{12} - 10^{14} \text{rads}^{-1}$

Άρα,

$$\delta = \begin{cases} \frac{c}{\omega_{pe}}, & \text{αν } \omega_{pe} \gg \omega \text{ και } \omega \gg v_{ei} \\ \frac{c}{\omega_{pe}} \sqrt{\frac{v_{ei}}{2\omega}}, & \text{αν } \omega_{pe} \gg \omega \text{ και } v_{ei} \gg \omega \end{cases} \quad (79)$$

και για το συντελεστή απορρόφησης προκύπτει,

$$A = \begin{cases} \frac{2v_{ei}}{\omega_{pe}}, & \text{αν } \omega_{pe} \gg \omega \text{ και } \omega \gg v_{ei} \\ \frac{2v_{ei}}{\omega_{pe}} \sqrt{\frac{\omega}{v_{ei}}}, & \text{αν } \omega_{pe} \gg \omega \text{ και } v_{ei} \gg \omega \end{cases} \quad (80)$$

Η σχέση αυτή, μπορεί να γενικευθεί για οποιαδήποτε γωνία πρόσπτωσης της δέσμης και για

οποιαδήποτε πόλωση (s ή p) χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις Fresnel.

Η παραπάνω ανάλυση στηρίχτηκε στην παραδοχή ότι η διηλεκτρική σταθερά του πλάσματος είναι σταθερή. Στην πραγματικότητα κατά τη διάρκεια του παλμού η μεταβολή της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων έχει ως αποτέλεσμα τη μεταβολή του ενεργού ρυθμού κρούσεων, της πυκνότητας και της συχνότητας του πλάσματος και κατ' επέκταση και της διηλεκτρικής σταθεράς του. Η γενική σχέση που δίνει το συντελεστή απορρόφησης είναι:

$$A = \frac{\int_0^t dt \int_0^\infty Q(z,t) dz}{\int_0^t I_L(t) dt}, \quad \text{όπου } Q(z,t) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\sigma_E) |E|^2 \quad \text{και} \quad \sigma_E = (1 - \epsilon) \frac{i\omega}{4\pi} \quad (81)$$

I_L , είναι η ένταση της δέσμης, $Q(z,t)$, η ενέργεια της δέσμης ανά μονάδα επιφάνειας και χρόνου που απορροφάται από το στόχο και σ_E , η σταθερά ηλεκτρικής αγωγιμότητας του πλάσματος. Τα σ_E , ε εξαρτώνται από τη θερμοκρασία των ιόντων και των ηλεκτρονίων και για τον υπολογισμό τους απαιτείται η γνώση, της χωρικής και χρονικής εξέλιξης της θερμοκρασίας των δύο πληθυσμών, του συντελεστή σύζευξης γ ηλεκτρονίων-ιόντων, του ρυθμού αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίων-φωτονίων και ηλεκτρονίων-ιόντων, της σταθεράς θερμικής αγωγιμότητας του πλάσματος, όπως και των θερμοχωρητικότητων των ηλεκτρονίων και των ιόντων.

Κατά την εστίαση δέσμης λείζερ σε στερεό στόχο ένα μέρος της ενέργειας της ακτινοβολίας απορροφάται από το στερεό με αποτέλεσμα τη διέγερση των ηλεκτρονιακών καταστάσεων, την αύξηση της θερμοκρασίας του υποσυστήματος των ηλεκτρονίων, την αύξηση της θερμοκρασίας του πληθυσμού των ιόντων μέσω κρούσεων ηλεκτρονίων-ιόντων και τη μεταφορά της ως θερμότητα στο πλέγμα.

Η αλληλεπίδραση ενός femtosecond λείζερ με στερεό στόχο, για εντάσεις της τάξης των 10^{13} - 10^{14}Wcm^{-2} , έχει σαν συνέπεια τον σχεδόν πλήρη απλό ιονισμό του στόχου ήδη από την αρχή του παλμού. Ο περαιτέρω ιονισμός οφείλεται σε απορρόφηση της ενέργειας της δέσμης από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια μέσω των διαδικασιών της αντίστροφης πέδησης και του πολυφωτονικού ιονισμού ή μηχανισμούς απορρόφησης συντονισμού.

Ο χρόνος μεταφοράς ενέργειας από τα ηλεκτρόνια στα ιόντα μέσω κρούσεων Coulomb, είναι σημαντικά μεγαλύτερος (κάποια ps) από τη διάρκεια του παλμού ($\sim 100\text{fs}$) και γι αυτό το λόγο δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί το μοντέλο της υδροδυναμικής κίνησης κατά τη διάρκεια του παλμού.

Για τη μεταφορά ορμής στα ιόντα της ζώνης απορρόφησης, ευθύνονται η ηλεκτρική δύναμη από το διαχωρισμό φορτίων και η δύναμη που ασκεί το πεδίο της ακτινοβολίας. Διαχωρισμός φορτίων συμβαίνει όταν τα ηλεκτρόνια απορροφήσουν ενέργεια που υπερβαίνει την ενέργεια Fermi, διαφεύγοντας έτσι από το στόχο. Το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται με αυτό τον τρόπο επιταχύνει τα ιόντα έξω από το στόχο. Ταυτόχρονα, η δύναμη που ασκείται στα ηλεκτρόνια από το πεδίο της ακτινοβολίας του λείζερ (ponderomotive force) στην κρίσιμη επιφάνεια, ωθεί τα ηλεκτρόνια βαθύτερα προς το στόχο δημιουργώντας έτσι ένα μηχανισμό επιτάχυνσης των ιόντων προς το στόχο. Για εντάσεις της τάξης των 10^{13} - 10^{14}Wcm^{-2} , το φαινόμενο που επικρατεί είναι αυτό του διαχωρισμού φορτίων.

Όπως προαναφέρθηκε, οι δύο κύριοι μηχανισμοί που ευθύνονται για τον ιονισμό των ατόμων του στόχου είναι ο πολυφωτονικός ιονισμός και η ηλεκτρονική πρόσκρουση. Η χρονική εξέλιξη της πυκνότητας των ηλεκτρονίων n_e , που παράγονται από αυτές τις διαδικασίες ιονισμού δίνεται από τη σχέση^[13],

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e w_{\text{imp}} + n_a w_{\text{mpi}} \quad (1)$$

με γενική λύση:

$$n_e = \left\{ n_o + \frac{n_a w_{\text{mpi}}}{w_{\text{imp}}} [1 - \exp(-w_{\text{imp}} t)] \right\} \exp(w_{\text{imp}} t) \quad (2)$$

όπου $n_o = n(t=0)$, n_a : η πυκνότητα των ουδέτερων ατόμων, w_{imp} : η χρονοανεξάρτητη πιθανότητα ιονισμού με τη διαδικασία της ηλεκτρονικής πρόσκρουσης (s^{-1}) και w_{mpi} : η πιθανότητα ιονισμού με την πολυφωτονική διαδικασία (s^{-1}).

Στην περίπτωση του απλού ιονισμού ($q=e$), οι πιθανότητες w_{imp} και w_{mpi} είναι,

$$w_{\text{imp}} \approx \frac{\epsilon_{\text{osc}}}{J_i} \left(\frac{2\omega^2 v_{\text{eff}}}{\omega^2 + v_{\text{eff}}^2} \right) \quad (4) \quad \text{και} \quad w_{\text{mpi}} \approx \omega n_{\text{ph}}^{3/2} \left(\frac{\epsilon_{\text{osc}}}{2J_i} \right)^{n_{\text{ph}}} \quad (5)$$

(ϵ_{osc} : η ενέργεια ταλάντωσης των ηλεκτρονίων στο ηλεκτρικό πεδίο του λείζερ, J_i : η ενέργεια ιονισμού, v_{eff} : η ενεργός συχνότητα των ανελαστικών κρούσεων και $n_{\text{ph}} = J_i / \hbar \omega$: ο αριθμός των

φωτονίων που απαιτούνται για τον ιονισμό ενός ατόμου με την πολυφωτονική διαδικασία)
Καθοριστική σημασία, για το ποια διαδικασία είναι επικρατέστερη κατά την αλληλεπίδραση λέιζερ-στόχου, έχει η σχέση μεταξύ των μεγεθών ϵ_{osc} και J_i .

Στην περίπτωση που $\epsilon_{osc} > J_i$, τότε $w_{mpi} > w_{imp}$.

Η ϵ_{osc} δίνεται από τη σχέση:

$$\epsilon_{osc} [eV] = 9.3(1 + \alpha^2) \frac{I_L}{10^{14} [Wcm^{-2}]} (\lambda [\mu m])^2 \quad (6)$$

- $\alpha=1$ και $\alpha=0$, για κυκλικά και γραμμικά πολωμένο φως αντίστοιχα-

οπότε για εντάσεις μεγαλύτερες των $10^{14} Wcm^{-2}$ ($\lambda \sim 1 \mu m$), ο μηχανισμός που επικρατεί είναι ο πολυφωτονικός ιονισμός ($\epsilon_{osc} > J_i \Rightarrow w_{mpi} > w_{imp}$). Η ηλεκτρονική πρόσκρουση είναι ο κύριος μηχανισμός ιονισμού στην περιοχή των nanosecond παλμών, που λόγω της σχετικά μεγάλης χρονικής διάρκειας παλμού τους, η δέσμη του λέιζερ αλληλεπιδρά για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα με το δημιουργούμενο πλάσμα και τα επιταχυνόμενα, με τον τρόπο αυτό, ηλεκτρόνια προκαλούν ιονισμό μέσω κρούσεων. Σε αυτή την περίπτωση $\epsilon_{osc} \ll J_i$ και $\omega \ll \omega_{eff}$, οπότε μπορεί να αγνοηθεί ο δεύτερος όρος της εξίσωσης (6) και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων αυξάνει εκθετικά με το γινόμενο της w_{imp} και της χρονικής διάρκειας του παλμού τ_L : $n_e \sim n_0 \exp(w_{imp} \times \tau_L)$.

Στην περιοχή των υψηλών εντάσεων επικρατεί ο πολυφωτονικός μηχανισμός και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων αυξάνει γραμμικά με το χρόνο: $n_e \sim n_0 w_{mpi} t$.

Το όριο ιονισμού εξαρτάται από την ένταση της δέσμης και το μήκος κύματος. Για τα περισσότερα υλικά κυμαίνεται μεταξύ των εντάσεων 10^{13} και $10^{14} Wcm^{-2}$ ($\lambda \sim 1 \mu m$) με ισχυρή μη γραμμική εξάρτηση από την ένταση. Για στόχο πυριτίου, ένταση δέσμης $10^{14} Wcm^{-2}$ και μήκος κύματος $\lambda = 1064 nm$, επικρατεί ο πολυφωτονικός ιονισμός και ο πλήρης πρώτος ιονισμός ολοκληρώνεται μέσα στα 20 πρώτα fs του παλμού. Όταν ολοκληρωθεί ο ιονισμός, η πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων στο επιδερμικό βάθος, είναι της τάξης των $10^{23} cm^{-3}$ και μπορεί να ληφθεί σταθερή, κατά τη διάρκεια του παλμού.

Όπως προαναφέρθηκε το μοντέλο που χρησιμοποιείται για να περιγράψει την αλληλεπίδραση femto- παλμών και στερεού είναι το μοντέλο των δύο θερμοκρασιών που αναπτύχθηκε από τους S. I. Anisimov et. al. (1974).

Οι παραδοχές που γίνονται σε αυτό το μοντέλο είναι:

- η αύξηση της θερμοκρασίας του υποσυστήματος των ηλεκτρονίων συμβαίνει σχεδόν ακαριαία (τ_{ee} : της τάξης των $10^{-2} fs \sim 1/\omega_{pe}$, εξαιτίας της πολύ μικρής θερμοχωρητικότητας τους), οπότε κατά τη διάρκεια του παλμού τα ηλεκτρόνια βρίσκονται σε θερμική ισορροπία,
- ο χρόνος αποκατάστασης της θερμικής ισορροπίας μεταξύ ηλεκτρονίων και ιόντων (ps) υπερβαίνει τη διάρκεια παλμού, με αποτέλεσμα κατά τη διάρκεια της αλληλεπίδρασης το πλέγμα να διατηρεί την αρχική του θερμοκρασία και
- ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας των ιόντων είναι πολύ μικρός, οπότε μπορεί να αγνοηθεί ο όρος της διάχυσης θερμότητας από τον πληθυσμό των ιόντων στο πλέγμα,

Στην περίπτωση που το μέγεθος της εστιακής κηλίδας είναι πολύ μεγαλύτερο από το βάθος εναπόθεσης της ενέργειας της δέσμης (επιδερμικό βάθος) το πρόβλημα μπορεί να θεωρηθεί μονοδιάστατο. Έστω λοιπόν ότι η δέσμη διαδίδεται στη z-διεύθυνση και προσπίπτει κάθετα στο στόχο. Τότε, οι εξισώσεις διατήρησης της ενέργειας για τον πληθυσμούς των ηλεκτρονίων και των

Ιόντων δίνονται από τις σχέσεις (7) και (8) αντίστοιχα:

$$\left. \begin{aligned} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(k_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) - U(T_e, T_i) + Q(z, t) \quad (7) \\ C_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t} &= U(T_e, T_i) \quad (8) \end{aligned} \right\} \text{ διατήρηση της ενέργειας}$$

$C_{e,i}$, είναι οι θερμοχωρητικότητες των ηλεκτρονίων και των ιόντων ανά μονάδα όγκου ($J/grad \cdot m^3$), $T_{e,i}$, οι θερμοκρασίες των δύο πληθυσμών αντίστοιχα και k_e , ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας των ηλεκτρονίων ($J/grad \cdot m \cdot s$).

Ο όρος $U(T_e, T_i)$ αντιστοιχεί στο ρυθμό μεταφοράς ενέργειας από το υποσύστημα των ηλεκτρονίων σε αυτό των ιόντων και δίνεται από τη σχέση (9), όπου γ , η παράμετρος σύζευξης μεταξύ ηλεκτρονίων ιόντων, $U(T_e, T_i) = \gamma(T_e - T_i)$ (9)

$Q(z, t)$, είναι ο ρυθμός εναπόθεσης της ενέργειας της δέσμης στο στόχο:

$$Q(z, t) = I_L(t) A \frac{2}{\delta} \exp\left(-\frac{2z}{\delta}\right) \quad (10)$$

όπου $I_L(t)$: η ένταση της δέσμης, A : ο συντελεστής απορρόφησης του στόχου και δ : το επιδερμικό βάθος.

Οι θερμοχωρητικότητες C_e , C_i , προκύπτουν από τις εξισώσεις κατάστασης των δύο πληθυσμών:

$$C_e = \begin{cases} \frac{\pi^2 n_e k_B^2 T_e}{2 E_F}, & k_B T_e \ll E_F \\ \frac{3 n_e k_B}{2}, & k_B T_e \gg E_F \\ \frac{C_{e(low)} C_{e(high)}}{\sqrt{C_{e(low)}^2 + C_{e(high)}^2}}, & k_B T_e \simeq E_F \end{cases} \quad (11) \quad \text{και} \quad C_i = \begin{cases} 3 k_B n_i, & T_i \geq 300K \\ \sim T_i^3, & T_i \ll 300K \end{cases} \quad (12)$$

Επίσης τόσο ο ρυθμός μεταφοράς ενέργειας από τα ηλεκτρόνια στα ιόντα όσο και ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας των ηλεκτρονίων εξαρτώνται από τις θερμοκρασίες T_e , T_i και στον υπολογισμό τους απαιτείται να ληφθούν υπόψη οι αλληλεπιδράσεις ηλεκτρονίων-φωτονίων και ηλεκτρονίων-ιόντων.

Η θερμοχωρητικότητα του υποσυστήματος των ηλεκτρονίων είναι πολύ μικρότερη αυτής του πλέγματος, με αποτέλεσμα την θέρμανση των δευτέρων με πολύ γρήγορους ρυθμούς. Επειδή πλήρης ιονισμός συμβαίνει ήδη από την αρχή του παλμού, η θερμοχωρητικότητα και ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας, δίνονται αντίστοιχα από τις σχέσεις:

$C_e = C'_e T_e$ και $k_e = k_o(T_i) \frac{T_e}{T_i}$, όπου $C'_e = \frac{3 n_e k_B}{2}$ και $k_o(T_i)$: ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας στην κατάσταση ισορροπίας του μετάλλου.

Στην περίπτωση της αποδόμησης στόχου με femtosecond λέιζερ ο χρόνος μεταφοράς θερμότητας από τον πληθυσμό των ηλεκτρονίων στα ιόντα (τ_e : δέκατα του ps), υπερβαίνει τη διάρκεια του παλμού τ_L : $\tau_L \ll \tau_e$,

Για κάποια χρονική στιγμή t κατά τη διάρκεια του παλμού ισχύει ότι:

$$t < \tau_L \Rightarrow t \ll \tau_e \Rightarrow t \ll \frac{C_e}{\gamma} \Rightarrow \gamma T_e \ll \frac{C_e T_e}{t} \quad (13)$$

και έτσι ο όρος σύζευξης $U(T_e, T_i)$, ηλεκτρονίων-ιόντων στην εξίσωση (7) μπορεί να παραληφθεί.

Επίσης στη διάρκεια του παλμού τα ηλεκτρόνια δεν προλαβαίνουν να μεταφέρουν ενέργεια πέρα από το επιδερμικό βάθος: αν $D_e = k_e / C_e$ η σταθερά διάχυσης, l_e η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων και u_e η ταχύτητά τους, τότε ο χρόνος που απαιτείται για να διασχίσει ένα ηλεκτρόνιο το επιδερμικό βάθος είναι,

$$\left. \begin{aligned} t_{\text{heat}} &\approx \frac{\delta}{l_e} \frac{\delta}{u_e} \\ D_e &= l_e u_e / 3 \end{aligned} \right\} \Rightarrow t_{\text{heat}} \approx \frac{\delta^2}{D_e} \ll \tau_L \quad (14)$$

οπότε για τη χρονική διάρκεια του παλμού μπορεί να παραλειφθεί ο όρος $\frac{\partial}{\partial z} (k_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial z})$.

Με αυτές τις παραδοχές η σχέση (7) παίρνει τη μορφή:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = Q(z, t) \Rightarrow C_e \frac{\partial T_e^2}{\partial t} = \frac{4A l_0}{\delta} \exp(-\frac{2z}{\delta}) \quad (15)$$

με λύση:

$$T_e(t) = \sqrt{T_0^2 + \frac{4l_0 A}{\delta C_e} t \exp(-\frac{2z}{\delta})} \stackrel{\alpha=2/\delta}{\Rightarrow} T_e(t) = \sqrt{T_0^2 + \frac{2l_0 A \alpha}{C_e} t \exp(-\alpha z)} \quad (16)$$

Η ένταση της δέσμης θεωρήθηκε χρονικά σταθερή, $I(t) = I_0$, και $T_0 = T_e(0)$ είναι η αρχική θερμοκρασία. Από τη σχέση (16), με την παραδοχή ότι $T_e(\tau_L) \gg T_0$, προκύπτει ότι στο τέλος του παλμού η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων δίνεται από τη σχέση:

$$T_e(\tau_L) \simeq \sqrt{\frac{2l_0 A \alpha}{C_e} \tau_L \exp(-\alpha z)} \stackrel{F_0 = I_0 A \tau_L}{\Rightarrow} T_e(\tau_L) \simeq \sqrt{\frac{2F_0 \alpha}{C_e} \exp(-\alpha z)} \quad (17)$$

Η εξέλιξη των θερμοκρασιών των ηλεκτρονίων και των ιόντων μετά το τέλος του παλμού, δίνονται πάλι από τις εξισώσεις (7) και (8), θέτοντας $Q(z, t) = 0$. Η αρχική θερμοκρασία για τον πληθυσμό των ηλεκτρονίων δίνεται από τη σχέση (17), ενώ η αρχική θερμοκρασία του πλέγματος ισούται με την αρχική θερμοκρασία του στόχου T_0 ($T_i \gg \tau_L$).

Μετά το τέλος του παλμού η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων αρχίζει να μειώνεται με γρήγορο ρυθμό εξαιτίας της μεταφοράς ενέργειας τους στα ιόντα και της διάδοσης θερμότητας στο πλέγμα. Ο χρόνος μείωσης της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων είναι της τάξης των picoseconds και εφόσον θεωρηθεί αμελητέα η αρχική θερμοκρασία του πλέγματος, από την εξίσωση (8) προκύπτει ότι:

$$T_i \simeq \frac{T_e(\tau_L) t}{\tau_i} \quad (18)$$

$\tau_i = C_i / \gamma$: ο χρόνος αποκατάστασης θερμικής ισορροπίας στο πλέγμα.

Η θερμοκρασία που αποκτά το πλέγμα καθορίζεται από τη μέση τιμή του χρόνου μείωσης της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων:

$$\tau_e^a = \frac{C_e T_e(\tau_L)}{2\gamma} \quad (19)$$

Οπότε προκύπτει ότι:

$$T_i \simeq T_0^2(\tau_L) \frac{C_e}{2C_i} \stackrel{(17)}{\Rightarrow} T_i \simeq \frac{F_0 \alpha}{C_i} \exp(-\alpha z) \quad (20)$$

Σημαντική εξάχνωση του στόχου συμβαίνει όταν $C_i T_i > \rho \Omega$, όπου ρ η πυκνότητα και Ω η ειδική θερμοχωρητικότητα εξάχνωσης. Χρησιμοποιώντας τη σχέση (20) η συνθήκη έντονης εξάχνωσης μπορεί να γραφτεί στη μορφή: $F_0 \geq F_{th} \exp(\alpha z)$ (21), όπου $F_{th} \simeq \rho \Omega / \alpha$ είναι το όριο της ενέργειας της δέσμης ανά μονάδα επιφάνειας για να συμβεί εξάχνωση με femtosecond παλμούς.

Το βάθος αποδόμησης L ανά παλμό, δίνεται από τη σχέση: $L \simeq \alpha^{-1} \ln(F_0 / F_{th})$ (22)

Εξαιτίας των πολύ μικρών χρόνων των διεργασιών που συμβαίνουν κατά την αποδόμηση στερεού

στόχου με femtosecond λέιζερ, η διαδικασία της αποδόμησης θα μπορούσε να χαρακτηριστεί σαν απευθείας μετάβαση από στερεό σε ατμό (πλάσμα). Σε αυτή την περίπτωση το στερεό θερμαίνεται σε χρόνο της τάξης των picosecond με αποτέλεσμα το σχηματισμό ατμών και πλάσματος και ακολουθεί η γρήγορη εκτόνωση τους.

Στην παραπάνω ανάλυση, ο συντελεστής απορρόφησης και το επιδερμικό βάθος θεωρήθηκαν μεγέθη σταθερά και ανεξάρτητα του χρόνου. Στην πραγματικότητα εξαρτώνται από τη θερμοκρασία και την πυκνότητα του πληθυσμού των ηλεκτρονίων άρα και από το χρόνο.

Παρά το ότι ο συντελεστής απορρόφησης μεταβάλλεται χρονικά, στις παραπάνω σχέσεις περιέχεται το πηλίκο του προς το βάθος διείσδυσης, το οποίο είναι χρονικά σταθερό.

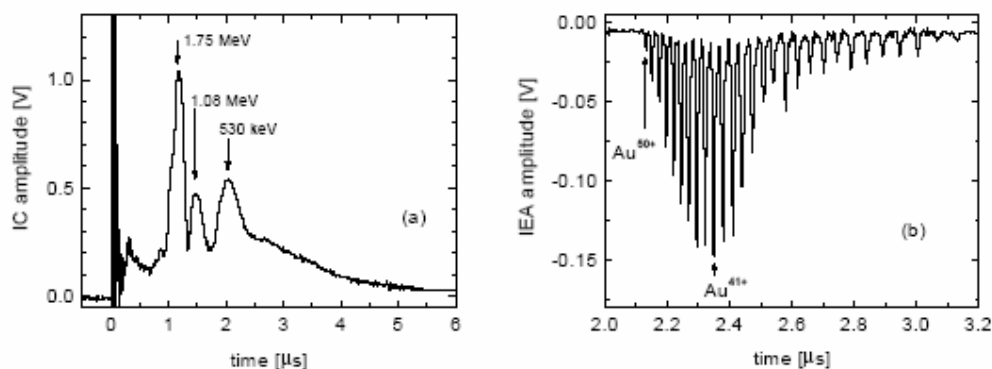
Έτσι, η μόνη παραδοχή που ουσιαστικά έγινε, ήταν η παράλειψη τη χρονικής εξάρτησης του επιδερμικού βάθους.

Η παραγωγή πολλαπλά φορτισμένων ιόντων χρησιμοποιώντας μεσαίας και υψηλής ισχύος λέιζερς, αποτελεί θέμα στο οποίο έχει δοθεί ιδιαίτερη σημασία, τόσο στον τομέα της βασικής έρευνας αλληλεπίδρασης λέιζερ και πλάσματος, όσο και σε διάφορες εφαρμογές, όπως στους επιταχυντές βαριών σωματιδίων, στην εμφύτευση ιόντων σε στερεούς στόχους προκειμένου να επιτευχθεί τροποποίηση ιδιοτήτων τους, αλλά και στην κατασκευή μικρών διαστάσεων επιταχυντών με εφαρμογές στην πυρηνική φυσική και την ιατρική. Ανάλογα με τη φύση του υλικού και τις παραμέτρους του λέιζερ που χρησιμοποιείται, η LIS έχει τη δυνατότητα παραγωγής ιόντων διαφορετικών ατομικών αριθμών, με πολλαπλούς βαθμούς φόρτισης και ενέργειες που μπορούν να κυμαίνονται από κάποια eV έως και εκατοντάδες MeV.

Η διεξαγωγή πειραμάτων στην Πράγα (iodine λέιζερ PERUN, 50J/300ps; iodine λέιζερ PALS, 700J/400ps), στη Βαρσοβία (Nd: glass, 10J/1ns; Nd: glass CPA, 1J/1.2ps), στην Κατάνια (Nd: YAG, 0.9J/1ns), στο CERN στη Γενεύη (CO₂, 50J/70ns), στα LOA, LULI (Γαλλία), στο Lawrence Livermore National Laboratory (Η.Π.Α.), στο Rutherford Appleton Laboratory (Αγγλία) και σε άλλα εργαστήρια, δίνει τη δυνατότητα σύγκρισης των ιδιοτήτων των ιόντων που παράγονται από λέιζερς με διαφορετικά χαρακτηριστικά: μήκος κύματος, διάρκεια και ενέργεια παλμού.

Δέσμες με ισχύ από 10^9 W cm^{-2} έως $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$ εστιάζονται σε στόχους με μεσαίο και μεγάλο ατομικό αριθμό, όπως ¹³Al, ²⁷Co, ²⁸Ni, ²⁹Cu, ⁴⁷Ag, ⁵⁰Sn, ⁷³Ta, ⁷⁴W, ⁷⁹Au, ⁸²Pb, ⁸³Bi... μέσα σε θαλάμους οι οποίοι βρίσκονται σε κενό της τάξης των 10^{-5} Torr .

Οι παράμετροι που μελετούνται κυρίως, είναι ο βαθμός ιονισμού, ο πληθυσμός, η ταχύτητα, η ενέργεια, η πυκνότητα ρεύματος και η γωνιακή κατανομή των παραγόμενων ιόντων ως συναρτήσεις της ενέργειας της δέσμης και της θέσης εστίασης.



Σχ. 6^[21] IEA και IC σήμα από πλάσμα Au (iodine λέιζερ)

Τα βασικά διαγνωστικά μέσα που χρησιμοποιούνται κυρίως είναι: ion collectors (IC), electrostatic ion energy analyzers (IEA), φασματογράφοι Thomson parabola (TPS), ραδιοχρωμικά φιλμ και nuclear track ανιχνευτές. Το σήμα των IC είναι ένα πλάτος τάσης ως συνάρτηση του χρόνου, από το οποίο μπορεί να υπολογιστεί το συνολικό φορτίο, όπως και η μέση ενέργεια των ιόντων που φτάνουν στην επιφάνεια τους. Οι IEA δίνουν τη δυνατότητα αναγνώρισης των παραγόμενων ιόντων όπως και τον προσδιορισμό του λόγου της μάζας προς το φορτίο τους, της ενέργειας και

του πλήθους τους. Το φάσμα που λαμβάνεται με τον TPS, παρέχει πληροφορίες για την ταχύτητα και το βαθμό ιονισμού των ιόντων, για την καταγραφή του οποίου αρκεί ένας παλμός λέιζερ.

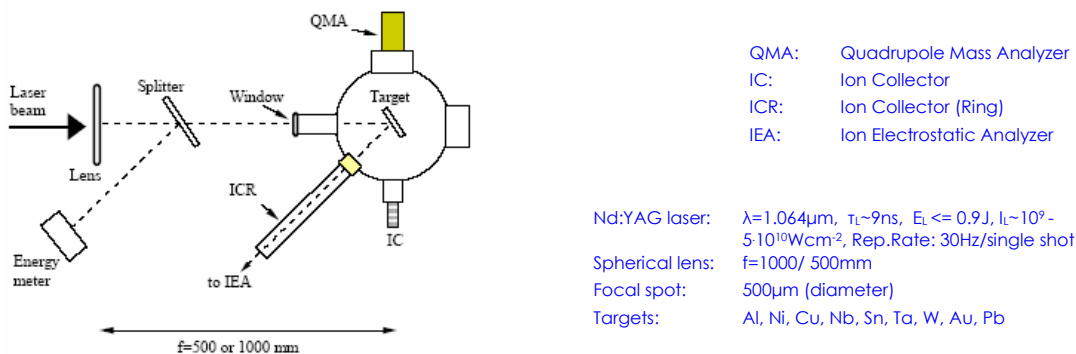
Παρακάτω παρουσιάζονται πειραματικά στοιχεία, όπως και τα συμπεράσματα που εξάγονται από αυτά για κάποιες από τις έρευνες που έχουν γίνει στα εργαστήρια που αναφέρθηκαν παραπάνω.

Στις περισσότερες περιπτώσεις, προκειμένου να είναι δυνατή η σύγκριση των αποτελεσμάτων που προκύπτουν για την πυκνότητα ρεύματος και το ολικό φορτίο των παραγόμενων ιόντων, τα δύο αυτά μεγέθη επανυπολογίζονται στα 100cm από την επιφάνεια του στόχου χρησιμοποιώντας τους νόμους^[6] $j \propto L^{-3}$ και $Q_{tot} \propto L^{-2}$ αντίστοιχα (με L συμβολίζεται η απόσταση από την επιφάνεια του στόχου). Οι δύο αυτοί νόμοι περιγράφουν την αραιώση του πλάσματος που οφείλεται στην εκτόνωση του στο κενό, χωρίς να λαμβάνουν υπόψη τις επανασυνδέσεις που συμβαίνουν εξαιτίας της μείωσης της θερμοκρασίας στη διάρκεια αυτής της διαδικασίας, με αποτέλεσμα η ισχύ τους να περιορίζεται σε αποστάσεις από το στόχο στις οποίες έχει συμβεί το 'παγωμα' των βαθμών ιονισμού. Αυτό το φαινόμενο συμβαίνει σε αποστάσεις μεγαλύτερες από μία κρίσιμη τιμή, η οποία ορίστηκε από το Roudskoy, ως η απόσταση από την επιφάνεια του στόχου για την οποία ο ρυθμός επανασύνδεσης μειώνεται τόσο ώστε να μπορεί να αγνοηθεί. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, η κρίσιμη απόσταση δίνεται από τη σχέση^[6]: $L_{cr} = T_e^{13/12} U^{7/3} T_L^{3/6} / n_{cr}^{4/9} d^{4/3}$

(υ: η ταχύτητα των ιόντων και d : η διάμετρος της εστιακής κηλίδας). Για λέιζερ CO₂ με μήκος κύματος στα 10.6μm μία τυπική τιμή της είναι μερικά μέτρα από την επιφάνεια του στόχου, ενώ για λέιζερ Nd:glass στα 1.06μm είναι κάποια εκατοστά. Οπότε οι νόμοι των L^{-3} και L^{-2} για τα j και Q_{tot} αντίστοιχα ισχύουν για αποστάσεις L μεγαλύτερες της L_{cr} .

Πειράματα με χαμηλής και μεσαίας έντασης λέιζερ διεξάχθηκαν κυρίως στο LNS στην Κατάνια^[3,22-24] σε συνεργασία με τα IPPLM (Βαρσοβία), IP-ASCR (Πράγα) και JINR-LPP (Ντούμπνα) και στο CERN στη Γενεύη^[25-28]. Σκοπός αυτών των ερευνών ήταν η διερεύνηση του κατά πόσο είναι εφικτή η παραγωγή δέσμης ιόντων μεγάλης έντασης ρεύματος, χαμηλού βαθμού φόρτισης και σχετικά χαμηλών ενεργειών, προκειμένου να χρησιμοποιηθεί η LIS ως υβριδική πηγή ιόντων σε ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) στην πρώτη περίπτωση και στον LHC (Large Hadron Collider) στη δεύτερη.

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στην Κατάνια^[14] φαίνεται στο σχήμα 7. Το λέιζερ που χρησιμοποιήθηκε ήταν ένα Nd:YAG με μήκος κύματος στα 1.064μm, διάρκεια παλμού 9ns και ενέργεια δέσμης μικρότερη ή ίση των 0.9J. Για την εστίαση της στο στόχο χρησιμοποιήθηκε σφαιρικός φακός εστιακής απόστασης $f=1000$ ή 500mm και η διάμετρος της εστιακής κηλίδας ήταν περίπου 500μm. Η ενέργεια του λέιζερ κυμάνθηκε από 40mJ έως 400mJ περίπου, με ένταση δέσμης που υπολογίστηκε στα 1×10^9 έως $5 \times 10^{10} \text{ Wcm}^{-2}$. Οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν αλουμίνιο, νικέλιο, χαλκός, νιόβιο, κασσίτερος, ταντάλιο βολφράμιο, χρυσός και μόλυβδος. Η θέση τους ήταν σταθερή στις 45° ως προς τη διεύθυνση διάδοσης της δέσμης. Στο θάλαμο που τοποθετήθηκαν επικρατούσε κενό της τάξης των 10^{-7} mbar . Ως διαγνωστικά μέσα χρησιμοποιήθηκαν δύο ion collectors (στις 45° και στις 90° ως προς τη διεύθυνση πρόσπτωσης της δέσμης στο στόχο) και ένας Ion Electrostatic και Quadrupole Mass Analyzer.



Σχ. 7

Περίπου το 70% των σωματιδίων που παράχθηκαν ήταν ουδέτερα. Εν γένει παρατηρήθηκαν τρεις ομάδες ιόντων (αργά, θερμικά και γρήγορα). Αύξηση της έντασης της δέσμης έδωσε αντίστοιχα αύξηση της ενέργειας των παραγόμενων ιόντων, της σωματιδιακής τους πυκνότητας και της πολλαπλότητας ιονισμού τους. Ο βαθμός ιονισμού ενός ποσοστού 70% με 80% των ιόντων ήταν μικρότερος από 4+ για όλους τους στόχους, με μέση τιμή $\langle z \rangle \sim 3$. Ο αριθμός ιόντων ανά μονάδα στερεάς γωνίας υπολογίστηκε στα $6 \times 10^{14} \text{ sr}^{-1}$ ανά παλμό. Η τιμή αυτή διαφοροποιείται ανάλογα με το στόχο και με την ένταση της δέσμης.

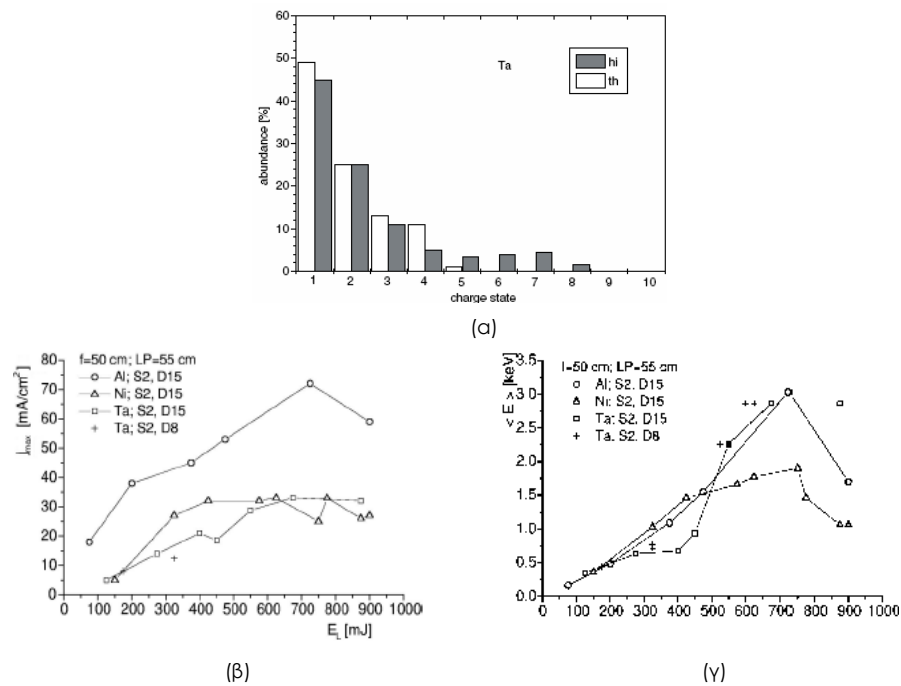
Στον πίνακα 2^[24] παραθέτονται η μέση ταχύτητα, η μέση ενέργεια, η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος (σε απόσταση 44cm από το στόχο) και ο μέγιστος βαθμός φόρτισης για τους στόχους που εξετάστηκαν.

Στόχος	$\langle u \rangle \times 10^4 \text{cms}^{-1}$	$\langle E \rangle \text{ keV}$	$j_{\text{max}} (\text{mAcm}^{-2})$	$\langle Z_{\text{max}} \rangle$
$^{13}\text{Al}^{27}$	9-15	1.1-3.2	31.1	
$^{28}\text{Ni}^{59}$	6-9	1.1-2.5	11.9	
$^{29}\text{Cu}^{64}$	5-11	0.83-4.0	27.6	
$^{41}\text{Nb}^{93}$	4-9	0.77-3.9	15.5	8+
$^{50}\text{Sn}^{119}$	3-8	0.56-4.0	6.8	
$^{73}\text{Ta}^{181}$	3-10	0.85-9.4	5.1	8+
$^{74}\text{W}^{182}$	3-9	0.85-7.6	5.2	9+
$^{79}\text{Au}^{197}$	3-8	0.92-6.5	3.9	10+
$^{82}\text{Pb}^{207}$	2-9	0.43-8.7	4.7	9+

Πιν.2[24]

Στα διαγράμματα του σχήματος 7 φαίνονται αντίστοιχα, α. η συγκέντρωση των ιόντων Ta ως συνάρτηση του βαθμού ιονισμού, για $E_L=40\text{mJ}$ και $E_L=310\text{mJ}$, β. η μη γραμμική εξάρτηση της ενέργειας των ιόντων με την ενέργειας της δέσμης και γ. η μη γραμμική εξάρτηση της μέγιστης πυκνότητας ρεύματος τους με την ενέργειας της δέσμης.

Η μη γραμμική εξάρτηση της ενέργειας των ιόντων με την ενέργεια της δέσμης οφείλεται στο ότι αυξάνοντας την ενέργεια της δέσμης μεταβάλλεται το γωνιακό άνοιγμα της, με αποτέλεσμα τη μεταβολή του μεγέθους της εστιακής κηλίδας και κατ' επέκταση της έντασης (εάν θ, το γωνιακό άνοιγμα της δέσμης και r, η ακτίνα της εστιακής κηλίδας, τότε $r=f\theta$ και $I_L=W/\pi f^2\theta^2$, όπου W είναι η ισχύς του λέιζερ).



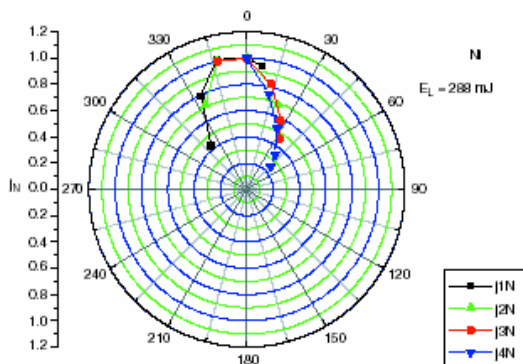
Σχ. 8[22]

Το μέγιστο που εμφανίζεται στα διαγράμματα (β), (γ) του σχήματος 8 επιβεβαιώνει την κύρια εξάρτηση της μέγιστης πυκνότητας ρεύματος των ιόντων, όπως και της μέσης ενέργειας τους, από την ένταση και όχι από την ενέργεια της δέσμης.

Προκειμένου να μελετηθεί η γωνιακή κατανομή των εκπεμπόμενων ιόντων[3,24] ως συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης της δέσμης στο στόχο, χρησιμοποιήθηκε διαφορετική διάταξη στην οποία υπήρχε η δυνατότητα στροφής του στόχου και τα διαγνωστικά μέσα ήταν τέσσερις ion collectors,

στις 17°, 30°, 43° και 56° ως προς τη διεύθυνση πρόσπτωσης της δέσμης στο στόχο, στα 44cm, 95cm, 50.6cm και 43cm αντίστοιχα και ένας ion electrostatic analyzer. Ο στόχος περιστράφηκε από 10° έως 69°, καθιστώντας έτσι δυνατή τη μελέτη για γωνίες από -52° έως 46° ως προς την κάθετη στην επιφάνεια του στόχου.

Η αύξηση της γωνίας πρόσπτωσης της δέσμης, συνεπάγεται την αύξηση του μεγέθους της εστιακής κηλίδας, με αποτέλεσμα: α. τη μείωση της έντασης της δέσμης, και επομένως και της μέσης τιμής των βαθμών ιονισμού και της ενέργειας των ιόντων και β. την αύξηση του ολικού παραγόμενου φορτίου εξαιτίας της αύξησης του όγκου του παραγόμενου πλάσματος. Η ένταση του ρεύματος των παραγόμενων ιόντων εξαρτάται τόσο από το μέγιστο βαθμό φόρτισης όσο και από τον αριθμό τους, δηλαδή από τη θερμοκρασία και τον όγκο του πλάσματος που παράγεται,



Σχ. 9^[24]

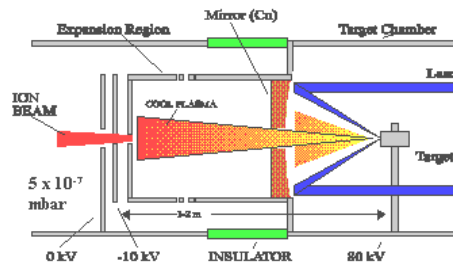
αντίστοιχα. Οπότε εξετάζοντας τη μέγιστη τιμή της έντασης του ρεύματος των παραγόμενων ιόντων, το ένα φαινόμενο αντισταθμίζει το άλλο. Η γωνιακή κατανομή των ιόντων παρατηρείται για τα περισσότερα στοιχεία ισχυρά επικεντρωμένη σε διεύθυνση κάθετη ως προς την επιφάνεια του στόχου, ανεξάρτητα από τη γωνία πρόσπτωσης της δέσμης. Στο σχήμα 9 φαίνεται το πολικό διάγραμμα της γωνιακής κατανομής ιόντων Cu,

ως προς την κάθετη στο στόχο διεύθυνση για διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης της δέσμης, οι οποίες μπορούν έμμεσα να υπολογιστούν από τη γωνιακή θέση των IC και του στόχου. Με j_N συμβολίζεται η κανονικοποιημένη πυκνότητα ρεύματος των ιόντων και με j_{iN} η πυκνότητα ρεύματος που μετρείται από τον i IC ($i=1-4$).

Επίσης μελετήθηκε η επίδραση του αριθμού των παλμών στο ίδιο σημείο του στόχου^[3,22] στα Z_{max} , $\langle E \rangle$ και j . Η εστίαση της δέσμης πολλές φορές στο ίδιο σημείο του στόχου, μεταβάλλει το βάθος του κρατήρα που δημιουργείται πάνω στο στερεό, με αποτέλεσμα για μεγάλο αριθμό παλμών στο ίδιο σημείο, να μεταβάλλεται η θέση εστίασης της δέσμης ως προς την επιφάνεια του στόχου. Αύξηση του αριθμού των παλμών στο ίδιο σημείο οδηγεί στο σχηματισμό ιόντων χαμηλότερης ενέργειας, μικρότερου βαθμού ιονισμού, ενώ η πυκνότητα ρεύματος τους παρουσιάζει μικρή διακύμανση.

Στο CERN, σε συνεργασία με τα ITEP και TRINITI (Ρωσία), χρησιμοποιήθηκε λέιζερ CO₂ μήκους κύματος $\lambda=10.6\mu m$, διάρκειας παλμού $\tau_L=70ns$, και ενέργειας $E_L=100mJ$ ($I_{Lavg}=5 \times 10^{10} Wcm^{-2}$), $E_L=6.7J$ ($I_{Lavg}=2 \times 10^{12} Wcm^{-2}$) και $E_L=30J$ ($I_{Lavg}=7 \times 10^{12} Wcm^{-2}$)^[25-28]. Η πρόσπτωση της δέσμης ήταν πλάγια και η εστίαση της γινόταν μέσω παραβολικού κατόπτρου, εστιακής απόστασης 30cm.

Οι στόχοι που κυρίως μελετήθηκαν ήταν ταντάλιο και μόλυβδος. Το ταντάλιο έχει παραπλήσιο ατομικό βάρος με το μόλυβδο και πλεονεκτεί στο ότι έχει υψηλότερο σημείο τήξης με αποτέλεσμα να

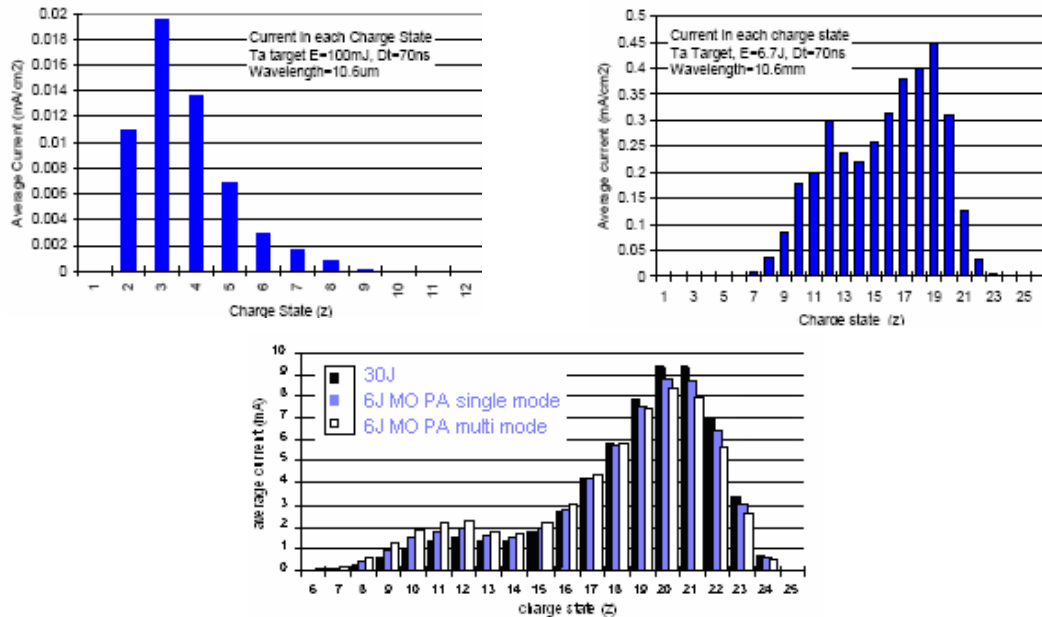


Σχ. 10^[25]

περιορίζεται η εναπόθεση του στα οπτικά κατά την αποδόμηση του. Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε, φαίνεται στο σχήμα 10 ενώ στο σχήμα 11 δίνονται τα διαγράμματα της πυκνότητας ρεύματος των παραγόμενων ιόντων κατά την εστίαση της δέσμης σε στόχο τανταλίου ως συνάρτηση του βαθμού ιονισμού τους^[26].

Στην τρίτη περίπτωση ($E_L=30\text{J}$), το 60% της ενέργειας του παλμού αποδίδεται στο πρώτο μέγιστο (FWHM) 70ns, ενώ το υπόλοιπο αποδίδεται σχεδόν ομοιόμορφα μέσα σε $1\mu\text{s}$ ($I_{\text{avg}}=7 \times 10^{12}\text{Wcm}^{-2}$). Σε αυτό το διάγραμμα φαίνεται επίσης η κατανομή των καταστάσεων φόρτισης που παράγονται από λέιζερ CO_2 με master oscillator-power amplifier με single-longitudinal και transverse mode και multi-longitudinal και transverse modes περιορίζοντας τη διάρκεια του παλμού στα 70 πρώτα ns ($E_L=6\text{J}$, $I_{\text{avg}}=2 \times 10^{12}\text{Wcm}^{-2}$).

Η μέτρηση της έντασης του ρεύματος των παραγόμενων ιόντων έγινε σε απόσταση 3m από την επιφάνεια του στόχου. Η μέση τιμή της, για μέτρηση από 3-8μs μετά από το shot, ήταν στα 60mA. Επίσης σε απόσταση 2m η τυπική απόκλιση της από shot σε shot, για συγκεκριμένη κατάσταση φόρτισης, ήταν 8%. Μέσα σε αυτή την απόσταση επανασυνδέεται το 65% των παραγόμενων ιόντων. Το φαινόμενο της επανασύνδεσης δε μπορεί να ερμηνευτεί από την ανταλλαγή φορτίου με τα μόρια του υπολοίπου αέρα μέσα στο θάλαμο που είχαν τοποθετηθεί οι στόχοι, αφού το κενό ήταν υψηλότερο από $3 \times 10^{-6}\text{Torr}$, αλλά ούτε και με άτομα που παράγονται κατά την πρόσκρουση των ιόντων με τα τοιχώματα. Η πιθανότερη ερμηνεία είναι ότι απελευθερώνονται δευτερογενή ηλεκτρόνια από τα τοιχώματα του θαλάμου που παγιδεύονται από το ηλεκτρικό πεδίο της δέσμης των ιόντων, το οποίο ανέρχεται σε μερικά kV για ένταση των 10mA.



Σχ. 11^[26]

Ο μέσος βαθμός ιονισμού που παράγεται με λέιζερ ιωδίου ή Nd:YAG, Nd:Glass είναι αρκετά υψηλότερος από το μέσο βαθμό ιονισμού που παραγεται από λέιζερ CO_2 , για το ίδιο γινόμενο ομοιότητας $I_L \lambda^2$. Το φαινόμενο αυτό αποδίδεται στο ότι η χαμηλή τιμή της κρίσιμη πυκνότητας του πλάσματος που παράγεται από το λέιζερ CO_2 ($n_{cr} \propto 1/\lambda^2$) οδηγεί σε αργό ρυθμό ιονισμού ή

ισοδύναμα, απορρόφηση της ακτινοβολίας της δέσμης σε μικρό βαθμό. Ακόμη και σε μεσαίες εντάσεις ένα μεγάλο ποσοστό της ενέργειας της δέσμης του λέιζερ CO₂, αποδίδεται στον πληθυσμό των θερμών ηλεκτρονίων τα οποία διαφεύγουν από το πλάσμα και δε συμμετέχουν στις θερμικές διεργασίες σχηματισμού πολλαπλά φορτισμένων ιόντων.

Επίσης σημαντική επίδραση στη μέση ενέργεια, όσο και στο μέγιστο βαθμό ιονισμού έχουν η χρονική διάρκεια και η κατανομή της έντασης του παλμού.

Για ενέργεια δέσμης στα 25J, σε στόχο τανταλίου: το λέιζερ CO₂ έδωσε μέγιστο βαθμό φόρτισης $Z_{\max}=25+$, μέση ενέργεια θερμικών ιόντων $\langle E_{i,th} \rangle = 6 \text{ keV}$, μέση ενέργεια γρήγορων ιόντων $\langle E_{i,f} \rangle = 60 \text{ keV}$ και θερμοκρασία ηλεκτρονίων του πλάσματος $T_e \sim 400 \text{ eV}$, ενώ για το λέιζερ ιωδίου ($\tau_L \sim 300\text{-}500 \text{ ps}$) οι αντίστοιχοι αριθμοί είναι, $Z_{\max}=40+$, $\langle E_{i,th} \rangle = 480 \text{ keV}$, $\langle E_{i,f} \rangle = 1.1 \text{ MeV}$ και $T_e \sim 1.5 \text{ keV}$. Μεγαλύτερη ένταση δέσμης έχει ως αποτέλεσμα τη μεγαλύτερη θερμοκρασία πλάσματος και το μεγαλύτερο βαθμό ιονισμού. Επίσης η ζώνη επανασύνδεσης για το λέιζερ ιωδίου ($1.315 \mu\text{m}$) εκτείνεται μερικά εκατοστά από την επιφάνεια του στόχου, ενώ για το λέιζερ CO₂ αυτή η απόσταση μπορεί να πάρει την τιμή κάποιων μέτρων κάτι που επίσης συνεπάγεται το μικρότερο βαθμό ιονισμού. Τα μεγάλα πλεονεκτήματα του λέιζερ CO₂ είναι η δυνατότητα του να παρέχει παλμούς υψηλής ενέργειας με ρυθμό επανάληψης 1Hz και το συμβατό κόστος λειτουργίας του^[29].

Στον πίνακα 3 παραθέτονται τα πειραματικά αποτελέσματα για λέιζερ ιωδίου και λέιζερ CO₂. Οι δείκτες f και th αφορούν αντίστοιχα τα γρήγορα και τα θερμικά ιόντα. Οι πυκνότητες των ρευμάτων τους, έχουν επανυπολογιστεί σε απόσταση 100cm από το στόχο.

	Iodine laser						CO ₂ laser	
element	Ta	W	Pt	Au	Pb	Bi	Ta	Pb
Z_{\max}	55	49	50	50	51	51	25	35
$\langle Z_f \rangle$	42	45	40	40	38	40		
$\langle Z_{th} \rangle$	35						20	30
$E_{i,max} \text{ (MeV)}$	8.8	4.9	8.5	8.5	4.8	5.1	0.5	0.5
$\langle E_{i,f} \rangle \text{ (MeV)}$	3.4	2.4	3.1	3.1	3.1	2.7		
$\langle E_{i,f} \rangle / A \text{ (keV/u)}$	18.7	13.1	15.9	15.7	15.7	12.9		
$\langle E_{i,th} \rangle \text{ (keV)}$	700						58	100
$\langle E_{i,th} \rangle / A \text{ (keV/u)}$	3.9						0.32	0.48
$j_f \text{ (mAcm}^{-2}\text{)}$	17.4	8.6	11.5	11.0	6.6	8.6		
$j_{th} \text{ (mAcm}^{-2}\text{)}$	35.3	12.1	10.1	21.9	11.1	13.0	8.5	40.5

Πίν. 3^[29] Χαρακτηριστικά παραγόμενων ιόντων από λέιζερ ιωδίου και CO₂

B. ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΙΟΝΤΩΝ ΜΕ ΥΨΗΛΗΣ ΕΝΤΑΣΗΣ ΛΕΙΞΕΡ

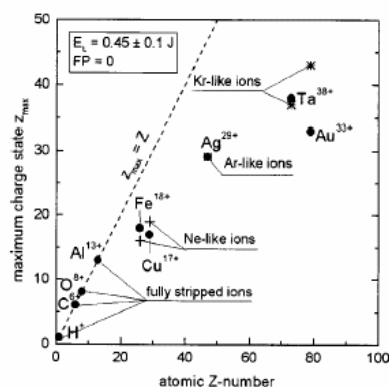
Για τη μελέτη της αλληλεπίδρασης υψηλής έντασης παλμικών λέιζερ με στερεούς στόχους και την παραγωγή πολλαπλά φορτισμένων σωματιδίων χρησιμοποιήθηκαν το Nd:glass στο GPI^[30,31] της Μόσχας και στο IPPLM^[21,32,36] της Βαρσοβίας και τα PERUN^[3,21,29,36] και PALS^[6,21,34-36] iodine λέιζερ στα ASCR και PALS της Πράγας αντίστοιχα. Τα χαρακτηριστικά αυτών των λέιζερ φαίνονται στον πίνακα 4.

laser	$\lambda, \lambda/2, \lambda/3 (\mu\text{m})$	$\tau_L (\text{ps})$	$E_L (\text{J})$	$I_L (\text{Wcm}^{-2})$	Focal spot (μm)
Nd:glass GPI	1.06, 0.530	$\sim 2.5 \times 10^3$	≤ 50	$\sim 10^{14}$	~ 100
Nd:glass IPPLM	1.06	$\sim 1.2, 500$	≤ 1	5×10^{16}	
Iodine PERUN	1.315, 0.657, 0.438	$\sim 350-700$	≤ 50	$\sim 1 \times 10^{13}-1.5 \times 10^{15}$	~ 100
Iodine PALS	1.315, 0.657, 0.438	~ 400	≤ 1200	$\sim 3 \times 10^{16}$	~ 70

Πίν. 4

- Οι στόχοι που μελετήθηκαν με το KAMETRON Nd:glass (Μόσχα)^[30,31] ήταν από τιτάνιο και ταντάλιο για ενέργειες παλμού από 3 έως 25J. Η αύξηση της ενέργειας παλμού είχε ως αποτέλεσμα την αύξηση της πυκνότητας ρεύματος των ιόντων, ενώ αντίστοιχα η αύξηση του μέγιστου βαθμού ιονισμού ήταν μικρή. Οι μέγιστοι βαθμοί φόρτισης που παρατηρήθηκαν ήταν, ${}_{22}\text{Ti}^{20+}$ και ${}_{73}\text{Ta}^{44+}$ σε απόσταση 320cm από την επιφάνεια του στόχου. Η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος για το Ti, σε απόσταση 270cm, με ενέργεια παλμού 14J ήταν περίπου 0.9mAcsm^{-2} , και για το Ta, στην ίδια απόσταση και με ενέργεια παλμού στα 25J, έφτασε σχεδόν τα 1.9mAcsm^{-2} .

- Στο IPPLM^[21,32,36] η δέσμη εστιάστηκε σε στόχους Al, Fe, Cu, Ag, Ta και Au. Παρατηρήθηκαν δύο ομάδες ιόντων, θερμικά και γρήγορα, με υψηλή κατευθυντικότητα και ισχυρή επικέντρωση στην κάθετη ως προς το στόχο. Την πρώτη ομάδα αποτελούν ιόντα με μικρό βαθμό φόρτισης, ενώ τη δεύτερη ιόντα με υψηλό βαθμό φόρτισης και τα στοιχεία προσρόφησης H, C και O. Η παρουσία αυτών των στοιχείων διαπιστώθηκε σε όλους τους στόχους, τα οποία εξαιτίας της μικρής σχετικά μάζας τους αποκτούν πολύ μεγάλες κινητικές ενέργειες. Οι μέγιστοι



Σχ.12^[32]

βαθμοί ιονισμού που επιτεύχθηκαν για τους στόχους αυτούς φαίνονται στο διάγραμμα του σχήματος 12 (Ta^{38+} , Au^{33+} ..., πλήρως απογυμνωμένο Al). Η μέγιστη ενέργεια των παραγόμενων ιόντων έφτασε στο 1MeV, και η πυκνότητα ρεύματος τόσο για μεγάλους όσο και για μεσαίους μαζικούς αριθμούς υπερέβαινε το 1mAcsm^{-2} σε απόσταση 1m από το στόχο.

Επίσης στο IPPLM χρησιμοποιώντας το Nd:glass CPA, με διάρκεια παλμού στο 0,5ns και στα 1,2ps και ένταση δέσμης στα $2 \times 10^{14} \text{Wcm}^{-2}$ και $8 \times 10^{16} \text{Wcm}^{-2}$ αντίστοιχα, μελετήθηκε η επίδραση της χρονικής διάρκειας του παλμού στην παραγωγή πολλαπλά φορτισμένων ιόντων^[21,36]. Σχηματισμός τριών κύριων ομάδων ιόντων παρατηρήθηκε μόνο από τον subnanosecond παλμό (ο picosecond παλμός προκάλεσε τη γένεση δύο κύριων ομάδων). Ο μέγιστος βαθμός ιονισμού που

καταγράφηκε και στις δύο περιπτώσεις για ενέργεια παλμού περίπου στο 0.5J, ήταν 26+.

Τα συμπεράσματα που προέκυψαν μέσα από επεξεργασία και σύγκριση των πειραματικών δεδομένων που λήφθηκαν από τρεις IC (0°, 26°, 34° ως προς την κάθετη στην επιφάνεια του στόχου διεύθυνση και σε αποστάσεις 110, 35 και 35cm αντίστοιχα) και έναν IEA (0°, 190cm) είναι:

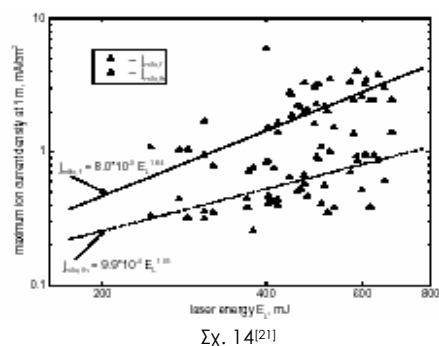
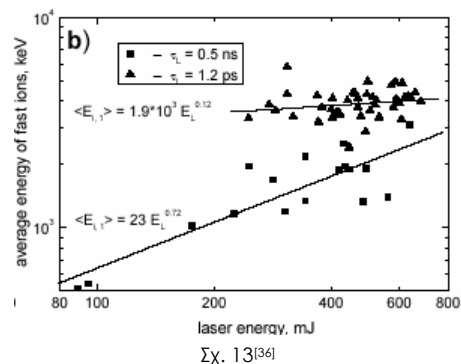
- Το φορτίο που μεταφέρεται από τα γρήγορα ιόντα Q_f , είναι περίπου δέκα φορές μεγαλύτερο για ps παλμούς απ' ό τι για subps παλμούς, σε όλο το εύρος των ενεργειών που μελετήθηκαν (200mJ-600mJ). Το ποσοστό του φορτίου που μεταφέρεται από τα γρήγορα ιόντα, ως προς το ολικό Q_f+Q_{th} , συναρτήσεως της ενέργειας της δέσμης δίνεται από τις σχέσεις:

για ps παλμό: $100Q_f/(Q_f+Q_{th})=0.88E_L^{0.45}$

για subps παλμό: $100Q_f/(Q_f+Q_{th})=0.26E_L^{0.33}$

- Η μέση ενέργεια των γρήγορων ιόντων μεταβάλλοντας την ενέργεια της δέσμης, στην περίπτωση των ps παλμών είναι σχεδόν σταθερή, $\langle E_f \rangle \propto E_L^{0.12}$, και περίπου ίση με 4MeV, ενώ στην περίπτωση των subps παλμών: $\langle E_f \rangle \propto E_L^{0.72}$ και φτάνει τα 2.5MeV ($2.5 \times 10^8 \text{ cms}^{-1}$) για ενέργεια παλμού περίπου στα 600mJ.

- Η εξάρτηση της πυκνότητας ρεύματος από την ενέργεια του παλμού για ps παλμούς είναι ισχυρότερη απ' ό τι για subps παλμούς. Η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος είναι περισσότερο από μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη, τόσο για την ομάδα των γρήγορων όσο και για την ομάδα των θερμικών ιόντων, για τους pico- απ' ό τι για τους subnano- παλμούς, σε όλο το εύρος των ενεργειών της δέσμης που εξετάστηκαν. Στην περίπτωση των ps παλμών η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος φτάνει την τιμή των 3 mAcsm^{-2} σε απόσταση 1m από την επιφάνεια του στόχου, ενώ για τους subps παλμούς η μέγιστη τιμή είναι περίπου 0.1 mAcsm^{-2} .



- Τα χαρακτηριστικά των ιόντων που παράχθηκαν από το PERUN iodine λείζερ, συνοψίζονται στον πίνακα 5.

Στοιχείο	Co	Ni	Ag	Sn	Ta	W	Pt	Au	Pb	Bi
Z_{max}	25	26	36	38	55	49	50	51	51	51
$E_{max} \text{ (MeV)}$	2.6	2.5	3.6	3.5	8.8	4.9	8.5	4.8	5.1	5.1
$J^* \text{ (mAcsm}^{-2})$	32.4	24.2	21.0	22.3	35.3	24.2	19.2	21.9	19.8	13.0

Πίν. 5^[3]

Η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος j^* , έχει επανυπολογιστεί σε απόσταση 100cm από το στόχο.

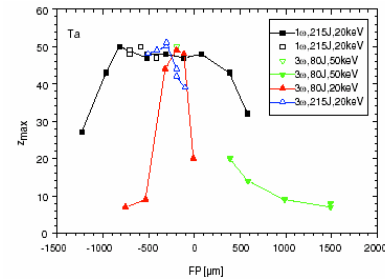
Η δέσμη, ενέργειας περίπου έως τα 30J, εστιαζόταν με ασφαιρικό φακό ή με παραβολικό κάτοπτρο, στις 30° ή στις 0° ως προς διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια του στόχου αντίστοιχα.

Τα γενικά συμπεράσματα που προέκυψαν από τις παραπάνω έρευνες είναι τα εξής:

- Η αύξηση της έντασης της δέσμης έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση τόσο του βαθμού ιονισμού όσο και των ενεργειών των ιόντων που παράγονται.
- Ο αριθμός των γρήγορων ιόντων με $\langle z \rangle \sim 40$, κυμαίνεται περίπου από $1 \cdot 10^{12}$ ιόντα/ sr^{-1} έως $1 \cdot 10^{13}$ ιόντα/ sr^{-1} . Για την ομάδα των θερμικών ιόντων με $\langle z \rangle \sim 30\text{-}35$ αυτός ο αριθμός είναι περίπου κατά μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερος και αυξάνεται ακόμη περισσότερο για την ομάδα των αργών ιόντων. Η μέγιστη ενέργεια που καταγράφηκε ανέρχεται στα 8.8MeV (Ta^{55+}) με ένταση δέσμης στα $1.5 \cdot 10^{15} \text{Wcm}^{-2}$.
- Η γωνιακή κατανομή των παραγόμενων ιόντων με ενέργειες έως και 1MeV, ήταν ισχυρά επικεντρωμένη σε διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια του στόχου. Επίσης παρατηρήθηκε ένα επιπλέον μέγιστο στις 30° για ιόντα με ακόμη μεγαλύτερη ενέργεια, το οποίο αποδίδεται σε σχετικιστική αυτοεστίαση της δέσμης του λέιζερ.

- Το PALS^[6,21,34-36] iodine λέιζερ ($E_L \geq 1200\text{J}$, $\tau_L \sim 400\text{ps}$), έδωσε τη δυνατότητα πραγματοποίησης μετρήσεων με εντάσεις έως και $3 \cdot 10^{16} \text{Wcm}^{-2}$. Η ενέργεια της δέσμης κυμάνθηκε από 43 έως και 736J για την 1^η αρμονική και από 12 έως 240J για την 3^η αρμονική. Για την εστίαση της χρησιμοποιήθηκε ασφαιρικός φακός ($f=627\text{mm}$ και $f=600\text{mm}$ για την 1^η και την 3^η αρμονική αντίστοιχα).

- Η βέλτιστη θέση εστίασης, δηλαδή η θέση εστίασης για την οποία μεγιστοποιείται ο βαθμός ιονισμού και η μέση ενέργεια των παραγόμενων ιόντων, βρέθηκε κάποια μικρά μπροστά από την επιφάνεια του στόχου. Η θέση αυτή εξαρτάται από την ενέργεια και από το μήκος κύματος της δέσμης. Οι ερμηνείες που δίνονται σε αυτό το φαινόμενο είναι, είτε ότι παράγεται πλάσμα από κάποιο προπαλμό, οπότε ο κύριος παλμός εστιάζεται μέσα στο πλάσμα που έχει



Σχ. 15^[3]

ήδη αρχίσει να εκτονώνεται, με αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας του και κατ' επέκταση του βαθμού ιονισμού των ιόντων και της μέσης ενέργειας τους, είτε στο ότι η μετατόπιση του στόχου από τη θέση στην οποία ελαχιστοποιείται το μέγεθος της εστιακής κηλίδας έχει σαν αποτέλεσμα την παραγωγή μεγαλύτερης ποσότητας πλάσματος, οπότε η αλληλεπίδραση της δέσμης με το πλάσμα οδηγεί στην παραγωγή μεγαλύτερου αριθμού ιόντων .

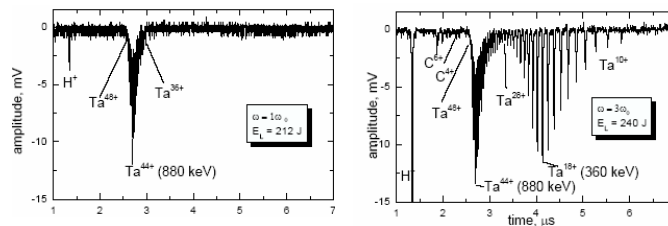
- Παρατηρήθηκαν δύο κύριες ομάδες ιόντων (γρήγορα και θερμικά ιόντα) με τουλάχιστο 7 υποομάδες συνολικά. Οι ταχύτητες των θερμικών ιόντων έφταναν στα 10^7cms^{-1} ενώ για τα γρήγορα ιόντα κυμαίνονταν από $6 \cdot 10^7$ έως και $6 \cdot 10^8 \text{cms}^{-1}$ (34MeV). Επίσης με nuclear track detectors ανιχνεύθηκαν ιόντα Ta ενέργειας, το ελάχιστο 22MeV. Η αύξηση της ενέργειας του λέιζερ συνεπαγόταν μικρή αύξηση της ταχύτητας των ιόντων (για σταθερή θέση εστίασης).
- Η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος για ενέργεια παλμού στα 220J και θέση εστίασης στα 700μm μπροστά από το στόχο έφτασε τα 40mAcm^{-2} για τα γρήγορα ιόντα, ενώ για τα θερμικά ήταν περίπου 5mAcm^{-2} , σε απόσταση 100cm από την επιφάνεια του στόχου. Η αύξηση της ενέργειας της δέσμης είχε ως αποτέλεσμα τη μεγάλη αύξηση της πυκνότητας ρεύματος για την ομάδα των ταχύτερων ιόντων, ενώ στην ομάδα των θερμικών ιόντων η αύξηση αυτή δεν ήταν σημαντική.

Κατά την αλληλεπίδραση υψηλής έντασης λέιζερ και ύλης, η μεταφορά της απορροφώμενης ενέργειας της δέσμης στο πλάσμα γίνεται μέσω θερμικών και μη διαδικασιών.

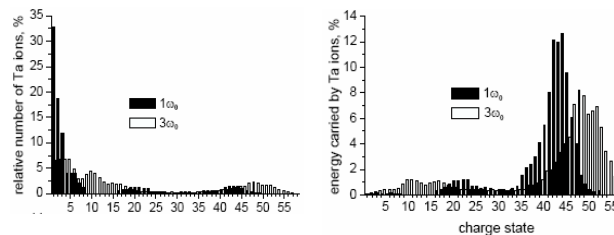
Ιδιαίτερα στην περίπτωση που το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας είναι μεγάλο, μέσω των μη θερμικών διαδικασιών, ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας της δέσμης μεταφέρεται στα θερμά ηλεκτρόνια, των οποίων ο πληθυσμός και η θερμοκρασία αυξάνουν με την αύξηση του μήκους κύματος.

Με το PALS iodine λέιζερ (για την 1^η αρμονική: $\lambda=1315\text{nm}$, $\tau_L=0.4\text{ns}$, $E_L \geq 1200\text{J}$ και για την 3^η: $\lambda=438\text{nm}$, $\tau_L=0.4\text{ns}$, $E_L \geq 250\text{J}$) μελετήθηκε η επίδραση του διαφορετικού μήκους κύματος της δέσμης στην παραγωγή και επιτάχυνση πολλαπλά φορτισμένων σωματιδίων^[35], κρατώντας τις υπόλοιπες παραμέτρους (χρονική διάρκεια παλμού, ενέργεια παλμού, θέση εστίασης ως προς την επιφάνεια του στόχου και μέγεθος εστιακής κηλίδας) σχεδόν σταθερές. Η δέσμη εστιάστηκε σε στόχους χαλκού, αργύρου και ταντάλιου. Η διάμετρος της εστιακής κηλίδας ήταν περίπου 70 μm . Παρακάτω παραθέτονται κάποια από τα αποτελέσματα αυτής της έρευνας για το στόχο τανταλίου.

- Και με τα δύο μήκη κύματος σχηματίζονται τρεις ομάδες ιόντων (γρήγορα, θερμικά και αργά ιόντα)
- Σημαντικό ποσοστό της ολικής ενέργειας των ιόντων μεταφέρεται από υψηλά φορτισμένα ιόντα με βαθμό ιονισμού μεγαλύτερο από 35+. Το ποσοστό αυτό είναι μεγαλύτερο στην περίπτωση της υπέρυθρης ακτινοβολίας, γεγονός που αποδίδεται στους διαφορετικούς μηχανισμούς επιτάχυνσης που εμφανίζονται για τα δύο διαφορετικά μήκη κύματος. Και στις δύο περιπτώσεις καταγράφηκαν από nuclear track detectors ιόντα Ta με ενέργεια μεγαλύτερη των 20MeV.
- Η βέλτιστη θέση εστίασης, για την οποία μεγιστοποιούνται η μέση ενέργεια και ο βαθμός ιονισμού των παραγόμενων ιόντων, ήταν κάποια μικρά μπροστά από την επιφάνεια του στόχου και για τις δύο περιπτώσεις. Η θέση αυτή δεν είναι σταθερή αλλά εξαρτάται από την ενέργεια της δέσμης του λέιζερ.
- Ο μέγιστος βαθμός ιονισμού στην περίπτωση του ορατού είναι μεγαλύτερος απ' ότι στην περίπτωση του υπέρυθρου και για τα δύο όμως μήκη κύματος υπερβαίνει το 50+.
-



Σχ. 16 Φάσματα που λήφθηκαν με τον IEA για $\lambda=1315\text{nm}$ και $\lambda=438\text{nm}$ αντίστοιχα



Σχ. 17 Κατανομή πληθυσμού και ενέργειας ιόντων Ta ως
ως συνάρτηση του βαθμού ιονισμού ($E_L=225 \pm 15\text{J}$)

Συνοψίζοντας, οι παράγοντες που καθορίζουν την παραγωγή πολλαπλά φορτισμένων ιόντων από κάποιο λέιζερ είναι η ένταση, το μήκος κύματος, η χρονική διάρκεια παλμού, η θέση εστίασης της δέσμης και το μέγεθος της εστιακής κηλίδας, καθώς αυτό αποτελεί μία από τις παραμέτρους που καθορίζουν τον όγκο του παραγόμενου πλάσματος άρα και τον ολικό αριθμό των παραγόμενων ιόντων, όπως επίσης και ο αριθμός των παλμών στην ίδια περιοχή του στόχου. Λέιζερ μικρής ενέργειας παλμού και χαμηλής ή μεσαίας έντασης είναι δυνατό να παράγουν μεγάλα ρεύματα πολλαπλά φορτισμένων ιόντων με κινητικές ενέργειες της τάξης των keV. Η κατάσταση ιονισμού, όπως και η κινητική ενέργεια των παραγόμενων ιόντων επηρεάζεται σημαντικά από την ένταση της δέσμης. Ιόντα με ενέργειες της τάξης των MeV και βαθμό ιονισμού μεγαλύτερο του 50+, μπορούν να παραχθούν από λέιζερ που η ένταση τους υπερβαίνει τα $2 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$. Η πυκνότητα ρεύματος τους σε απόσταση 1m από το στόχο φτάνει κάποιες δεκάδες mAcm^{-2} . Με δέσμη έντασης της τάξης των 10^{16} Wcm^{-2} , διάρκειας παλμού picosecond, επιτυγχάνεται η πλήρης απογύμνωση στοιχείων με ατομικό αριθμό έως και 13.

Γ. ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΙΟΝΤΩΝ ΜΕ ΠΟΛΥ ΥΨΗΛΗΣ ΕΝΤΑΣΗΣ ΛΕΙΖΕΡ ($I_L > 10^{18} \text{Wcm}^{-2}$)

Η ανάπτυξη λέιζερ πολύ μεγάλης ισχύος και στενών παλμών έδωσε τη δυνατότητα παραγωγής δεσμών ιόντων πολύ υψηλής ενέργειας. Αυτές οι δέσμες παρουσιάζουν έντονη ευθυγράμμιση και υψηλή σωματιδιακή ροή για χρονική διάρκεια μερικά picoseconds^[37]. Τα ιόντα με τις υψηλότερες ενέργειες ανά νουκλεόνιο, είναι πρωτόνια και πολλαπλά φορτισμένα ιόντα άνθρακα, τα οποία υπάρχουν στην επιφάνεια οποιουδήποτε στόχου, ανεξάρτητα του υλικού του, σε ένα στρώμα πάχους 0.2-0.5nm^[8] και οφείλονται σε υδρατμούς που έχουν παραμείνει στο θάλαμο που τοποθετείται ο στόχος ή σε λάδια από τις αντλίες εκκένωσης. Κατά την αλληλεπίδραση λέιζερ, με ένταση που υπερβαίνει τα 10^{18}Wcm^{-2} , και στερεού στόχου ο αριθμός των παραγόμενων πρωτονίων είναι της τάξης των 10^{11} - 10^{13} ανά παλμό, με ενέργειες που κυμαίνονται από λίγα έως και κάποιες δεκάδες MeV, ενώ για τα βαρύτερα στοιχεία η μέγιστη ενέργεια που έχει παρατηρηθεί φτάνει τα 430MeV (Pb^{46+}).

Τα πειράματα που έχουν γίνει μέχρι σήμερα, διεξάχθηκαν με δύο τύπους παλμών λέιζερ: είτε με single shot παλμούς, χρονικής διάρκειας περίπου 1ps και ενέργειας 100J, είτε με πολύ στενότερους παλμούς με διάρκεια της τάξης των fs και ενέργεια περίπου 1J. Ο δεύτερος τύπος λέιζερ έχει μεγαλύτερο ενδιαφέρον ως μέθοδος παραγωγής υψηλής ενέργειας ιόντων, διότι αφενός έχουν τη δυνατότητα να λειτουργούν με ρυθμό επανάληψης 1Hz και αφετέρου έχουν πολύ μικρότερο κόστος. Οι στόχοι που μελετούνται σε τέτοιες εντάσεις είναι είτε μεταλλικοί, είτε από μονωτικά υλικά και με πάχος που κυμαίνεται συνήθως από μερικά μm έως και 2mm περίπου.

Μία συνοπτική περιγραφή των φαινομένων που συμβαίνουν κατά την αλληλεπίδραση πολύ μεγάλης έντασης λέιζερ και στερεού στόχου, δίνεται παρακάτω.

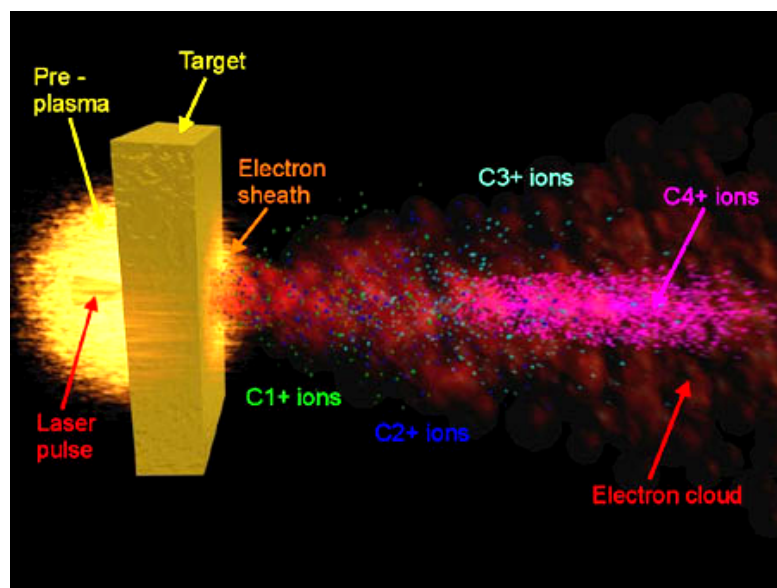
Σε αυτή την περιοχή των εντάσεων τα φαινόμενα που εμφανίζονται είναι γραμμικά και μη (vacuum heating^[38], αυτοεστίαση της δέσμης^[39,40], δυνάμεις Lorentz) δημιουργώντας τον πληθυσμό των θερμών ηλεκτρονίων με θερμοκρασία που ανέρχεται στην τάξη των MeV. Οι ταλαντώσεις των ηλεκτρονίων του πλάσματος μέσα στο πεδίο του λέιζερ βρίσκονται στη σχετικιστική περιοχή ($u_{osc} \sim c$). Κατά την εστίαση της δέσμης σε επίπεδο στερεό στόχο, αρχικά δημιουργείται κάποιας μικρής έκτασης πλάσμα μπροστά από το στόχο εξαιτίας της ύπαρξης προπαλμού. Όταν φτάνει ο κύριος παλμός, η ακινική συνιστώσα της ponderomotive ή της δύναμης Lorentz προκαλεί τη μείωση της πυκνότητας των ηλεκτρονίων του πλάσματος. Επίσης η κίνηση τους με σχετικιστικές ταχύτητες έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της μάζας τους. Και τα δύο αυτά φαινόμενα επιφέρουν τη μείωση της συχνότητας ταλάντωσης τους, $\eta = (1 - n_e/n_{cr})^{1/2}$, και κατ' επέκταση την αύξηση του δείκτη διάθλασης του πλάσματος, $\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}$, την αυτοεστίαση της δέσμης και την απευθείας πάνω στο στόχο εστίαση της. Ταυτόχρονα κατά την αλληλεπίδραση της δέσμης με το προπλάσμα δημιουργείται και επιταχύνεται ο πληθυσμός των θερμών ηλεκτρονίων^[40,41]. Κάτω από την επίδραση της ηλεκτρομαγνητικής πίεσης τα θερμά ηλεκτρόνια διεισδύουν στο εσωτερικό του στόχου και εξέρχονται από την πίσω πλευρά του (η ενέργεια που έχουν αποκτήσει τους επιτρέπει να διαφύγουν από το ελκτικό ηλεκτρικό πεδίο που έχει δημιουργηθεί εξαιτίας του διαχωρισμού φορτίων). Τα ηλεκτρόνια αυτά κινούνται σε διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια του στόχου, σχηματίζοντας μία δέσμη γωνιακού ανοίγματος από 3° έως 15°, με πυκνότητα 10^{20} - 10^{21}cm^{-3} (κοντά στην κρίσιμη πυκνότητα) και θερμοκρασία της τάξης της ponderomotive ενέργειας της δέσμης του λέιζερ

(κάποια MeV για τη σχετικιστική περίπτωση)^[42]. Περίπου το 20%-30% της ενέργειας της δέσμης μετατρέπεται σε ενέργεια της δέσμης των θερμών ηλεκτρονίων. Η ελεύθερη κίνηση των θερμών ηλεκτρονίων στο εσωτερικό του στόχου απαιτεί την ύπαρξη ενός ρεύματος 'επιστροφής' ηλεκτρονίων το οποίο να διασφαλίζει την ύπαρξη μηδενικού ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του. Σε μεταλλικούς αγωγούς το ρεύμα αυτό δημιουργείται από τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας, τα οποία θέτονται σε κίνηση υπό την επίδραση του πεδίου των θερμών ηλεκτρονίων. Σε μη αγωγίμους στόχους ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων που συνθέτουν το ρεύμα επιστροφής δημιουργείται από ιονισμό πεδίου και από θερμικό ιονισμό. Η πυκνότητα των φορέων του ρεύματος επιστροφής και στις δύο περιπτώσεις είναι ανάλογη της πυκνότητας του στερεού, δηλαδή πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα των θερμών ηλεκτρονίων, με αποτέλεσμα η ταχύτητα που αποκτούν προκειμένου να διατηρηθεί μηδενικό το ολικό ρεύμα να είναι μικρή και η θερμοκρασία τους πολύ μικρότερη από τη θερμοκρασία των θερμών ηλεκτρονίων.

Εξαιτίας του επίπεδου διαχωρισμού φορτίου που συμβαίνει, τα θερμά ηλεκτρόνια δημιουργούν ένα ισχυρό ηλεκτροστατικό πεδίο το οποίο είναι ικανό να ιονίσει και να επιταχύνει τα ιόντα σε διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο του στόχου. Η ένταση αυτού του πεδίου δίνεται από τη σχέση^[43]:

$$E \sim k_B T_{\text{hot}} / e l_D, \quad l_D = (\epsilon_0 k_B T_{\text{hot}} / e^2 n_e)^{1/2}$$

T_{hot} και n_e είναι η θερμοκρασία και η σωματιδιακή πυκνότητα των θερμών ηλεκτρονίων και l_D , το μήκος Debye (η απόσταση στην οποία η ένταση, το δυναμικό πέφτουν στο $1/e$ της μέγιστης τιμής τους). Τυπικές τιμές του μήκους Debye και της έντασης αυτού του ηλεκτρικού πεδίου είναι, $l_D \sim 2 \mu\text{m}$ και $E > 10^{12} \text{V/m}$, για $k_B T_{\text{hot}} \sim 2 \text{MeV}$ και $n_e \sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Οπότε, καθοριστικό ρόλο για την ενέργεια που αποκτούν τα παραγόμενα ιόντα, έχει η απόδοση μετατροπής της ενέργειας της δέσμης του λείζερ σε ενέργεια των θερμών ηλεκτρονίων. Το φαινόμενο του διαχωρισμού φορτίων εμφανίζεται μόνο στην περίπτωση των πολύ στενών παλμών, που μεγάλος πληθυσμός ηλεκτρονίων δημιουργείται σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, σε σύγκριση με το χρόνο που χρειάζεται για να διαδοθεί ένα ακουστικό κύμα, ώστε το νέφος των θερμών ηλεκτρονίων να συναντήσει μία αδιατάραχτη, υψηλής πυκνότητας επιφάνεια.



Σχ. 18

Στην περίπτωση που εξαιτίας της ύπαρξης προπαλμού, η έκταση του πλάσματος είναι μεγαλύτερη από το μήκος Debye των θερμών ηλεκτρονίων, το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από το διαχωρισμό φορτίων καθορίζεται από την έκταση του πλάσματος, με αποτέλεσμα τη μείωση του βαθμού επιτάχυνσης και των ενεργειών των παραγόμενων ιόντων. Οπότε στην πλευρά του στόχου που προσπίπτει η δέσμη του λέιζερ, οι ενέργειες των ιόντων εμφανίζονται μειωμένες σε σχέση με την πίσω πλευρά του στόχου.

Όπως προαναφέρθηκε, ανεξάρτητα από το υλικό, σε οποιοδήποτε στόχο υπάρχουν πάντα προσμίξεις υδρογόνου. Εξαιτίας του ότι τα πρωτόνια είναι τα ελαφρότερα ιόντα, είναι τα πρώτα τα οποία ανταποκρίνονται στο μηχανισμό επιτάχυνσης, με αποτέλεσμα να προκαλούν τη μερική θωράκιση του πεδίου που δημιουργείται από τα θερμά ηλεκτρόνια και τη μείωση του βαθμού επιτάχυνσης των βαρύτερων ιόντων που ακολουθούν.

Υπάρχουν δύο εκδοχές για τη χωρική προέλευση των πρωτονίων και για το μηχανισμό επιτάχυνσης τους: η μία εκδοχή είναι ότι τα πρωτόνια παράγονται και επιταχύνονται στην πλευρά του στόχου που προσπίπτει η δέσμη του λέιζερ^[39,48], ενώ σύμφωνα με τη δεύτερη παράγονται στην πίσω πλευρά του στόχου και επιταχύνονται από το ηλεκτροστατικό πεδίο που δημιουργεί ο πληθυσμός των θερμών ηλεκτρονίων που έχει καταφέρει να διαπεράσει το στόχο^[8,38]. Η ανομοιομορφία των πειραματικών παρατηρήσεων διαφορετικών ομάδων σε αυτό το θέμα πιθανόν να οφείλεται στην ιδιαιτερότητα των πειραματικών συνθηκών που αφορούν κυρίως ιδιότητες του προπαλμού και της επιφάνειας του στόχου.

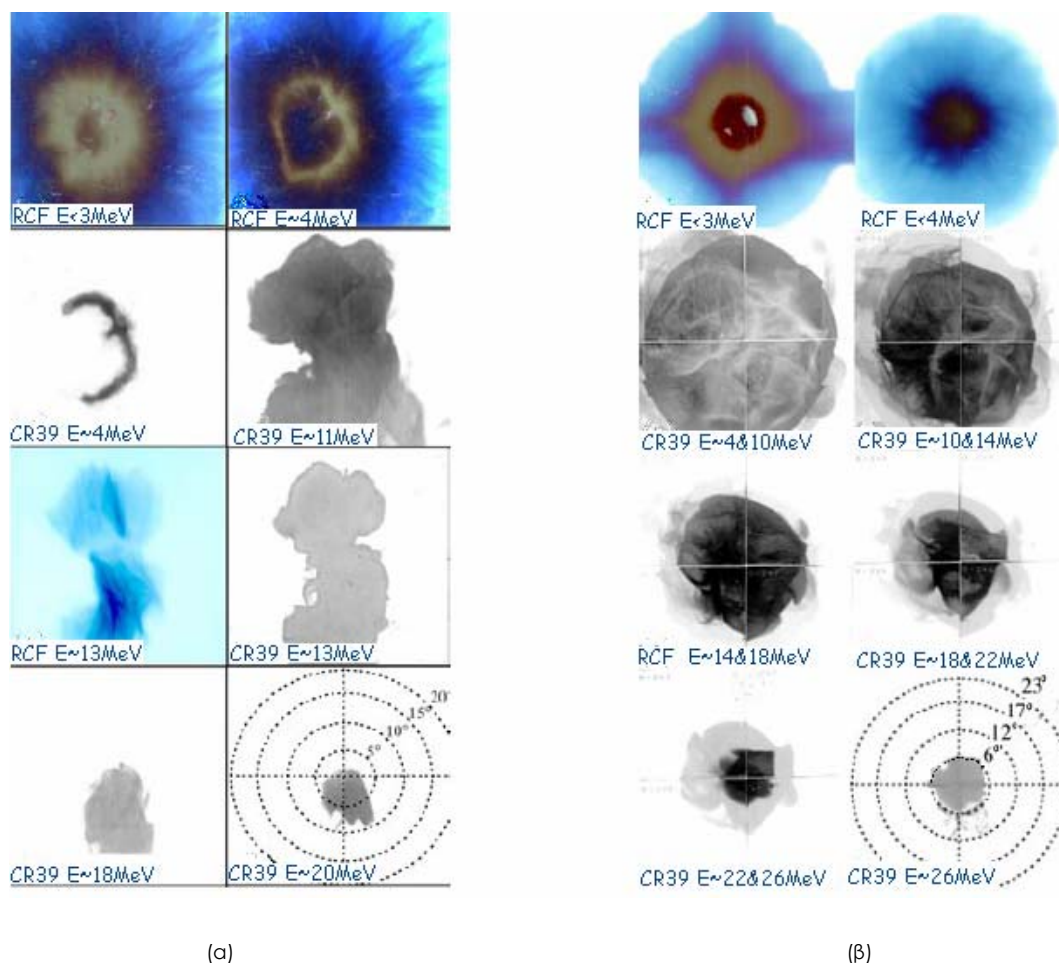
Τα διαγνωστικά μέσα που χρησιμοποιούνται προκειμένου να μελετηθούν οι ιδιότητες του παραγόμενου πλάσματος κατά την αλληλεπίδραση πολύ υψηλής έντασης λέιζερ και στερεού στόχου κυρίως είναι: plastic nuclear track ανιχνευτές, ραδιοχρωμικά φιλμς (RCF), electrostatic analyzers και φασματογράφοι μάζας τύπου Thomson parabola. Οι plastic nuclear track ανιχνευτές είναι ευαίσθητοι μόνο σε ιόντα με ενέργειες μεγαλύτερες των 100keV/νουκλεόνιο. Κατά την πρόσπτωση των ιόντων σε αυτούς τους ανιχνευτές δημιουργείται μία χαραγή της οποίας οι διαστάσεις και το βάθος διείσδυσης δίνουν αντίστοιχα τη δυνατότητα προσδιορισμού του μαζικού αριθμού και της ενέργειας του ιόντος από το οποίο προκλήθηκαν. Για μεγάλη ροή σωματιδίων που δεν είναι δυνατό να διαχωριστούν τα ίχνη τους, εξάγεται η μέση τιμή. Τα RCF είναι διαφανή υλικά (νάιλον), στα οποία έχει εναποτεθεί επίστρωση οργανικής χρωστικής ουσίας, που αλλάζει η οπτική πυκνότητα της όταν εκτεθεί σε ακτινοβολία ιονισμού. Τα φίλτρα αυτά είναι ευαίσθητα όχι μόνο στα ιόντα αλλά και στα ηλεκτρόνια και τις ακτίνες-x που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση. Η μέτρηση της μεταβολής της οπτικής πυκνότητας της οργανικής ουσίας δίνει την ενέργεια των σωματιδίων ή της ακτινοβολίας που την προκάλεσε.

Παρακάτω αναφέρονται κάποια από τα πειραματικά στοιχεία και από τα συμπεράσματα ερευνών που έγιναν στα: Rutherford Appleton Laboratory, Lawrence Livermore National Laboratory, LULI και στο Πανεπιστήμιο του Μίσιγκαν.

- Κατά την εστίαση της δέσμης του VULCAN λέιζερ (RAL), έντασης $5 \times 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$, p-πόλωσης, με γωνία πρόσπτωσης στις 45° ως προς την κάθετη του στόχου (Pb, 2mm) ανιχνεύθηκαν ιόντα Pb^{46+} ενέργειας: $430 \pm 40 \text{ MeV}$, Pb^{36+} : $220 \pm 30 \text{ MeV}$, Al^{13+} : $150 \pm 10 \text{ MeV}$ και C^{6+} : $90 \pm 10 \text{ MeV}$ ^[49]. Οι μετρήσεις έγιναν χρησιμοποιώντας το συνδυασμό Thomson Parabola και CR39 nuclear track ανιχνευτή στις 20° με την κάθετη του στόχου και μπροστά από αυτόν. Σύμφωνα με τα σήματα που

καταγράφηκαν, παρατηρήθηκε αύξηση της ενέργειας των σχηματιζόμενων ιόντων με τη μάζα και με το βαθμό φόρτισης τους. Το ότι τα υψηλότερης ενέργειας βαριά ιόντα έχουν τη μεγαλύτερη πολλαπλότητα φόρτισης φανερώνει ότι ένα μέρος της επιτάχυνσης τους αποκτάται από την επίδραση του ίδιου δυναμικού, όπως αυτό που δημιουργείται στην κρίσιμη επιφάνεια.

Στο σχήμα 19^[42,49,50] φαίνονται τα στοιχεία που λήφθηκαν χρησιμοποιώντας αλλητάλληλα RCF και CR39 nuclear track ανιχνευτές κατά την εστίαση της δέσμης του ίδιου λείζερ, έντασης 5×10^{19} - 10^{20} Wcm^{-2} , p-πόλωσης, με γωνία πρόσπτωσης στις 45° ως προς την κάθετη του στόχου ($125 \mu\text{m}$, Al). Η ένταση του προπαλμού ήταν 10^{-6} της έντασης του κυρίως παλμού.



Σχ. 19

Πιο συγκεκριμένα στο σχήμα 19α το σήμα που έχει καταγραφεί οφείλεται στην εκπομπή πρωτονίων από την πλευρά του στόχου στην οποία προσπίπτει η δέσμη του λείζερ, ενώ στο σχήμα 19β το σήμα οφείλεται στην εκπομπή πρωτονίων από την πίσω πλευρά του στόχου. Οι δύο τιμές ενεργειών που καταγράφονται σε κάποιες από τις εικόνες του σχήματος 19β, αντιστοιχούν στην εμπρός και πίσω όψη του ίδιου CR39.

Στις δύο πρώτες εικόνες του σχήματος 19α (εμπρός και πίσω όψη του πρώτου ραδιοχρωμικού φίλτρου) παρατηρείται η δακτυλιοειδής δομή της δέσμης των πρωτονίων χαμηλής ενέργειας, της οποίας το κέντρο δεν συμπίπτει με την κάθετη στο στόχο αλλά έχει μετατοπιστεί κατά 10° προς τη

διεύθυνση διάδοσης της δέσμης του λέιζερ. Η κεντρική κηλίδα αποδίδεται σε ηλεκτρόνια ενέργειας μεγαλύτερης από 1MeV, καθώς στο επόμενο CR39 (ευαίσθητο μόνο στα ιόντα) δεν έχει καταγραφεί σήμα στην αντίστοιχη περιοχή. Η εκτροπή της δέσμης από την κάθετη του στόχου αποδίδεται σε μαγνητικά πεδία που δημιουργούνται κατά την εκτόνωση του πλάσματος εξαιτίας βαθμίδων θερμοκρασίας σε συνδυασμό με μη παράλληλες βαθμίδες πυκνότητας ($\vec{B} \propto \nabla T \times \nabla n$) που αναπτύσσονται τότε. Τέτοια μαγνητικά πεδία έχουν τη δυνατότητα να εκτρέψουν το πλάσμα και να προκαλέσουν το σχηματισμό των δακτυλιοειδών δομών. Η συνολική εκπομπή πρωτονίων χαμηλής ενέργειας αντιστοιχεί σε κώνο γωνίας 20° , και υποδηλώνει την ύπαρξη 10^{12} πρωτονίων με ενέργεια μεγαλύτερη των 2MeV. Στην 4^η έως και την 8^η εικόνα του σχήματος α έχουν καταγραφεί ιόντα μεγαλύτερης ενέργειας. Η δομή παύει να είναι δακτυλιοειδής, και καθώς αυξάνει η ενέργεια, μειώνεται η επιφάνεια που καλύπτει η δέσμη. Τα χαρακτηριστικά αυτά αποδίδονται στη θέση σχηματισμού των υψηλής ενέργειας πρωτονίων –κοντά στην κρίσιμη επιφάνεια- και στους μηχανισμούς επιτάχυνσης στους οποίους υπόκεινται: διαχωρισμός φορτίου εξαιτίας της ύπαρξης των θερμών ηλεκτρονίων και Coulomb explosion.

Στο σχήμα 19β όπως προαναφέρθηκε φαίνεται το σήμα των πρωτονίων που εκπέμφθηκαν από την πίσω πλευρά του στόχου. Στις δύο πρώτες εικόνες φαίνεται και πάλι η δακτυλιοειδής δομή των χαμηλής ενέργειας πρωτονίων, ενώ στις υπόλοιπες εικόνες η χωρική κατανομή παίρνει τη μορφή δίσκων, σε αντίθεση με άλλες καταγραφές για κάπως χαμηλότερης έντασης δέσμη λέιζερ^[48] - $I_L=5 \cdot 10^{19} \text{Wcm}^{-2}$ - (σχ. 20), που διατηρείται η δακτυλιοειδής δομή και για τα υψηλής ενέργειας πρωτόνια. Επίσης στις συγκεκριμένες καταγραφές το κέντρο των δακτυλιοειδών δομών συμπίπτει με την κάθετη στο στόχο.

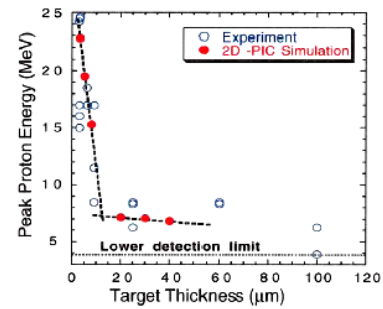
Η καταγραφή του σήματος με σχήμα σταυρού, που αντιστοιχεί σε χαμηλής ενέργειας πρωτόνια, στην πρώτη εικόνα του σχήματος 19β εξαρτάται από το σχήμα, τη θέση και τις διαστάσεις της επιφάνειας του στόχου. Για τετράγωνο στόχο το σήμα αυτό είναι παράλληλο στους βασικούς άξονες του στόχου. Περιστρέφοντας το στόχο περιστρέφεται και το σήμα αντίστοιχα. Επίσης παρατηρείται η μείωση της έντασης του με την αύξηση των διαστάσεων του στόχου. Οι ερμηνείες που δίνονται είναι, είτε ότι τα πρωτόνια στα οποία οφείλεται αυτό το σήμα σχηματίζονται μπροστά από το στόχο και μεταφέρονται στην πίσω πλευρά του, είτε ότι μηχανισμοί επιτάχυνσης αναπτύσσονται και στις ακμές του στόχου.



Σχ. 20

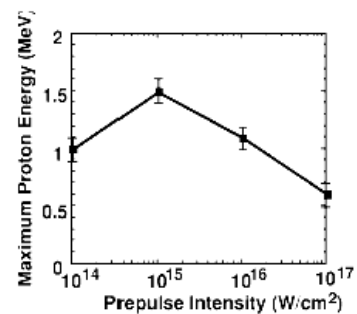
- Επίσης μελετήθηκε η επίδραση της μεταβολής του πάχους του στόχου στη μέγιστη παρατηρούμενη ενέργεια πρωτονίων που εκπέμπονται από την πίσω επιφάνεια του στόχου^[41,51]. Στο LLNL (Ti: Sapphire, 100fs, 0.8μm, 10^{20}Wcm^{-2}) το πάχος του στόχου μεταβλήθηκε από 3μm έως 100μm με μείωση της ενέργειας από τα 24MeV στα 6.5MeV. Το βάθος διείσδυσης 24MeV

πρωτονίων σε Al είναι 1mm, κάτι που σημαίνει ότι αυτή η μεταβολή στην ενέργεια δεν μπορεί να ερμηνευθεί ως επιβράδυνση πρωτονίων που έχουν παραχθεί στη μπροστά επιφάνεια του στόχου εξαιτίας της κίνησης τους στο εσωτερικό του. Το φαινόμενο αυτό είναι συμβατό με το μηχανισμό επιτάχυνσης που δημιουργείται από το νέφος των θερμών ηλεκτρονίων. Η αύξηση του πάχους του στόχου συνεπάγεται τη μείωση της πυκνότητας τους και κατά συνέπεια τη μείωση της έντασης του ηλεκτροστατικού πεδίου που παράγουν και της ενέργειας των πρωτονίων που επιταχύνονται υπό την επίδραση του, εφόσον θεωρηθεί ο αριθμός των παραγόμενων θερμών ηλεκτρονίων ανεξάρτητος του πάχους του στόχου. Η έντονη μεταβολή της κλίσης για πάχος στόχου μεγαλύτερο των 20μm οφείλεται στην εξάρτηση της πυκνότητας του νέφους των θερμών ηλεκτρονίων στην πίσω πλευρά του στόχου, από το χρόνο που απαιτείται για να φτάσουν τα ηλεκτρόνια εκεί: φτάνοντας τα ηλεκτρόνια στην πίσω επιφάνεια του στόχου ανακλώνται προς τα πίσω εξαιτίας του νεφελώματος που έχει ήδη δημιουργηθεί, το ίδιο συμβαίνει καθώς πλησιάζουν στην μπροστά επιφάνεια του στόχου. Εάν ο χρόνος που διαρκεί αυτή η διπλή μετάβαση είναι μικρότερος από τη χρονική διάρκεια του παλμού (συνεχίζει να υπάρχει η $\bar{\lambda}_B$) τότε η πυκνότητα των θερμών ηλεκτρονίων είναι το άθροισμα των πυκνοτήτων των ηλεκτρονίων που επιταχύνονται από το λέιζερ και αυτών που ξανά εισέρχονται στο στόχο κατά τη διάρκεια της διπλής μετάβασης. Εάν ο χρόνος της διπλής μετάβασης είναι μεγαλύτερος από τη διάρκεια παλμού του λέιζερ τότε η πυκνότητα των θερμών ηλεκτρονίων καθορίζεται μόνο από τον πληθυσμό των θερμών ηλεκτρονίων που επιταχύνονται από το λέιζερ. Οπότε για λεπτότερους στόχους η πυκνότητα των θερμών ηλεκτρονίων είναι μεγαλύτερη.



Σχ. 21^[41]

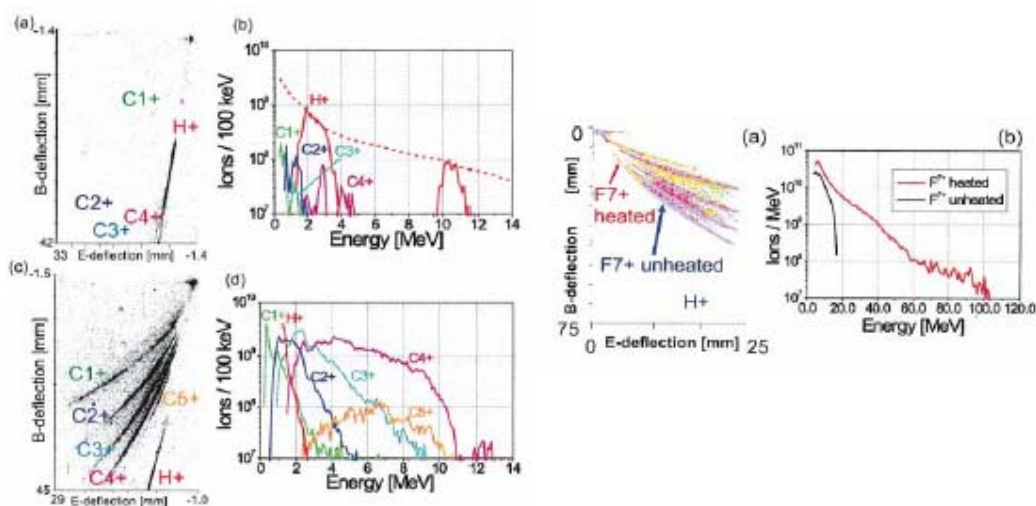
- Καθοριστική σημασία για την ενέργεια των πρωτονίων που εκπέμπονται στην πίσω πλευρά του στόχου έχει η ένταση του προπαλμού^[39,40,51]. Η ένταση του προπαλμού μεταβλήθηκε από 0.01% - 10% της έντασης του κύριου παλμού (10^{18}Wcm^{-2}), ο οποίος έφτανε στο στόχο 50ps μετά από τον προπαλμό. Η μέγιστη ενέργεια πρωτονίων μετρήθηκε για ένταση προπαλμού 10^{15}Wcm^{-2} (0.1% του κύριου παλμού). Σε αυτή την ένταση η έκταση του προπλάσματος υπολογίστηκε ότι ήταν μερικά μήκη κύματος. Εξαιτίας του προπαλμού παράγεται ένα κύμα αραιώσης που διαδίδεται μέσα στο στόχο και το οποίο καταστρέφει το νεφέλωμα των θερμών ηλεκτρονίων μειώνοντας την πυκνότητα τους, με αποτέλεσμα τη μείωση και της ενέργειας παραγόμενων πρωτονίων. Επίσης η διάδοση αυτού κύματος συνεπάγεται τη θέρμανση του στόχου και άρα τη μεταβολή της πυκνότητας και της αγωγιμότητας του.



Σχ. 22^[39]

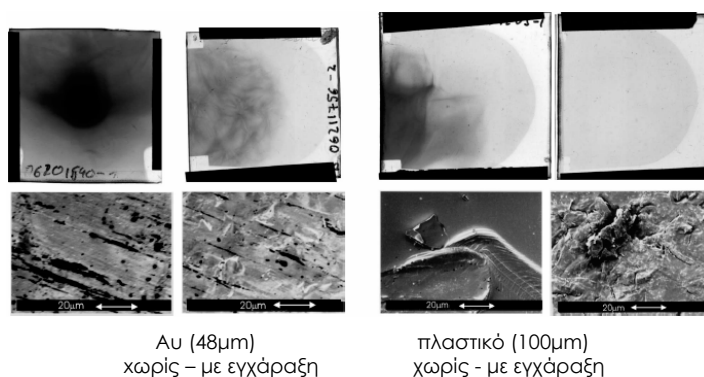
- Όπως προαναφέρθηκε η ύπαρξη ενός στρώματος υδρογονανθράκων στην επιφάνεια του στόχου, έχει σαν συνέπεια τη μείωση της ενέργειας των βαρύτερων ιόντων. Προκειμένου να επιτευχθεί η απομάκρυνση τους οι στόχοι θερμαίνονται είτε με λέιζερ, είτε ωμικά. Στόχοι Al και W, 50μm, στην πίσω επιφάνεια των οποίων είχε εναποτεθεί ένα στρώμα 1μm C και 0,3μm CaF₂, θερμάνθηκαν στους 600K και 1200K αντίστοιχα^[40,43]. Η μερική απομάκρυνση των CH αύξησε

σημαντικά την ενέργεια των ιόντων C. Για το στόχο Al-C ο αριθμός πρωτονίων ήταν της τάξης των 10^{11} με μέγιστη ενέργεια στα 25MeV, χωρίς να θερμανθεί. Μετά τη θέρμανση ο αριθμός αυτός μειώθηκε σε 10^{10} με μέγιστη ενέργεια στα 3MeV. Ο πληθυσμός των ατόμων άνθρακα αυξήθηκε κατά 2 τάξεις μεγέθους (2×10^{11}) και η ενέργεια τους αυξήθηκε 2.5 φορές (C^{4+} : $\epsilon_{\max} \sim 1 \text{ MeV/nucleon}$). Για το στόχο W-CaF₂: η θέρμανση στους 1200K είχε ως αποτέλεσμα την πλήρη απομάκρυνση των CH και η αύξηση της ενέργειας των ιόντων F ήταν σημαντική (F^{7+} : $\epsilon_{\max} \sim 100 \text{ MeV}$, $> 5 \text{ MeV/nucleon}$)



Σχ. 23^[43]

- Αύξηση του αριθμού πρωτονίων μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας πλαστικούς στόχους, εξαιτίας της μεγαλύτερης συγκέντρωσης υδρογόνου σε αυτούς. Συγκρίνοντας τη χωρική κατανομή των πρωτονίων που λήφθηκαν από στόχους Au και πλαστικούς στόχους, στη δεύτερη περίπτωση παρατηρήθηκε αύξηση του αριθμού τους, αλλά η χωρική κατανομή τους εμφανίζει σε μεγάλο βαθμό νηματοιδή δομή. Εγχαράσσοντας την πίσω επιφάνεια του Au στόχου παρατηρήθηκε επίσης νηματοιδής δομή, ενώ εγχαράσσοντας την πίσω επιφάνεια του πλαστικού στόχου δεν παρατηρήθηκαν καθόλου πρωτόνια.



Σχ. 24^[37]

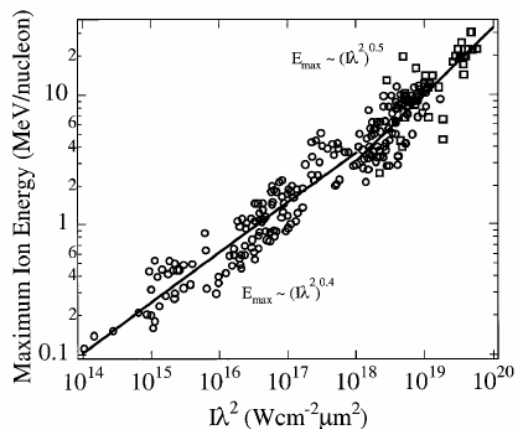
Το φαινόμενο αυτό αποδίδεται στην ανομοιογενή μεταφορά του νέφους των θερμών ηλεκτρονίων κατά τη διέλευση του από το εσωτερικό των ημιαγωγών και στην κατ' επέκταση ανομοιογενή επιτάχυνση των παραγόμενων πρωτονίων.

Επειδή σε κάποιες εφαρμογές απαιτείται μεγάλος αριθμός πρωτονίων υψηλής ενέργειας με καλή ποιότητα δέσμης, έγιναν μετρήσεις με στόχους στους οποίους είχε εναποτεθεί ένα στρώμα CH πάχους από 5nm έως 100nm. Τα αποτελέσματα έδειξαν αύξηση του αριθμού πρωτονίων ανάλογη με το πάχος του στρώματος CH. Στα 100nm παρατηρήθηκε ο σχηματισμός της νηματοειδούς δομής.

Στον πίνακα 6 καταγράφονται οι μέγιστες τιμές των ενεργειών πρωτονίων που έχουν παρατηρηθεί, εκτός από την περίπτωση των 430MeV που αντιστοιχεί σε ενέργεια 46 φορές ιονισμένου μολύβδου (Pb^{46+}), όπως επίσης και τα κυριότερα χαρακτηριστικά των λέιζερ που χρησιμοποιήθηκαν, οι στόχοι και ο αριθμός πρωτονίων που παράχθηκαν με αυτή την ενέργεια. Επίσης στο σχήμα 27 δίνεται η γραφική παράσταση της ενέργειας ανά νουκλεόνιο ως συνάρτηση του γινομένου ομοιότητας $I\lambda^2$ ^[42] και έχει χαραχτεί λαμβάνοντας υπόψη πολύ μεγάλο αριθμό πειραματικών δεδομένων.

Institution	Energy	Yield	Wcm ⁻²	Laser		Target
	(MeV)			J	ps	
U of Michigan	1	10 ⁸	3x10 ¹⁸	4	0.4	He
Rutherford	6	---	5x10 ¹⁹	50	0.9	Ne
U of Michigan	1.5	10 ¹⁰	3x10 ¹⁸	1 (2ω ₀)	0.4	Al
	10	10 ¹⁰	6x10 ¹⁸	4	0.4	CD
LOA	10		~10 ¹⁸	2		CH
Rutherford	30	10 ¹²	5x10 ¹⁹	50	1	Al
	47		10 ²⁰	50	1	Al
	430		5x10 ¹⁹	50	1	Pb
LLNL petawatt	58	10 ⁹	1x10 ²⁰	60	0.4	CH & Au
LLNL JanUsp	20	10 ¹⁰	5x10 ¹⁹	5	0.05	

Πιν. 6



Σχ. 25

Στόχος του συγκεκριμένου πειράματος που πραγματοποιήθηκε στο Εργαστήριο Εφαρμοσμένης Οπτικής (L.O.A., Γαλλία), ήταν η μελέτη της αλληλεπίδρασης λέιζερ στενών παλμών, μικρής ενέργειας (17-30mJ) και υψηλού contrast προπαλμού-παλμού, με στερεό στόχο, προκειμένου να διερευνηθεί το κατά πόσο είναι εφικτή η παραγωγή δέσμης πολλαπλά φορτισμένων ιόντων, σχετικά υψηλής ενέργειας και κατευθυντικότητας.

Για τις ανάγκες του πειράματος χρησιμοποιήθηκε ένα παλμικό σύστημα λέιζερ Ti:Sapphire με διάρκεια παλμού στα 100fs και μήκος κύματος 720nm. Η διάμετρος της δέσμης ήταν της τάξεως του 1cm και το προφίλ της γκαουσιανό. Ο στόχος στερεωνόταν σε μικρορομποτικό σύστημα, το οποίο επέτρεπε τη μετακίνηση του στις 3 διευθύνσεις, με ακρίβεια καλύτερη του ενός μικρού, καθώς και σε στρεφόμενη τράπεζα, με ακρίβεια 1/100 της μοίρας. Η χρήση του μικρορομποτικού συστήματος εξασφάλιζε τη δυνατότητα παράλληλης και εγκάρσιας μετακίνησης του στόχου, έτσι ώστε σε κάθε παλμό η δέση του λέιζερ να 'βλέπει' καθαρή επιφάνεια (επιφάνεια που δεν έχει χτυπηθεί από προηγούμενο παλμό) και να επιτυγχάνεται η εύρεση της βέλτιστης θέσης εστίασης αντίστοιχα. Η στρεφόμενη τράπεζα επέτρεπε τη μελέτη της αλληλεπίδρασης υπό διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης της δέσμης ή σε σταθερή γωνία, όπως στη μελέτη αυτή που αφορά γωνία 45°. Το σύστημα αυτό είχε τοποθετηθεί στο εσωτερικό κυλινδρικού θαλάμου, διαμέτρου 2m και



Σχ. 26

ύψους 1m, στον οποίο επικρατούσε κενό της τάξης των 10^{-5} mbar, ώστε να αποφεύγονται οι κρούσεις των παραγόμενων ιόντων και ηλεκτρονίων με τα μόρια του ατμοσφαιρικού αέρα κατά τη διάρκεια της ελεύθερης πτήσης τους από τον στόχο προς τον ανιχνευτή.

Για την εστίαση της δέσμης χρησιμοποιήθηκε ένα off-axis παραβολικό κάτοπτρο, εστιακής απόστασης 100cm. Το μέγεθος της εστιακής κηλίδας ήταν 30μm. Η ακριβής μέτρηση της διαμέτρου της δέσμης στο σημείο εστίασης έγινε με ειδικό οπτικό σύστημα που διέθετε φακό μικροσκοπίου πολύ καλής οπτικής ποιότητας και σειρά φίλτρων, τα οποία επέτρεπαν τη μέτρηση με ακρίβεια καλύτερη του ενός μικρού. Από τις παραπάνω παράμετρους η ένταση της δέσμης πάνω στον στόχο προσδιορίστηκε στα $2 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{16}$ W/cm².

Η δέση ήταν γραμμικά πολωμένη και συγκεκριμένα σε p-πόλωση, ώστε να είναι επιτευχθούν οι βέλτιστες συνθήκες απορρόφησης της από την επιφάνεια του στόχου μέσω του φαινομένου της απορρόφησης συντονισμού. Σε τέτοια γεωμετρία, τα επιταχυνόμενα ιόντα φεύγουν σχεδόν κάθετα από την επιφάνεια του στόχου και υπό γωνία μικρότερη των 6°.

Όπως προαναφέρθηκε, ο ένας από τους στόχους του συγκεκριμένου πειράματος ήταν ο προσδιορισμός του βαθμού φόρτισης, καθώς και των ενεργειών των παραγόμενων ιόντων, ο οποίος και αφορά τη συγκεκριμένη μελέτη. Στα πειράματα με παλμικά λέιζερ είναι απαραίτητο να έχουμε την πλήρη πληροφορία για τις ταχύτητες (ενέργειες) των ιόντων, για κάθε παλμό αλληλεπίδρασης με τον στόχο. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ένας φασματογράφος μάζας

Thomson-parabola (TP), ο οποίος εκμεταλλεύεται ένα ηλεκτρικό και ένα ομόρροπο μαγνητικό πεδίο, υπό την επίδραση των οποίων, ιόντα ίδιου πηλίκου μάζας προς φορτίο ακολουθούν την ίδια τροχιά μέσα στο φασματογράφο και κατανέμονται πάνω στην ίδια παραβολή σε επίπεδο πρόσπτωσης κάθετο στη διεύθυνση κίνησης τους, όπως περιγράφεται στο παράρτημα.

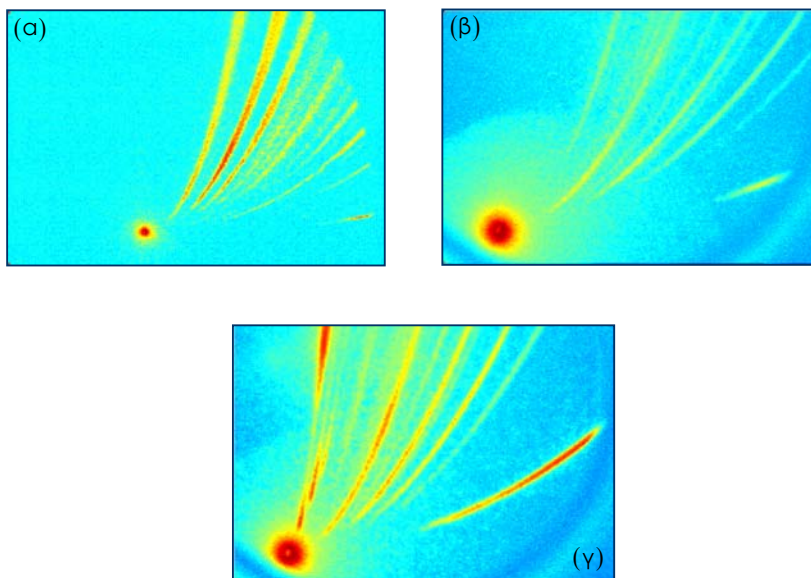
Ο TP πλεονεκτεί σε σχέση με άλλους φασματογράφους ως προς την υψηλή ικανότητα ανάλυσης των ενεργειών και των καταστάσεων φόρτισης των παραγόμενων ιόντων, όπως επίσης και στο ότι τα δεδομένα που λαμβάνονται από ένα και μόνο παλμό λέιζερ είναι επαρκή για τον προσδιορισμό των παραπάνω μεγεθών.

Ο TP που χρησιμοποιήθηκε στο συγκεκριμένο πείραμα είχε μήκος 50cm, και απόσταση πλακών, μεταξύ των οποίων εφαρμόζονταν τα πεδία, 10cm και τοποθετήθηκε ακριβώς στη διεύθυνση κίνησης των εκπεμπόμενων ιόντων και σε απόσταση 1m από τον στόχο. Το κενό στο εσωτερικό του ήταν της τάξης των 2×10^{-7} mbar, κάτι που είναι απαραίτητο για τη σωστή λειτουργία του ανιχνευτή: δύο λεπτά MCP πλακίδια, τα οποία λειτουργούσαν σε υψηλή τάση από 1000 έως 2500V ανάλογα με την ενίσχυση που χρειαζόταν. Στη βέλτιστη λειτουργία η ενίσχυση έφτανε το 10^7 . Ακριβώς πίσω από τα MCP υπήρχε οθόνη φωσφόρου και οπτικό σύστημα με κάμερα CCD. Οι διαμέτροι των MCP και της οθόνης φωσφόρου ήταν 5cm. Η CCD συνδεόταν με υπολογιστή και συγχρονιζόταν, ώστε να γίνεται λήψη εικόνας για κάθε παλμό λέιζερ, η οποία αποθηκευόταν στον υπολογιστή για περαιτέρω επεξεργασία. Επίσης στην είσοδο του φασματογράφου είχε τοποθετηθεί μεταβλητής διαμέτρου διάφραγμα από 100 έως 300μm, ώστε να περιορίζεται ο αριθμός και η γωνιακή κατανομή των ταχυτήτων των ιόντων που εισέρχονται στο φασματογράφο και να αυξάνει η διακριτική ικανότητα για ιόντα με πολύ κοντινό m/q. Η ρύθμιση του διαφράγματος γινόταν ανάλογα με την ένταση του σήματος που απαιτούνταν στον ανιχνευτή.

Ένα από τα πλεονεκτήματα της συγκεκριμένης διάταξης σε σχέση με αυτές που χρησιμοποιούν CR-39 φιλμ αντί της CCD, είναι ότι έχουμε σε πραγματικό χρόνο τα δεδομένα και ανάλογα μπορούμε να κατευθύνουμε την αλλαγή των παραμέτρων του πειράματος. Το ότι είναι μεταβλητά τα πεδία που εφαρμόζονται στο εσωτερικό αυτού του φασματογράφου, δίνει τη δυνατότητα παρατήρησης ιόντων με ενέργειες που κυμαίνονται από μερικά keV μέχρι 500keV ή και περισσότερο (της τάξης των MeV), αλλά τίθεται ένα όριο προστασίας του υψηλού κόστους ανιχνευτή MCP, που για μεγάλες ενέργειες ιόντων κινδυνεύει να καταστραφεί. Σε αυτό το σημείο πρέπει επίσης να αναφερθεί ότι, η τάση που εφαρμόζεται τόσο στα MCP, όσο και στους οπλισμούς του φασματογράφου δεν επηρεάζει τον υπολογισμό της κινητικής ενέργειας που έχουν αποκτήσει τα ιόντα κατά την εκτόνωση του πλάσματος. Χαρακτηριστικά φάσματα ιόντων που παράχθηκαν εστιάζοντας τη δέσμη του Ti:Sapphire σε στόχους χαλκού (α), αλουμινίου (β) και χρυσού (γ) και λήφθηκαν με τη συγκεκριμένη διάταξη φαίνονται στο σχήμα 27.

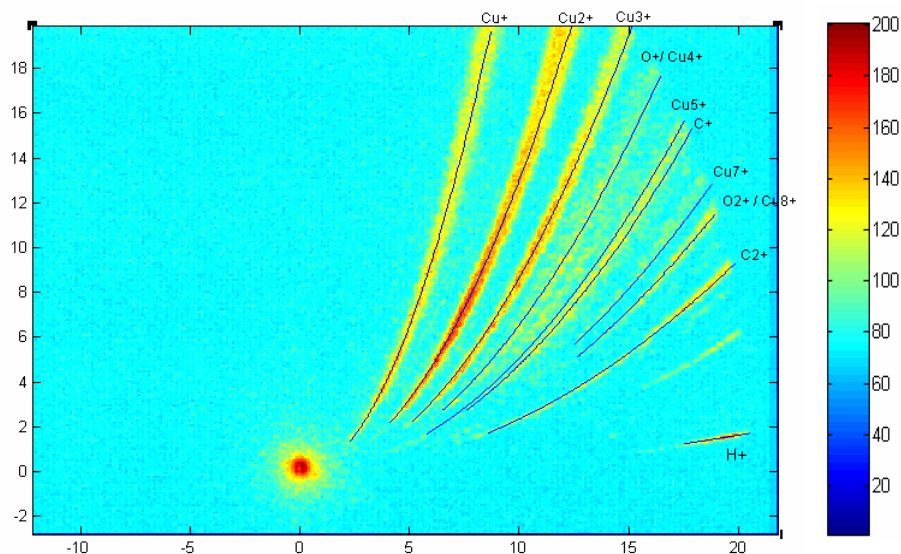
Στο στόχο χαλκού η ένταση της δέσμης ήταν στα $2 \cdot 10^{16}$ Wcm⁻², ενώ για τους στόχους χρυσού και αλουμινίου αυξήθηκε στα $5 \cdot 10^{16}$ Wcm⁻². Οι υπόλοιπες παράμετροι του λέιζερ, κατά τη λήψη των φασμάτων, κρατήθηκαν σταθερές. Η κεντρική κηλίδα που εμφανίζεται στις εικόνες του σχήματος 27 οφείλεται σε UV ακτινοβολία, ακτίνες-x και ουδέτερα σωματίδια τα οποία παράγονται κατά την αλληλεπίδραση του λέιζερ με το στόχο και δεν επηρεάζονται από τα πεδία του φασματογράφου. Οι παραβολές αποτελούν την κατανομή των ιχνών των παραγόμενων ιόντων κάτω από την επίδραση αυτών των πεδίων. Στην κάθε παραβολή κατανέμονται ιόντα που έχουν το ίδιο πηλίκο μάζας προς

φορτίο. Η θέση τους στη x-διεύθυνση καθορίζεται από το μέγεθος της ορμής, ενώ στην y-διεύθυνση από την κινητική τους ενέργεια (με αυξανόμενη κινητική ενέργεια και ορμή πλησιάζουν την κεντρική κηλίδα).



Σχ. 27

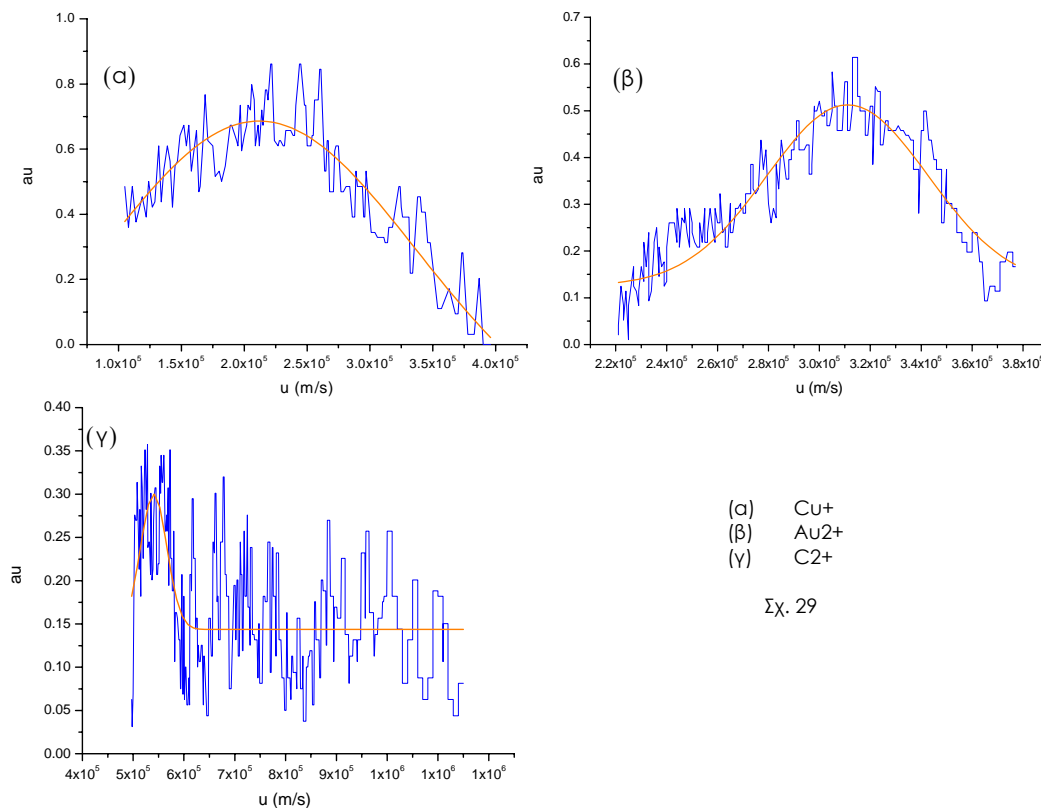
Η επεξεργασία των φασμάτων έγινε χρησιμοποιώντας τα πρόγραμμα Matlab 6.1 και ORIGIN 7.0. Αρχικά ένα πρόγραμμα στο Matlab, διαβάζει τα δεδομένα της εικόνας που λήφθηκε με τη CCD. Στο πρόγραμμα αυτό δίνονται οι πραγματικές διαστάσεις της εικόνας, τα χαρακτηριστικά του φασματογράφου Thomson (ένταση ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου και διαστάσεις) και οι εξισώσεις κίνησης των ιόντων υπό την επίδραση των πεδίων του φασματογράφου, προκειμένου το πρόγραμμα να 'σχεδιάσει' πάνω στην εικόνα τις θεωρητικές παραβολές πάνω στις οποίες κατανέμονται τα ιόντα. Με αυτόν τον τρόπο γίνεται η αναγνώριση των ιόντων που κατανέμονται στις παραβολές της εικόνας και του βαθμού φόρτισης τους (Σχ. 28).



Σχ. 28

Ένα από τα μειονεκτήματα της μεθόδου αναγνώρισης των παραγόμενων ιόντων είναι, ότι ιόντα με ίδιο ή παραπλήσιο λόγο φορτίου προς μάζα κατανέμονται στην ίδια παραβολή, οπότε σε κάποιες περιπτώσεις υπάρχει αλληλεπικάλυψη και δεν είναι δυνατή η εξαγωγή ασφαλών ποιοτικών και ποσοτικών συμπερασμάτων, παράδειγμα οι παραβολές O^{+}/Cu^{4+} , Cu^{5+}/C^{+} και O^{2+}/Cu^{8+} της εικόνας του σχήματος 28. Οι συντεταγμένες της θεωρητικής τροχιάς είναι συναρτήσεις της κινητικής ενέργειας των ιόντων, οπότε για να ληφθεί το εύρος των κινητικών ενεργειών και κατ' επέκταση των ταχυτήτων τους $u=(2K/m)^{1/2}$, όπου K : η κινητική ενέργεια - αρκεί να συμπίσει η αρχή και το τέλος της θεωρητικής παραβολής με την αρχή και το τέλος της πειραματικής. Επίσης η ένταση των $pixels$ της εικόνας εξαρτάται από τον αριθμό των ιόντων που φτάνουν στο κάθε σημείο και μας δίνει πληροφορίες για τη σωματιδιακή πυκνότητα. Ο χρωματικός πίνακας των εντάσεων φαίνεται στο σχήμα 28.

Στο πρόγραμμα δίνεται η εντολή να αποθηκευτούν σε ένα αρχείο του Matlab οι τιμές της κινητικής ενέργειας, των ταχυτήτων και οι αντίστοιχες τιμές της έντασης για τα σημεία από τα οποία περνά η θεωρητική παραβολή, οπότε με αυτό τον τρόπο παίρνουμε τη μέγιστες και ελάχιστες τιμές της κινητικής ενέργειας και της ταχύτητας των ιόντων. Προκειμένου να αντλήσουμε στοιχεία για και από την κατανομή των ταχυτήτων των ιόντων, τα δεδομένα αυτού του αρχείου μεταφέρονται σε ένα αρχείο του Origin βάση του οποίου σχεδιάζεται η γραφική παράσταση της σχετικής έντασης (I_{00I}/I_{tot} , όπου I_i : η ένταση του κάθε $pixel$ και I_{tot} : η ολική ένταση για την κάθε παραβολή) σε συνάρτηση της ταχύτητας, για την κάθε παραβολή. Αν θεωρήσουμε ότι έχει ήδη επέλθει θερμική ισορροπία στον πληθυσμό των ιόντων τη στιγμή που φτάνουν στον ανιχνευτή, η κατανομή τους περιγράφεται από τη γκαουσιανή συνάρτηση, την οποία χρησιμοποιούμε προκειμένου να εντοπίσουμε την ταχύτητα με τη μεγαλύτερη πιθανότητα και να υπολογίσουμε έπειτα την αντίστοιχη κινητική ενέργεια.



Παρατηρείται τόσο στα συγκεκριμένα φάσματα (κυρίως στο σχ. 29γ), όπως και σε αρκετά άλλα από αυτά που μελετήθηκαν, ότι οι κατανομές αυτές δεν προσεγγίζονται τόσο καλά από μία γκαουσιανή συνάρτηση. Από τα φάσματα και ιδιαίτερα αυτό του Au φαίνεται ότι μπορούν να υπάρχουν δύο διακριτές κατανομές ταχυτήτων για κάθε ιόν. Παρόμοια φάσματα έχουν παρατηρηθεί και σε άλλα πειράματα για περίπου ίδιες και μεγαλύτερες εντάσεις της δέσμης λέιζερ. Στη συγκεκριμένη περίπτωση δεν μπορούμε να αποκλείσουμε το να αποτελεί αυτή η συμπεριφορά κάτι γενικότερο, το οποίο όμως απαιτεί διερεύνηση ιδιαίτερα σε χαμηλές ενέργειες. Τα συγκεκριμένα φασμάτα λήφθηκαν προκειμένου να παρατηρηθεί κυρίως η μέγιστη δυνατή κινητική ενέργεια και να φανεί η δυνατότητα παραγωγής ιόντων μεγάλης σχετικά ενέργειας, με μέτρια ενέργεια δέσμης λέιζερ, ώστε να τεκμηριωθεί η αρχική ιδέα του πειράματος, η χρήση δηλαδή αυτής της μεθόδου ως πηγή ιόντων σε σημαντικό αριθμό εφαρμογών. Στην περίπτωση που θα χρησιμοποιηθεί για επιταχυντή, που μετά την τελική φάση επιτάχυνσης η ενέργεια των παραγόμενων ιόντων θα είναι της τάξης των εκατοντάδων MeV είναι προφανές, ότι η διασπορά που παρατηρούμε στα φάσματα είναι ελάχιστη και αυτός είναι ο βασικός λόγος που η μέθοδος αυτή έχει προταθεί ως πηγή επιταχυντικών συστημάτων.

Από την ταυτοποίηση των θεωρητικών και των πειραματικών παραβολών προκύπτει ότι ο μέγιστος βαθμός φόρτισης στους στόχους Cu και Au ήταν τουλάχιστο $3+$. Ενώ το αλουμίνιο παρατηρείται μία ή δύο φορές ιονισμένο και σε πολύ μικρές συγκεντρώσεις. Παρά το ότι οι θεωρητικές παραβολές για ακόμη μεγαλύτερο βαθμό φόρτισης στους στόχους Cu και Au, συμπίπτουν με παραβολές της εικόνας, δεν μπορούμε να εξάγουμε ασφαλή συμπεράσματα, διότι είτε αντιστοιχούν στις ίδιες περιοχές με αυτές των στοιχείων προσρόφησης (C^+ , C^{2+} , O^+ , O^{2+}) που κάνουν την εμφάνισή τους σε όλους τους στόχους, είτε η κατανομή τους είναι πολύ μικρής έκτασης και αραιή. Όσον αφορά τώρα τα στοιχεία προσρόφησης, για τους ίδιους λόγους, δεν αναφέρονται τα αποτελέσματα της επεξεργασίας του οξυγόνου για κανένα από τα φάσματα. Για τον άνθρακα που εμφανίζεται στο στόχο αλουμινίου οι παραβολές στις οποίες αντιστοιχεί είναι σαφείς και δεν υπάρχει αλληλεπικάλυψη με άλλων ιόντων, ενώ για τους στόχους χρυσού και χαλκού, κάνουμε την παραδοχή ότι, οι συγκεντρώσεις των στοιχείων τους, με βαθμό φόρτισης μεγαλύτερο από $3+$, είναι πολύ μικρές και έτσι δεν επηρεάζουν σημαντικά τα αποτελέσματα που παίρνουμε. Η παραβολή που αντιστοιχεί στο υδρογόνο ήταν παντού σαφής και συμπαγής.

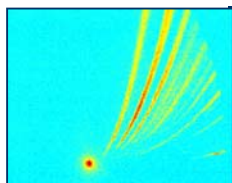
Επίσης πρέπει να αναφερθεί ότι στα φάσματα αλουμινίου και σύμφωνα με την επεξεργασία που έγινε, οι έντονες παραβολές αντιστοιχούν σε ιόντα άνθρακα και όχι αλουμινίου.

Για όλα τα ιόντα που εξετάστηκαν (C, Al, Cu, Au) και με εξαίρεση αυτό του υδρογόνου, οι ελάχιστες τιμές των κινητικών ενεργειών και των ταχυτήτων, δεν αντιστοιχούν στις πραγματικές, αλλά στις τιμές που επέβαλλαν οι παράμετροι του φασματογράφου. Όπως μπορεί κανείς να παρατηρήσει στα φάσματα, οι παραβολές κόβονται, με αποτέλεσμα να χάνεται το πραγματικό ελάχιστο. Επειδή η περιοχή των ενεργειών και των ταχυτήτων που εκτείνεται πριν από την πιο πιθανή τιμή είναι αρκετά μεγάλη, το σφάλμα αυτό δεν επηρεάζει σημαντικά στον υπολογισμό της (εξαίρεση αποτελεί η παραβολή που αντιστοιχεί στο αλουμίνιο και στα δύο φάσματα του, και για το λόγο αυτό δεν υπολογίζονται οι τιμές με τη μεγαλύτερη πιθανότητα).

Παρακάτω παραθέτονται τα αποτελέσματα της επεξεργασίας για κάθε στόχο. Ο αριθμός στα φάσματα Al400/600 και Au500/700 αναφέρεται στην τάση που εφαρμόστηκε στους οπλισμούς του

Thomson. Η αύξηση της τάσης και κατ' επέκταση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου του φασματογράφου χρησιμοποιήθηκε προκειμένου να γίνει 'εστίαση / μεγέθυνση' του φάσματος στις περιοχές των υψηλών ενεργειών (αυτό γίνεται εύκολα αντιληπτό συγκρίνοντας τα δύο φάσματα του Au). Στους πίνακες που ακολουθούν, με E_p και u_p συμβολίζονται αντίστοιχα η τιμή της κινητικής ενέργειας και της ταχύτητας των ιόντων με τη μεγαλύτερη πιθανότητα, ενώ οι αστερίσκοι στα ιόντα C^+ και Au^+ , αναφέρονται στο ότι οι συγκεκριμένες κατανομές προσεγγίστηκαν με δύο γκαουσιανές.

Στόχος: Cu



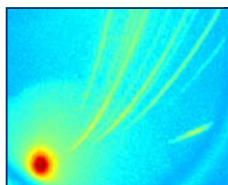
Στοιχείο	H	C ⁺	C ²⁺	Cu ⁺	Cu ²⁺	Cu ³⁺
$E_{min} - E_{max}$ (keV)	40-70	4.3-78	14.9-80	3.5-67	7-94	10-106
E_p (keV)	48.0	10.0	18.2	14.6	26.0	36.0
$U_{min}-U_{max}$ ($\times 10^5 ms^{-1}$)	27.7-36.6	2.7-11.4	5.0-11.5	1.0-4.0	1.5-4.9	1.7-5.0
u_p ($\times 10^5 ms^{-1}$)	30.3	4.0	5.4	2.1	2.8	3.3

Παρατηρούμε ότι:

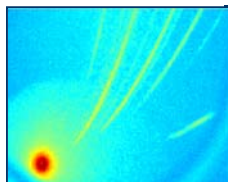
- Το H αποκτά τη μεγαλύτερη ταχύτητα και κινητική ενέργεια σε σχέση με τα υπόλοιπα ιόντα, με αποτέλεσμα να προηγείται των άλλων, προκαλώντας τη μερική θωράκιση τους.
- Για αυξανόμενο βαθμό φόρτισης, οι ενέργειες των παραγόμενων ιόντων αυξάνονται επίσης. Εάν τα ιόντα αυτά είχαν σχηματιστεί στην ίδια περιοχή και είχαν άρα επιταχυνθεί υπό την επίδραση του ίδιου δυναμικού, σύμφωνα με τη σχέση $K=zeV$, όπου K: η κινητική ενέργεια, z: η πολλαπλότητα φόρτισης τους και V: το δυναμικό επιτάχυνσης, θα έπρεπε:
 - α. για ίδιο βαθμό φόρτισης τα ιόντα να έχουν και ίδιες κινητικές ενέργειες, κάτι που αποκλείει το H, να έχει επιταχυνθεί από τον ίδιο μηχανισμό σε σχέση με τα υπόλοιπα ιόντα. Επίσης οι σχέσεις των κινητικών ενεργειών C^+ , Cu^+ και C^{2+} , Cu^{2+} οδηγούν στο συμπέρασμα ότι, ούτε αυτά τα ιόντα έχουν επιταχυνθεί υπό την επίδραση ενός, ίδιου μηχανισμού.
 - β. για διπλάσιο ή τριπλάσιο βαθμό φόρτισης, οι κινητικές ενέργειες τους να είναι σχεδόν διπλάσιες ή τριπλάσιες, κάτι που δεν παρατηρείται. Το ότι τα ταχύτερα ιόντα (αυτά που έχουν μεγαλύτερο βαθμό φόρτισης) προκαλούν τη θωράκιση των άλλων δεν μπορεί να ερμηνεύσει τα συγκεκριμένα αποτελέσματα, διότι εάν συνέβαινε αυτό οι τιμές των ενεργειών των 'βραδύτερων' ιόντων θα έπρεπε να εμφανίζονται μειωμένες σε σχέση με αυτές που βρίσκουμε. Η 'αυξημένη' τιμή των ενεργειών των βραδύτερων ιόντων δείχνει ότι, ένα μέρος του πληθυσμού τους προέρχεται από επανασυνδέσεις ιόντων με μεγαλύτερο βαθμό φόρτισης.

Από την παραπάνω ανάλυση φαίνεται ότι η ερμηνεία των παρατηρούμενων φασμάτων απαιτεί τον συνδυασμό του αντίστοιχου μηχανισμού επιτάχυνσης, με την διαδικασία επανασυνδέσης των ιόντων με αποτέλεσμα να έχουμε για όλα τα ιόντα, την εμφάνιση ενεργειών της ίδιας τάξης ανεξάρτητα του βαθμού ιονισμού.

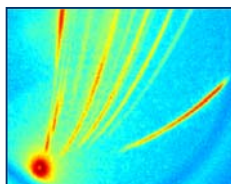
Στόχος: Al400

	Στοιχείο	H	C+	C2+	C3+	Al+
	$E_{min} - E_{max}$ (keV)	52-100	14-168	17-200	41.9-200	14-40
	E_p (keV)	68.7	82.8	97.8	88.7	--
	$U_{min}-U_{max}$ ($\times 10^5 ms^{-1}$)	31.6-43.8	4.9-16.7	6.8-18.3	8.4	4,8-8,1
	U_p ($\times 10^5 ms^{-1}$)	36.3	11.5	12.5	11.9	--

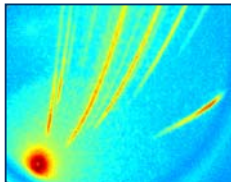
Στόχος: Al600

	Στοιχείο	H	C+	C2+	C3+	Al+
	$E_{min} - E_{max}$ (keV)	65-120	21.7-167	17-210	41.9-170	21-40
	E_p (keV)	84.3	90.2	97.8	82.8	--
	$U_{min}-U_{max}$ ($\times 10^5 ms^{-1}$)	35.3-48.0	5.9-16.7	8.4-18.7	10.2-16.8	3.9-5.4
	U_p ($\times 10^5 ms^{-1}$)	40.2	12.0	12.5	11.5	--

Στόχος: Au500

	Στοιχείο	H	*C+	C2+	*Au+	Au2+	Au3+
	$E_{min} - E_{max}$ (keV)	33-156	17.6-280	34.6-290	17-185	52-195	80-170
	E_p (keV)	60.7	25, 78.2	115.8	17, 67.3	92.5	105.2
	$U_{min}-U_{max}$ ($\times 10^5 ms^{-1}$)	25.1-54.7	5.41-21.6	7.6-22.0	1.3-4.24	2.3-4.4	2.8-4.0
	U_p ($\times 10^5 ms^{-1}$)	34.1	6.4, 11.4	13.6	1.3, 2.6	3.0	3.2

Στόχος: Au700

	Στοιχείο	H	C+	C2+	Au+	Au2+	Au3+
	$E_{min} - E_{max}$ (keV)	56-145	24-204	47.9-205	24-150	48-140	80-140
	E_p (keV)	60.3	78.6	110.8	78	98.8	105.2
	$U_{min}-U_{max}$ ($\times 10^5 ms^{-1}$)	32.8-52.7	6.32-18.4	9.0-18.5	1.5- 3.24	2.2-3.7	2.8-3.7
	U_p ($\times 10^5 ms^{-1}$)	34.0	11.2	13.3	2.7	3.1	3.2

Τόσο στα φάσματα Al όσο και στα φάσματα Au, παρατηρούμε αυξημένες τιμές στην ενέργεια των παραγόμενων ιόντων, σε σχέση με αυτές που λήφθηκαν για το στόχο Cu, κάτι που οφείλεται στη μεγαλύτερη ένταση της δέσμης ($5 \cdot 10^{16} Wcm^{-2} Wcm^{-2}$). Τα αποτελέσματα παρουσιάζουν επαναληψιμότητα και οι διαφορές που εμφανίζονται οφείλονται στις διαφορές που υπάρχουν πάντα από παλμό σε παλμό. Στο στόχο Au παρατηρείται καθαρά η εμφάνιση ιόντων δύο διαφορετικών θερμοκρασιών (οι δύο λοβοί που αντιστοιχούν σε χρυσό μία φορά ιονισμένο, στο φάσμα Au500) και γι αυτό το λόγο στην επεξεργασία του φάσματος Au500 οι κατανομές των ιόντων C+ και Au+, έχουν προσεγγιστεί με δύο γκαουσιανές κατανομές.

Στον πίνακα 7 δίδονται οι τιμές ενέργειας ιονισμού για τα διαφορετικά στοιχεία που έχουν εμφανιστεί στα φάσματα. Γίνεται αντιληπτό ότι οι ενέργειες είναι πολύ μεγάλες σε σχέση με την ενέργεια του φωτονίου της δέσμης του λέιζερ (1.75eV), και ιδιαίτερα για τα πολλαπλά φορτισμένα ιόντα ο ιονισμός τους έχει πάρα πολύ μικρή πιθανότητα να έγινε μόνο με πολυφωτονικές διαδικασίες, για την αντίστοιχη ένταση της δέσμης του λέιζερ (όπως είναι η περίπτωση για τα ιόντα μια φορά ιονισμένα). Αντίθετα ο μηχανισμός ιονισμού με κρούσεις από ενεργητικά ηλεκτρόνια μπορεί να δώσει υψηλού βαθμού φόρτισης ιόντα και είναι ιδιαίτερα αποτελεσματικός για μεγάλη σχετικά

πυκνότητα πλάσματος όπως σε αυτή την περίπτωση. Από αυτό μπορούμε να υπολογίσουμε μια θερμοκρασία πλάσματος που είναι υπεύθυνη για να έχουμε αυτό τον βαθμό ιονισμού (3 ή 4).

z	C (eV)	Cu (eV)	Al (eV)	Au (eV)
1	11.3	7.7	6.05	12.1
2	24.4	20.3	20.3	27.0
3	47.9	36.8	36.8	-
4	64.5	57.4	57.4	-

Πίν. 7

Όπως έχει ήδη αναφερθεί κατά την αλληλεπίδραση της δέσμης με το πλάσμα, ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων που βρίσκεται στην περιοχή της κρίσιμης επιφάνειας απορροφά ένα πολύ μεγάλο μέρος της ενέργειας της δέσμης, και διαφεύγει από το υπόλοιπο πλάσμα συμπαρασύροντας μαζί του ιόντα, που έχουν σχηματιστεί στην ίδια περιοχή, μέσω του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργείται εξαιτίας του διαχωρισμού φορτίων. Έχει υπολογιστεί από πειραματικά στοιχεία, ότι η θερμοκρασία του πληθυσμού των θερμών ηλεκτρονίων, δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση^[3]:

$$k_B T_h [\text{keV}] = 10 \left(\frac{I_L \lambda^2 [\text{Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2]}{10^{15}} \right)^{2/3}, \text{ για } I_L \lambda^2 \geq 10^{15} \text{Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$$

οπότε για ένταση δέσμης στα $2 \cdot 10^{16} \text{Wcm}^{-2}$, $k_B T_h \sim 47.5 \text{keV}$, και για ένταση $5 \cdot 10^{16} \text{Wcm}^{-2}$, $k_B T_h \sim 87.5 \text{keV}$. Η ενέργεια που αποκτούν τα ιόντα που επιταχύνονται από τον πληθυσμό των θερμών ηλεκτρονίων είναι: $W = z k_B T_h$, όπου z, ο βαθμός ιονισμού τους. Στο φάσμα του χαλκού τα στοιχεία, H^+ , C^+ , Cu^+ εμφανίζουν τοπικό μέγιστο σε αυτή την ενέργεια (για το H αντιστοιχεί στο ολικό μέγιστο). Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται για τα στοιχεία H^+ , C^+ στα φάσματα Al και για τα στοιχεία H^+ , C^+ , Au^+ στα φάσματα του Au. Για να υπολογιστεί η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργείται από τον διαχωρισμό φορτίων, πρέπει να γνωρίζουμε το μήκος Debye του πληθυσμού των θερμών ηλεκτρονίων και τη σωματιδιακή πυκνότητα τους. Η τυπική τιμή της πυκνότητας των θερμών ηλεκτρονίων για αυτές τις εντάσεις και femto- διάρκεια παλμού, είναι: $n_{eh} \sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$, και το μήκος Debye για $k_B T_h \sim 47.5 \text{keV}$ προκύπτει $0.5 \mu\text{m}$, ενώ $k_B T_h \sim 87.5 \text{keV}$ είναι περίπου $0.7 \mu\text{m}$:

$$\lambda_D [\text{cm}] = 740 \left(T_h [\text{eV}] / n [\text{cm}^{-3}] \right)^{1/2} \Rightarrow \lambda_D \sim 0.5 \mu\text{m} \text{ και } 0.7 \mu\text{m}$$

Οπότε το ηλεκτρικό πεδίο ($E = k_B T_h / e \lambda_D$) υπολογίζεται στα $8 \cdot 10^{10} \text{V/m}$, τιμή περίπου κατά μία τάξη μεγέθους μικρότερη από την ένταση πεδίου ιονισμού του ατόμου του H ($5 \cdot 10^{11} \text{V/m}$). Οι μετρούμενες ενέργειες ιόντων παράχθηκαν με σχετικά μικρού μεγέθους και ενέργειας (μόλις 30mJ) σύστημα λέιζερ και είναι συγκρίσιμες με ενέργειες ιόντων που παράγονται με άλλα συστήματα λέιζερ πολύ μεγαλύτερης ενέργειας^[63]. Το εύρος ενεργειών τους είναι στην περιοχή των ενεργειών που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές όπως η εμφύτευση (μερικά - 800keV) και η παραγωγή δεσμών ιόντων που πρόκειται να διοχετευθούν σε ECR (της τάξης των keV). Προκειμένου να εξασφαλιστεί η καταλληλότητα χρησιμοποίησης τους σε αυτές τις εφαρμογές πρέπει ακόμη να μετρηθούν οι πυκνότητες ρεύματος και ο αριθμός των παραγόμενων ιόντων ανά παλμό.

ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

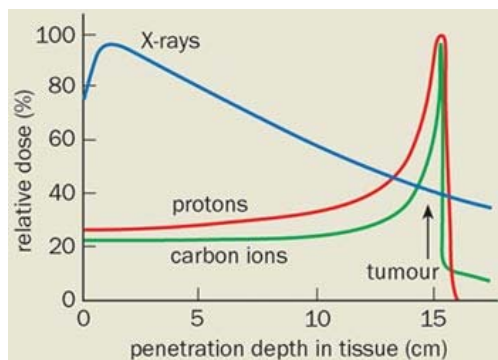
Όπως προαναφέρθηκε, οι εφαρμογές στις οποίες χρησιμοποιούνται υψηλών ενεργειών ιόντα έχουν ευρύτατο φάσμα. Παρακάτω αναφέρονται κάποιες από αυτές τις εφαρμογές στις οποίες ήδη χρησιμοποιούνται υψηλών ενεργειών ιόντα, που παράγονται με λέιζερ, ή που βρίσκεται ακόμη σε ερευνητικό επίπεδο η μέθοδος βελτιστοποίησης απόδοσης της συγκεκριμένης διαδικασίας παραγωγής τους.

Α. ΙΑΤΡΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ [53-55]

Τα αποτελέσματα πολλών ερευνών έδειξαν ότι οι δέσμες ιόντων είναι μία ιδιαίτερα αποτελεσματική μέθοδος για τη θεραπεία καρκίνου, όπως και άλλων όγκων του σώματος. Η μέθοδος αυτή ξεκίνησε να εφαρμόζεται το 1954 και μέχρι σήμερα έχει χρησιμοποιηθεί από περισσότερους από 35000 ασθενείς.

Καθώς τα ιόντα εισέρχονται σε κάποιο υλικό, αρχίζουν να επιβραδύνονται εξαιτίας ηλεκτροστατικών αλληλεπιδράσεων. Όσο μικρότερη είναι η ταχύτητα με την οποία κινούνται, τόσο αυξάνεται η πιθανότητα ιονισμού των ατόμων που συναντούν στην τροχιά τους. Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους απελευθερώνεται σχεδόν μόλις πριν σταματήσουν (Bragg peak). Η μεγάλη εναπόθεση ενέργειας σε καρκινοποιημένα κύτταρα, έχει σαν συνέπεια την καταστροφή του DNA τους εμποδίζοντας έτσι την αύξηση και τον πολλαπλασιασμό τους.

Τα ιόντα, που κυρίως χρησιμοποιούνται, είναι πρωτόνια και από το 1997 άρχισαν να χρησιμοποιούνται και βαρύτερα στοιχεία καθώς αποδείχθηκε ότι πλεονεκτούν κλινικά: ο ρυθμός με



Σχ. 30

τον οποίο ένα φορτισμένο σωματίδιο εναποθέτει την ενέργεια του κατά την κίνηση του μέσα σε κάποιο υλικό, μειώνεται καθώς αυξάνεται η μάζα του σωματιδίου, με αποτέλεσμα τα βαρύτερα στοιχεία να έχουν μεγαλύτερη σχετική βιολογική αποτελεσματικότητα δίνοντας έτσι τη δυνατότητα θεραπείας όγκων που βρίσκονται σε μεγάλο βάθος και οι οποίοι παρουσιάζουν ανθεκτικότητα στην ακτινοβολία ελαφρότερων ιόντων

(relative biological effectiveness -RBE-: ο λόγος της ενέργειας του ιόντος που εναποτίθεται στον όγκο προς την ενέργεια που χάνεται κατά μήκος της τροχιάς του). Από τα ιόντα που έχουν χρησιμοποιηθεί μέχρι σήμερα, τη μεγαλύτερη RBE παρουσιάζουν τα ιόντα μεταξύ λιθίου και άνθρακα.

Εξαιτίας των ότι:

- οι δέσμες ιόντων μπορούν να κατευθυνθούν με ακρίβεια μέσα στον όγκο και
- η ενέργεια τους μπορεί να ρυθμιστεί επίσης με μεγάλη ακρίβεια, ώστε να εναποτεθεί μέσα σε αυτή την περιοχή, αποδίδοντας το μεγαλύτερο μέρος της σχεδόν μόλις πριν σταματήσουν,

καθίσταται δυνατή η μεταφορά μεγάλης δόσης στον όγκο με σχετικά μικρή καταστροφή των υγιών ιστών γύρω από αυτόν.

Παρά την αποτελεσματικότητα της μεθόδου, το υψηλό κόστος λειτουργίας, συντήρησης και τεχνικής υποστήριξης των επιταχυντών ιόντων, όπως επίσης η μεγάλη έκταση των εγκαταστάσεων, καθώς και η ραδιοπροστασία σε όλα τα στάδια επιτάχυνσης των ιόντων, αποτελούν περιοριστικούς όρους του αριθμού των ασθενών που μπορούν να χρησιμοποιήσουν αυτή τη μέθοδο.

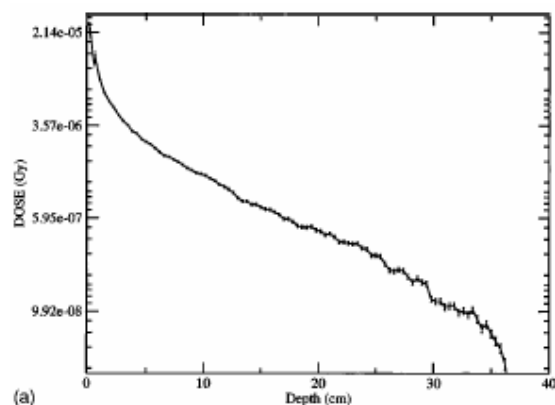
Η παραγωγή πρωτονίων και πολλαπλά φορτισμένων ιόντων με λέιζερ είναι μία μέθοδος αφενός οικονομικότερη και αφετέρου δίνει τη δυνατότητα κατασκευής μικρότερης έκτασης εγκαταστάσεις. Όμως το μεγάλο εύρος ενεργειών και γωνιακής κατανομής, καθώς και η μικρότερη από την απαιτούμενη ανά νουκλεόνιο ενέργεια των παραγόμενων ιόντων, αποτελούν μειονεκτήματα τα οποία πρέπει να αντιμετωπιστούν προκειμένου να μπορέσουν να χρησιμοποιηθούν τα λέιζερ ως πηγή υψηλών ενεργειών ιόντων για τη θεραπεία καρκίνου. Για τους λόγους αυτούς γίνονται έρευνες για το πως η LIS θα χρησιμοποιηθεί, είτε ως πηγή πολλαπλά φορτισμένων ιόντων ή πρωτονίων που θα διοχετευθούν σε κάποιο επιταχυντή που θα δώσει στη δέσμη τα τελικά χαρακτηριστικά της, είτε ως πηγή καλής ποιότητας δεσμών σε σύζευξη με μία τύπου φασματογράφου διάταξη.

Στην πρώτη περίπτωση οι προϋποθέσεις που πρέπει να πληρούνται από τις δέσμες των παραγόμενων ιόντων ποικίλουν ανάλογα με τον τύπο του επιταχυντή στον οποίο θα διοχετευθούν. Για παράδειγμα για τη σύζευξη της LIS, με το TWAC σύγχροτρο στο CERN απαιτούνται, ρυθμός επανάληψης παλμού λέιζερ: 1Hz, διάρκεια παλμού ιόντων: 10-15μsec, αριθμός ιόντων: 5×10^{10} /παλμό, αριθμός παλμών λέιζερ χωρίς διακοπή: 10^6 . Ενώ για τη σύζευξη της με μικρών διαστάσεων σύγχροτρο, στο Κιότο της Ιαπωνίας για την παραγωγή και επιτάχυνση ιόντων C^{6+} απαιτούνται, ρυθμός επανάληψης παλμού λέιζερ: >1Hz, αριθμός ιόντων: 10^9 /παλμό, εκπομπή ιόντων: 0.06πmkmrad, ενέργεια ιόντων: 2MeV/u με διακύμανση: $\pm 0.1\%$. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιούνται διαφορετικοί τύποι λέιζερ (Nd: YAG, Ti: sapphire, CO₂...) και αναπτύσσονται διατάξεις, μέσω των οποίων θα επιτευχθεί η σύζευξη της LIS με τον αντίστοιχο επιταχυντή.

Στην δεύτερη περίπτωση η έρευνα έγινε για πρωτόνια και περιλαμβάνει τρεις τομείς:

α. Παραγωγή και επιτάχυνση υψηλής ενέργειας πρωτονίων με λέιζερ:

Για την περιγραφή της αλληλεπίδρασης λέιζερ με στερεό στόχο χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας προσομοίωσης PIC (particle in cell), για ένταση δέσμης περίπου στα 10^{21}Wcm^{-2} . Η ενέργεια πρωτονίων που απαιτείται ώστε να μπορεί η δέσμη να φτάσει σε οποιοδήποτε σημείο του ανθρώπινου σώματος είναι περίπου 200MeV. Η μέγιστη ενέργεια που υπολογίστηκε ότι μπορούν να φτάσουν τα πρωτόνια είναι έως και 310MeV, ενώ η ενέργεια του σημαντικού μέρους του πληθυσμού



Σχ. 31 [54]

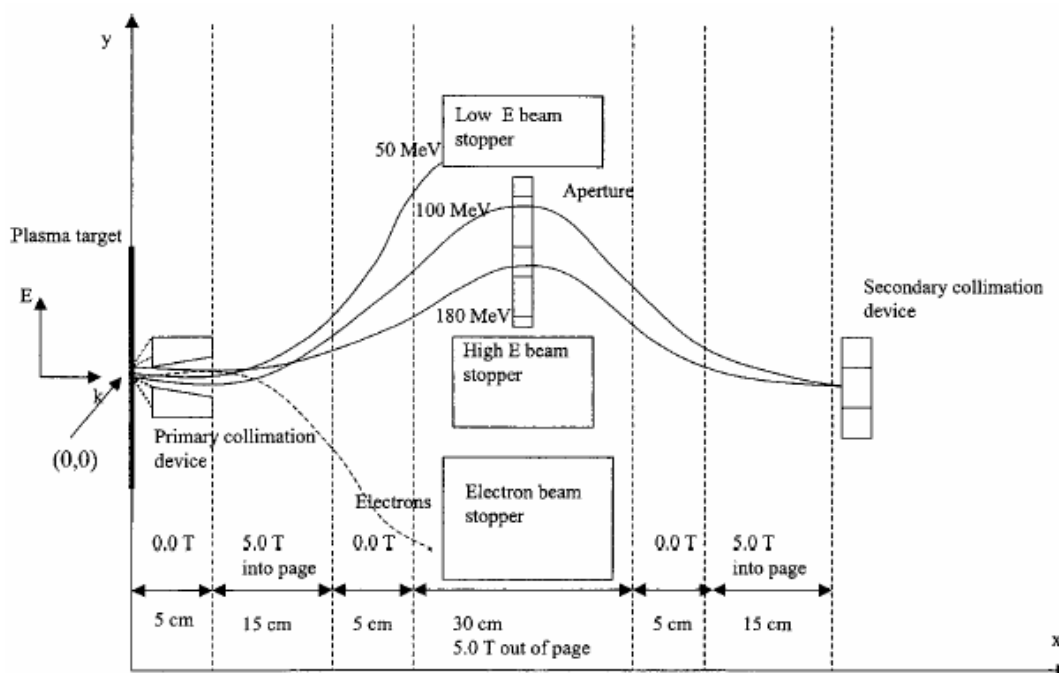
τους κυμαίνεται από 50 έως 250MeV, για κάθετη πρόσπτωση της δέσμης στην επιφάνεια του στόχου, πάχους 0.5μm, διάρκεια παλμού 49fs και έκταση προπλάσματος $7\lambda < L < 10\lambda$ ($\lambda \sim 1\mu\text{m}$).

Επίσης όσον αφορά τη γωνιακή κατανομή των παραγόμενων πρωτονίων παρατηρήθηκε η εξάρτηση της από την ενέργεια τους: αύξηση της ενέργειας είχε ως συνέπεια την ισχυρότερη επικέντρωση της δέσμης σε διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια του στόχου.

Ο ρυθμός εναπόθεσης της δόσης, εξαρτάται από το βάθος εναπόθεσης της και υπολογίστηκε στα 4 έως 200Gy ($Gy=J/kg$) ανά λεπτό σε επιφάνεια μικρότερη από 20x20cm, με ρυθμό επανάληψης του λέιζερ στα 10Hz. Για πρωτόνια με ενέργειες από 9 από 250MeV, η κατανομή του βάθους εναπόθεσης της ενέργειας τους φαίνεται στο διάγραμμα του σχήματος 31. Από αυτό προκύπτει ότι δεν είναι δυνατή η απευθείας χρήση των πρωτονίων που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση λέιζερ στερεού για ραδιοθεραπεία, αφού αυτή η μέθοδος απαιτεί την ομοιογένεια της δόσης και την ελαχιστοποίηση απόδοσης της στους υγείς ιστούς.

β. Σχεδίαση συστήματος επιλογής σωματιδίων και εστίαση δέσμης:

Όπως προαναφέρθηκε, το μεγάλο εύρος του ενεργειακού φάσματος των παραγόμενων με λέιζερ πρωτονίων εμποδίζει την απευθείας χρήση της LIS για θεραπευτικούς σκοπούς, εάν δεν έχει προηγηθεί η επιλογή πρωτονίων κατάλληλης και συγκεκριμένης κατανομής ενέργειας. Η διάταξη που προτάθηκε από τους E. Fourkal et al. για την επιλογή πρωτονίων φαίνεται στο σχήμα 32: τα πρωτόνια εισέρχονται σε μαγνητικό πεδίο έντασης $\vec{B}=B(z)\vec{e}_z$, όπου z: η κάθετη διεύθυνση στη διεύθυνση διάδοσης της δέσμης του λέιζερ, αφού πρώτα περάσουν από μία σχισμή ευθυγράμμισης ώστε να περιοριστεί σε κάποιο βαθμό η μεγάλη γωνιακή απόκλιση της δέσμης.



Σχ. 32^[55]

Η δύναμη Lorentz αναγκάζει τα πρωτόνια να εκτελέσουν τμήμα κυκλικής τροχιάς με ακτίνα ανάλογη της ταχύτητας τους. Τα χαμηλότερης ενέργειας πρωτόνια έχουν τη μεγαλύτερη γωνιακή απόκλιση από την κάθετη στο στόχο διεύθυνση με αποτέλεσμα το χωρικό διαχωρισμό. Τα ηλεκτρόνια εκτρέπονται σε αντίθετη κατεύθυνση, όπου και παγιδεύονται. Ένα δεύτερο μαγνητικό πεδίο κατάλληλης έντασης εφαρμόζεται ώστε να επανεστιάσει τα πρωτόνια με την επιλεγμένη ενέργεια,

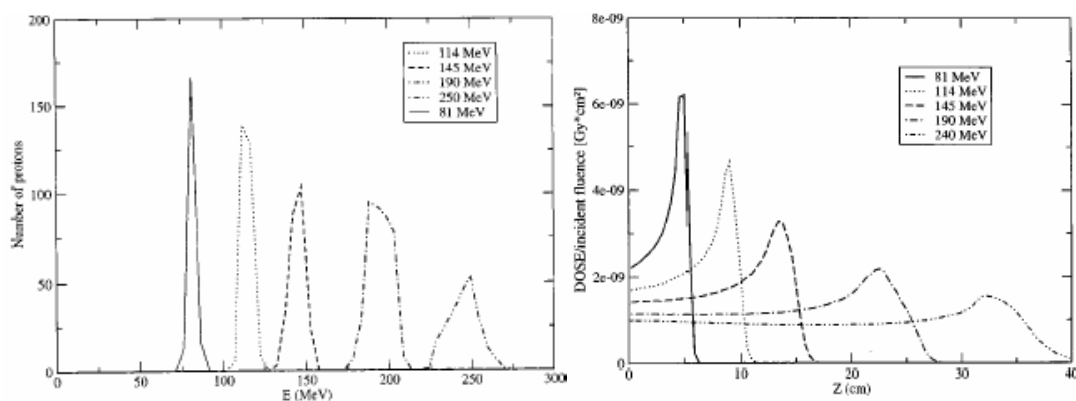
ενώ τα υπόλοιπα παγιδεύονται από κατάλληλες διατάξεις.

Στα διαγράμματα του σχήματος 33 φαίνεται η κατανομή ενέργειας ανά παλμό λέιζερ, για συγκεκριμένο ολικό αριθμό πρωτονίων και η κατανομή της εναποτιθέμενης ενέργειας ως συνάρτηση του βάθους εναπόθεσης. Η μη μονοχρωματικότητα της δέσμης των πρωτονίων έχει ως συνέπεια την λιγότερο απότομη εναπόθεση ενέργειας.

γ. ανάπτυξη λογισμικού βέλτιστου χειρισμού της δέσμης

Χρησιμοποιώντας πολλαπλές δεσμίδες πρωτονίων γίνεται δυνατή η διαμόρφωση της κατανομής της εναποτιθέμενης ενέργειας πλευρικά στο στόχο (intensity modulation), ώστε να είναι δυνατή η σάρωση ακανόνιστου σχήματος όγκων. Για τη τρισδιάστατη απεικόνιση της εναποτιθέμενης ενέργειας των δεσμίδων μέσα στον όγκο της περιοχής στόχευσης, χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας προσομοίωσης Monte Carlo.

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης έδειξαν ότι οι παραγόμενες με λέιζερ δέσμες πρωτονίων δίνουν τη δυνατότητα βελτίωσης της ομοιογένειας της εναποτιθέμενης ενέργειας στο στόχο και τη μείωση της δόσης στους περιβάλλοντες ιστούς, έδειξαν δηλαδή την καταλληλότητα της μεθόδου για θεραπευτικούς σκοπούς.



Σχ. 33^[55]

B. ΕΜΦΥΤΕΥΣΗ ΙΟΝΤΩΝ^[56,57]

Η τροποποίηση των επιφανειακών στρωμάτων των στερεών, δίνει τη δυνατότητα σημαντικής μεταβολής των ιδιοτήτων του υλικού τους, όπως σκληρότητα, wear-corrosion αντίσταση... . Η εμφύτευση ιόντων με λέιζερ είναι μία από τις πολλές τεχνικές που χρησιμοποιούνται για αυτό το σκοπό, παράγοντας επιφανειακά στρώματα τα οποία έχουν καλύτερη συναρμογή στο υπόστρωμα τους, σε σχέση με τις αμιγείς επιστρώσεις που παράγονται από άλλες τεχνικές. Εν γένει για την εμφύτευση ιόντων απαιτούνται μεγάλα ρεύματα. Η παραγωγή τέτοιων ρευμάτων ιόντων με λέιζερ εκμεταλλεύεται τον υψηλό βαθμό ιονισμού των παραγόμενων ιόντων που επιτυγχάνεται, όπως επίσης και τη μεγάλη κινητική ενέργεια τους, η οποία δίνει τη δυνατότητα εμφύτευσης τους χωρίς τα ιόντα να χρειάζεται να επιταχυνθούν επιπλέον μέσω κάποιου ηλεκτροστατικού πεδίου.

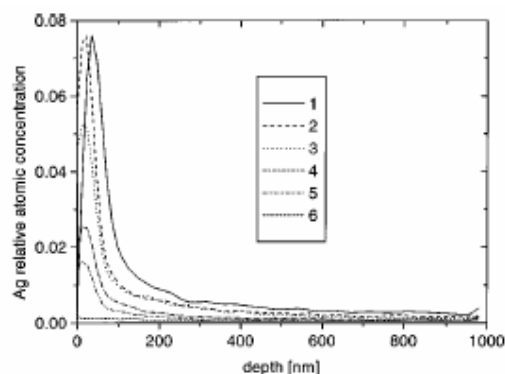
Πειράματα εμφύτευσης ιόντων Ag, Au, Pb, Sn και Ta σε δείγματα από Al, Si και πλαστικό

πραγματοποιήθηκαν με τα PALS και PERUN λέιζερ ιωδίου (ΙΙ: της τάξης των 10^{15}Wcm^{-2}). Τα δείγματα συνήθως τοποθετούνταν σε απόσταση 10cm από το στόχο στον οποίο εστιαζόταν η δέσμη του λέιζερ. Η πυκνότητα ρεύματος των παραγόμενων ιόντων σε αυτή την απόσταση ήταν περίπου 10Acm^{-2} . Η πυκνότητα των εμφυτευμένων ιόντων έφτανε στα 10^{15}cm^{-2} , με 10 έως 30 παλμούς λέιζερ και οι ενέργειες τους, ανάλογα με την ένταση και το μήκος κύματος της δέσμης του λέιζερ, κυμαίνονταν από κάποιες δεκάδες eV έως και 800keV. Για τον προσδιορισμό του βάθους εμφύτευσης, χρησιμοποιήθηκε φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford με σωμάτια α ή πρωτόνια ενέργειας 2MeV.

Αναφέρεται ενδεικτικά για την εμφύτευση ιόντων Ag σε δείγμα Al και για κάθετη πρόσπτωση στην επιφάνεια του δείγματος: η σχετική συγκέντρωση των εμφυτευμένων ιόντων σε βάθος 40nm από την επιφάνεια του δείγματος ήταν 7.6%, στα 500nm μειώθηκε στο 0.5% και μικρές ποσότητες ιόντων Ag ήταν ανιχνεύσιμες στο βάθος των 1000nm. Η αντίστοιχη επιφανειακή πυκνότητα ιόντων Ag ήταν $3.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$.

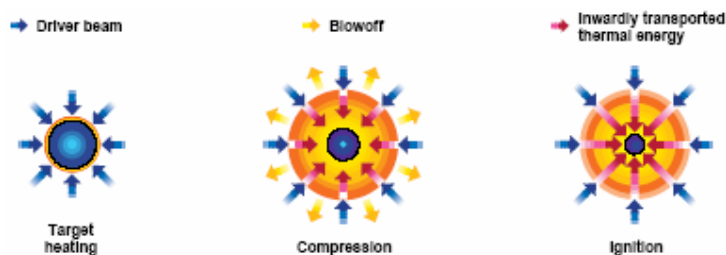
Στο διάγραμμα του σχήματος 34 φαίνεται η σχετική συγκέντρωση των εμφυτευμένων ιόντων ως συνάρτηση του βάθους εμφύτευσης, για διαφορετικές γωνιακές θέσεις της δέσμης ιόντων ως προς την κάθετη στην επιφάνεια του δείγματος. Η καμπύλη 1 αντιστοιχεί στην πλησιέστερη στην κάθετη γωνία πρόσπτωσης. Συγκρίνοντας τα στοιχεία των πειραματικών ερευνών που έγιναν προκύπτει ότι, σε μεταλλικά δείγματα η εμφύτευση ιόντων χωρίς επιπλέον μηχανισμό επιτάχυνσης τους, είναι δυνατή σε βάθη κάποιων εκατοντάδων νανόμετρων, ενώ σε πλαστικούς στόχους το βάθος αυτό ανέρχεται έως και κάποια μικρόμετρα. Επίσης από τα ίδια πειραματικά δεδομένα προκύπτει ότι το βάθος εμφύτευσης εξαρτάται εκτός από την ενέργεια των εμφυτευόμενων ιόντων και από τον ατομικό αριθμό τους (Z): αύξηση του Z έχει ως συνέπεια τη μείωση του βάθους εμφύτευσης.

Η εμφύτευση ιόντων με λέιζερ πλεονεκτεί σε σχέση με το συμβατικό τρόπο εμφύτευσης μονοενεργητικών ιόντων με επιταχυντές, στο ότι μεγάλος αριθμός ιόντων εμφυτεύεται σε διαφορετικά βάθη, χωρίς να απαιτείται ρύθμιση της ενέργειας και σε πολύ μικρό χρόνο.



Σχ. 34

Για την παραγωγή ενέργειας με τη μέθοδο της αδρανειακής σύντηξης υψηλής ενέργειας ακτινοβολία (ηλεκτρομαγνητική ή ιόντων) προκαλεί την εκρηκτική αποδόμηση των επιφανειακών στρωμάτων ενός στόχου από καύσιμο υδρογόνου (δευτέριο-τρίτιο), πολύ μικρών διαστάσεων (~2mm), και τη συμπίεση του καυσίμου. Όταν η πυκνότητα του πυρήνα του καυσίμου φτάσει κάποια συγκεκριμένη τιμή, όταν δηλαδή οι πυρήνες πλησιάσουν τόσο ώστε η ισχυρή πυρηνική δύναμη να υπερβεί την απωστική Coulomb, γίνεται η έναρξη ενός συνόλου θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, οι οποίες αποδίδουν ενέργεια πολλαπλάσια της ενέργειας που απαιτείται για την πυροδότηση τους.



Σχ. 35

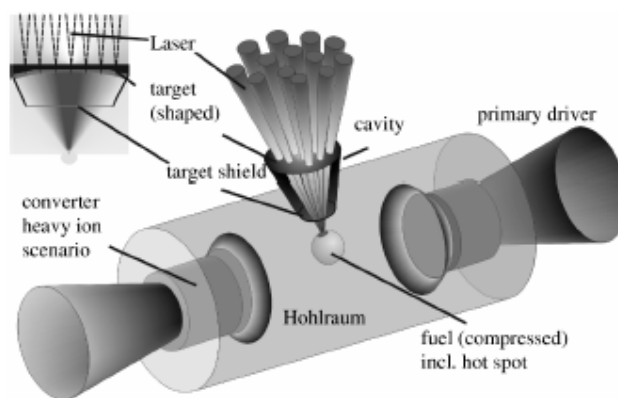
Η έναρξη της σύντηξης μπορεί να επιτευχθεί με άμεση ή έμμεση οδήγηση της ακτινοβολίας στο στόχο. Κατά την άμεση οδήγηση δέσμες λέιζερ ή ιόντων εστιάζονται απευθείας πάνω στο στόχο κατά τέτοιο τρόπο ώστε να επιτευχθεί η συμμετρική συμπίεση του καυσίμου, ενώ κατά την έμμεση οδήγηση οι δέσμες οδηγούνται σε μεταλλικό κύλινδρο, μέσα στον οποίο βρίσκεται ο στόχος και μέσω της αλληλεπίδραση τους με τα τοιχώματα του κυλίνδρου παράγονται ακτίνες-χ, οι οποίες προκαλούν την αποδόμηση των επιφανειακών στρωμάτων και τη συμπίεση του καυσίμου.

Η θερμοκρασία στην οποία πρέπει να φτάσει το καύσιμο για να γίνει η έναρξη των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων με γινόμενο πυκνότητας-ακτίνας καυσίμου $\langle \rho R \rangle \sim 0.3 \text{ gcm}^{-2}$ και με μάζα καυσίμου $M \sim (10/\rho^2) \mu\text{g}$ – ρ : σε μονάδες των 100 gcm^{-3} -, είναι 10keV και αντιστοιχεί σε ειδική θερμότητα 10^9 Jg^{-1} . Η ισχύς που απαιτείται να αποδοθεί στο στόχο προκειμένου να πληρούνται οι παραπάνω συνθήκες είναι περίπου 10^{15} Wcm^{-2} .

Ένα νεότερο σχετικό σχήμα του αφορά το επονομαζόμενο fast ignitor προτάθηκε ως μία τεχνική που θα οδηγήσει σε αυξημένη απόδοση, σε μείωση της απαιτούμενης ενέργειας και σε μικρότερες απαιτήσεις συμμετρικής συμπίεσης του στόχου. Η βασική ιδέα είναι, η ενέργεια που απαιτείται για την έναρξη των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων να αποδοθεί στο καύσιμο από μία στενών παλμών, υψηλής έντασης δέσμη λέιζερ ή ιόντων, αφού θα έχει ήδη γίνει η συμπίεση του στόχου. Τα πλεονεκτήματα χρησιμοποίησης μίας εστιασμένης δέσμης ιόντων είναι, ότι έχει τη δυνατότητα να διατηρήσει σχεδόν ευθύγραμμη την τροχιά της κατά τη διάδοση της μέσα στο πλάσμα που έχει ήδη παραχθεί, και ότι η ενέργεια τους μπορεί να εναποτεθεί σε καλά προσδιορισμένες περιοχές (Bragg peak). Το κύριο πρόβλημα αυτής της μεθόδου εμφανίζεται στην παραγωγή δέσμης κατάλληλης λαμπρότητας (μικρή εστιακή κηλίδα και στενός χρονικά παλμός): η μεταφορά δεσμών ιόντων που παράγονται από κάποιον επιταχυντή σε αποστάσεις των μερικών μέτρων όπου γίνεται η εστίαση

τους στο στόχο, έχει ως αποτέλεσμα οι διαστάσεις της εστιακής κηλίδας να είναι μεγαλύτερες από τις απαιτούμενες, οπότε και η ενέργεια της δέσμης των ιόντων ώστε να πληρούνται οι συνθήκες για fast ignition, θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από αυτή που απαιτείται για το βέλτιστο μέγεθος εστιακής κηλίδας.

Η παρατήρηση δεσμών πρωτονίων υψηλής ενέργειας κατά την αλληλεπίδραση λέιζερ - στερεού στόχου, έδωσε ώθηση σε έρευνες πάνω στη δυνατότητα χρησιμοποίησής τους στο σχήμα του fast ignitor. Η βασική ιδέα παρουσιάζεται στο σχήμα 36 (Roth et al. 2000): Πολλαπλές δέσμες σωματιδίων ή reawatt-λέιζερ, εστιάζονται πάνω στο στόχο που βρίσκεται μέσα σε θάλαμο κενού ίδιας γεωμετρίας με αυτή των θαλάμων που χρησιμοποιούνται στην αδρανειακή σύντηξη έμμεσης οδήγησης, προκειμένου να επιτευχθεί η συμπίεση του. Στην περίπτωση που στο καύσιμο εστιάζονται δέσμες σωματιδίων (πρωτόνια), η παραγωγή τους επιτυγχάνεται με εστίαση δέσμης πολύ υψηλής έντασης λέιζερ σε κάποιο στόχο.



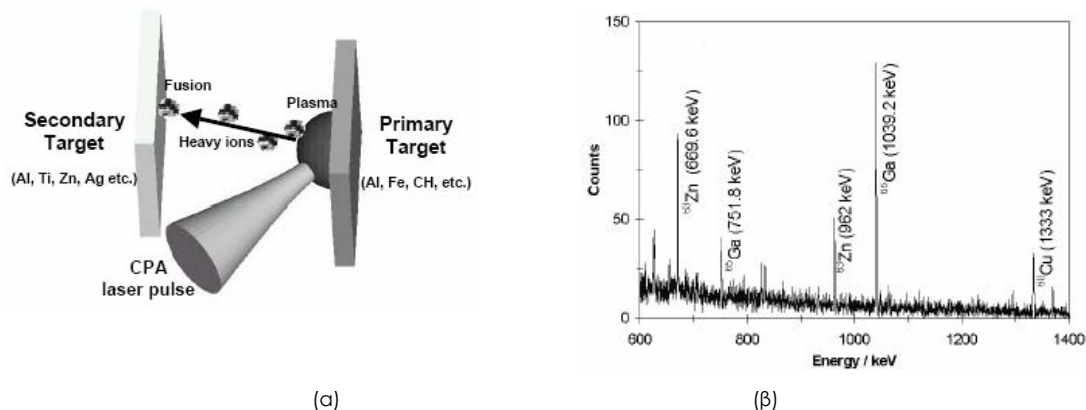
Σχ.36^[58]

Ο στόχος αυτός χωρίζεται από το θάλαμο κενού που είναι τοποθετημένο το καύσιμο με ένα λεπτό μεταλλικό παράθυρο, το οποίο εμποδίζει τη θέρμανση του από τις ακτίνες-χ που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας που προκαλεί τη συμπίεση με τα τοιχώματα του θαλάμου. Η απόσταση του από το μεταλλικό παράθυρο είναι περίπου 200μm, ώστε να εξασφαλίζεται η επαρκής επιτάχυνση των πρωτονίων. Επίσης το σχήμα της εσωτερικής επιφάνειας του, από την οποία εκπέμπονται τα πρωτόνια, είναι σφαιρικό προκειμένου να επιτυγχάνεται η εστίαση της παραγόμενης δέσμης πρωτονίων. Καθώς τα πρωτόνια εισέρχονται στο θάλαμο που βρίσκεται το καύσιμο, το φορτίο-χώρου τους εξουδετερώνεται από το πλάσμα που έχει ήδη παραχθεί.

Τα αποτελέσματα των ερευνών που έχουν διεξαχθεί σε αυτόν τον τομέα δείχνουν την καταλληλότητα χρησιμοποίησής αυτής της τεχνικής στο σχήμα του fast ignitor, όσο αφορά την ενέργεια, την ένταση και τη χωρική κατανομή της δέσμης. Τα κύρια μειονεκτήματα που πρέπει να αντιμετωπιστούν είναι, η χρονική διασπορά εναπόθεσης ενέργειας στο καύσιμο και το μεγάλο εύρος βάθους εναπόθεσης της, τα οποία οφείλονται στο ότι η δέσμη των παραγόμενων πρωτονίων εμφανίζει μεγάλο εύρος κατανομής ενέργειας.

Επίσης στο RAL με το VULCAN λέιζερ, σε εντάσεις 10^{19}Wcm^{-2} έγιναν πειράματα σύντηξης με στόχευση βαρύτερων ιόντων σε μεταλλικούς στόχους (Al, Ti, Fe, Zn, Nb και Ag). Η παραγωγή των βαρύτερων ιόντων επιτεύχθηκε με εστίαση της δέσμης του λέιζερ σε στόχους από Fe, Al και CH. Η

σύντηξη των βαρύτερων ιόντων και των ατόμων του δεύτερου στόχου οδηγεί στο σχηματισμό σύνθετων πυρήνων σε υψηλά διεγερμένες καταστάσεις και η αποδιέγερση τους δίνει τα προϊόντα σύντηξης. Για την παρατήρηση των χαρακτηριστικών ακτίνων-γ που παράγονται κατά την ραδιενεργή διάσπαση των προϊόντων με μικρό χρόνο ημιζωής χρησιμοποιήθηκε ανιχνευτής Ge.



Σχ. 37^[59]

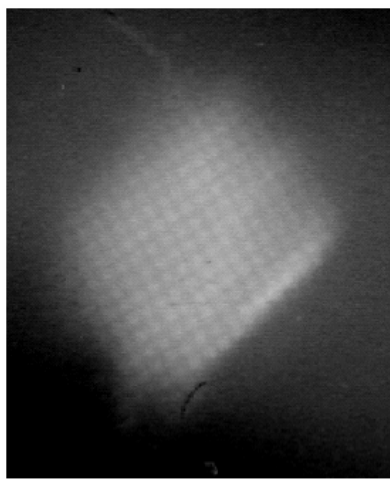
- α. η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε
- β. φάσμα εκπομπής την έκθεση στόχου Fe σε ιόντα C

Δ. ΡΑΔΙΟΓΡΑΦΙΑ ΜΕ ΠΡΩΤΟΝΙΑ^[37,60-62]

Η ραδιογραφία είναι μία τεχνική λεπτομερούς εξέτασης στατικών ή εξελισσόμενων χρονικά δομών, με τη χρήση ακτίνων-χ ή υψηλής ενέργειας πρωτονίων. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται σε βιοϊατρικές εφαρμογές, στη βιομηχανία και σε hydrotesting πυρηνικών όπλων (nuclear weapon primaries). Υψηλής ενέργειας πρωτόνια που κινούνται μέσα σε κάποιο υλικό, αλληλεπιδρούν με τα άτομα και τους πυρήνες της ύλης μέσω της ηλεκτρομαγνητικής και της ισχυρής αλληλεπίδρασης. Ηλεκτρομαγνητικά αλληλεπιδρά το πρωτόνιο, είτε με το ηλεκτρόνια των ατόμων προκαλώντας τον ιονισμό τους, είτε με το ηλεκτρικό πεδίο του πυρήνα τους. Και στις δύο περιπτώσεις, η μεταβολή της διεύθυνσης κίνησης του πρωτονίου είναι μικρή, όμως αλληπάλληλες σκεδάσεις έχουν ως συνέπεια τη σημαντική εκτροπή τους και τη μείωση της ενέργειας τους. Η ισχυρή αλληλεπίδραση πρωτονίου και πυρήνα μπορεί να προκαλέσει, είτε τη σκέδαση του πρωτονίου με μικρή απώλεια ενέργειας του, είτε τη σχάση του πυρήνα και την ‘απορρόφηση’ του πρωτονίου από την αλληλεπίδραση (μετασχηματισμός του πρωτονίου σε κάποιο προϊόν της σχάσης). Η ελεύθερη διαδρομή τους μέσα σε ένα υλικό μπορεί να είναι μερικά έως και κάποιες δεκάδες εκατοστά, ενώ για ακτίνες-χ το μέγιστο αντίστοιχο μήκος είναι 1cm. Η μεγαλύτερη διεισδυτική ικανότητα των πρωτονίων έχει ως αποτέλεσμα την υψηλότερη ανάλυση. Επίσης τα πρωτόνια πλεονεκτούν έναντι των ακτίνων-χ στο ότι έχουν καλύτερη διακριτική ικανότητα μεταξύ παρόμοιας πυκνότητας υλικών.

Οι δέσμες πρωτονίων που παράγονται με πολύ μεγάλης έντασης λέιζερ, έχουν χαρακτηριστικά (εύρος ενεργειών, γωνιακό άνοιγμα), που επιτρέπουν τη χρήση τους για τη λήψη ραδιογραφημάτων στις οποίες απαιτείται πολύ υψηλή χωρική και χρονική ευκρίνεια.

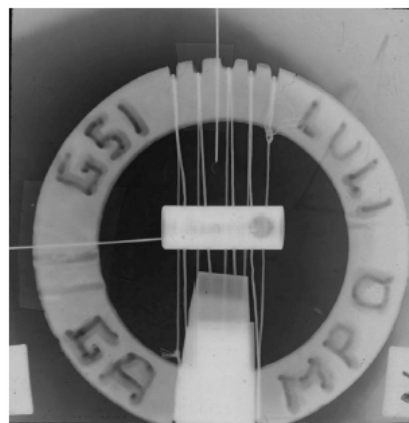
Παρακάτω παραθέτονται κάποια από τα αποτελέσματα πειραμάτων που διεξάχθηκαν στα RAL, LLNL και LULI προκειμένου να ελεγχθεί η απόδοση της μεθόδου για διάφορες παραμέτρους.



Σχ. 38^[60]

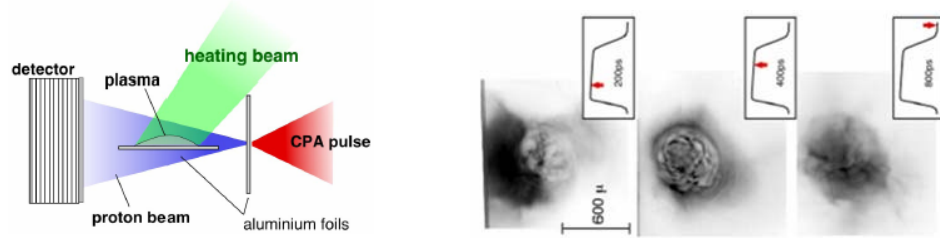
αντίστοιχα, πίσω από το στόχο Al. Η σκιά του πλέγματος φαίνεται αρκετά καθαρά. Το πάχος των συρμάτων του πλέγματος είναι πολύ μικρότερο από το βάθος διείσδυσης των 10MeV πρωτονίων στο χαλκό (περίπου 250μm) και η μείωση ενέργειας την οποία υφίστανται είναι περίπου 0.1MeV, κάτι που δεν μπορεί να ερμηνεύσει το υψηλό contrast του ραδιογραφήματος. Καθώς η πηγή των πρωτονίων μπορεί να θεωρηθεί σημειακή, κατά την τοποθέτηση κάποιου μικρών διαστάσεων αντικειμένου ανάμεσα σε αυτή και σε κάποιο ανιχνευτή, θα υπάρχει μία ένα προς ένα αντιστοιχία μεταξύ των σημείων του αντικειμένου και του ανιχνευτή. Η διατάραξη της ένα προς ένα αντιστοιχίας μπορεί να αποδοθεί σε εκτροπή των πρωτονίων κατά τη διέλευση τους από το επίπεδο του αντικειμένου, εξαιτίας της εμφάνισης ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό το ηλεκτρικό πεδίο αποδίδεται σε εκπομπή ηλεκτρονίων από το στόχο κατά την διέλευση του πληθυσμού των θερμών ηλεκτρονίων που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση της δέσμης λέιζερ. Προκειμένου να μειωθεί η φόρτιση του στόχου τοποθετή-

θηκε στα 5cm από την πηγή των πρωτονίων, ενώ τα RCF φίλτρα τοποθετήθηκαν πλησιέστερα στο στόχο ώστε να μειωθεί το άνοιγμα της δέσμης των πρωτονίων. Στο σχήμα 39 φαίνεται το ραδιογράφημα του στόχου (epoxy δακτύλιος πάχους 1mm, ατσάλινος κύλινδρος πάχους 300μm, χάλκινα σύρματα 250μm, φύλλα Ti 100μm) με πρωτόνια ενέργειας 7.5MeV. Σε αυτό το ραδιογράφημα φαίνεται καθαρά η εξάρτηση από την επιφανειακή πυκνότητα των υλικών που χρησιμοποιήθηκαν και όχι από την επίδραση των φαινομένων φόρτισης. Ο χρόνος έκθεσης στη δέσμη των πρωτονίων ήταν κάποιες δεκάδες ps. Τα χαρακτηριστικά του λέιζερ που χρησιμοποιήθηκε ήταν: 100TW, 30J, 300fs, 1.05μm, $5 \times 10^{19} \text{Wcm}^{-2}$.



Σχ. 39^[37]

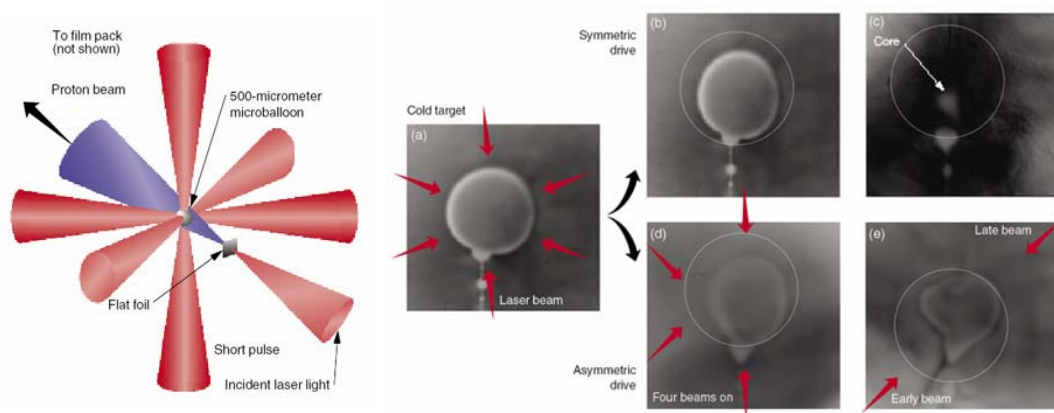
Η χρονική εξέλιξη του παραγόμενου πλάσματος είναι δυνατό να καταγραφεί κατά τον ίδιο παλμό χρησιμοποιώντας το γεγονός ότι τα παραγόμενα πρωτόνια δεν είναι μονοενεργητικά, με αποτέλεσμα η αλληλεπίδραση τους με το πλάσμα να συμβαίνει διαφορετικές χρονικές στιγμές. Καθώς τα πρωτόνια διαφορετικής ενέργειας εναποθέτουν την ενέργειά τους σε ραδιοχρωμικά φίλτρα το κάθε RCF δίνει την εικόνα του πλάσματος για συγκεκριμένη χρονική στιγμή. Ένας δεύτερος τρόπος καταγραφής της χρονικής εξέλιξης του παραγόμενου πλάσματος, είναι η μεταβολή της χρονικής διαφοράς ανάμεσα στον παλμό λέιζερ που παράγει τα πρωτόνια και τον



Σχ. 40^[61]

παλμό που παράγει το πλάσμα. Στο σχήμα 40 φαίνονται τα ραδιογραφήματα που λήφθηκαν με τοποθέτηση των RCF κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης των πρωτονίων. Και οι δύο στόχοι ήταν φύλλα Al πάχους 25μm και η εντάσεις των δεσμών λέιζερ ήταν $5 \times 10^{19} \text{Wcm}^{-2}$.

Τέλος θεωρείται χρήσιμο να αναφερθεί το ότι βρίσκεται σε ερευνητικά στάδια η χρήση της ραδιογραφίας με πρωτόνια παραγόμενα από λέιζερ, για την απεικόνιση της χρονικής εξέλιξης στόχων κατά την αδρανειακή σύντηξη τους. Τα πρώτα δοκιμαστικά πειράματα έγιναν στο RAL. Οι στόχοι ήταν πλαστικά microballons (CD_2), διαμέτρου 500μm, στους οποίους εστιάστηκαν έξι δέσμες του Vulcan λέιζερ σε ορθογώνιες διευθύνσεις, η καθεμία έντασης $1 \times 10^{13} \text{Wcm}^{-2}$ και ενέργειας 100-150J, αποδίδοντας στο στόχο μέγιστη ολική ενέργεια 900J. Στο σχήμα 41 φαίνονται τα ραδιογραφήματα που λήφθηκαν με πρωτόνια α. πριν β. 2ns μετά και γ. 3ns μετά την εστίαση των έξι δεσμών στο στόχο. Ενώ στις εικόνες δ και ε φαίνεται η διαμόρφωση του στόχου για άφιξη των δεσμών σε διαφορετικές χρονικές στιγμές. Οι δέσμες στην εικόνα δ έφτασαν 1 έως 2ns πριν από τις δέσμες της εικόνας ε. Η ευκρίνεια των ραδιογραφημάτων, αν και είναι πολύ υψηλότερη από αυτών που λήφθηκαν με ακτίνες-x, περιορίζεται από τις πολλαπλές σκεδάσεις στις οποίες υφίστανται τα πρωτόνια.



Σχ. 41^[62]

- [1] F.F.Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, Vol1, 2nd edn, New York: Plenum Press (1984)
- [2] B.N.Chichkov et al., *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Appl. Phys. A 63, 109-115 (1996)
- [3] L.Laska et al, *Generation of multiply charged ions at low and high lase-power densities*, Plasma Phys.Control.Fusion 45, 585-599 (2003)
- [4] S. Eliezer, *The interaction of high- power lasers with plasmas*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2002
- [5] E.G.Gamaly et al., *Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics*, Phys. Plasmas 9(3), 949 (2002)
- [6] J.Krasa et al., *The effect of laser produced plasma expansion on the ion population*, Appl. Phys. Lett 75(17), 2539(1999)
- [7] L.Laska et al., *Properties of iodine laser-produced stream of multiply charged heavy ions of different elements*, Rev.Sci.Instrum. 71(2), 927(2000)
- [8] S.J.Gitomer et al., *Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction*,Phys.Fluids, 29(8), 2679(1986)
- [9] P.Gibbon and E.Foerster, *Short-pulse laser-plasma interactions*, Plasma Phys. Control. Fusion 38, 769–793 (1996)
- [10] W.L. Kruer 1987, *The physics of laser plasmainteractions*, Redwood City, CA: Addison-Wesley
- [11] Ginzburg V.L. 1961, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, New York: Gordon and Breach
- [12] A.Bogaerts et al., *Laser ablation for analytical sampling: what can we learn from modeling?*, Spectrochimica Acta B 58, 1867(2003)
- [13] S.Amoruso et al., *Characterization of laser-ablation plasmas*, J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys. 32, R131(1999)
- [14] S.K.Sundaram and E.Mazur, *Indusing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses*, Nature Materials 1, 217-223 (2002)
- [15] S.Rand, Phy.Rev.136, B231 (1964)
- [16] V.P.Silin, Sov.Phys.-JETP 20 1510 (1965), Sov.Phys.-JETP 21 1127 (1965a)
- [17] L.Schlessinger and J.Wright, Phys.Rev.A 20 1934 (1979)
- [18] B.Langdon, Phys.Rev.Lett.44 575 (1980)
- [19] L.D.Landau and E.M.Lifshitz, *Quantum Mechanics, Non Relativistic Theory*, Oxford: Pergamon Press (1965)
- [20] M.Born and E.Wolf, *Principles of Optics*, 6th edn, Oxford: Pergamon Press (1980)
- [21] L.Laska et al., *Comparison of ions emitted from different laser-produced plasmas*
- [22] S.Gammino et al., *Produstion of slow ion beams from laser ion source*, Proceedings of EPAC 2000 Vienna, Austria
- [23] S.Gammino et al., *Production of low energy, high intensity metal ion beams by means of a laser ion source*, Rev.Sci.Instrum. 73(2), 650-653 (2002)
- [24] L.Laska et al, *Angular distribution of ions emitted from Nd:YAG laser produced plasma*, Rev.Sci.Instrum. 73(2), 654-656 (2002)
- [25] H.Haseroth et al., *Developments at the CERN laser ion source*, Rev. Sci. Instrum., 69(2), 1051 (2000)
- [26] P.Fournier et al., *Novel Laser Ion Sources*
- [27] S. Kondrashev et al, *Highly charged ion beam transport by space charge compensation conditions*

- [28] J.Tambini, *Laser ion source studies at CERN* (Report)
- [29] L.Laska et al., *TPS analysis of heavy-element ions from laser -produced plasma*
- [30] B.Sharkov et al., *Highly charged ions from Nd-laser produced plasma of medium and high Z targets*, Laser and Particle Beams 17(4), 741-747 (1999)
- [31] M.Shukla et al., *Multiple charged states of titanium ions in laser produced plasmas*, Pramana 55, 781-787 (2000)
- [32] J.Badziak et al., *Generation of fluxes of highly charged heavy ions from a picosecond laser produced plasma*, Appl.Phys.Lett. 79(1) 21 (2001)
- [33] J.Badziak et al., *Generation of streams of highly charged Ag ions by picosecond laser*, Appl.Phys.Lett. 78(13) 1823 (2001)
- [34] J.Wolowski et al., *Fast ion emission from the plasma produced by the PALS laser system*, Plasma Phys. Control. Fusion 44, 1277(2002)
- [35] J.Wolowski et al., *Comparison of characteristics of ions emitted from plasmas produced by the PALS laser system at 1315nm and 438nm wavelengths*
- [36] J.Wolowski et al., *Investigation of the high Z laser produced plasma with the use of ion diagnostics for optimization of the laser interaction with the hohlraum-type targets*
- [37] M.Roth et al., *The generation of high-quality, intense ion beams by ultra-intense lasers*, Plasma Phys.Control.Fusion 44, B99(2002)
- [38] F.Brunel et al., *Not-so-resonant, resonant absorption*, Phys. Rev. Lett. 59(1), 52(1987)
- [39] G.S.Sarkisov, *Self-focusing, chanel formation, and high energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet*, Phys.Rev.E 59(6), 7042(1998)
- [40] G.Malka et al., *Experimental confirmation of Ponderomotive-force electrons by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target*, Phys.Rev.Lett. 77(1), 75(1996)
- [41] A.J.Mackinnon et al., *Enhancement of proton acceleration by hot electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses*, phys. Rev. Lett. 88(21), 215006(2002)
- [42] M.Passoni et al., *Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two temperature electron distribution*, Phys. Rev. E, 69, 026411(2004)
- [43] M.Heglich et al, *MeV Ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils*, Phys.Rev.Lett. 89(8), 085001(2002)
- [44] E.L.Clark et al., *Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids*, Phys. Rev. Lett. 84(4), 670(2000)
- [45] A.Maksimchuk et al., *Forward ion acceleration in thin films driven by a high intensity laser*, Phys. Rev. Lett. 84(18), 4108 (2000)
- [46] S.C.Wilks et al., *Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions*, Physics of Plasmas 8(2), 542(2001)
- [47] E.L.Clark et al., *Energetic proton generation and plasma jet formation from ultraintense laser-plasma interactions with solids*
- [48] E.L.Clark et al., *Energetic heavy ion and proton generation from ultraintense laser-plasma interactions with solids*, Phys. Rev. Lett. 85(8), 1654(2000)
- [49] M.Zepf et al., *Proton acceleration from high intensity laser interactions with thin foil targets*, Phys. Rev. Lett. 90(6), 064801(2003)
- [50] K.Flippo et al., *Laser acceleration of protons from thin film targets*, oip proceedings 2001
- [51] M.Roth et al., *Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties*, Phys. Rev. special topics 5, 061301(2002)
- [52] M.Allen et al., *Proton spectra from ultra-intense laser-plasma interaction with thin foils: Experiments, theory and simulation*, Phys. Plasmas 10(8), 3283(2003)

- [53] E.Fourkal et al., *Intensity modulated radiation therapy using laser accelerated protons: a Monte Carlo dosimetric study*, Phys. Med. Biol. 48, 3977(2003)
- [54] E.Fourkal et al., *Particle in cell simulation of laser-accelerated proton beams for radiation therapy*, Med. Phys. 29(12), 2788(2002)
- [55] E.Fourkal et al., *Particle selection for laser accelerated proton therapy feasibility study*, Med. Phys. 30(7), 1660(2003)
- [56] E.Woryna et al., *Laser produced Ag ions for direct implantation*, Rev.Sci.Instr. 71(2), 949(2000)
- [57] J.Badziak et al. *Generation of streams of highly charged Ag ions by picosecond laser*, Appl.Phys.Lett 78(13), 1823(2001)
- [58] M.Roth et al. *Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams* Phys.Rev.Lett. 86(3), 436(2000)
- [59] P.McKenna et al. *Experiments in Laser induced nuclear Physics*
- [60] M.Borghesi et al., *Radiography of dense matter with laser produced protons: Preliminary tests*, Annual Report (2000)
- [61] A.Schiavi et al., *Proton imaging of E-field structures in laser produced plasmas*, Annual Report 2000/2001
- [62] A.J.Mackinnon et al., *Picosecond radiography of a laser driven implosion*, Annual Report 2002/2003

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ: ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ ΜΑΖΑΣ

Η φασματοσκοπία μάζας είναι μία τεχνική, που χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της ποιοτικής και ποσοτικής σύστασης κάποιου δείγματος, καθώς και της δομής και των χημικών ιδιοτήτων των μορίων του. Η τεχνική αυτή στηρίζεται στη δυνατότητα διαχωρισμού ιόντων, ανάλογα με το λόγο της μάζας προς το φορτίο τους, ο οποίος υπολογίζεται μετρώντας την εκτροπή των ιόντων, που προκαλείται κατά το πέρασμά τους μέσα από κατάλληλες διατάξεις που χρησιμοποιούν ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία.

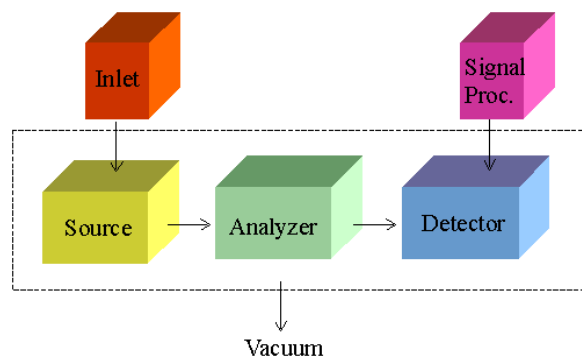
Ο πρώτος φασματογράφος μάζας (parabola spectrograph) κατασκευάστηκε από τον J.J.Thomson, στις αρχές του 20^{ου} αιώνα και αρχικά χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη της δομής του ατόμου. Κατά τα τέλη της δεκαετίας του 1930 και στις αρχές της δεκαετίας του 1940 έπαιξε καθοριστικό ρόλο στη ανάπτυξη της ατομικής ενέργειας (διαχωρισμός των ισोटόπων U-235, U-238). Μέσα στη δεκαετία του 1940 η φασματογραφία άρχισε να χρησιμοποιείται στην ποιοτική και ποσοτική ανάλυση δειγμάτων οργανικών ενώσεων, οπότε ξεκίνησε και η εμπορική κατασκευή τέτοιων οργάνων, κάτι που οδήγησε σε ευρύτερη χρήση τους σε πολλά διαφορετικά πεδία. Στα μέσα του 1980 έως και τις αρχές του 1990, η φασματοσκοπία μάζας ήταν εφαρμόσιμη κυρίως σε δείγματα τα οποία βρίσκονταν ή μπορούσαν να τεθούν σε αέρια κατάσταση πριν τον ιονισμό τους, εξαιτίας περιορισμών που έθεταν οι μέθοδοι ιονισμού. Αυτό είχε σαν αποτέλεσμα την εφαρμογή της μεθόδου σε δείγματα τα οποία μπορούσαν εύκολα να εξαχνωθούν χωρίς να εμφανίζουν θερμική ευπάθεια. Οι τεχνικές ιονισμού που έχουν αναπτυχθεί μέχρι σήμερα, επιτρέπουν την ανάλυση δειγμάτων ανεξάρτητα της φάσης στην οποία βρίσκονται ή και της θερμικής τους ευπάθειας, όπως π.χ. οι οργανικές ενώσεις (θερμικά ευπαθείς).

Η φασματογραφία μάζας μπορεί να χαρακτηριστεί ως ένα πολύ ισχυρό εργαλείο στην ανάλυση ουσιών, διότι παρέχει τις περισσότερες πληροφορίες για τη δομή και τη σύστασή τους από οποιαδήποτε άλλη αναλυτική μέθοδο. Με αυτή τη μέθοδο καθίσταται δυνατός ο εντοπισμός καρκινογόνων ζιζανιοκτόνων που περιέχονται σε τροφές, σε ποσότητα της τάξης των fg (10^{-15} g), ο χαρακτηρισμός γενετικής διαταραχής, για τον οποίο απαιτείται η ποσότητα μερικών pmole (10^{-21} mole) πρωτεΐνης και η ανίχνευση pg (10^{-12} g) σιδήρου μέσα σε σιλικόνη, του οποίου επιβάλλεται η απομάκρυνση πριν την κατασκευή ημιαγωγών.

ΑΡΧΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΦΑΣΜΑΤΟΓΡΑΦΩΝ ΜΑΖΑΣ

Η βασική αρχή λειτουργίας οποιουδήποτε τύπου φασματογράφου μάζας, είναι ο σχηματισμός ιόντων από το προς εξέταση δείγμα, ο διαχωρισμός τους βάση του λόγου της μάζας προς το φορτίο τους (ο οποίος μπορεί να θεωρηθεί ίσος με τη μάζα τους, διότι συνήθως σχηματίζονται μονοσθενή ιόντα) και τέλος η μέτρηση της περιεκτικότητάς τους. Και οι τρεις αυτές διαδικασίες ελέγχονται μέσω υπολογιστή.

Τα κύρια μέρη από τα οποία αποτελείται ένας φασματογράφος είναι το σύστημα εισόδου του προς ανάλυση δείγματος, η πηγή των ιόντων, η διάταξη διαχωρισμού τους (mass analyzer), ο ανιχνευτής και το καταγραφικό σύστημα.



Σχ. 42

Ανάλογα με το είδος του δείγματος και του φασματογράφου, το δείγμα εισάγεται στο φασματογράφο μέσω του συστήματος εισόδου σε στερεή, υγρή ή αέρια κατάσταση. Το σύστημα αυτό είναι κατασκευασμένο έτσι ώστε να ελαχιστοποιούνται οι απώλειες κατά την εισαγωγή του δείγματος. Στην πηγή, επιτυγχάνεται ο ιονισμός των μορίων του δείγματος με διάφορες μεθόδους. Οι πιο συνηθισμένες από αυτές είναι: η ηλεκτρονιακή πρόσκρουση με ταχέως κινούμενα ηλεκτρόνια σε ηλεκτρικό πεδίο (Electron impact ionization, EI), ο φωτοϊονισμός με την βοήθεια φωτός στην υπεριώδη περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος (Photoionization, PI) και ο χημικός ιονισμός μέσω κρούσεως με άλλα ιόντα (Chemical ionization, CI).

Τα ιόντα που σχηματίζονται στην πηγή κατευθύνονται στο σύστημα ανάλυσης μάζας, το οποίο όπως προαναφέρθηκε εκμεταλλεύεται την ύπαρξη μαγνητικών ή και ηλεκτρικών πεδίων προκειμένου να επιτευχθεί ο διαχωρισμός των ιόντων σύμφωνα με το λόγο της μάζας προς το φορτίο τους. Ανάλογα με την τεχνική διαχωρισμού των ιόντων που χρησιμοποιεί ο κάθε φασματογράφος, ο διαχωρισμός γίνεται είτε χρονικά είτε χωρικά, δηλαδή ιόντα διαφορετικών λόγων μάζας προς φορτίο, φτάνουν στον ανιχνευτή είτε διαφορετικές χρονικές στιγμές, είτε σε διαφορετικές θέσεις. Το σήμα που λαμβάνεται στον ανιχνευτή ενισχύεται και οδηγείται στην κεντρική συσκευή ελέγχου και μέτρησης.

Απαραίτητη προϋπόθεση αποδοτικής λειτουργίας του φασματογράφου είναι το σύστημα να βρίσκεται σε κενό της τάξης των 10^{-6} έως 10^{-8} mbar, διότι έτσι :

1. αποφεύγεται το ξέσπασμα σπινθήρα εξαιτίας της ύπαρξης υψηλών τάσεων μέσα στο φασματογράφο,
2. περιορίζονται οι συγκρούσεις των ιόντων του δείγματος με τα μόρια του αέρα, και αποφεύγεται η απώλεια του φορτίου τους,
3. διευκολύνεται η εξάτμιση/ εξάχνωση των λιγότερο πτητικών υγρών και στερεών δειγμάτων,
4. μειώνεται η πιθανότητα επιστροφής των ιόντων στο θάλαμο ιονισμού,
5. περιορίζεται η μείωση της ευαισθησίας.

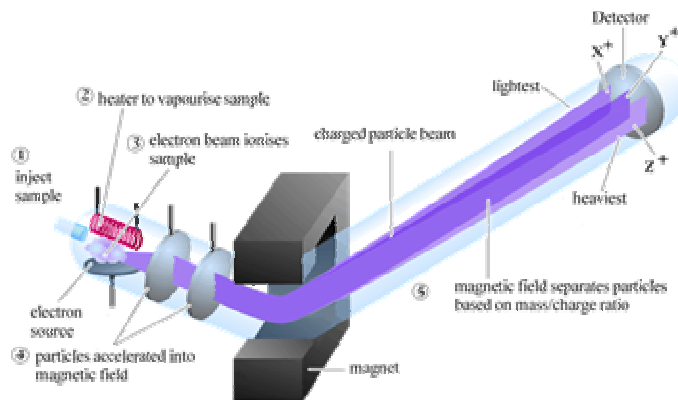
Για να επιτευχθεί κενό της τάξης των 10^{-6} έως 10^{-8} mbar, συνήθως χρησιμοποιούνται αρχικά μηχανικές αντλίες με τις οποίες το κενό κατεβαίνει στα 10^{-2} – 10^{-3} mbar (προκαταρκτικό κενό) και έπειτα θέτονται σε λειτουργία τουρμπομοριακές αντλίες με τις οποίες το κενό φτάνει στην τελική του τιμή.

Ο χαρακτηρισμός των φασματογράφων γίνεται βάση, είτε των μεθόδων ιονισμού, είτε της τεχνικής που χρησιμοποιεί το κάθε όργανο προκειμένου να επιτευχθεί ο διαχωρισμός των μαζών των ιόντων που έχουν σχηματιστεί στην πηγή. Οι βασικότεροι τύποι φασματογράφων μάζας αναφέρονται παρακάτω:

ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΣ ΑΝΑΛΥΤΗΣ

Τα ιόντα που έχουν σχηματιστεί στο θάλαμο ιονισμού επιταχύνονται μέσω ενός δυναμικού V (2000 - 8000V) και οδηγούνται σε ένα χώρο, όπου μαγνητικό πεδίο έντασης \vec{B} , εφαρμόζεται κάθετα στην κατεύθυνση κίνησης των ιόντων. Καθώς τα ιόντα εισέρχονται στο μαγνητικό πεδίο, ασκείται σε αυτά δύναμη Lorentz: $\vec{F}_L = ze(\vec{u} \times \vec{B})$ όπου ze : το φορτίο των ιόντων και u : η ταχύτητα τους μόλις πριν εισέλθουν στο μαγνητικό πεδίο. Επειδή η διεύθυνση της δύναμης Lorentz είναι κάθετη στη διεύθυνση της ταχύτητας των ιόντων δρα ως κεντρομόλος, αναγκάζοντας έτσι τα ιόντα να διαγράψουν τμήμα κυκλικής τροχιάς, ακτίνας r :

$$\left. \begin{aligned} K = zeV &\Rightarrow \frac{mu^2}{2} = zeV \Rightarrow u^2 = 2zeV \\ F_L = F_C &\Rightarrow zeuB = \frac{mu^2}{r} \Rightarrow u = \frac{zeBr}{m} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \left(\frac{zeBr}{m} \right)^2 = 2zeV \Rightarrow r = \sqrt{\frac{2Vm}{B^2eZ}} \quad (1)$$



Σχ. 43

Από τη σχέση (1) φαίνεται ότι η ακτίνα της τροχιάς των ιόντων, εξαρτάται από το λόγο m/z , το δυναμικό επιτάχυνσης V και την ένταση του μαγνητικού πεδίου B . Άρα αν ο ανιχνευτής βρίσκεται σε συγκεκριμένη θέση, που αντιστοιχεί σε μία τροχιά με ακτίνα R , για συγκεκριμένες τιμές των V , B καταφέρνουν να φτάσουν σε αυτόν μόνο τα ιόντα, που έχουν τέτοιο λόγο m/z , ώστε να ισχύει: $r = R$. Η σάρωση σε όλες τις επιθυμητές μάζες γίνεται είτε μεταβάλλοντας την ένταση του μαγνητικού πεδίου B ή μεταβάλλοντας το αρχικό δυναμικό επιτάχυνσης V των ιόντων.

Οι ιδιότητες που καθορίζουν τη συμπεριφορά των ιόντων μέσα σ' ένα φασματογράφο μάζας είναι ο λόγος της μάζας προς το φορτίο τους και η ταχύτητα τους. Η αρχή στην οποία βασίζεται η λειτουργία του magnetic sector, είναι ότι όλα τα ιόντα με ίδιο λόγο m/z , αποκτούν την ίδια κινητική ενέργεια επιταχυνόμενα από το δυναμικό V . Οπότε διαφορετικές κινητικές ενέργειες μεταφράζονται ως διαφορετικοί λόγοι m/z . Όμως στην πραγματικότητα οι ταχύτητες ιόντων με ίδιο λόγο m/z δεν είναι απαραίτητα ίσες διότι:

1. οι θερμικές ενέργειες των μορίων από τα οποία προήλθαν τα ιόντα ακολουθούν την κατανομή Boltzmann
2. το ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται στο θάλαμο ιονισμού, για να επιταχύνει τα ιόντα έξω από αυτόν, εμφανίζει έστω και ελάχιστη ανομοιογένεια, που σημαίνει ότι ιόντα ίδιου m/z , αποκτούν διαφορετικές κινητικές ενέργειες ανάλογα με το που ακριβώς μέσα στο θάλαμο ιονισμού σχηματίστηκαν.

Για να αποφευχθεί αυτό εφαρμόζεται ένα ηλεκτροστατικό πεδίο, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα, που λειτουργεί ως φίλτρο κινητικών ενεργειών.

Για να καταφέρει να διαπεράσει ένα ιόν από το ηλεκτροστατικό φίλτρο, θα πρέπει να διαγράψει τμήμα κυκλικής τροχιάς με ακτίνα R_0 , ίση με την ακτίνα καμπυλότητας του ηλεκτροστατικού φίλτρου, διαφορετικά προσπίπτει στα τοιχώματα του.

Αν E η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, η δύναμη που δέχονται τα ιόντα είναι της μορφής: $\vec{F}_E = ze\vec{E}$

και επειδή είναι κάθετη στη διεύθυνση κίνησης τους, παίζει το ρόλο της κεντρομόλου, οπότε:

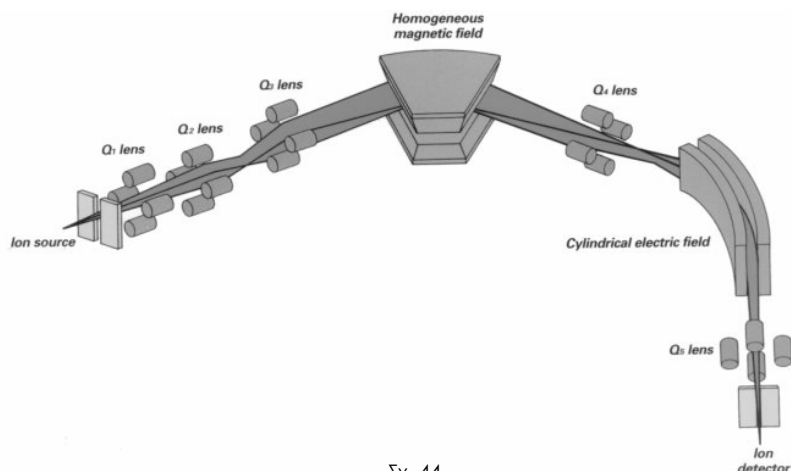
$$F_E = F_c \Rightarrow zeE = \frac{mv^2}{R_0} \Rightarrow mv^2 = zeER_0$$

επίσης,

$$K = zeV \Rightarrow mv^2 = 2zeV \Rightarrow mv^2 = 2zeV$$

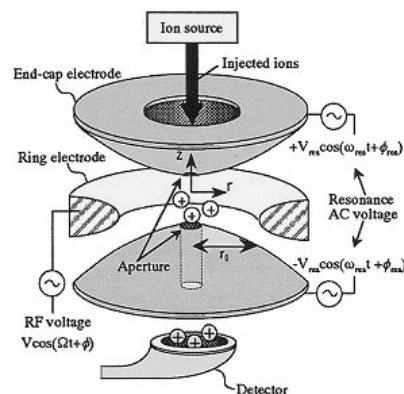
$$\text{οπότε προκύπτει ότι: } R_0 = \frac{2V}{E}$$

δηλαδή η ακτίνα της τροχιάς των ιόντων εξαρτάται μόνο από τα V , E . Άρα από το ηλεκτροστατικό φίλτρο περνούν ιόντα συγκεκριμένης κινητικής ενέργειας ($K = zeV$) και οποιουδήποτε m/z . Έπειτα τα ιόντα αυτά κατευθύνονται στο μαγνητικό φίλτρο, όπου εκεί γίνεται ο διαχωρισμός τους βάση του λόγου m/z .



Σχ. 44

Η παγίδα ιόντων αποτελείται από ένα δακτυλιοειδές ηλεκτρόδιο και από ένα ζεύγος end cap ηλεκτροδίων, τα οποία σχηματίζουν την κοιλότητα μέσα στην οποία συμβαίνει η παγίδευση και ανάλυση των ιόντων. Στο κέντρο των end cap ηλεκτροδίων έχει διανοιχτεί μία μικρή οπή, μέσω της οποίας επιτρέπεται η διέλευση των ιόντων, ενώ το δακτυλιοειδές ηλεκτρόδιο είναι τοποθετημένο συμμετρικά μεταξύ των end cap ηλεκτροδίων. Στο δακτυλιοειδές ηλεκτρόδιο εφαρμόζεται μία RF-τάση, σταθερής συχνότητας και μεταβλητού πλάτους. Τα ιόντα που έχουν δημιουργηθεί στο θάλαμο ιονισμού εισέρχονται με ενέργεια 10-15 eV στο εσωτερικό της παγίδας, αφού περάσουν μέσω ενός πλέγματος εστίασης πριν από το end cap εισόδου. Έπειτα αρχίζει η σάρωση της τάσης. Τα ιόντα κατάλληλου λόγου m/z περιστρέφονται σε σταθερή τροχιά στο εσωτερικό της κοιλότητας. Καθώς αυξάνεται η τάση, οι τροχιές των βαρύτερων ιόντων σταθεροποιούνται, ενώ των ελαφρότερων αποσταθεροποιούνται, με αποτέλεσμα να εγκαταλείπουν την κοιλότητα περνώντας από το end cap εξόδου προς τον ανιχνευτή.

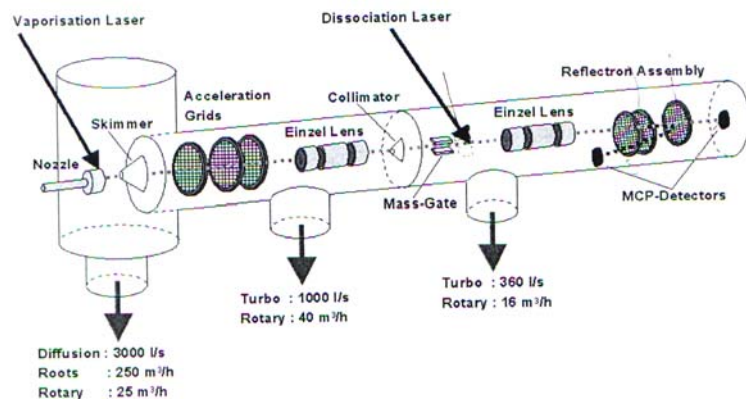


Σχ. 45

ΦΑΣΜΑΤΟΓΡΑΦΟΣ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΠΤΗΣΗΣ ΙΟΝΤΩΝ (TOF)

Η λειτουργία του TOF στηρίζεται στο ότι ιόντα ίδιων κινητικών ενεργειών και διαφορετικών μαζών κινούνται με διαφορετικές ταχύτητες. Θετικά ιόντα που παράγονται είτε με βομβαρδισμό του δείγματος από δέσμη ηλεκτρονίων, είτε με ακτινοβολήση του δείγματος με λέιζερ, επιταχύνονται μέσω ενός ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου V . Έπειτα τα ιόντα αυτά περνούν σε χώρο χωρίς εξωτερικά πεδία, μήκους L , όπου και εκτελούν ευθύγραμμη ομαλή κίνηση με ταχύτητα u , που έχουν αποκτήσει βγαίνοντας από το ηλεκτρικό πεδίο.

Εάν θεωρήσουμε ότι όλα τα ιόντα αποκτούν την ίδια κινητική ενέργεια K -υπό την επίδραση κάποιου



Σχ. 46

ηλεκτρικού πεδίου- τότε τα ιόντα διαφορετικών μαζών m , θα έχουν και διαφορετικές ταχύτητες, πράγμα που σημαίνει ότι διανύουν την ίδια διαδρομή σε διαφορετικούς χρόνους και άρα φτάνουν στον ανιχνευτή διαφορετικές χρονικές στιγμές, δηλαδή αν t : ο χρόνος

κίνησης των ιόντων στο χώρο χωρίς πεδία:

$$K=zeV \Rightarrow u=(2zeV/m)^{1/2} \Rightarrow t=L\sqrt{\frac{m}{2zeV}}$$

$$u=L/t$$

Ιόντα ίδιας μάζας και φορτίου όταν σχηματιστούν σε διαφορετικές θέσεις της περιοχής επιτάχυνσης, αποκτούν διαφορετικές κινητικές ενέργειες, άρα και ταχύτητες, με αποτέλεσμα να φτάνουν στον ανιχνευτή διαφορετικές χρονικές στιγμές. Προκειμένου να διορθωθεί αυτή η διασπορά ενέργειας τοποθετείται στην περιοχή του φασματογράφου, που είναι ελεύθερη πεδίων, ένας ηλεκτροστατικός ανακλαστήρας (reflectron). Καθώς τα ιόντα φτάνουν στον ανακλαστήρα, τους ασκείται δύναμη μόνο κατά τη διεύθυνση του πεδίου του E (έστω χ διεύθυνση): $\vec{F}=ze\vec{E}$

Ο χρόνος κίνησης του ιόντος μέσα στον ανακλαστήρα είναι: $t_R=2\frac{m}{zeE}u_x$

όπου u_x η ταχύτητα του ιόντος στη διεύθυνση του πεδίου του reflectron. Επειδή η γωνία εκτροπής θ είναι πάρα πολύ μικρή ($\theta \sim 2^\circ$) και $u_x=u\cos\theta$ μπορεί να θεωρηθεί ότι $u_x=u$.

Άρα, $t_R=2\frac{m}{zeE}u$

Αν K και K' οι κινητικές ενέργειες 2 ιόντων ίδιας μάζας και φορτίου, που σχηματίζοντας σε διαφορετικές θέσεις της περιοχής επιτάχυνσης και

$K/K' = a^2$, τότε:

$$\frac{K}{K'} = a^2 \Rightarrow \frac{u}{u'} = a \Rightarrow \left| \begin{array}{l} t'/t = a \Rightarrow t' = at/a \\ t_R/t_R' = a \Rightarrow t_R = at_R' \end{array} \right.$$

Ο συνολικός χρόνος κίνησης για το κάθε ιόν θα είναι:

$$t_{TOT} = 2t + t_R \Rightarrow t_{TOT} = \frac{2t'}{a} + at_R' \quad \text{και} \quad t_{TOT}' = 2t' + t_R'$$

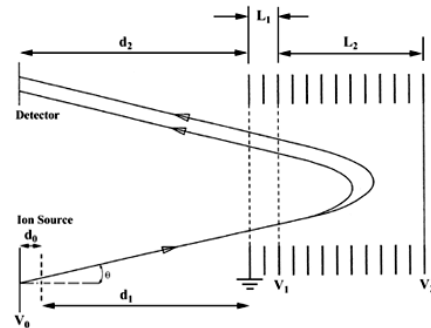
Για να φτάνουν ταυτόχρονα τα δύο ιόντα στον ανιχνευτή θα πρέπει:

$$t_{TOT} = t_{TOT}' \Rightarrow a = 2V/LE$$

Οπότε για τη διόρθωση στη διασπορά ενέργειας, θα πρέπει να συνδυαστούν με προσοχή η τάση της περιοχής επιτάχυνσης, το μήκος ελεύθερης διαδρομής των ιόντων μέσα στο φασματογράφο και το πεδίο του ανακλαστήρα.

Επίσης συμβαίνει συχνά η διάσπαση των ιόντων να γίνεται μετά την απομάκρυνση τους από την περιοχή επιτάχυνσης, κάτι που έχει σαν συνέπεια την ταυτόχρονη άφιξη τους στον ανιχνευτή αφού τα θραύσματα παρά το ότι οι μάζες τους είναι διαφορετικές, οι ταχύτητες τους είναι ίσες. Ο διαχωρισμός των ιόντων που έχουν σχηματιστεί με αυτό τον τρόπο μπορεί πάλι να επιτευχθεί με τη χρήση του ανακλαστήρα. Όταν ο ανακλαστήρας τεθεί σε λειτουργία, ο χρόνος κίνησης αυτών των θραυσμάτων διαφοροποιούνται, καθώς ο χρόνος παραμονής τους μέσα στον ανακλαστήρα είναι ανάλογος της τετραγωνικής ρίζας της μάζας του ιόντος ($t_R = \frac{2}{E} \sqrt{\frac{2mV}{ze}}$). Οπότε η σύγκριση των φασμάτων που προκύπτουν με τον ανακλαστήρα σε λειτουργία και εκτός λειτουργίας δίνει πληροφορίες για τα θραύσματα που σχηματίστηκαν μετά την απομάκρυνση των ιόντων από την περιοχή επιτάχυνσης.

Επίσης προκειμένου να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα που δημιουργείται από το σχηματισμό των ιόντων διαφορετικές χρονικές στιγμές (ο ιονισμός των μορίων του δείγματος δε συμβαίνει ταυτόχρονα) χρησιμοποιείται ένα ηλεκτρόδιο που τοποθετείται αμέσως μετά την πηγή. Σε αυτό το ηλεκτρόδιο εφαρμόζεται υψηλή τάση τέτοια ώστε να έλκει και να παγιδεύει τα ιόντα. Κάποια χρονική



Σχ. 47

στιγμή μηδενίζεται η τάση του ηλεκτροδίου και τα ιόντα εισέρχονται στην περιοχή επιτάχυνσης τους με πολύ μικρή διασπορά ταχυτήτων.

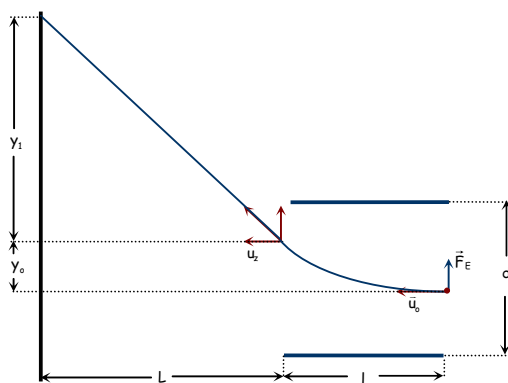
THOMSON PARABOLA

Ο φασματογράφος Thomson για την επίτευξη του διαχωρισμού μαζών χρησιμοποιεί ένα ομογενές μαγνητικό και ένα ομογενές ηλεκτρικό πεδίο. Η δέσμη των ιόντων κατευθύνεται μέσα στα δύο πεδία, τα οποία είναι ομόρροπα και ως προς την κατεύθυνση της κίνησης των ιόντων κάθετα. Εξαιτίας της ύπαρξης αυτών των πεδίων, ασκούνται στα ιόντα δυνάμεις που τα εκτρέπουν από την αρχική διεύθυνση της κίνησης τους και αυτά που έχουν τον ίδιο λόγο μάζας προς φορτίο, αλλά διαφορετικές ταχύτητες, κατανέμονται στο επίπεδο παρατήρησης κατά μήκος μίας παραβολής (όπου και οφείλεται το όνομα του συγκεκριμένου φασματογράφου: parabola spectrograph), με αρχή το σημείο στο οποίο θα προσέκρουε η δέσμη των ιόντων εάν δεν υπήρχαν τα δύο πεδία. Εάν $\vec{B} = B\vec{j}$ και $\vec{E} = E\vec{j}$, η κίνηση των ιόντων στο χώρο των δύο πεδίων είναι η επαλληλία μίας ομαλής κυκλικής στο xz-επίπεδο, που οφείλεται στην ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου, και μίας ευθύγραμμης ομαλά επιταχυνόμενης στην y-διεύθυνση, την οποία επιβάλλει το ηλεκτρικό πεδίο. Κατά την έξοδο των ιόντων από το φασματογράφο και μέχρι να φτάσουν στον ανιχνευτή τα ιόντα κινούνται ελεύθερα.

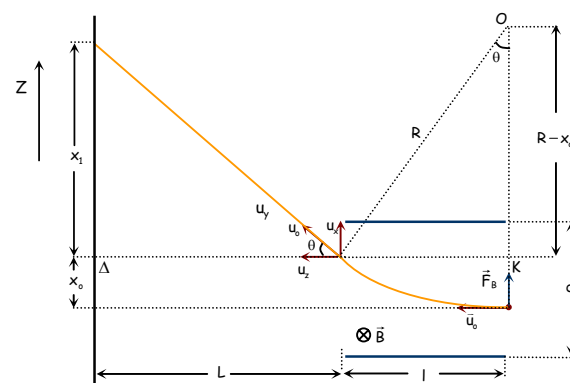
Εάν d: η απόσταση των ηλεκτροδίων, l: το μήκος τους και L: η απόστασή τους από τον ανιχνευτή οι εξισώσεις κίνησης των ιόντων είναι:

$$X = \frac{BqIl}{mu_0} \left(1 + \frac{l}{2L}\right) \Rightarrow X = \frac{BqIl}{\sqrt{2Im}} \left(1 + \frac{l}{2L}\right)$$

$$Y = \frac{qElL}{mu_0^2} \left(1 + \frac{l}{2L}\right) \Rightarrow Y = \frac{qVlL}{2dT} \left(1 + \frac{l}{2L}\right)$$



Κίνηση υπό την επίδραση του ηλ.πεδίου



Κίνηση υπό την επίδραση του μαγ.πεδίου

