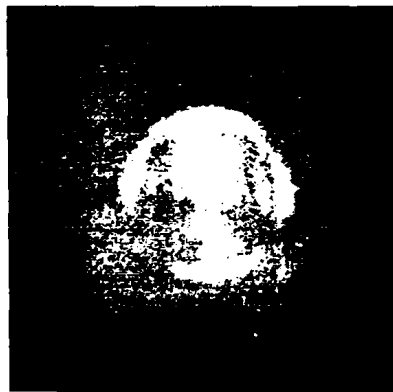




ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία
ΠΜΣ Φυσικής

**ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΟΥ ΦΩΤΟΪΟΝΙΣΜΟΥ
ΑΡΓΑ ΚΙΝΟΥΜΕΝΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ**



Πάυλου Ελευθέριος
Ιωάννινα-Φεβρουάριος 2014

Τριμελής Εξεταστική Επιτροπή
Κοέν Σαμουήλ, Αναπληρωτής Καθηγητής (Επιβλέπων)
Κοσμίδης Κωνσταντίνος, Καθηγητής
Μπενής Εμμανουήλ, Επίκουρος Καθηγητής
Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων



Αρ. ελδ.: 765 25.5.15

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
026000348122



Περιεχόμενα

	Σελίδα
Ευχαριστίες Προς Ίδρυμα Ιωσήφ & Εσθήρ Γκανή.....	1
Περίληψη	2
1. Εισαγωγή	3
2. Θεωρητικό Μέρος	5
2.A. Μικροσκοπία Φωτοϊονισμού	5
2.A.1. Κλασική Περιγραφή Της Κίνησης Του Ηλεκτρονίου Στο Συνδυασμένο Δυναμικό Coulomb + Ομογενούς Στατικού Ηλεκτρικού Πεδίου	6
2.A.2. Ημικλασική Περιγραφή Της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού	11
2.A.3. Κβαντική Περιγραφή Της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού.....	13
2.A3.1 Η Εξίσωση Schrödinger Για Το Πεδίο Coulomb-Stark.....	13
2.A3.2 Ολική Ενεργός Διατομή Και Ρεύμα Πιθανότητας Κατά Τη Φωτοδιέγερση	15
2.B. Το Φασματόμετρο VMI	18
3. Πειραματική Διάταξη	23
3.1. Θάλαμος Αλληλεπίδρασης Και Σύστημα Αντλησης.....	23
3.2. Σύστημα Laser	24
3.3. Διάταξη Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού.....	26
3.4. Διάταξη Βαθμονόμησης Του Laser Και Καταγραφής Φασμάτων	29
4. Πειραματική Διαδικασία – Μετρήσεις – Ανάλυση	32
4.1. Μετρήσεις Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού	32
4.2. Μετρήσεις Βαθμονόμησης Του Laser Και Καταγραφής Φασμάτων.....	38
5. Συμπεράσματα – Προτάσεις Για Περαιτέρω Βελτιώσεις	43
6. Αναφορές	44



Η πειραματική έρευνα που πραγματοποιήθηκε κατά την παρούσα Μεταπτυχιακή Εργασία (Master) ενισχύθηκε οικονομικά από το Ίδρυμα Ιωσήφ & Εσθήρ Γκανή (Σούτσου 26, Ιωάννινα, Τ.Κ. 45444, τηλ. και FAX: 2651036517, email: igani@otenet.gr).



Περίληψη

Η εργασία αυτή έγινε με σκοπό την ανάπτυξη μιας διάταξης Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού και την παρουσίαση των κύριων θεωρητικών και πειραματικών χαρακτηριστικών της, καθώς και των πρώτων πειραματικών αποτελεσμάτων που καταγράφηκαν με αυτή. Μετά τη συνοπτική περιγραφή των στοιχείων της θεωρίας, που αφορούν τα κλασσικά, ημι-κλασσικά και κβαντικά φαινόμενα που εμφανίζονται στα πειράματα της μικροσκοπίας, θα προχωρήσουμε στη μελέτη του φασματομέτρου VMI, του οργάνου με το οποίο καταγράφονται οι αντίστοιχες εικόνες. Στη συνέχεια, θα παρουσιάσουμε την πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήσαμε για την καταγραφή των εικόνων, καθώς και μια δεύτερη διάταξη, η οποία χαρακτηρίζεται από πολύ μεγαλύτερη ομοιογένεια του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή αλληλεπίδρασης ατόμων/δέσμης laser. Με την τελευταία διάταξη καταγράφηκαν φάσματα ιονισμού του Mg και, ταυτόχρονα, κροσσοί συμβολής ενός etalon καθώς και φασματικές γραμμές αναφοράς, με σκοπό τόσο τη βαθμονόμηση του μήκους κύματος του laser όσο και την όσο το δυνατόν ακριβέστερη εκτίμηση της τιμής του ηλεκτρικού πεδίου. Έπειτα, θα παρουσιάσουμε τις μετρήσεις που καταγράφηκαν με τις δύο διατάξεις, ενώ, στο τέλος, θα παρουσιάσουμε τα βασικά συμπεράσματα και θα προτείνουμε κάποιες βελτιώσεις για τη διάταξη.



1. Εισαγωγή

Στην Κβαντική Μηχανική, η κυματοσυνάρτηση είναι έννοια κεντρικής σημασίας. Σε αυτήν εμπεριέχονται όλες οι πληροφορίες για την κατάσταση στην οποία βρίσκεται ένα φυσικό σύστημα (π.χ. ένα άτομο ή μόριο). Παραδοσιακά, η παρατήρηση της κυματοσυνάρτησης με άμεσο τρόπο δεν είναι δυνατή. Υπολογίζεται μόνο θεωρητικά και μέσω αυτής γίνονται προβλέψεις για ένα σύνολο παρατηρήσιμων μεγεθών (π.χ. φάσματα απορρόφησης ή εκπομπής), τα οποία στη συνέχεια συγκρίνονται με πειραματικές μετρήσεις. Ωστόσο, η πειραματική παρατήρηση της κυματοσυνάρτησης είναι το όνειρο κάθε φυσικού που εργάζεται σε οποιοδήποτε πεδίο έρευνας όπου η κβαντική περιγραφή είναι απαραίτητη, κάτι που μέχρι πρόσφατα μπορούσε να θεωρηθεί μόνο ως πείραμα σκέψης. Η άμεση παρατήρηση του τετραγώνου του πλάτους της κυματοσυνάρτησης είναι, πλέον, εφικτή χάρη στην ανάπτυξη των τεχνικών απεικόνισης φωτοηλεκτρονίων και της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού (Photoionization Microscopy).

Η ιδέα της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού προτάθηκε και ερευνήθηκε θεωρητικά κατά τη δεκαετία του 1980 [1-5], όμως η πειραματική απόδειξη έπρεπε να περιμένει μέχρι την εμφάνιση των τεχνικών απεικόνισης φωτοηλεκτρονίων. Η μέθοδος της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού βασίζεται στη δισδιάστατη καταγραφή, σε μακροσκοπική κλίμακα, της ροής αργά κινούμενων ηλεκτρονίων, τα οποία εξάγονται από ένα διεγερμένο φυσικό σύστημα παρουσία στατικού ηλεκτρικού πεδίου, χρησιμοποιώντας ένα φασματόμετρο απεικόνισης χάρτη ταχυτήτων (velocity-map-imaging spectrometer - VMIS). Προς το παρόν, ο όρος αναφέρεται είτε σε ένα αρνητικό ιόν είτε σε ένα άτομο, που έχει διεγερθεί με τη χρήση laser (η περίπτωση της φωτοαποκόλλησης και του φωτοϊονισμού αντίστοιχα).

Το Μικροσκόπιο Φωτοαποκόλλησης (ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο παρουσία στατικού ηλεκτρικού πεδίου) παρουσιάστηκε πειραματικά το 1996 [6]. Χρησιμοποιώντας ένα ημικλαστικό ανάλογο, όπου τα κύματα αναπαριστώνται από τροχιές, οι εικόνες που καταγράφηκαν ήταν αποτέλεσμα της κβαντικής συμβολής μεταξύ των δύο πιθανών τροχιών που μπορεί να ακολουθήσει ένα ηλεκτρόνιο, από το σημείο όπου απελευθερώνεται μέχρι ένα δεδομένο σημείο σε έναν ανιχνευτή θέσης.

Το Μικροσκόπιο Φωτοϊονισμού είναι απαιτητικότερο και γι' αυτό χρειάστηκε να περιμένει περίπου μια δεκαετία περισσότερο για να υλοποιηθεί. Σε αυτό, το ηλεκτρόνιο που διαφεύγει «αισθάνεται» εκτός από το στατικό πεδίο και την ηλεκτροστατική έλξη του ιόντος από το οποίο διέφυγε (πεδίο Coulomb). Στην περίπτωση αυτή, οι τροχιές είναι πολύ περισσότερες και πολυπλοκότερες. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η εικόνα συμβολής να παρουσιάζει μεγαλύτερη λεπτομέρεια και η καταγραφή της να απαιτεί μεγαλύτερη χωρική ανάλυση. Το πρόβλημα επιλύθηκε σε μεγάλο βαθμό

με τη βελτίωση του αρχικού σχεδίου του φασματομέτρου VMI και, πιο συγκεκριμένα, με την προσθήκη ενός ηλεκτροστατικού φακού τριών ηλεκτροδίων σε αυτό [7].

Η εργασία αυτή έγινε με σκοπό την παρουσίαση της διάταξης της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού και των βασικών χαρακτηριστικών της, όπως αυτή υλοποιήθηκε στο Εργαστήριο Ατομικής & Μοριακής Φυσικής του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Τα κεφάλαια που ακολουθούν είναι αφιερωμένα, κατά σειρά, στη θεωρητική περιγραφή της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού και το φασματομέτρο VMI, στην ανάπτυξη της πειραματικής διάταξης στο Εργαστήριό μας και, τέλος, στην παρουσίαση των αποτελεσμάτων που καταγράφηκαν με τη διάταξη αυτή.

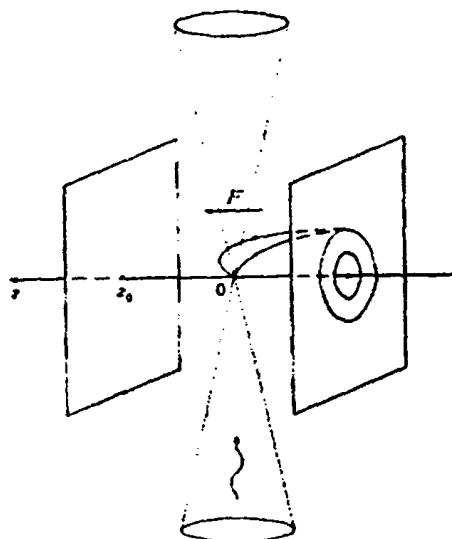


2. Θεωρητικό Μέρος

2.Α. Μικροσκοπία Φωτοϊονισμού

Οι πρώτοι που περιέγραψαν θεωρητικά την Μικροσκοπία Φωτοϊονισμού ήταν οι Demkov, Kondratovich και Ostrovsky, σε μια σειρά διαδόσεων δημοσιεύσεων από το 1983 έως το 1990 [1-5].

Οι Kondratovich και Ostrovsky πρότειναν επίσης μια απλή διάταξη για την πειραματική μελέτη της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού [5], η οποία παρουσιάζεται στο Σχ. 1. Η διάταξη αποτελείται από δύο παράλληλες, ηλεκτρικά φορτισμένες, μεταλλικές πλάκες, σε κάποια απόσταση μεταξύ τους. Μεταξύ των πλακών παράγεται ομογενές ηλεκτρικό πεδίο μέτρου F . Η δέσμη του δείγματος (ατομικού, μοριακού ή αρνητικά φορτισμένων ιόντων) μπορεί να είναι προσανατολισμένη παράλληλα ή κάθετα στις πλάκες (δεν απεικονίζεται), ενώ η δέσμη laser έχει διεύθυνση παράλληλη στις πλάκες (οι δύο κώνοι στο σχήμα). Η αλληλεπίδραση laser-δείγματος λαμβάνει χώρα στο σημείο O , με τις δύο δέσμες να είναι κάθετες μεταξύ τους. Τα εξαγόμενα ηλεκτρόνια προσπίπτουν σε ανιχνευτή θέσης, ο οποίος στο σχήμα έχει τοποθετηθεί σε μία από τις δύο πλάκες.



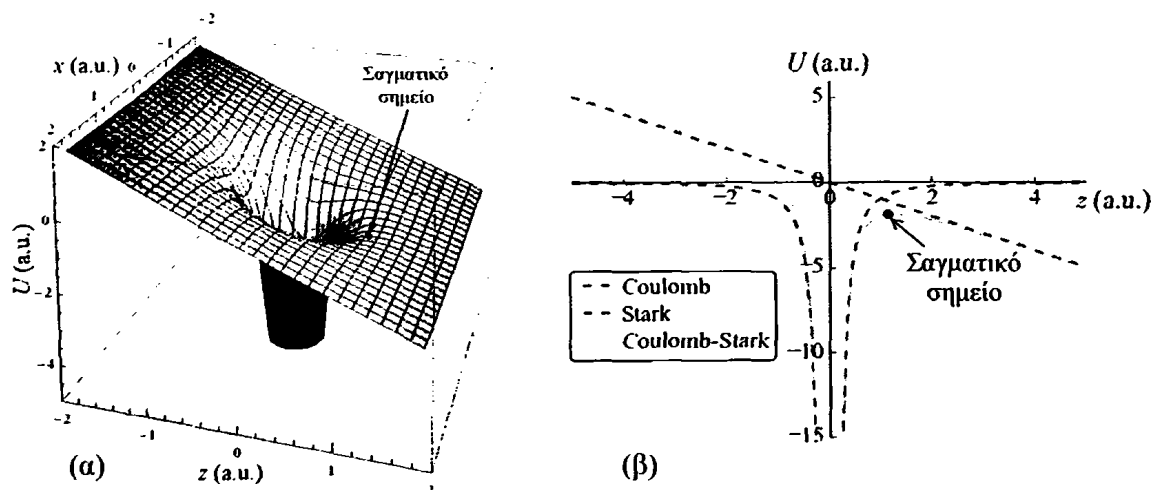
Σχήμα 1. Πειραματική διάταξη για τη μελέτη της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού, όπως αυτή προτάθηκε από τους Kondratovich και Ostrovsky [5].

Σύμφωνα με τους Kondratovich και Ostrovsky [5], τα ηλεκτρόνια που εξάγονται στο σημείο O προσπίπτουν στον ανιχνευτή ακολουθώντας περισσότερες από μία τροχιές. Στην περίπτωση της φωτοαποκόλλησης (photodetachment) αρνητικών ιόντων, τα εξαγόμενα ηλεκτρόνια «αισθάνονται» μόνο το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Έτσι, τα ηλεκτρόνια που εκκινούν από την πηγή και που προσπίπτουν σε ένα κοινό σημείο του ανιχνευτή μπορούν να ακολουθήσουν μόνο δύο διαφορετικές παραβολικές τροχιές, όπως ακριβώς φαίνεται στο Σχ. 1. Ακολουθώντας, λόγω της κυματικής φύσης των ηλεκτρονίων, έχουμε την εμφάνιση κροσσών συμβολής στον ανιχνευτή. Στην περίπτωση του φωτοϊονισμού, τα ηλεκτρόνια «αισθάνονται» εκτός από το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο και το δυναμικό του εναπομείναντος ιόντος. Λόγω αυτής της επιπλέον αλληλεπίδρασης, οι δυνατές τροχιές των ηλεκτρονίων που εκκινούν από την πηγή και προσπίπτουν στο ίδιο σημείο του ανιχνευτή είναι περισσότερες (εν γένει άπειρες) και πιο πολύπλοκες, με την εικόνα της συμβολής να γίνεται επίσης πολύπλοκότερη.

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούμε στα βασικά θεωρητικά στοιχεία της μικροσκοπίας φω-
τοϊονισμού, παρουσιάζοντας ξεχωριστά τα κλασσικά, ημικλασσικά και κβαντικά φαινόμενα που
αναμένουμε στο λεγόμενο πρόβλημα Coulomb-Stark.

2.A.1. Κλασσική Περιγραφή Της Κίνησης Του Ηλεκτρονίου Στο Συνδυασμένο Δυναμι- κό Coulomb + Ομογενούς Στατικού Ηλεκτρικού Πεδίου

Όπως είπαμε προηγουμένως, η αλληλεπίδραση laser-δείγματος (ατομικού ή μοριακού) λαμ-
βάνει χώρα παρουσία στατικού και ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου (πεδίο Stark) με κατεύθυνση το
θετικό ημιάξονα z (άξονας του φασματομέτρου). Η μορφή του συνδυασμένου δυναμικού Coulomb-
Stark, εντός του οποίου κινείται το ηλεκτρόνιο ($-Z/r + Fz$ - σε ατομικές μονάδες - με Z το φορτίο
του πυρήνα και $Z = 1$ για το άτομο του Υδρογόνου), παρουσιάζεται στο Σχ. 2. Το κλασσικό ανάλο-
γο του παραπάνω προβλήματος απαντάται στην Ουράνια Μηχανική. Συγκεκριμένα, το πρόβλημα
είναι ισοδύναμο με ένα σώμα (π.χ. δορυφόρος) που υφίσταται σταθερή επιτάχυνση στη γειτονιά
ενός πλανήτη, από τον οποίο έλκεται μέσω μιας δύναμης που υπακούει σε ένα νόμο αντιστρόφου
τετραγώνου (νόμος παγκόσμιας έλξης). Το πρόβλημα αυτό έχει μελετηθεί εκτενώς από τον Beletz-
ky [8]. Η αντίστοιχη κλασσική κίνηση των ηλεκτρονίων στο δυναμικό Coulomb-Stark έχει μελετη-
θεί πλήρως από τους Kondatovitch και Ostrovsy [2-5, 9] και τον Bordas [10].



Σχήμα 2. (α) Τριδιάστατη απεικόνιση του συνδυασμένου δυναμικού Coulomb-Stark και (β) τομή κατά μήκος του άξονα των z . Με διακεκομμένες γραμμές απεικονίζονται τα δυναμικά Coulomb και Stark ξεχωριστά. Το σαγματικό σημείο βρίσκεται στην ενέργεια $E_{sp} = -2\sqrt{ZF}$. Σημειώνουμε ότι στα σχήματα αυτά η κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου συμπίπτει με τον αρνητικό ημιάξονα z , αντίθετα με τη σύμβαση που θα χρησιμοποιήσουμε από εδώ και πέρα.

Παρατηρούμε ότι το συνδυασμένο δυναμικό παρουσιάζει ένα σαγματικό σημείο (saddle point) ενεργειακού ύψους,

$$E_{sp} = -2\sqrt{ZF} .$$

Λόγω της συμμετρίας του προβλήματος, οι κλασσικές εξισώσεις κίνησης διαχωρίζονται στο σύστημα παραβολικών συντεταγμένων (Σχ. 3):

$$\xi = r + z, \quad \eta = r - z, \quad \varphi = \tan^{-1} y/x. \quad (2)$$

Χρησιμοποιώντας τη (2) και την ανηγμένη χρονική μεταβλητή (reduced time variable) τ σύμφωνα με τη σχέση $d\tau = dt/r$, αυτές οι εξισώσεις κίνησης (σε ατομικές μονάδες) γράφονται ως [10]:

$$\frac{d\xi}{d\tau} = 2\xi \left(\frac{1}{2}E + \left(\frac{Z_1}{\xi}\right) - \frac{p_\varphi^2}{4\xi^2} - \frac{1}{4}F\xi \right)^{1/2} \quad (3\alpha)$$

και

$$\frac{d\eta}{d\tau} = 2\eta \left(\frac{1}{2}E + \left(\frac{Z_2}{\eta}\right) - \frac{p_\varphi^2}{4\eta^2} + \frac{1}{4}F\eta \right)^{1/2}. \quad (3\beta)$$

Στις Εξ. (3α,β) E είναι η ενέργεια του ηλεκτρονίου (με $E = 0$ να αντιστοιχεί στο κατώφλι ιονισμού απουσία πεδίου) και οι σταθερές διαχωρισμού Z_1 και Z_2 συσχετίζονται με τη γωνία εκτόξευσης β , μεταξύ της αρχικής ταχύτητας του φωτοηλεκτρονίου και του άξονα του πεδίου (Σχ. 4):

$$Z_1 = Z \cos^2(\beta/2), \quad Z_2 = Z \sin^2(\beta/2), \quad Z_1 + Z_2 = Z. \quad (4)$$

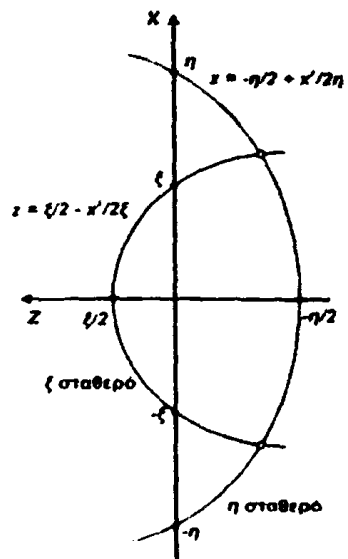
Χωρίς απώλεια της γενικότητας, θα εξετάσουμε την περίπτωση της κίνησης σε ένα επίπεδο που περιέχει τον άξονα z (θέτουμε δηλαδή $p_\varphi = 0$ στις Εξ. (3α,β)). Η ολοκλήρωση των εξισώσεων αυτών δίνει τις παραβολικές συντεταγμένες ξ και η ως συνάρτηση της ανηγμένης χρονικής μεταβλητής τ . Από τη μορφή των εξισώσεων κίνησης συνάγεται ότι η κλασσική κίνηση του ηλεκτρονίου ως προς τη συντεταγμένη ξ είναι πάντοτε δέσμια. Το ηλεκτρόνιο εκτελεί ταλαντώσεις εντός της περιοχής $0 \leq \xi \leq \xi_{\max}$, όπου

$$\xi_{\max} = 2 \left[\frac{Z}{F} \right]^{1/2} \left\{ \left[\varepsilon^2 + Z \cos^2 \left(\frac{\beta}{2} \right) \right]^{1/2} + |\varepsilon| \right\} \quad (5)$$

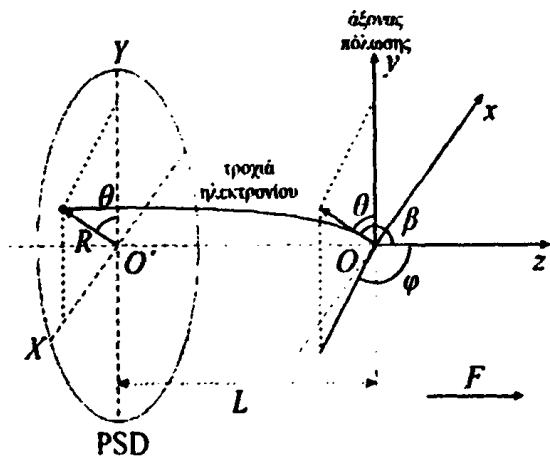
και όπου έχουμε ορίσει την ανηγμένη ενεργειακή παράμετρο (reduced energy)

$$\varepsilon \equiv \frac{E}{|E_{sp}|}. \quad (6)$$

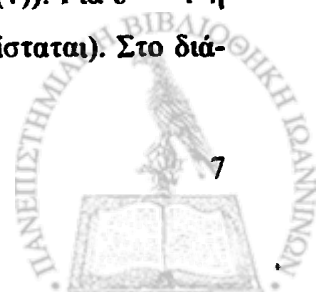
Όσον αφορά το είδος της κίνησης κατά τη συντεταγμένη η , αυτό εξαρτάται από τη σχετική θέση της μηχανικής ενέργειας E ως προς την ενέργεια του σαγματικού σημείου (Εξ. (1)). Για $\varepsilon < -1$ η κλασσική κίνηση είναι δέσμια (εφόσον, κλασσικά, φαινόμενο σήραγγας δεν υφίσταται). Στο διά-



Σχήμα 3. Παραβολικές συντεταγμένες ξ και η στο επίπεδο x - z .



Σχήμα 4. Σχηματικό διάγραμμα της πειραματικής διάταξης της μικροσκοπίας φωτοϊονισμού.

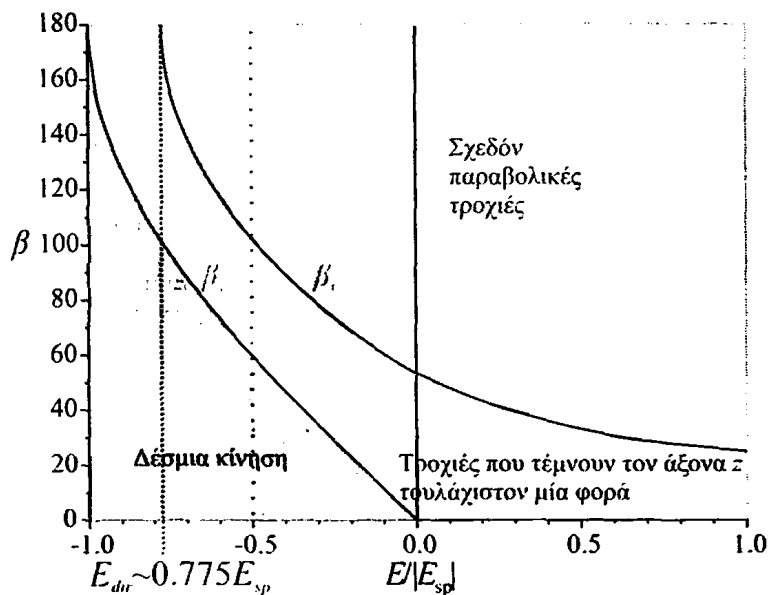


στημα $-1 \leq \varepsilon \leq 0$, που παρουσιάζει μεγαλύτερο ενδιαφέρον. Διακρίνουμε δύο περιπτώσεις, ανάλογα με τη γωνία εκτόξευσης β . Εάν

$$\beta < \beta_c = 2 \arcsin[|\varepsilon|], \quad (7)$$

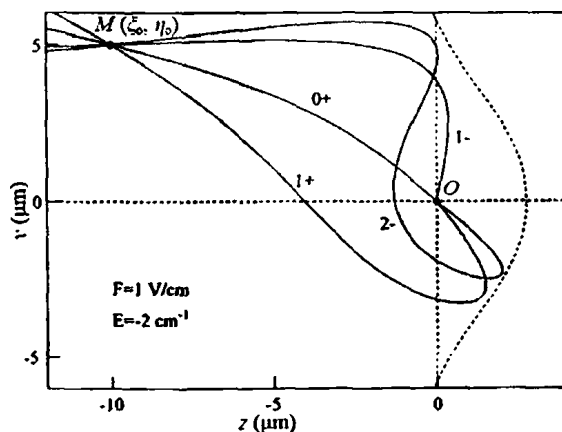
η κίνηση είναι κλασσικά δέσμια. Το ηλεκτρόνιο κινείται εντός του «οριακού κύκλου» που ορίζεται από την εξίσωση $E = -Z/r + Fz$ [11-13], χωρίς να μπορεί να βρει την «πόρτα της εξόδου», δηλαδή το άνοιγμα του κύκλου. Αντίθετα, για $\beta > \beta_c$, η κίνηση είναι ελεύθερη και το ηλεκτρόνιο διαφεύγει μέσα από άνοιγμα του κύκλου στο $\eta \rightarrow \infty$ ($z \rightarrow -\infty$). Τέλος, για $\varepsilon > 0$, η κίνηση είναι πάντοτε ελεύθερη κατά τη συντεταγμένη η και η κρίσιμη γωνία β_c δεν έχει πλέον νόημα ($\beta_c = 0$ για $\varepsilon \geq 0$).

Η περιπλοκότητα της εκάστοτε τροχιάς και, ειδικότερα, ο αριθμός των τομών της τροχιάς αυτής με τον (αρνητικό) άξονα z , αντιστοιχεί στο ακέραιο μέρος του λόγου T_η/T_ζ , όπου T_η είναι ο ανηγμένος χρόνος που χρειάζεται το ηλεκτρόνιο για να εκτοξευθεί στο άπειρο κατά τη συντεταγμένη η και T_ζ η (ανηγμένη) περίοδος της ταλαντωτικής κίνησής του κατά τη συντεταγμένη ζ . Οι αναλυτικές εκφράσεις για τους δύο αυτούς χρό-



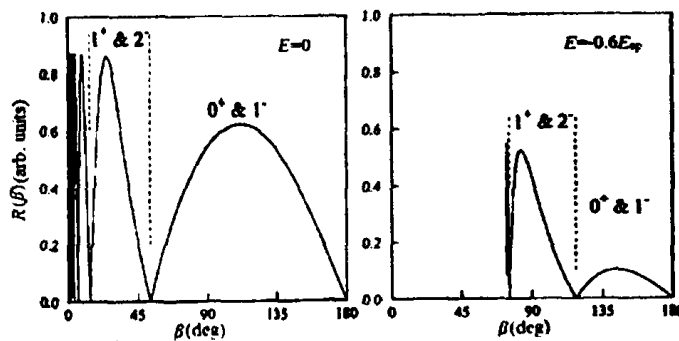
Σχήμα 5. Συμπεριφορά των κρίσιμων γωνιών β_c και β_0 ως συνάρτηση της ενέργειας.

νους μπορούν να βρεθούν στη βιβλιογραφία [14]. Η συνθήκη $T_\eta/T_\zeta = 1$ ορίζει μία ακόμη κρίσιμη γωνία, τη β_0 , που αντιστοιχεί στην τροχιά όπου το ηλεκτρόνιο τέμνει μία και μοναδική φορά τον άξονα z τη στιγμή που φτάνει στο «άπειρο», δηλαδή στο κέντρο του ανιχνευτή. Κατά την τροχιά αυτή, το ηλεκτρόνιο εκτελεί, λοιπόν, μία πλήρη ταλάντωση κατά τη συντεταγμένη ζ . Συνεπώς, στην περιοχή γωνιών $\beta_0 < \beta \leq \pi$ αντιστοιχούν οι απλούστερες δυνατές τροχιές που δεν τέμνουν καμία φορά τον άξονα z και δεν αποκλίνουν ιδιαίτερα από τις απλές, παραβολικές (βαλλιστικές) τροχιές, που θα αναμέναμε εάν είχαμε αγνοήσει



Σχήμα 6. Παραδείγματα τροχιών σε πεδίο $F = 1 \text{ V/cm}$ για ενέργεια $E = -2 \text{ cm}^{-1}$. Με διακεκομμένη γραμμή φαίνεται ο οριακός κύκλος.

το ελκτικό κέντρο Coulomb. Οι τροχιές αυτές αναφέρονται στη βιβλιογραφία ως «direct trajectories» και στην εργασία αυτή θα τις ονομάζουμε «άμεσες τροχιές». Αντίθετα, στην περιοχή $\beta_c < \beta \leq \beta_0$ ($\varepsilon < 0$) ή $0 < \beta \leq \beta_0$ ($\varepsilon > 0$), οι τροχιές είναι περίπλοκες, τέμνουν τον άξονα z τουλάχιστον μία φορά και ονομάζονται «indirect trajectories», ενώ στην εργασία αυτή θα τις ονομάζουμε «έμμεσες τροχιές». Σημειώνουμε ότι η γωνία β_0 εξαρτάται από την ενέργεια. Έχουμε ότι $\beta_0 = \pi$, για τη χαρακτηριστική ενέργεια $E_{dir} \approx 0.775 E_{sp}$ ($\varepsilon \approx -0.775$), ενώ η β_0 μειώνεται συνεχώς καθώς η ενέργεια αυξάνει περαιτέρω, έχει δε νόημα και για θετικές ενέργειες. Αντίθετα, για $\varepsilon < -0.775$, άμεσες τροχιές δεν υπάρχουν. Η συμπεριφορά των γωνιών β_c και β_0 ως συνάρτηση της ενέργειας φαίνεται στο Σχ. 5, ενώ στο Σχ. 6 φαίνονται μερικές από τις τροχιές για κάποιες επιλεγμένες τιμές της ενέργειας και του ηλεκτρικού πεδίου. Οι τροχιές του σχήματος αυτού, που σημειώνονται με 0^+ και 1^- [5], είναι άμεσες ενώ όλες οι άλλες έμμεσες.



Σχήμα 7. Γραφική παράσταση της ακτίνας R της εικόνας στον ανιχνευτή συναρτήσει της γωνίας εκτόξευσης β για $\varepsilon = 0$ και $\varepsilon = -0.6$.

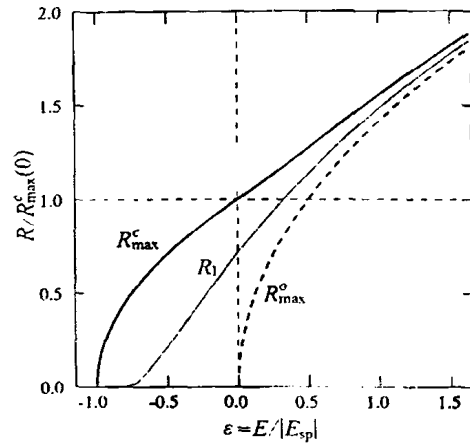
Για μία δεδομένη ενέργεια και ηλεκτρικό πεδίο, τα σημεία πρόσκρουσης στον ανιχνευτή αντιστοιχούν σε ακτίνες R , που είναι ανάλογες του $[\xi(\tau = T_\eta)]^{1/2}$ και που εξαρτώνται από τη γωνία εκτόξευσης του ηλεκτρονίου. Ένα παράδειγμα φαίνεται στο Σχ. 7. Υπάρχει δε μία μέγιστη ακτίνα R_{max}^c , που αντιστοιχεί στις έμμεσες τροχιές και μία μέγιστη ακτίνα R_l , που αντιστοιχεί στις άμεσες τροχιές. Η R_{max}^c δίνεται από τις σχέσεις (σε ατομικές μονάδες):

$$R_{max}^c = 2 \frac{L^{1/2}}{F^{1/4}} (\varepsilon + 1)^{1/2} \quad (-1 < \varepsilon \leq 0) \quad (8a)$$

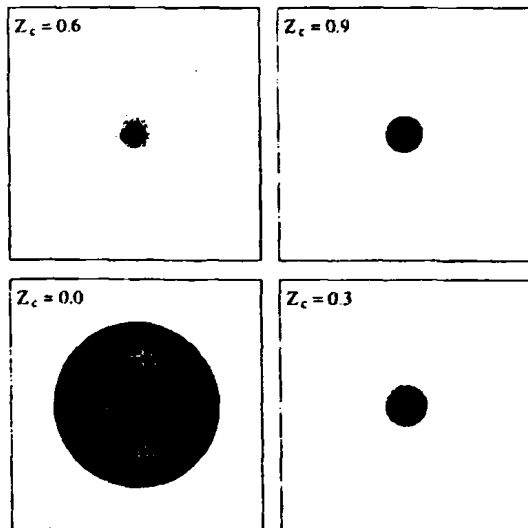
$$R_{max}^c = 2 \frac{L^{1/2}}{F^{1/4}} \left[\varepsilon + \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (\varepsilon \geq 0) \quad (8b)$$

όπου L η απόσταση του ανιχνευτή από την πηγή των ηλεκτρονίων. Για την R_l δεν υπάρχει αναλυτική έκφραση και υπολογίζεται αριθμητικά. Η συμπεριφορά των ακτίνων αυτών συναρτήσει της ενέργειας απεικονίζεται στο Σχ. 8. Το γράφημα είναι «κανονικοποιημένο» ως προς την ακτίνα $R_{max}^c(\varepsilon = 0)$. Για μεγάλες ενέργειες ($\varepsilon \gg 1$), οι δύο ακτίνες πλησιάζουν η μία την άλλη και τελικά συμπιέζονται, τόσο μεταξύ τους όσο και με την ακτίνα $R_{max}^0 \propto [2\varepsilon]^{1/2}$ (που επίσης φαίνεται στο Σχ. 8), την οποία θα αναμέναμε εάν είχαμε αγνοήσει το ελκτικό κέντρο Coulomb. Η R_{max}^0 αντιστοιχεί στη φωτοαποκόλληση ηλεκτρονίων από αρνητικά ιόντα και προσεγγίζει πολύ καλά τη μέγιστη α-

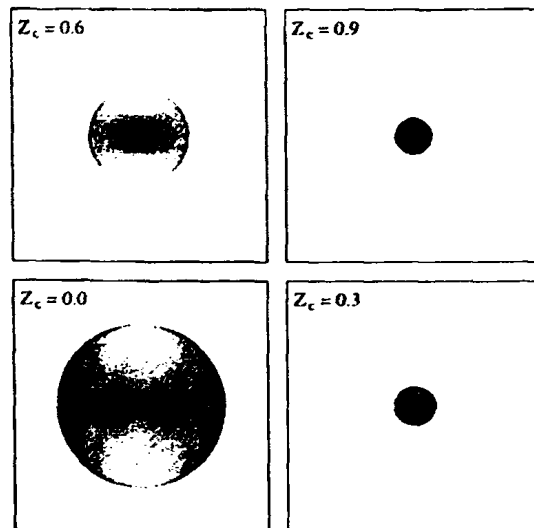
κτίνα των μεγάλων ενεργειών φωτοϊονισμού των ατόμων. Μάλιστα, μέσω αυτής της μέγιστης ακτίνας μετριέται η ενέργεια των φωτοηλεκτρονίων στα συνήθη πειράματα φωτοϊονισμού, που είναι βασισμένα σε απεικονιστικές τεχνικές, εφόσον θεωρούμε ότι υπάρχει αντιστοιχία 1 προς 1 μεταξύ μέγιστης ακτίνας και κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων. Το σημαντικό στοιχείο του γραφήματος του Σχ. 8 όμως, είναι η πρόβλεψη ότι, κατά τον φωτοϊονισμό, στις χαμηλές ενέργειες ($-1 \leq \epsilon \leq 1$) υπάρχουν δύο χαρακτηριστικές μέγιστες ακτίνες για φωτοηλεκτρόνια της ίδιας ενέργειας.



Σχήμα 8. Γραφική παράσταση των R_{\max}^c , R_{\max}^o , R_1 συναρτήσει της ενεργειακής παραμέτρου ϵ .

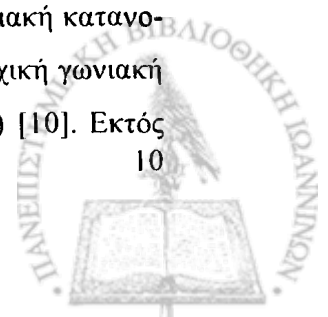


Σχήμα 9. Προσομοιωμένες εικόνες υπολογισμένες με μια ιστροπική αρχική γωνιακή κατανομή $f(\theta) = ct$ και αρνητικές ενέργειες για $\epsilon^2 = Z_c = 0, 0.3, 0.6, 0.9$. Οι εικόνες έχουν υπολογιστεί με τις ακόλουθες τιμές: $F = 1 \text{ V/cm}$, $L = 500 \text{ mm}$, διαστάσεις του τετραγώνου $D_{sq} = 6 \text{ mm}$. Η κλίμακα της έντασης έχει βελτιστοποιηθεί για να τονιστούν χαρακτηριστικά χαμηλής έντασης.



Σχήμα 10. Όμοια με το Σχ. 9 για αρχική γωνιακή κατανομή $f(\theta) = ct \cdot \sin^2(\theta)$ και πόλωση του laser κατά τον κατακόρυφο άξονα.

Τα παραπάνω σχόλια μπορούν να γίνουν πιο κατανοητά μέσω των Σχ. 9 και 10, όπου σχεδιάζονται οι κατανομές στον ανιχνευτή για διάφορες τιμές του τετραγώνου της ανηγμένης ενεργειακής παραμέτρου ($\epsilon^2 = Z_c$ στο σχήμα) και όπου έχει ληφθεί υπ' όψη και η αρχική γωνιακή κατανομή διαφυγής των ηλεκτρονίων από την πηγή $f(\theta)$. Το Σχ. 9 αφορά μία ιστροπική αρχική γωνιακή κατανομή $f(\theta) = ct$ ενώ το Σχ. 10 σε μία κατανομή της μορφής $f(\theta) = ct \cdot \sin^2(\theta)$ [10]. Εκτός



των δύο προαναφερθέντων συνεισφορών (direct/indirect), ενδιαφέρον παρουσιάζει και το έντονο κεντρικό μέγιστο, που εμφανίζεται λόγω του μη-αμελητέου αριθμού τροχιών που καταλήγουν στο κέντρο του ανιχνευτή.

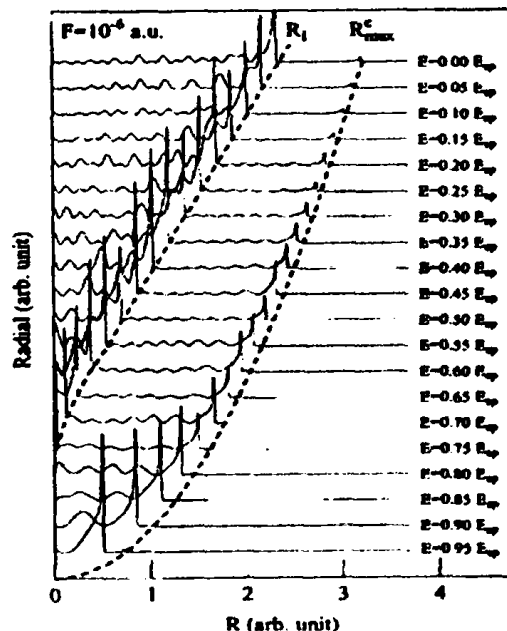
2.A.2. Ημικλασική Περιγραφή Της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού

Η κλασική περιγραφή της μικροσκοπίας φωτοϊονισμού, που παρουσιάσαμε παραπάνω, δε μπορεί να εξηγήσει όλα τα χαρακτηριστικά που παρατηρούνται πειραματικά στις εικόνες που δημιουργούν τα ηλεκτρόνια στον ανιχνευτή. Συγκεκριμένα, δε μπορεί να προβλέψει την εμφάνιση που έχουν οι σχηματισμοί συμβολής. Ποιοτικά, η εμφάνιση συμβολής μπορεί να εξηγηθεί μέσω του Σχ. 6, όπου σημαντικός (θεωρητικά άπειρος) αριθμός τροχιών, διαφορετικής συνολικής διαδρομής, ξεκινάει από το ίδιο σημείο (πηγή) και καταλήγει στο ίδιο σημείο του ανιχνευτή. Για να λάβουμε υπ' όψη την κυματική φύση των ηλεκτρονίων, μπορούμε να τα περιγράψουμε μέσω «κυμάτων de Broglie». Τότε, οι διαφορετικές διαδρομές των ηλεκτρονιακών τροχιών αντανakλώνται στις διαφορετικές φάσεις των αντίστοιχων κυμάτων κατά την άφιξή τους στον ανιχνευτή, σε κάποιο σημείο M . Συνεπώς, στην ημικλασική προσέγγιση η κυματοσυνάρτηση του φωτοηλεκτρονίου στο σημείο αυτό μπορεί να γραφεί ως

$$\Psi(M) = \sum_N c_N(\beta, \theta) e^{iS_N}, \quad (9)$$

όπου οι συναρτήσεις $c_N(\beta, \theta)$ (για τις γωνίες δες το Σχ. 4) αντιπροσωπεύουν το «βάρος» της εκάστοτε τροχιάς, ενώ με S_N συμβολίζονται οι δράσεις κατά μήκος των κλασικών τροχιών από την πηγή των ηλεκτρονίων έως το σημείο M . Οι τελευταίες μπορούν να εκφραστούν ως άθροισμα των συνεισφορών της ορμής κατά μήκος των συντεταγμένων ξ και η , για κάθε μία από αυτές τις N τροχιές. Οι ακριβείς εκφράσεις των S_N (ολοκληρώματα φάσης) μπορούν να βρεθούν στα άρθρα των Kondratovich και Ostrovsky [2, 3], καθώς και του Harmin [15-17].

Αν και στην ημικλασική περιγραφή φαινόμενα σήραγγας προβλέπονται, η μέχρι τώρα χρήση της παραπάνω μεθόδου έχει περιοριστεί μόνο στην περίπτωση όπου το ηλεκτρόνιο μπορεί να διαφύγει κλασικά. Για δεδομένη ενέργεια E , πεδίο F και κβαντικό αριθμό m , κάθε κλασική τροχιά χαρακτηρίζεται από μία αρχική γωνία διαφυγής β . Ημικλασικά, υπάρχουν μόνο κάποιες

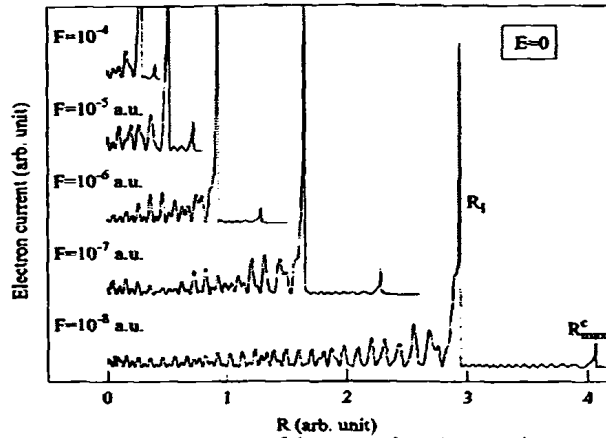


Σχήμα 11. Ακτινική κατανομή (προσομοίωση) του ρεύματος των ηλεκτρονίων για ενέργειες μεταξύ της ενέργειας του σαγματικού σημείου E_p και $E = 0$ σε ηλεκτρικό πεδίο $F = 10^{-6}$ a.u.

επιτρεπόμενες γωνίες εκτόξευσης, οι οποίες υπολογίζονται μέσω της ημικλασσικής συνθήκης κβάντωσης:

$$\int_0^{\xi_{\max}(\beta_N)} \left[\frac{E}{2} + \frac{Z \cos^2(\beta_N/2)}{\xi} - \frac{F}{4} \frac{\xi}{\xi} \right]^{1/2} d\xi = \pi \left(N + m + \frac{1}{2} \right), \quad N = 0, 1, \dots, N_{\max}, \quad (10)$$

όπου το όρισμα του ολοκληρώματος αναπαριστά την ορμή κατά την κατεύθυνση ξ και το ξ_{\max} δίνεται από την Εξ. (5). Για $\varepsilon < 0$ επιλέγονται μόνο οι γωνίες $\beta > \beta_C$, οπότε και ο μέγιστος αριθμός N_{\max} είναι πεπερασμένος. Συνεπώς, $S_N \equiv S(\beta_N)$ και $c_N \equiv c_N(\beta_N, \theta)$. Όσον αφορά τον ακριβή προσδιορισμό των συντελεστών c_N , αυτός προϋποθέτει μία πλήρως κβαντομηχανική περιγραφή του προβλήματος.



Σχήμα 12. Ακτινική κατανομή (προσομοίωση) του ρεύματος των ηλεκτρονίων στην ενέργεια $E = 0$ για ηλεκτρικά πεδία από 10^{-8} έως 10^{-4} a.u..

Προσεγγιστικά μπορεί να εκφραστεί μέσω ενός αναπτύγματος σε μερικά κύματα τροχιακής στροφορμής l . Οι Bordas et al., στη σχετική τους δημοσίευση [14], θεώρησαν μια ισοτροπική αρχική κατανομή ($l = 0$, δηλαδή ανεξάρτητη της θ) και ίσους συντελεστές c_N για κάθε N . Παρά την απλότητα των αριθμητικών προσομοιώσεών τους, οι τελευταίοι βρέθηκαν να είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τις πειραματικές παρατηρήσεις στο άτομο του Xe.

Μερικά αποτελέσματα της παραπάνω ανάλυσης φαίνονται στα Σχ. 11 και 12. Στο Σχ. 11 παρατηρούμε τις ημικλασσικές ακτινικές κατανομές ως συνάρτηση της ενέργειας για την ίδια τιμή του πεδίου. Η εμφάνιση φαινομένων κβαντικής συμβολής είναι εμφανής. Παρατηρούμε ότι στην περιοχή ($E_{sp} \leq E \leq E_{dir}$), όπου δεν υπάρχουν ακόμη άμεσες τροχιές, ο σχηματισμός συμβολής (και ειδικότερα ο αριθμός των σκοτεινών κροσσών) εξελίσσεται ομαλά καθώς αυξάνει η ενέργεια και οι αποστάσεις μεταξύ διαδοχικών σκοτεινών κροσσών μειώνονται αργά. Για $E \geq E_{dir}$, όπου υπάρχουν τόσο άμεσες όσο και έμμεσες τροχιές, εμφανίζεται και ένας δεύτερος έντονος σχηματισμός χαμηλότερης χωρικής συχνότητας, καθώς και ένα χωρικό διακρότημα (beating) στην περιοχή της επικάλυψης των δύο σχηματισμών. Αυτό είναι πιο φανερό σε μερικές από τις ακτινικές κατανομές του Σχ. 12, που είναι σχεδιασμένες για διάφορες τιμές του πεδίου, αλλά για την ίδια ενέργεια $E = 0$. Από το ίδιο σχήμα γίνεται επίσης φανερό ότι, για την ίδια ενέργεια, η απόσταση μεταξύ διαδοχικών κροσσών συμβολής είναι σχεδόν ανεξάρτητη από την τιμή F του πεδίου, αλλά και ότι ο αριθμός τους είναι μικρότερος (και, επακόλουθα, η καταγραφή τους ανετότερη) σε μεγάλες τιμές του πεδίου. Αυτό αποδεικνύεται ότι οφείλεται στο γεγονός ότι, ενώ δράση S_N είναι ανάλογη του $F^{1/4}$, η R_C^{\max} είναι ανάλογη του $F^{1/4}$.

2.A.3. Κβαντική Περιγραφή Της Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού

2.A.3.1. Η Εξίσωση Schrödinger Για Το Πεδίο Coulomb-Stark

Περνάμε τώρα στην Κβαντική περιγραφή του υδρογονικού φαινομένου Stark. Το φαινόμενο αυτό αποτελεί ένα από τα παλαιότερα προβλήματα της Κβαντομηχανικής και έχει μελετηθεί εκτενώς σε υδρογονικά [18], αλλά και μη-υδρογονικά συστήματα. Για χαμηλά διεγερμένες καταστάσεις και σχετικά μικρά ηλεκτρικά πεδία (σε σχέση με το πεδίο Coulomb), αρκεί συνήθως η χρήση της θεωρίας διαταραχών, η οποία προβλέπει τη γνωστή μετατόπιση και το διαχωρισμό των ενεργειακών επιπέδων.

Στην ενεργειακή περιοχή για την οποία ενδιαφερόμαστε ($-1 \leq \epsilon \leq 0$) όμως, η αλληλεπίδραση του διεγερμένου ηλεκτρονίου με το ηλεκτρικό πεδίο και με το πεδίο Coulomb είναι παρεμφερούς ισχύος και η θεωρία διαταραχών δεν είναι εύκολα εφαρμόσιμη, καθώς χρειάζονται αρκετοί (≥ 4) διαταρακτικοί όροι για να περιγράψουν σχετικά ικανοποιητικά το φαινόμενο. Έτσι, για αυτή την ενεργειακή περιοχή απαιτείται μία μη-διαταρακτική λύση. Επιπλέον, η χρήση της θεωρίας διαταραχών «αποκρύπτει» το γεγονός ότι το φαινόμενο Stark αναφέρεται, στην πραγματικότητα, σε ένα πρόβλημα σκέδασης, εφόσον, κβαντικά, το ηλεκτρόνιο μπορεί πάντοτε να διαφύγει μέσω του φαινομένου σήραγγας. Συνεπώς, η εξίσωση Schrödinger,

$$\left[-\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{Z}{r} + Fz \right] \Psi = E\Psi, \quad (11)$$

πρέπει να επιλύεται για κάθε προεπιλεγμένη ενέργεια E του συστήματος. Παρ' όλα αυτά, η εξίσωση διαχωρίζεται σε παραβολικές συντεταγμένες (Εξ. (2)), όπως και το κλασσικό πρόβλημα. Για τον σκοπό αυτό, η κυματοσυνάρτηση γράφεται στη μορφή:

$$\Psi(\xi, \eta, \varphi) = \frac{\chi_1(\xi)}{\sqrt{\xi}} \frac{\chi_2(\eta)}{\sqrt{\eta}} \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}, \quad (12)$$

όπου m ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός, που παραμένει καλός κβαντικός αριθμός και η Εξ. (11) καταλήγει στις δύο παρακάτω συνήθεις διαφορικές εξισώσεις:

$$-\frac{1}{2} \frac{d^2 \chi_1}{d\xi^2} + \left(-\frac{E}{4} - \frac{Z_1}{2\xi} + \frac{m^2-1}{8\xi^2} + \frac{1}{8} F\xi \right) \chi_1 = 0 \quad (13\alpha)$$

και

$$-\frac{1}{2} \frac{d^2 \chi_2}{d\eta^2} + \left(-\frac{E}{4} - \frac{Z_2}{2\eta} + \frac{m^2-1}{8\eta^2} - \frac{1}{8} F\eta \right) \chi_2 = 0, \quad (13\beta)$$

($\xi, \eta \geq 0$) με $Z_{1,2}$ τις σταθερές διαχωρισμού, για τις οποίες ισχύει, όπως και στο κλασσικό πρόβλημα, ότι $Z_1 + Z_2 = Z$. Στο Σχ. 13 σχεδιάζονται οι προσεγγιστικές (βλέπε λεζάντα του σχήματος) μορφές των δυναμικών ενεργειών κατά τις συντεταγμένες ξ και η .

$$U_{eff1}(\xi) \approx -\frac{Z_1}{2\xi} + \frac{m^2}{8\xi^2} + \frac{F}{8}\xi \quad (14\alpha)$$

$$U_{eff2}(\eta) \approx -\frac{Z_2}{2\eta} + \frac{m^2}{8\eta^2} - \frac{F}{8}\eta. \quad (14\beta)$$

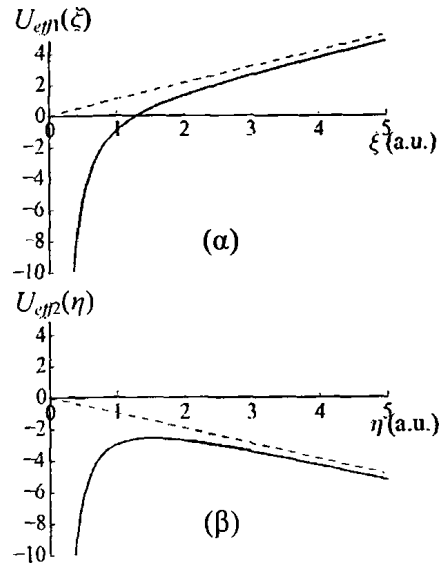
για $m = 0$ και μία επιλεγμένη τιμή των σταθερών Z_1 και $Z_2 = Z - Z_1 = 1 - Z_1$. Η συμπεριφορά των δυναμικών σε μεγάλα ξ και η καθορίζεται κυρίως από τους παράγοντες $F\xi/8$ και $-F\eta/8$, αντίστοιχα. καθώς είναι οι πιο «ισχυροί» στις Εξ. 14(α,β).

Από τη μορφή του δυναμικού της Εξ. (14α), που παρουσιάζεται στο Σχ. 13(α), παρατηρούμε ότι η κίνηση του ηλεκτρονίου κατά τη συντεταγμένη ξ (που συνδέεται με την κίνηση κατά την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου) είναι πάντοτε δέσμια. Η Εξ. (13α) επιλύεται, λοιπόν, όπως και σε ένα τυπικό πρόβλημα δέσμιας κίνησης, όπου η κυματοσυνάρτηση $\chi_1(\xi)$ φθίνει εκθετικά για $\xi > \xi_{\max}$ (το κλασσικό σημείο αντιστροφής, Εξ. (5)). Εφόσον, όμως, η ενέργεια E προεπιλέγεται, η επιθυμητή συμπεριφορά της $\chi_1(\xi)$ επιτυγχάνεται μέσω της διακριτοποίησης της Z_1 (για επίσης προεπιλεγμένες τιμές των F και m). Οι κβαντισμένες τιμές της Z_1 συμβολίζονται ως

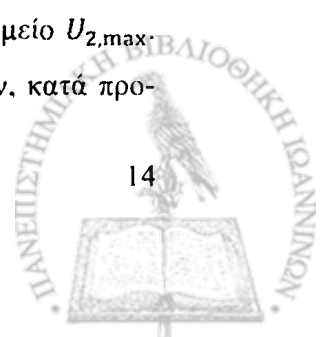
Z_1^n και αντιστοιχούν στις τιμές του νέου κβαντικού αριθμού $n_1 = 0, 1, 2, 3, \dots$, που δηλώνει τους κόμβους της $\chi_1^n(\xi)$ (και αντιστοιχεί στον κβαντικό αριθμό N της Εξ. (10)). Ένα παράδειγμα της $|\chi_1^3|^2$ φαίνεται στο Σχ. 14.

Από την Εξ. (14β) και το Σχ. 13(β) γίνεται φανερό ότι η δυναμική ενέργεια $U_{eff2}(\eta)$ κατά τη συντεταγμένη η (που συνδέεται με την κίνηση κατά την αντίθετη κατεύθυνση από αυτήν του ηλεκτρικού πεδίου) εμφανίζει ένα σαγματικό σημείο, ύψους έστω $U_{2,\max}$ και σημείου εμφάνισης έστω η_{\max} . Αυτό το σαγματικό σημείο διαφέρει εν γένει από την E_{sp} . Η ύπαρξη σαγματικού σημείου σημαίνει ότι η λύση της Εξ. (13β) θα έχει, ασυμπτωτικά ($\eta \rightarrow \infty$), τη μορφή ενός μη-τετραγωνικά ολοκληρώσιμου κύματος. Όμως, για $E/4 < U_{2,\max}$ το ηλεκτρόνιο μπορεί να διαφύγει από το άτομο μόνο μέσω του φαινομένου σήραγγας. Μία τέτοια κατάσταση ονομάζεται ημι-δέσμια (quasi-bound state). Επιπλέον, όταν το πλάτος της αντίστοιχης κυματοσυνάρτησης $\chi_2(\xi)$ γίνει μέγιστο κοντά στον πυρήνα ($\eta \rightarrow 0$), λέμε ότι έχουμε έναν συντονισμό (resonance).

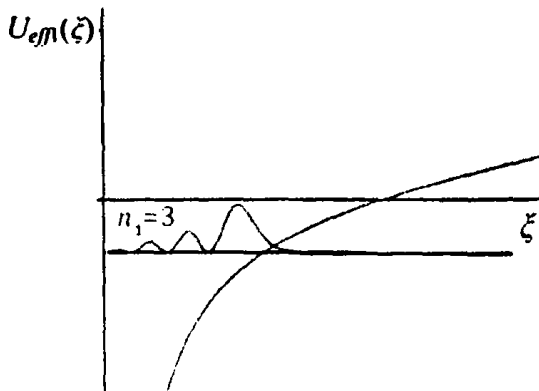
Για τον υπολογισμό των ενεργειακών θέσεων των συντονισμών έχουν χρησιμοποιηθεί διάφορες τεχνικές και προσεγγίσεις, ανάλογα με τη θέση τους ως προς το σαγματικό σημείο $U_{2,\max}$. Π.χ. οι καταστάσεις που βρίσκονται ενεργειακά πολύ χαμηλά μπορούν να θεωρηθούν, κατά προ-



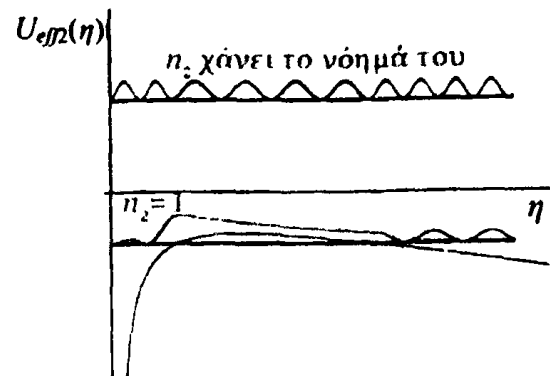
Σχήμα 13. (α) Δυναμικό κατά την παραβολική συντεταγμένη ξ , κατά την οποία η κίνηση του ηλεκτρονίου είναι πάντα δέσμια. (β) Δυναμικό κατά την παραβολική συντεταγμένη η , κατά την οποία το ηλεκτρόνιο μπορεί πάντοτε να διαφεύγει. Με διακεκομμένες γραμμές σχεδιάζονται οι παράγοντες $F\xi/8$ και $-F\eta/8$. Εάν η ενέργεια ($E/4$) είναι χαμηλότερη του σαγματικού σημείου, το ηλεκτρόνιο μπορεί να διαφύγει μόνο μέσω του φαινομένου σήραγγας. Και στις δύο δυναμικές ενέργειες έχει γίνει η ημικλασσική προσέγγιση $m^2 - 1 \approx m^2$ [19] και έχουμε θέσει $m = 0$.



σέγγιση, ως καθαρά δέσμιες, αφού εκεί το εύρος του φράγματος δυναμικού είναι πολύ μεγάλο και το φαινόμενο σήραγγας είναι πρακτικά αμελητέο.



Σχήμα 14. Ο κβαντικός αριθμός n_1 αντιστοιχεί στους κόμβους της κυματοσυνάρτησης $\chi_1(\xi)$.

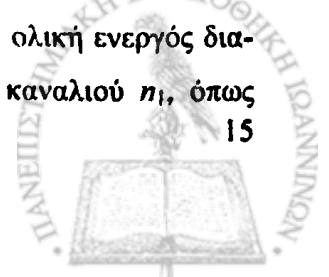


Σχήμα 15. Ο κβαντικός αριθμός n_2 αντιστοιχεί στους κόμβους της κυματοσυνάρτησης $\chi_2(\xi)$, για $E/4 < U_{2,max}$. Για $E/4 > U_{2,max}$ ο n_2 χάνει το νόημά του.

Οι συντονισμοί χαρακτηρίζονται και από ένα δεύτερο κβαντικό αριθμό $n_2 = 0, 1, 2, \dots, n_{2,max}$, ο οποίος καταμετρά τους κόμβους της $\chi_2(\xi)$ για $\eta < \eta_{max}$. Ένα παράδειγμα φαίνεται στο Σχ. 15. Πρέπει να σημειωθεί ότι υπάρχει μια ολόκληρη σειρά συντονισμών διαφορετικών κβαντικών αριθμών n_2 για κάθε τιμή του n_1 . Έτσι, κάθε συντονισμός χαρακτηρίζεται από την τριάδα κβαντικών αριθμών (n_1, n_2, m) . Επίσης, η μέγιστη τιμή $n_{2,max}$ για κάθε n_1 αφορά τον τελευταίο συντονισμό για τον οποίο ισχύει $E/4 < U_{2,max}$. Για όλες τις υπόλοιπες καταστάσεις του καναλιού n_1 (n_1 -channel), όπως ονομάζεται, ισχύει ότι $E/4 > U_{2,max}$. Τότε, ο κβαντικός αριθμός n_2 χάνει το νόημά του, το κανάλι αυτό ονομάζεται ανοιχτό και οι αντίστοιχες συναρτήσεις $\chi_2(\eta)$ έχουν τη μορφή μη-τετραγωνικά ολοκληρώσιμου κύματος, τόσο σε μικρές όσο και σε μεγάλες τιμές του η . Οι καταστάσεις αυτές ονομάζονται τότε καταστάσεις του συνεχούς και η κίνηση του ηλεκτρονίου είναι ελεύθερη. Δεδομένου, τέλος, ότι το ενεργειακό ύψος του σαγματικού σημείου της καμπύλης $U_{eff}(\eta)$ εξαρτάται από τη σταθερά Z_2 , γίνεται αντιληπτό ότι στην ίδια ενέργεια E μπορούν να συνυπάρχουν τόσο καταστάσεις του συνεχούς όσο και ημι-δέσμιες, που αντιστοιχούν σε διαφορετικά κανάλια, δηλαδή διαφορετικές σταθερές $Z_2^n = Z - Z_1^n$. Παρά τον ενεργειακό εκφυλισμό, οι καταστάσεις διαφορετικού n_1 είναι ορθοκανονικές και δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους.

2.A.3.2. Ολική Ενεργός Διατομή Και Ρεύμα Πιθανότητας Κατά Τη Φωτοδιέγερση

Μέχρι πρότινος, η μελέτη του φαινομένου Stark βασιζόταν, σχεδόν αποκλειστικά, σε πειράματα παραδοσιακής φασματοσκοπίας, όπου καταγράφεται η ολική ενεργός διατομή φωτοδιέγερσης (που για την ενεργειακή περιοχή για την οποία ενδιαφερόμαστε οδηγεί στον ιονισμό) ως συνάρτηση της ενέργειας (συχνότητας φωτονίου). Αποδεικνύεται [15] ότι αυτή η ολική ενεργός διατομή δίνεται από την ασύμφωνη υπέρθεση των επιμέρους φασμάτων κάθε καναλιού n_1 , όπως



φαίνεται στο Σχ. 16. Από το σχήμα γίνεται φανερός ο ενεργειακός εκφυλισμός που αναφέρθηκε παραπάνω. Πράγματι, σε κάθε ενέργεια πάνω από την E_{sp} , ημιδέςμιες καταστάσεις συνυπάρχουν με καταστάσεις του συνεχούς. Πρώτα ανοίγει το κανάλι $n_1 = 0$ για $E \approx E_{sp}$ ($\epsilon \approx -1$) και μετά τα υπόλοιπα, για $n_1 > 0$, σε όλο και μεγαλύτερες ενέργειες. Όσον αφορά τους συντονισμούς, το εύρος τους αντανακλά το πόσο κοντά βρίσκονται στο αντίστοιχο σαγματικό σημείο της δυναμικής ενέργειας $U_{eff}(\eta)$ και, επακόλουθα, το εύρος του φράγματος που πρέπει να διαπεράσει το ηλεκτρόνιο για να διαφύγει. Μικρό φασματικό εύρος (που αντιστοιχεί στους μικρούς αριθμούς n_2) συνεπάγεται μεγάλο εύρος φράγματος και συνεπώς μεγάλους χρόνους ζωής των ημιδέςμιων καταστάσεων. Οι μεγάλοι χρόνοι ζωής φτάνουν τα μερικά μs ενώ οι μικροί είναι της τάξης του 1 ns ή και μικρότεροι.

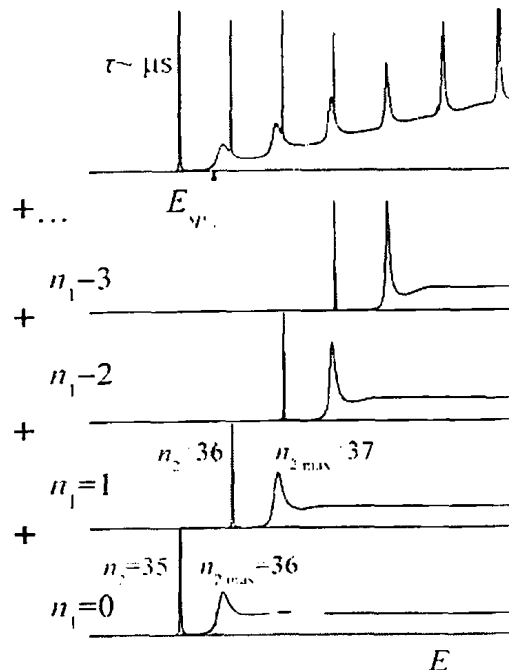
Σε αντίθεση με την παραδοσιακή φασματοσκοπία, η μικροσκοπία φωτοϊονισμού δεν καταγράφει την ολική ενεργό διατομή ιονισμού, αλλά την πυκνότητα ρεύματος πιθανότητας κατά τη συντεταγμένη η , κατά την οποία το ηλεκτρόνιο μπορεί να διαφύγει. Η πυκνότητα ρεύματος πιθανότητας δίνεται από τη γνωστή σχέση

$$j_{\eta=2L=ct} \approx i \left(\Psi \frac{d\Psi^*}{d\eta} - \Psi^* \frac{d\Psi}{d\eta} \right)_{\eta=2L=ct}, \quad (15)$$

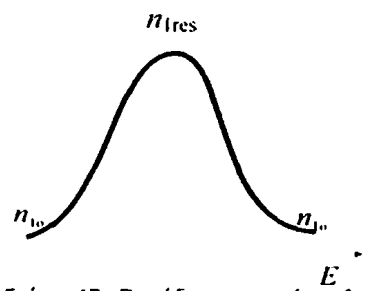
η οποία μπορεί τελικά να γραφεί στην παρακάτω μορφή του τετραγώνου ενός σύμφωνου αθροίσματος:

$$j_{\eta=2L=ct} \propto \left| \sum_{n_1=0}^{\infty} c_{n_1} \chi_{1,n_1}(\xi) \right|^2. \quad (16)$$

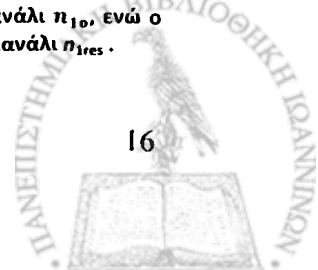
Στην Εξ. (16) οι συντελεστές c_{n_1} εξαρτώνται από το σχήμα διέγερσης, συμπεριλαμβανομένης και της πόλωσης του φωτός. Το κυριότερο όμως χαρακτηριστικό της Εξ. (16) είναι ότι, όπως αποδεικνύεται [5], απουσία κάποιου συντονισμού επικρατεί ο όρος του αθροίσματος που αντιστοιχεί στη μεγαλύτερη τιμή του n_1 των ανοιχτών καναλιών, έστω n_{10} , ενώ, παρουσία συντονισμού (Σχ. 17), επικρατεί ο όρος του συντονισμού, n_{1res} . Από την παραπάνω συζήτηση γίνεται επίσης φανερό ότι $n_{1res} > n_{10}$. Συνεπώς, απουσία συντονισμού έ-



Σχήμα 16. Η ολική ενεργός διατομή ιονισμού του Υδρογόνου (εδώ για $m=0$ και $F=1$ kV/cm), αποτελείται από την ασύμφωνη υπέρθεση επιμέρους φασμάτων κάθε καναλιού με τους αντίστοιχους συντονισμούς και τα συνεχή.



Σχήμα 17. Παράδειγμα συνύπαρξης συντονισμού και συνεχούς. Το συνεχές ανήκει σε ένα κανάλι n_{10} , ενώ ο συντονισμός σε ένα κανάλι n_{1res} .

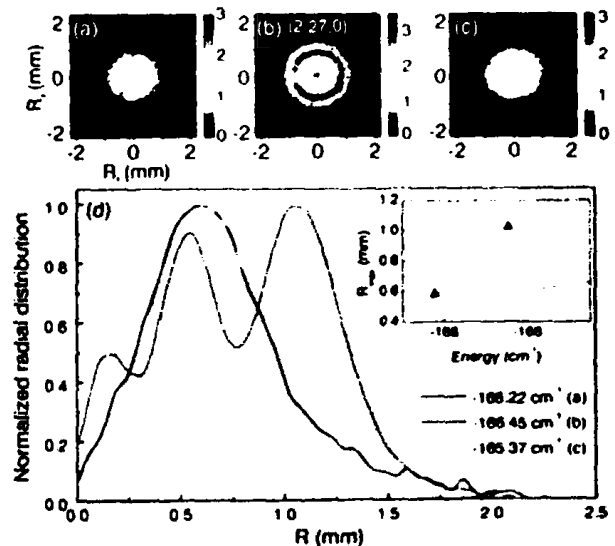


χουμε ότι $J_{\eta} \propto |\chi_{1,n_{10}}|^2$ και η καταγραφόμενη εικόνα θα εμφανίζει n_{10} κόμβους (σκοτεινούς κροσσούς), ενώ επάνω στο συντονισμό $J_{\eta} \propto |\chi_{1,n_{1res}}|^2$ και η εικόνα θα έχει περισσότερους κόμβους ($= n_{1res}$). Αναμένεται, λοιπόν, ότι οι καταγραφόμενες εικόνες θα έχουν τον ίδιο αριθμό κροσσών αμέσως πριν και αμέσως μετά το συντονισμό, και ότι ακριβώς επάνω στο συντονισμό ο αριθμός των κροσσών θα αλλάζει απότομα. Ο σκοπός της μικροσκοπίας φωτοϊονισμού είναι ακριβώς η καταγραφή του τετραγώνου της $\chi_{1,n_{1res}}$, δηλαδή της προβολής της ημι-δέσμιας κυματοσυνάρτησης κατά τη συντεταγμένη ξ .

Η παραπάνω συμπεριφορά παρατηρήθηκε στο πρόσφατο πείραμα που έγινε στο άτομο του Η, αποτελέσματα από το οποίο φαίνονται στο Σχ. 18 [20]. Σε αυτό βλέπουμε τις εικόνες που καταγράφηκαν πριν (Σχ. 18(a)), μετά (Σχ. 18(c)) και πάνω στο συντονισμό (Σχ. 18(b)), καθώς και τις ακτινικές κατανομές που αντιστοιχούν στις παραπάνω εικόνες (Σχ. 18(d)). Όπως παρατηρούμε, πριν και μετά το συντονισμό η ακτινική κατανομή έχει περίπου την ίδια μορφή, χωρίς να εμφανίζει δεσμούς ($n_{10} = 0$), ενώ επάνω στο συντονισμό η κατανομή αλλάζει πολύ και εμφανίζει δύο δεσμούς ($n_{1res} = 2$). Επιπλέον, πα-

ρατηρούμε ότι η μέγιστη ακτίνα του τετραγώνου της κυματοσυνάρτησης της κατάστασης συντονισμού είναι κατά ~50% μεγαλύτερη από αυτή που αναμένεται κλασικά (απουσία συντονισμού). Το γεγονός αυτό οφείλεται στη διαφυγή του ηλεκτρονίου μέσω του φαινομένου σήραγγας, όπως αποδείχθηκε πρόσφατα [21]. Φαινόμενα συντονισμού εμφανίστηκαν, επίσης, και σε πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στο ελαφρύ ($Z=3$) άτομο του Li, σε ενέργειες λίγο πάνω από την E_{sp} [22]. Ωστόσο, τα φαινόμενα δεν ήταν τόσο έντονα όσο στην περίπτωση του Η.

Αντίθετα, σε πειράματα μικροσκοπίας φωτοϊονισμού που πραγματοποιήθηκαν στο βαρύ άτομο του Xe ($Z=54$), δεν παρατηρήθηκαν φαινόμενα συντονισμού, παρά το γεγονός ότι συντονισμοί είχαν εντοπιστεί στα φάσματα της ολικής ενεργού διατομής ιονισμού του ίδιου ατόμου [23]. Αυτό που παρατηρήθηκε ήταν η ομαλή αύξηση του αριθμού των κροσσών με την ενέργεια, όπως θα γινόταν εάν δεν υπήρχαν συντονισμοί. Το αποτέλεσμα αυτό οφείλεται στο ότι, λόγω της ύπαρξης του ιόντος Xe^+ (στη θέση του πυρήνα/πρωτονίου στην περίπτωση του Η), οι καταστάσεις διαφορετικού n_1 δεν είναι πλέον ορθοκανονικές και αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Η αλληλεπίδραση αυτή συζευγνύει τις ημι-δέσμιας καταστάσεις με καταστάσεις του συνεχούς. Συνεπώς, ακόμη και



Σχήμα 18. Εικόνες μικροσκοπίας φωτοϊονισμού (a) αμέσως πριν, (b) πάνω και (c) αμέσως μετά το συντονισμό στο άτομο του Η. (d) Οι ακτινικές κατανομές που αντιστοιχούν στις παραπάνω εικόνες.

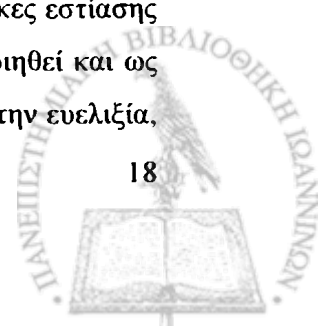
εάν το ηλεκτρόνιο προετοιμαστεί αρχικά σε μια συγκεκριμένη κατάσταση συντονισμού. μπορεί πάντα να διαφύγει μέσω του συνεχούς (και όχι μέσω του φαινομένου σήραγγας). Θεωρητικές [15-17], αλλά και πρόσφατες πειραματικές μελέτες (στο άτομο του He [24]), όμως, απέδειξαν ότι η καταγραφή εικόνων συντονισμών είναι δυνατή και σε μη-υδρογονικά άτομα, κάτω από κατάλληλες πειραματικές συνθήκες. Γεγονός είναι, παρ' όλα αυτά, ότι φαινόμενα συντονισμού είναι δυνατό να παρατηρηθούν, προς το παρόν, σε σχετικά ελαφριά άτομα και στην ενεργειακή περιοχή που βρίσκεται στη γειτονιά (λίγο επάνω και λίγο κάτω) του σαγματικού σημείου E_{sp} .

2.B. Το Φασματόμετρο VMI

Η ανάπτυξη της φασματομετρίας απεικόνισης φορτισμένων σωματιδίων αποτέλεσε μεγάλη καινοτομία στην πειραματική μελέτη της ατομικής και μοριακής φυσικής. Στην τεχνική αυτή, η τρισδιάστατη κατανομή ταχυτήτων των εκπεμπόμενων σωματιδίων μπορεί να ανακατασκευαστεί από τη δισδιάστατη προβολή της σε έναν ανιχνευτή θέσης (position-sensitive detector - PSD). Η πρώτη εφαρμογή απεικόνισης ιόντων πραγματοποιήθηκε από τους Chandler και Houston στα τέλη της δεκαετίας του 1980 [25], ενώ το πρώτο φασματόμετρο απεικόνισης ηλεκτρονίων αναπτύχθηκε από τους Helm et al. στις αρχές της δεκαετίας του 1990 [26].

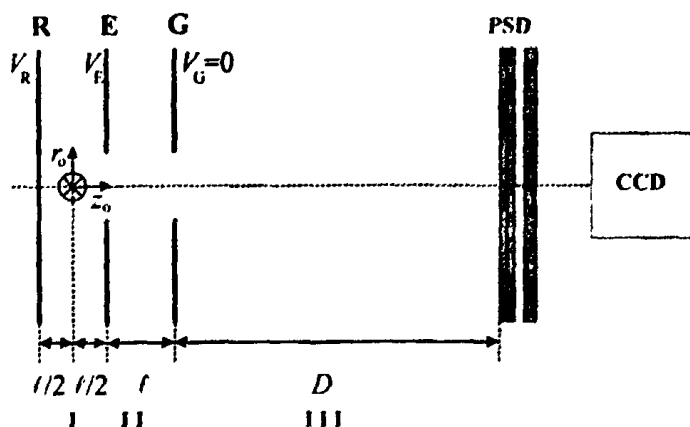
Στον συγκεκριμένο τύπο φασματομέτρου συλλέγονται όλα τα παραγόμενα ηλεκτρόνια/ίοντα, ανεξάρτητα από το σημείο δημιουργίας τους στον χώρο (όγκο) αλληλεπίδρασης laser-δείγματος. Κατά την αρχική σχεδίαση του φασματομέτρου, το ηλεκτρικό πεδίο στον χώρο αλληλεπίδρασης ήταν ομογενές. Αυτό είχε ως επακόλουθο τον σχηματισμό πολλαπλών εικόνων (μία για κάθε σημείο παραγωγής φορτισμένων σωματιδίων) και η τελική καταγραφόμενη εικόνα ήταν θολή. Η λύση σ' αυτόν τον περιορισμό δόθηκε από τους Errink και Parker [7], οι οποίοι πρότειναν την αντικατάσταση του ομογενούς στατικού πεδίου στην περιοχή αλληλεπίδρασης από ένα ανομοιογενές, το οποίο επιτυγχάνεται από ένα απλό σύστημα τριών ηλεκτροδίων που λειτουργεί ως ηλεκτροστατικός φακός. Σε αυτό το φασματόμετρο απεικόνισης χάρτη ταχυτήτων (velocity-map-imaging spectrometer - VMIS), όπως ονομάζεται, κατάλληλες σχέσεις μεταξύ των τάσεων που εφαρμόζονται στα ηλεκτρόδια του φακού επιτρέπουν την προβολή όλων των φορτισμένων σωματιδίων με την ίδια αρχική διανυσματική ταχύτητα στο ίδιο σημείο του ανιχνευτή θέσης, ανεξάρτητα από τη θέση παραγωγής τους.

Ένα φασματόμετρο VMI είναι ικανό για μετρήσεις είτε ηλεκτρονίων είτε ιόντων, απλώς αλλάζοντας την πολικότητα των τάσεων των ηλεκτροδίων, αλλά κρατώντας τις συνθήκες εστίασης και βαθμονόμησης ίδιες και για τα μεν και για τα δε. Επιπλέον, μπορεί να χρησιμοποιηθεί και ως φασματόμετρο χρόνου πτήσης (time-of-flight). Χάρη σε αυτήν του την απλότητα και την ευελιξία,



το φασματοόμετρο VMI έχει γνωρίσει μεγάλη επιτυχία σε εφαρμογές που αφορούν τόσο την ατομική και μοριακή φυσική όσο και τη χημεία.

Το καθιερωμένο (standard) φασματοόμετρο VMI παρουσιάζεται στο Σχ. 19. Αυτό αποτελείται από τρία ηλεκτρόδια και έναν ανιχνευτή θέσης (PSD), καθώς επίσης και μια κάμερα CCD, που καταγράφει την τελική εικόνα. Το πρώτο ηλεκτρόδιο ονομάζεται απωθητής (repeller) και συμβολίζεται με R, το δεύτερο εξαγωγέας (extractor) και συμβολίζεται με E και το τρίτο είναι το ηλεκτρόδιο της



Σχήμα 19. Σχηματικό διάγραμμα του καθιερωμένου (standard) φασματοόμετρου VMI. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν σχηματικά τη μορφή του δυναμικού σε κάθε περιοχή.

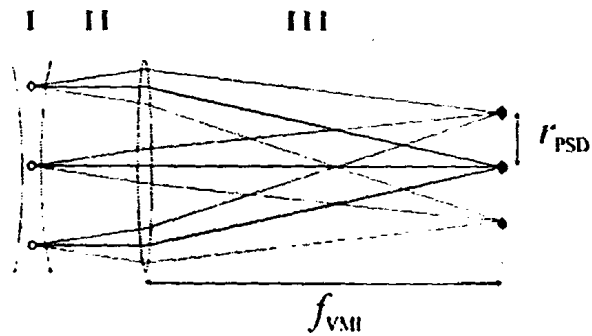
γείωσης (ground) και συμβολίζεται με το γράμμα G. Τα ηλεκτρόδια απέχουν μεταξύ τους απόσταση l και διατηρούνται σε δυναμικά V_R , V_E και $V_G = 0$ αντίστοιχα, με τα δύο τελευταία ηλεκτρόδια να φέρουν κυκλικές οπές διαμέτρου Φ στα κέντρα τους. Μια ατομική ή μοριακή δέσμη αλληλεπιδρά με τη δέσμη laser στην περιοχή εξαγωγής μεταξύ των ηλεκτροδίων R και E (περιοχή I). Τα δημιουργούμενα φορτισμένα σωματίδια επιταχύνονται στη συνέχεια στην περιοχή II, μεταξύ των ηλεκτροδίων E και G και τελικά, αφού διανύσουν απόσταση D στην περιοχή μεταξύ του ηλεκτροδίου G και της γειωμένης προστινής επιφάνειας του ανιχνευτή (περιοχή III), όπου δεν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο (drift space), προσπίπτουν στον ανιχνευτή.

Οι ρυθμίσεις βέλτιστης λειτουργίας και μεγιστοποίησης της (χωρικής) διακριτικής ικανότητας ενός φασματοόμετρου VMI πραγματοποιούνται συνήθως μέσω καθαρά αριθμητικών μεθόδων (π.χ. μέσω του εμπορικού προγράμματος SIMION^{*}). Παρ' όλο που οι τελευταίες είναι αρκετά αποτελεσματικές, εν τούτοις δεν παρέχουν καμία διαισθητική κατανόηση της αρχής λειτουργίας του φασματοόμετρου. Για τον λόγο αυτό, προτάθηκε, τελευταία, η υιοθέτηση μιας παραλλαγής της μεθόδου των πινάκων μεταφοράς (φωτός και φορτισμένων σωματιδίων) [27-29], που είναι απλή αλλά και ικανή λεπτομερούς πρόβλεψης της λειτουργίας του φασματοόμετρου. Σύμφωνα με αυτή, κάθε οπτικό στοιχείο αντιστοιχεί σε έναν πίνακα (2×2 στην περίπτωση κυλινδρικής συμμετρίας). Η αρχική απομάκρυνση μιας «φωτεινής ακτίνας» από τον άξονα και η κλίση της ως προς αυτόν παριστάνεται από ένα διάνυσμα-στήλη το οποίο πολλαπλασιάζεται, διαδοχικά, με τους πίνακες των οπτικών στοιχείων που συναντά. Με τον τρόπο αυτόν υπολογίζεται η διάδοση της ακτίνας διαμέσου όλων των οπτικών στοιχείων. Το πρόβλημα, λοιπόν, ανάγεται στον υπολογισμό των πινάκων των στοιχείων αυτών. Πρέπει, όμως, να τονιστεί ότι: (i) Οι ηλεκτροστατικοί φακοί δε μπορούν να θεωρηθούν ως λεπτοί, άρα οι πίνακές τους υπολογίζονται χωρίς προσεγγίσεις, (ii) Όταν τα ανοίγματα

των ηλεκτροδίων είναι συγκρίσιμα με τις αποστάσεις τους (όπως είναι η περίπτωση ενός VMIS), αντί για τις τάσεις που εφαρμόζονται στα ηλεκτρόδια θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν τα δυναμικά στον άξονα των ηλεκτροδίων αυτών. Τα αξονικά δυναμικά πρέπει να υπολογιστούν ξεχωριστά για την κάθε γεωμετρία [29]. (iii) Η χρήση πινάκων μεταφοράς προϋποθέτει την ισχύ της παραξονικής προσέγγισης, η οποία όμως δεν ισχύει κατά τα πρώτα στάδια πτήσης των φορτισμένων σωματιδίων. Για τον λόγο αυτό, στην περιοχή I οι τροχιές τους υπολογίζονται μέσω της βαλλιστικής προσέγγισης, ενώ οι πίνακες μεταφοράς χρησιμοποιούνται από το ηλεκτρόδιο E και μετά.

Η οπτική λειτουργία του φασματομέτρου VMI μπορεί να κατανοηθεί μέσω της περίθλασης Fraunhofer για το φως. Κατά την τελευταία, η χωρική κατανομή του πλάτους του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου σε ένα συγκεκριμένο επίπεδο και ο αντίστοιχος σχηματισμός περίθλασης (χωρικό φασματικό περιεχόμενο) σχετίζονται μεταξύ τους μέσω ενός μετασχηματισμού Fourier. Πιο συγκεκριμένα, όταν έχουμε επίπεδα κύματα και ο μετασχηματισμός αυτός πραγματοποιείται από φακό, το επίπεδο περίθλασης (ή επίπεδο Fourier) είναι το επίπεδο εστίασης του φακού. Κατ' αναλογία, ένα φασματόμετρο VMI μπορεί να θεωρηθεί ως ένας μετασχηματιστής Fourier, που συσχετίζει τη χωρική (ακτινική) κατανομή των σωματιδίων στο επίπεδο της πηγής με τη διανυσματική κατανομή ταχυτήτων, με την τελευταία να προβάλλεται στο επίπεδο του ανιχνευτή.

Στο Σχ. 20 βλέπουμε αυτή την περίπτωση, όπου παρουσιάζεται το οπτικό ανάλογο της αρχής του VMI. Σε αυτό, οι ακτίνες που εκπέμπονται από διαφορετικά σημεία της ζώνης αλληλεπίδρασης laser-δείγματος και έχουν την ίδια κλίση ως προς τον οπτικό άξονα εστιάζονται από τον φακό σε ένα κοινό σημείο στο εστιακό του επίπεδο. Με κατάλληλη επιλογή του λόγου των τάσεων του φασματομέτρου,



Σχήμα 20. Οπτικό ανάλογο της αρχής λειτουργίας του VMI.

$$R_{ER} \equiv V_E/V_R, \quad (17)$$

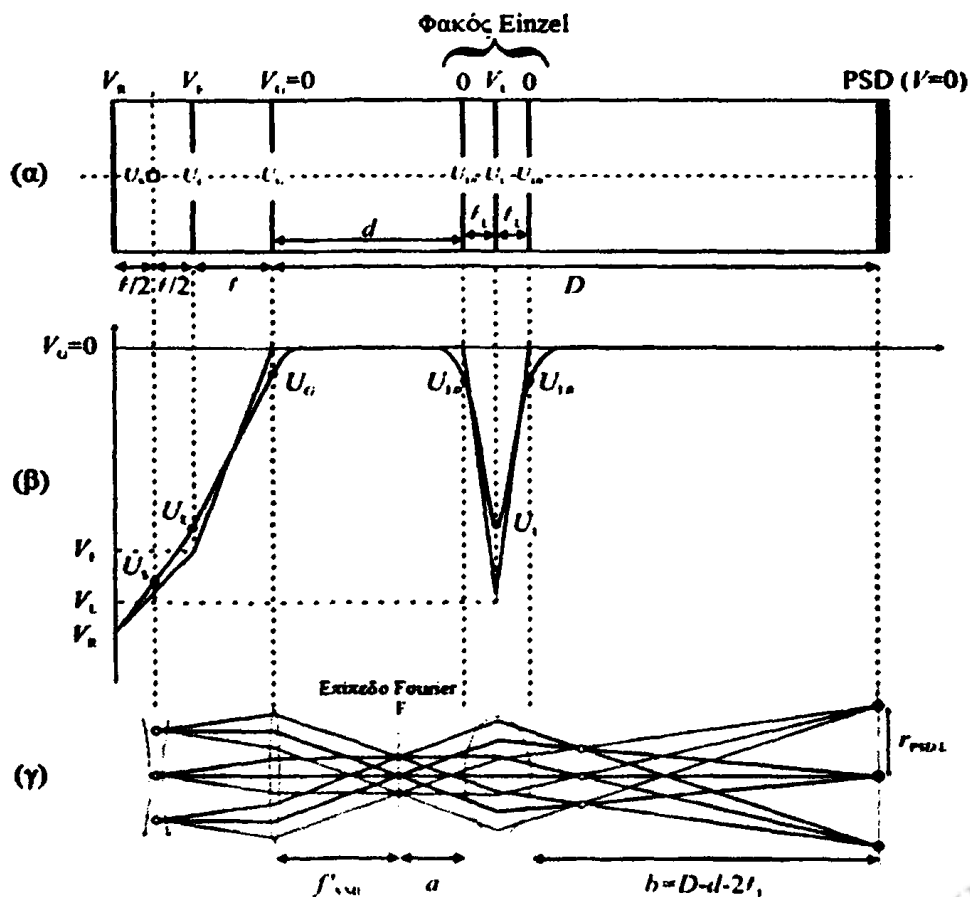
το επίπεδο αυτό μπορεί να συμπέσει με την επιφάνεια του ανιχνευτή, δηλαδή

$$f_{VMI} = D. \quad (18)$$

Στην εξ. (18) η f_{VMI} υπολογίζεται μέσω του συνολικού πίνακα μεταφοράς (γινόμενο όλων των επιμέρους πινάκων) και εξαρτάται από τη γεωμετρία του φασματομέτρου και τον λόγο R_{ER} , ο οποίος πρέπει να είναι συμβατός με την απόσταση D . Η Εξ. (18) αποτελεί και την πρώτη από τις δύο συνθήκες λειτουργίας VMI. Η δεύτερη συνθήκη απαιτεί η μέγιστη ακτίνα της εικόνας στον ανιχνευτή, που αντιστοιχεί στην αρχική ταχύτητα v_0 των σωματιδίων, να είναι ανάλογη της ίδιας της v_0 . Έτσι

ώστε η εικόνα να μπορεί να αντιστραφεί χρησιμοποιώντας καθιερωμένες διαδικασίες αντιστροφής [30, 31]. Αυτή η δεύτερη συνθήκη ικανοποιείται αυτομάτως για το VMIS.

Το φασματομέτρο που περιγράφηκε παραπάνω δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την απεικόνιση αργά κινούμενων ηλεκτρονίων (δηλαδή ηλεκτρονίων με κινητική ενέργεια μερικών meV), διότι για τις συνήθεις αποστάσεις D παράγει εικόνες των οποίων οι ακτίνες είναι, κατά κανόνα, μικρότερες από 1 mm. Στην περίπτωση αυτή, χρησιμοποιείται το μικροσκόπιο φωτοϊονισμού, όπου η αύξηση του μεγέθους τελικής εικόνας και η βελτίωση της διακριτικής ικανότητας επιτυγχάνεται μέσω της ενσωμάτωσης ενός ηλεκτροστατικού φακού τύπου Einzel [22, 32]. Η γεωμετρία και η λειτουργία του μικροσκοπίου φωτοϊονισμού παρουσιάζεται στο Σχ. 21. Ο φακός τύπου Einzel αποτελείται από τρία λεπτά ηλεκτρόδια, που φέρουν κυκλικές οπές ακτίνας ϕ_1 στα κέντρα τους. Τα ηλεκτρόδια απέχουν μεταξύ τους απόσταση l_1 και στο κεντρικό εφαρμόζεται τάση V_1 , ενώ τα εξωτερικά είναι γειωμένα. Τα δυναμικά τους κατά μήκος του άξονα του οργάνου συμβολίζονται με U_L και $U_{1,0}$, αντίστοιχα. Οι αναλυτικές εκφράσεις για τα αξονικά δυναμικά υπάρχουν στη βιβλιογραφία [29, 33]. Η απόσταση μεταξύ του ηλεκτροδίου G και του πρώτου ηλεκτροδίου του φακού συμβολίζεται με d , ενώ η απόσταση μεταξύ του τελευταίου ηλεκτροδίου του φακού και του ανιχνευτή συμβολίζεται με b .



Σχήμα 21. (α) Σχηματικό διάγραμμα φασματομέτρου VMI με ηλεκτροστατικό φακό τύπου Einzel. (β) Εφαρμοσμένες και αξονικές τάσεις, V και U , αντίστοιχα, κατά μήκος του άξονα του φασματομέτρου. (γ) Οπτικό ανάλογο της αρχής λειτουργίας του φασματομέτρου VMI με την προσθήκη ηλεκτροστατικού φακού τύπου Einzel.

Όπως και πριν, ο φακός του VMI εστιάζει όλες τις ακτίνες που εκπέμπονται από διαφορετικά σημεία της περιοχής αλληλεπίδρασης, αλλά με ίδια κλίση, σε ένα σημείο στο εστιακό του επίπεδο (επίπεδο Fourier). Αυτή τη φορά, όμως, το επίπεδο Fourier βρίσκεται σε μικρότερη απόσταση f'_{VMI} και λειτουργεί ως αντικείμενο για τον φακό Einzel (Σχ. 21(γ)). ενώ το τελικό είδωλο απεικονίζεται μεγεθυμένο στον ανιχνευτή. Πρέπει να σημειώσουμε ότι, όπως φαίνεται και στο σχήμα, στην περιοχή μεταξύ του φακού Einzel και του ανιχνευτή επανενώνονται οι ακτίνες που εκκινούν από το ίδιο σημείο του αντικειμένου (περιοχή αλληλεπίδρασης). Συνεπώς, στο σημείο αυτό σχηματίζεται το είδωλο της περιοχής αλληλεπίδρασης (σε σμίκρυνση στην περίπτωση αυτή).

Η νέα εστιακή απόσταση f'_{VMI} αντιστοιχεί προφανώς σε ένα διαφορετικό λόγο R_{ER} (Εξ. (17)). Για αυτή τη νέα τιμή, η εστίαση του φακού Einzel επιτυγχάνεται για μία και μόνο τιμή του πηλίκου

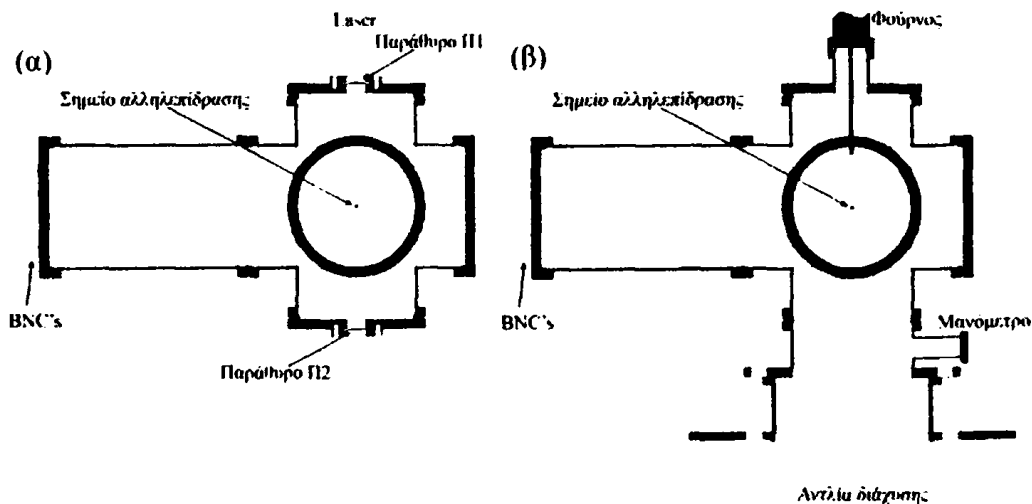
$$R_{\text{LR}} \equiv V_{\text{L}}/V_{\text{R}}, \quad (19)$$

[29]. Έτσι λοιπόν, κάθε δεδομένη τιμή του R_{LR} καθορίζει την τιμή του R_{ER} για την οποία η εικόνα εστιάζεται στον ανιχνευτή. Συνεπώς, όταν ο φακός Einzel είναι ενεργοποιημένος, υπάρχουν συγκεκριμένα ζεύγη τιμών ($R_{\text{LR}}, R_{\text{ER}}$) για τα οποία σχηματίζεται εστιασμένη εικόνα στον ανιχνευτή. Τις σχέσεις των δύο λόγων θα συζητήσουμε αναλυτικότερα στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων.

3. Πειραματική Διάταξη

3.1. Θάλαμος Αλληλεπίδρασης Και Σύστημα Αντλησης

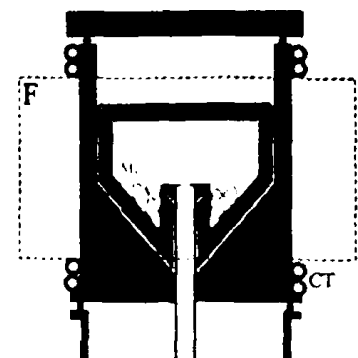
Στο Σχ. 22 παρουσιάζεται η διάταξη του θαλάμου αλληλεπίδρασης. Ολόκληρος ο θάλαμος είναι κατασκευασμένος από αντιμαγνητικό ατσάλι 304. Η δέσμη laser εισέρχεται στο θάλαμο από το παράθυρο Π1 και εξέρχεται από το Π2. Τα παράθυρα είναι κατασκευασμένα από τετηγμένη πυριτύαλο (fused silica) και το πάχος τους είναι 3.5 mm.



Σχήμα 22. (α) Κάτοψη του θαλάμου αλληλεπίδρασης. Η είσοδος της δέσμης laser στο θάλαμο γίνεται από το παράθυρο Π1. (β) Πλάγια όψη του θαλάμου αλληλεπίδρασης. Ο θάλαμος συνδέεται με την αντλία διάχυσης με ειδικά κατασκευασμένη φλάντζα, που δένεται με βίδες στο τραπέζι. Πάνω σε αυτήν έχει προσαρμοστεί κατάλληλος σωλήνας και φλάντζα, στην οποία συνδέεται το μανόμετρο.

Η άντληση του θαλάμου γίνεται από περιστροφική αντλία (rotary pump) της General Electrics και την αντλία διάχυσης (diffusion pump) Varian VHS-4 (120 V). Η περιστροφική αντλία δημιουργεί προκενό ($\sim 10^{-3}$ mbar) στο θάλαμο και υποστηρίζει την αντλία διάχυσης, όταν αυτή βρίσκεται σε λειτουργία, για την επίτευξη υψηλού κενού ($\sim 10^{-7}$ mbar).

Στα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιήθηκαν ατμοί Mg (Aldrich 99.98%), που παράγονται σε φούρνο από ανοξείδωτο χάλυβα. Το θερμαντικό στοιχείο (F) βρίσκεται στο επάνω μέρος του θαλάμου και τροφοδοτείται μέσω ηλεκτρικού κυκλώματος, ενώ παρέχει και ένδειξη της θερμοκρασίας. Τα σημεία επαφής του φούρνου με την υπόλοιπη διάταξη ψύχονται με κλειστό κύκλωμα ψύξης νερού (CT) (Σχ. 23). Οι ατμοί που παράγονται στο χώρο εξάχνωσης κατευθύνονται στο χώρο αλληλεπίδρασης μέσω μιας οπής διαμέτρου 0.5 mm, που είναι ευθυγραμμισμένη με ένα σωλήνα από ανοξείδωτο χάλυβα διαμέτρου 5 mm και μήκους ~ 20 cm. Περίπου 7 cm κάτω από την έξοδο του



Σχήμα 23. Τομή διάταξης παραγωγής ατομικής δέσμης μετάλλων. Φαίνεται το θερμαντικό στοιχείο (F), το σύστημα ψύξης (CT) και ο χώρος εξάχνωσης, στον οποίο τοποθετείται το μέταλλο (Mg).

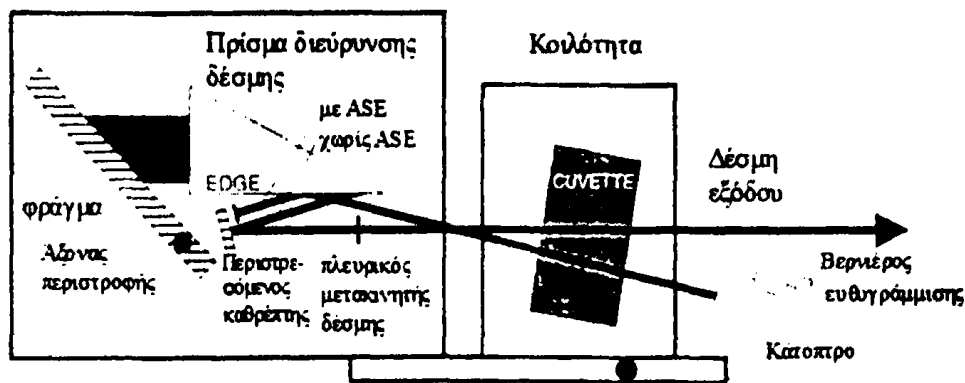
σωλήνα και προς την κατεύθυνση του ρεύματος ατμών η ατομική δέσμη και η δέσμη laser συναντώνται κάθετα μεταξύ τους. Ο φούρνος παρέχει δυνατότητα λειτουργίας σε θερμοκρασίες άνω των 720 °C. ωστόσο, για την περίπτωση του Mg, η λειτουργία του περιορίζεται σε θερμοκρασίες 570 - 650 °C, δηλαδή κάτω από το σημείο τήξης του Mg σε ατμοσφαιρική πίεση (650 °C).

3.2. Σύστημα Laser

Η ακτινοβολία που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα αυτό παρήχθη από ένα laser χρωστικής (dye laser) Lambda Physik ScanMate 2EC-400, το οποίο αντλείται από το laser Nd:YAG Quantel Brilliant BW. Το Nd:YAG laser παράγει παλμούς χρονικής διάρκειας ~7 ns, μήκους κύματος 1064 nm, με μέγιστη ενέργεια παλμού ~850 mJ και επαναληπτικότητα 10 Hz. Με χρήση κατάλληλων κρυστάλλων παραγωγής αρμονικών επιλέγεται, για τις ανάγκες του συγκεκριμένου πειράματος, η δεύτερη αρμονική στα 532 nm. Η εξερχόμενη από το Nd:YAG ακτινοβολία αντλεί οπτικά το laser χρωστικής, το οποίο, ανάλογα με τη χρωστική ουσία που επιλέγεται, προσφέρει τη δυνατότητα επιλογής και παραγωγής οποιουδήποτε μήκους κύματος γραμμικά πολωμένης ακτινοβολίας (θεμελιώδους) στο ορατό φάσμα ($\lambda_{vis} = 400 - 700$ nm). Σύμφωνα με τον κατασκευαστή, το σύστημα laser προσφέρει τη δυνατότητα ελέγχου του μήκους κύματος της ακτινοβολίας με διακριτική ικανότητα 0.001 nm, ενώ το φασματικό του εύρος είναι 0.1 cm^{-1} . Η χρωστική ουσία που χρησιμοποιήθηκε είναι η LC 6500 (DCM), που παρέχει ακτινοβολία στην περιοχή 607 - 670 nm, με μέγιστο στα 640 nm και μέγιστη ενέργεια παλμού ~30 mJ.

Το laser χρωστικής αποτελείται από τρία μέρη: τον ταλαντωτή (oscillator), τον προενισχυτή (preamplifier) και τον ενισχυτή (amplifier). Το πιο σημαντικό από τα τρία μέρη είναι ο ταλαντωτής (Σχ. 24), ο οποίος καθορίζει και την ποιότητα της παραγόμενης δέσμης και αποτελείται από [35]:

- ένα φράγμα (grating), για την επιλογή του μήκους κύματος.
- ένα αχρωματικό σύστημα πρισμάτων για τη μεγέθυνση της δέσμης, ώστε το φως να «γεμίσει» το φράγμα, να αυξήσει τη διακριτική του ικανότητα και, επακόλουθα, να μειώσει το φασματικό εύρος της παραγόμενης ακτινοβολίας laser.
- ένα διαφανές κελί, όπου ρέει το διάλυμα της χρωστικής ουσίας την οποία αντλεί το laser Nd:YAG.
- ένα κάτοπτρο με τρεις περιοχές κατάλληλα επιστρωμένες, το οποίο, με κατάλληλη επιλογή μιας από τις τρεις διαθέσιμες θέσεις, μπορεί να καλύψει όλη τη φασματική περιοχή (UV, VIS, IR).



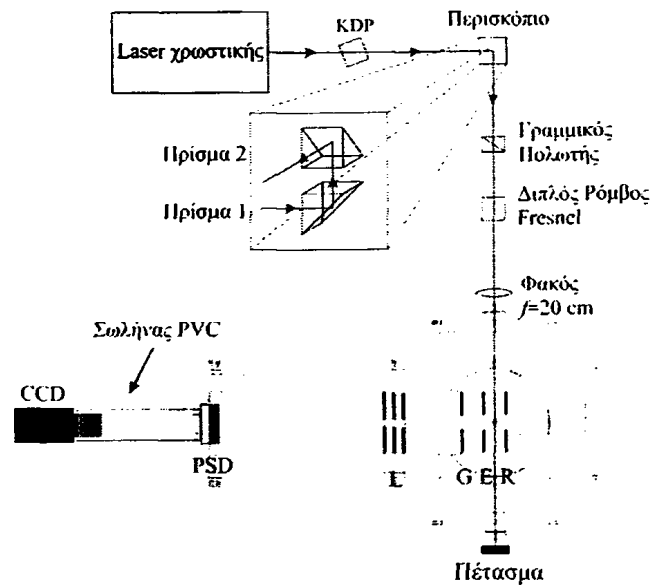
Σχήμα 24. Βασικά μέρη της κοιλότητας του laser χρωστικής Lambda Physik ScanMate 2EC-400, αντλούμενου από laser Nd:YAG.

Το σύστημα εξαγωγής της φωτεινής ακτινοβολίας του συγκεκριμένου laser (outcoupling) περιορίζει σημαντικά τη λεγόμενη Ενισχυμένη Αυθόρμητη Εκπομπή (Amplified Spontaneous Emission – ASE). Ο όρος ASE αναφέρεται στην εκπομπή φωτεινής ακτινοβολίας μεγάλου φασματικού περιεχομένου και οφείλεται στην ενίσχυση της αυθόρμητης εκπομπής φωτονίων από τους διεγερμένους φορείς του ταλαντωτή-προενισχυτή, τα οποία καλύπτουν το σύνολο της φασματικής περιοχής της χρωστικής και όχι μόνο το προεπιλεγμένο μήκος κύματος λειτουργίας του laser. Συγκεκριμένα, η σχεδίαση του laser χρωστικής επιτρέπει ώστε το κελί του ταλαντωτή να λειτουργήσει ταυτόχρονα και ως (προ)ενισχυτής (το κελί αντλείται σε δύο χωρικά διαφορετικές περιοχές). Η διεύθυνση εξόδου της προενισχυμένης δέσμης, λοιπόν, είναι διαφορετική από τη διεύθυνση ταλάντωσης (όπου αναπτύσσεται η ακτινοβολία ASE). Ως ένα επιπλέον ευεργετικό αποτέλεσμα αυτού, η ενέργεια του παλμού laser είναι αρκετά αυξημένη, σε σχέση με κλασσικούς ταλαντωτές του τύπου αυτού. Ο έλεγχος των επιπέδων της ASE στη δέσμη πραγματοποιείται, χονδρικά, μέσω της σύγκρισης της ενέργειας του παλμού σε μήκη κύματος μέσα και έξω από τα όρια της χρωστικής. Βρέθηκε δε να είναι ~1.5% της μέγιστης ενέργειας του παλμού [34].

Η επέκταση της λειτουργίας του laser στο υπεριώδες επιτυγχάνεται μέσω της παρεμβολής ενός κρυστάλλου διπλασιασμού της συχνότητας (KDP) στην πορεία της δέσμης θεμελιώδους συχνότητας. Έτσι, παράγεται υπεριώδης ακτινοβολία (UV), με μήκη κύματος ($\lambda_{UV} \sim 200 - 400 \text{ nm}$), γραμμικά πολωμένη, κάθετα όμως σε σχέση με το επίπεδο πόλωσης της θεμελιώδους. Η τοποθέτηση του κρυστάλλου στην κατάλληλη θέση πραγματοποιείται χρησιμοποιώντας το λογισμικό λειτουργίας του laser και ψηφιακό ενεργόμετρο (joule meter) Orphir PD300. Για την περιοχή μηκών κύματος που μας ενδιαφέρει, το λογισμικό του laser μετατοπίζει το φράγμα σε συγκεκριμένες θέσεις (τέσσερις ή πέντε, ανάλογα με το εύρος της περιοχής) και, για καθεμία από αυτές τις θέσεις, στρέφουμε τον κρύσταλλο ώστε η ένδειξη του ενεργομέτρου να μεγιστοποιείται. Ο διαχωρισμός της δεύτερης αρμονικής (υπεριώδες) από τη θεμελιώδη ακτινοβολία (ορατό), επιτυγχάνεται με τη διέλευση της διχρωματικής δέσμης laser μέσα από φίλτρο αποκοπής του ορατού (Lambda Physik 22631).

3.3. Διάταξη Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού

Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την πραγματοποίηση των πειραμάτων της μικροσκοπίας φωτοϊονισμού παρουσιάζεται στο Σχ. 25. Η δέσμη εξέρχεται από το laser χρωστικής κατακόρυφα πολωμένη ως προς το οριζόντιο επίπεδο. διέρχεται από κρύσταλλο διπλασιασμού KDP, και ανυψώνεται με τη χρήση περι-

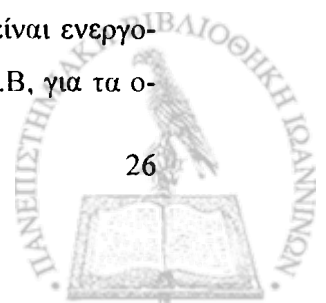


Σχήμα 25. Διάταξη μικροσκοπίας φωτοϊονισμού. Με κόκκινο φαίνεται οι κύλινδροι από μ -metal.

σκοπίου, αποτελούμενου από δύο πρίσματα UV. Στη συνέχεια, η δέσμη διέρχεται από ένα γραμμικό πολωτή (τύπου Rochon, κατασκευασμένου από κρύσταλλο α -BBO), για να μειωθεί περαιτέρω τυχόν ελλειπτικότητα της πόλωσής της, και από διπλό ρόμβο Fresnel, που λειτουργεί ως πλακίδιο καθυστέρησης φάσης $\lambda/2$ (double Fresnel rhomb. half-wave retarder). Μέσω του διπλού ρόμβου Fresnel είναι δυνατόν να στραφεί το επίπεδο πόλωσης της δέσμης χωρίς αυτή να μετατοπιστεί χωρικά και χωρίς μεταβολή της έντασής της. Τέλος, πριν από την είσοδο της δέσμης laser στο θάλαμο αλληλεπίδρασης, η δέσμη εστιάζεται από φακό εστιακής απόστασης $f = 20$ cm.

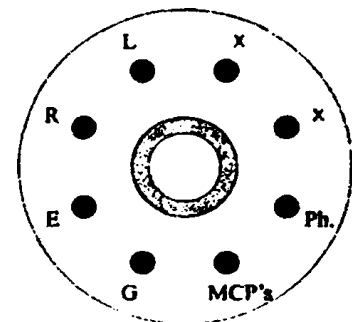
Όπως έχουμε ήδη περιγράψει στην ενότητα 2.B, το φασματόμετρο VMI που χρησιμοποιούμε αποτελείται από έναν ηλεκτροστατικό φακό τριών ηλεκτροδίων (R, E και G), ένα φακό τύπου Einzel και έναν ανιχνευτή (Σχ. 19 και 21(α)). Η εξωτερική διάμετρος όλων των ηλεκτροδίων είναι 88 mm. Τα ηλεκτρόδια R, E και G φέρουν οπές στα κέντρα τους, διαμέτρου $\Phi = 20$ mm και η απόσταση μεταξύ των κέντρων τους είναι $l = 19$ mm. Το μήκος της περιοχής III του Σχ. 19 (drift space) είναι $D = 368$ mm. Για το φακό Einzel, οι οπές των ηλεκτροδίων έχουν διάμετρο $\Phi_1 = 10$ mm και η απόσταση μεταξύ των κέντρων τους είναι $l_1 = 7.5$ mm. Τα πάχη του εσωτερικού και των εξωτερικών ηλεκτροδίων είναι $w_{1,i} = 3$ mm και $w_{1,o} = 2$ mm, αντίστοιχα. Η είσοδος του φακού βρίσκεται σε απόσταση $d = 106$ mm από το ηλεκτρόδιο G, ενώ η απόσταση από την έξοδο του φακού μέχρι τον ανιχνευτή είναι $h = 245$ mm.

Για τα παραπάνω χαρακτηριστικά του φασματομέτρου, ο λόγος των τάσεων που πρέπει να εφαρμόσουμε στα ηλεκτρόδια E και R για να έχουμε ευκρινείς εικόνες στον ανιχνευτή όταν ο φακός Einzel είναι απενεργοποιημένος ($V_1 = 0$) είναι $R_{ER} \approx 0.681$ [29]. Όταν ο φακός είναι ενεργοποιημένος υπάρχουν συγκεκριμένα ζεύγη ($R_{1,R}$, $R_{1,R}$), όπως είπαμε και στην ενότητα 2.B, για τα ο-



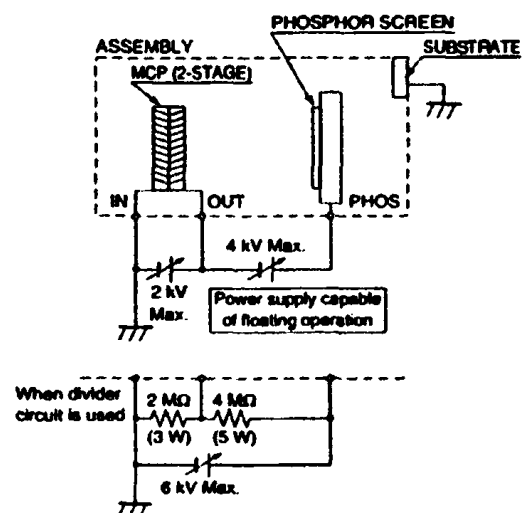
ποία οι εικόνες είναι ευκρινείς. Επιπλέον, ο φακός λειτουργεί επιβραδυντικά (decelerating mode), δηλαδή εφαρμόζοντας $V_1 < 0$ για τα ηλεκτρόνια. Συνεπώς, υπάρχει μια κρίσιμη τιμή του λόγου $R_{I,R}$ για την οποία ο φακός λειτουργεί ως ηλεκτροστατικό κάτοπτρο, αφού η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων δεν είναι αρκετή για να διέλθουν από το δημιουργούμενο φράγμα δυναμικού. Η τιμή αυτή για το δικό μας φασματομέτρο είναι $R_{I,R} \approx 1.18$. Πρέπει να σημειώσουμε ότι στο εύρος λειτουργίας του φασματομέτρου, $0 \leq R_{I,R} \leq 1.18$, ο λόγος $R_{I,R}$ συναρτήσει του $R_{I,R}$ παρουσιάζει μια ασυνέχεια για $-0.4 \leq R_{I,R} \leq -0.6$ και το σύστημα δε σχηματίζει καν εικόνες στον ανιχνευτή. Όσον αφορά τη μεγέθυνση, το σύστημα σμικρύνει τις εικόνες για $R_{I,R} < 0.4$, ενώ τις μεγεθύνει και τις αντιστρέφει για $R_{I,R} > 0.6$.

Για την προστασία του φασματομέτρου από την επίδραση των εξωτερικών μαγνητικών (ή και ηλεκτρικών) πεδίων, τοποθετούμε γύρω από τη διάταξη τρεις κυλίνδρους κατασκευασμένους από μ-metal πάχους 1 mm. Ο πρώτος, εσωτερικής διαμέτρου 9 cm, τοποθετείται μεταξύ του ανιχνευτή και του φακού Einzel σε υποδοχές που έχουν κατασκευαστεί στη βάση στήριξης του ανιχνευτή και του φακού αντίστοιχα. Ο δεύτερος, ίδιας διαμέτρου με τον πρώτο, τοποθετείται μεταξύ του φακού Einzel και του ηλεκτροδίου G, ενώ ο τρίτος έχει εσωτερική διάμετρο 14 cm, καλύπτει όλη τη διάταξη και φέρει οπές διαμέτρου 10 mm στα σημεία εισόδου της δέσμης laser και της ατομικής δέσμης, ενώ αφήνει ακάλυπτο το εμπρόσθιο τμήμα κοντά στην περιοχή της αλληλεπίδρασής τους.



Σχήμα 26. Υποδοχές BNC υψηλής τάσης για την τροφοδοσία του φασματομέτρου.

Για την τροφοδοσία του VMI χρησιμοποιήθηκαν τέσσερα τροφοδοτικά υψηλής τάσης Stanford Research Systems PS350/5000V-25W, που τροφοδοτούν τον repeller (R), τον extractor (E), το φακό Einzel (L) και το φώσφορο (Ph) αντίστοιχα. Επιπλέον, για την τροφοδοσία των μικροκαναλικών πλακιδίων (microchannel plates - MCPs) χρησιμοποιήθηκε το τροφοδοτικό Stanford Research Systems PS325/2500V-25W. Τα τροφοδοτικά συνδέονται στη διάταξη με BNCs υψηλής τάσης (SHV). Οι υποδοχές τους είναι τοποθετημένες στη φλάντζα που αποτελεί τη βάση του ανιχνευτή και καθεμιά αντιστοιχεί στα στοιχεία που απεικονίζονται στο Σχ. 26. Η υποδοχή με το γράμμα G είναι γειωμένη, ενώ οι δύο υποδοχές με το κόκκινο γράμμα 'X' δε χρησιμοποιούνται στην παρούσα διάταξη.



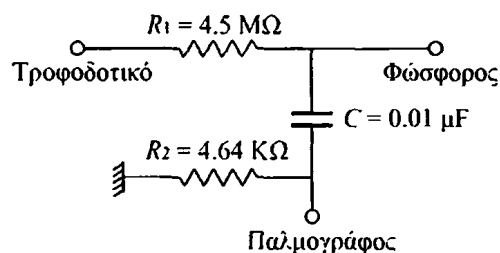
Σχήμα 27. Συνδεσμολογία ανιχνευτή ηλεκτρονίων (MCPs και οθόνης φωσφόρου) [32].

Για την ανίχνευση των ηλεκτρονίων χρησιμοποιείται η διάταξη F2225-21P της Hamamatsu. Η διάταξη αποτελείται από δύο MCPs (δηλαδή δύο στάδια/stages ενίσχυσης), διαμέτρου 42 mm (ενεργή διάμετρος 40 mm), που προσφέρουν συνολική ενίσχυση του σήματος κατά έναν παράγοντα 10^6 , και οθόνη φωσφόρου, με μήκος κύματος μέγιστης εκπομπής στα 545 nm και χαρακτηριστικό χρόνο «υστερολαμπής» (afterglow) 1 ms. Η συνδεσμολογία των MCPs φαίνεται στο Σχ. 27. Η τάση που εφαρμόζεται σε αυτά πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 1.75 kV, ενώ δεν πρέπει να ξεπερνά τα 2 kV ($1.75 \text{ kV} \leq V_{\text{MCP}} \leq 2 \text{ kV}$). Για να ενεργοποιηθεί ο φώσφορος, πρέπει η διαφορά δυναμικού σε σχέση με τα MCPs να είναι μεγαλύτερη από 2 kV αλλά και πάντα μικρότερη από 3 kV, διαφορετικά υπάρχει κίνδυνος αποκόλλησης της επίστρωσης φωσφόρου. Σημειώνουμε ότι κατά την καταγραφή των εικόνων, η διαφορά δυναμικού μεταξύ των MCPs και του φωσφόρου επηρεάζει την αντίθεση των εικόνων.

Οι εικόνες καταγράφονται με την κάμερα CCD Dolphin F-145B της εταιρείας Allied Vision Technologies. Η κάμερα επικοινωνεί με προσωπικό υπολογιστή μέσω θύρας Firewire[®] και ο σκανδαλισμός της (trigger) πραγματοποιείται μέσω ενός παλμού TTL που παρέχεται από το laser άντλησης του laser χρωστικής, ο οποίος είναι σύγχρονος του παλμού Q-switch. Ο χειρισμός της κάμερας γίνεται μέσω ειδικού λογισμικού (πρόγραμμα "VMI Acquire"). Κατά τη λήψη εικόνων, η κάμερα καλύπτεται με σωλήνα από PVC και μαύρο ύφασμα για την απομόνωσή της από το φως του περιβάλλοντος.

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 2.B, το φασματόμετρο VMI μπορεί να λειτουργήσει και ως φασματομέτρο χρόνου πτήσης. Για να γίνει αυτό πρέπει να οδηγήσουμε στον παλμογράφο το σήμα του φωσφόρου. Στην περίπτωση αυτή, η εφαρμοζόμενη τάση στο φώσφορο (άνοδος) είναι απλώς μερικές εκατοντάδες Volts μεγαλύτερη από την τάση που εφαρμόζεται στα MCPs. Επίσης,

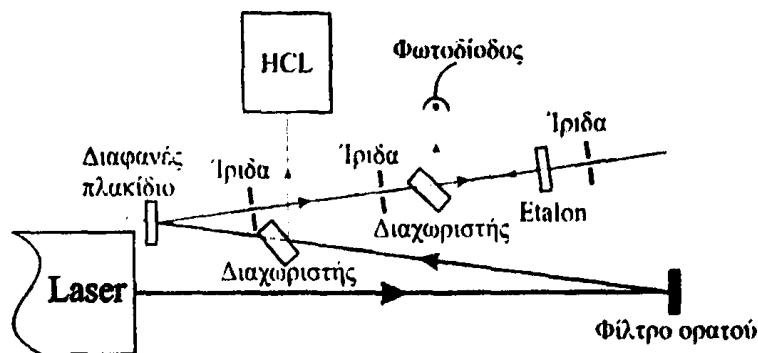
πρέπει να χρησιμοποιηθεί ένας αποσυζευκτής (decoupler), το κύκλωμα του οποίου φαίνεται στο Σχ. 28. Για την καταγραφή του σήματος των ιόντων ως συνάρτηση του μήκους κύματος, το αποσυζευγμένο σήμα οδηγείται σε ολοκληρωτικό ενισχυτή με πύλη (gated integrator) SR250 Boxcar της εταιρείας Stanford Research Systems, το οποίο σκανδαλίζεται από τον ίδιο παλμό που σκανδαλίζει την κάμερα CCD. Από την έξοδο μέσης τιμής ("averaged output") του Boxcar, το ολοκληρωμένο σήμα οδηγείται στον παλμογράφο LeCroy 9310, ο οποίος συνδέεται σε προσωπικό υπολογιστή μέσω μιας θύρας GPIB^{*} και δίνει τη δυνατότητα αποθήκευσης του σήματος μέσω ενός προγράμματος LabView^{*}.



Σχήμα 28. Κύκλωμα αποσυζευκτική (decoupler) για τη χρήση του VMI ως φασματομέτρο χρόνου πτήσης.

3.4. Διάταξη Βαθμονόμησης Του Laser Και Καταγραφής Φασμάτων

Στα πειράματα της μικροσκοπίας φωτοϊονισμού είναι απαραίτητο να μπορούμε να προσδιορίσουμε με αρκετή ακρίβεια το μήκος κύματος του laser. Το laser χρωστικής Lambda Physik ScanMate 2EC-400 που χρησιμοποιούμε, προσφέρει επιλογή



Σχήμα 29. Διάταξη βαθμονόμησης του laser.

του μήκους κύματος και σάρωση σε μια περιοχή μηκών κύματος με βήμα που επιλέγουμε, εμφανίζοντας στην οθόνη του χρήστη το μήκος κύματος σε πραγματικό χρόνο. Ωστόσο, η ένδειξη που παρέχεται δεν είναι όσο ακριβής απαιτείται για τα πειράματά μας. Ικανοποιητικά ακριβέστερος προσδιορισμός μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας μια διάταξη βαθμονόμησης του laser, όπως αυτή που φαίνεται στο σχήμα (Σχ. 29).

Στα πειράματα που πραγματοποιήσαμε, χρησιμοποιήθηκε ακτινοβολία γύρω στα 640 nm και κρύσταλλος διπλασιασμού KDP. Επειδή στα πειράματα της φασματοσκοπίας χρειαζόμαστε μόνο την δεύτερη αρμονική δέσμη, χρησιμοποιούμε φίλτρο αποκοπής της ορατής ακτινοβολίας. Η δέσμη που εξέρχεται από το laser, που αποτελείται από τη θεμελιώδη και τη δεύτερη αρμονική, προσπίπτει στο φίλτρο και η θεμελιώδης δέσμη ανακλάται, ενώ η δεύτερη αρμονική οδηγείται στο πείραμα (διάταξη φασματομέτρου χρόνου πτήσης που έχει χρησιμοποιηθεί σε παλαιότερα πειράματα του εργαστηρίου [35]).

Στην πορεία της πρώτης ανακλώμενης τοποθετούμε με κατάλληλο τρόπο διαφανές πλακίδιο μεγάλου πάχους (5 mm), το οποίο χρησιμοποιείται ως διαχωριστής δέσμης (beam splitter). Ένα τμήμα της δέσμης ανακλάται από τον διαχωριστή και οδηγείται σε λάμπα κοίλης καθόδου (hollow cathode lamp-HCL), όπου, μέσω του οπτογαλβανικού φαινομένου (optogalvanic effect) [36], μπορούν να παρατηρηθούν οι ατομικές γραμμές διαφόρων στοιχείων και η υπόλοιπη διέρχεται από αυτόν. Στα συγκεκριμένα πειράματα χρησιμοποιήθηκαν λάμπες Fe-Ne και Fe-Ar και μπροστά από τις λάμπες τοποθετήθηκε φίλτρο αποκοπής του υπεριώδους. Η δέσμη που διέρχεται από τον διαχωριστή προσπίπτει σε διαφανές πλακίδιο και διέρχεται διαδοχικά από δύο ίριδες. Οι ίριδες χρησιμοποιούνται τόσο για ευθυγράμμιση όσο και για να αποκόψουν τις ανεπιθύμητες πολλαπλές ανακλάσεις εξαιτίας του διαφανούς πλακιδίου. Αφού περάσει από τη δεύτερη ίριδα, η δέσμη διέρχεται ξανά από πλακίδιο μεγάλου πάχους (6 mm) και προσπίπτει σε etalon ανάκλασης. Ως etalon χρησιμο-

ποιήθηκε διαφανές πλακίδιο από sapphire ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$), ονομαστικού πάχους 2.3 mm. Ο δείκτης διάθλασης του sapphire ως συνάρτηση του μήκους κύματος δίνεται από την εξίσωση Sellmeier [37]:

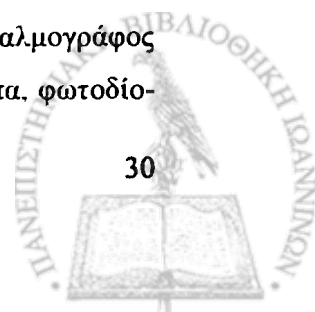
$$n^2 - 1 = \frac{1.4313493\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0726631^2} + \frac{0.65054713\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1193242^2} + \frac{5.3414021\lambda^2}{\lambda^2 - 18.028251^2} \quad (20)$$

όπου το λ είναι εκφρασμένο σε μm και αναφέρεται στο μήκος κύματος του κενού.

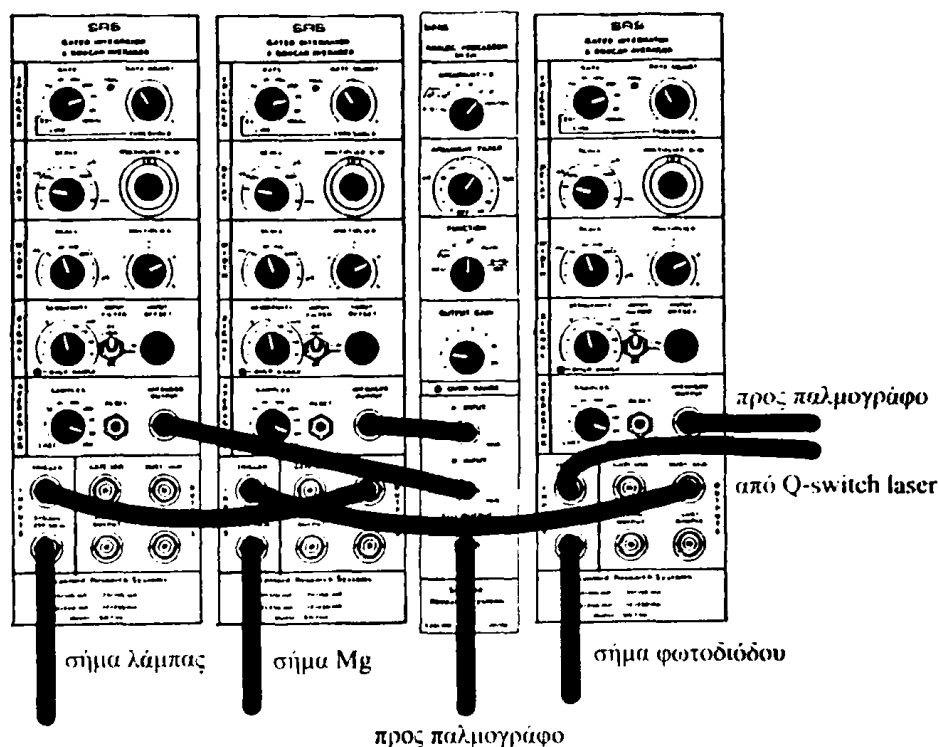
Αφού η δέσμη υποστεί τουλάχιστον δύο ανακλάσεις, μία στην πρώτη και μία στην εσωτερική επιφάνεια του etalon, εξέρχεται από αυτό και προσπίπτει στο δεύτερο πλακίδιο-διαχωριστή, το οποίο είναι τοποθετημένο με τέτοιο τρόπο ώστε να οδηγεί τη δέσμη σε φωτοδίοδο. Μπροστά από τη φωτοδίοδο έχει τοποθετηθεί κατάλληλα, πολωτικό φύλλο για την αποκοπή της υπεριώδους (διπλασιασμένης) ακτινοβολίας, αλλά και τον περιορισμό της έντασης της θεμελιώδους δέσμης ώστε να μην κορένεται η φωτοδίοδος. Η ίριδα μετά το etalon έχει τοποθετηθεί για ευθυγράμμιση.

Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, η υπεριώδης δέσμη του laser διέρχεται από το φίλτρο του ορατού και οδηγείται σε διάταξη φασματομέτρου χρόνου πτήσης με τη χρήση πρίσματος κατάλληλου για τη διέλευση του υπεριώδους και κατόπλου. Στη συνέχεια, η δέσμη διέρχεται μέσα από γραμμικό πολωτή τύπου Rochon, και από διπλό ρόμβο Fresnel (για τη στροφή του επιπέδου πόλωσης). Τέλος, πριν από την είσοδό της στο θάλαμο αλληλεπίδρασης, η δέσμη εστιάζεται με φακό εστιακής απόστασης $f \approx 20 \text{ cm}$. Η ατομική δέσμη παράγεται με τον ίδιο φούρνο που χρησιμοποιείται στα πειράματα της μικροσκοπίας και συναντά κάθετα τη δέσμη laser. Η περιοχή επιτάχυνσης του φασματομέτρου αποτελείται από δύο ηλεκτρόδια (repeller και γειωμένο ηλεκτρόδιο), τα οποία απέχουν μεταξύ τους 1.05 cm, με το γειωμένο ηλεκτρόδιο να φέρει οπή διαμέτρου 3 mm. Μετά το γειωμένο ηλεκτρόδιο, τα φορτία ταξιδεύουν απουσία πεδίου στο φασματόμετρο. Το φασματόμετρο προστατεύεται από εξωτερικά μαγνητικά πεδία με σωλήνα $\mu\text{-metal}$ μήκους $L \approx 18 \text{ cm}$. Το ηλεκτρόδιο του repeller τροφοδοτείται από το τροφοδοτικό Fluke 415B, ενώ τα MCPs του ανιχνευτή από το τροφοδοτικό Stanford Research Systems PS350/5000V-25W. Για μετρήσεις με παλμικό πεδίο, συνδέουμε το τροφοδοτικό Stanford Research Systems PS350/5000V-25W και τη γεννήτρια παλμών Stanford Research Systems DG535 με γρήγορο τρανζίστορ εναλλαγής υψηλής τάσης (fast high voltage transistor switch) Behlke HTS-81-06-GSM. Η διάταξη αυτού του φασματομέτρου περιγράφεται αναλυτικά στη μεταπτυχιακή εργασία του κ. Αναστάσιου Δημητρίου [35].

Με τις δύο διατάξεις που περιγράψαμε παραπάνω, κατορθώσαμε να καταγράψουμε το φάσμα της λάμπας, τους κροσσούς του etalon και το φάσμα του Mg στην περιοχή που μας ενδιαφέρει. Για την καταγραφή χρησιμοποιήθηκαν τρεις ολοκληρωτικοί ενισχυτές με πύλη (gated integrators) SR250 Boxcar της Stanford Research Systems και ο παλμογράφος LeCroy 9310, ο οποίος συνδέεται, όπως είπαμε και πιο πάνω, μέσω μιας θύρας GPIB[®] με προσωπικό υπολογιστή και δίνει τη δυνατότητα αποθήκευσης του σήματος μέσω ενός προγράμματος LabView[®]. Επειδή ο παλμογράφος διαθέτει δύο κανάλια, ενώ τα σήματα που θέλουμε να καταγράψουμε είναι τρία (λάμπα, φωτοδίο-



δος και Mg), χρησιμοποιούμε επιπλέον μία μονάδα αναλογικής επεξεργασίας (analog processor module) SR235 της Stanford Research Systems, τη χρησιμότητα της οποίας θα εξηγήσουμε αμέσως παρακάτω.



Σχήμα 30. Συνδεσμολογία Boxcars SR250 και μονάδας αναλογικής επεξεργασίας SR235 για την καταγραφή του σήματος της φωτοδιόδου, του οπτογαλβανικού σήματος και του σήματος του Mg^+ .

Η συνδεσμολογία των Boxcars φαίνεται στο Σχ. 30. Το σήμα από το Q-switch του laser σκανδαλίζει (triggers) το Boxcar το οποίο λαμβάνει το σήμα της φωτοδιόδου, που είναι το πιο γρήγορο από τα τρία. Από την έξοδο "Busy" του Boxcar της φωτοδιόδου το trigger συνδέεται στο Boxcar του σήματος ιόντων Mg^+ και από την έξοδο "Busy" αυτού πηγαίνει στο trigger του Boxcar της λάμπας κοίλης καθόδου. Τα σήματα της φωτοδιόδου, της λάμπας και του Mg πηγαίνουν στις αντίστοιχες εισόδους των Boxcars. Για να καταγραφεί το σήμα της φωτοδιόδου, συνδέουμε την έξοδο μέσης τιμής ("averaged output") του Boxcar της με τον παλμογράφο LeCroy 9310. Τα άλλα δύο σήματα δε συνδέονται απευθείας στον παλμογράφο, αλλά συνδέουμε με καλώδια τις εξόδους μέσης τιμής του σήματος Mg^+ και της λάμπας με τις εισόδους A και B, αντίστοιχα, της μονάδας SR235. Η έξοδος της μονάδας συνδέεται με τον παλμογράφο. Η μονάδα χρησιμοποιείται για να έχουμε τη δυνατότητα να επιλέγουμε αν θα καταγράψουμε το σήμα της λάμπας ή του σήματος Mg^+ . Για να γίνει αυτό, επιλέγουμε τη συνάρτηση "x" στην επιλογή "function" της μονάδας και το "A" ή "B" στην επιλογή "argument", ανάλογα με το σήμα που θέλουμε να καταγράψουμε. Τέλος, συνδέοντας ένα δεύτερο παλμογράφο (Agilent Technologies DSO 1024A) με τις εξόδους "signal output" και τις πύλες ("gate 50 Ω ") των Boxcars ρυθμίζουμε κατάλληλα τις πύλες ώστε να καταγράψουμε το εκάστοτε σήμα.

4. Πειραματική διαδικασία – Μετρήσεις – Ανάλυση

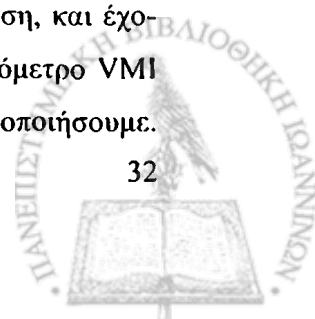
Σε όλα τα πειράματα που πραγματοποιήσαμε, χρησιμοποιήσαμε ατμούς Mg, που παράγονται σε φούρνο, όπως περιγράψαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Το δυναμικό ιονισμού (ionization potential) του Mg είναι $IP = 61671.05 \text{ cm}^{-1}$ [38], δηλαδή περίπου 648 nm στο κόκκινο ή 324 nm στο UV και το σαγματικό σημείο για ένα πεδίο $\sim 1000 \text{ V/cm}$ βρίσκεται στα 650 nm περίπου. Η σταθερά Rydberg του Mg είναι $109734.84 \text{ cm}^{-1}$. Το Mg ανήκει στις αλκαλικές γαίες, έχει ατομικό αριθμό 12 και η δομή του είναι $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$. Στα πειράματά μας, το Mg ιονίζεται με δύο φωτόνια του υπεριώδους, και ο άξονας κβάντωσης είναι η διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου. Εάν η πόλωση του laser είναι κάθετη στον άξονα του πεδίου, τότε έχουμε $|\Delta m| = 0 \ \& \ 2$ ($\Delta m = \pm 1$ για κάθε φωτόνιο), ενώ εάν η πόλωση του laser είναι παράλληλη στον άξονα του πεδίου, τότε έχουμε $\Delta m = 0$. Εφόσον αρχικά τα άτομα βρίσκονται στη θεμελιώδη τους κατάσταση ($m_{\text{αρχικό}} = 0$), θα έχουμε $|m_{\text{τελικό}}| = 0 \ \& \ 2$ και $m_{\text{τελικό}} = 0$, αντίστοιχα, για τις δύο περιπτώσεις. Τέλος, απουσία πεδίου διεγείρονται πάντα οι καταστάσεις $3sns$ και $3snd$.

4.1. Μετρήσεις Μικροσκοπίας Φωτοϊονισμού

Πριν ξεκινήσει κάθε πείραμα, πρέπει να αυξάνεται η θερμοκρασία του φούρνου εξάχνωσης έως την επιθυμητή τιμή και να γίνεται ευθυγράμμιση της δέσμης του laser με τη διάταξη. Η δέσμη laser θεωρείται ευθυγραμμισμένη όταν διέρχεται από την ίδια περιοχή των παραθύρων εισόδου και εξόδου της διάταξης (η οποία είναι ελαφρά μετατοπισμένη σε σχέση με το κέντρο τους), ενώ, ταυτόχρονα, σε κάθε οπτικό που συναντά η δέσμη στην πορεία της μέχρι τη διάταξη, πρέπει η προσπίπτουσα και η ανακλώμενη δέσμη να ταυτίζονται.

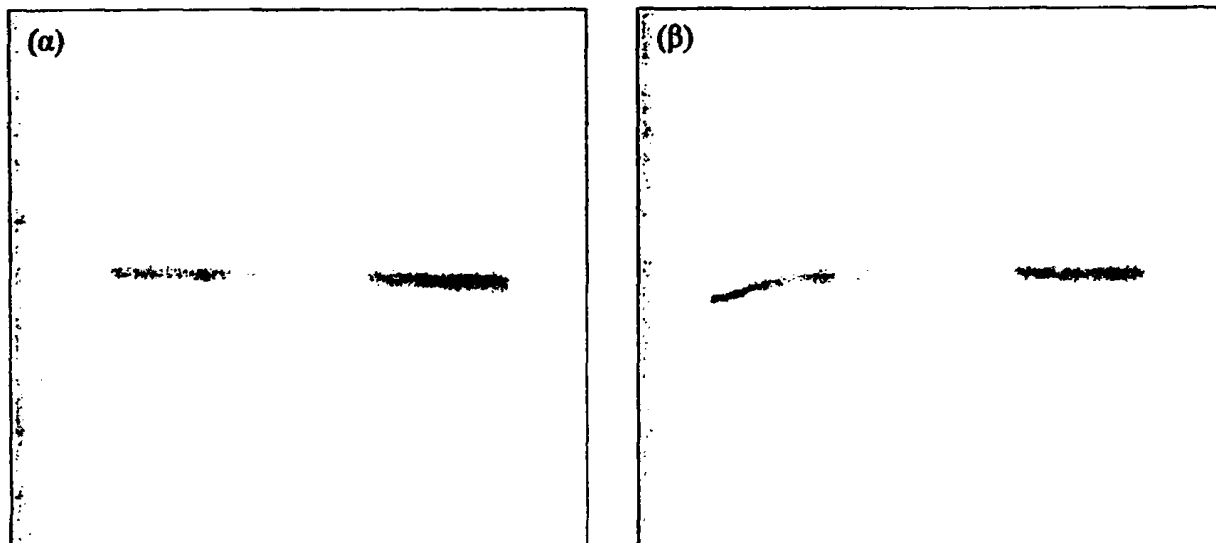
Στη συνέχεια, πραγματοποιείται ευθυγράμμιση και εστίαση της κάμερας. Αρχικά, συνδέουμε την κάμερα στον υπολογιστή και εκκινούμε το πρόγραμμα “VMI Acquire”, με το οποίο μπορούμε να βλέπουμε σε πραγματικό χρόνο τις εικόνες που καταγράφει η κάμερα. Στη συνέχεια, μετακινούμε ελαφρώς το σωλήνα που έχουμε τοποθετήσει για να εμποδίζουμε την είσοδο του φωτός του περιβάλλοντος, έως ότου να μπορούμε να δούμε στις εικόνες το εξωτερικό δαχτυλίδι του ανιχνευτή (φωσφόρου). Μετακινούμε κατάλληλα την κάμερα ώστε να καταγράφει συμμετρικά τον ανιχνευτή και την εστιάζουμε, προσπαθώντας το δαχτυλίδι να φαίνεται όσο το δυνατόν ευκρινέστερο. Επανατοποθετούμε το σωλήνα στη θέση του ώστε να μην εισέρχεται στην κάμερα φως από το περιβάλλον.

Αφού ολοκληρωθεί η διαδικασία της τοποθέτησης της κάμερας στη σωστή θέση, και έχοντας επιτύχει την κατάλληλη θερμοκρασία του φούρνου, χρησιμοποιούμε το φασματόμετρο VMI ως time-of-flight ιόντων, ώστε να ελέγξουμε εάν υπάρχει σήμα Mg^+ και να το βελτιστοποιήσουμε.



Για να γίνει αυτό, επιλέγουμε ένα μήκος κύματος που ιονίζει το άτομο (π.χ. 640 nm στο κόκκινο) και, για μία δεδομένη τάση V_R , επιλέγουμε κατάλληλη τάση V_E , ώστε να έχουμε συνθήκη εστίασης για VMI ($R_{ER} \approx 0.68$). Στα πειράματά μας, οι τάσεις των ηλεκτροδίων για τη λειτουργία του VMI ως time-of-flight ιόντων ήταν $V_R = 3000$ V, $V_E = 2150$ V και οι τάσεις των MCPs και του φωσφόρου ήταν $V_{MCP} = 1800$ V και $V_{Ph} = 2300$ V αντίστοιχα (μη-ενεργοποιημένος φώσφορος). Τα ιόντα του Mg βρέθηκαν σε χρόνο $t_{Mg} = 3.68$ μs στο time-of-flight. Το σήμα βελτιστοποιείται μετακινώντας το φακό πριν από την είσοδο της δέσμης στο θάλαμο αλληλεπίδρασης.

Μετά την πραγματοποίηση των παραπάνω διαδικασιών, είμαστε σε θέση να καταγράψουμε εικόνες. Οι πρώτες εικόνες που καταγράφουμε αφορούν την απεικόνιση της περιοχής αλληλεπίδρασης, με σκοπό τη σωστότερη ευθυγράμμιση της δέσμης μέσα στο θάλαμο αλληλεπίδρασης. Η απεικόνιση της περιοχής αλληλεπίδρασης είναι εφικτή όταν η διαφορά δυναμικού μεταξύ των ηλεκτροδίων του repeller και του extractor είναι μικρή ($\Delta V \approx 10$ V).



Σχήμα 31. Απεικόνιση περιοχής αλληλεπίδρασης για (α) ιόντα και (β) ηλεκτρόνια. Είναι εμφανής η παραμόρφωση της εικόνας των ηλεκτρονίων εξαιτίας της παρουσίας εξωτερικών μαγνητικών πεδίων.

Συγκεκριμένα, στις εικόνες του Σχ. 31, απεικονίζεται η περιοχή αλληλεπίδρασης για ιόντα (Σχ. 31 (α)) και ηλεκτρόνια (Σχ. 31 (β)). Για τα ιόντα εφαρμόστηκαν οι τάσεις $V_R = 4000$ V, $V_E = 3990$ V, $V_{MCP} = 1750$ V, $V_{Ph} = 4500$ V, ενώ για τα ηλεκτρόνια είχαμε $V_R = -3500$ V, $V_E = -3490$ V, $V_{MCP} = 1750$ V, $V_{Ph} = 4500$ V. Το μήκος κύματος της αρμονικής δέσμης ήταν $\lambda_{UV} \approx 320$ nm και η ενέργειά της ~ 1.6 mJ.

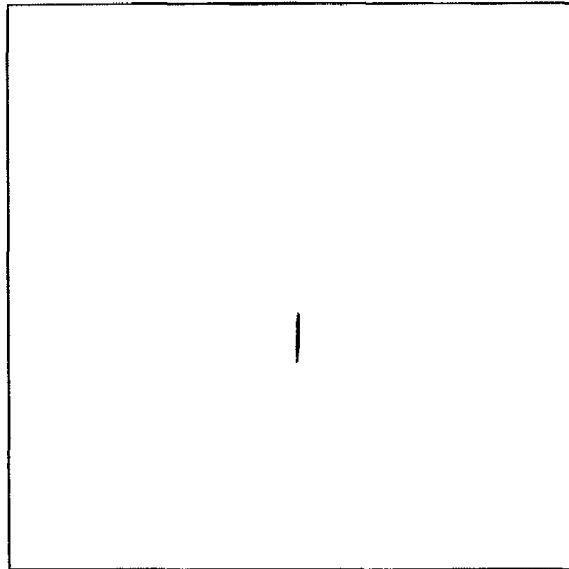
Μέσω των εικόνων αυτών μπορούμε να αποφανθούμε με μεγαλύτερη ακρίβεια για το εάν η δέσμη είναι οριζοντιωμένη και εστιασμένη και εάν η διεύθυνσή της συμπίπτει με το κέντρο του ανιχνευτή. Εάν δεν είναι τη μετατοπίζουμε κατάλληλα έως ότου το πετύχουμε.

Παρατηρούμε ότι στην εικόνα των ηλεκτρονίων η περιοχή αλληλεπίδρασης είναι παραμορφωμένη, κάτι που δε συμβαίνει στην εικόνα των ιόντων. Η παραμόρφωση αυτή οφείλεται στην παρουσία εξωτερικών μαγνητικών πεδίων και επηρεάζει έντονα τα ηλεκτρόνια λόγω της μικρής τους

μάζας.

Επιπλέον, παρατηρούμε ότι οι περιοχές αλληλεπίδρασης τόσο των ιόντων όσο και των ηλεκτρονίων δε διακρίνονται με μεγάλη σαφήνεια στο κέντρο των εικόνων, γεγονός που οφείλεται σε μείωση της απόδοσης των MCPs και του φωσφόρου στο κέντρο τους, εξαιτίας μη σωστής χρήσης τους σε παλαιότερα πειράματα.

Στη συνέχεια, επαναφέρουμε τον λόγο των τάσεων στην τιμή που αντιστοιχεί στη συνθήκη εστίασης $R_{ER} \approx 0.68$. Το Σχ. 32 δείχνει την εικόνα των ιόντων Mg που καταγράψαμε για $V_R = 3500$ V, $V_E = 2361$ V, $V_{MCP} = 1750$ V, $V_{Ph} = 4500$ V και $\lambda_{UV} \approx 320$ nm. Η εικόνα αυτή είναι στην πραγματικότητα η κατανομή ταχυτήτων των ιόντων του Mg και ακολουθεί την κατανομή Maxwell-Boltzmann. Η διαπλάτυνση της κατανομής οφείλεται στις εγκάρσιες ταχύτητες των ιόντων, καθώς αυτά εξέρχονται από το σωλήνα που τα οδηγεί στο σημείο αλληλεπίδρασης, σχηματίζοντας ένα κώνο.



Σχήμα 32. Κατανομή ταχυτήτων ιόντων Mg.

Η κατανομή αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για το

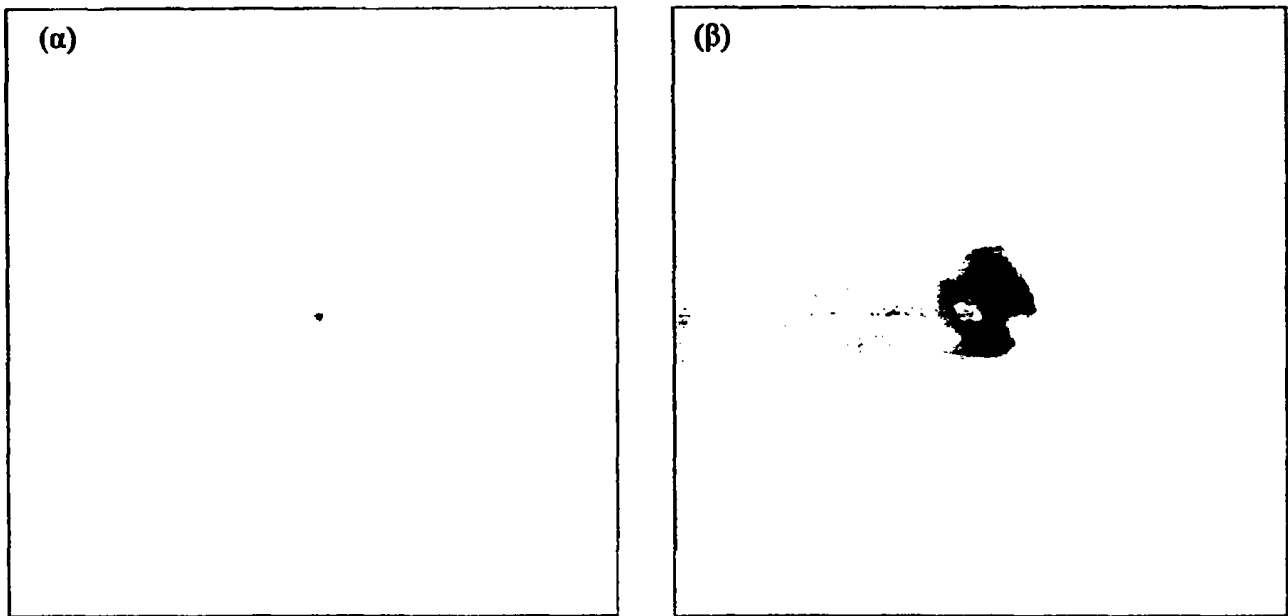
χονδρικό υπολογισμό της θερμοκρασίας του φούρνου. Συγκεκριμένα, εφόσον γνωρίζουμε την ενεργό διάμετρο του ανιχνευτή (4 cm), μπορούμε να αντιστοιχίσουμε τα pixels της εικόνας με την πραγματική τους απόσταση από το κέντρο του. Χρησιμοποιώντας την απόσταση του μεγίστου της κατανομής από το σημείο αλληλεπίδρασης και γνωρίζοντας από τις μετρήσεις χρόνου πτήσης (time-of-flight) το χρόνο $t_{Mg} = 3.68$ μs στον οποίο ανιχνεύονται τα ιόντα Mg (για τις ίδιες τάσεις V_R και V_E), είναι δυνατός ο υπολογισμός της πιο πιθανής ταχύτητας της κατανομής Maxwell-Boltzmann. Αυτή υπολογίστηκε και βρέθηκε $v_p = 767$ m/s. Η πιο πιθανή ταχύτητα δίνεται από τη σχέση:

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m_{Mg}}}, \quad (21)$$

όπου $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ m²kg s⁻²K⁻¹ η σταθερά Boltzmann, T η θερμοκρασία και $m_{Mg} = 40.08 \cdot 10^{-27}$ kg η μάζα του Mg. Επιλύοντας την (21) ως προς T και αντικαθιστώντας τα v_p , k και m_{Mg} βρίσκουμε ότι $T = (590 \pm 30)$ °C. Η ένδειξη του θερμοστοιχείου του φούρνου τη στιγμή της καταγραφής της εικόνας αυτής ήταν 617 °C. Οι δύο τιμές διαφέρουν κατά περίπου 10% αλλά, λαμβάνοντας υπ' όψη το σφάλμα, δεν παρουσιάζουν απόκλιση. Θεωρούμε ότι η μέθοδος αυτή δίνει μια καλή ένδειξη για τη θερμοκρασία του φούρνου και ενδεχομένως να είναι πιο ακριβής από την ένδειξη του θερμοστοιχείου.



Στις εικόνες που είδαμε μέχρι τώρα δε χρειάστηκε να χρησιμοποιήσουμε τον φακό Eipel. Ο φακός, όμως, είναι απαραίτητος όταν θέλουμε να καταγράψουμε εικόνες VMI αργά κινούμενων ηλεκτρονίων. Αυτό γίνεται σαφές εάν δούμε τα Σχ. 33(α) και (β). Η εικόνα του Σχ. 33(α) καταγράφηκε με μήκος κύματος $\lambda_{UV} \approx 324.75 \text{ nm}$, με οριζόντια πόλωση ως προς τον άξονα του πεδίου και με τάσεις $V_R = -4500 \text{ V}$, $V_E = -3082 \text{ V}$, $V_{MCP} = 1850 \text{ V}$, $V_{Ph} = 4700 \text{ V}$. Η εικόνα του Σχ. 33(β) καταγράφηκε με παραπλήσιο μήκος κύματος $\lambda_{UV} \approx 324.90 \text{ nm}$, με κάθετη πόλωση ως προς τον άξονα του πεδίου και με τάσεις $V_R = -4500 \text{ V}$, $V_E = -3271 \text{ V}$, $V_{MCP} = 1950 \text{ V}$, $V_{Ph} = 4810 \text{ V}$. Επιπλέον, στην εικόνα αυτή χρησιμοποιήθηκε ο φακός με τάση $V_L = -4619 \text{ V}$ ($V_{L,R} \approx 1.02$).



Σχήμα 33. Εικόνες (α) χωρίς φακό και (β) με φακό. Διακρίνονται η παραμόρφωση λόγω των εξωτερικών μαγνητικών πεδίων και περιοχές του φωσφόρου που έχουν καταστραφεί (λευκές κηλίδες).

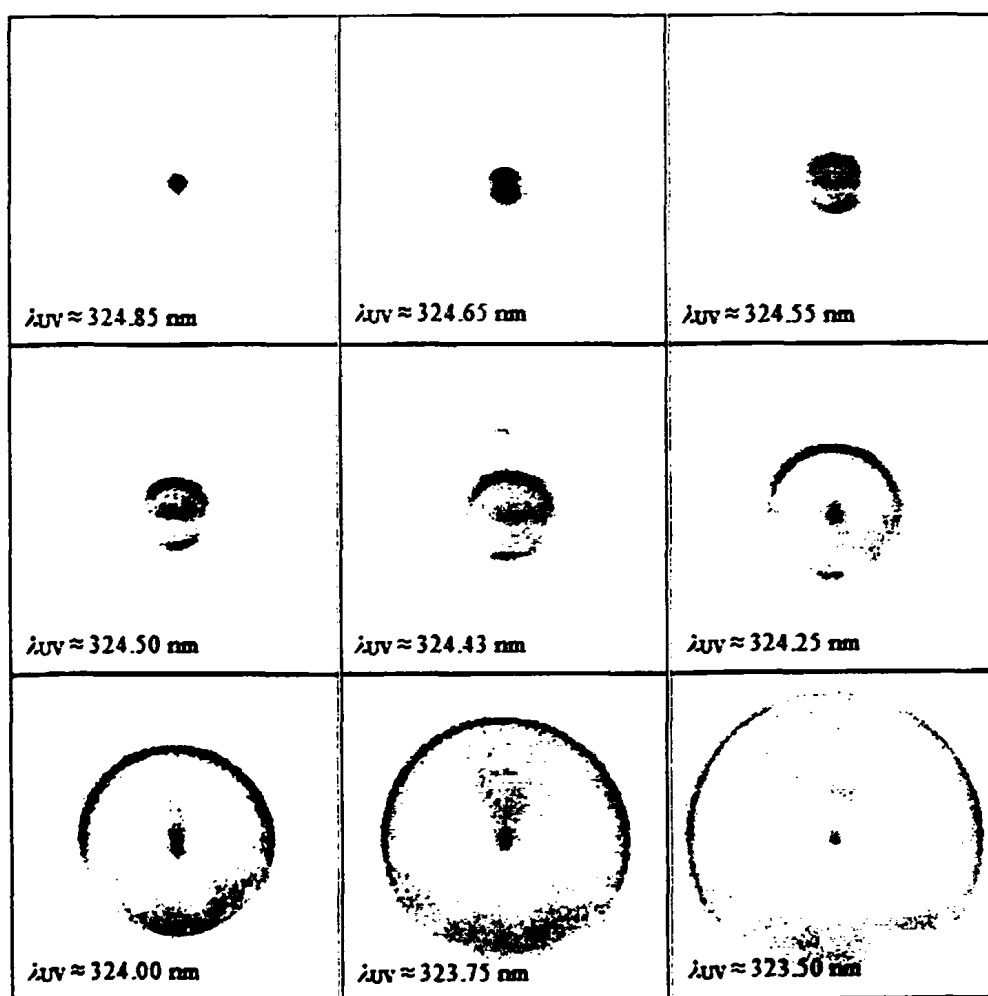
Το διαφορετικό μέγεθος της δεύτερη εικόνας δε μπορεί να οφείλεται στο ελαφρά διαφορετικό μήκος κύματος καταγραφής. Συνεπώς, παρά τις ελαφρά διαφορετικές συνθήκες, η επίδραση του ηλεκτροστατικού φακού (μεγέθυνση) είναι φανερή.

Στο Σχ. 33(β) παρατηρούμε, επίσης, κάποιες λευκές κηλίδες, που οφείλονται σε κατεστραμμένες περιοχές της οθόνης φωσφόρου. Φαίνεται, ακόμη, έντονα η επίδραση των εξωτερικών μαγνητικών πεδίων που παραμορφώνουν τις εικόνες. Για να περιορίσουμε την παραμόρφωση λόγω των μαγνητικών πεδίων, τοποθετήσαμε έναν μαγνήτη πάνω στο σταυρό της διάταξης, στο σημείο όπου βρήκαμε ότι βελτιώνονται οι εικόνες. Το σημείο αυτό είναι στην επάνω αριστερή γωνία που σχηματίζουν οι ενώσεις του σταυρού, όπως τον κοιτάμε από το παράθυρο εξόδου της δέσμης laser.

Με τον μαγνήτη σε αυτή τη θέση καταγράψαμε εικόνες VMI ηλεκτρονίων (Σχ. 34) για τάσεις $V_R = -4500 \text{ V}$, $V_E = -3273 \text{ V}$ και $V_L = -4620 \text{ V}$, για γραμμική πόλωση παράλληλη στο στατικό ηλεκτρικό πεδίο ($\Delta m = 0$ ανά φωτόνιο, τελικές καταστάσεις $m = 0$) και για διάφορα μήκη κύματος πάνω από το σαγματικό σημείο. Οι τάσεις των MCPs και του φωσφόρου ήταν $V_{MCP} = 1920 \text{ V}$ και

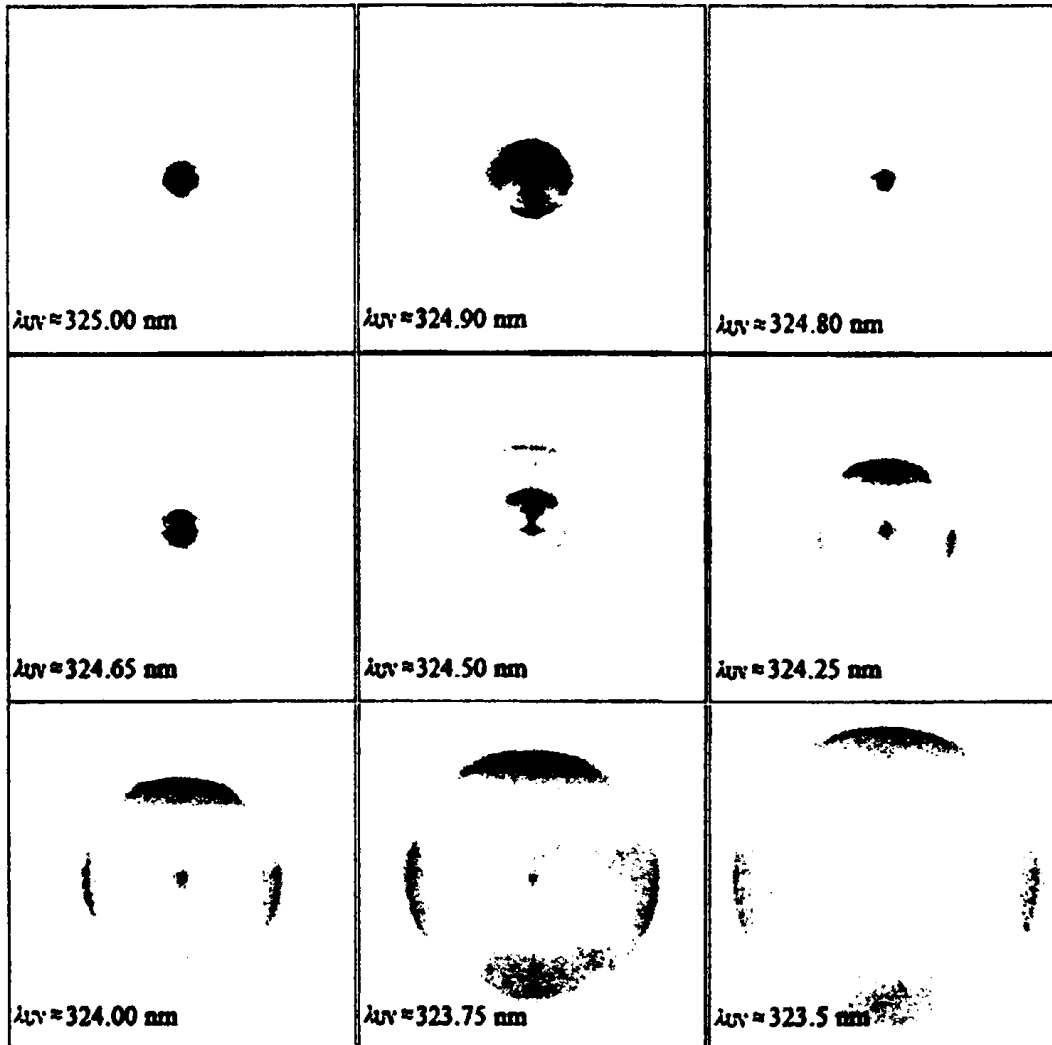
$V_{Ph} = 4310 \text{ V}$ ή $V_{MCP} = 1930 \text{ V}$ και $V_{Ph} = 4610 \text{ V}$, αναλόγως με το ποιος συνδυασμός παρείχε καλύτερη αντίθεση.

Η γωνιακή κατανομή των εικόνων μικροσκοπίας φωτοϊονισμού του Σχ. 34 είναι ισότροπη, λόγω της καθετότητας του διανύσματος της πόλωσης στον ανιχνευτή. Πέραν αυτού, φαίνονται καθαρά οι δίσκοι που σχηματίζονται από τις άμεσες και τις έμμεσες τροχιές, καθώς και η συμβολή μεταξύ τους (κροσσοί συμβολής). Φαίνεται, επίσης, ότι, καθώς η ενέργεια αυξάνει, η ακτίνα των εικόνων αυξάνει κι αυτή, όπως και η μέγιστη ακτίνα των άμεσων τροχιών, έως ότου γίνει πρακτικά ίση με την ακτίνα των έμμεσων. Από ένα σημείο και μετά οι ακτίνες των δύο συνεισφορών δε μπορούν να διαχωριστούν με τη διαθέσιμη ανάλυση. Όλα τα παραπάνω βρίσκονται σε συμφωνία με όσα περιγράψαμε στο αντίστοιχο κεφάλαιο της θεωρίας.



Σχήμα 34. Εικόνες VMI ηλεκτρονίων για οριζόντια πόλωση ($\Delta m = 0$ για κάθε φωτόνιο, τελικές καταστάσεις $m = 0$) και για διάφορα μήκη κύματος. Οι εικόνες είναι οι πραγματικές εικόνες της κάμερας και έχουν τις ίδιες διαστάσεις.

Για τις ίδιες τάσεις με τις μετρήσεις του Σχ. 34 καταγράψαμε εικόνες για διάφορα μήκη κύματος πάνω από το σαγματικό σημείο, με γραμμική πόλωση κάθετη στο στατικό ηλεκτρικό πεδίο ($|\Delta m| = 1$ ανά φωτόνιο, τελικές καταστάσεις $|m| = 0, 2$) (Σχ. 35). Από τις εικόνες έχουν αφαιρεθεί (με το λογισμικό ImageJ) οι λευκές κηλίδες των κατεστραμμένων περιοχών του φωσφόρου.

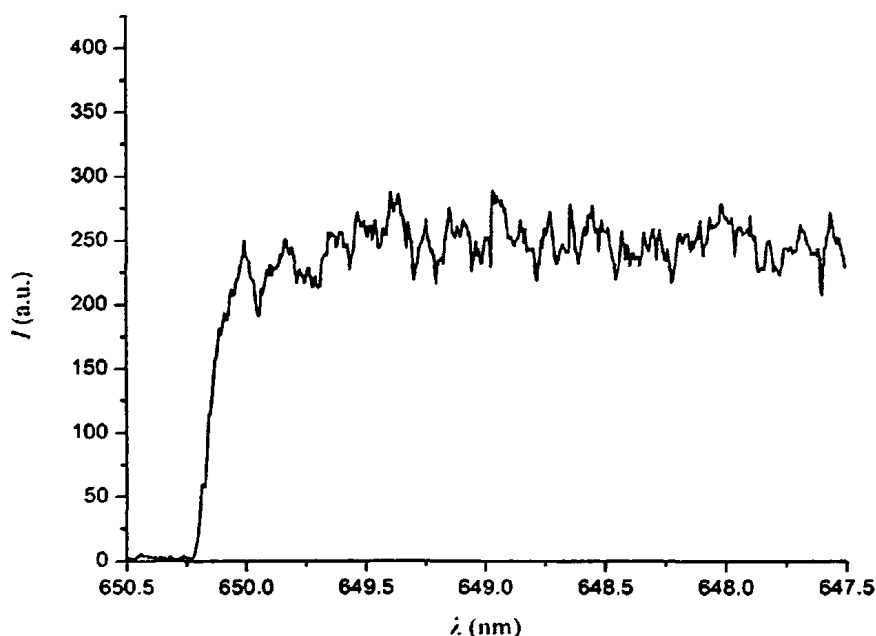


Σχήμα 35. Εικόνες VMI ηλεκτρονίων για οριζόντια πόλωση ($\Delta m = \pm 1$ για κάθε φωτόνιο, καταστάσεις $3s_{\text{π}0}$ και $3s_{\text{π}2}$) και για διάφορα μήκη κύματος. Οι εικόνες είναι οι πραγματικές εικόνες της κάμερας, έχοντας αφαιρέσει τις λευκές κηλίδες από τις κατεστραμμένες περιοχές του φωσφόρου. Όλες οι εικόνες έχουν τις ίδιες διαστάσεις.

Στις εικόνες αυτές παρατηρούμε μη ισοτροπικές γωνιακές κατανομές, διότι το διάνυσμα της πόλωσης είναι παράλληλο στον ανιχνευτή. Υπενθυμίζουμε ότι, μέσω της απορρόφησης δύο φωτονίων από τη θεμελιώδη κατάσταση, διεγείρουμε τις καταστάσεις Stark $3s_{\text{π}k}$ και συγκεκριμένα τον s και d χαρακτήρα των καταστάσεων (k). Ο χαρακτήρας d διεγείρεται ικανοποιητικότερα και αυτό φαίνεται από τις χαρακτηριστικές γωνιακές κατανομές (σε σχήμα «σταυρού»). Πέραν των γωνιακών κατανομών, μπορούμε να διακρίνουμε και σε αυτές τις εικόνες μικροσκοπίας φωτοϊονισμού τις περιοχές των άμεσων και των έμμεσων τροχιών, καθώς και τους κροσσούς συμβολής. Όπως και πριν, η μέγιστη ακτίνα των εικόνων αυξάνει με την ενέργεια, ενώ από ένα σημείο και μετά οι δύο

συνεισφορές δε διαχωρίζονται.

Τέλος, χρησιμοποιώντας το φασματόμετρο VMI ως time-of-flight ιόντων, καταγράψαμε φάσματα διφωτονικού ιονισμού του Mg για πόλωση παράλληλη και κάθετη στο στατικό ηλεκτρικό πεδίο. Τα φάσματα αυτά είναι απαραίτητα για την εύρεση συντονισμών (ημι-διάκριτων καταστάσεων), ώστε στα μελλοντικά πειράματα να καταγραφούν εικόνες στην περιοχή των συντονισμών αυτών, με την ελπίδα ότι τα συντονιστικά χαρακτηριστικά θα αποτυπωθούν στις εικόνες αυτές. Ενδεικτικά, παραθέτουμε στο Σχ. 36 το φάσμα που καταγράφηκε με πόλωση παράλληλη στο στατικό ηλεκτρικό πεδίο.

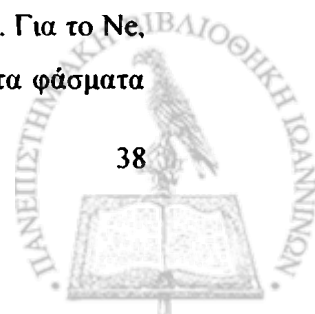


Σχήμα 36. Φάσμα διφωτονικού ιονισμού του Mg υπό την παρουσία στατικού ηλεκτρικού πεδίου (~ 1000 V/cm) καταγεγραμμένο με γραμμική πόλωση παράλληλη στο ηλεκτρικό πεδίο. Η ενέργεια ανά παλμό του laser είναι ~ 2 mJ. Στον οριζόντιο άξονα αναφέρεται το μήκος κύματος της θεμελιώδους ακτινοβολίας.

4.2. Μετρήσεις Βαθμονόμησης Του Laser Και Καταγραφής Φασμάτων

Με τη διάταξη που περιγράφηκε στην ενότητα 3.4, καταγράψαμε φάσματα από τις λάμπες του Ar και του Ne κοντά στην περιοχή που μας ενδιαφέρει (~ 640 - 650 nm) και ταυτοποιήσαμε τις γραμμές που εμφανίστηκαν σε αυτά. Η ταυτοποίηση έγινε συγκρίνοντας τις τιμές των μηκών κύματος που έδειχνε το laser με τις τιμές της βάσης δεδομένων του NIST [38]. Έτσι, βρήκαμε ότι στην περιοχή 638 - 652 nm με τη λάμπα του Ar εμφανίζονται οι γραμμές του Πίνακα 1. Αντίστοιχα, για τη λάμπα του Ne, στην περιοχή 637.7 - 668 nm, βρήκαμε τις γραμμές του Πίνακα 2.

Από τις γραμμές του Ar, μόνο οι δύο πρώτες έχουν παρατηρηθεί πειραματικά, σύμφωνα με τα δεδομένα του NIST, ενώ οι υπόλοιπες έχουν υπολογιστεί με βάση τον τύπο του Ritz. Για το Ne, όλες οι γραμμές έχουν παρατηρηθεί πειραματικά. Στα Σχ. 36 και 37 παρουσιάζονται τα φάσματα



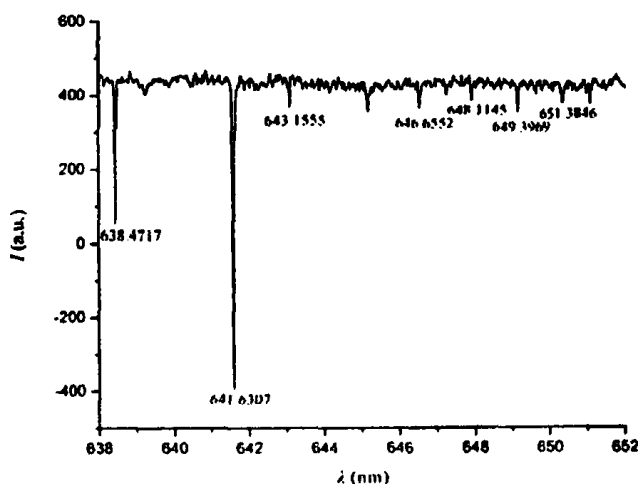
των Ar και Ne, με τις αντίστοιχες επισημάνσεις για τα μήκη κύματος των γραμμών που ταυτοποιήθηκαν.

Πίνακας 1. Γραμμές που βρέθηκαν πειραματικά με τη λάμπα Ar την περιοχή 638 - 652 nm.

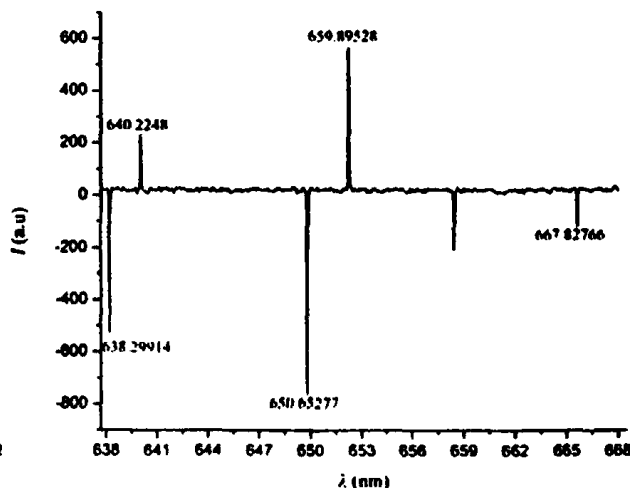
λ (nm)	E (cm ⁻¹)
638.4717	15658.0735
641.6307	15580.9831
643.1555	15554.0435 (Ritz)
646.6552	15459.9200 (Ritz)
648.1145	15425.1100 (Ritz)
649.3969	15394.6498 (Ritz)
651.3846	15347.6734 (Ritz)

Πίνακας 2. Γραμμές που βρέθηκαν πειραματικά με τη λάμπα Ne την περιοχή 637.7 - 668 nm.

λ (nm)	E (cm ⁻¹)
638.29914	15662.3051
640.22480	15615.1992
650.65277	15364.9344
659.89528	15149.7351
667.82766	14969.7906



Σχήμα 36. Οπτογαλβανικό φάσμα Ar στην περιοχή 638-652 nm. Επισημαίνονται οι γραμμές που ταυτοποιήθηκαν (σε nm).



Σχήμα 37. Οπτογαλβανικό φάσμα Ne στην περιοχή 637.7-668 nm. Επισημαίνονται οι γραμμές που ταυτοποιήθηκαν (σε nm).

Για να γίνει η βαθμονόμηση του laser χρησιμοποιούμε τουλάχιστον μία από τις γνωστές γραμμές της λάμπας του Ar ή του Ne και τους κροσσούς που παράγονται από το etalon και ανιχνεύονται από τη φωτοδιόδο. Για το λόγο αυτό, καταγράφουμε ταυτόχρονα τουλάχιστον μία από τις γραμμές της λάμπας και το σήμα της φωτοδιόδου. Εφόσον γνωρίζουμε με ποιο σημείο των κροσσών που καταγράφηκαν συμπίπτει η γνωστή γραμμή της λάμπας, έχουμε βρει το σημείο αναφοράς της βαθμονόμησης.

Στη συνέχεια, σχεδιάζουμε τη θεωρητική καμπύλη για την ένταση της συμβολής σε απλοποιημένη μορφή ως

$$y = 1 + \cos(\Delta\varphi),$$

όπου

$$\Delta\varphi = 2\pi 2ndk\cos\theta + \pi \quad (22)$$

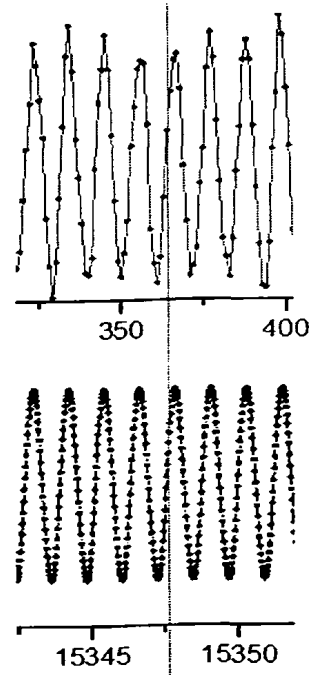
η διαφορά φάσης των δεσμών που συμβάλλουν. Η Εξ. (21) χρησιμοποιείται μόνο για την καταμέτρηση των μεγίστων και των ελαχίστων των κροσσών στην περιοχή που μας ενδιαφέρει και όχι για να προσαρμόσουμε μια καμπύλη στα πειραματικά δεδομένα. Στην Εξ. (22) n είναι ο δείκτης διάθλασης του διαφανούς υλικού (εδώ το sapphire). του οποίου η εξάρτηση ως προς το μήκος κύματος δίνεται από την εξίσωση Sellmeier (εξ. 20). $d = 2.3 \text{ cm}$ είναι το πάχος του πλακιδίου sapphire, θ είναι η γωνία διάθλασης και k ο κυματάριθμος. Ο τελευταίος γράφεται ως,

$$k = \frac{10^7}{\lambda} \quad (22)$$

και είναι εκφρασμένος σε cm^{-1} . όταν το λ είναι εκφρασμένο σε nm. Ευθυγραμμίζοντας προσεκτικά τη διάταξη, προσπαθούμε η δέσμη να προσπίπτει όσο είναι δυνατόν πιο κάθετα στο etalon, ώστε $\theta \approx 0$ και $\cos\theta \approx 1$. Μικρές αποκλίσεις από την καθετότητα μπορούν να επιφέρουν κάποια μετακίνηση των κροσσών.

Επειδή πρακτικά η απόλυτη καθετότητα είναι δύσκολο να επιτευχθεί, έχουμε την ευχέρεια να αλλάξουμε λίγο την τιμή του $d\cos\theta$. ώστε να είναι λίγο μικρότερη από d . Με τον τρόπο αυτό. επιδιώκουμε να βρίσκεται στο σημείο αναφοράς το ίδιο σημείο των κροσσών της θεωρητικής και της πειραματικής καμπύλης. Στο Σχ. 38 η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στη γραμμή των $15347.6734 \text{ cm}^{-1}$ του Ag και βλέπουμε πώς έχει μετακινηθεί κατάλληλα η θεωρητική καμπύλη ώστε να τέμνεται το ίδιο σημείο σε αυτήν και την πειραματική.

Για να ολοκληρωθεί η διαδικασία της βαθμονόμησης. βρίσκουμε τα σημεία των μεγίστων και των ελαχίστων της θεωρητικής και της πειραματικής καμπύλης. σχεδιάζουμε τη γραφική παράσταση των μεν προς τα δε και είτε παρεμβάλουμε (interpolation) αριθμό σημείων ίσο με τα πειραματικά σημεία είτε προσαρμόζουμε στην καμπύλη μια ευθεία και χρησιμοποιούμε την εξίσωσή της. Πρέπει να τονίσουμε ότι η βαθμονόμηση γίνεται με μήκος κύματος στο κόκκινο. ενώ ο ιονισμός γίνεται με δύο UV φωτόνια. Αυτό έχει ως συνέπεια το σφάλμα της βαθμονόμησης στο κόκκινο να τετραπλασιάζεται στα δύο φωτόνια του υπεριώδους. Επίσης. το σφάλμα δεν είναι σταθερό, αλλά αυξάνει όσο απομακρυνόμαστε από τη γραμμή αναφοράς. Έτσι. μπορούμε. κατά περίπτωση, να έχουμε σφάλματα μέχρι και 4 cm^{-1} .

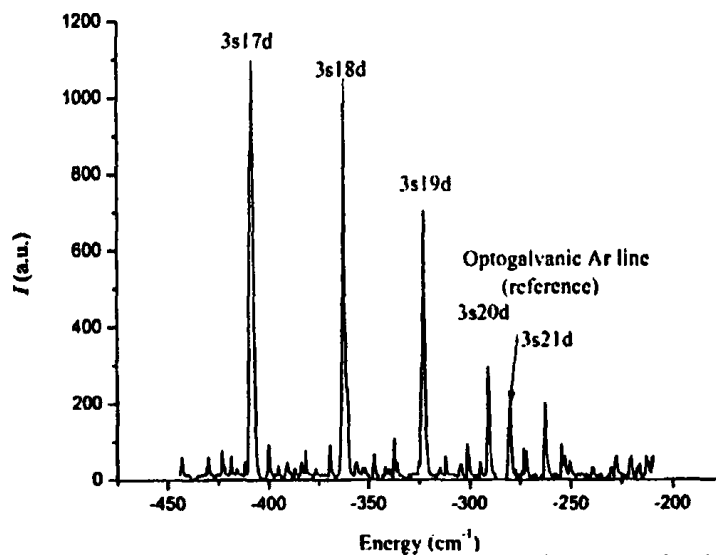


Σχήμα 38. Ταύτιση των σημείων αναφοράς της πειραματικής και της θεωρητικής καμπύλης των κροσσών, με κριτήριο τη φασματική γραμμή αναφοράς.

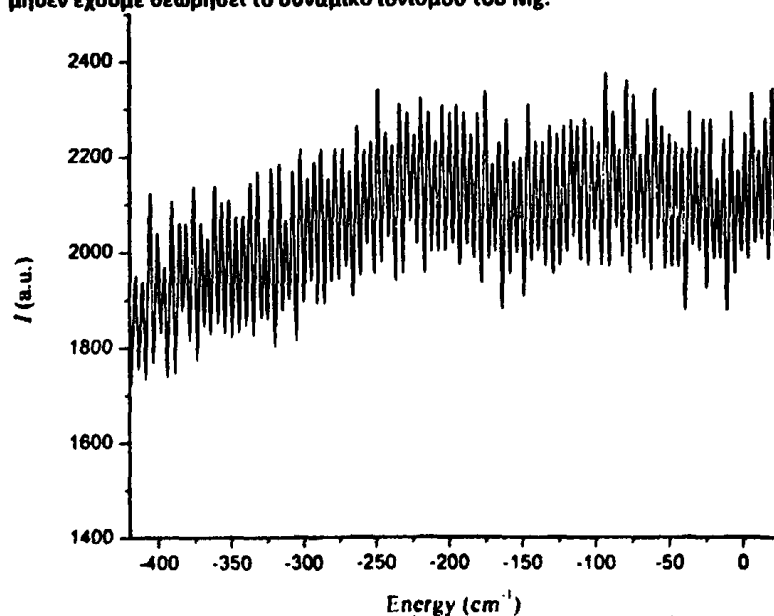
Σύμφωνα με τα παραπάνω και με όσα περιγράψαμε στην ενότητα 3.4, καταγράψαμε και βαθμονομήσαμε φάσματα Mg, με συνεχές και παλμικό πεδίο. Παρατηρήσαμε ότι κάτω από το σαγματικό σημείο εμφανίζονται φασματικές γραμμές, οι οποίες ταυτοποιήθηκαν με βάση την εργασία των Rafiq et al. [39] (πίνακας 3). Η εμφάνιση των γραμμών αυτών δεν οφείλεται, το πιθανότερο, στο φαινόμενο σήραγας, αλλά σε απορρόφηση 2+1 φωτονίων και, αντίθετα με ότι περιμέναμε, φάνηκε να μην επηρεάζονται από τα πεδία που χρησιμοποιήσαμε. Στο Σχ. 39 φαίνεται το φάσμα του Mg για γραμμική πόλωση, που ελήφθη απουσία πεδίου (παλμικό πεδίο), με τιμές καθυστέρησης (delay) της παλμογεννήτριας $A = T + 200$ ns και $B = A + 1$ μs. Η τάση του repeller είναι 400 V και το βήμα με το οποίο έγινε η σάρωση του μήκους κύματος είναι 0.005 nm.

Πίνακας 3. Γραμμές Mg κάτω από το σαγματικό σημείο.

κατάσταση	E (cm ⁻¹)
3s17d	61263.22
3s18d	61308.59
3s19d	61346.94
3s20d	61379.32
3s21d	61407.45

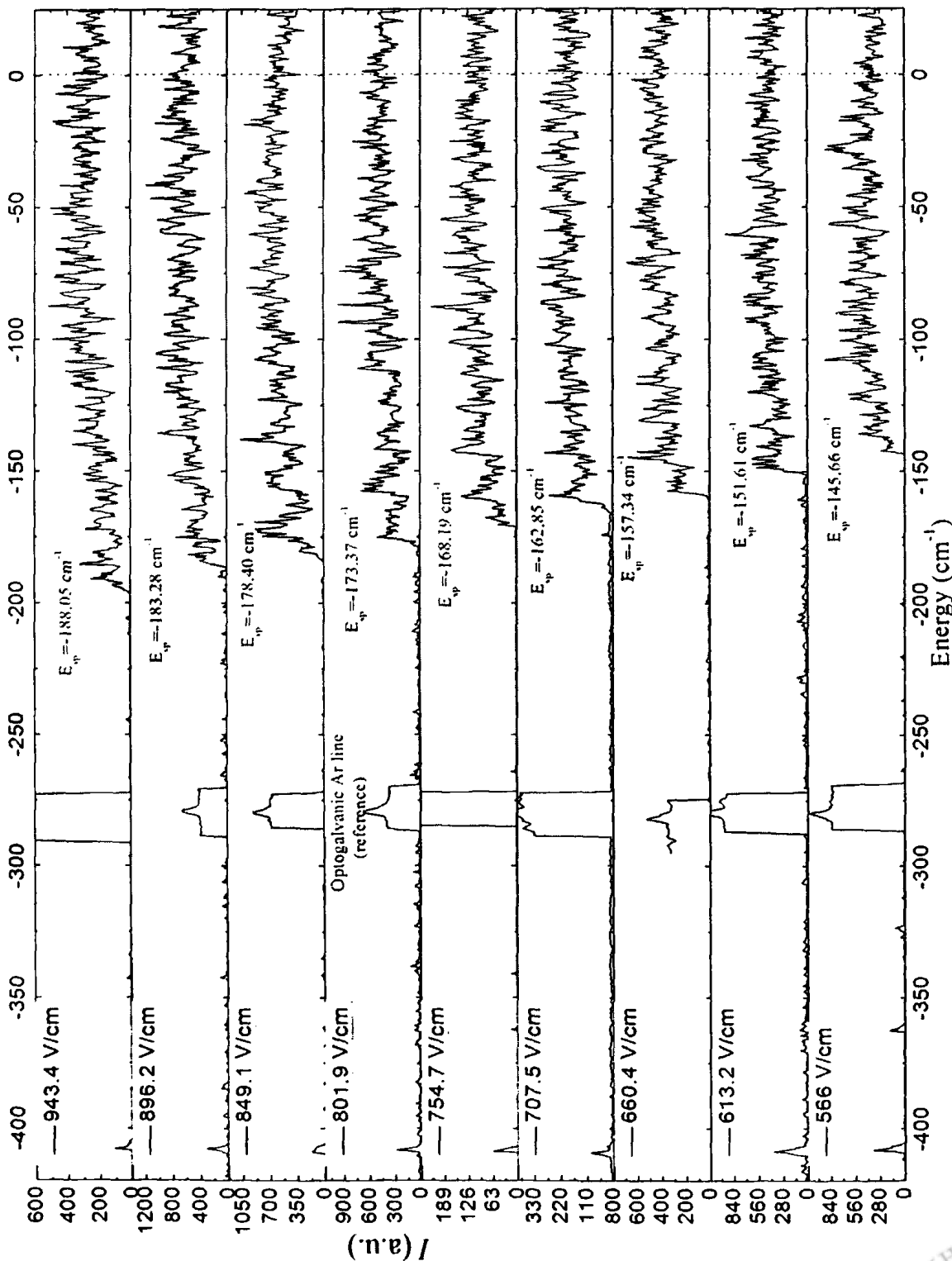


Σχήμα 39. Φασματικές γραμμές Mg απουσία στατικού ηλεκτρικού πεδίου. Ως μηδέν έχουμε θεωρήσει το δυναμικό ιονισμού του Mg.



Σχήμα 40. Κροσσοί του εταίου για τα φάσματα Mg που παρουσιάζονται στο Σχ. 41. Ως μηδέν θεωρήσαμε το δυναμικό ιονισμού του Mg.

Στα Σχ. 40 και Σχ. 41 παρουσιάζονται οι κροσσοί του etalon και φάσματα του Mg, με γραμμική πόλωση παράλληλη στο στατικό ηλεκτρικό πεδίο. Αφού έγινε η βαθμονόμηση, βρέθηκε η ενέργεια του σαγματικού σημείου και από αυτήν υπολογίστηκε το ηλεκτρικό πεδίο, το οποίο αναγράφεται στα φάσματα. Ως μηδενική θεωρήσαμε την ενέργεια ιονισμού του Mg.



Σχήμα 41. Φάσματα Mg για οριζόντια πόλωση και διάφορα πεδία. Οι τιμές των πεδίων που αναγράφονται υπολογίστηκαν αφού έγινε η βαθμονόμηση των φασμάτων και προσδιορίστηκε το σαγματικό σημείο.

5. Συμπεράσματα – Προτάσεις Για Περαιτέρω Βελτιώσεις

Στην παρούσα εργασία παρουσιάστηκαν τα βασικά θεωρητικά και πειραματικά στοιχεία ενός μικροσκοπίου φωτοϊονισμού, μιας διάταξης που χρησιμεύει για τη βαθμονόμηση του laser χρωστικής που χρησιμοποιήθηκε και τα πρώτα πειραματικά αποτελέσματα.

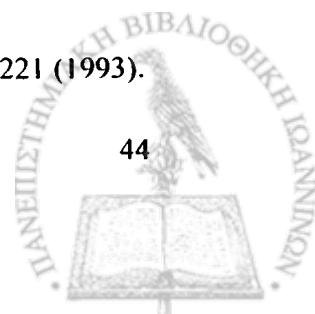
Είδαμε ότι με τη διάταξη της μικροσκοπίας είμαστε σε θέση να καταγράψουμε εικόνες της κατανομής των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων του ατόμου του Mg, καθώς και της συμβολής μεταξύ άμεσων και έμμεσων τροχιών των ηλεκτρονίων. Ωστόσο, όπως φάνηκε από την ποιότητα των εικόνων η διάταξη έχει ακόμη αρκετά προβλήματα. Το κυριότερο από αυτά είναι τα εξωτερικά μαγνητικά πεδία, τα οποία επηρεάζουν έντονα τα ηλεκτρόνια και παραμορφώνουν τις εικόνες. Επίσης, η κακή ποιότητα των εικόνων οφείλεται και στην κακή κατάσταση του ανιχνευτή, στον οποίο τα MCPs έχουν χαμηλή απόδοση στο κέντρο και ο φώσφορος έχει κατεστραμμένες περιοχές. Για τους παραπάνω λόγους έχει ήδη παραγγελθεί ένας νέος ανιχνευτής.

Μέχρι τη στιγμή της συγγραφής αυτής της εργασίας, έχουν πραγματοποιηθεί αρκετές βελτιωτικές αλλαγές της διάταξης της μικροσκοπίας, τις οποίες θα αναφέρουμε. Για την προστασία από τα μαγνητικά πεδία, έχει κατασκευαστεί κάλυμμα με τρία φύλλα μ-metal, το οποίο καλύπτει το μεγάλο κύλινδρο από μ-metal και από μπροστά. Επίσης, έχουν προστεθεί δύο επιπλέον φύλλα μ-metal σε αυτό που βρίσκεται από το φακό έως το ηλεκτρόδιο της γείωσης του μικροσκοπίου. Ακόμη, η αντλία διάχυσης έχει αντικατασταθεί από μοριακή αντλία, η οποία είναι εφοδιασμένη με βαλβίδα, που επιτρέπει συνεχή άντληση του θαλάμου αλληλεπίδρασης, βελτιώνοντας κατά πολύ την ποιότητα του κενού. Τέλος, τα πειράματα έγιναν σε τράπεζα κατασκευασμένη από σίδηρο, που ενδεχομένως να παίζει και αυτό κάποιον ρόλο στην παραμόρφωση εξαιτίας των μαγνητικών πεδίων. Πλέον, η διάταξη έχει μεταφερθεί σε τράπεζα κατασκευασμένη από αντιμαγνητικό ατσάλι.

Όσον αφορά τη διάταξη που κατασκευάστηκε για τη βαθμονόμηση, παρουσιάσαμε κάποια πειραματικά αποτελέσματα ταυτόχρονης καταγραφής τριών φασμάτων (φάσμα αναφοράς, κροσσοί συμβολής και φάσμα ιονισμού Mg^+) καθώς και τη μέθοδο βαθμονόμησής τους. Επειδή ο ιονισμός του Mg γίνεται με δύο φωτόνια στο υπεριώδες, είδαμε ότι το σφάλμα βαθμονόμησης, που οφείλεται στο φασματικό εύρος γραμμής του laser, μπορεί να γίνει αρκετά μεγάλο. Αυτό μπορεί να βελτιωθεί με τη χρήση etalon εντός της κοιλότητας του laser.

6. Αναφορές

- [1] Yu.N. Demkov, V. D. Kondratovich, and V. N. Ostrovsky, JETP Lett. **34**, 425 (1981).
- [2] V. D. Kondratovich and V. N. Ostrovsky, J. Phys. B **17**, 1981 (1984).
- [3] V. D. Kondratovich and V. N. Ostrovsky, J. Phys. B **17**, 2011 (1984).
- [4] V. D. Kondratovich and V. N. Ostrovsky, J. Phys. B **23**, 21 (1990).
- [5] V. D. Kondratovich and V. N. Ostrovsky, J. Phys. B **23**, 3785 (1990).
- [6] Ch. Blondel, Ch. Delsart, and F. Dulieu, Phys. Rev. Lett. **77**, 3755 (1996).
- [7] A. T. J. B. Eppink and D. H. Parker, Rev. Sci. Instrum. **68**, 3477 (1997).
- [8] V. V. Beletzky, *Essays on the Motion of Celestial Bodies* (Mir, Moscow, 1977)
- [9] V. D. Kondratovitch and V. N. Ostrovsky, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **79**, 395 (1980) [Sov. Phys. JETP **52**, 198 (1980)].
- [10] Ch. Bordas. Phys. Rev. A Volume **58**, Number 1 (1998).
- [11] J. Gao and J. B. Delos. Phys. Rev. A **49**, 869 (1994).
- [12] J. Gao, J. B. Delos, and M. Baruch, Phys. Rev. A **46**, 1449 (1992).
- [13] J. Gao and J. B. Delos, Phys. Rev. A **46**, 1455 (1992).
- [14] Ch. Bordas and F. Lepine, Phys. Rev. A **68**, 012709 (2003).
- [15] D. A. Harmin, Phys. Rev. A **24**, 2491 (1981).
- [16] D. A. Harmin, Phys. Rev. Lett. **49**, 128 (1982).
- [17] D. A. Harmin, Phys. Rev. A **26**, 2656 (1982).
- [18] H. A. Bethe and E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Plenum, New York, 1977).
- [19] J. A. C. Gallas, H. Walther, and E. Werner, Phys. Rev. Lett. **49**, 867 (1982).
- [20] A.S. Stodolna, A. Rouzee, F. Lepine, S. Cohen, F. Robicheaux, A. Gijsbertsen, J. H. Jungmann, C. Bordas. and M. J. J. Vrakking. Phys. Rev. Lett. **110**, 213001 (2013).
- [21] L. B. Zhao and J. B. Delos. Phys. Rev. A **81**, 053418 (2010)
- [22] S. Cohen. M.M. Harb, A. Ollagnier, F. Robicheaux, M. J. J. Vrakking. T. Barillot, F. Lepine. and C. Bordas, Phys. Rev. Lett. **110**, 183001 (2013).
- [23] C. Nicole. I. Sluimer, F. Rosca-Pruna, M. Warntjes, M. J. J. Vrakking, C. Bordas, F. Texier, and F. Robicheaux, Phys. Rev. Lett. **85**, 4024 (2000).
- [24] A. S. Stodolna, F. Lépine, T. Bergeman, F. Robicheaux, A. Gijsbertsen, J. H. Jungmann, C. Bordas, and M. J. J. Vrakking, Phys. Rev. Lett. **113**, 103002 (2014).
- [25] D. W. Chandler and P. L. Houston, J. Chem. Phys. **87**, 1445 (1987).
- [26] H. Helm. N. Bjerre. M. J. Dyer, D. L. Huestis, and M. Saeed. Phys. Rev. Lett. **70**, 3221 (1993).



- [27] A. Gerrard and J. M. Burch, *Matrix Methods in Optics* (John Wiley & Sons, New York, 1975).
- [28] H. Liebl, *Applied Charged Particle Optics* (Springer, Berlin, 2008).
- [29] M. M. Harb, S. Cohen, E. Papalazarou, F. Lépine, and C. Bordas, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 125111 (2010).
- [30] C. Bordas, F. Paulig, H. Helm, and D. L. Huestis, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 2257 (1996).
- [31] M. J. J. Vrakking, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 4084 (2001).
- [32] A. Osterwalder, M. J. Ne, J. Zhou, and D. M. Neumark, *J. Chem. Phys.* **121**, 6317 (2004).
- [33] A. B. El-Kareh, and J. C. J. El-Kareh, *Electron Beams, Lenses and Optics* (Academic, New York, 1970), Vol. 1.
- [34] Nd:YAG pumped Lambda Physic ScanMate 2EC-400 dye laser manual.
- [35] Α. Ν. Δημητρίου. *Ανάπτυξη αναλυτή ενέργειας φωτοηλεκτρονίων, Μεταπτυχιακή διπλωματική εργασία* (Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων, 2007).
- [36] J. Pfaff, M. H. Begemann, R. J. Saykally, *Mol. Phys.* Vol. **52**, No. 3, 541-566 (1984).
- [37] I. H. Malitson and M. J. Dodge, *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 1405 (1972).
- [38] <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
- [39] M. Rafiq, M. A. Kalyar and M. A. Baig, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40**, 3181 (2007).

