

ΦΥΣΙΚΗ. — Ἐναζήτηση ἰχνῶν διπλοῦ ἰονισμοῦ στὰ φάσματα τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης τῶν ἀκτίνων-Χ, ὑπὸ τοῦ Ἀντεπιστέλλοντος μέλους κ. Ν. Γ. Ἀλεξανδροπούλου καὶ τοῦ Σ. Κ. Ντανάκα*.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

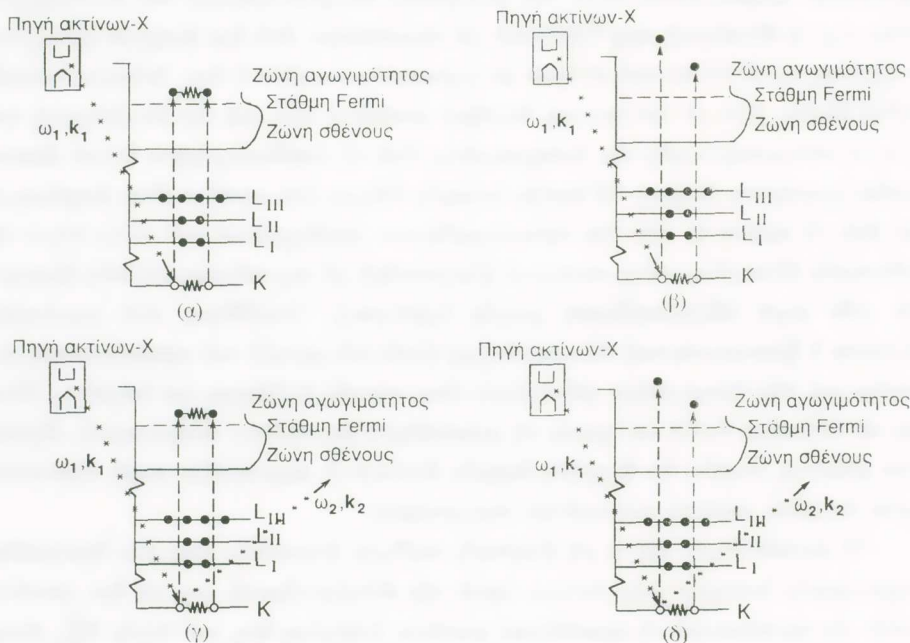
Τὰ φαινόμενα συσχετισμοῦ ἢ ἀλληλεπίδρασης τῶν ἠλεκτρονίων τόσο τῶν ἐλευθέρων ὅσο καὶ τῶν δεσμίων παρουσιάζουν σήμερα ἰδιαιτέρο ἐρευνητικὸ ἐνδιαφέρον στὰ πλαίσια μιᾶς εὐρύτερης προσπάθειας κατανόησης τῶν μηχανισμῶν ἀλληλεπίδρασης καὶ πολλαπλοῦ ἰονισμοῦ τῶν ἐσωτερικῶν στιβάδων τοῦ ἀτόμου [1-3]. Ὁ ἠλεκτρονιακὸς συσχετισμὸς μελετᾶται πειραματικὰ μὲ τὴν ἀπόσπαση ἐνὸς ἢ περισσοτέρων ἠλεκτρονίων ἐσωτερικῶν ἀτομικῶν στιβάδων καὶ καταγραφή τῆς σχετικῆς πυκνότητος τῶν ἀπλῶν καὶ τῶν πολλαπλῶς ἰονισμένων ἰόντων ἢ καὶ τὴν ἀνάλυση τῶν φασμάτων ἐκπομπῆς ἢ ἀπορρόφησής των. Οἱ πειραματικὲς δυσκολίες σὲ συνδυασμὸ μὲ τὴν πολυπλοκότητα τῶν θεωρητικῶν μοντέλων δὲν ἐπέτρεψαν μέχρι σήμερα τὴν πλήρη κατανόηση τῶν φαινομένων πολλαπλοῦ ἰονισμοῦ, ἂν καὶ ἡ μελέτη τους ἔχει ἀρχίσει ἀπὸ τὴ δεκαετία τοῦ 1920 [4, 5]. Οἱ πρῶτες προσπάθειες ἐστιάζοντο στὰ δέσμια ἠλεκτρόνια ἐλαφρῶν στοιχείων καὶ ἐβασίζοντο σὲ φασματικὲς μελέτες κυρίως τῶν διπλᾶ ἰονισμένων ἀτόμων. Οἱ προσπάθειες αὐτὲς ἀπέδωσαν μερικῶς καὶ μόνο γιὰ τὶς πλέον ἐξωτερικὲς ἀτομικὲς στιβάδες μὲ ἐλάχιστη συμβολὴ στὴν κατανόηση τῶν φαινομένων συσχετισμοῦ τῆς K-στιβάδας, ὅπου καὶ ἀναμένονται ἐντονώτερα. Ἐκτὸς τῶν φασματοσκοπικῶν τεχνικῶν τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ φάσματος, χρησιμοποιοῦντο καὶ ἠλεκτροστατικὲς τεχνικὲς καθὼς καὶ τεχνικὲς φασματοσκοπίας μάζας γιὰ τὸν προσδιορισμὸ τῆς δραστηκῆς διατομῆς διπλοῦ ἰονισμοῦ γιὰ διάφορα ἰονίζοντα σωμάτια. Ὡς τέτοια σωμάτια ἔχουν χρησιμοποιηθεῖ φωτόνια, ἠλεκτρόνια, πρωτόνια καὶ γυμνοὶ πυρῆνες ἄλλων ἐλαφρῶν ἀτόμων [2, 6, 7].

Ἡ δραστηκὴ διατομὴ διπλοῦ ἰονισμοῦ περιέχει πληροφορίες γιὰ τὸν συσχετισμὸ τόσο τῶν ἀρχικῶν ὅσο καὶ τῶν τελικῶν καταστάσεων τῶν ἐκδιωκομένων ἠλεκτρονίων, ἐνῶ τὸ φάσμα ἐκπομπῆς τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας περιέχει πληροφορίες γιὰ τὴν ἀρχικὴ κατάσταση τοῦ ἠλεκτρονίου ποὺ ἔρχεται νὰ πληρώσει μίαν τῶν ἠλεκτρονιακῶν ὁπῶν, καθὼς ἐπίσης καὶ πληροφορίες γιὰ τὸν συσχετισμὸ τῶν ὁπῶν [2]. Ἡ ἀποκωδικοποίηση, κατανόηση καὶ ἀξιοποίηση τῶν πληροφοριῶν αὐτῶν

* N. G. ALEXANDROPOULOS, S. K. DANAKAS, Search for evidence of double ionization in the spectra of X-ray inelastic scattering.

καθίσταται προβληματική λόγω των πολλαπλών αλληλεπιδράσεων που συνυπάρχουν, όπως π.χ. η αλληλεπίδραση Coulomb με περισσότερα από ένα ατομικά ηλεκτρόνια συγχρόνως κατά τον ιονισμό ατόμων με φορτισμένα σωματίια ή ένας δεύτερος ιονισμός άπλου ιόντος, είτε με πρόσπτωση δευτέρου φωτονίου πριν από την αποδιέγερσή του, είτε με αυταπορρόφηση τής εκπεμπομένης από το αποδιεγειρόμενο άτομο ακτινοβολίας (φαινόμενο Auger). Ο διπλός ιονισμός ατόμου από φωτόνιο είναι απηλλαγμένος από το πρώτο εκ των δύο προαναφερθέντων προβλημάτων και τοῦτο λόγω τής ενδογενούς αδυναμίας τοῦ φωτονίου να αλληλεπιδρά με περισσότερα τοῦ ενός ηλεκτρόνια κάθε φορά (αλληλεπίδραση μικρῆς ἐμβέλειας). Ἀντιθέτως, στα φορτισμένα σωματίια ἡ ηλεκτροστατική αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ τοῦ προσπίπτοντος σωματίου και τῶν ηλεκτρονίων τοῦ ατόμου εἶναι μακρᾶς ἐμβέλειας και ἐπομένως δύναται να τὸ ἰονίσει διπλά και χωρίς τῆ μεσολάβηση φαινομένων συσχετισμοῦ. Προκύπτει ἀβίαστα, λοιπόν, ὅτι ἡ χρήση δεσμῶν ἀκτίνων-Χ παρουσιάζει σαφῆ πλεονεκτήματα ὡς μέσο μελέτης φαινομένων συσχετισμοῦ.

Ὁ φωτοϊονισμός και ἡ μὴ ἐλαστική σκέδαση ἀποτελοῦν τοὺς δύο θεμελιώδεις μηχανισμούς ἰονισμοῦ ἑνὸς ατόμου κατά τὴν αλληλεπίδρασή του με ἕνα φωτόνιο. Κατά τὸν φωτοϊονισμό τὸ προσπίπτον φωτόνιο, ἐνέργειας $h\omega_1$ και ὀρμῆς $h\vec{k}_1$, ἀπορροφᾶται πλήρως ἀπὸ τὸ ἄτομο και ἡ ἐνέργειά του δαπανᾶται στὴν ἐκδίωξη ἑνὸς ηλεκτρονίου. Στὴ μὴ ἐλαστική σκέδαση τὸ προσπίπτον φωτόνιο δαπανᾶ μέρος τῆς ἐνέργειάς του στὴν ἀπόσπαση ἑνὸς ηλεκτρονίου, τὸ δὲ ὑπόλοιπο ἐπανεκπέμπεται ὡς σκεδασθὲν φωτόνιο, ἐνέργειας $h\omega_2$ και ὀρμῆς $h\vec{k}_2$. Στὰ φαινόμενα μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης ἡ μεταφερόμενη στὸ ἄτομο ἐνέργεια ὀρίζεται ὡς $h\omega = h\omega_1 - h\omega_2$ ἡ δὲ μεταφερόμενη ὀρμὴ ὡς $h\vec{k} = h\vec{k}_1 - h\vec{k}_2$. Οἱ δυνατὲς αλληλεπιδράσεις μεταξύ ἑνὸς φωτονίου και ἑνὸς ηλεκτρονίου τῆς Κ-στιβάδας τοῦ Al ποὺ εἶναι δυνατὸ να ὀδηγήσουν σὲ διπλᾶ ἰονισμένη Κ-στιβάδα σκιαγραφοῦνται στὰ σχήματα 1α-1δ. Στὸ σχῆμα 1α παρουσιάζεται ἡ διαδικασία διπλοῦ ἰονισμοῦ ἑνὸς οὐδετέρου ατόμου Al με φωτοπορρόφηση ἑνὸς φωτονίου ἀκτίνων-Χ ἐνέργειας $h\omega_1 \geq E_{K-2}$, σύμφωνα με τὸ μηχανισμό $\text{φωτόνιο} + Al \rightarrow Al^{2+} + e^- + e^-$. Σ' αὐτὴν τὴν περίπτωση ἡ δραστική διατομὴ διπλοῦ ἰονισμοῦ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ συσχετισμὸ τῶν ἀρχικῶν και τῶν τελικῶν καταστάσεων τῶν 1s ηλεκτρονίων (ὁ συσχετισμὸς σκιαγραφεῖται με ἐλατήριο) [2]. Ὡς E_{K-2} ὀρίζεται τὸ ἐλάχιστο ποσὸ ἐνέργειας ποὺ πρέπει να μεταφερθεῖ στὸ ἄτομο ὥστε να ἐκδιωχθοῦν συγχρόνως και τὰ δύο ηλεκτρόνια ἀπὸ τὴν Κ-στιβάδα. Στὴν περίπτωση ποὺ ἡ ἐνέργεια τοῦ ἀπορροφουμένου φωτονίου εἶναι $h\omega_1 \gg E_{K-2}$ (σχῆμα 1β) τότε οἱ τελικὲς καταστάσεις τῶν ἐκδιωχθέντων ηλεκτρονίων εἶναι ἐπίπεδα κύματα και ἡ δραστική διατομὴ διπλοῦ ἰονισμοῦ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴ συσχέτιση τῶν δύο Κ-ηλεκτρονίων στὴν ἀρχική τους κατάσταση [2, 8]. Καὶ στίς



Σχήμα 1. Έννοιολογικό διάγραμμα διπλού ιονισμού της Κ-στιβάδας του Al από φωτόνιο ακτίνων-X ή γ: (α) και (β) διεργασία φωτοϊονισμού με συσχετισμό των τελικών καταστάσεων και χωρίς συσχετισμό αντίστοιχα, (γ) και (δ) διεργασία μη ελαστικής σκέδασης με ίδια αντίστοιχα συσχετισμού όπως και προηγουμένως. Το προσπίπτον φωτόνιο διεγείρει μόνο το ένα ηλεκτρόνιο της Κ-στιβάδας, το δε άλλο συμπαρασύρεται λόγω φαινομένων συσχετισμού που σχηματικά αποδίδεται με ελατήριο.

δύο περιπτώσεις ο μαζικός συντελεστής απορρόφησης παρουσιάζει στην περιοχή $h\omega_1 \geq E_{K-2}$ δομή παρόμοια με αυτήν που παρουσιάζεται με φάσματα EXAFS στην περιοχή της άκμης απορρόφησης της Κ-στιβάδας του Al.

Η μέτρηση της ενέργειας διπλού ιονισμού, E_{K-2} , μπορεί να επιτευχθεί είτε μέσω του φάσματος απορρόφησης, είτε μέσω του φάσματος έκπομπής του υπό μελέτη στοιχείου. Το φάσμα έκπομπής ενός στοιχείου παρουσιάζει πέρα από τις γραμμές φθορισμού (αποδιέγερση απλών ιονισμένων ατόμων) και έναν αριθμό από πολύ ασθενέστερες γραμμές μετατοπισμένων σε μεγαλύτερες ενέργειες που οφείλονται στην αποδιέγερση διπλά και γενικότερα πολλαπλά ιονισμένων ατόμων [9]. Οι νέες αυτές γραμμές είναι γνωστές με τους όρους δορυφόρες, όταν οι δύο όπες έχουν δημιουργηθεί σε διαφορετικές ατομικές στιβάδες και υπερδορυφόρες όταν και οι δύο όπες έχουν δημιουργηθεί στην ίδια ατομική στιβάδα. Η ύπαρξη των επιπλέον γραμμών

φθορισμοῦ ὀφείλεται στὴν ἀνακατάταξη τῶν ἐνεργειῶν τῶν ἀτομικῶν στιβάδων λόγω μεταβολῆς τῆς θωράκισης τοῦ πυρήνα καὶ ἡ ἀσθενής τους ἔνταση στὴ μικρὴ δραστικὴ διατομὴ πολλαπλοῦ ἰονισμοῦ σὲ σχέση μετὰ αὐτὴν τοῦ ἀπλοῦ.

Ἡ ἐνέργεια διπλοῦ ἰονισμοῦ τῆς K-στιβάδας δίνεται ἀπὸ τὴ σχέση $E_{K-2} = E_K + E_{K-1}$, ὅπου E_K εἶναι ἡ ἐνέργεια ἐνὸς K-ἠλεκτρονίου στὸ οὐδέτερο ἄτομο (ἐνέργεια ἀπλοῦ ἰονισμοῦ) καὶ E_{K-1} εἶναι ἡ ἐνέργεια τοῦ ἐναπομείναντος K-ἠλεκτρονίου μετὰ τὸν πρῶτο ἰονισμό τῆς K-στιβάδας. Ἡ ἐνέργεια E_K εἶναι γνωστὴ γιὰ ὅλα τὰ στοιχεῖα, ἡ δὲ ἐνέργεια E_{K-1} μπορεῖ νὰ ὑπολογισθεῖ ἂν εἶναι γνωστὴ ἡ ἐνέργεια μιᾶς ὑπερδορυφόρου γραμμῆς, π.χ. $h\omega_{K\alpha_2^h}$, τοῦ στοιχείου. Ἡ ἐνέργεια $h\omega_{K\alpha_2^h}$ τῆς ὑπερδορυφόρου ὀρίζεται ὡς: $h\omega_{K\alpha_2^h} = E_{K-1} - E_{L_{III}}^{-1}$, ὅπου $E_{L_{III}}^{-1}$ εἶναι ἡ ἐνέργεια ἐνὸς ἠλεκτρονίου τῆς L_{III} ὑποστιβάδας σὲ ἓνα ἀπλὰ ἰονισμένο ἄτομο (μία ὀπὴ στὴν K-στιβάδα). Ὅπως ἔχει ἀποδειχθεῖ μετὰ θεωρητικὸς ὑπολογισμὸς, ἡ ἀπουσία ἐνὸς ἠλεκτρονίου ἀπὸ τὴν K-στιβάδα τοῦ ἀτόμου ἐνὸς στοιχείου μετὰ ἀτομικὸ ἀριθμὸ Z , ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴ μεταβολὴ τῆς θωράκισης τοῦ πυρήνα, ἔτσι ὥστε οἱ ἐνέργειες τῶν τριῶν L ὑποστιβάδων, σὲ πρώτη προσέγγιση, νὰ ἀντιστοιχοῦν σὲ ἐνέργειες στοιχείου μετὰ ἀτομικὸ ἀριθμὸ $Z + 1$ [10, 11]. Γιὰ τὸ Al, ἀπὸ πειράματα ἰονισμοῦ μετὰ πρόσπτωση ἠλεκτρονίων καὶ ἀπὸ Dirac-Fock ὑπολογισμοὺς προκύπτει ὅτι $h\omega_{K\alpha_2^h} = 1610$ eV, ἡ δὲ ἐνέργεια τῆς L_{II} ὑποστιβάδας μετὰ ἀπλὰ διεγερμένη τὴν K-στιβάδα εἶναι $E_{L_{II}}^{-1} = 100$ eV [12, 13]. Ἡ ἐνέργεια ἀπλοῦ ἰονισμοῦ E_K εἶναι 1559 eV καὶ ἐπομένως ἡ ἐνέργεια διπλοῦ ἰονισμοῦ τῆς K-στιβάδας τοῦ Al εἶναι $E_{K-2} = 3269$ eV.

Στὸ σχῆμα 1γ σκιαγραφεῖται ἡ διαδικασία διπλοῦ ἰονισμοῦ λόγω μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης ἐνὸς φωτονίου ἀκτίνων-X ἀπὸ ἓνα ἠλεκτρόνιο τῆς K-στιβάδας γιὰ μεταφερόμενη στὸ ἄτομο ἐνέργεια $h\omega = h\omega_1 - h\omega_2 \geq E_{K-2}$. Αὐτὴ ἡ διαδικασία διέγερσης, $\text{φωτόνιο} + \text{Al} \rightarrow \text{Al}^{2+} + e^- + e^- + \text{φωτόνιο}$, δημιουργεῖ ἓνα διπλὰ ἰονισμένο ἄτομο Al (δύο ἠλεκτρόνια μόλις πάνω ἀπὸ τὴ στάθμη Fermi) μετὰ σύγχρονη ἐκπομπὴ ἐνὸς δευτερογενοῦς φωτονίου ἐνέργειας $h\omega_2$. Στὴν περίπτωση ποῦ ἡ μεταφερόμενη στὸ ἄτομο ἐνέργεια εἶναι πολὺ μεγαλύτερη τῆς ἐνέργειας διπλοῦ ἰονισμοῦ, τὰ ἐκδιωκόμενα ἠλεκτρόνια μεταφέρονται πολὺ πάνω ἀπὸ τὴ στάθμη Fermi (σχῆμα 1δ) καὶ ἡ ἐνέργεια τοῦ ἐξερχομένου φωτονίου δίνεται ἀπὸ τὴ σχέση $\langle h\omega_2 \rangle = h\omega_1 - E_{K-2} - \varepsilon_{1kin} - \varepsilon_{2kin}$, ὅπου ε_{1kin} , ε_{2kin} οἱ τελικὲς κινητικὲς ἐνέργειες τῶν ἐκδιωχθέντων ἠλεκτρονίων, οἱ ὁποῖες καὶ καθορίζουν τὴν ἐνεργειακὴ διασπορὰ τοῦ $h\omega_2$ [2].

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 1γ συνάγεται ὅτι στὸ φάσμα τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκεδαζομένης ἀκτινοβολίας καὶ γιὰ μεταφερόμενη ἐνέργεια $h\omega = h\omega_1 - h\omega_2 = E_{K-2}$ ἀναμένεται μία ἀσυνέχεια, ὅμοια μετὰ ἐκείνη ποῦ ἐμφανίζεται γιὰ μεταφερομένη ἐνέργεια $h\omega = E_K$ στὸ φαινόμενο Raman τῶν ἀκτίνων-X. Τὸ μέγεθος τῆς ἀσυνέχειας αὐτῆς ὅμως στὴν ἐνεργειακὴ περιοχὴ $h\omega_2 = h\omega_1 - E_{K-2}$ εἶναι κατὰ πολὺ μικρότερο τῆς ἀντιστοίχου

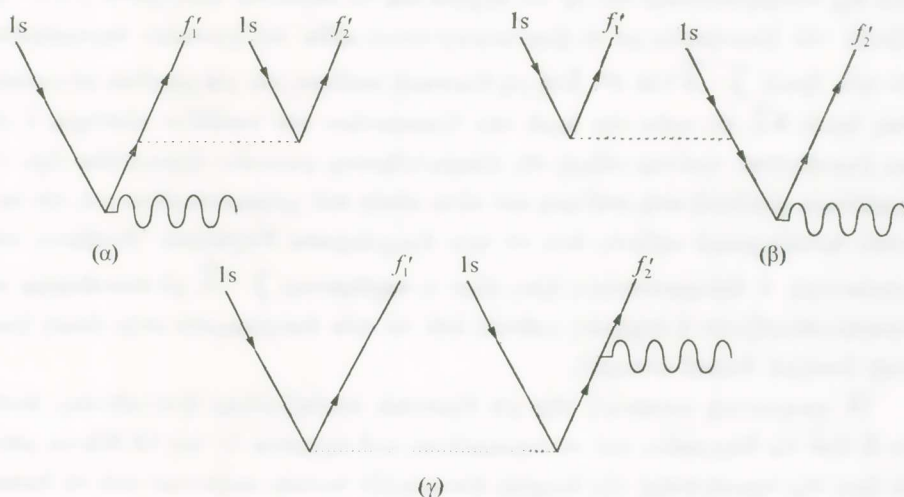
στήν ενεργειακή περιοχή $h\omega_2 = h\omega_1 - E_K$. Στην περίπτωση τῆς διεγέρσεως τοῦ He με ἀκτίνες-X ἡ ἀσυνέχεια στὸ φάσμα τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης στὴν περιοχή διπλοῦ ἰονισμοῦ εἶναι μόλις 1.5% τῆς ἀσυνέχειας Raman, ὅπως προκύπτει, τόσο ἀπὸ πειραματικὰ ἀποτελέσματα, ὅσο καὶ ἀπὸ θεωρητικούς ὑπολογισμούς [2, 14]. Γιὰ τὸ Al, ἐλλείψει πειραματικῶν δεδομένων, μπορεῖ νὰ προσεγγίσει κανεὶς τὸν ἀναμενόμενο λόγο διπλοῦ πρὸς ἀπλὸ ἰονισμό ἀπὸ θεωρητικὲς μελέτες ἠλιοειδῶν συστημάτων γιὰ τὰ ὁποῖα προβλέπεται ὅτι ὁ λόγος θὰ εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ [15]. Συνεκτιμώντας καὶ τὰ ἀποτελέσματα γιὰ τὸ He ἀναμένεται ὅτι ἡ ἀσυνέχεια λόγω διπλοῦ ἰονισμοῦ στὸ φάσμα τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης τοῦ Al θὰ εἶναι τῆς τάξεως τοῦ 0.04% τῆς ἀσυνέχειας Raman.

Ἐνας χονδρικός ὑπολογισμὸς μετὰ βᾶση τὰ δημοσιευθέντα ἀποτελέσματα στὸ He κατέδειξε ὅτι ἡ χρησιμοποίηση συμβατικῶν τεχνικῶν σὲ στερεὰ δείγματα ὀδηγεῖ σὲ ἀποτελέσματα συγκρίσιμα μετὰ αὐτὰ πειραμάτων σὲ ἐγκαταστάσεις συγχρότρου σὲ ἀραιὰ ἀέρια δείγματα. Εἰδικότερα, γιὰ τὸν ὑπολογισμὸν αὐτὸν ἔγιναν οἱ *ad hoc* ὑποθέσεις ὅτι, ἀφ' ἐνὸς ἡ δραστικὴ διατομὴ διπλοῦ ἰονισμοῦ τῆς K-στιβάδας στὸ Al στὴ μὴ ἐλαστικὴ σκέδαση ἀκτίνων-X εἶναι συγκρίσιμος αὐτῆς τοῦ He καὶ ἀφ' ἑτέρου ὅτι ὅλα τὰ ἠλεκτρόνια τοῦ Al συμμετέχουν ἰσοδύναμα στὴ διεργασία τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης. Οἱ ἀριθμητικὲς παραμέτροι ποὺ χρησιμοποιήθηκαν ἐλήφθησαν ἀπὸ τὴν πειραματικὴ διάταξη ποὺ τελικὰ χρησιμοποιήθηκε καὶ εἶναι ροὴ προσπιπτόντων φωτονίων ἐνέργειας 59.54 keV, 2.7×10^8 φωτόνια/δευτ./sterad, στερεὰ γωνία φωτισμοῦ τοῦ δείγματος 3.5×10^{-2} sterad καὶ στερεὰ γωνία ἀνίχνευσης τῆς σκεδαζομένης ἀκτινοβολίας 2.5×10^{-3} sterad, ἐνῶ ἔγινε πρόβλεψη καὶ γιὰ τὴν αὐτοαπορρόφηση τῶν σκεδαζομένων φωτονίων μέσα στὸ δεῖγμα. Τελικῶς προέκυψε ὅτι ἀναμένεται ἡ δημιουργία περίπου 40 ἰόντων Al ἀνὰ δευτερόλεπτο μετὰ μίαν ὀπὴ στὴν K-στιβάδα, ἐνῶ στὶς ἀντίστοιχες μετρήσεις τοῦ He στὶς ἐγκαταστάσεις συγχρότρου οἱ ρυθμοὶ ἦταν τῆς τάξεως τῶν 80 ἰόντων ἀνὰ δευτερόλεπτο καὶ ἐπομένως καὶ ἀντίστοιχα συγκρίσιμοι ρυθμοὶ διπλᾶ ἰονισμένων ἰόντων. Ἡ χρησιμοποίηση λοιπὸν συμβατικῶν πηγῶν σὲ στερεὰ δείγματα ἔχει τὴ δυνατότητα νὰ ὑποστηρίξει προκαταρκτικὲς μετρήσεις διπλοῦ ἰονισμοῦ σὲ ἐργαστηριακὸ ἐπίπεδο.

ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ

Ἐὸ ἀκριβῆς ὑπολογισμὸς τῆς διαφορικῆς δραστικῆς διατομῆς μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης ἀκτίνων-X κατὰ τὸν διπλὸ ἰονισμό ἀτόμων ἀναπτύσσεται ὡς ἐπὶ τὸ πλεῖστον μέσα στὰ πλαίσια τῆς θεωρίας διαταραχῶν πολλῶν σωματίων. Ἐχει καθιερωθεῖ πλέον νὰ σκιαγραφοῦνται οἱ μηχανισμοὶ ἀλληλεπίδρασης φωτονίου-ἠλεκτρονίου ποὺ

όδηγοῦν σὲ διπλὰ ἰονισμένη Κ-στιβάδα μέσω τριῶν διαγραμμάτων Feynman, ὅπως φαίνεται στὸ σχῆμα 2 (θεωρία διαταραχῶν πρώτης τάξης) [2, 8, 16]. Στὸ σχῆμα 2α παριστάνεται ὁ μηχανισμὸς TS1 (two step 1) ποὺ ἀντιστοιχεῖ στὴ διαδικασία σκέδασης κατὰ τὴν ὁποία τὸ προσπίπτον φωτόνιο ἐκδιώκει ἓνα ἠλεκτρόνιο τῆς Κ-στιβάδας καὶ τὸ ὁποῖο κατὰ τὴν ἐξοδὸ του ἀλληλεπιδρᾷ μὲ τὸ δεύτερο ἠλεκτρόνιο καὶ τὸ συμπαρασύρει. Κατὰ τὴ διαδικασία SO (shakeoff) τοῦ σχήματος 2β τὸ προσπίπτον φωτόνιο ἀποσπᾷ τὸ ἓνα ἠλεκτρόνιο καὶ ἡ δημιουργηθεῖσα ὀπὴ ἀλληλεπιδρᾷ μὲ τὸ



Σχῆμα 2. Διαγράμματα Feynman τῶν μηχανισμῶν διπλοῦ ἰονισμοῦ τῆς Κ-στιβάδας κατὰ τὴν ἀλληλεπίδραση φωτονίου-ἀτόμου σύμφωνα μὲ τὴ θεωρία διαταραχῶν πολλῶν σωμάτων: (α) TS1, (β) SO, (γ) GSC. $1s$ εἶναι οἱ ἀρχικὲς καταστάσεις τῶν ἠλεκτρονίων καὶ f'_1, f'_2 οἱ τελικὲς καταστάσεις τῶν ἐκδιωχθέντων ἠλεκτρονίων. Ἡ διακεκομμένη γραμμὴ ὑποδηλώνει ἀλληλεπίδραση ἠλεκτρονίου - ἠλεκτρονίου (συσχετισμὸς) καὶ ἡ κυματοειδὴς ἀλληλεπίδραση φωτονίου-ἠλεκτρονίου.

ἐναπομεῖναν ἠλεκτρόνιο καὶ τὸ ἐκδιώκει. Στὴ διαδικασία τοῦ σχήματος 2γ (GSC, ground state correlation) ἡ σύζευξη μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτρονίων στὴν ἀρχικὴ τους κατάσταση ἀναγκάζει καὶ τὰ δύο νὰ ἐκδιωχθοῦν κατὰ τὴν ἀλληλεπίδραση τοῦ ἐνὸς ἐκ τῶν δύο μὲ τὸ προσπίπτον φωτόνιο. Ἐπειδὴ οἱ μηχανισμοὶ τῶν διαγραμμάτων 2α καὶ 2β ἀποδίδουν τὸν διπλὸ ἰονισμὸ σὲ φαινόμενα συσχετισμοῦ ποὺ ἔπονται τῆς ἐκδίωξης τοῦ πρώτου ἠλεκτρονίου, ἔχει ἐπικρατήσει νὰ ἀποκαλοῦνται συλλογικὰ ὡς μηχανισμοὶ συσχετισμοῦ τελικῶν καταστάσεων.

Οἱ δύο μηχανισμοὶ διπλοῦ ἰονισμοῦ ἐνὸς ἀτόμου ἀπὸ πρόσπτωση φωτονίων,

δηλαδή ή μη ελαστική σκέδαση και ό φωτοϊονισμός, ποιοτικά περιγράφονται από τὰ ίδια διαγράμματα Feynman τοῦ σχήματος 2. Ὁ ποσοτικός τους προσδιορισμός ὁμῶς διαφέρει, καθότι ἐξαρτῶνται ἀπὸ διαφορετικούς ὅρους τῆς Χαμιλτονιανῆς ἀλληλεπίδρασης ἠλεκτρονίου-φωτονίου. Ἡ Χαμιλτονιανή ἐνὸς ἠλεκτρονίου ὀρμῆς \vec{p} , μάζας m καὶ φορτίου e , κατὰ τὴν ἀλληλεπίδρασή του μὲ τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία ἀνυσματικοῦ δυναμικοῦ \vec{A} ἐνὸς προσπίπτοντος φωτονίου, δίνεται ἀπὸ τὴ

$$\text{σχέση } H = \frac{1}{2m} \left[\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right]^2 + V, \text{ ὅπου } V \text{ ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου}$$

λόγω τῆς ἀλληλεπίδρασής του μὲ τὸν πυρήνα καὶ τὰ ὑπόλοιπα ἠλεκτρόνια [17]. Ἡ σύζευξη τοῦ ἠλεκτρονίου μὲ τὸ ἠλεκτρομαγνητικὸ πεδίο τοῦ φωτονίου περιγράφεται ἀπὸ τοὺς ὅρους $\vec{p} \cdot \vec{A}$ καὶ A^2 . Στὴ μη ελαστικὴ σκέδαση καὶ γιὰ μεγάλες μεταφερόμενες ὀρμές $\hbar \vec{k}$, ὡς πρὸς τὴν ὀρμὴ τῶν ἠλεκτρονίων στὸ σκεδάζον σύστημα, ὁ A^2 ὅρος (προσέγγιση πρώτης τάξης) τῆς ἀλληλεπίδρασης φωτονίου-ἠλεκτρονίου ἔχει τὴ μεγαλύτερη συμβολὴ στὴ σκέδαση καὶ εἶναι αὐτὸς ποὺ χρησιμοποιεῖται γιὰ τὸν ποσοτικὸ προσδιορισμὸ καθενὸς ἀπὸ τὰ τρία διαγράμματα Feynman. Ἀντίθετα, στὸ φωτοϊονισμὸ ὁ ἐπικρατέστερος ὅρος εἶναι ὁ παράγοντας $\vec{p} \cdot \vec{A}$, μὲ ἀποτέλεσμα νὰ ἐπαναπροσδιορίζεται ἡ συμβολὴ καθενὸς ἀπὸ τὰ τρία διαγράμματα στὴν ὀλικὴ δραστηρικὴ διατομὴ διπλοῦ ἰονισμοῦ.

Ἡ φασματικὴ κατανομὴ τῆς μη ελαστικὰ σκεδαζομένης ἀκτινοβολίας ἀκτίνων- X ἀπὸ τὶς διεργασίες ποὺ σκιαγραφοῦνται στὰ σχήματα 1γ καὶ 1δ δίδεται μέσα στὰ ὅρια τῆς προσέγγισης τῆς θεωρίας διαταραχῶν πολλῶν σωματίων ἀπὸ τὴ διαφορικὴ δραστηρικὴ διατομὴ διπλοῦ ἰονισμοῦ [16]:

$$\frac{d^2\sigma^+}{d\sigma_2 d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Th} \frac{\omega_2}{\omega_1} \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \left| \langle f_1 f_2 | \sum_{f=1,2} e^{i\hbar \vec{k} \cdot \vec{r}_f} | 1s1s \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \omega_2)$$

ὅπου f_1, f_2 εἶναι οἱ κυματοσυναρτήσεις τῶν ἐκδιωχθέντων ἠλεκτρονίων, $|1s1s\rangle$ εἶναι οἱ κυματοσυναρτήσεις τῶν συζευγμένων ἠλεκτρονίων στὴ θεμελιώδη κατάσταση, $(d\sigma/d\Omega)_{Th}$ εἶναι ἡ δραστηρικὴ διατομὴ σκεδάσεως κατὰ Thomson, \vec{p}_1, \vec{p}_2 εἶναι οἱ ἀρχικὲς ὀρμές τῶν δύο ἠλεκτρονίων, $\hbar \vec{k} = \hbar \vec{k}_1 - \hbar \vec{k}_2$ εἶναι ἡ μεταφερόμενη στὸ ἄτομο ὀρμὴ, \vec{r} εἶναι τὸ ἄνυσμα θέσεως τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ ἡ συνάρτηση δέλτα ἐκφράζει τὴ διατήρηση τῆς ἐνέργειας. Ἰδιαιτέρη προσοχὴ πρέπει νὰ δοθεῖ στὸ ὅτι $|1s1s\rangle$ εἶναι ἡ ἀρχικὴ κατάσταση τῶν δέσμιων ἠλεκτρονίων συμπεριλαμβανομένου καὶ τοῦ ὅρου τῆς ἀλληλεπίδρασής τους. Αὐτὴ ἡ σχέση εἶναι παρόμοια αὐτῆς ποὺ δίδει τὴ διαφορικὴ δραστηρικὴ διατομὴ τῆς μη ελαστικῆς σκέδασης ἀπὸ δέσμιο ἠλεκτρόνιο γιὰ ἀπλὸ ἰονισμὸ.

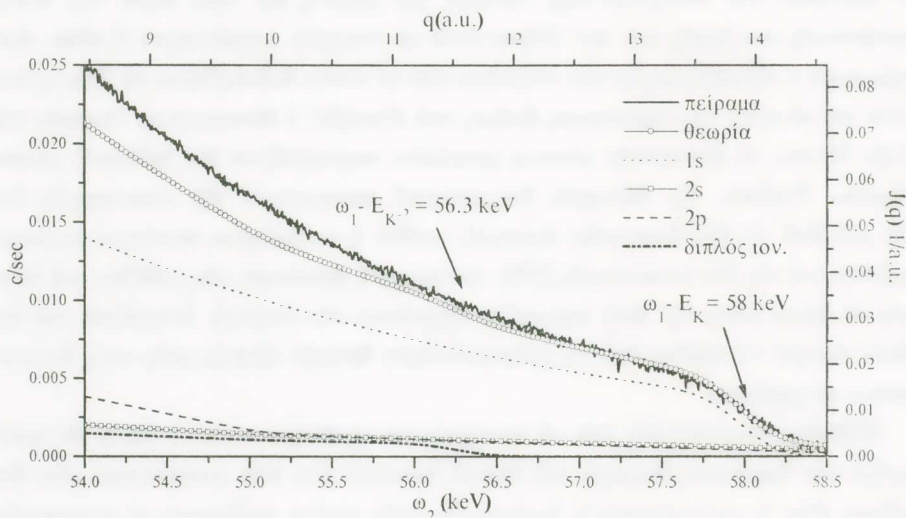
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ

Ἡ ἐρευνητικὴ προσπάθεια στὰ φαινόμενα συσχετισμοῦ, μὲ πειράματα διπλοῦ ἰονισμοῦ ἀπὸ ἀκτίνες-X, ἀναβίωσε πρόσφατα μὲ τὴ χρήση δεσμῶν ὑψηλῆς ροῆς σὲ ἐγκαταστάσεις συγχρότρου [2]. Στὰ πειράματα αὐτὰ προσδιορίζεται ὁ λόγος τῆς δραστηκῆς διατομῆς διπλοῦ πρὸς ἀπλὸ ἰονισμό, μὲ μετρήσεις ἠλεκτρικῆς φύσεως τῆς πυκνότητος τῶν διπλῶν ἰονισμένων ἰόντων πρὸς αὐτὴ τῶν ἀπλῶν ἰονισμένων σὲ ἀτμόσφαιρα ἀραιοῦ He. Οἱ ἠλεκτρικὲς μετρήσεις προτιμήθηκαν λόγω τοῦ ὅτι ἐλαττώνουν σημαντικὰ τὸ κατώφλι ἀνίχνευσης τοῦ φαινομένου τοῦ διπλοῦ ἰονισμοῦ. Τὸ He ἀποτελεῖ τὴν ἐπικρατέστερη ἐπιλογή γιὰ μελέτη, ἀφ' ἑνὸς λόγω τῆς ἀπλῆς ἠλεκτρονικῆς του δομῆς καὶ ἀφ' ἑτέρου διότι σὲ στοιχεῖα μεγαλύτερου Z εἶναι προβληματικὸς ὁ προσδιορισμὸς τῶν στιβάδων ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἐκδιώχθησαν τὰ ἠλεκτρόνια. Ἀλλὰ καὶ σὲ αὐτὴ τὴν περίπτωσι, ἀκόμη, πού ἀγνοηθεῖ ὁ δευτερογενὴς ἰονισμὸς τῶν ἀπλῶν ἰόντων, οἱ ἠλεκτρικῆς φύσεως μετρήσεις παρουσιάζουν δύο ἐνδογενῆ μειονεκτήματα. Πρῶτον, τὴν ἀδυναμία διαχωρισμοῦ πειραματικὰ τῆς συνεισφορᾶς ἀπὸ κάθε μιὰ ἀπὸ τὶς δύο διεργασίες ἰονισμοῦ, καθότι ἡ μετρούμενη ποσότητα συμπεριλαμβάνει καὶ τὶς δύο συνεισφορὰς [18]. Δεύτερον, ἡ ἀπαίτηση τῆς μεθόδου γιὰ δείγματα σὲ ἀέρια φάση ἀφ' ἑνὸς περιορίζει σημαντικὰ τὴν ἐπιλογή δειγμάτων καὶ ἀφ' ἑτέρου ἀναιρεῖ τὸ κέρδος ἀπὸ τὴ χρησιμοποίηση δεσμῶν ὑψηλῆς ροῆς στὶς ἐγκαταστάσεις συγχρότρου.

Μέθοδος ἀπηλλαγμένη ἀπὸ τὰ προηγούμενα προβλήματα καὶ ἡ ὁποία θὰ προσδιορίζει τὴν διαφορικὴ διατομὴ τοῦ διπλοῦ ἰονισμοῦ εἶτε ἀπὸ φωτοϊονισμό εἶτε ἀπὸ σκέδαση εἶναι ἡ φασματοσκοπία ἀκτίνων-X. Στὴν πρώτη περίπτωσι οἱ πληροφορίες περιέχονται στὸ φάσμα ἀπορροφῆσεως στὴν ἐνεργειακὴ περιοχὴ E_{K-2} καὶ στὴ δευτέρη στὸ φάσμα τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης γιὰ μεταφερόμενη ἐνέργεια $h\omega = h\omega_1 - h\omega_2 = E_{K-2}$. Πλὴν ὅμως καὶ οἱ δύο αὐτὲς περιπτώσεις παρουσιάζουν τὸ κοινὸ πρόβλημα ὅτι ἡ φασματικὴ δομὴ ἢ προερχόμενη ἀπὸ τὴν ἀλληλεπίδρασι τοῦ διπλοῦ ἰονισμοῦ ἐπικαθεται σὲ φασματικὲς δομὲς ἄλλων ἀλληλεπιδράσεων. Ἄρση τοῦ μειονεκτήματος αὐτοῦ μπορεῖ νὰ ἐπιτευχθεῖ μὲ τὴ φασματοσκοπία τῶν μὴ ἐλαστικῶν σκεδαζομένων ἀκτίνων-X σὲ σύμπτωσι μὲ τὴ φασματοσκοπία φθορισμοῦ τῶν ὑπερδουροφικῶν γραμμῶν. Ἡ μέθοδος αὐτὴ δύναται νὰ ἀπομονώσῃ τὴ συνιστώσα διπλοῦ ἰονισμοῦ ἀπὸ μιὰ προεπιλεγεῖσα ἀτομικὴ στιβάδα παρέχοντας πληροφορίες τόσο γιὰ τὴν ἔντασι τοῦ φαινομένου ὅσο καὶ γιὰ τὴ φασματικὴ του κατανομή.

Ὡς πρῶτο βῆμα γιὰ τὴν ἐκτίμησι τῶν δυνατοτήτων τῆς μεθόδου γίνεται προσπάθεια ἐντοπισμοῦ τῆς ἀσυνέχειας στὸ φάσμα τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης ἀκτίνων-X, στὶς πλέον εὐνοϊκὲς συμβατικὲς πειραματικὲς συνθῆκες. Ἡ βασικότερη τῶν

συνθηκών αυτών είναι οι συνιστώσες του φάσματος της μη ελαστικά σκεδαζόμενης ακτινοβολίας-Χ από τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια του υλικού στην υπό μελέτη φασματική περιοχή να είναι αμελητέες. Αυτό επιτυγχάνεται με την επιλογή του δείγματος, της γωνίας σκεδάσεως και της ενέργειας των προσπιπτόντων φωτονίων, για φασματοσκόπιο δοθείσης διακριτικής ικανότητας. Στην παρούσα έρευνα ως δείγμα επελέγη το Al, του οποίου οι συνιστώσες του φάσματος της μη ελαστικής σκέδασης από τα ηλεκτρόνια των διαφόρων υποφλοιών παρίστανται στο σχήμα 3. Οι συνιστώσες αυτές υπολογίσθηκαν με βάση τους πίνακες των Biggs et al. [19] για τα έσωτερικά ηλεκ-



Σχήμα 3. Φασματική κατανομή των συνιστωσών της μη ελαστικής σκέδασης από τα ηλεκτρόνια των διαφόρων υποφλοιών του Al από θεωρητικούς υπολογισμούς και πειραματικά δεδομένα. Το φάσμα του διπλού ιονισμού είναι υποθετικό και αντιστοιχεί σε εκτίμηση του λόγου διπλού ιονισμού προς Raman της τάξης του 10%. Στο σχήμα υποδεικνύονται με βέλη οι άναμενόμενες θέσεις της άσυνεχειας Raman και διπλού ιονισμού.

τρόνια και έπειτα από αναδίπλωση με γκαουσιανή με FWHM 0.6 a.u. Για να διευκολυνθεί ή άμεση σύγκριση μεταξύ πειραματικών δεδομένων και θεωρητικών υπολογισμών του $J(q)$, της μορφής της ζώνης Compton, έχει σχεδιασθεί ή διαφορική δραστηκή διατομή $d^2\sigma/d\omega_2 d\Omega$ σε κρούσεις ανά δευτερόλεπτο ως συνάρτηση της ενέργειας $h\omega_2$. Στο σχήμα αυτό έχει χαραχθεί και ή υποθετική φασματική συνεισφορά που θά μπορούσε να προκύψει από διπλό ιονισμό της K-στιβάδας. Η κατανομή αυτή

άντιστοιχεί σε δραστική διατομή διπλού ιονισμού τής τάξης του 10% αὐτῆς τοῦ ἀπλοῦ ιονισμού (Raman), ἔχει δηλαδή ὑπερτιμηθεῖ γιὰ νὰ γίνεταί ὄρατὴ ἢ ἀσυνέχεια ποὺ ἀναζητᾶται.

Τὸ φασματοσκόπιο ποὺ τελικὰ χρησιμοποιήθηκε εἶναι ἓνα κλασσικὸ φασματοσκόπιο Compton ὀπισθοσκέδασης, τὸ ὁποῖο χρησιμοποιεῖται γιὰ τὴ μελέτη τῆς μὴ ἐλαστικῆς σκέδασης [20]. Πάνω στὸ δείγμα σκεδάζονται ἀκτῖνες-γ, ἐνέργειας 59.54 keV ποὺ προέρχονται ἀπὸ δακτυλιοειδῆ πηγὴ $^{241}_{95}\text{Am}$, ἐντάσεως 500 mCi (18.5 Gbq). Ἡ γωνία σκεδάσεως εἶναι $173.5^\circ \pm 1.5^\circ$ καὶ τὰ σκεδαζόμενα φωτόνια ἀνιχνεύονται ἀπὸ ἓναν ἀνιχνευτὴ Ge ὑψηλῆς καθαρότητας ποὺ ἔχει κρύσταλλο πάχους 5 mm καὶ 100 mm² ἐνεργοῦ ἐπιφανείας. Ἡ ἐνεργειακὴ διακριτικὴ ικανότητα εἶναι 358 eV (0.6 a.u.) στὰ 48 keV, ἐκεῖ ὅπου ἐντοπιζόταν ἡ κορυφὴ Compton. Τὰ δεδομένα συλλέγονται σὲ ἓναν ἀναλυτὴ πολλῶν διαύλων πλάτους 7.5 eV ἀνὰ δίαυλο.

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στὸ σχῆμα 3 παρίστανται καὶ τὰ πρωτογενῆ δεδομένα τῶν μετρήσεων πρὸς σύγκριση μὲ τοὺς θεωρητικὸς ὑπολογισμοὺς. Ἀπὸ τὴ μορφή τοῦ μετρηθέντος φάσματος προκύπτει ὅτι, ἐνῶ εἶναι σαφῆς ἡ ὑπαρξὴ τῆς ἀσυνέχειας Raman τῶν ἀκτίνων-X, δὲν ὑπάρχει καμία ἐνδειξὴ ἀσυνέχειας στὴν περιοχὴ τοῦ κατωφλίου τοῦ διπλοῦ ιονισμού. Περαιτέρω ἐπεξεργασία τῶν δεδομένων, μὲ τὴ μέθοδο τῆς παραγωγίσεως τῶν πρωτογενῶν δεδομένων γιὰ τὸν ἐντοπισμὸ ἀσυνεχειῶν μέσω μεταβολῶν τῶν κλίσεων στὴν πειραματικὴ καμπύλη, δὲν κατέδειξε ὑπαρξὴ ἀσυνέχειας. Ἀπὸ τὴ στατιστικὴ ἀκρίβεια τῶν μετρήσεων στὴν περιοχὴ τοῦ διπλοῦ ιονισμού προκύπτει ὅτι ὁ λόγος διπλοῦ πρὸς ἀπλὸ ιονισμό γιὰ τὸ Al στὸ συγκεκριμένο πείραμα εἶναι μικρότερος τοῦ 1%, συμπέρασμα ἔχει διαφορετικὸ ἀπὸ αὐτὸ ποὺ διαπιστώσαμε σὲ προηγούμενη ἐργασία [21]. Ὅποιαδήποτε προσπάθεια νὰ βελτιωθεῖ ἡ τιμὴ αὐτή, μὲ αὔξηση τῆς στατιστικῆς ἀκρίβειας, προσκροεῖ στὸν ἀπαγορευτικὰ μεγάλο χρόνον μέτρησης.

S U M M A R Y

Search for evidence of double ionization in the spectra of X-ray inelastic scattering.

Electron correlation of atomic electrons presents a challenging field of research and is studied using multiple ionization techniques in the interaction of atoms with charged particles and photons.

The present work investigates the possibility of extending the use of con-

ventional experimental arrangements in the study of K-shell double ionization phenomena in the X-ray inelastic scattering regime. In order to serve this purpose an Al sample was studied using a typical Compton spectrometer. The inelastic scattering spectrum of 59.54 keV incident radiation does not present any discontinuity in the expected double ionization energy while it presents a clear discontinuity in the single ionization energy (X-ray Raman). The discontinuity height and the statistical fluctuation lead to the conclusion that the double ionization cross section is much smaller than that of single ionization.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. U. Fano and J. W. Cooper, *Rev. of Mod. Phys.* **40**, 441 (1968).
2. J. H. McGuire, N. Berrah, R. J. Bartlett, J. A. R. Samson, J. A. Tanis, C. L. Cocke and A. S. Schlachter, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, 913 (1995).
3. M. Y. Amusia, *Atomic Molecular and Optical Physics Handbook* (edited by G. W. F. Drake), p. 287-299, AIP Press, New York (1996).
4. P. G. Kruger, *Phys. Rev.* **36**, 855 (1930).
5. E. Majorana, *Nuovo Cimento* **8**, 78 (1930).
6. J. Hall, P. Richard, T. Gray, J. Newcomb, P. Pempiller, C. D. Lin, K. Jones, B. Johnson and D. Gregory, *Phys. Rev.* **A28**, 99 (1983).
7. L. C. Tribedi, K. G. Prasad, P. N. Tandon, Z. Chen and C. D. Lin, *Phys. Rev.* **A49**, 1015 (1994).
8. K. Hino, T. Ishihara, F. Shimizu, N. Toshima and J. H. McGuire, *Phys. Rev.* **A48**, 1271 (1993).
9. B. K. Agarwal, *X-Ray Spectroscopy*, 2nd ed., Springer-Verlag, Berlin, p. 178-185 (1991).
10. J. P. Declaux, C. Briancon, J. P. Thibaud and R. J. Wallen, *Phys. Rev. Lett.* **32** 447 (1974).
11. C. Moller and A. Sureau, *J. Physique* **35**, 441 (1974).
12. J. P. Briand, A. Touati, M. Frilley, P. Chevallier, A. Johnson, J. P. Rozet, M. Tavernier, S. Shafroth and M. O. Krause, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.* **9**, 1055 (1976).
13. D. J. Nagel, A. R. Knudson and P. G. Burkhalter, *Proc. 4th Int. Conf. on Vacuum UV Radiation Physics, Hamburg*, p. 162 (1974).
14. M. Sagurton, R. J. Bartlett, J. A. R. Samson, Z. X. He and D. Morgan, *Phys. Rev.* **A52**, 2829 (1995).
15. M. Y. Amusia and A. I. Mikhailov, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **28**, 1723 (1995).

16. K. Hino, P. M. Bergstrom and J. H. Macek, Phys. Rev. Lett. **72**, 1620 (1994).
17. G. Baym, Lectures on Quantum Mechanics, Addison-Wesley, p. 262 (1990).
18. L. Spielberger, O. Jagutski, R. Dörner, J. Ulrich, U. Meyer, V. Mergel, M. Unverzagt, M. Damrau, T. Vogt, I. Ali, Kh. Khayyat, D. Bahr, H. G. Schmidt, R. Fram and H. Schmidt-Bocking, Phys. Rev. Lett. **74**, 4615 (1995).
19. F. Biggs, L. B. Mendelsohn and J. B. Mann, Atomic Data and Nuclear Tables **16**, 201 (1975).
20. N. G. Alexandropoulos, S. K. Danakas, K. T. Kotsis and N. I. Papanicolaou, Sol. St. Comm. **92**, 453 (1994).
21. Ν. Γ. 'Αλεξανδρόπουλος, Κ. Θ. Κώτσης και Σ. Κ. Ντανάκας, XIII Πανελλήνιο Συνέδριο Φυσικής Στερεάς Κατάστασης, Θεσσαλονίκη, Σεπτέμβριος 1997.