მეინელისა და პირველი უარყოფითი სისტემის ზოლოვანი სპექტრის აგზნება ელექტრონებისა და პროტონების აზოტის მოლეკულებთან დაჯახების პროცესში

გოჩიტაშვილი მალხაზი, ლომსაძე რამაზი

თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტრეტი, ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი, ფიზიკის მიმართულება.

ანოტაცია:

$e, H^+ - N_2$ წყვილებისათვის გაიზომა მეინელის სისტემის $A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+$ ზოლოვანი სპექტრის გამოსხივების კვეთის აბსოლუტური მნიშვნელობა ელექტრონების 400-1500ევ და იონების 1 – 10კევ ენერგეტიკულ ინტერვალებში შესაბამისად. გაზომვები ჩატარდა ოპტიკური სპექტროსკოპიის მეთოდის გამოყენებით გამოსხივების ხილულ 600-800ნმ სპექტრალურ არეში. აგზნების ჩაქრობის ეფექტის მინიმიზაციის მიზნითMმეინელის ზოლოვანი სპექტრი გამოკვლეულ იქნა სამიზნე გაზის დაბალი წნევის (0.7მტორი) პირობებში. Eელექტრონების შემთხვევაში გაზომილ იქნა აზოტის მოლეკულური იონის პირველი უარყოფითი ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$) სისტემის (0,0) ზოლის და მეინელის ($A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+$) სისტემის (3,0), (4,1), (5,2) ზოლების აგზნების ფუნქციები. ნაჩვენებია, რომ $A\,A^2\Pi_u$ მდგომარეობის შესაბამისი რხევითი დონეების დასახლება კარგად აღიწერება ფრანკ-კონდონის პრინციპით.

შესავალი

კილო-ელექტრონ-ვოლტ ენერგიებზე დაჯახებითი პროცესების შესწავლას ფუნდამენტური მნიშვნელობა აქვს სხვადასხვა გარემოში მიმდინარე პროცესების გამოკვლევისთვის: პლაზმაში, ამაჩქარებლებში, მზის ქარის ნაწილაკების ურთიერთქმედების პროცესებში დედამიწისა და პლანეტების ატმოსფერულ გაზებთან, პოლარულ ციალში და სხვა.

მზის ქარის ნაწილაკები-ელექტრონები და პროტონები მოხვდებიან რა დედამიწის მაგნიტურ ველში, მიედინებიან პოლუსებისკენ, სადაც აღწევენ ატმოსფეროს მკვრივ ფენებში. ატმოსფეროს ნაწილაკებთან დაჯახებისას მონაწილეობენ სხვადასხვა არადრეკად პროცესებში (იონიზაცია, მოლეკულური აგზნება, გადამუხტვა). პოლარული ციალის სპექტრული ანალიზი გვიჩვენებს, რომ იონიზირებული აზოტის მოლეკულები ასხივებენ, როგორც ხილულ, ასევე ინფრაწითელ და იისფერ არეში. ეს გამოსხივება წარმოიქმნება დაახლოებით 110კმ სიმაღლეზე. პოლარულ ციალში ძირითადი წვლილი შეაქვს აზოტის იონიზირებული იონის N_2^+ - ის პირველი უარყოფითი და მეინელის სისტემების შესაბამისი ზოლების გამოსხივებას [1-6]. ვინაიდან $N_2^+(A^2\Pi_u)$ მდგომარეობა ეფექტურად წარმოიქმნება N_2-ის იონიზაციისას ელექტრონული დაჯახებით ან პროტონების მიერ ელექტრონების ჩაჭერით, პოლარული ციალის სპექტრი ხასიათდება მეინელის ზოლების კაშკაშა ნათებით. $e, H^+ - N_2$ დაჯახებისას აგზნებული მდგომარეობების რადიაციულ დაშლას თან ახლავს

რხევითად აგზნებული N_2^+ მოლეკულის ძირითადი $X^2\Sigma_g^+$ ელექტრონულ მდგომარეობის წარმოქმნა. ამგვარად, პოლარულ ციალში $X^2\Sigma_g^+$- მდგომარეობის ფარდობითი რხევითი დასახლება ნაწილობრივ დამოკიდებულია $A^2\Pi_u$ მდგომარეობის აგზნებისა და რელაქსაციის პროცესებზე.

მართალია შესწავლილია პოლარული ციალის ძირითადი კანონზომიერებები, მათი სიმაღლისგან დამოკიდებულება, გეოგრეფიული მდებარეობა, მზის აქტივობაზე დამოკიდებულება და სხვა, მაგრამ ჯერჯერობით კვლავაც ვერ ხერხდება ამ მოვლენის არათუ რაოდენობრივი აღწერა, არამედ მოსალოდნელი პოლარული ციალის კანონზომიერების წინასწარ განჭვრეტა. პოლარული ციალის პრობლემა საკმაოდ რთული და მრავალმხრივია. გამოსხივების სპექტრების შესწავლა საშუალებას იძლევა განისაზღვროს ატმოსფეროს ზედა ფენებში შემოჭრილი ნაწილაკების კონცენტრაცია და ენერგეტიკული განაწილება. ამისათვის აუცილებელია ლაბორატორიულ პირობებში დიდი სიზუსტით განისაზღვროს სხვადასხვა არადრეკადი პროცესების – იონიზაციის, აგზნების, გადამუხტვის აბსოლუტური კვეთების მნიშვნელობები.

მოცემული ნაშრომის ძირითად მიზანს წარმოადგენს პირველი უარყოფითი და მეინელის სისტემის ზოლოვანი სპექტრებისათვის გამოსხივების აბსოლუტური კვეთის მნიშვნელობის დიდი სიზუსტით დადგენა. განსაკუთრებით პრობლემატურია მეინელის სისტემის ზოლოვანი სპექტრის აბსოლუტური კვეთის განსაზღვრა. მოცემული სისტემისთვის გამოსხივების აბსოლუტური კვეთის გაზომვა დაკავშირებულია მთელ რიგ სიძნელეებთან. კერძოდ, იმის გამო, რომ აზოტის მოლეკულური იონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა $A^2\Pi_u$ Aმდგომარეობაში შეადგენს 10^{-5} წამს, გაზომვის პირობებში მოსალოდნელია აგზნებული ნაწილაკების დაჯახებითი ჩაქრობა (აგზნების ენერგიის გადაცემა სხვა ნაწილაკზე). აზოტის მოლეკულური იონის ზოლოვანი სპექტრის აგზნება განხილულია სხვა შრომებშიც [7-16]. ნაშრომების ძირითადი ნაწილი ეხება აზოტის მოლეკულური იონის ზოლოვანი სპექტრების აგზნებას ელექტრონული დაჯახებით. ამ ნაშრომების ანალიზი აჩვენებს, რომ ელექტრონული დაჯახებით მეინელის სისტემის ზოლოვანი სპექტრის აგზნების აბსოლუტური კვეთის გაზომვის შედეგები სხვადასხვა სამუშაოებში განსხვევდებიან დაახლოებით ერთი რიგით. შეუსაბამობა აბსოლუტურ კვეთებში ნაწილობრივ იმის შედეგია, რომ არ ითვალისწინებდნენ მდგომარეობის დაჯახებითი ჩაქრობის ეფექტებს [7] .

წარმოდგენილ სამუშაოში მეინელის ზოლების შესაბამისი რხევითი დონეების ფარდობითი დასახლებულობა გაზომილია სამიზნე აირის ისეთ წნევებზე, რომელიც საკმარისად მცირეა (დაახლოებით 0,70 მტორი) და შესაბამისად მინიმიზირებულია ჩაქრობისა და ელექტრონის მეორადი დაჯახებითი აგზნების ეფექტები.

ექსპერიმენტული კვლევის მეთოდი

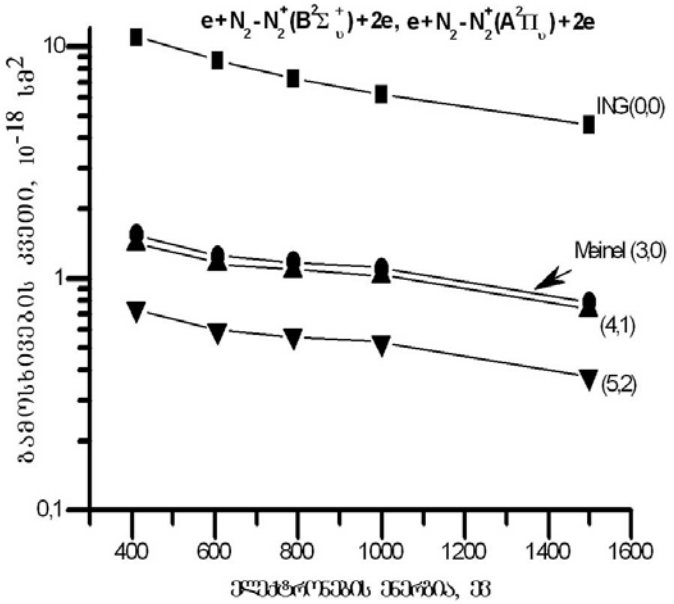
ელექტრონული აგზნების ჩაქრობის ეფექტის გამოკვლევის მიზნით, ჩვენს მიერ სპეციალურად იქნა ჩატარებული მეინელის სისტემის ზოლოვანი სპექტრის გამოკვლევა ელექტრონების აზოტის მოლეკულებთან დაჯახების პროცესში. ექსპერიმენტი ტარდებოდა სამიზნე ნაწილაკების-აზოტის მოლეკულების სხვადასხვა კონცენტრაციის პირობებში. აგზნების ჩაქრობის ეფექტის კონტროლისათვის, სხვადასხვა ექსპერიმენტულ პირობებში (სამიზნე ნაწილაკების სხვადასხვა კონცენტრაციისათვის), იზომებოდა მეინელის ზოლების აგზნების კვეთის

შეფარდების სიდიდე აზოტის მოლეკულური იონის პირველი უარყოფითი სისტემის (0,0) ზოლის აგზნების კვეთასთან. პირველი ურყოფითი სისტემის შესაბიმისი (0,0) ზოლოვანი სპექტრის აგზნებაზე არავითარ გავლენას არ ახდენს დაჯახებითი ჩაქრობის ეფექტები, რადგან $B^2\Sigma_u^+$ მდგომარეობის ნულოვანი რხევითი დონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა დაახლოებით სამი რიგით უფრო მცირეა, ვიდრე $A^2\Pi_u$ მდგომარეობის შესაბამისი რხევითი დონეების სიცოცხლის ხანგრძლივობა. ამ კვლევის საფუძველზე დადგენილ იქნა ოპტიმალური სამუშაო პირობები. პირველი ურყოფითი სისტემის შესაბიმისი ზოლოვანი სპექტრის აგზნებისათვის ჩვენს მიერ მიღებული შედეგები, კარგ თანხმობაშია ადრეულ შრომებში მიღებულ შედეგებთან.

წარმოდგენილ ნაშრომში ექსპერიმენტული გაზომვებისათვის გამოიყენებოდა ოპტიკური სპექტროსკოპიის მეთოდი. ამ მეთოდის უპირატესობა დაჯახების სპექტროსკოპიის მეთოდთან შედარებით გამოიხატება პირველ რიგში გაცილებით დიდი ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობით ($\Delta E \div 0.001$ ევ), რაც საშუალებას გვაძლევდა გამოგვეყო ცალკეული ატომური ნაწილაკების აგზნების არხები. გარდა ამისა, ამ მეთოდით შეიძლება შევაფასოთ გამოსხივების პოლარიზაცია, რაც საკმაოდ მდიდარ ინფორმაციას იძლევა არადრეკადი პროცესების მექანიზმზე. ერთჯერადი დაჯახების პირობა მოწმდებოდა სპექტრალური ხაზების ინტენსივობის წრფივი დამოკიდებულობით სამიზნე გაზის წნევაზე და იონური დენის სიმკვრივეზე. გაზომვები ჩატარდა გამოსხივების ხილულ არეში 400-800ნმ. აბსოლუტური გაზომვების ცდომილება შეადგენდა 30%-ს, ხოლო ფარდობითი გაზომვების 5%-ს. გაზომვის მეთოდი და ოპტიკური რეგისტრაციის სისტემის კალიბრების პროცედურაAდაწვრილებითაა აღწერილი [17,18] ნაშრომებში.

ექსპერიმენტული შედეგები და ანალიზი

ელექტრონებისათვიეს აბსოლუტური გაზომვის შედეგები ენერგიის 400-1500ევ ინტერვალში მოყვანილია ნახ.1.



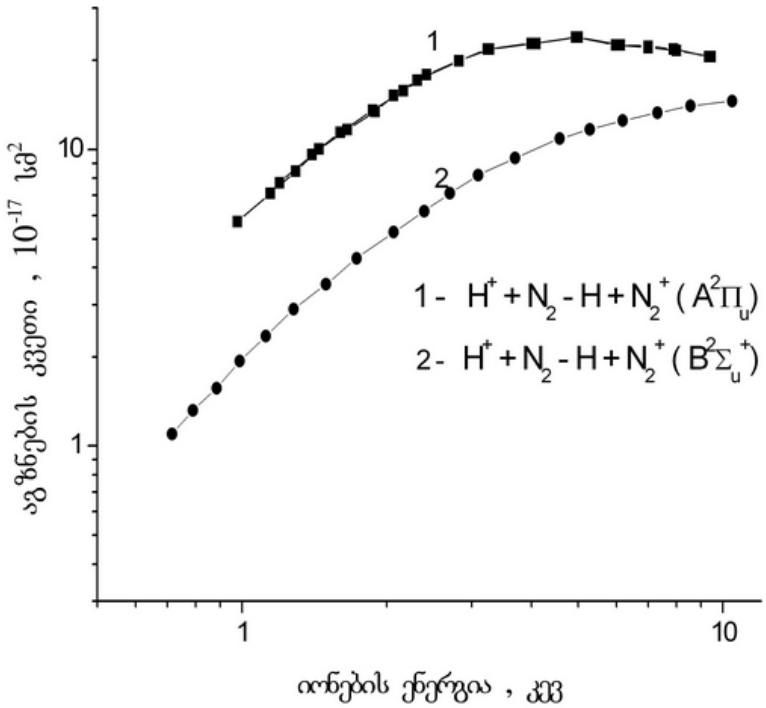
ნახ.1. პირველი უარყოფითი სისტემის (0,0) და მეინელის სისტემის(3,0), (4,1), (5,2) ზოლების გამოსხივების კვეთის ელექტრონების ენერგიაზე დამოკიდებულების მრუდები.

მოცემული შედეგების ანალიზი აჩვენებს, რომ ზემოთ აღნიშნული $N_2^+(A^2\Pi_u)$ მოლეკულური მდგომარეობის რხევითი დონეების დასახლება ხორციელდება ფრანკ-კონდონის პრინციპის დაცვით [19,20]. ასევე ნახაზიდან ჩანს, რომ მთელ საკვლევ ენერგეტიკულ არეში მეინელის სისტემის ზოლების კვეთების შეფარედება პირველი უარყოფითი სისტემის 391.4ნმ(0,0) ზოლის კვეთასთან არაა დამოკიდებული დამჯახებელი ნაწილაკების ენერგიაზე. ანალოგიური შედეგი მიღებული იყო ადრეულ ნაშრომებში. რაც შეეხება მეინელის სისტემის აგზნების გამოკვლევას პროტონების აზოტის მოლეკულებთან დაჯახებისას, ჩაქრობის ეფექტების გათვალისწინების გარდა, მხედველობაში მიღებულ იქნა ის ფაქტი, რომ სამიზნე ნაწილაკი გადამუხტვის პროცესში იღებს გარკვეულ იმპულსს. იმ შემთხვევაში თუ დაჯახების პროცესი განხორციელდება მცირე დაჯახების პარამეტრებისათვის ადგილი ექნება სამიზნე ნაწილაკისათვის იმპულსის შედარებით დიდი მნიშვნელობის გადაცემას. შედეგად მოსალოდნელია, რომ სამიზნე ნაწილაკებს ექნებათ დიდი სიჩქარე და მდგომარეობის სიცოცხლის ხანგრძლივობის დიდი მნიშვნელობის გამო (10^{-5} წმ), აგზნებული ნაწილაკები მოასწრებენ აგზნების არიდან გამოსვლას, ისე რომ არ დაფიქსირდებიან დეტექტორში. ამ მიზნით ჩატარებულ იქნა სხვა ავტორების მიერ გადამუხტვის პროცესში მიღებული შედეგების-გაფანტვის დიფერენციალური კვეთის ანალიზი. შედეგებიდან გამომდინარეობს, რომ გაფანტვის კვეთი მაქსიმალურია მცირე კუთხეებზე და ერთ გრადუსზე სამი რიგით მცირდება [21]. ამის გამო ჩვენ შემოვისაზღვრეთ გაფანტვის კუთხის მნიშვნელობით 1^0, დამჯახებელი ნაწილაკების ენერგიით 10კევ და შევაფასეთ სამიზნე ნაწილაკების მიერ მიღებული ენერგიის მაქსიმალური მნიშვნელობა [22]:

$$\Delta E = \frac{1}{28}10^4\left(\frac{1}{57,3}\right)^2 f(E\theta) < 0,11\text{ev} \qquad (1)$$

აქედან გამომდინარე სამიზნე ნაწილაკების სიჩქარე აღემატება სითბურს და შეადგენს $\approx 10^5$ სმ/წმ-ს. ამ სიჩქარის ნაწილაკი აგზნებულ A მდგომარეობაში გაირბენს 1სმ-რიგის მანძილს. იმისათვის, რომ ექსპერიმენტულ პირობებში მოხდეს გამოსხივების სრული რეგისტრაცია საჭიროა მონოქრომატორის შემავალი ხვრელის სიმაღლე აღემატებოდეს $\approx$1სმ-ს და დაჯახების კამერაში დაჯახების არეში (სხივის გასწვრივ) დაკვირვების მონაკვეთი (დაახლოებით 0,2მმ- განისაზღვრება მონოქრომატორის შემავალი ხვრელის სიგანით) იმყოფებოდეს დაჯახების კამერის შემავალი ხვრელიდან (4x12) მანძილზე, რომელიც მნიშვნელოვნად აღემატება 1სმ-ს. ამ შემთხვევაში ადგილი ექნება გამოსხივების გაჯერებას სხივის გასწვრივ. ჩვენს შემთხვევაში ეს მანძილი იყო 3სმ-ის რიგის. გაზომვის პირობებში სამიზნე ნაწილაკების წნევა არ აღემატებოდა 0.7მტორ-ს, რაც უზრუნველყოფდა დაჯახებითი ჩაქრობის ეფექტების მინიმიზაციას. ამ პირობებში მიღებული შედეგები მოყვანილია ნახ.2–ზე. მოცემულ ნახაზზე წარმოდგენილია $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ და $N_2^+(A^2\Pi_u)$ მდგომარეობების აგზნების სრული კვეთების ენერგეტიკული დამოკიდებულებები. მოცემული მდგომარეობების სრული კვეთები განსაზღვრულია ცალკეული რხევითი დონეების დასახლების კვეთების აჯამვით. მეინელის სისტემისათვის შედეგების ანალიზმა აჩვენა, რომ ცალკეული დონეების ფარდობითი დასახლება კარგად აღიწერება ფრანკ-კონდონის პრინციპით. აქედან გამომდინარე ელექტრონული მდგომარეობის აგზნების კვეთის განსაზღვრისათვის საკმარისია, რომელიმე ინტენსიური ზოლის გამოსხივების კვეთის ენერგეტიკული დამოკიდებულების გაზომვა. N_2^+ იონის $B^2\Sigma_u^+$ მდგომარეობის ძირითადი და

აგზნებული რხევითი დონეების აგზნების ფუნქციების ყოფაქცევა განსხვავებულია და დამოკიდებულია ენერგეტიკულ არეზე.



ნახ.2 აზოტის მოლეკულური N_2^+ იონის ელექტრონული 1- $A^2\Pi_u$ A და 2- $B^2\Sigma_u^+$ A მდგომარეობების აგზნების კვეთის ენერგეტიკული დამოკიდებულება.

თუ დაჯახების პროცესში შემოვისაზღვრებით კვაზიდიატომური მიახლოებით, ე.ი მოლეკულა წარმოდგენილი იქნება, როგორც ერთცენტრიანი ატომური ნაწილაკი, შეგვიძლია გამოვიყენოთ ანალოგია იონურ-ატომურ და იონურ-მოლეკულურ წყვილებს შორის და ატომებისათვის მიღებული შედეგები განვაზოგადოთ მოლეკულებზე. B-მდგომარეობის ნულოვანი რხევითი დონის აგზნების კვეთის ენერგეტიკული დამოკიდებულება მოყვანილია ნახ.3–ზე, და შედარებულია თეორიული გათვლის შედეგებთან [23].

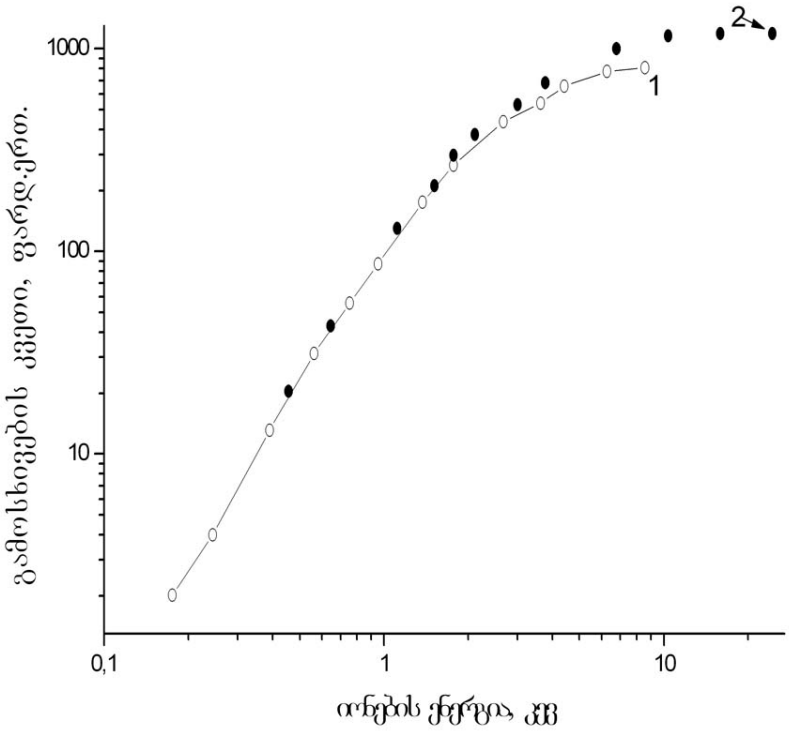
$$\sigma = \frac{1}{2}\pi R_C^2 \sigma^*(\alpha) \tag{2}$$

სადაც σ^* -არის $\alpha^{-1} = \hbar\lambda' \upsilon_0 / \pi H_{12}(R_C)$ პარამეტრის ტაბულირებული ფუ-ნქცია [24]. $H_{12}(R_C) = 1/2\,\Delta E$ Aარის არაადიაბატური გადსვლების R_C არეში გაცვლითი ურთიერთქმედების არადიაგონალური ელემენტი, ΔE -არადრეკადი პროცესის შესაბამისი ენერგეტიკული დეფექტი, ჩვენს შემთხვევაში ის შეადგენს 5ევ-ს, υ_0 - დაჯახების სიჩქარეა, λ' -პარამეტრი, რომელიც განისაზღვრება ატომში და მოლეკულაში ელექტრონის ბმის ენერგიებით. Gგამოყენების ფარგლებში (2) კვეთის ყოფაქცევა მთლიანად განისაზღვრება σ^* ფუნქციით.

$$\lambda' = \frac{1}{2}(\sqrt{2I_A} + \sqrt{2I_\mu}) \tag{3}$$

სადაც I_A და I_μ არის ატომის იონიზაციის და მოლეკულის აგზნებითი-იონიზაციის ენერგიები. M (3)-ე თანაფარდობიდან λ' პარამეტრის განსაზღვრით და მასშტაბური R_C პარამეტრის შერჩევით, მივიღეთ ენერგეტიკული დამოკიდებულება, რომელიც

დაჯახების დაბალი ენერგიის არეში კარგად აღწერს კვეთის ექსპერიმენტულ დამოკიდებულებას ნახ.3. მიღებული შედეგი გვაძლევს



ნახ.3 $H^{+}+N_{2}$ დაჯახებისას, პირველი უარყოფითი სისტემის 391.4ნმ (0,0) ზოლის გამოსხივების კვეთის ენერგეტიკული დამოკიდებულება: 1- ექსპერმენტული მონაცემები, 2- თეორია [23].

დასკვნის გაკეთების საშუალებას, რომ $B^{2}\Sigma_{u}^{+}$ მდგომარეობის ნულოვანი რხევითი დონის დასახლების მექანიზმი ნელი დაჯახებებისას განისაზღვრება დამჯახებელი ნაწილაკების სისტემის შესაბამის ურთიერთარაგადამკვეთ პოტენციალურ ზედაპირებს შორის არაადიაბატური გადასვლებით (დემკოვის მექანიზმი).

ნახ3-ზე მოცემული შედეგები აჩვენებენ, რომ B- მდგომარეობის კვეთის მაქსიმალური მნიშვნელობა ტოლია $1,5\times10^{-16}$ სმ². როგორც ცნობილია არადიაბატური გადასვლების თეორიიდან [25] კვეთის მაქსიმუმის მნიშვნელობა შეიძლება შეფასდეს შემდეგი ფორმულით $\sigma_{\max}\approx\frac{\pi R^{2}}{2}$ სადაც R- არის ურთიერთქმედ ნაწილაკებს შორის არაადიაბატური ურთიერთქმედების ლოკალური მანძილი. თუ $\sigma_{\max}$-ის მნიშვნელობას ავიღებთ ჩვენი მონაცემებიდან, შესაძლებელი გახდება R- ის შეფასება. ჩვენს მიერ მიღებული მნიშვნელობა შეადგენს 10^{-8}სმ, რაც ეთანადება მოლეკულის ზომებს. იმის გამო, რომ ექსპერიმენტულ პირობებში დამჯახებელი ნაწილაკი ურთიერთქმედებს შემთხვევით ორიენტირებულ მოლეკულურ ნაწილაკებთან, ჩვენს მიერ მიღებული მონაცემები წარმოადგენენ ორიენტაციის მიმართ გასაშუალების შედეგს. ჩვენი შეფასებიდან გამომდინარე შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ დაჯახების პროცესში მოლეკულური ღერძის ორიენტაციის ეფექტის გავლენა მინიმალურია. წინააღნდეგ შემთხვევაში მიღებული კვეთის მაქსიმალური მნიშვნელობა შემცირებული იქნებოდა მინიმუმ ორი რიგით. აქედან გამომდინარე შეიძლება გავაკეთოთ დასკვნა, რომ

გამოყენებული კვაზიდიატომური მიახლოება მოცემული წყვილისათვის არის მართებული. ყველაფერი ზემოთქმული, შეიძლება განზოგადებულ იქნას A-A მოლეკულური მდგომარეობის აგზნების შემთხვევისთვისაც. მოცემული მდგომარეობის აგზნების კვეთის მაქსიმალური მნიშვნელობა მიიღწევა დაჯახების ენერგიის შედარებით დაბალი მნიშვნელობისათვის და აღემატება B-მდგომარეობის კვეთის მაქსიმალური მნიშვნელობას, რაც მიუთითებს იმაზე, რომ A-მდგომარეობის აგზნება ხორციელდება არაადიაბატური გადასვლების შედეგად შედარებით დიდ მანძილებზე.

დასკვნა

ელექტრონებისა და პროტონების აზოტის მოლეკულებთან დაჯახებისას მიღებულია აზოტის მოლეკულური იონის პირველი უარყოფითი და მეინელის სისტემების გამოსხივების ზოლოვანი სპექტრების აგზნების კვეთის აბსოლუტური მნიშვნელობები. მიღებულია საიმედო ექსპერიმენტული შედეგები, რომლებშიც გათვალისწინებულია დაჯახებითი ჩაქრობის ეფექტები. ნაჩვენებია, რომ H^+-N_2 წყვილისათვის შესაძლებელია ორიენტაციის ეფექტების უგულებელყოფა და მართებულია კვაზიდიატომური მიახლოების გამოყენება.

ლიტერატურა:

1. Campbell L, Brunger M.J., Teubner P.J., Cartwright D.C. "Prediction of electron-driven VUV emission in the earth's atmosphere". Journal Of Electron Spectroscopy and Related Phenomena (2005) 144: 119-122.
2. Remick K.J. Smith R.W., Lummerzheim D., "The significance of resonant scatter in the measurement of N_2^+ first negative 0–1 emissions during auroral activity", Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics (2001), *Volume 63, Issue 4*, *Pages 295-308* .
3. Abe Shinsuke, Noboru Ebizuka,et all. " Detection of the N_2^+ First Negative System in a Bright Leonid Fireball", The Astrophysical Journal, (2005),618:L141–L144
4. Jenniskens[1] P., Laux,[2] C.O.,* and EMILY L.Schaller[3], " Search for the OH (X2P) Meinel Band Emission in Meteors as a Tracer of Mineral Water in Comets: Detection of N_2^+ (A-X)" Astrobiology (2004),Volume 4, Number 1, 119-121.
5. Shemansky, D. E., and X. Liu (2005), "Evaluation of electron impact excitation of N_2 X $^1\Sigma_g^+$(0) into the N_2^+ X $^2\Sigma_g^+$(v), A $^2\Pi_u$(v), and B $^2\Sigma_u^+$(v) states", *J. Geophys. Res.*, 110, A07307, doi:10.1029/2005JA011062.
6. Александров Н.Л. , "Полярные сияния", МФТИ Соросовский образовательный журнал, (2001), Том 7, N5.
7. Piper LG.,.Green B.D, Lumbergand W.A., Wolnik S.J.," N_2^+ Meinel band quenching" J.Chem.Phys.(1985) 82(7) 3139-3144.
8. Piper LG.,.Green B.D, Lumbergand W.A., Wolnik S.J., "Electron impact excitation of the N_2^+ Meinel band", J.Phys.B:At Mol Phys. (1986) 19 3327-3332 .
9. Gattinger R.L., and Vallance Jones, "Quantitative Spectroscopy of the Aurora. II. The Spectrum of Medium Intensity Aurora Between 4500 and 8900 Å ", Can. J Phys. 1974 , 52 2343, Can. J.Phys. (1981) 59 480.
10. Mandelbaum D. and Feldman J., "Electron Impact Excitation of the Meinel. Band System of. N_2^+" J.Chem. Phys. (1976), 65 672 .
11. D. E. Shemansky and A. L. Broadfoot, "Excitation of N_2 and N_2^+ Systems by Electrons I. Absolute Transition Probabilities", J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1971. 11, 1385-1400,
12. Borst I.P. and Zipf E.C. "Cross Section for Electron-Impact Excitation of the (0,0) First Negative Band of N_2^+ from Threshold to 3 keV". , Phys. Rev. (1970) A 1 834.

13. Campbell, L.; Cartwright, D. C.; Brunger, M. J.; Teubner, P. J. O. "Role of electronic excited N_2 in vibrational excitation of the N_2 ground state at high latitudes" Journal of Geophysical Research, 2006, Volume 111, Issue A9, CiteID A09317
14. Van Zyl, B.; Pendleton, W. "N^+_2(X), N^+_2(A), and N^+_2(B) production in e-+N_2 collisions" Journal of Geophysical Research, 1995, Volume 100, Issue A12, p. 23755-23762
15. Shemansky D.E. and Broadfoot A.L." Excitation of N_2 and N^+_2 systems by electrons—II. Excitation cross sections and $N_2$1PG low pressure afterglow". J .Quant,- Spectrosc. Radiat. Transfer (1971), 11 1401.
16.Аваккян С. В., Ильин Р.Н., Лавров В.М., Огурцов Г.Н.".Сечения процессов ионизации и возбуждения УФ излучения при столкновениях электронов, ионов и фотонов с атомами и молекулами атмосферных газов"(2000), С-ПБ: ГОИ, -365с.
17. Gochitashvili M.R., Kikiani B.I., Lomsadze R.A. "Measurements of the Absolute Cross sections of Inelastic Processes for Slow Atomic Collisions." National Institute of Standarts and Technology (USA) , ICAMDATA 97, (1997), 926, 3.3 molecules 245- 247 .
18. Gochitashvili M.R. Kikiani B.I.., Excitation of bands of the first negative system of the N_2^+ ion in collisions of N^+ and O^+ ions with N_2 molecules, Journal Technical Physics (1999) v44, 367-372.
19. Герцберг Г. "Спекты и строение двухатомных молекул", Ленинград, 1949, Изд.иностр. лит.
20. Кузьменко Н.Е., Кузнецова Л.А. Кузяков Ю.Я.,Факторы Франка-Кондона ,(1984) Издательство Московского Университета .
21. Quintana E.J., Heckman V.R, and Pollack E., "Electron capture in H^++N_2 collisions"., Phys. Rev. (1993), A 48 , N5, 3670-3673 .
22. Никитин Е.Е., Уманский С.Я., Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях , (1971), Москва. атомиздат .
23. Olson R.E., "Charge Transfer at Large Internuclear Distances: Application to Asymmetric Alkali-Ion-Alkali-Atom Systems"., Phys.Rev. (1972), A v6 p1822-1830.
24. Смирнов Б.М., Асимптотические методы в теории атомных столкновений, (1973). Москва, Атомиздат.
25. Демков Ю.Н.. Перезарядка при малом дефекте резонанса ЖЭТФ (1963),Т45 195-201.

Article received: 2008-09-22