



ატომური და მოლეკულური გამოსხივების სპექტრები ელექტრონების და პროტონების აზოტის მოლეკულებთან დაჯახებისას

ნატო თოლორაია

სოხუმის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

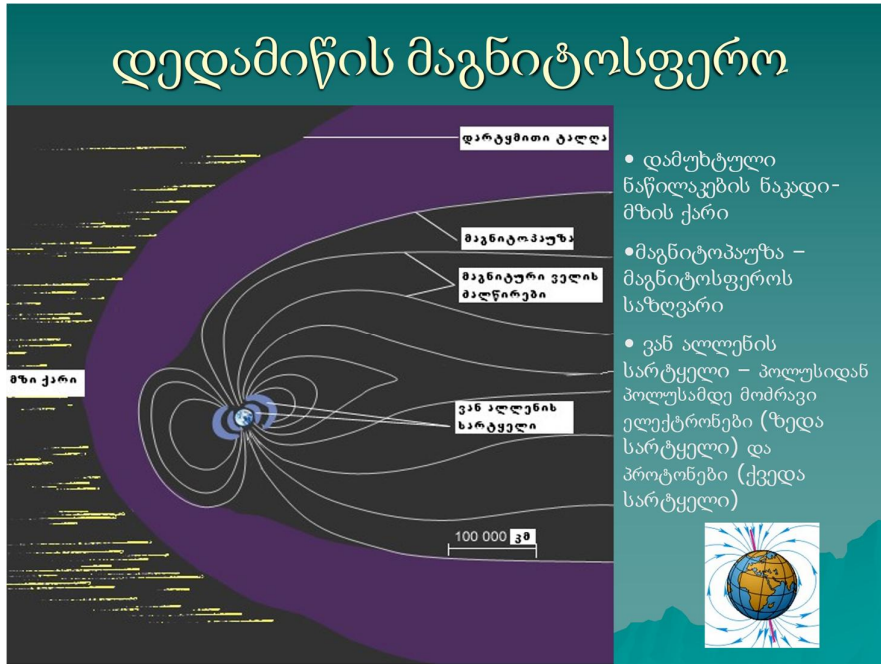
აბსტრაქტი

პირველი უარყოფითი და მეინელის სისტემების ზოლოვანი სპექტრები გამოკვლეულ იქნა ელექტრონების ($E=200\text{eV}$) და პროტონების ($0.25\text{--}10\text{keV}$) აზოტის მოლეკულებთან დაჯახებისას დისსოციაციური იონიზაციის პროცესში მიღებულია აზოტის აღზნებული ატომური 493.5 ნმ და იონური 500.5 ნმ, 567.9 ნმ ხაზების სპექტრი. გაზომილია აზოტის მოლეკულური იონის პირველი უარყოფითი და მეინელის სისტემების ზოლოვანი სპექტრის გამოსხივების კვეთი. შედეგები მოყვანილია თოლოზოლებისათვის (0,0), (0,1), (0,2), (1,1), (1,2), (1,3) და (2,0), (3,0), (4,1), (5,2) პირველი უარყოფითი და მეინელის სისტემებისთვის შესაბამისად

შესავალი

ნაშრომის მიზანია პროტონების და ელექტრონების აზოტის მოლეკულასთან დაჯახების პროცესში აზოტის მოლეკულური იონის პირველი უარყოფითი და მეინელის სისტემების შესაბამისი ზოლოვანი სპექტრების გამოკვლევა. კილო-ელექტრონ-ვოლტ ენერგიებზე დაჯახებითი პროცესების შესწავლას ფუნდამენტური მნიშვნელობა აქვს მიმდინარე პროცესების გამოკვლევისთვის სხვადასხვა გარემოში: პლაზმაში, ამაჩქარებლებში, მზის ქარის ნაწილაკების ურთიერთქმედებისას დედამიწისა და პლანეტების ატმოსფერულ გაზებთან, პოლარულ ციალში და სხვა [1-5]. როგორც ვიცით, მზის ქარი წარმოადგენს გაზს, რომელიც შედგება დაახლოებით ერთნაირი სიმკვრივის ელექტრონებისა და პროტონებისგან, რომელიც დიდი სიჩქარით მოდის მზიდან. დედამიწის ორბიტაზე ამ ნაკადის სიჩქარე არის დაახლოებით 400-500 კმ/წმ, პროტონების (ან ელექტრონების) კონცენტრაცია შეადგენს 10-20 ნაწილაკს კუბურ სანტიმეტრში. 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 აღზნება, გადამუხტვა). ამისათვის მათ გააჩნიათ საკმარისი ენერგია. მზის ქარის პროტონების საშუალო ენერგიაა 10-30 კევ, ხოლო ელექტრონებისა 10-20 კევ [6]. პოლარული ციალის სპექტრული ანალიზი გვიჩვენებს, რომ იონიზირებული აზოტის მოლეკულები ასხივებენ, როგორც ხილულ, ასევე

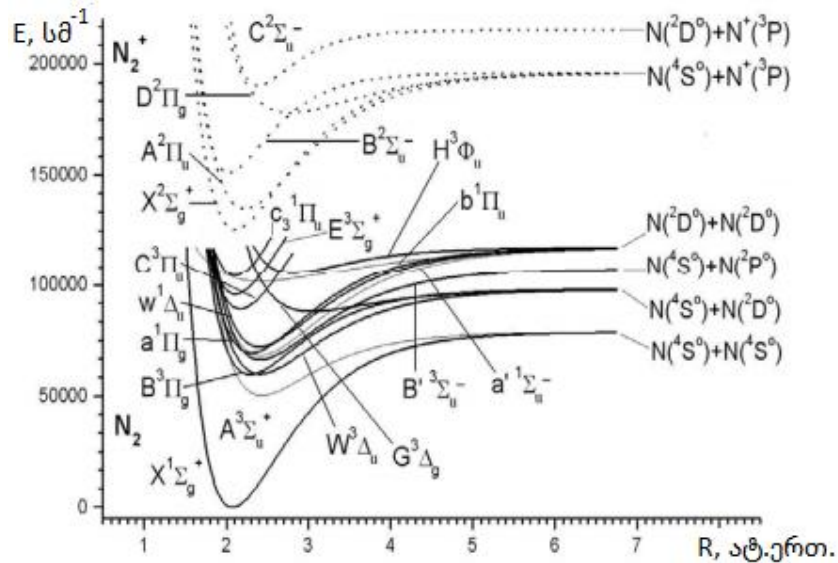
ინფრაწითელ და იისფერ არეში. ეს გამოსხივება წარმოიქმნება დაახლოებით 110კმ სიმაღლეზე. პოლარულ ციალში ძირითადი წვლილი შეაქვს აზოტის იონიზირებული იონის N_2^+ - ის პირველი უარყოფითი (გადასვლა $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) და მეინელის (გადასვლა $A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) სისტემების შესაბამისი ზოლების გამოსხივებას. სუსტი გამოსხივება მოსდევს თან ასევე ატმოსფეროს ზედა ფენებში მზის ქარის პროტონების მიერ ელექტრონის ჩაჭერას ნეიტრალურ ნაწილაკებთან დაჯახებისას. ელექტრონის ჩაჭერისას მიიღება აგზნებული წყალბადის ატომი, რომელიც წითელ არეში ასხივებს ბალმერის სერიის შესაბამის ოპტიკურ ხაზებს.



ნახ.1 დედამიწის მაგნიტოსფერო.

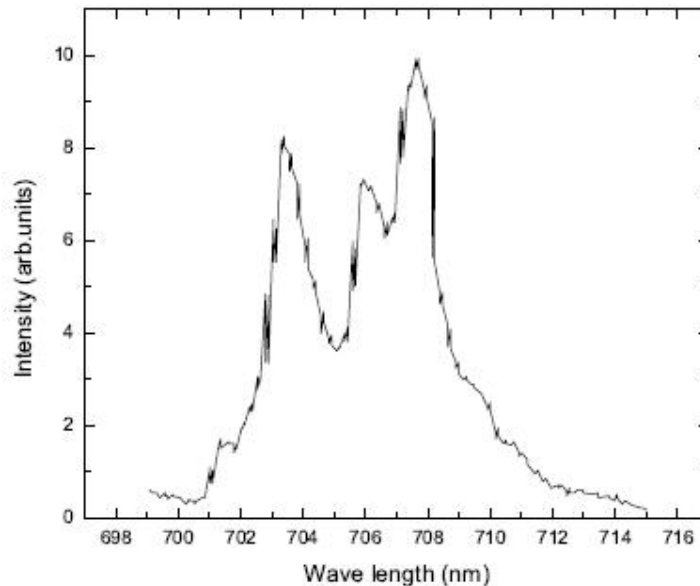


ნახ.2 პოლარული ნათება.



ნახ.3 აზოტის ორატომიანი მოლეკულის და მოლეკულური იონის ელექტრონული მდგომარეობების შესაბამისი $E(R)$ პოტენციალური მრუდები.

მართალია შესწავლილია პოლარული ციალის ძირითადი კანონზომიერებები, მათი სიმაღლისგან დამოკიდებულება, გეოგრეფიული მდებარეობა, მზის აქტივობაზე დამოკიდებულება და სხვა, მაგრამ ჯერჯერობით კვლავაც ვერ ხერხდება ამ მოვლენის რაოდენობრივი აღწერა და 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, ადგზნების, გადამუხტვის აბსოლუტური კვეთების მნიშვნელობები. მოცემული სტატიის ერთერთ 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 $A^2\Pi_u$ მდგომარეობაში შეადგენს 10^{-5} წამს, გაზომვის პირობებში მოსალოდნელია ადგზნების დაჯახებითი ჩაქრობა, რომელიც დაწვრლებით განხილულ იქნება ქვემოთ. ვინაიდან $N_2^+(A^2\Pi_u)$ მდგომარეობა ეფექტურად წარმოიქმნება N_2 - ის იონიზაციისას ელექტრონული დაჯახებით ან პროტონების მიერ ელექტრონების ჩაჭერით. პოლარული ციალის (ნათების) სპექტრი ხასიათდება მეინელის ზოლების კაშკაშა ნათებით.



ნახ.4 N_2^+ -ის მეინელის (4,1) ზოლის გამოსხივების სპექტრი e-N₂ დაჯახებებში ელექტრონების 400ეე ენერგიაზე.

$e, H^+ - N_2$ დაჯახებისას აგზნებული მდგომარეობების რადიაციულ დაშლას თან ახლავს რხევითად აგზნებული N_2^+ მოლეკულის ძირითადი $X^2\Sigma_g^+$ ელექტრონული მდგომარეობის წარმოიქმნა. ამგვარად, პოლარულ ციალში $X^2\Sigma_g^+$ - მდგომარეობის ფარდობითი რხევითი დასახლება ნაწილობრივ დამოკიდებულია $A^2\Pi_u$ მდგომარეობის აგზნებისა და რელაქსაციის პროცესებზე. იონიზაციისა და გადამუხტვის არადრეკადი პროცესები განხილულია [7-15] შრომებში. კერძოდ, [7] შრომაში განხილულია, ელექტრონული დაჯახებითი იონიზაციის პროცესში, აზოტის მოლეკულური იონის - მეინელის სისტემის ზოლოვანი სპექტრის აღზნება. ელექტრონის დაჯახებით A მდგომარეობის დაბალი რხევითი დონეების აგზნების კვეთები კარგად არის შესწავლილი სხვა შრომებშიც, თუმცა ელექტრონული დაჯახებითი აგზნების აბსოლუტური კვეთის მნიშვნელობის სიდიდეები განსხვავდებიან დაახლოებით ერთი რიგით. შეუსაბამობა აბსოლუტურ კვეთებში ნაწილობრივ იმის შედეგია, რომ არ ითვალისწინებდნენ მდგომარეობის დაჯახებითი ჩაქრობის ეფექტებს. მოცემულ სამუშაოში მეინელის ზოლების შესაბამისი რხევითი დონეების ფარდობითი დასახლება გაზომილ იქნა სპექტრის 600-850 ნმ- არეში, სამიზნე აირის ისეთ წწვევებზე, რომელიც საკმარისად მცირეა (დაახლოებით 0,70 მტორი) და შესაბამისად მინიმუმირებული იყო ჩაქრობისა და ელექტრონის მეორადი დაჯახებითი აღზნების ეფექტები.

I-ელ ცხრილში მოყვანილია სხვადასხვა ავტორების მიერ მიღებული გაზომვების შედეგები რხევითი დონეების ფარდობითი დასახლებულობის შესახებ. ერთის ტოლად მიჩნეულია $v' = 2$ რხევითი მდგომარეობის დასახლება. ელექტრონის დაჯახებითი აგზნებისას რხევითი $v' = 2-7$ დონეების ფარდობითი დასახლებულობა, რომელიც აქ არის წარმოდგენილი, კარგ თანხვედრაშია პოლარულ ციალზე დაკვირვებებისას [8] და ლაბორატორიულ პირობებში ჩატარებულ გაზომვებში მიღებულ შედეგებთან [9-11]. რხევითი აღზნების

I. ცხრილი: $A^2\Pi_u$ მდგომარეობის რხევითი დონეების ფარდობითი დასახლება.

Level	Present results	Auroral data†	Laboratory data			
			Mandelbaum and Feldman (1976)	Shemansky and Broadfoot (1971a)	Skubenich and Zapesochnyy (1981)	Franck-Condon factors‡
0	(1.28)	1.4	1.42	1.07		1.28
1	(1.49)	1.59	1.44	1.46	1.41	1.49
2	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
3	0.51	0.61	0.52	0.53	0.52	0.52
4	0.26	0.23	0.24	0.25	0.25	0.23
5	0.105				0.110	0.092
6	0.047				0.051	0.035
7	0.036					0.013

† Gattinger and Vallance Jones (1981).

‡ Lofthus and Krupenie (1977).

ფარდობითი სიდიდეები ასევე კარგ თანხმობაშია თეორიულ სამუშაოებში მიღებულ შედეგებთან, რომლებშიც აზოტის მოლეკულის იონიზაციის პროცესისათვის გათვლები ჩატარებულია ფრანკ-კონდონის პრინციპზე დაყრდნობით. ექსპერიმენტები გვიჩვენებენ, რომ N_2^+ -ის ზედა მდგომარეობების აგზნების კვეთი, რომლებმაც შეიძლება რადიაციული კასკადის გზით დაასახლონ $N_2^+(A^2\Pi_u)$ მდგომარეობა, ძალიან მცირეა. ამიტომ მიღებული ექსპერიმენტული შედეგები ცალსახად განსაზღვრავენ $A^2\Pi_u$ მდგომარეობის პირდაპირ (კასკადის გარეშე) აღზნებას. დაჯახებითი ჩაქრობის ეფექტების გამოვლენის მიზნით, ექსპერიმენტულად შეისწავლებოდა პირველი უარყოფითი სისტემის (0,0) ზოლოვანი სპექტრის აღზნების ინტენსივობის მენელის შესაბამისი ზოლის ინტენსივობასთან ფარდობის სამიზნე გაზის კონცენტრაციაზე დამოკიდებულება. ეს კეთდებოდა იმის გამო, რომ პირველი უარყოფითი სისტემის შესაბამისი (0,0) ზოლოვანი სპექტრის აღზნებაზე 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.

შტერნ-ვოლმერის ანალიზი, რომელიც გამოიყენებოდა დაჯახებითი ჩაქრობის პროცესების გამოკვლევისას გვიჩვენებს, რომ პირველი უარყოფითი ზოლის გამოსხივების ინტენსივობის I_B და მენელის ზოლის გამოსხივების I_A ინტენსივობის თანაფარდობა მოიცემა შემდეგნაირად:

$$\frac{I_B}{I_A} = \frac{1}{\alpha} + \frac{k_o[Q]}{\alpha k_r} \quad (1)$$

სადაც α - არის მენელისა და პირველი უარყოფითი სისტემების ზოლების აღზნების ალბათობების ფარდობა. $k_o[Q]$ - ჩაქრობის კოეფიციენტი, რომელიც დამოკიდებულია აირის (რომელთანაც ურთიერთქმედებს აგზნებული ნაწილაკი) კონცენტრაციაზე - Q -ზე, k_r - არის

აღზნებული მოლეკულური მდგომარეობის შესაბამისი რხევითი დონეების სრული რადიაციული დაშლის ალბათობა.

დაჯახებითი ჩაქრობის ეფექტების გათვალისწინების შემდეგ, შესაძლებელი გახდა აბსოლუტური კვთების შეფარდებების მნიშვნელობების განსაზღვრა სხვადასხვა ზოლებისთვის.

$\sigma_{B,v''=0 \rightarrow X,v''=0} / \sigma_{A,v'' \rightarrow X,v''} = 1,7; 2,5; 8,0$, მეინელის (2,0), (3,1), და (4,1) ზოლებისთვის შესაბამისად. თითოეულ თანაფარდობაში ცდომილება დაახლოებით $\pm 10\%$ -ია. ეს თანაფარდობები ინვარიანტული იყო ელექტრონების ნაკადის ენერგიების 2,5 - 6,5კეV დიაპაზონში, და ნაკადის დენისთვის 6-დან 21-მა-მდე. $N_2^+(A^2\Pi_u)$ მდგომარეობის აღზნების კვთის მნიშვნელობის შეფარდება $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ მდგომარეობის აგზნების კვთის მნიშვნელობასთან ელექტრონების ენერგიისათვის $E = 100eV$ შეადგენდა 4.1 ± 0.7 . ვინაიდან $N_2^+(A^2\Pi_u)$ და $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ მდგომარეობების აღზნების კვთების ფარდობა ინვარიანტულია 100ეV-ზე დაბალი ენერგიებისათვისაც [12], $N_2^+(A^2\Pi_u)$ მდგომარეობის შესაბამისი ზოლის აღზნების კვთის აბსოლუტური მნიშვნელობა შეიძლება განისაზღვროს ელექტრონებისათვის $E = 100eV$ -ზე გაზომილი $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ მდგომარეობის შესაბამისი $391,45m, (0,0)$ ზოლის აღზნების კვთის მნიშვნელობის $(1,74 \pm 0,7)10^{-17}sm^2$ გამოყენებით [12], რის შედეგადაც მიღებულ იქნა აღზნების კვთების მნიშვნელობები $(10,1 \pm 1,4)10^{-18}$, $(7,0 \pm 1,0)10^{-18}$ და $(2,2 \pm 0,3)10^{-18} sm^2$, (2,0), (3,1) და (4,1) მეინელის ზოლებისთვის შესაბამისად.

II- ცხრილში მიღებული შედეგები შედარებულია სხვა ავტორების მიერ მიღებულ შედეგებთან. მოცემული კვთები თანხმობაშია [13-15] შრომებში მიღებულ შედეგებთან. უკანასკნელ ჯგუფთან დამთხვევა შემთხვევითია, ვინაიდან მათი ანალიზი და კვთის სიდიდის შესწორება დამოკიდებული იყო აღზნებული $N_2^+(A^2\Pi_u)$ მდგომარეობის სიცოცხლის ხანგრძლივობის გაზომვებზე, რომლის სიდიდე რეალურთან შედარებით 2-ჯერ ნაკლებია. პენდლტონმა და ვაივერმა [14] პირველი უარყოფითი სისტემის გამოსხივების შედეგების დაზუსტების გათვალისწინებით აღზნების ჩაქრობის ეფექტისათვის შეასწორეს შედეგები. ჰოლლანდისა და მაიერის [13] გაზომვები შესწორებებს არ საჭიროებს.

II. ცხრილი: მეინელის სისტემის შესაბამისი ზოლების აღზნების კვთი ($10^{-18} sm^2$) $E_e = 100eV$.

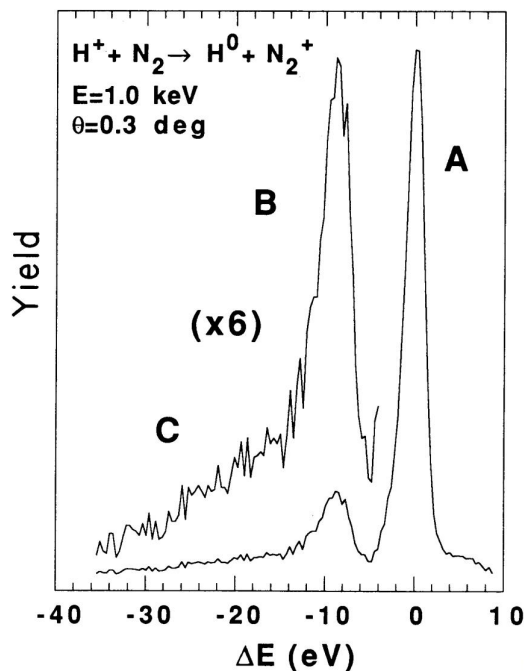
Group	2, 0	3, 1	4, 1	3, 0
Simpson and McConkey (1969)	2.1 ± 0.6		0.60 ± 0.17	0.65 ± 0.19
Stanton and St John (1969)	4.5 ± 0.2	2.9 ± 0.2	1.0 ± 0.1	
Srivastava and Mizra (1968, 1969)	6.0 ± 1.2	2.4 ± 0.5	0.7 ± 0.1	
Holland and Maier (1972, 1973)	11.4 ± 4.0	7.3 ± 2.6	2.6 ± 0.9	
Shemansky and Broadfoot (1971a)	> 11.0	> 7.9	> 2.5	
Pendleton and Weaver (1973)	7.5 ± 1.5	5.0 ± 1.0	2.4 ± 0.5	
Skubenich and Zapesochnyy (1981)	5.7 ± 0.9	3.8 ± 0.8	1.3 ± 0.3	1.4 ± 0.3
Present work	10.1 ± 1.4	7.0 ± 1.0	2.2 ± 0.3	

მიღებული ენერგიის მაქსიმალური მნიშვნელობა შეიძლება შეფასდეს შემდეგი ფორმულით [16]:

$$\Delta E = \frac{m}{M} E \theta^2 f(E \theta) \quad (2)$$

m- არის პროტონის მასა, M-სამიზნე მოლეკულის მასა, E-პროტონების ენერგია, θ - გაფანტვის კუთხე. $f(E \theta)$ - ფუნქციის მნიშვნელობა არ აღემატება ერთს, ის მაქსიმალურია დრეკადი დაჯახების პროცესისათვის. 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 A მდგომარეობის სიცოცხლის ხანგრძლივობის დიდი მნიშვნელობის გამო (10^{-5} წმ), აგზნებული ნაწილაკები მოასწრებენ აღზნების არიდან გამოსვლას, ისე რომ არ დაფიქსირდნენ დეტექტორში. ამ ეფექტების შეფასებისთვის, გადამუხტვის პროცესებისთვის, საჭიროა ჩატარდეს გაფანტვის დიფერენციალური კვების ანალიზი.

[17]-ში გამოკვლეულია ელექტრონის ჩაჭერა $H^+ - N_2$ დაჯახებებში. ელექტრონის ჩაჭერა შესწავლილია დაჯახების ენერგიის 0,5-3,0 კევ ენერგეტიკულ შუალედში და შედარებით მცირე გაფანტვის კუთხეებზე. ეს განპირობებული იყო იმით, რომ გაფანტვის კუთხის ზრდასთან ერთად მკვეთრად-რამოდენიმე რიგით მცირდება გაფანტული ნეიტრალური ნაწილაკების რიცხვი. ნაწილაკების თავისუფალი ფრენის დროის განსაზღვრის საშუალებით ხდებოდა გადამუხტვის არადრეკად პროცესებში გაფანტული ნეიტრალური ნაწილაკების ენერგეტიკული სპექტრის შესწავლა. შედეგებმა აჩვენა, რომ $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(X)$ არხი დომინირებს გადამუხტვის პროცესში და ადგილი აქვს ნეიტრალური ნაწილაკების მცირე $\theta < 1^\circ$ კუთხეებზე გაფანტვას. მაგალითად 1.0 კევ ენერგიაზე ამ არხში ელექტრონის ჩაჭერა 0,7⁰-ზე მეტ გაფანტვის კუთხეზე ხდება 0,5-ზე უფრო მცირე ალბათობით. მეორე მნიშვნელოვანი არადრეკადი არხი გადამუხტვის პროცესში არის $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(C^2\Sigma_u^+)$, რომელსაც თან ახლავს ალგზნებული ($C^2\Sigma_u^+$) მდგომარეობის წარმოქმნა, ეს არხი შეიძლება მოიცავდეს $H^*(n=2) + N_2^+(X)$ -საც, რადგან ეს ორი გადამუხტვის არხი ენერგეტიკულად ძალიან ახლოს არიან ერთმანეთთან. ექსპერიმენტული გაზომვების ერთერთი მნიშვნელოვანი შედეგი არის ის, რომ ალგზნებული მდგომარეობების ფორმირება გადამუხტვის პროცესებში რეალიზდება გაფანტვის მცირე კუთხეებისათვის. პროტონების აზოტის მოლეკულებთან დაჯახებისას ენერგეტიკული დანაკარგების სპექტრი გადამუხტვის პროცესისთვის იონების ენერგიის $E=1.0$ კევ და გაფანტვის კუთხის $\theta = 0.3^\circ$ -ის მნიშვნელობებისათვის ნაჩვენებია ნახ.5-ზე.



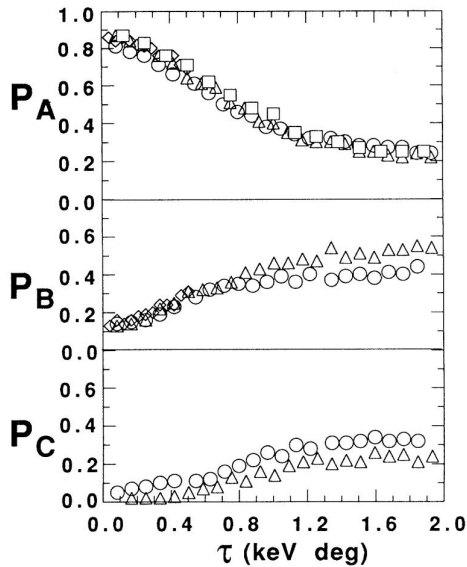
ნახ. 5. $H^+ + N_2 \rightarrow H^0 + N_2^+$ გადამუხტვის პროცესში

ენერგეტიკული დანაკარგების სპექტრი ($E=1$ კევ, $\theta = 0,3$ გრად.).

ორი მთავარი პიკი შეესაბამება : A- $H(1s) + N_2^+(X)$ და B- $H(1s) + N_2^+(C)$ გადამუხტვის არხებს, ხოლო კუდი C- გადამუხტვის არხს $H(1s) + N_2^{+*}$ მაღალაღზნებული N_2^{+*} -ის მოლეკულური მდგომარეობის წარმოქმნით.

აქ წარმოდგენილია ორი ძირითადი პიკი. პირველი პიკის მაქსიმუმი შეესაბამება გადამუხტვის არხს $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(X)$. რომელსაც თან ახლავს ელექტრონის ჩაჭერა წყალბადის ატომის ძირითად $1s$ მდგომარეობაში და N_2^+ -ის ასევე ძირითად X -მდგომარეობაში წარმოქმნა, ხოლო მეორე პიკის მაქსიმუმი $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(C^2\Sigma_u^+)$ - არხს, რომელიც შეიცავს არხების (ორი არხის) წვლილს - 10%-ზე ნაკლებს. საზოგადოდ პიკის ფორმა და მაქსიმუმის მდებარეობა დამოკიდებულია გაფანტვის კუთხეზე. როგორც ჩანს, გამოკვლეულ კუთხურ შუალედში დომინირებს $N_2^+(C)$ მდგომარეობის აგზნების არხი. ენერგეტიკული დანაკარგების სპექტრი ასევე გვიჩვენებს დაბალ ენერგეტიკულ კუდს - (C). კუდის ფორმა ახასიათებს N_2^+ -ის სხვა მაღალ აღზნებულ მდგომარეობებსაც, მათ შორის $N_2^+(B)$ და $N_2^+(A)$ მდგომარეობებს.

ნახ.6-ზე ნაჩვენებია დამჯახებელი იონების სხვადასხვა ენერგიებისათვის P_A , P_B და P_C გადამუხტვის ალბათობების დაყვანილ $\tau = E\theta$ კუთხეზე დამოკიდებულება $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(X)$, $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(C)$, $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^{+*}$ არხებისათვის შესაბამისად.



ნახ.6 გადამუხტვის ალბათობის დამოკიდებულება დაყვანილ $\tau = E\theta$ კუთხეზე:

Δ

\diamond - 0,5კეე; \circ -1,0კეე; \triangle - 2,0კეე; \square - 3,0კეე.

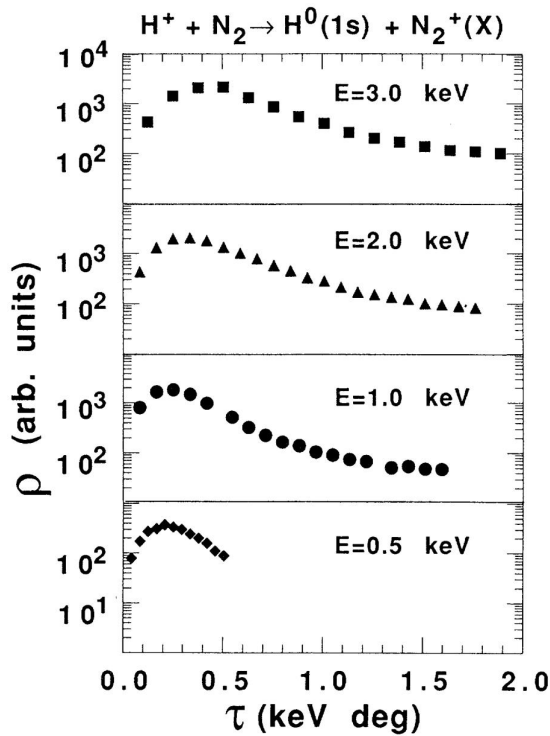
P_A -შეესაბამება $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(X)$

არხს.

P_B - $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(C)$,

რომელიც შეიცავს ასევე

$H^+ + N_2 \rightarrow H(n=2) + N_2^+(X)$ და



ნახ.7 დაყვანილი დიფერენციალური

კვეთის $\rho = \theta \sin \theta \sigma(\theta)$ -ს დაყვანილ

$\tau = E\theta$ კუთხეზე დამოკიდებულება

ნახ.7 გვიჩვენებს $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(X)$

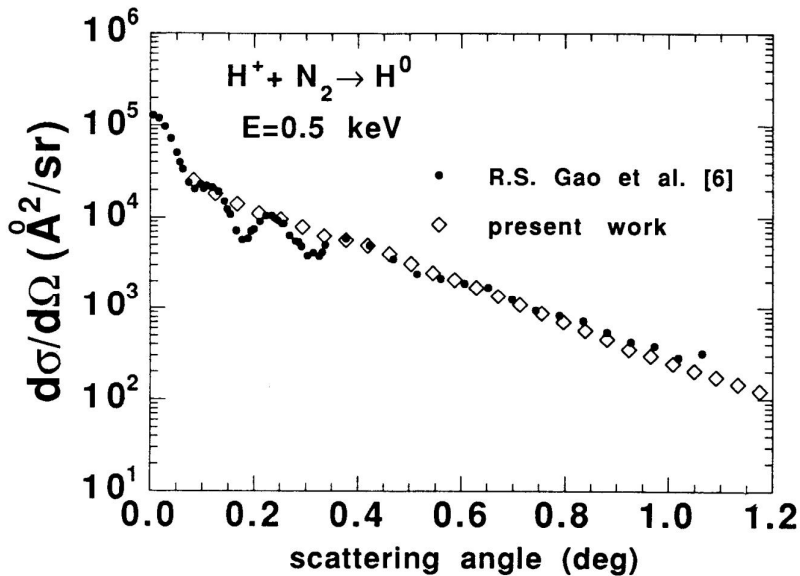
არხის ალგუნების დაყვანილი დიფერენციალური

კვეთის $\rho = \theta^2 \sigma(\theta)$, დაყვანილ გაფანტვის კუთხეზე-

$\tau = E\theta$ დამოკიდებულებას, დამჯახებელი იონების ენერგიის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის 0,5, 1,0 2,0 და 3,0კეე შესაბამისად. როგორც ნახაზიდან ჩანს E ენერგიის ზრდასთან ერთად კვეთების მაქსიმუმები წინაცვლებენ დიდი სიდიდეებისკენ. მოცემული სამუშაოს ანალიზი აჩვენებს, რომ ყველა არადრეკადი არხი ძირითადად ხასიათდება მცირე კუთხეებზე გაფანტვით და გადამუხტვის ჯამური (ყველა არხის გათვალისწინებით) დიფერენციალური კვეთის მნიშვნელობა სამი რიგით მცირდება მაქსიმალურთან შედარებით გაფანტვის კუთხის მნიშვნელობისათვის $\theta = 1^\circ$ (ნახ.8). ამის საფუძველზე შეიძლება გაკეთდეს დასკვნა, რომ $\theta \geq 1^\circ$ კუთხეების წვლილი სრული გადამუხტვის კვეთაში $H^+ + N_2 \rightarrow H(1s) + N_2^+(B^2\Sigma_u^+), N_2^+(A^2\Pi_u)$ არხებისათვის უმნიშვნელოა. წინააღმდეგ შემთხვევაში,

დიდი კუთხეებისთვის, ექსპერიმენტულად შესაძლებელი იქნებოდა $N_2^+(B)$ და $N_2^+(A)$ მდგომარეობების დასახლების დაფიქსირება, რადგან ყველა სხვა.

დიდი კვეთის მქონე არადრეკადი არხები მოცემულ კუთხეებზე პრაქტიკულად ჩაკეტილია.



ნახ.8 გადამუხტვის დიფერენციალური კვეთი $H^+ + N_2 = H^0 + N_2^+$ არადრეკადი პროცესისათვის იონების ენერგიისათვის $E=0,5$ კეე.

ელექტრონული გადასვლები ორატომიან მოლეკულებში

მოლეკულის ელექტრონულ მდგომარეობებს შორის გადასვლას თან ახლავს მოლეკულური ზოლების გამოსხივება. აზოტის მოლეკულურ იონში $A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ და $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ გადასვლებისას(ნახ.3) გამოსხივდება ე.წ. მეინელისა და პირველი უარყოფითი ზოლები. ჩვენ განვიხილავთ გადასვლებს N_2^+ იონის ადგუნებული $A^2\Pi_u$ და $B^2\Sigma_u^+$ მდგომარეობების რხევით v' და ძირითადი მდგომარეობის v'' რხევით მდგომარეობებს შორის. მოლეკულური ზოლებისთვის ვიყენებთ $\lambda(v', v'')$ აღნიშვნას, სადაც v' და v'' შესაბამისად ზედა და ქვედა მდგომარეობების რხევითი კვანტური რიცხვებია; λ -ზოლის კანტის ტალღის სიგრძეა ანგსტრემებში.

1-დან 2-ე მდგომარეობაში ელექტრონულ-რხევითი გადასვლის ალბათობა გამოისახება შემდეგი მატრიცული ელემენტით:

$$\langle \psi_1(\vec{r}_e, R) | \hat{A} | \psi_2(\vec{r}_e, R) \rangle \quad (3)$$

აქ $\psi_1(\vec{r}_e, R)$ და $\psi_2(\vec{r}_e, R)$ - არის მოლეკულის სრული ტალღური ფუნქცია საწყის და საბოლოო მდგომარეობაში შესაბამისად; \hat{A} გადასვლის ოპერატორი, $\langle \rangle$ -თი აღნიშვნა ელექტრონული და ბირთვული კოორდინატებით ინტეგრება. თუ რაიმე გზით გამოირიცხება \hat{A} ოპერატორის და ტალღური ფუნქციის ელექტრონული ნაწილის ბირთვებს შორის R მანძილზე დამოკიდებულება, მაშინ ელექტრონულ-რხევითი გადასვლების ალბათობების

მიახლოებულ გამოსახულებებში ჩნდება $q_{v',v''}$ სიდიდე, რომელიც წარმოადგენს ორატომიანი მოლეკულის რხევითი ტალღური ფუნქციების გადაფარვის ინტეგრალის კვადრატს

$$q_{v',v''} = |\langle \psi_{1v'}(R) | \psi_{2v''}(R) \rangle|^2 \quad (4)$$

რადგან ელექტრონების სიჩქარე გაცილებით მეტია ბირთვების სიჩქარეზე შეიძლება ჩაითვალოს, რომ გადასვლის მომენტში არც იმპულსი და არც ბირთვების ფარდობითი განლაგება მნიშვნელოვნად არ იცვლება (ფრანკ-კონდონის პრინციპი). ამ პრინციპის გამოყენებისას უგულებელყოფენ ოპერატორის \hat{A} და ტალღური ფუნქციის ელექტრონული ნაწილის R -ზე დამოკიდებულებას. თუ დავუშვებთ, რომ დაჯახების პროცესებში ადგილი აქვს ფრანკ-კონდონის პრინციპს, მივიღებთ, რომ v' რხევითი დონეების აგზნების ფარდობითი ალბათობა ძირითადად D დამოკიდებულია $q_{v',v''}$ სიდიდეზე. ამ სიდიდეს ეწოდება ფრანკ-კონდონის ფაქტორი. ამგვარად, აღზნებული ელექტრონული მდგომარეობების რხევითი დონეების აღზნების ფარდობითი ალბათობა არ უნდა იყოს დამოკიდებული აღზნების პირობებზე, [18] შრომაში ნათლად ჩანს, რომ მოლეკულის სწრაფ ელექტრონებთან დაჯახებისას მოლეკულის ძირითადი მდგომარეობიდან X (რომელიც აღიწერება v' რხევითი კვანტური რიცხვებით) აღზნებულ B მდგომარეობაში (რომელიც ხასიათდება v' კვანტური რიცხვებით), ელექტრონულ-რხევითი გადასვლის ალბათობა გამოისახება შემდეგნაირად:

$$P_{Xv'',Bv'} \approx G_{XB}(\bar{R}_{v'',v'}) q_{Xv'',Bv'} \quad (5)$$

სადაც $G_{XB}(\bar{R}_{v'',v'})$ -არის ბორნის მიახლოებაში ელექტრონებით აღზნებისას ელექტრონული გადასვლის დიპოლური მომენტი [18,19], $\bar{R}_{v'',v'}$ -ბირთვებს შორის მანძილის გასაშუალოებული მნიშვნელობა, რომელსაც ეწოდება R -ცენტროიდი [18, 20]

$$\bar{R}_{v'',v'} = \frac{\int \psi_{Xv''} R \psi_{Bv'} dR}{\int \psi_{Xv''} \psi_{Bv'} dR} \quad (6)$$

$q_{Xv'',Bv'}$ -ფრანკ-კონდონის ფაქტორია. $\psi_{Xv''}$ და $\psi_{Bv'}$ -რხევითი მდგომარეობების ტალღური ფუნქციებია შესაბამისად. ფრანკ-კონდონის ფაქტორების მნიშვნელობები

N_2 მოლეკულისთვის და N_2^+ მოლეკულური იონისთვის მიღებულია მორზეს მოდელურ პოტენციალებზე დაყრდნობით. მათი მნიშვნელობები მოყვანილია [21] სამუშაოში.

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.

1. L. Campbell, M.J Brunger, PJ Teubner O, Cartwright DC Journal Of Electron Spectroscopy and Related Phenomena 144: 119-122 Sp. Iss. SI, (2005)
- 2.K.J. Remick R.W. Smith, D. Lummerzheim, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 000 (2000)
- 3.Abe Shinsuke, Noboru Ebizuka,et all. The Astrophysical Journal, 618:L141–L144 (2005)
- 4.P.Jenniskens, C.O. Laux, and EMILY L.Schaller, Astrobiology Volume 4, Number 1,119-121, (2004)
- 5.DE Shemansky, X.M.Liu Journal Of Geophysical Research-Space PH 110 (A7): Art. No. A07307 (2005)
- 6.Н.Л.Александров МФТИ Соросовский образовательный журнал, Том 7, N5, (2001).
- 7.LG.Piper, B.D.Green, W.A.Lumbergand, S.J.Wolnik J.Phys.B:At Mol Phys. 19 3327-3332 (1986)
8. R.L.Gattinger, and Vallance Jones A 1974 Can. J Phys. 52 2343 Can. J.Phys. 59 480 (1981)
9. D.Mandelbaum and P.D.Feldman J.Chem. Phys. 65 672 (1976)
- 10.D.E.Shemansky and A.L.Broadfoot J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 11 1385 (1971)
- 11.V.V.Skubenich and I.P.Zapesochny Geomag. Aeronomy 21 355 (1981)
- 12.I.P.Borst and E.C.Zipf Phys. Rev. A 1 834 (1970)
- 13.R.F.Holland and W.B.Maier J. Chem. Phys. 56 5229 1973 J. Chem.Phys. 58 2672 (1972)
- 14.W.R.Pendleton and L.D.Weaver ARPA Report No 1691 (1973)
- 15.D.E.Shemansky and A.L.Broadfoot J. Quant,- Spectrosc. Radiat. Transfer 11 1401 (1971)
- 16.Мак-Даниель Процессы столкновений в ионизованных газах, Москва, Мир 832с (1967)
- 17.E.J.Quintana, V.R.Heckman, and E.Pollack Phys. Rev A 5 3670 (1993)
- 18.T.W.Nicholls. Laboratory Astrophysics J.Quant Spectroscop. Radiate. Transfer. V2. p433-439 (1962)
19. M.R.Gochitashvili, B.I.Kikiani, R.V.Kvizhinadze and N.R.Jaliashvili, National Institute of Standarts and Technology (USA) , ICAMDATA 97, 926, 3.3 molecules 245-247 (1997)
20. Malkhaz R. Gochitashvili, Roman Ya. Kezerashvili, Ramaz A. Lomsadze „Excitation of Meinel and first negative band system at the collision of electron and proton with nitrogen molecule“ Physical Review A 82, 022702 (2010).
- 21.Сечения процессов ионизации и возбуждения УФ излучения при столкновениях электронов, ионов и фотонов с атомами и молекулами атмосферных газов“ С-ПБ: ГОИ, -365с. (2000)

Atomic and molecular emission spectrum in the collision of electrons and protons with nitrogen molecules

Nato Toloraia

Sokhumi state University

Absolute emission cross section for the first negative and Meinel band system of N_2^+ molecule are discussed at the collisions electrons and protons with N_2 molecules in the $E=200\text{eV}$ energy. Particularly are presented the excitation functions of (0,0), (0,1), (0,2), (1,1), (1,2), (1,3) bands of 1NG and (2,0), (3,0),(4,1), (5,2) bands of Meinel systems respectively. The analysis of emission spectrum of atomic and molecular particles are performed too.