

ამიკან ბიბლიაშვილი

**სტიმულირებულ
პროცესები
მიკრო- და
ნანოტექნოლოგიაში**

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის
თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

ამირან ბიბილაშვილი

სტიმულირებული პროცესები მიკრო- და
ნანოელექტრონიკაში



უნივერსიტეტის
გამომცემლობა

წინამდებარე სახელმძღვანელო წარმოადგენს ლექციების კურსს, რომელსაც ავტორი კითხულობს წლების განმავლობაში ივ.ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტზე - მაგისტრატურაში „გამოყენებითი ფიზიკის“ მიმართულებით. ბუნებაში და, შესაბამისად, როგორც კერძო შემთხვევაში მყარ სხეულებში, ხშირად არანონასწორული მოვლენები, რომელთა რელაქსაციისთვის განსაზღვრული დროა საჭირო. შესაძლებელია გარეგანი მოქმედებით ამ მოვლენების დაჩქარება, ანუ სტიმულირება ისე, რომ არ დაირღვეს თერმოდინამიკის კანონები, ანუ ფიზიკური პირობების სრული დაცვით. ამიტომ საჭიროა იმ მოვლენების არსის ცოდნა, როცა შესაძლებელია სტიმულაციის განხორციელება. ამიტომ, პროცესების უკეთ გაგების მიზნით, სახელმძღვანელოში ჯერ განხილულია, ზოგადად, მოვლენის არსი და შემდეგ - მისი სტიმულაციის პირობები.

სახელმძღვანელოში განხილულია დიფუზიური მოვლენების მიმდინარე პროცესები და მათი მექანიზმები მყარ სხეულებში, კერძოდ, ნახევარგამტარებში და მათ ზედაპირებზე. განხილულია მათი ტემპერატურით, სინათლით დასხივებით და გარე ელექტრული ველით სტიმულირაციის პროცესების მიმდინარეობები; წარმოდგენილია რადიაციის გავლენით არანონასწორული დეფექტების და სხვადასხვა სახის კომპლექსების შექმნისა და დაშლის თერმული და ათერმული მოვლენები; გამოკვეთილია მინარევი ატომების წვლილი რადიაციით სტიმულირებული პროცესების მიმდინარეობაში; განხილულია სინათლის მოქმედებისას ფოტოელექტრული, კომპტონისა და რამანის ეფექტების არსი; მოცემულია, ფოტონური დამუშავებით სტიმულირებული დიფუზიური პროცესებით, მზის ენერჯის გარდამქმნელის მიღების ტექნოლოგიური პროცესები; წარმოდგენილია მეტალთა და ნახევარგამტართა ოქსიდების ფორმირების პლაზმური ანოდირების პროცესი, იშვიათმინათა მეტალებით და ულტრაიისფერი სხივების სტიმულირებით ტექნოლოგია და შესაბამისი მექანიზმები. ბოლოს მოცემულია სხვადასხვა ნივთიერებათა ორ- და სამკომპონენტური მინარევეებით შეერთების დამახასიათებელი ფაზური დიაგრამები, რომლითაც ხასიათდება ნებისმიერ აგრეგატულ მდგომარეობაში მყოფი მასალა სტაციონარულ მდგომარეობაში.

სახელმძღვანელო განკუთვნილია შესაბამისი მიმართულების სტუდენტებისა და დოქტორანტებისთვის; სასარგებლო იქნება მიკრო- და ნანოელექტრონიკით დაინტერესებული ყველა მკითხველისთვისაც.

რედაქტორი – ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორი,
პროფესორი **ნუგზარ დოლიძე**

რეცენზენტები: აკადემიური დოქტორი **თ. ქელიძე**
აკადემიური დოქტორი **გ. გოდერძიშვილი**

გამოცემულია ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის საუნივერსიტეტო საგამომცემლო საბჭოს გადაწყვეტილებით
Published by the decision of Ivane Javakhishvili Tbilisi State University Publishing Board

© ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 2020

ISBN 978-9941-13-967-3 (pdf)

შინაარსი

შესავალი	7
I. სტიმულირებული დიფუზიური პროცესები	9
1.1. დიფუზიური მოვლენები მყარ სხეულებში	9
1.2. დიფუზიური მოვლენები ნახევარგამტარებში	18
1.3. ზედაპირული დიფუზიური მოვლენები	22
1.4. დიფუზიური ელექტროგამტარობა	27
1.5. არანონასწორული მოვლენების ფენომენოლოგიური განტოლება	28
II. რადიაციის მოქმედებით სტიმულირებული მოვლენები	33
2.1. რადიაციის მოქმედებით მყარ სხეულში მიმდინარე ეფექტები	33
2.2. რადიაციული ნაწილაკების სახეები და დოზიმეტრია	35
2.3. რადიაციულად სტიმულირებული დიფუზიური პროცესი	36
2.4. რადიაციულად სტიმულირებული დიფუზიის მექანიზმი	38
2.5. პროტონების დასხივებით სტიმულირებული დიფუზია	42
2.5.1. ნახევარგამტარში მაღალტემპერატურული პროტონური დასხივებითმალეგირებელი მინარევების გადანაწილება	42
2.5.2. რადიაციულად სტიმულირებული პროცესები მეტალ-ნახევარგამტარ საზღვრზე	44
2.5.3. იონურ-სტიმულირებული პროცესებით ქიმიური ნაერთების ფორმირება	44
2.6. ნახევარგამტარის პროტონური დასხივების გამოყენება_ნანოტექნოლოგიაში	46
2.7. იონური იმპლანტაციით მყარ სხეულში მიმდინარე ეფექტები	50
III. სინათლის მოქმედებით მყარ სხეულში მიმდინარე ეფექტები	52
3.1. ფოტოელექტრული ეფექტი	52
3.2. კომპტონის ეფექტი	54
3.3. სინათლის კომბინაციური გაბნევის ეფექტი (რამანის ეფექტი)	57
3.4. მზის ენერჯის დიოდური ტიპის ნახევარგამტარული გარდამქმნელის მუშაობის პრინციპი	62
IV. მეტალთა და ნახევარგამტართა სტიმულირებული პლაზმური ანოდირება	66
4.1. პლაზმური ანოდირება	66
4.2. პლაზმური ანოდირების ფიზიკური მექანიზმი	68
4.3. კატალიზური პლაზმური ანოდირება	70
4.4. ულტრაიისფერი სხივებით_სტიმულირებული პლაზმური ანოდირება	72
4.5. სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების ფიზიკური მექანიზმი	74
4.5.1. კატალიზური პლაზმური ანოდირების_პროცესის მექანიზმი	75

V. ფოტოსტიმულირებული მოვლენები.....	80
5.1. ფოტოსტიმულირებული დიფუზია	80
VI. ფაზური დიაგრამები და მყარი ხსნარები	84
6.1. მდგომარეობის ერთკომპონენტიანი დიაგრამა	84
6.2. მდგომარეობის ორკომპონენტიანი დიაგრამა.....	87
6.2.1. მყარი ხსნარები შემოსაზღვრული ხსნადობით.....	91
6.3. ნაერთის სტრუქტურული მდგომარეობის განსაზღვრა.....	93
6.4. მიკრო- და ნანოელექტრონიკაში გამოყენებული ზოგიერთი მასალების ნაერთთა ფაზური დიაგრამები.....	95
6.5. სამმაგი ხსნარების ფაზურ მდგომარეობათა დიაგრამები	98
6.6. ქიმიური ნაერთის ხსნარების ფაზურ მდგომარეობათა დიაგრამები	99
ლიტერატურა	102

შესავალი

თანამედროვე მიკრო- და ნანოელექტრონიკის განვითარება, რომელიც განსაზღვრავს მეცნიერებისა და ტექნიკის სხვა დარგების პროგრესს, მჭიდროდაა დამოკიდებული ხელსაწყოების და მათზე აგებულ საინფორმაციო სისტემებში გამოყენებულ მონობილობების სწრაფქმედების, ინტეგრაციის ხარისხის და საიმედოობის გაზრდაზე. ამ ამოცანის გადაწყვეტის ერთ-ერთი გზაა მათი შექმნის ტექნოლოგიურ პროცესებში ან შემდგომ მოვლენებში გარეგანი ფაქტორების მიზანმიმართული ზემოქმედებით პარამეტრების ზუსტი კონტროლი. ეს გულისხმობს იმას, რომ ტექნოლოგიური პროცესები მოითხოვს ყოველი მარეაგირებელი რეაგენტის ურთიერთზემოქმედებისას თერმოდინამიკურად არანონასწორული მდგომარეობის შექმნას, რომელიც საბოლოოდ უნდა გადავიდეს რელაქსაციით ნონასწორულში. რელაქსაციის დრო შეიძლება გრძელდებოდეს პროცესის დასრულების შემდეგაც და დამოკიდებულია სხვადასხვა ფაქტორებზე, რომელთა შორის გადამწყვეტია ტექნოლოგიური პროცესის პირობები და მასალის გვარობა.

მყარი სხეული, ზოგადად, არ წარმოადგენს ნონასწორულ მდგომარეობის მქონე სისტემას, რაც გამოწვეულია სტრუქტურის ჩამოყალიბებისას არანონასწორული ფაზების, სხვადასხვა სახის დეფექტების შექმნასთან. თერმოდინამიკური ნონასწორობის მიღწევისთვის ყოველთვის მიმდინარეობს მასში გარდამავალი პროცესები, რომელთა რელაქსაციის დრო დამოკიდებულია როგორც სხეულის შინაგან, ასევე გარე ფაქტორების მოქმედების გვარობაზე და დროზე.

მყარი სხეული, როგორც წესი, კრისტალიზაციის ჩამოყალიბების დასაწყისში წარმოჩნდება შესაბამისი მასალის ცალკეული მარცვლებით, რომლებიც შემდგომი ზრდისას ერთდებიან რომელიმე ცენტრის გარშემო, ყალიბდება „ქერქი“, ერთატომიანი შრე, რომელზეც ეწყობა „კრისტალიკები“. მყარი სხეულის ზრდის პროცესში ცალკეული ასეთი კრისტალიკები ერთდებიან და საბოლოოდ ყალიბდება სტრუქტურა. სტრუქტურის სახეს განსაზღვრავს ატომების გვარობა, ზედაპირის მდგომარეობა, ტემპერატურა, მასალის ზრდის სიჩქარე და სხვა ფაქტორები. ამიტომ, ცხადია, საბოლოოდ ფორმირებულ კრისტალს აქვს მოზაიკური სახე, განსხვავებული ორიენტაცია, ზომა, ფორმა და ურთიერთშეხების საზღვრის ადგილებში ჩნდება გარდამავალი უბანი, სადაც უნდა მოხდეს გეომეტრიული თუ ელექტრული პარამეტრების შეცვლა. მარცვლების გარდამავალ უბანში მასალის სტრუქტურა ჯერ კიდევ შორსაა სტრუქტურის საბოლოო სრულყოფისგან. ამ უბანში გროვდება მინარევი, იქმნება წერტილოვანი თუ სხვა სახის არანონასწორული დეფექტები, რომელთა კონცენტრაციები განსხვავებულნია თითოეულ უბანსა და მარცვლების შიგნით. გარდამავალ უბანში ყალიბდება ატომთაშორისი ბმის სახე (კოვალენტური, მეტალური, იონური) და ორიენტაცია, მომავალი სტრუქტურის ჩამოყალიბებისთვის. აქ შეიძლება შეიქმნას, ძირითადად, სამი ტიპის დეფექტი: ცალკეული ვაკანსიები, აგლომერატული ვაკანსიები (ფორები) და მოცულობითი ფორები, შექმნილი აგლომერატული სიცარიელით.

მყარ სხეულში ვაკანსია წარმოადგენს ერთ-ერთ მნიშვნელოვან ტიპის დეფექტს, რომელიც განსაზღვრავს მასალაში მრავალი პროცესის მიმდინარეობას და თვისებას. აბსოლუტურ ნულ ტემპერატურაზე ვაკანსიის ნონასწორული კონცენტრაცია ნულია, რად-

განაც მისი შექმნა მოითხოვს მესერის ენერჯის გაზრდას, რაც დაუშვებელია თერმოდინამიკის კანონებით. მაღალ ტემპერატურაზე მდგომარეობა განისაზღვრება თავისუფალი ენერჯის მინიმუმით და ვაკანსია შეიძლება ნებისმიერად განთავსდეს მესერში. კრისტალის დეფექტის განსაკუთრებული ჯგუფია ე.წ. არასტექიომეტრული ნაერთები, რომლებიც შეიძლება წარმოიქმნას მყარ ხსნარებში რეაგირების სხვადასხვასიჩქარიანი კომპონენტების შეერთებებით. კრისტალების მექანიკური თვისებების და კრისტალიზაციის პროცესების შესწავლისთვის მნიშვნელოვანია დისლოკაციური დეფექტები, სადაც შინაგანი სხვადასხვა მინარევები და მესერული უჯრის ნანაცვლებებია.

სხვადასხვა დეფექტური არეების შექმნა განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ნანოსტრუქტურების ფორმირებისას, რომელთა ზომები რამდენიმე ნანომეტრია და თვით ზომებით განისაზღვრება მასალის თვისებები. ნანომასალებში ზედაპირის გასწვრივ ატომების (ატომთა ჯგუფის) მიგრაციისა და მათ შორის მიზიდვის ძალების გაზრდას მიყვარათ სტრუქტურის თვითორგანიზებულ ჩამოყალიბებამდე. ნანომასალაში განზომილების ეფექტის ერთით მაინც შემცირება იძლევა რელაქსაციის პროცესების რამდენიმე რიგით გაზრდას, ატომების ძვრადობის გაზრდის გამო. ამიტომ, ზედაპირულ ატომებს თერმოდინამიკურ მახასიათებლებში დიდი წვლილი შეაქვს და განსაზღვრავს მასალის ფიზიკო-ქიმიურ თვისებებს. აქედან გამომდინარე, მათში სტრუქტურის ჩამოყალიბების პროცესში გაძნელებულია გარეგანი ფაქტორების ზემოქმედების გავლენით არანონასწორული თერმოდინამიკური მდგომარეობიდან წონასწორულში გადასვლა. სტრუქტურის ჩამოყალიბების დასრულების შემდეგ, ნორმალურ პირობებში, ნანომასალები ავლენენ მაღალი ხარისხის ქიმიურ აქტივობას გარეგანი ფაქტორების მიმართ. ამ თვალსაზრისით, ნანოსტრუქტურა შეიძლება განხილულ იქნეს, როგორც მასალის მდგომარეობის განსაკუთრებული შემთხვევა.

მყარი სხეულის კრისტალური მესერის საბოლოოდ ჩამოყალიბებისთვის საჭიროა წონასწორული თერმოდინამიკური მდგომარეობის მიღება, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, რომელიც შესაძლებელია მიმდინარეობდეს თავისთავად, დიდი დროის განმავლობაში ან გარეგანი ფაქტორების ზეგავლენით, მოკლე დროში ე.წ. სტიმულირებული პროცესების გამოყენებით. მასტიმულირებელი გარეგანი ფაქტორები შეიძლება იყოს: ტემპერატურის, რადიაციის, სინათლის კვანტის, წნევის და სხვა მოქმედებები.

სახელმძღვანელოში წარმოდგენილია მიკრო- და ნანოხელსაწყობების შექმნის ტექნოლოგიაში გამოყენებული დიფუზიის ძირითადი პროცესების არსი და განხილულია მისი სტიმულაცია ტემპერატურით, რადიაციით და სინათლის კვანტით; გაანალიზებულია დიელექტრიკების მიღების დაბალტემპერატურული პლაზმური ანოდირების ტექნოლოგიის დადებითი და უარყოფითი მხარეები, რომლის გამოსწორების მიზნით შექმნილია ორიგინალური - კატალიზური (მყარი კატალიზატორით) და ულტრაიისფერი სინათლით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების ახალი ტექნოლოგიები, მოცემულია სტიმულირებული პროცესების შესაძლო მექანიზმები.

ცხადია, სტიმულირებული პროცესები არ შეიძლება იყოს თერმოდინამიკური კანონების საწინააღმდეგოდ და ამიტომ, სახელმძღვანელოს ბოლოს მოცემულია მყარი ხსნარების ფაზური დიაგრამები ორი და სამი კომპონენტისთვის.

I. სტიმულირებული დიფუზიური პროცესები

1.1. დიფუზიური მოვლენები მყარ სხეულებში

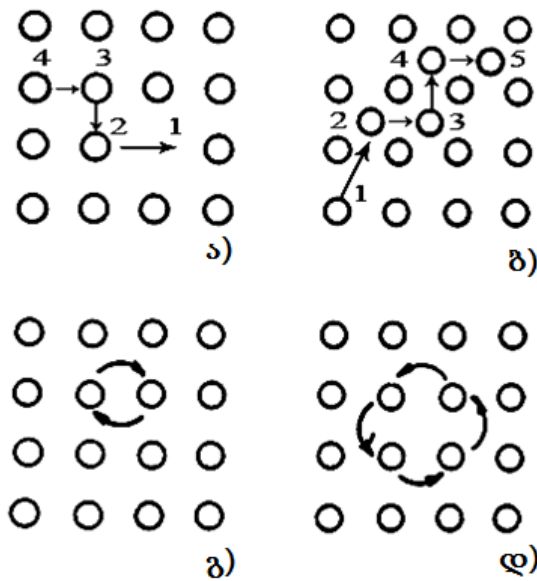
დიფუზია – არანონასწორული პროცესია, რომლის დროსაც ხდება მოლეკულის სითბური მოძრაობით მასის გადატანა და ფაზის შიგნით კონცენტრაციის გათანაბრებით მყარდება ნონასწორული მდგომარეობა. ის შეუქცევადი პროცესია და შედეგად მყარდება სისტემის კომპონენტების ქიმიური პოტენციალების გათანაბრება. დიფუზია განპირობებულია, ძირითადად, სითბური მოძრაობით, ნაწილაკის გადაადგილებით კრისტალში კონცენტრაციის შემცირების მიმართულებით.

მყარი სხეულის სტრუქტურის განხილვიდან ჩანს, რომ ნებისმიერი მოცემული ატომი „მიბმულია“ მესერის განსაზღვრულ კვანძს. მიიჩნევა, რომ ატომი არ ასრულებს არავითარ გადაადგილებას თავისი საშუალო მდგომარეობიდან, სითბური მოძრაობის გარდა. რეალურად, ატომებს გააჩნია გადაადგილების დიდი თავისუფლება და შეუძლია მესერის ერთი კვანძიდან მეორეში გადასვლა. დიფუზიური პროცესი ყოველთვის მიმდინარეობს კვანძიდან კვანძში თანდათანობით გადასვლით და ამიტომ ელემენტარული „გადასვლის“ სიგრძე ერთი ატომური დიამეტრის რიგისაა, ანუ რამდენიმე ანგსტრემია. ატომები მოძრაობენ ცალკეული გადასვლებით ერთი მდგომარეობიდან მეორეში, ამასთან, საბოლოო ჯამში, ეს ელემენტარული გადასვლები იწვევს ატომების გადასვლებს დიდ მანძილებზე. ოთახის ტემპერატურაზე ამ პროცესის შედეგების დაკვირვებით, მყარი სხეულის ზედაპირზე და მის შიგნით მყოფ ატომებს შორის ქაოსურად ადგილების შეცვლა მიმდინარეობს ძლიან ნელა, გადატანის გამორჩეული მიმართულებების გარეშე. ამის მიზეზია ის, რომ ოთახის ტემპერატურაზე მყარი სხეულის თერმოსტატიკური მდგომარეობა ნონასწორულია, კრისტალური შედგენილობა და სახე, პრაქტიკულად, უცვლელია. ტემპერატურის გადიდებით ეს პროცესი ჩქარდება, კრისტალში ჩნდება ნერტილოვანი დეფექტები, რაც, ტემპერატურასთან ერთად, ხელს უწყობს ქაოსურ მოძრაობაში გამორჩეული მიმართულების გაჩენას რომელიმე კოორდინატის მიმართ, ანუ დიფუზიას. ტემპერატურის გარდა, დიფუზიური პროცესები შეიძლება აღიძრას სხვა გარეგანი ფაქტორების მოქმედებით, მაგალითად, ელექტრული ძაბვის მოქმედებით, რომლის საუძველზეც მუშაობს ბიპოლარული ტრანზისტორი. ზოგჯერ დიფუზიური პროცესები უარყოფითად მოქმედებს ხელსაწყო სტაბილურობასა და ხარისხზე. მაგალითად, დიფუზიური პროცესები მნიშვნელოვანია მრავალშრიან, ფენოვან სტრუქტურებში, რომლებიც წარმოადგენს მიკრო- და ნანოხელსაწყოების მუშაობის ძირითად საფუძველს. ასეთ კომპოზიციებში შრეთა შორის დიფუზია ცვლის ცალკეული ფენის სტრუქტურას და თვისებებს, რის შედეგადაც მიიღება ხელსაწყო და მასზე შექმნილი სისტემის პარამეტრების დეგრადაცია. ამიტომ, არა მარტო ტემპერატურით სტიმულირებისას, არამედ, ზოგადად, ყველა სახის სტიმულირებისას საჭიროა პროცესების წარმართვა წინასწარი მიზანდასახული მიმართულებით.

კრისტალებში დიფუზიისას განასხვავებენ მინარევი ატომებისა და ამავე კრისტალური ატომების (თვითდიფუზია) გადაადგილებებს. უკანასკნელის შემთხვევაში (ჰეტეროდირეფუზია) ხორციელდება ატომების ადგილების შეცვლა. მინარევი ატომები დიფუნდირებენ ორი სახით: უშუალოდ ვაკანსიით (ჩანაცვლებით) და ჩანერგვით ატომების მოძ-

რაობით (კვანძებში). თეორიულად, რეალურ კრისტალებში შესაძლებელია დიფუზიის სამი მექანიზმი: ადგილების ურთიერთშეცვლა, კვანძთაშორის (მას ეკუთვნის ჰანტელური) და ვაკანსიით.

ნახაზ 1.1-ზე ნაჩვენებია ატომთა გადაადგილების სქემები, რომლებიც საჭიროა ზემოთ ჩამოთვლილი მექანიზმებით დიფუზიის განსახორციელებლად. **ვაკანსიით გადაადგილებით დიფუზია** ხორციელდება იმ შემთხვევაში, როცა მესრის ვაკანსიები ადგილებს ცვლიან მეზობელ ატომებთან. აქტების თანამიმდევრობა, რომლითაც ხდება მესერში ვაკანსიის მოძრაობა, მოცემულია 1.1ა ნახაზზე. ცხადია, რომ 1 კვანძიდან ვაკანსიის გადაადგილებისას 2 და 3 კვანძის გავლით 4 კვანძისკენ, მყოფი 2, 3 და 4-ში, ყოველმა გააკეთა თითო ნახტომი. საბოლოოდ, ეს პროცესი გამოკიდებულია ორ ფაქტორზე: მესერში ვაკანსიის გაჩენასა და მის თანამიმდევრულ გადაადგილებაზე.



ნახ.1.1. კრისტალურ მესერში ატომის გადაადგილების სქემატური წარმოდგენა: ა)-ვაკანსიის მოძრაობა; ბ)-ჩანერგვის ატომის მოძრაობა; გ),დ)-ორი და ოთხი ატომების ადგილთა შეცვლა

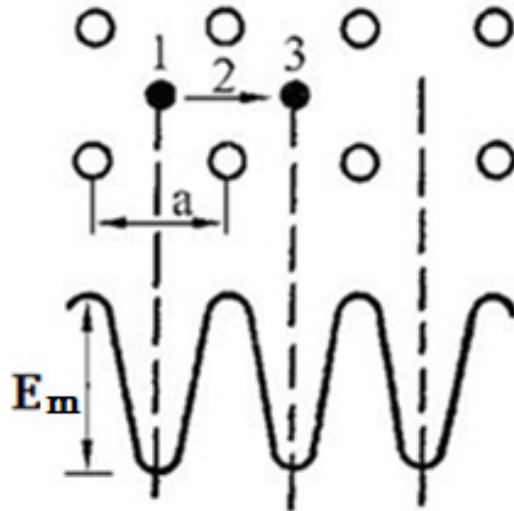
ჩანერგვით ატომების დიფუზია აგრეთვე ორსაფეხურიანი პროცესია. მესერის კვანძში მყოფი ატომი ჯერ გადახტება კვანძთა შორის – 1 მდგომარეობიდან 2-ში (ნახ.1.1ბ). შემდეგ ხდება ამ ატომის თანამიმდევრული გადახტომები უახლოეს მეზობელ კვანძებში 2-3-4-5 და ა.შ.

ჩანაცვლებითი დიფუზია შეიძლება განხორციელდეს რამდენიმე სხვადასხვა მეთოდით. შეიძლება ერთდროულად ადგილის შეცვლა ორი, სამი, ოთხი და მეტი ატომებისა ერთად. ნახ.1.1გ) და დ)-ზე გამოსახულია ორი და ოთხი ატომის ადგილის შეცვლის მაგალითი.

ჰანტელური კონფიგურაციის დიფუზია განეკუთვნება ჩანერგვით დიფუზიას და ხდება სამი ატომის ნახტომისებური გადაადგილება. შედეგად ფორმირდება: მინარევიდ-კვანძთაშორისი ატომის კომპლექსი და ვაკანსია.

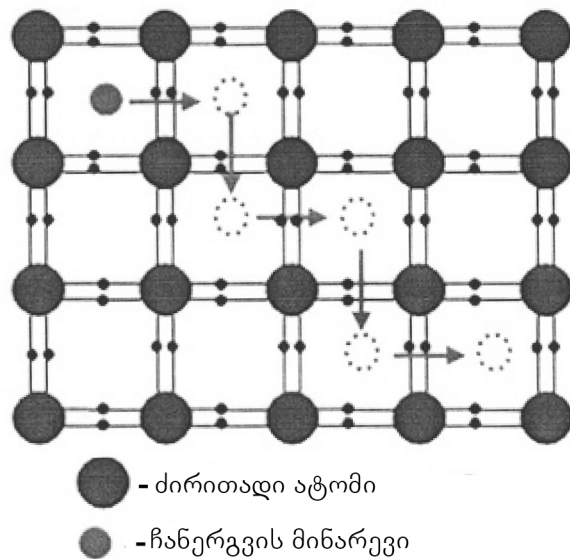
განვიხილოთ პრაქტიკული თვალსაზრისით დიფუზიური პროცესების მნიშვნელოვანი მექანიზმები.

მყარ ხსნარებში ჩანერგვის დიფუზია. მცირეგაბარიტიანი ატომების დიფუზიის სიჩქარე კვანძთშორის განისაზღვრება ენერგიით, რომელიც საჭიროა კრისტალურ მესერში ჩანერგვის ატომის გადაადგილებისთვის. ასეთ სისტემაში დიფუზიის ელემენტარული აქტი სქემატურად მოცემულია ნახ.1.2-ზე. კვანძთშორისი 1 და 3 ჩანერგვის ატომები იკავებს წონასწორობას, რადგან ეს კვანძთშორისი მდგომარეობები შეესაბამება ენერგიის მინიმუმს. სიმეტრიის პირობიდან გამომდინარეობს, რომ ენერგიის მაქსიმუმი მიიღწევა 2 წერტილში, წონასწორობის მდგომარეობის შუაში.



ნახ.1.2. მყარ ჩანერგვის ხსნარებში დიფუზიის ელემენტარული აქტის სქემა: 1,2,3-ატომის ჩანერგვის მდგომარეობა, E_m -პოტენციური ჯებირის სიმაღლე და a - ატომთშორის მანძილი

ატომის პოტენციური ენერგიის დამოკიდებულება მის მდგომარეობაზე კრისტალურ მესერში ნაჩვენებია ნახ.1.2-ზე.



● - ძირითადი ატომი
● - ჩანერგვის მინარევი

ნახ.1.3. მინარევის კვანძთშორის მოძრაობის სქემა

ნახ.1.3-ზე გამოსახულია მინარევის კვანძთაშორის მოძრაობის სქემა, რომელიც თვალსაჩინოს ხდის მინარევი ატომის გადაადგილებას კრისტალში.

თეორიული გამოთვლები აჩვენებს, რომ დრეკადი დაძაბულობით კრისტალის E_m ენერჯის ზრდა შეადგენს დაახლოებით 1ევ-ს, რაც ბევრად აღემატება ატომის სითბურ ენერჯიას ($\sim 0,03$ ევ ოთახის ტემპერატურაზე). აქედან გამომდინარეობს, რომ ატომის გადახტომის სიხშირე ერთი კვანძთაშორისი მდგომარეობიდან მეორეში განისაზღვრება საკმაოდ დიდი ფლუქტუაციის ენერჯით, რომელიც ბევრად აღემატება E_m -ს. მაშინ მეზობელ კვანძთაშორის ატომის გადახტომის სიხშირე ასე განისაზღვრება:

$$f_m = \nu \exp\left[-\frac{E_m}{kT}\right] \quad (1.1)$$

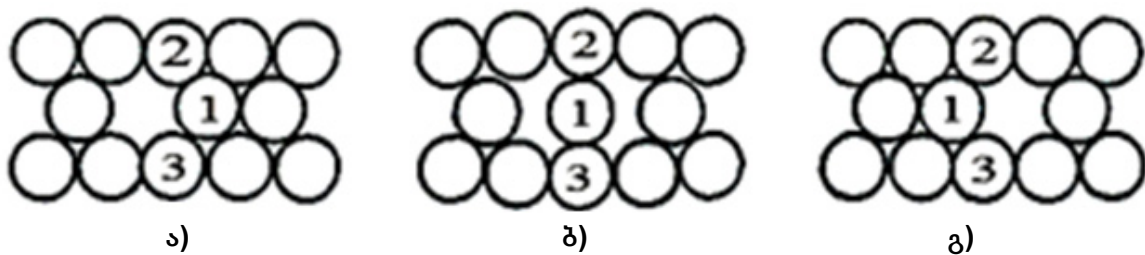
სადაც E_m პოტენციური ჯებირის სიმაღლეა, რომელიც საჭიროა ატომის მეზობელ კვანძთაშორის გადასვლისთვის; ν – ატომის წონასწორობის მდგომარეობასთან ახლოს რხევის საკუთარი სიხშირე ($\sim 10^{13}$ ჰც); k – ბოლცმანის მუდმივა და T – აბსოლუტური ტემპერატურა. რადგანაც ატომს შეუძლია Z წონასწორული მდგომარეობების გადალახვა, მაშინ საერთო სიხშირე იქნება:

$$f_m = z\nu \exp\left[-\frac{E_m}{kT}\right] \quad (1.2)$$

კვანძთაშორისი დიფუზიის დროს კრისტალში მოცულობა – ცენტრირებული კუბური მესრის შემთხვევაში $Z=4$, ხოლო წახნაგცენტრირებული კუბური მესრისას $Z=12$.

ექსპერიმენტულად გადახტომის სიხშირე იზრდება ტემპერატურის ზრდით. მაგალითად, ნახშირბადის დიფუზიისას რკინაში ($E_m=0,9$ ევ) ოთახის ტემპერატურაზე $f_m=10^{-2}$ ჰც, ხოლო 1820K ტემპერატურაზე – $f_m=10^{11}$ ჰც.

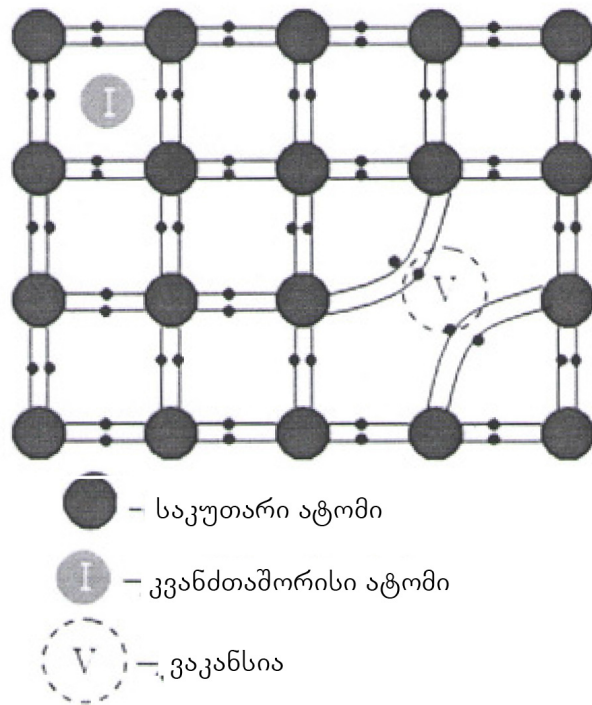
მყარ ხსნარებში ჩანაცვლებითი დიფუზია. მყარ ხსნარებში ჩანაცვლება მიმდინარეობს ვაკანსიური მექანიზმით, ანუ ხდება თანამიმდევრობით მესერში მყოფი ატომის და ვაკანსიის ადგილების შეცვლა გარკვეული მიმართულებით.



ნახ.1.4. მყარ ხსნარებში ჩანაცვლებითი დიფუზიის ელემენტარული აქტის კონფიგურაცია

ნახ.1.4-ზე გამოსახულ კონფიგურაციაში 1 ატომს შეუძლია მეზობელ ვაკანსიასთან ადგილის შეცვლა და გადასვლა შემდეგ მდგომარეობაში (ნახ.1.4.გ). ატომის ორივე მდგომარეობა ეკვივალენტურია გეომეტრიულად და ენერგეტიკულად. ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისთვის უნდა „გაძვრეს“ 2 და 3-ს შორის. შუალედურ მდგომარეობაში (ნახ.1.4.ბ) 2 და 3 ატომები წაინაცვლებს თავიანთი ნორმალური მდებარეობებიდან და ამ

ადგილას მესერს აქვს დიდი დრეკადი ენერგია. ნახ.1.5-ზე მოცემულია კრისტალურ მესერეში მინარევი ატომისა და ვაკანსიის სქემატური სახე.



ნახ.1.5. კრისტალში მინარეული ატომისა და ვაკანსიის სქემატური წარმოდგენა

მაშასადამე, კრისტალის ენერგიის ცვლილებას აქვს ნახ.1.2-ზე გამოსახული სახე, რის გამოც ვაკანტურ ადგილებში ატომის ნახტომების სიხშირე გამოისახება (1.2) ფორმულით, იმის გათვალისწინებით, რომ ვაკანსია წარმოიქმნება ფაქტორით $\exp\left[-\frac{E_v}{kT}\right]$, სადაც E_v წარმოქმნილი ვაკანსიის აქტივაციის ენერგიაა, მაშინ გადახტომის სიხშირე იქნება:

$$f = zv \cdot \exp\left[-\frac{E_m + E_v}{kT}\right] \quad (1.3)$$

მეტალთა უმეტესობისთვის E_m და $E_v \sim 1$ ევ-ია, ამიტომ სიხშირე $f \approx f_m$. ასე რომ, კვანძთაშორისი დიფუზია უფრო სწრაფია, ვიდრე ვაკანსიით დიფუზია.

უფრო მეტსაფეხურიანია კვანძთაშორის ატომის **დიფუზიის ჰანტელური მექანიზმი**. ჩანერგილი 1 ატომის გამოსვლა კვანძიდან ქმნის ჰანტელს მე-5 მეზობელ ატომთან (ნახ. 1.6 ა) შემდეგნაირად. გამოდის რა 1 ჩანერგილი ატომი კვანძიდან, შეიძლება ა) მის ადგილზე დარჩეს ვაკანსია ან ბ) მასში ჩაჯდეს რომელიმე მეზობელი 2-დან ძირითადი ატომი, რითაც შეივსება 1-ის ადგილას ვაკანსია, მაგრამ 2-ში მიიღება ვაკანსია (ნახ.1.6 ბ). ბოლო ორი აქტი ფრენკელის ნერტილოვანი დეფექტის შექმნის ეკვივალენტურია. შესაძლებელია 1-მა ბმა არ განყვიტოს 4 და 6-თან და შექმნას ახალი ბმა ჰანტელურ 5-თან. შემდეგი მესამე აქტია ჰანტელის დაშლა და ახალი 5 – 7 ჰანტელის შექმნა (ნახ.1.6 გ).

გილება, ვიდრე მესრის პერიოდია. ეს გარემოება აადვილებს კვანძთაშორისი ატომების ჰანტელური დიფუზიის მექანიზმის რეალიზაციას.

ყველა ზემოთ ჩამოთვლილი აქტები განიხილება, როგორც დამოუკიდებელი პროცესები და დიფუზიური ნახტომების შექმნის ალბათობები შეიძლება გადამრავლდეს. იმის გათვალისწინებით, რომ ვაკანსია წარმოიქმნება ფაქტორით $\exp\left[-\frac{E_v}{kT}\right]$, სადაც E_v წარმოქმნილი ვაკანსიის აქტივაციის ენერგიაა და ჰანტელის კონფიგურაციის შექმნა ხასიათდება $\exp\left[-\frac{E_G}{kT}\right]$ ფაქტორით, სადაც E_G წარმოქმნილი ჰანტელის აქტივაციის ენერგიაა, მაშინ ჰანტელის გადახტომის სიხშირე იქნება:

$$f_g = zv \cdot \exp\left[-\frac{E_G + E_v}{kT}\right] \quad (1.4)$$

რადგანაც $E_G \ll E_m$, ამიტომ $f_g \ll f$, რაც ადასტურებს იმას, რომ ჰანტელური დიფუზია უფრო სწრაფად მიმდინარეობს, ვიდრე ჩანაცვლებითი დიფუზია.

რეალურ სტრუქტურებში დიფუზიურ გადაადგილებას ასრულებს მრავალი ატომი, რის შედეგადაც შეიძლება მათი ნაკადი შევადაროთ გაზს და დიფუზია ჩავთვალოთ მაკროსკოპულად. **მათემატიკურად** დიფუზიური პროცესები, იდეალური გაზის ანალოგიურად, პირველად აღწერა ფიკმა მისი ორი კანონის სახით, სითბოგამტარებლობაზე დაყრდნობით.

ფიკის პირველი კანონი აღწერს ერთი ნივთიერების ატომების დიფუზიის სიჩქარეს მეორეში დროში მუდმივი ნაკადით და უცვლელი კონცენტრაციის გრადიენტით. თუ დიფუზიის სილრმე ბევრად ნაკლებია დიფუზიის მიმდინარე ფართის ზომებზე, მაშინ მიიჩნევა, რომ დიფუზია მიმდინარეობს ერთი მიმართულებით და ფიკის ერთგანზომილებიან განტოლებას აქვს ასეთი სახე:

$$J(x) = -D \frac{\partial N}{\partial x} \quad (1.5)$$

სადაც $J(x)$ ნაკადის სიმკვრივეა, ანუ დროის ერთეულში და ფართის ერთეულში გადატანილი ატომების რიცხვი; D – პროპორციულობის კოეფიციენტი, ანუ დიფუზიის კოეფიციენტი; $\frac{\partial N}{\partial x}$ – დიფუზიის მიმართულებით მინარეველი ატომების კონცენტრაციის გრადიენტი. ნიშანი „მინუსი“ აღნიშნავს, რომ დიფუზიური ნაკადი მიმართულია კონცენტრაციის შემცირებისკენ.

დიფუზიის კოეფიციენტი განსაზღვრავს ნივთიერებაში ატომების სიმკვრივეს კონცენტრაციის მოცემული გრადიენტისას. რადგანაც დიფუზიური ნაკადი მიედინება კონცენტრაციის განონასწორებისკენ, ანუ გრადიენტის გაქრობისკენ, ამიტომ D კოეფიციენტი დროის ერთეულში ნაკადის ფართობის შემცირებაა. მისი განზომილებაა $m^2/წმ$ - სიჩქარის ზომაა და განსაზღვრულ პირობებში, ფართობების გატოლების შემთხვევაში, სისტემის კონცენტრაციის გრადიენტი ქრება. ეს სიჩქარე დამოკიდებულია კრისტალურ მესერში დიფუზიანტი ატომების ძვრადობაზე.

გაზების კინეტიკური თეორიიდან დიფუზიის კოეფიციენტი განისაზღვრება ფორმულით:

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} l \quad (1.6)$$

სადაც \bar{v} ატომის საშუალო სიჩქარეა; l – თავისუფალი განარბენის მანძილი, ანუ მანძილი ორ დაჯახებას შორის.

კრისტალში დიფუზიური პროცესების შესწავლისთვის (1.6) ფორმულა შეიძლება ასეთნაირად გარდავექმნათ. 1.1 ნახაზიდან ჩანს, რომ დიფუზიის ნებისმიერი მექანიზმისას ატომები გადაადგილდებიან არა რალაც დიდ მანძილებზე, არამედ მხოლოდ ერთ ატომთაშორის მანძილებზე, გადადიან რა მეზობელ პოტენციურ ორმოში. გარდა ამისა, გადასვლა უწყვეტი კი არაა, არამედ დისკრეტულია და გადახტომის სიხშირე განისაზღვრება (1.2), (1.3) და (1.4) ფორმულებით. მივიღეთ რა, რომ $l=a$, სადაც a ატომთაშორისი მანძილია და $\bar{v} = l/\bar{\tau}$, სადაც $\bar{\tau}$ წონასწორულ მდგომარეობაში ატომის ყოფნის საშუალო დროა, რომელიც განისაზღვრება (1.4) ფორმულიდან, გამოდის:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{f} = \tau_0 \exp\left[\frac{E_m + E_v}{kT}\right] \quad (1.7)$$

სადაც $\tau_0 = \frac{1}{z\nu}$ და მიიღება:

$$D = \alpha \frac{a^2}{\tau} \quad (1.8)$$

(1.8) ფორმულაში რიცხვითი $1/3$ კოეფიციენტის ნაცვლად, α მამრავლია, რომლის სიდიდე დამოკიდებულია კრისტალური მესრის გეომეტრიაზე და დიფუზიის კონკრეტულ მექანიზმზე.

(1.7)-ის ჩასმით (1.8)-ში მიიღება:

$$D = \alpha \frac{a^2}{\tau_0} \exp\left[-\frac{E_m + E_v}{kT}\right] \quad (1.9)$$

საიდანაც გამოდის, რომ დიფუზიის კოეფიციენტი მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე. რაც მეტია ტემპერატურა, მით მეტია ატომის ენერგია და მისი მესერში გადაადგილების სიჩქარე. უმეტესად (1.9) ფორმულა წარმოდგინდება არენიუსის ფორმულის სახით:

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{\Delta E}{kT}\right] \quad (1.10)$$

სადაც $D_0 = \alpha \frac{a^2}{\tau_0}$ – მუდმივია ($m^2/წმ$), დამოკიდებულია კრისტალის ელემენტარული უჯრედის გეომეტრიაზე, მესრის მუდმივაზე და დიფუზიის მექანიზმის კონკრეტულ სახეზე. D_0 წარმოდგენითი დიფუზიის კოეფიციენტია $T \rightarrow \infty$ ტემპერატურაზე, რომელიც არაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე და განისაზღვრება ექსპერიმენტულად, $\Delta E = E_m + E_v$ დიფუზიის აქტივაციის ენერგიაა. (1.10) გამოსახულებიდან ჩანს, რომ დიფუზიის კოეფიციენტი დამოკიდებულია ტემპერატურაზე: მისი რამდენიმე გრადუსით ცვლილებით, დიფუზიის კოეფიციენტი დიდად შეიცვლება.

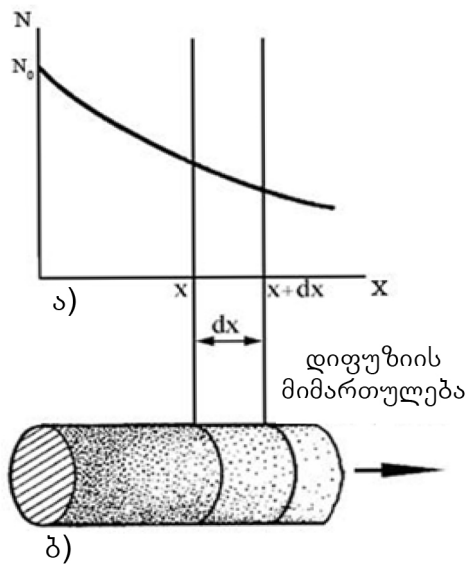
ფიკის მეორე კანონი განსაზღვრავს დიფუზიის მიმართულების ნებისმიერ მართობულ სიბრტყეში მინარევის ხსნადობის სიჩქარეს. ერთგანზომილიანობის შემთხვევაში:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[D \frac{\partial N}{\partial x} \right] \quad (1.11)$$

სადაც $\frac{\partial N}{\partial t}$ დიფუზანტის კონცენტრაციის ცვლილებაა დროში. თუ D კოეფიციენტი მუდმივი სიდიდეა, მაშინ (1.11) მიიღებს სახეს:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \quad (1.12)$$

(1.12) ფორმულის გამოყვანისთვის, დიფუზიის მიმართულების მართობულად, ვირტუალურად გამოვყოთ ორ ერთეულოვან ფართს შორის შრე, რომელიც იქნება ზომით დიფუზიის წყაროდან x და $x+dx$ მანძილებზე. ნახ.1.7 ა-ზე მოცემულია მინარევის (გახსნილი კრისტალში) N კონცენტრაციის x კოორდინატაზე დამოკიდებულება. რადგანაც x წერტილში კონცენტრაცია მეტია, ვიდრე $x+dx$ -ში, ამიტომ $J_x > J_x + dJ_x$ (ნახ.1.7 ბ) გამოყოფილ შრესთან dt დროში მოდის Jdt და გადის $(J + dJ)dt$ დიფუზანტის მოლი რაოდენობა.



ნახ.1.7. მყარ სხეულში მინარევის დიფუზიის ახსნის სქემა

გამოყოფილ შრეში dt დროში დაგროვილი მოლთა რიცხვი შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც ერთეულოვან dV მოცულობის ნამრავლი კონცენტრაციის dN ცვლილებაზე, ანუ $dNdx$, რადგან $dS=1$ და გამოდის, რომ $dV = dx$. მაშინ მატერიალური ბალანსი ასე დაინერგება:

$$Jdt = (J + dJ)dt + dNdx \quad (1.13)$$

მარტივი გარდაქმნის შემდეგ მიიღება: $dJdt = -dNdx$, ან $\frac{dJ}{dx} = -\frac{dN}{dt}$. (1.5)-ის გათვალისწინებით:

$$d\left(-D \frac{\partial N}{\partial x}\right) / dx = -\frac{dN}{dt}, \text{ რაც ემთხვევა (1.12) ფორმულას } \frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2}$$

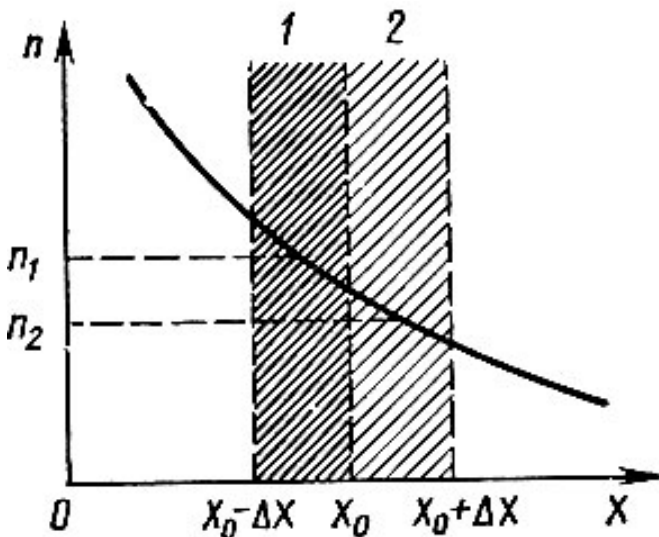
საკონტროლო კითხვები:

1. როგორია მყარ სხეულებში დიფუზიის მექანიზმები?
2. როგორია ჩანერგვის და ჩანაცვლების დიფუზიები?
3. როგორ მიმდინარეობს დიფუზიის ჰანტელური მექანიზმი?
4. როგორია ფიკის I და II კანონების ფიზიკური აზრი?
5. გამოიყვანეთ ფიკის I კანონიდან ფიკის II კანონი.

1.2. დიფუზიური მოვლენები ნახევარგამტარებში

ნახევარგამტარებში რა გზითაც არ უნდა შეიქმნას არანონასწორული დენის მატარებლები, ნახევარგამტარ მეტალის კონტაქტიდან ჭარბი მატარებლების ინჟექციით, სინათლის დასხივებით მათი გენერაციით ან ჩქარი ნაწილაკებით ბომბარდირებით, - ყოველთვის იქმნება მათში ამ მატარებლების არანონასწორული განაწილება. ცხადია, იმ ზედაპირზე, სადაც შეიქმნა არანონასწორული მატარებლები, მათი კონცენტრაცია ბევრად მეტია, ვიდრე ნახევარგამტარის მოცულობაში. ეს კონცენტრაციათა სხვაობა იწვევს არანონასწორული მატარებლების დიფუზიას მეტი კონცენტრაციის არიდან მცირე კონცენტრაციის არეში. არანონასწორული მატარებლების დიფუზიური ნაკადი ქმნის ელექტრულ დენს, რომელმაც მიიღო სახელწოდება **დიფუზიური დენი**. ის შეიძლება იყოს ან ელექტრონული, ან ხვრელური.

დავუშვათ, ნახევარგამტარში ელექტრონების კონცენტრაცია იმ ზედაპირიდან, სადაც მოხდა მათი ინჟექცია, ეცემა მოცულობაში რაღაც კანონით (ნახ.1.8). ვირტუალურად გავყოთ ნახევარგამტარი X წერტილში X_0 მართობული სიბრტყით,



მის ორივე მხარეს გამოვყოთ სიბრტყეები ΔX სისქით. რაღაც საწყის მომენტში 1 შრეში არსებული ყველა ელექტრონი რაღაც დროის შემდეგ სითბური მოძრაობით დატოვებს მას. რადგანაც X_0 სიბრტყიდან მარჯვნივ ან მარცხნივ ელექტრონების მოძრა-

ნახ.1.8. ნახევარგამტარში დიფუზიური დენისთვის ვირტუალური წარმოგდენის სქემა

ობის ალბათობა თანაბარია, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ 1 შრიდან ელექტრონების ნახევარი გადავა $X = X_0$ სიბრტყით 2 შრეში. ასევე 2 შრის, იმავე ΔX სისქის, ელექტრონები გადმოვლენ საწინააღმდეგო მხარეს

იმავე სიბრტყის გავლით. რადგანაც 1 შრეში მყოფი ელექტრონების საშუალო n_1 კონცენტრაცია მეტია 2 შრეში მყოფი ელექტრონების საშუალო n_2 კონცენტრაციაზე, ამიტომ 1 სიბრტყიდან გამავალი ელექტრონების რიცხვი (რაოდენობა) იქნება მეტი, ვიდრე 2-დან. ამ ნაკადთა სხვაობაა ის, რაც ქმნის მარეზულტატებელ დიფუზიურ ნაკადს და განსაზღვრავს დიფუზიური დენის წარმოქმნას.

დიფუზიური ნაკადი მით მეტი იქნება, რაც მეტი იქნება კონცენტრაციათა სხვაობა ამ ორ შრეს შორის. სხვაობა n_1 კონცენტრაციასა და n_2 კონცენტრაციას შორის კი განისაზღვრება ელექტრონების კონცენტრაციათა მნიშვნელობის სხვაობით, შრეთა შორის გამყოფი საზღვრის მართობული, ერთეულოვანი სიგრძის მიმართულებით. ელექტრონული დიფუზიური დენის სიმკვრივე გამოიხატება ფორმულით:

$$i_n = eD_n \frac{\Delta n}{\Delta x} \quad (1.14)$$

სადაც D_n ელექტრონების დიფუზიის კოეფიციენტი, Δn - ელექტრონთა კონცენტრაციის სხვაობაა Δx - მანძილზე.

აქცეპტორული (p-ტიპის) ნახევარგამტარის შემთხვევაში, დიფუზიური დენი განპირობებული ხვრელების მოძრაობით, იქნება ანალოგიურად:

$$i_p = -eD_p \frac{\Delta p}{\Delta x} \quad (1.15)$$

სადაც, D_p - ხვრელების დიფუზიის კოეფიციენტი. Δp - ხვრელების კონცენტრაციის სხვაობაა Δx - მანძილზე.

დიფუზიის D კოეფიციენტი დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე, მატარებელთა ძვრადობაზე და კრისტალის აბსოლუტურ ტემპერატურაზე აინშტაინის თანაფარდობით:

$$D = \frac{kT}{e} \mu \quad (1.16)$$

სადაც, k - ბოლცმანის მუდმივაა, T - აბსოლუტური ტემპერატურა, e - ელემენტალური მუხტი და μ - დენის მატარებელთა ძვრადობაა. რადგანაც ელექტრონების ძვრადობა მეტია ხვრელების ძვრადობაზე, ამიტომ ელექტრონების დიფუზიის კოეფიციენტი ყოველთვის მეტია ხვრელების დიფუზიის კოეფიციენტზე. მაგალითად, გერმანიუმისთვის 2-ჯერ მეტია, სილიციუმისთვის 3-ჯერ, გალიუმის არსენიდისთვის თითქმის 4-ჯერ და ა.შ.

საინტერესოა, რომ ერთგვაროვან ნახევარგამტარში რომელიმე ერთი ნიშნის მატარებლების დიფუზია პრაქტიკულად არ არღვევს ელექტრონეიტრალობის პირობას: ასეთი ნახევარგამტარის ნებისმიერ წერტილში ჭარბი კონცენტრაციის გაზომვისას ყოველთვის სრულდება პირობა $\Delta n = \Delta p$. თუ ნახევარგამტარის რაღაც მოცულობაში დიფუზიით რაღაც მიზეზით გავიდა ელექტრონები, ასეთი გასვლის პირველ მომენტში ირღვევა ელექტრონეიტრალობა - Δp ხდება მეტი Δn -ზე და ამ უბანში აღიძვრება მოცულობითი მუხტი $e(\Delta p - \Delta n)$. მოცულობითი მუხტის გაჩენას თან სდევს ელექტრული ველის აღძვრა, მიმართული გასული ელექტრონების მიმართულებით. ამ ველის დაძაბულობა შეიძლება იყოს დიდი, სახელდობრ, 10^5 ვ/სმ და მეტიც. ასეთი ძლიერი ველი იწვევს ხვრელების ინტენსიურ ნაკადს, რომელიც, გადის რა აღნიშნული მოცულობიდან, აღადგენს დარღვეულ ნო-

ნასწორობას და ამით უზრუნველყოფს წარმოქმნილი მოცულობითი მუხტის გაქრობას. გარდა ამისა, ელექტრული ველით დრეიფულ ხვრელებს ელექტრონები, მათი დიდი ძვრადობის გამო, არ აძლევენ საშუალებას, ახალ უბნებში გამოიწვიოს ელექტრონიტრალობის დარღვევა. ელექტრონიტრალობის სწრაფი დარღვევისას მისი აღდგენა მყისიერად კი არ ხდება, არამედ რალაც დროის შემდეგ, ე.წ. დიელექტრიკული რელაქსაციის დროის შემდეგ. ეს დრო ისე მცირეა ($\sim 10^{-12}$ წმ), რომ ერთი ნიშნის დენის მატარებელთა დიფუზიური ნაკადს თან სდევს მეორე ნიშნის დენის მატარებელთა დიფუზიური ნაკადი. ამის გამო, ერთგვაროვანი ნახევარგამტარის ნებისმიერ მოცულობაში ყოველთვის შენარჩუნებულია ელექტრონიტრალობა. ავხსნათ ეს კონკრეტული მაგალითით.

დავუშვათ, ნახევარგამტარის ზედაპირს ეცემა სინათლე, მაშინ მისი ზედაპირის თხელ შრეში, სადაც სინათლე აღწევს, გენერირდება ელექტრონ-ხვრელის წყვილი, ზედაპირსა და მოცულობას შორის გაჩნდება ელექტრონებისა და ხვრელების კონცენტრაციის გრადიენტი. ჭარბი კონცენტრაციის გამო დაიწყება დენის მატარებლების, როგორც ელექტრონების, ასევე ხვრელების, მოძრაობა მოცულობაში. ორივე ნიშნის მატარებლების მოძრაობას ბიპოლარული დიფუზია ეწოდება.

ელექტრონების და ხვრელების ძვრადობები (ან დიფუზიის კოეფიციენტები) ტოლი რომ ყოფილიყო, მაშინ ისინი მოცულობაში იმოდრავებდნენ ერთნაირი ნაკადის სახით და ეს არე იქნებოდა ელექტრულად ნეიტრალური. რადგან მათი ძვრადობები განსხვავებულია, ამიტომ ელექტრონების ნაკადს აქვს ტენდეცია, გაუსწროს ხვრელების ნაკადს. ნაკადების მცირე წანაცვლების გამო აღიძვრება მოცულობითი მუხტი და შესაბამისი ელექტრული ველი, რომელიც ანელებს ელექტრონების ნაკადს და აჩქარებს ხვრელებისას. საბოლოოდ დამყარდება სტაციონარული რეჟიმი, რომელშიც ელექტრონები და ხვრელები ურთიერთწანაცვლებული „გარსის“ სახით იარსებებენ. ეს „გარსი“ იმოდრავებს სინქრონულად და მის შიგნით დენის არარსებობის გამო დამყარდება ელექტრონიტრალობა.

აღწერილი მოვლენა ცნობილია *დემბერის ეფექტის* სახელწოდებით, ხოლო ამ დროს შექმნილი ელექტრული ველი და პოტენციალთა სხვაობა – დემბერის ველად და დემბერის დაძაბულობად. დემბერის ეფექტი არსებითია მატარებელთა ჭარბი კონცენტრაციის დროს და ნახევარგამტარის დიდი წინააღობისას.

ნახევარგამტარულ ხელსაწყოთა წარმოებაში ერთი ტიპის დენის მატარებელთა დიფუზია, ანუ მონოპოლარული, გადამწყვეტ როლს ასრულებს. ასეთ დიფუზიას ინჟექცია ეწოდება და მისი ხარისხი განსაზღვრავს ინჟექციის დენს. ინჟექციის ხარისხი არის ჭარბი (ინჟექტირებული) და ძირითადი (წონასწორული) კონცენტრაციების ფარდობა და მოიცემა ფორმულით:

$$\delta = \frac{\Delta n}{n} \quad (1.17)$$

როცა ინჟექციის დონე დაბალია, ანუ $\delta \ll 1$, მაშინ სამართლიანია:

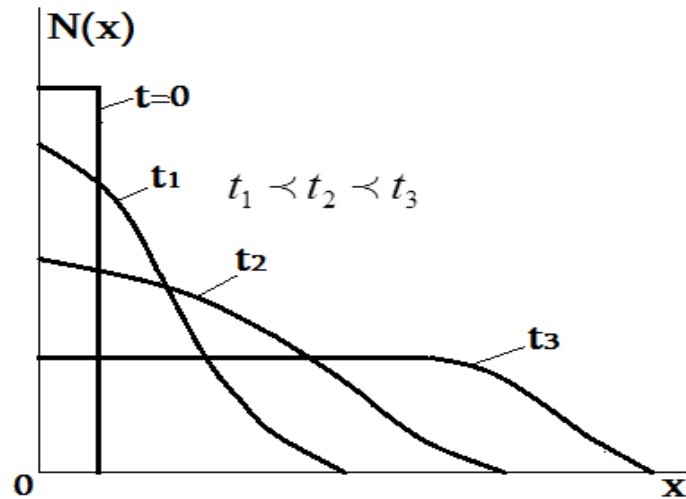
$$\Delta n \ll n_0 + p_0 \quad (1.18)$$

ამ შემთხვევაში დიფუზიის განტოლება წრფივია და მისი ამოხსნა მარტივდება.

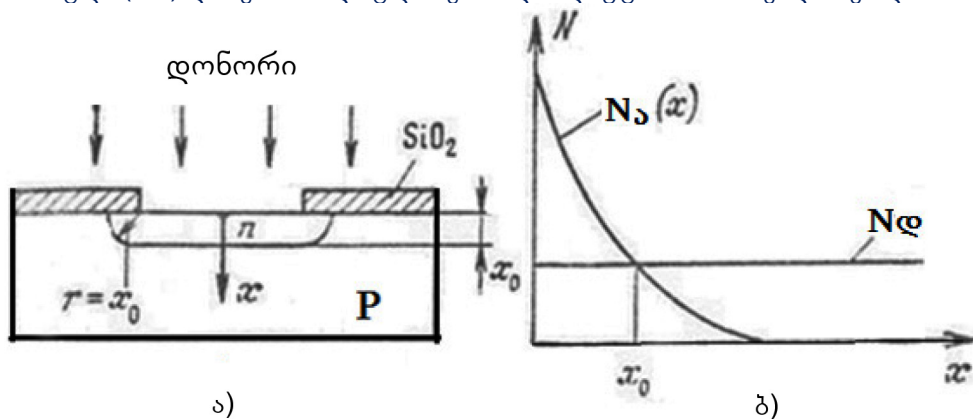
მიკრო- და ნანოსისტემების ელემენტების შექმნისას დიფუზიურ პროცესებს ატარებენ ორ სტადიად. პროცესის პირველი სტადია, ე.წ. ზედაპირზე შედეგა, შეესაბამება დიფუზიის უსასრულო წყაროს და დიფუზიანტი შედის ნახევარგამტარის მცირე შრეში (ნახ.1.9. $t=0$ მომენტი); მეორე სტადია, ე. წ. ზედაპირიდან სიღრმეში განდევნა, შეესაბამება დიფუზიას, სასრული, პირველ სტადიაში შექმნილი წყაროდან (ნახ.1.9 t_1, t_2, t_3). ამ

დროს ხდება ზედაპირიდან განსაზღვრულ სიღრმეზე ნახევარგამტარში მინარევის განაწილება და ხდება ზედაპირული კონცენტრაციის შემცირება მოცულობაში მინარევი კონცენტრაციის გაზრდის (შეჭრის) შედეგად.

როგორც წესი, სილიციუმში მინარევის დიფუზია მიმდინარეობს ლოკალურად, SiO_2 -ის 0,5 მკმ სისქის ნილაბის გამოყენებით (ნახ.1.10ა). მინარევის კონცენტრაცია მაქსიმალურია ზედაპირზე და ეცემა საფენის მოცულობაში (ნახ.10 ბ). x_0 მანძილს, სადაც მინარევი დონორული კონცენტრაცია ემთხვევა საწყის აქცეპტორულ კონცენტრაციას, ეწოდება დიფუზიური შრის სისქე. ამავე დროს, ამ შემთხვევაში x_0 შეესაბამება $p-n$ გადასასვლელის საზღვარს (ნახ.1.10 ბ).



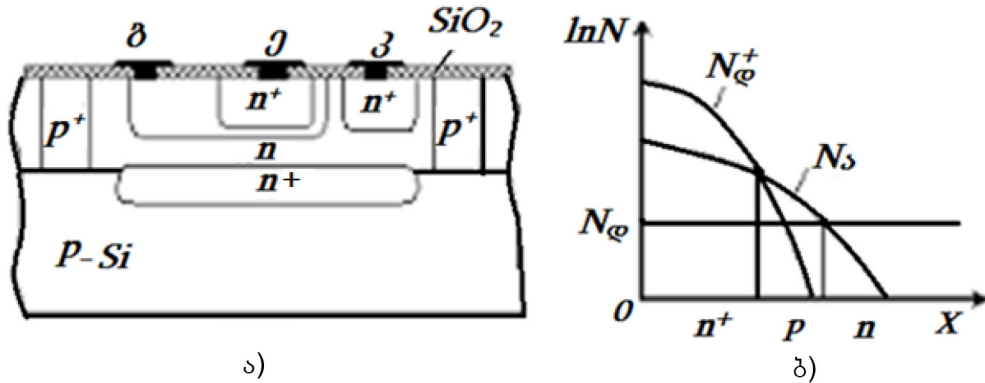
ნახ.1.9. დიფუზიური მინარევის განაწილება ფირის სიღრმეში უსასრული ($t=0$) და შემოსაზღვრული წყაროდან დიფუზიისას სხვადასხვა დროში (t_1, t_2, t_3)



ნახ.1.10. დიფუზიის პროცესი (ა) და მინარევის განაწილება სიღრმეში (ბ). დიფუზიური პროცესების ჩატარების სიზუსტე მნიშვნელოვანია იმს-ების მიღებისთვის.

როგორც კერძო შემთხვევა, ნახ.1.11-ზე გამოსახულია დიფუზიური პროცესებით შექმნილი $n-p-n$ ტრანზისტორის სტრუქტურის კვეთა (ნახ.1.11 ა) და მინარევის კონცენტრაციების განაწილება ტრანზისტორის ბაზის და ემიტერულ უბნებში (ნახ.1.11ბ). ბაზა-კოლექტორის უბნის მცირე წინააღმდეგობის შექმნისთვის სილიციუმის საფენში იქმნება ძლიერად ლეგირებული მალული (n^+) ფენა Sb -ის დიფუზიით. ეპიტაქსიით n ფენის მიღების შემდეგ ტარდება B -ით დიფუზიები, სხვადასხვა სიღრმეებზე

იზოლაციისა (p^+) და ბაზის (p) შექმნისთვის. ამის შემდეგ ტარდება ემიტერის n^+ უბნისა და კოლექტორის n^+ საკონტაქტო არის ფორმირება. ამრიგად, ბიპოლარული ტრანზისტორის შექმნისთვის ხორციელდება ოთხი სხვადასხვა სახის დიფუზია.



ნახ.1.11. ბიპოლარული n-p-n ტრანზისტორის სტრუქტურა, მიღებული მალული n^+ შრით, n ეპიტაქსიურ შრეში ორმაგი p და n^+ დიფუზიით (ა) და მინარევების კონცენტრაციების განაწილება ტრანზისტორის ბაზის (N_p) და ემიტერულ (N_n) უბნებში (ბ)

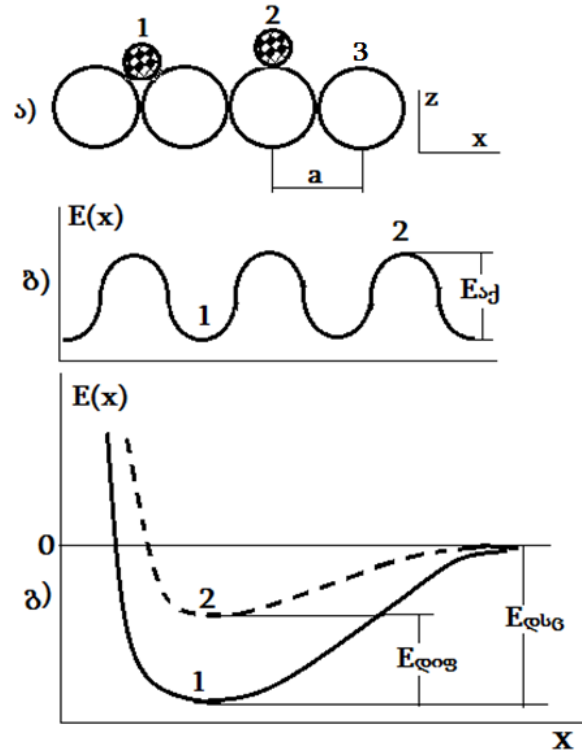
1.3. ზედაპირული დიფუზიური მოვლენები

ზედაპირული დიფუზია – საფენის ზედაპირზე ადსორბირებული ნაწილაკების, როგორებიცაა ატომები ან მოლეკულები, მოძრაობაა. დიფუზიაში მონაწილე ნაწილაკები შეიძლება იყოს საფენის (ამ დროსაა *თვითდიფუზია*) ან სხვა მასალის ატომები (*ჰეტეროდიფუზია*). ხშირ შემთხვევაში, ადსორბირებული ნაწილაკები მოძრაობაში მოდის თერმული აქტივაციით (სტიმულირებით) და მისი მოძრაობა ქაოსური, შემთხვევითია. ადსორბირებული ნაწილაკების კონცენტრაციის (ზოგადად, ქიმიური პოტენციალის) გრადიენტისას, დიდი რაოდენობის ნაწილაკების შემთხვევითი მოძრაობა მიმდინარეობს გრადიენტის საწინააღმდეგოდ მიმართულ, გასაშუალებულ დიფუზიურ მოძრაობამდე. დიფუზიის პროცესზე მოქმედებს მრავალი ფაქტორი, როგორიცაა დიფუზიურ ნაწილაკებს შორის ურთიერთმოქმედება, ზედაპირული ფაზის წარმოქმნა, დეფექტების არსებობა და ა.შ.

რეალურ კრისტალური მესერის ზედაპირზე ატომები განსაზღვრულ პირობებში თავისუფლად გადაადგილდება ერთი მესრიდან მეორეში. ქაოსური სითბური მოძრაობით ატომების გადაადგილებას მათი კონცენტრაციის გასათანაბრებლად, ეწოდება ზედაპირული დიფუზია. ქიმიურად წონასწორულ (ერთნაირი ქიმიური შედგენილობა და ატომების ზედაპირზე განაწილება) დიფუზიას ეწოდება *ზედაპირული თვითდიფუზია*, ხოლო როცა კრისტალის ზედაპირზე ქიმიური პოტენციალის მინარევული გრადიენტი, მას ეწოდება *ზედაპირული ჰეტეროდიფუზია*, ანუ *ქიმიური დიფუზია*. ქიმიური პოტენციალი სიდიდეა, რომელიც ახასიათებს სისტემის თავისუფალი ენერჯიის ცვლილებას მასში ნაწილაკთა რიცხვის ერთი ერთეულით ცვლილებისას, როცა მისი მოცულობა და ტემპერატურა უცვლელია. მაშასადამე, როცა $V = \text{Const}$ და $T \sim \text{Const}$, მაშინ ქიმიური პოტენციალი სისტემის ნაწილაკთა რიცხვის განმსაზღვრელი ფუნქციაა. როდესაც ნაწილაკები სისტემის მოცულობაში თანაბრად არის განაწილებული, მაშინ მთელი სისტემის ქიმიური პოტენციალი მუდმივია და გრადიენტი ნულის ტოლია. თუ სისტემის სხვადასხვა არეებში ნაწილაკთა

კონცენტრაციები არათანაბარია, მაშინ ადგილი აქვს დიფუზიას – ნაწილაკთა გადაადგილებას.

განვიხილოთ ადატომის (მინარეული ატომის) იდეალურ კრისტალურ ზედაპირზე სითბური მოძრაობა (ნახ.1.12). განვიხილოთ ზედაპირის პერიოდული ადსორბციული მდგომარეობები, რომელსაც გააჩნია მინიმუმები და მაქსიმუმები, როგორც ნახ.1.12 ა-ზეა.



ნახ.1.12. ა) კრისტალის (3) ზედაპირის მიმართ, ადატომი ადსორბცირებულ (1) და არანონასნორულ (2) მდგომარეობაში; ბ) ზედაპირის გასწვრივ ადატომის მოძრაობის პოტენციური ენერჯიის სახე და გ) ადატომის ენერჯიის ცვლილება დიფუზიისა ($E_{დფგ}$) და დესორბციის ($E_{დსგ}$) შემთხვევაში

თერმული სტიმულაციის მეშვეობით ადატომს შეუძლია გადახტომა ერთი ადსორბცირებული მდგომარეობიდან მეორეში. ზედაპირზე ადატომის მოძრაობა შეიძლება ჩაითვალოს შემთხვევით გადახტომების პროცესად, რომლისთვისაც t დროში ატომის საშუალო კვადრატული ნანაცვლება ტოლია:

$$\langle \Delta r^2 \rangle = \nu a^2 t^2 \quad (1.19)$$

სადაც a გადახტომის სიგრძეა, ანუ ადსორბცირებულ ადგილთა შორის მანძილი, ხოლო ν – გადახტომების სიხშირე.

უნდა აღინიშნოს, რომ νt გადახტომების რიცხვია, ხოლო ერთი ადატომისთვის $\langle \Delta r^2 \rangle$ – t დროში გასაშუალებული მნიშვნელობა. მეორე მხრივ, გადახტომის საშუალო კვადრატულის ფარდობა დროსთან დიფუზიის D კოეფიციენტია:

$$D = \frac{\langle \Delta r^2 \rangle}{zt} = \frac{\nu a^2}{z} \quad (1.20)$$

სადაც z მეზობელ მდგომარეობათა რიცხვია, სადაც შეიძლება გადასვლა. ცხადია, რომ ერთგანზომილებიანი დიფუზიისთვის $z=2$, როგორც ნახ.1.12.ბ-ზეა მოცემული – ატომს შეუძლია მარცხნივ ან მარჯვნივ გადასვლა, $z=4$ კვადრატული მესრის ზედაპირული დიფუზიისთვის და $z=6$ – ჰექსაგონალური მესრისთვის.

ატომის ერთი ადსორბციული მდგომარეობიდან მეორეში გადასახტომად საჭიროა პოტენციური ფეხების გადალახვა, ანუ ეს პროცესი აქტივაციურია. თუ პოტენციურ ორ-

მოში ატომის რხევის სიხშირეა ν_0 , ხოლო ჯვებრის სიმაღლე – $E_{\text{დფ}}$, მაშინ გადახტომების სიხშირე ასე წარმოიდგინება:

$$\nu = \nu_0 \exp(-E_{\text{დფ}}/kT), \quad (1.21)$$

სადაც k ბოლცმანის მუდმივაა და T – აბსოლუტური ტემპერატურა.

როგორც ნახ.1.12 გ-დან ჩანს, დიფუზიის $E_{\text{დფ}}$ აქტივაციის ენერგია ტოლია ადატომის ადსორბციულ (1) და გარდამავალ წონასწორულ (2) მდგომარეობაში პოტენციურ ენერგიათა სხვაობისა. $E_{\text{დფ}}$ ბევრად ნაკლებია დესორბციის $E_{\text{დსც}}$ ენერგიაზე ($E_{\text{დფ}} \sim 5 \div 20\% E_{\text{დსც}}$).

ნაწილაკთა ქემადსორბციისთვის $E_{\text{დფ}} \gg kT$ -ზე და ამ შემთხვევაში დიფუზიური მექანიზმი განისაზღვრება ნახტომისებური დიფუზიით. თუ $E_{\text{დფ}}$ ნაკლებია kT -ზე, მაშინ ატომები თავისუფლად გადაადგილდება ზედაპირზე, როგორც ორგანოზომილებიანი გაზი და ასეთი სახის დიფუზიას უწოდებენ ძვრად დიფუზიას.

ზედაპირზე დიფუზიური ნაწილაკების ტიპის და კონცენტრაციის მიხედვით, შეიძლება იყოს ცალკეული ატომების ან ქიმიური დიფუზია.

ცალკეული ატომების დიფუზია ხორციელდება, როდესაც დიფუნდირებული ნაწილაკების კონცენტრაცია ისე მცირეა, რომ ატომთა შორის ურთიერთქმედება შეიძლება უგულებელვყოთ. იდეალურ შემთხვევაში შეიძლება ცალკეული ატომების დიფუზიის კოეფიციენტი მიეკუთვნოს ზედაპირზე ერთი ატომის მოძრაობას და შესაბამისი კონცენტრაცია მოიცემა გამოსახულებით:

$$C(x,t) = \frac{C_0}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right) \quad (1.22)$$

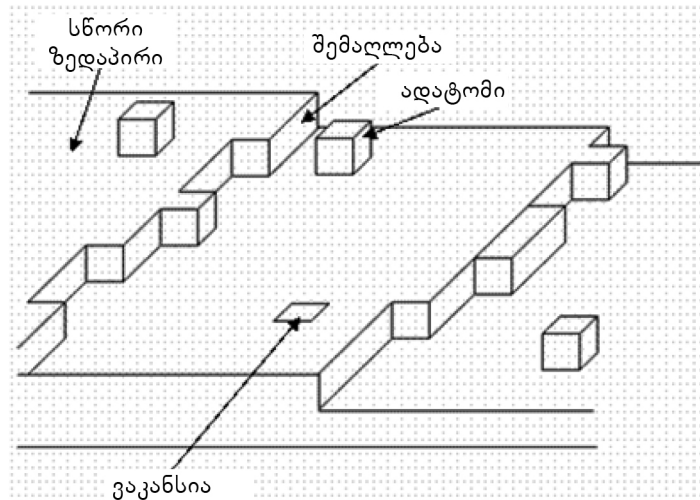
სადაც D ზედაპირული დიფუზიის კოეფიციენტი, ხოლო $2\sqrt{Dt}$ – დიფუზიური სიგრძე რომელიც დიფუზიის ძირითადი პარამეტრია.

ზედაპირზე ნაწილაკთა ანსაბლის მოძრაობისას ეს შედეგი სამართლიანია მანამ, სანამ მათ შორის არაა ურთიერთმოქმედება.

ქიმიური დიფუზია მიმდინარეობს მაშინ, როდესაც ზედაპირზე დიფუნდირებულ ნაწილაკთა დიდი კონცენტრაცია და მათ შორის ურთიერთქმედებაა. ამ დროს ქიმიური პოტენციალის გრადიენტი ზედაპირზე და დიფუზიის კოეფიციენტის ნაცვლად ხმარობენ გადატანის კოეფიციენტს.

ზედაპირის მდგომარეობა, კერძოდ, ნაწილაკების ჩამჭერების ან გენერაციის წყაროების არსებობა, ზემოქმედებს მასზე დიფუზიის პროცესის მიმდინარეობაზე. ნაწილაკთა ჩამჭერების გარეშე არსებულ ზედაპირზე (საკუთარი დიფუზია) თითოეული ატომის მოძრაობა განიხილება დიფუზიურ სიგრძეზე. ამ არეში დიფუზიურ პროცესში მონაწილე მოძრავე ნაწილაკთა რიცხვი არ იცვლება და არაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე. ექსპერიმენტულ პირობებში საკუთარი და ცალკეული ატომების დიფუზიური პროცესების დაკვირვება იდენტურია და ამიტომ ხშირად მათ შორის არსებით განსხვავებას არ ადასტურებენ.

რეალურად, ზედაპირი ყოველთვის შეიცავს სხვადასხვა დეფექტებს, მაგალითად, როგორცაა ამოზურცულები, ბზარები, ადატომები, კლასტერები, დისლოკაციები და



ნახ.1.13. ზედაპირზე არსებული სხვადასხვა დეფექტები

ა.შ. (ნახ.1.13). ამ ადგილებში ბმის ენერგია განსხვავებულია სწორ ადგილებში ბმის ენერგიისგან, რასაც გავლენა აქვს დიფუზიის კოეფიციენტზე. ამ ადგილებში მოძრავი ნაწილაკების ჩაჭერა ან გენერაცია ცვლის დიფუზიური პროცესების მიმდინარეობას და ამას გადამტან დიფუზიას უწოდებენ. ამ დროს მოძრავ ნაწილაკთა რიცხვი დამოკიდებულია ტემპერატურაზე. მასგადამტანი დიფუზიის D_a კოეფიციენტი დაკავშირებულია საკუთარ D_s დიფუზიის კოეფიციენტთან თანაფარდობით:

$$D_a = n/n_0 D_s \quad (1.23)$$

სადაც n მოძრავ ნაწილაკთა რიცხვია, n_0 – მათი მაქსიმალური რიცხვი, რომელიც თვითდიფუზიისას საფენის ზედაპირული ატომების კონცენტრაციის ტოლია.

ჩვეულებრივ, $n/n_0 \ll 1$ -ზე და მკაცრად დამოკიდებული ტემპერატურაზე. დავუშვათ, გადამტანი დიფუზია ხორციელდება ადატომის მიგრაციით. შეიძლება დაინეროს, რომ

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \quad (1.24)$$

სადაც ΔG ადატომის ფორმირების ენერგიაა. მაშინ მიიღება:

$$D_a = \frac{v_0 a^2}{z} \exp\left(-\frac{\Delta G + E_d}{kT}\right) \quad (1.25)$$

სადაც $E_d = E_{\text{დიფ}}$.

როგორც (1.25)-დან ჩანს, გადამტანი დიფუზიის აქტივაციისთვის საჭიროა მიგრაციის და მოძრავი ნაწილაკის ერთდროულად შექმნის ენერგიები. ჰეტეროდიფუზიის შემთხვევაში n_0 იქნება სხვა ადსორბირებული ატომების ზედაპირული კონცენტრაცია. თუ ყველა ადსორბირებული ატომი მოძრავია, მაშინ $n = n_0$ და, შესაბამისად, $D_a = D_s$. ეს ტოლობა შეიცვლება ზედაპირის მიერ ნაწილაკების ჩაჭერით ან გენერაციით.

სხვადასხვა კრისტალოგრაფიული ორიენტაციის ზედაპირებს განსხვავებული ატომური სტრუქტურა აქვს და, შესაბამისად, ქმნის ზედაპირული დიფუზიისთვის განსხვავებულ რელიეფს. დიფუზიის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ზედაპირის ორიენტაციაზე განისაზღვრება, როგორც ორიენტაციული ანიზოტროპია. ეს გამოიხატება იმაში, რომ

მოცემულ ტემპერატურაზე ზედაპირის სხვადასხვა ორიენტაციებზე დიფუზიის კოეფიციენტებს შორის სხვაობა იცვლება რამდენიმე რიგით.

თეორია და ექსპერიმენტი აჩვენებს, რომ ზედაპირული დიფუზია შეიძლება წარმართოს სხვადასხვა ატომური მექანიზმით.

დიფუზიურ მექანიზმს, ელემენტარული აქტის თერმული აქტივაციით გადახტომისას ერთი ადსორბციულად წონასწორული მდგომარეობიდან მეორეში, ეწოდება *ხტომითი* მექანიზმი. დადგინდა აგრეთვე, რომ გადახტომათა სიჩქარე ექვემდებარება არენიუსის კანონს. მიუხედავად იმისა, რომ ეს მარტივია სხვა შესაძლო მექანიზმებს შორის, ზოგადად, იგი იძლევა მრავალ რეალურ სისტემაში თვითდიფუზიისა და ჰეტეროდიფუზიის სწორ აღწერას.

დიფუზიურ მექანიზმს, რომლის დროსაც ადგილი აქვს ადატომსა და ზედაპირულ ატომს შორის ადგილების გაცვლას, ეწოდება *ატომთა გაცვლის მექანიზმი*. ამ მექანიზმით ადატომი ჩაანაცვლებს საფენის ატომს, ხოლო საფენის განთავისუფლებული ატომი გადადის ადატომის მეზობელ (თავისუფალ) მდგომარეობაში. ატომთა გაცვლისას ყველა სხვა ატომი ინარჩუნებს ბმათა დიდ რაოდენობას, ანუ სხვა ატომები არ განიცდის ცვლილებას, ამიტომ ეს მექანიზმი ენერგეტიკულად უფრო მომგებიანია, ვიდრე ადატომების გადახტომათა „ხიდისებური“, შედარებით მარტივი მექანიზმი.

თუ დიფუნდირებულ ნაწილაკს აქვს მცირე მასა, ხოლო დიფუზიური ჯებირი მცირე სიდიდისაა, მაშინ ნაწილაკმა შეიძლება მიგრირება განახორციელოს *ჯებისერის კვანტური გვირაბგასვლით*. საკმაოდ დაბალ ტემპერატურაზე გვირაბგასვლის მექანიზმი შეიძლება დომინირებდეს კლასიკურ ხტომით მექანიზმთან შედარებით. გვირაბგასვლის მექანიზმის აშკარა გამოვლინებაა ექსპერიმენტზე დამზერილი წყალბადის მეტალის ზედაპირზე გამოსვლა. დადგინდა, რომ 60K-ზე მაღალ ტემპერატურაზე წყალბადის ატომს აქვს საკმაოდ ენერგია დიფუზიური ჯებირის გადასალახავად, სადაც სამართლიანია კლასიკური ხტომითი მექანიზმი და აღინერება არენიუსის დამოკიდებულებით სიხშირით $\nu = 10^{13} \text{წმ}^{-1}$ და აქტივაციის ენერგიით $E_a = 0,197 \text{ ევ}$. 60K-ზე დაბალ ტემპერატურაზე მიგრაცია ხორციელდება *კვანტური გვირაბგასვლით*, პრაქტიკულად, ტემპერატურაზე დამოუკიდებელი კანონით.

ატომების მიგრაცია შევსებული ზედაპირული ატომური შრის შიგნით (როცა ატომთა უმეტესობის დასაჯდომი ადგილები დაკავებულია) ხშირად იმართება ვაკანსიის შექმნით და მიგრაციით, ანუ მიმდინარეობს *ვაკანსიური მექანიზმით*. ზოგჯერ შესაძლებელია უშუალოდ დამზერილი ვაკანსიის მოძრაობა, როგორც, მაგალითად, Ge (111)-ის ზედაპირზე ერთეულოვანი ატომის ვაკანსია თერმულად აქტივირებული გადახტომების მექანიზმით.

ვაკანსიური მექანიზმით ჰეტეროდიფუზია დამზერილ იქნა Cu (100) ზედაპირულ შრეში მოთავსებულ In-ის და Pd-ის ატომებისთვის. დადგინდა, რომ ატომების გადახტომის სიჩქარე, ძირითადად, განისაზღვრება საკუთარი ვაკანსიების კონცენტრაციით და მათი ძვრადობით.

მიგრაციის მსლელობისას ცალკეული ატომები შეიძლება ისე მიუახლოვდნენ ერთმანეთს, რომ ურთიერთმიზიდვისას შექმნან სტაბილური კლასტერი. კლასტერში შეიძლება იყოს ორი (დიმერი) ან ასობით (კუნძული) ატომი. კლასტერის დინამიკა მოიცავს: კლასტერის შიგნით ატომების გადაწყობას და კლასტერის დიფუზიას. კლასტერების ზედაპირული დიფუზია ხასიათდება კლასტერის მასური ცენტრის გადაადგილებით და მა-

შინ მისი მიგრაცია შეიძლება განვიხილოთ, როგორც ერთი ატომის გადაადგილება. მრავალი ექსპერიმენტით დადგინდა, რომ რაც მეტია კლასტერი, მით ნაკლებია მისი ძვრადობა და მისი მიგრაციის აქტივაციის ენერგია მონოტონურად იზრდება ზომის ზრდასთან ერთად.

საკონტროლო კითხვები:

1. როგორია ნახევარგამტარში დიფუზიური დენის ფიზიკური აზრი?
2. გამოიყვანეთ დიფუზიური კოეფიციენტისთვის აინშტაინის თანაფარდობა?
3. რაში მდგომარეობს დემბერის ეფექტი?
4. თერმული დიფუზიისას როგორ ნაწილდება მინარევის კონცენტრაცია კრისტალის სიღრმეში და რაზეა ის დამოკიდებული?
5. განსაზღვრეთ ბიპოლარული $n-p-n$ ტრანზისტორის სტრუქტურა დაგაარჩიეთ დიფუზიის მიმდევრობის თავისებურება თითოეულ უბანში;
6. რა არის სისტემის ქიმიური პოტენციალი და რა ფიზიკური აზრი აქვს მას?
7. რაა დიფუზიის სიგრძე და როგორია მისი ფიზიკური აზრი?
8. როგორ და რა მექანიზმით მიმდინარეობს ზედაპირული დიფუზია?

1.4. დიფუზიური ელექტროგამტარობა

შეასაძლებელია, ნახევარგამტარში მუხტის მატარებლების კონცენტრაციის განაწილება იყოს სივრცულად არაერთგვაროვანი, რაც გამოიწვევს დენის მატარებლების დიფუზიით გადატანას კრისტალის ერთი უბნიდან მეორეში, რომელიც არანონასწორული იქნება. ეს პროცესი გაზის მოლეკულების დიფუზიის ანალოგიურია ჭურჭელში წნევის გრადიენტის არსებობისას.

ვთქვათ, $t=0$ მომენტში დენის მატარებლების კონცენტრაცია (სიმარტივისთვის განვიხილოთ დენის მატარებლად – ელექტრონები) კრისტალში არაერთგვაროვანია. აღივრება ელექტრონების ნაკადი მაღალი კონცენტრაციიდან დაბალი კონცენტრაციისკენ, ანუ დიფუზიური დენი. რაღაც დროის შემდეგ მოხდება კონცენტრაციის გრადიენტი გაქრება და დიფუზიური დენიც შეწყდება. ამ დროს დადგება წონასწორული მდგომარეობა.

ელექტრონების დიფუზიური დენის სიმკვრივე $J_{n \text{ დიფ}}$ მათი კონცენტრაციის გრადიენტის პროპორციულია:

$$J_{n \text{ დიფ}} = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1.26)$$

სადაც D_n ელექტრონების დიფუზიის კოეფიციენტია.

აღსანიშნავია, რომ დენის არაძირითადი მატარებლების დიფუზიური დენის სიმკვრივე ანალოგიურად დამოკიდებულია მათი კონცენტრაციების გრადიენტებზე, ანუ

$$\frac{dn}{dx} \text{ და } \frac{dp}{dx} \text{ -ზე.}$$

ნახევარგამტარში დრეიფის და დიფუზიის მოვლენები შეიძლება ერთდროულად დაიმზიროს. მაშინ ერთგანზომილებიანი მოვლენისთვის შეიძლება დაინეროს შემდეგი თანაფარდობა:

$$J_n = J_{n\text{დრ}} + J_{n\text{დიფ}} = q\mu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.27)$$

მოსალოდნელია μ_n -სა და D_n -ს შორის კავშირი, რადგანაც პირველი ახასიათებს დრეიფულ, ხოლო მეორე – დიფუზიურ პროცესებს და ორივე ხასიათდება ელექტრონების გაბნევით დეფექტებზე. თერმოდინამიკური ნონასწორობისას $J_n = 0$, გამტარებლობის ზონის ფსკერზე ენერგია კი ტოლია qU პოტენციური ენერგიისა, ხოლო კინეტიკური ენერგია ნულის ტოლია. ამ შემთხვევაში (1.27)-დან მიიღება:

$$\frac{dn}{dx} + \frac{\mu_n}{D_n} nE = 0, \quad (1.28)$$

რომლის ამოხსნას შემდეგი სახე აქვს:

$$n = A \exp \left[-\frac{\mu_n}{D_n} \int E dx \right] \quad (1.29)$$

რადგანაც $\int E dx = U = \frac{E}{q} = 0$, სადაც U ელექტროსტატიკური პოტენციალია, ამიტომ

$$n(E_2) = n(E_1) \exp \left(\frac{\mu_n}{D_n} \frac{E_2 - E_1}{q} \right), \quad (1.30)$$

სადაც E_1 და E_2 ინტეგრების საზღვრებია. თუ შევადარებთ (1.30) და ელექტრონების კონცენტრაციის ფორმულას ($n = n_i \exp \left[\frac{E_F - E_i}{kT} \right]$), მივიღებთ:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad (1.31)$$

ეს უკანასკნელი ცნობილია აინშტაინის თანაფარდობის სახელით, რომელიც სამართლიანია არაგადაგვარებულ ნახევარგამტარებში, როგორც ნონასწორული, ასევე არანონასწორული მდგომარეობებისთვის.

1.5. არანონასწორული მოვლენების ფენომენოლოგიური განტოლება

ზოგადად, არანონასწორული მოვლენების არსში იგულისხმება ნაწილაკების, ელექტრონების, სითბოს და ა.შ. გადატანები სხვადასხვა ქიმიური, ელექტრული, მაგნიტური, ტემპერატურული საშუალებებით. ნახევარგამტარებში შედარებით საინტერესოა ელექტროგამტარობა, დიფუზია და თერმოელექტრული ეფექტები. ამ არანონასწორული მოვლენების არსის გამოხატვა ერთ განტოლებაში, ანუ მათი გაერთიანება საინტერესო და

მოსახერხებელია, რაც უნდა განვხორციელოთ იმ დაშვებებით, რომ ველები სუსტია და ერთგვაროვანი, ხოლო ნახევარგამტარი – იზოტროპული. ამ შემთხვევაში არანონასწორული გადატანის სახე დადის ერთგანზომილებიან ამოცანაზე, მაგალითად, ნაწილაკების მოძრაობაზე x ღერძის გასწვრივ, რომლის მიმართაც შესაბამის პოტენციალს აქვს გრადიენტი.

თუ ნაწილაკები მოძრაობენ v_k საშუალო სიჩქარით, მაშინ მათი ნაკადის სიმკვრივე იქნება:

$$J_k = N_k v_k, \quad (1.32)$$

სადაც N_k არის k ნაწილაკების რიცხვი მოცულობის ერთეულში.

მეორე მხრივ, ელექტრულ ველში ნაწილაკთა მიგრაციის საშუალო სიჩქარე ველის დაძაბულობის პროპორციულია:

$$v_k = \pm \mu_k E = \mp \mu_k \nabla \phi \quad (1.33)$$

სადაც, ∇ (ნახლა) ოპერატორია, ϕ - ელექტრული ველის პოტენციალი და პროპორციულობის კოეფიციენტი, μ_k - რიცხობრივად ერთეულოვან დაძაბულობის ველში ნაწილაკთა მიგრაციის საშუალო სიჩქარის ტოლი და პირობითად ეწოდება k -ურ ნაწილაკთა ძვრადობა. ორი ნიშანი მიუთითებს ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით მოძრაობაზე დადებითად (ნიშანი მინუსი) და უაროვითად (ნიშანი პლუსი) დამუხტული ნაწილაკებისთვის. ჩავსვათ (1.33) ფორმულა (1.32)-ში და ნაწილაკთა ნაკადიდან გადავიდეთ ელექტრული დენის სიმკვრივეზე, მაშინ მივიღებთ:

$$i_k = \mp q_k N_k \mu_k \nabla \phi \quad (1.34)$$

თუ (1.34)-ს შევადარებთ ომის კანონს, მივიღებთ:

$$\sigma_k = |q_k| N_k \mu_k = Z_k e N_K \mu_K \quad (1.35)$$

ელექტრულ ველში ნაწილაკთა ძვრადობის (1.33) ფორმულის ნაცვლად გამოვიყენოთ სიდიდე:

$$\mu_K^F = \pm \frac{\mu_K}{q_K} = \frac{\mu_k}{Ze} \quad (1.36)$$

მისი ფიზიკური აზრის გაგებისთვის ჩავსვათ (1.36) ფორმულა (1.33)-ში. მივიღებთ:

$$v_k = -q_k \mu_k^F \nabla \phi \quad (1.37)$$

ნამრავლი $-q_k \nabla \phi = F$ ძალაა, რომელიც მოქმედებს დამუხტულ ნაწილაკზე ელექტრულ ველში, ამიტომ (1.37) მიიღებს სახეს:

$$v = \mu_k^F F \quad (1.38)$$

აქედან ჩანს, რომ μ_k^F ძალური ძვრადობა რიცხობრივად ტოლია საშუალო სიჩქარისა, რომელსაც მიიღებს ნაწილაკი ერთეულოვანი ძალის მოქმედებით ნებისმიერ ველში.

μ_k^F ძვრადობა არის უფრო უნივერსალური, ვიდრე μ_k ; ის განსაზღვრავს ნაწილაკის სიჩქარეს, როგორც აღინიშნა, ნებისმიერ ველში, რომელიც მასზე მოქმედებს F ძალით. (1.36)-დან ჩანს, რომ ძალური ძვრადობა არაა დამოკიდებული მუხტზე, ამიტომ ის შეიძლება მიეკუთვნოს როგორც დამუხტულ (იონები, ელექტრონები), ასევე ნეიტრალურ ნაწილაკებს. ის სამართლიანია როგორც დიფუზიურ, ასევე ელექტრულ პროცესებში.

ხშირად მოსახერხებელია, ნაწილაკთა დიფუზიური ნაკადი გამოვსახოთ არა კონცენტრაციის, არამედ მათი ქიმიური პოტენციალის გრადიენტით. შესაბამისი განტოლება შექმნა ვ ა გ ნ ე რ მ ა, როცა იხილავდა დამუხტულ ნაწილაკთა მოძრაობას იონურ კრისტალში, სადაც ერთდროულად იყო ქიმიური (კონცენტრაციული) და ელექტრული ველები. მან გამოყო შემდეგი დაშვებები: 1) ყველა სახის ნაწილაკი (კათიონი, ანიონი, ელექტრონი) მოძრაობს დამოუკიდებლად იმისა, მოძრაობს თუ გაჩერებულია სხვა ნაწილაკი და 2) ყველა სახის ნაწილაკისთვის არის ორი მამოძრავებელი ძალა: დიფუზიური – გამოწვეული მათი პოტენციალის გრადიენტით და ელექტრული – ელექტრული ველით (ფერმის დონის გრადიენტით). ყოველი ამ მამოძრავებელი ძალებიდან ნაწილაკზე ერთის მოქმედება არაა დამოკიდებული მეორის მოქმედებაზე. ეს დაშვებები მართებულია და მისაღებია თერმოდინამიკაში შეუქცევადი პროცესებისთვის.

ამის შემდეგ k -ური ნაწილაკის ნაკადისთვის შეიძლება დაინეროს:

$$J_k = J_k^{\text{დიფ}} + J_k^{\text{ელ}} \quad (1.39)$$

სადაც $J_k^{\text{დიფ}}$ საერთო ნაკადის დიფუზიური მამოძრავებელი ძალის წვლილია, $J_k^{\text{ელ}}$ – ელექტრული ძალის წვლილი.

უკანასკნელი სიდიდე ადვილად განისაზღვრება ომის კანონიდან, რადგან ყოველ k ნაწილაკს გადააქვს q_k მუხტი, ამიტომ დენის სიმკვრივე შეესაბამება ნაწილაკის ნაკადს:

$$J_k^{\text{ელ}} = -\frac{\sigma_k}{q_k} \nabla \phi \quad (1.40)$$

მე-2 დაშვების თანახმად, $J_k^{\text{დიფ}}$ დიფუზიური ძალის წვლილი საერთო ნაკადში არაა დამოკიდებული $J_k^{\text{ელ}}$ -ზე და, შესაბამისად, $\nabla \phi$ -ზე. ამიტომ $J_k^{\text{დიფ}}$ -ის განსაზღვრისთვის დავუშვათ, რომ ველის დაძაბულობა ტოლია ისეთი $\nabla \phi'$ სიდიდისა, რომ ელექტრულმა ველმა მთლიანად გაანონასწოროს დიფუზიური ველი ისე, რომ k ნაწილაკების საერთო ნაკადი ნულის ტოლი იყოს:

$$J_k^{\text{დიფ}} + J_k^{\text{ელ}'} = 0 \quad (1.41)$$

როგორც ცნობილია თერმოდინამიკიდან, ამ შემთხვევაში მთელ კრისტალში ელექტროქიმიური პოტენციალი მუდმივი უნდა იყოს, ანუ

$$\nabla \mu_k = \nabla \mu_k + q_k \nabla \phi' = 0 \quad (1.42)$$

აქედან გამოდის, რომ ელექტრული ველის დაძაბულობის ნონასწორული მნიშვნელობა განისაზღვრება k ნაწილაკის ქიმიური პოტენციალის გრადიენტით (ქიმიური ველის დაძაბულობით), ანუ

$$\nabla \phi' = -\frac{1}{q_k} \nabla \mu_k \quad (1.43)$$

მიღებული სიდიდე ჩავსვათ (1.40) და (1.41)-ში და მივიღებთ:

$$J_k^{\text{დოფ}} = -J_k^{\text{ელ}} = -\frac{\sigma_k}{q_k} \nabla \mu \quad (1.44)$$

k ნაწილაკის ჯამური ნაკადისთვის მივიღებთ ვაგნერის განტოლებას:

$$J_k = -\frac{\sigma_k}{q_k} (\nabla \mu_k + q_k \nabla \varphi) \quad (1.45)$$

k ნაწილაკის ელექტროქიმიური პოტენციალის გრადიენტით, როცა პოტენციალი $\nabla \varphi = 0$, მაშინ (1.42)-ით, მივიღებთ:

$$J_k = -\frac{\sigma_k}{q_k} \nabla \mu_k' \quad (1.46)$$

ფიზიკური აზრი მდგომარეობს იმაში, რომ, *ომის* და *ფიკის* კანონებით, k ნაწილაკის ნაკადი ელექტრული ველის დაძაბულობის ან კონცენტრაციის გრადიენტის პროპორციულია, ხოლო მიღებული (1.45)-ის და (1.46)-ის, ანუ ვაგნერის განტოლების თანახმად, ელექტროქიმიურ ველში (ელექტრული და ქიმიური პოტენციალების გრადიენტის არსებობისას) k ნაწილაკის ნაკადი ელექტროქიმიური ველის დაძაბულობის პროპორციულია ($\nabla \mu_k'$).

(1.45) ფორმულა ზოგადია და მისგან კერძო შემთხვევაში მიიღება როგორც *ომის*, ასევე *ფიკის* კანონები. ეს ფორმულა შეიძლება კიდევ უფრო ზოგადი გახდეს, თუ ქიმიურ და ელექტრომამოძრავებელ ძალებს დამატება სითბურ-მამოძრავებელი ძალაც, როცა კრისტალი ტემპერატურის გრადიენტის ველში იმყოფება. თუ აქაც ტემპერატურისთვის შემოვიტანთ მე-2 დაშვების ანალოგიურ დაშვებას, მაშინ შეიძლება დაინეროს:

$$J_k = -\frac{\sigma_k}{q_k} \left[T \nabla \left(\frac{\mu_k}{T} \right) + q_k \nabla \varphi + \frac{U_k}{T} \nabla T \right] \quad (1.47)$$

ამ ფორმულას შეიძლება ეწოდოს ნაწილაკთა გადატანის ძირითადი განტოლება. კვადრატულ ფრჩხილებში მოთავსებული სიდიდე მამოძრავებელი ძალის ეფექტური მნიშვნელობაა. U_k სიდიდე კრისტალში k ნაწილაკის გადატანის ენერგიაა იზოთერმული პროცესისას.

(1.46)-ის სახით ძალური ძვრადობის შემოღების შემდეგ აინშტაინის თანაფარდობა k -ური ნაწილაკისთვის ასე ჩაინერება:

$$D_k = kT \mu_k^F, \quad (1.48)$$

ხოლო ამის შემდეგ, გადატანის ძირითადი (1.47) განტოლება მიიღებს სახეს:

$$J_k = -\frac{N_k D_k}{kT} \left[T \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu_k}{T} \right) + q_k \frac{d\varphi}{dx} + \frac{U_k}{T} \frac{dT}{dx} \right]. \quad (1.49)$$

ამ სახით გადატანის ძირითადი განტოლება მისაღებია ნებისმიერი სახის ნაწილაკისთვის, როგორც იონური, ელექტრონული და ხვრელური, ასევე ნეიტრალური ნაწილაკებისთვისაც.

თუ ჩავთვლით, რომ $\nabla\phi = 0$ და $\nabla T = 0$, მაშინ (1.49) გამარტივდება:

$$J_k = -\frac{N_k D_k}{kT} \nabla \mu_k. \quad (1.50)$$

ეს ფორმულა აჩვენებს, რომ ნაწილაკთა ნაკადი ქიმიური პოტენციალის გრადიენტის პროპორციულია. იგი უფრო ზოგადია, ვიდრე ფიკის კანონები, რომელთა თანახმად, ნაწილაკთა ნაკადი კონცენტრაციის გრადიენტის პროპორციულია. ზოგჯერ დიფუზიის პროცესები დაიმზირება მაშინაც კი, როდესაც არ არის კონცენტრაციის გრადიენტი. მაგალითად, ნახევარგამტარში, სადაც არათანაბარი მექანიკური დაძაბულობებია, ნაწილაკები მოძრაობს დიდი ენერჯიის უბნებიდან (დიდი ქიმიური პოტენციალიდან) მცირე ენერჯიის უბნებისკენ, მიუხედავად იმისა, რომ მათი მოძრაობის მიმართულებისკენ არაა კონცენტრაციის გრადიენტი. უფრო მეტიც, ნახევარგამტარში შეიძლება იყოს ნაკადი კონცენტრაციის გრადიენტის გაზრდისკენ. ამ შემთხვევაში დიფუზიის კოეფიციენტი უარყოფითია და ასეთ პროცესს *ალმავალი დიფუზია* ეწოდება.

დიფუზიის პროცესში, ნეიტრალურ ნაწილაკებთან ერთად, შეიძლება მონაწილეობდეს დამუხტული ნაწილაკებიც (იონები, ელექტრონები). ასეთ პროცესს *შეუღლებული დიფუზია* ეწოდება. ამ შემთხვევაში ორივე ტიპის ნაწილაკების ნაკადის გათანაბრება ხორციელდება შინაგანი ველებით. თუ მივიჩნევთ, რომ $\nabla T = 0$, მაშინ გადატანის ძირითადი განტოლება მიიღებს სახეს:

$$J_k = -\frac{\sigma_k}{q_k} (\nabla \mu_k + q_k \nabla \phi). \quad (1.51)$$

ამ შემთხვევაში დიფუზიური პროცესები შეწყდება, როდესაც

$$\nabla \mu_k = -q_k \nabla \phi, \quad (1.52)$$

ანუ როდესაც შინაგანი ელექტრული ველი განონასწორდება ნაწილაკთა ნაკადის ქიმიური პოტენციალის გრადიენტით.

საკონტროლო კითხვები:

1. როგორია დიფუზიური ელექტროგამტარებლობა?
2. როგორია ნახევარგამტარში სრული დენი და როდის ხორციელდება?
3. როგორია დიფუზიის ფენომონოლოგიური განტოლება?
4. რას აღნიშნავს დიფუზიის ფენომონოლოგიური განტოლება და როგორია მისი ფიზიკური აზრი?

II. რადიაციის მოქმედებით სტიმულირებული მოვლენები

2.1. რადიაციის მოქმედებით მყარ სხეულში მიმდინარე ეფექტები

თანამედროვე ეტაპზე მიკრო- და ნანოელექტრონიკის ამოცანების განუხრელი ზრდა, მათი ახალი მიმართულებების განვითარება, როგორცაა დაბალგანზომილებებიანი და მაღალმგრძობიარე მონოხილობები, ზემალაღი სიხშირე (ზმს) და ოპტოელექტრონიკა, მოითხოვს ახალი ტექნოლოგიური პროცესების და მათთან დაკავშირებული ახალი მეთოდების შემუშავებას. ასეთი მეთოდებიდან ერთ-ერთ პერსპექტიულ მიმართულებად რადიაციული ლეგირების (რლ) მეთოდი მიიჩნევა, რომელიც გულისხმობს სხვადასხვა სახის დასხივებით მყარი სხეულების და მათზე აგებული სტრუქტურებისა და მონოხილობების თვისებების მიზანმიმართულ ცვლილებას. რლ-ით ხდება მასალის თვისებების ცვლილება მასში მინარევების და დეფექტების ცვლილებით. მინარევული ატომები, როგორც წესი, მყარი სხეულების შემადგენელი დეფექტები, ხოლო რადიაციული დეფექტებია (რდ) (ვაკანსია, კვანძთაშორის ატომი და ა.შ.) – მისი სტრუქტურისთვის შექმნილი დეფექტები. მაგრამ მყარი სხეულების თვისებებზე გავლენის ხასიათი, როგორც შემადგენელი, ასევე სტრუქტურის შექმნილი დეფექტები, ანალოგიურია. მაგალითად, ნახევარგამტარში, ზოგადად, როგორც წესი, დეფექტის წარმოქმნას ეთანადება მის აკრძალულ ზონაში ლოკალური ენერგეტიკული დონეების გაჩენა, რომლებიც შეიძლება იყოს დონორული ან აქცეპტორული, ან დენის არანონანსორული მატარებლებისთვის რეკომბინაციის ცენტრები. ნახევარგამტარში რდ-ების კონტროლირებადი შეყვანით, შემდგომი ტემპერატურული დამუშავებით, შესაძლებელია მისი ელექტროფიზიკური მახასიათებლების ფართო დიაპაზონში ცვლილება.

ნახევარგამტარის პარამეტრებზე გამოსხივების მოქმედების შემსწავლელ პროცესებს შორის განსაკუთრებულ როლს თამაშობს ის პროცესები, რომელთა დროსაც აღიძვრება კრისტალური მესერის ისეთი დეფექტები, როგორცაა ვაკანსია, ძირითადი კვანძთაშორისი ატომები, უფრო რთული ცენტრები და კომპლექსები. ასეთი დეფექტების წარმოქმნა არსებითად ცვლის ნახევარგამტართა ფიზიკური თვისებების საფუძვლებს. დეფექტების შეყვანის მიმართ მათი მაღალი მგრძობიარობის გამო, მცირე დოზით დასხივებისასაც კი, წარმოქმნილი ცვლილებები შენარჩუნებულია დასხივების შეწყვეტიდან დიდი დროის გასვლის შემდეგაც. ამიტომ რადიაციის გავლენის პრობლემა ნახევარგამტარებზე, მათ საფუძვლზე შექმნილ ხელსაწყოებსა და ინტეგრალურ მიკროსქემებზე, განსაკუთრებით კოსმოსურ კვლევებში, ატომურ ტექნიკაში, კვლევითი ან ტექნოლოგიური გამოყენების მიზნით განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია.

რადიაციის მოქმედების გავლენით შესაძლებელია კარდინალურად შეიცვალოს მყარ სხეულში და მათ შორის ნახევარგამტარში ისეთი პროცესები, როგორცაა დიფუზია. ეს იმითაა გამოწვეული, რომ რადიაციის გავლენით მათში წარმოიქმნება კრისტალური მესერის სხვადასხვა სახის დეფექტები, რომელთა საფუძვლზეც ძირითადად ხორციელდება დიფუზია და რადიაციის დოზის გაზრდით დიფუზიური პროცესები, თერმულ შედა-

რებით, ჩქარდება. ზოგადად, შეიძლება ითქვას, რომ რადიაციით 77÷400K ტემპერატურაზე სტიმულირებული დიფუზიის მინარევული ატომების გადატანა 773÷1573K ტემპერატურაზე თერმული დიფუზიით გადატანის ეკვივალენტურია. ამიტომ, განვიხილოთ რადიაციული ზემოქმედების ძირითადი არსი, მისი მახასიათებელი პარამეტრები და მყარ სხეულზე მოქმედების შედეგები.

რადიაციის მოქმედების შესწავლა მყარ სხეულზე რთული პროცესია. რადიაციული დასხივების მოქმედების ეფექტი დამოკიდებულია გამოსხივების სახეზე, სიმძლავრეზე, დასახივებელი მასალის გვარობასა და ტემპერატურაზე, შთანთქმულ დოზაზე. რადიაციის სახეებია: დასხივება ნეიტრონებით (უმუხტო, დიდი მასის), პროტონებით (მუხტის მქონე, დიდი მასის), ელექტრონებით (მუხტის მქონე, მცირე მასის) და Y-სხივებით (ელექტრომაგნიტური ტალღა). რადიაციის მოქმედება მყარ სხეულში იწვევს კრისტალური მესრიდან ატომების ამოყრას (წანაცვლება) და მათ კვანძთაშორის ჩანერგვას. მიიღება ნერტილოვანი დეფექტები ვაკანსია-კვანძთაშორისი ატომი და წარმოებს ატომის გაიონება (მაიონებული გამოსხივება), ატომის შრიდან ელექტრონის ამოგდება, მიიღება წყვილი ელექტრონი-ხვრელი. თავის მხრივ, წანაცვლების ეფექტი იყოფა პირველად და მეორად პროცესებად. პირველადი ან პირდაპირი ეფექტები დაკავშირებულია კრისტალური მესრის კვანძებიდან ატომების წანაცვლებასთან, თავიანთი ორბიტალებიდან ელექტრონების წანაცვლებასა (გაიონება) და ბირთვულ გარდაქმნებთან. დიდი ენერგიით დამუხტული ნაწილაკების დასხივებისას უფრო ხშირად მიმდინარეობს პირველადი გაიონება და, დასხივების პირობების მიხედვით, ზოგჯერ ატომების წანაცვლება. მეორადი ეფექტებისას კრისტალის მესრიდან დიდი ენერგიით ამოგდებული ატომი ან ელექტრონი აზიანებს კრისტალის სრუქტურას ან იწვევს გაიონებას. ეს ეფექტი დაიმზირება მყარი სხეულის ნეიტრონებით დასხივებისას. Y-სხივებით დასხივებისას დაიმზირება მხოლოდ პირველადი ეფექტი - გაიონება. როგორც პირველადი და ასევე მეორადი პროცესები აღინერება ერთნაირი კანონებით.

ნივთიერებაში დიდი სიჩქარით მოძრავი რადიაციული ნაწილაკი მრავალჯერადი დაჯახების გამო ნელდება; ენერგიის დიდ ნაწილს გადასცემს კრისტალის ატომებს და ატომების ორბიტალებზე მყოფ ელექტრონებს, რის გამოც შეიცვლის მუხტს და მესრის ატომებთან მოქმედებით ნივთიერებაში გაჩერდება. ამ მხრივ, ნეიტრონები უფრო ღრმად შეაღწევენ ნივთიერებაში, ვიდრე პროტონები, მიუხედავად მასების თითქმის ტოლობისა. ასევე, ყველაზე ღრმად შევა Y-სხივები, მათი მაღალი განჭოლვის უნარის გამო.

ყოველივე ზემოთ თქმულიდან შეიძლება გამოიკვეთოს რადიაციის მყარ სხეულზე მოქმედების ზოგადი ხასიათი. რადიაციის მოქმედებით დასხივებულ მასალაში ყოველთვის ვლინდება არანონასწორული დეფექტების გენერაცია. დასხივების პროცესის დროის სხვადასხვა ინტერვალში მნიშვნელოვნად იცვლება დეფექტების კონცენტრაციის შექმნის ეფექტურობა მათი ერთმანეთზე ურთიერთქმედებით, რეკომბინაციით, დაგროვებით და დიფუზიური შერევით. სტრუქტურების დეფექტების ჩამოყალიბების შემდგომი ძირითადი პროცესებია ფრენკელის წყვილების დიფუზიური შერევა და რეკომბინაციები, რის შედეგადაც მიიღება დარღვეული პერიოდულობის არეები - კლასტერები. რადიაციული მოქმედების დროის გაზრდასთან ერთად, მათი რიცხვი იზრდება, ისინი ერთდება და მიიღება აგლომერატები - ამორფიზებული უბნები. კვანძთაშორისი ატომები და ვაკანსიები, რომლებიც არ მონაწილეობდა ანიგილაციაში, ობიექტში არსებულ დეფექტებთან ქმნის სხვადასხვა სახის კომპლექსებს. რადიაციული პროცესების დასრულების

შემდეგ, მყარი სხეულების და მათ ბაზაზე შექმნილი ხელსაწყოების ელექტრონული მახასიათებლების გაუმჯობესების მიზნით, საჭიროა ჩატარდეს ტემპერატურული ან სხვა სახის გამონვის პროცესები. ამ პროცესებთან უშუალო კავშირშია დეფექტთა ანიჰილაციისა და დიფუზიის ხასიათი და რელაქსაციის სახე, რომლებიც განსაზღვრავს დასხივებული ობიექტის რადიაციულ მდგრადობას. გამონვის პროცესით დგინდება შექმნილი კომპლექსის სირთულე, ენერგეტიკული და მუხტიანი მდგომარეობები.

2.2. რადიაციული ნაწილაკების სახეები და დოზიმეტრია

როგორც აღნიშნულ იყო, დასასხივებელ ობიექტში რადიაციული დარღვევების ხასიათი და სიდიდე განისაზღვრება თვით რადიაციის სახით და პარამეტრებით, ამიტომ საინტერესოა, განვიხილოთ რადიაციული ნაწილაკების წარმომავლობა:

ნეიტრონები - თავისუფალ მდგომარეობაში არამდგრადია და ელექტრონის გამოსხივებით იშლება, გარდაიქმნება პროტონად, ნახევრად დაშლის პერიოდით 11,7წთ. ნელი ნეიტრონები, კინეტიკური ენერგიით 10^3 ევ, ნივთიერების ატომებთან ეფექტურად ერთვება ბირთვულ რეაქციებში, რითაც მიიღება სტაბილური იზოტოპი და აღიძვრება მაიონებელი გამოსხივება. ჩქარი ნეიტრონები, კინეტიკური ენერგიით 20 კეე ± 10 მეე, ეჯახება რა ატომების ბირთვს, გადასცემს თავისი ენერგიის ნაწილს, იწვევს წანაცვლებას ან გაიონებას. ნეიტრონების წყაროა ატომური რეაქტორი, სადაც გამოიყოფა, აგრეთვე, ელექტრონების ნაკადი და γ -კვანტები. კინეტიკური ენერგიის სიდიდის მიხედვით, ნეიტრონები კლასიფიცირდებიან: ნელი $< 0,1$ კეე, საშუალო $0,1 \div 20$ კეე, ჩქარი 20 კეე ± 10 მეე და მაღალი ენერგიების > 10 მეე.

პროტონები - წყალბადის ბირთვებია, გამოიყოფა ატომის ბირთვებიდან მათზე დამუხტული ნაწილაკების, γ -კვანტების ან ნეიტრონებით ბომბარდირების შედეგად.

ელექტრონები და პოზიტრონები β -ნაწილაკების შემადგენლებია, რომლებიც გამოიყოფიან ბირთვიდან ბირთვული გარდაქმნის დროს, 10^7 მეე ენერგიაზე ნაკლები ენერგიით. რეაქტორის მუშაობისას $\sim 10^3$ არამდგრადი იზოტოპი წარმოიქმნება, რომლებიც თავის მხრივ ელექტრონების წყაროა.

γ -კვანტები წარმოიქმნება ბირთვის რადიოაქტიური დაშლის შედეგად, მისი აგზნებული მდგომარეობიდან ძირითად მდგომარეობაში გადასვლისას და გამოსხივების სპექტრი წრფივია. მაგალითად, Co^{60} -ის დაშლისას გამოსხივდება ერთნაირი ინტენსივობის ორი ხაზი 1,173 მეე და 1,33 მეე ენერგიებით. γ -კვანტების წყაროებად ხშირად გამოიყენება ხელოვნური რადიოაქტიური იზოტოპები Co^{60} და Co^{137} . γ -კვანტის მაღალი გამჭოლუნარიანობა აიხსნება მისი ტალღის λ სიგრძის სიმცირით (10^{-8} – 10^{-11} ნმ) და ენერგია ასე განისაზღვრება: $E=1230/\lambda$. მაიონებელ გამოსხივებას მიეკუთვნება ელექტრომაგნიტური γ -, ელექტრონული და კორპუსკულური (α -, β - გამოსხივებები და ნეიტრონული) გამოსხივებები.

რადიაციული მოქმედებების შეფასებისთვის შემოღებულია სპეციალური საზომი ერთეულები – როგორც სისტემგარეშე, ასევე, შემავალი საერთაშორისო SI სისტემაში. ცხრილში 2.1 მოცემულია ძირითადი რადიოლოგიური სიდიდეები, ერთეულები და მათ შორის კავშირები.

ძირითადი რადიოლოგიური სიდიდეები, ერთეულები და მათ შორის კავშირები

ცხრილი 2.1.

№	სიდიდე	ერთეული	ერთეულებს შორის კავშირი
1.	აქტიურობა, A	კიური (კი, Ci) ბეკერელი(ბკ,Bq),SI	1 კი= 3.7·10 ¹⁰ ბკ 1 ბკ= 1 დაშლ/წმ 1 ბკ=2.7·10 ⁻¹¹ კი
2.	ექსპოზიციის დოზა, X	რენტგენი(რდ, R) კულონ/კგ(კლ/კგ),SI	1რდ=2.58·10 ⁻⁴ კლ/კგ 1კლ/კგ=3.88·10 ³ რდ
3.	შთანთქმული დოზა, D	რადი (რად,rad) გრეი(გრი, Gy), SI	1გრი =100 რდ 1გრი=1ჯ/კგ
4.	ეკვივალენტური დოზა, H	ბერი (ბერ,rem) ზივერტ(ზვ, Zv), SI	1ბერ=10 ⁻² ზვ 1ზვ=100ბერ
5.	ინტეგრალური დოზა, I	რადი-გრამ(რად·გრ) გრეი-კგ(გრი·კგ),SI	1რად·გრ=10 ⁻⁵ გრი·კგ 1გრი·კგ=10 ⁵ რად·გრ

მყარსხეულოვანი მასალების და მათზე აგებული ხელსაწყოების რადიაციული მდგრადობის შეფასებისთვის, ცხრილი 1-დან ძირითადი და მნიშვნელოვანია ექსპოზიციის (X) და შთანთქმის (D) დოზების ცოდნა, რადგან სხვა დანარჩენი ბიოლოგიური მასალებისთვისაა საინტერესო.

გარემოზე მაიონებელი გამოსხივების ზემოქმედების ძირითადი მახასიათებელია იონიზების (ან გაიონების) ეფექტი. ნორმალურ ატმოსფერულ წნევაზე, მშრალი ჰაერის დასხივებისას, მისი იონიზების სიდიდის რაოდენობრივი ზომა გამოიხატება **ექსპოზიციის დოზით**. ესაა ჰაერის მოცულობის ერთეულში ელექტრონების და პოზიტრონების მიერ შექმნილი ერთი ნიშნის იონების ელექტრული მუხტის საერთო რაოდენობის შეფარდება ამ მოცულობის მასასთან.

გასხივებულ მასალაში ფიზიკო-ქიმიური ცვლილებების და რადიაციული ეფექტების შეფასების მნიშვნელოვანი ერთეულია მასალის მიერ შთანთქმული მაიონებელი გამოსხივების ენერგია, რასაც აღრიცხავს **შთანთქმული დოზა**. ის აჩვენებს, გამოსხივების ენერგიის რა რაოდენობა შთაინთქა დასხივებული ნივთიერების ერთეული მასის მიერ და განიზომება შთანთქმული მაიონებელი გამოსხივების ენერგიის ფარდობით მშთანთქავი ნივთიერების მასასთან.

2.3. რადიაციულად სტიმულირებული დიფუზიური პროცესი

მყარ სხეულში რადიაციის მოქმედებით აჩქარებული დიფუზია შეიძლება აღიქვას შემდეგი მიზეზებით: **1)** მოცემულ ტემპერატურაზე შექმნილი არანონასნორული ვაკანსიებით, რომელთა ელემენტარული აქტი სტიმულირდება ტემპერატურული ფლუქტუაციებით და მოიცემა ასეთი სახით:

$$D(x) \approx D_0 \exp(-E_{aj}/kT) [1 + I(x) \sigma_0 \exp(E_0/kT)] \quad (2.1)$$

E_{aj} დეფექტების მიგრაციის აქტივაციის ენერგიაა; E_0 – ნონასნორული ვაკანსიის აქტივაციის ენერგია; $I(x)$ – რადიაციული ნაკადის სიმკვრივე და σ – დეფექტის შექმნის განივკვეთი.

მაღალ ტემპერატურაზე რადიაციული დასხივების დიფუზიაში რადიაციული წილი ქრება გაჩენილი დეფექტების „გამონვის“ გამო. ამიტომ რადიაციულ-სტიმულირებული დიფუზია მიმდინარეობს $500 < T < 800^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურებზე. არასტაციონარული კვანძთა-შორისი დიფუზიის კოეფიციენტი გასხივების დოზის ზრდასთან ერთად ეცემა და ასე გამოიხატება:

$$D(t) = K\lambda^2 / C_a [(2Kt / C_a) + 1]^{1/2} t^{-1/2}, \quad (2.2)$$

სადაც λ დიფუზიური ნახტომის სიგრძეა; K – დასხივებისას დეფექტის გენერაციის სიჩქარე; C_a – ტემპერატურაზე სუსტად დამოკიდებული მუდმივა და t - რადიაციის მოქმედების დრო.

2) მყარ სხეულზე დაბალენერგეტიკული დიდი სიმკვრივის ($E=6-8$ კეე, $I=20$ ა/სმ²) ელექტრონებით დასხივებისას მასში სწრაფად წარმოიქმნება დიდი სიმკვრივის $>10^8$ სმ² დისლოკაციები, რაც აჩქარებს დიფუზიის პროცესებს.

3) დიფუზია შეიძლება დაჩქარდეს რადიაციული მოქმედებით კვანძთაშორისი ატომების კონცენტრაციის გაზრდით და მათი სწრაფი ანიჰილაციით კრისტალის სტრუქტურულ მარცვლებზე და დისლოკაციებზე.

ზოგად შემთხვევაში დიფუზიური ნაკადი:

$$I_d = CD_d \nabla \mu, \quad (2.3)$$

სადაც C – დიფუზიური დეფექტის სიმკვრივე, D_d – დიფუზიის კოეფიციენტი და μ – ქიმიური პოტენციალია.

ამ სამიდან თითოეული იცვლება რადიაციის მოქმედებით და, შესაბამისად, დიფუზიური ნაკადიც დამოკიდებული იქნება რადიაციის სახეზე და ინტეგრალურ დოზაზე. კერძოდ, რადიაციული დასხივებისას იქმნება ფრენკელის ტიპის ნერტილოვანი დეფექტები ანომალიურად დიდი კონცენტრაციით, რომლითაც წარმართება არანონასწორული დიფუზიური პროცესები.

დეფექტების შექმნის, გადაწყობისა და ანიჰილაციის პროცესში წარმოიქმნება კვანძთაშორისი დრეკადი ტალღა, განსაკუთრებით ძლიერი დეფექტების კასკადისას, მაგრამ შესამჩნევი არამდგრადი ფრენკელის წყვილისას. ეს ტალღა გამორჩეულად მოქმედებს კვანძთაშორის ატომებზე, „გადაისვრის“ მათ რამდენიმე ატომთაშორისი ჯებირის შესაბამის მანძილზე და ამით ხელს უწყობს დაჩქარებულ, არასითბურ მიგრაციას.

ნახევარგამტარებში და დიელექტრიკებში რადიაციით-სტიმულირებული დიფუზიის პროცესების წარმოქმნა შესაძლებელია, აგრეთვე, ლოკალური ექსიტონური და მრავალჯერადი გაიონებული მდგომარეობების შექმნით. მაგალითად, შესაძლებელია ორკომპონენტური ნახევარგამტარებში (როგორებიცაა GaAs, InP, ZnS და სხვა), ცალკეული კომპონენტის ორ მეზობელ იონზე, დასხივებით შეიქმნას არანონასწორული ელექტრონ-ხვრელური წყვილი. რელაქსაციური დაშლით, ექსიტონის ხვრელურკომპონენტის იონი გავა კვანძთა შორის, რაც გამოიწვევს კვანძთაშორისი ატომების კონცენტრაციის გაზრდას. დარჩენილი ელექტრონით ლოკალიზებული მეორე კომპონენტი ქმნის ან ახალ ექსიტონს მეზობელი მესრის ატომით, ან რაიმე ცენტრს მინარევთან. ამ შემთხვევაში არანონასწორული ვაკანსიები წარმოიქმნება ექსიტონური და ელექტრონული აგზნებების ხარჯზე. ელექტრონულ-ხვრელური აგზნების ავტოლოკალიზება იწვევს ელექტრონთა აგზნების ენერჯის გადასვლას რხევით ($U - U$ გაცვლა) და გადატანით ($U - T$ გაცვლა) მოძრაობაზე, რაც იწვევს მინარევულ ატომთა დაჩქარებას.

რადიაციული დეფექტების არანონასნორული კონცენტრაციის პირობებში სტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტი შეიძლება გაიზარდოს რამდენიმე რიგით, რაც ასე გამოიხატება:

$$D_{\text{ფ}} = D_I \frac{C_I}{C_I^*} + D_V \frac{C_V}{C_V^*} \quad (2.4)$$

სადაც $D_{\text{ფ}}$ არანონასნორული დიფუზიის ეფექტური კოეფიციენტია, ხოლო $D_I(D_V), C_I(C_V), C_I^*(C_V^*)$ - ფაქტობრივი და ნონასნორული დიფუზიის კოეფიციენტები და კვანძთაშორისი ატომების (ვაკანსიების) კონცენტრაციები შესაბამისად.

რადიაციულად სტიმულირებული დიფუზია, რადიაციის მოქმედებით დიდი კონცენტრაციით არანონასნორული დეფექტების შექმნის შედეგია. რადიაციის ან გამონვის პროცესების დროს წარმოქმნილი აგლომერატები ხდება არასტაბილური და წარმოდგენილია კვანძთაშორისი ატომების და ვაკანსიების სახით, რომლებიც ნერტილოვანი დეფექტების წყაროებია. რადიაციულად სტიმულირებული დიფუზიის ხანგრძლივობა დამოკიდებულია რადიაციის მოქმედების დროსა და გამონვის ტემპერატურაზე. ამავე მიზეზით, დიფუზიურ ზონაში მყოფი ნერტილოვანი დეფექტების კონცენტრაცია აჭარბებს თერმოდინამიკურ ნონასნორობას და ამიტომ (2.4) ფორმულის თანახმად, იზრდება მინარევული დიფუზიის კოეფიციენტი. ცხადია, რომ ტემპერატურის ზრდით იზრდება რადიაციული დეფექტების შერევის სიჩქარე და, დიდი დიფუზიის კოეფიციენტის გამო, სწრაფად იზრდება არათანაბარი უბნების რელაქსაციის სიჩქარეც, რითაც მცირდება მინარევის დიფუზიური განარბენის სიგრძე. სწორედ ესაა იმის მიზეზი, რომ რადიაციული და, საერთოდ, დეფექტების სწრაფი გამონვის პროცესები მჭიდროდ დაინერგა მიკრო- და ნანო-ტექნოლოგიებში.

საკონტროლო კითხვები:

1. როგორი სახის დარღვევებს იწვევს მყარ სხეულში რადიაცია?
2. ჩამოთვალეთ ცალკეული რადიაციული ნაწილაკების წარმომავლობა;
3. როგორია რადიაციის საზომი ერთეულები?
4. რა არის ნერტილივანი დეფექტები და ამორფიზებული უბნები?
5. მყარ სხეულში რადიაციის მოქმედების რა მიზეზებით აღიძვრება დაჩქარებული დიფუზია?
6. როგორ მიმდინარეობს რადიაციულად სტიმულირებული პროცესები ექსიტონური მდგომარეობების შექმნით?

2.4. რადიაციულად სტიმულირებული დიფუზიის მექანიზმი

ნახევარგამტარულ მასალებში და მათზე აგებულ ხელსაწყოებში რადიაციით შექმნილი დეფექტების გენერაციისა და ევოლუციის მექანიზმის შესწავლას ექცეოდა და თანამედროვე პერიოდშიც ექცევა დიდი ყურადღება. ასეთი კვლევების აქტივობა განპირობებულია იმით, რომ ნახევარგამტარული კრისტალები და განსაკუთრებით სილიციუმი დღე-

ვანდელ დღესაც რჩება მყარსხეულოვანი მიკრო- და ნანოელექტრონიკის საბაზო მასალად. სტრუქტურული დეფექტების არსებობისა და კრისტალის ზედაპირზე და მოცულობაში მათი თერმო- და რადიაციულად სტიმულირებული გადაწყობის ხასიათითაა განპირობებული ხელსაწყო პარამეტრების სტაბილურობა და საიმედოობა, რომელიც, თავის მხრივ, განსაზღვრავს მის რადიაციულ მდგრადობას.

რადიაციულად სტიმულირებული დიფუზიის მექანიზმის დადგენისთვის საჭიროა, დიფუზიის კლასიკურ მექანიზმებთან ერთად, გათვალისწინებულ იქნეს დამატებითი მექანიზმი, რომელიც დაკავშირებულია რადიაციულ დეფექტებთან ერთად შექმნილ კვანძთაშორისი ატომისა ან ვაკანსიის კომპლექსის გადაადგილებასთან. არსებობს სტიმულირებული დიფუზიის მრავალი მოდელი, რომელთაგან თითოეული კარგად აღწერს ცალკეულ ექსპერიმენტულ მონაცემებს, მაგრამ მათ შორის ერთ-ერთი ყველაზე ადრეული, შედარებით მრავლისმომცველი, რომელიც იძლევა რადიაციული პროცესების მართვის საშუალებას, *ვოტკინსის მოდელია*, რომელიც დამყარებულია მის მიერ ჩატარებულ ექსპერიმენტულ ეფექტზე.

ვოტკინსის მოდელი. ვოტკინსის ეფექტის არსი მდგომარეობს მინარევული ატომების, Si-ში სილიციუმის კვანძთაშორის ატომებთან ურთიერთმოქმედების რეაქციაში. ვოტკინსის მიერ $0,5 \div 20,4K$ ტემპარატურაზე ჩატარებულმა ექსპერიმენტებმა აჩვენა, რომ Al-ით ლეგირებულ Si-ში, ელექტრონების 10 მევ ენერგიით დასხივების შემდეგ, დაიმზირება რადიაციით შექმნილი კვანძთაშორისი Si(I) და მინარევული Al(S) ატომების გადაადგილება. Al-ით ლეგირების გარდა, ასეთივე შედეგები იქნა მიღებული B-ით და Ga-ით ლეგირებისას. მინარევული ატომების ამოყრა მესერის კვანძებიდან დამზერილ იქნა ელექტრონული პარამაგნიტური რეზონანსის მეთოდით. მაშასადამე, რადიაციულმა ზემოქმედებამ გამოიწვია Si-ის ატომების და მინარევული ჩანაცვლების B, Al, Ga ატომების კვანძთაშორისი მიგრაცია:



რადგანაც რეაქცია დაიმზირა ძალიან დაბალ $0,5 \div 20,4K$ ტემპარატურაზე, აღიძრა იდეა კვანძთაშორისი ატომების მიგრაციის ათერმიულ მექანიზმზე. ექსპერიმენტული მონაცემების ხარისხობრივი ახსნის ერთ-ერთი მოდელი ემყარება იმას, რომ ასეთი მიგრაციის მიზეზი დაკავშირებულია არა Si-ის ატომებთან, არამედ ჩანაცვლებულ მინარევებთან. ამ მოდელის თანახმად, I მოძრაობს ძირითად ატომთან განსხვავებულ კოვალენტური რადიუსის მქონე, ჩანაცვლების მინარევული ატომების მიერ შექმნილ დრეკადი დაჭიმულობის ველში. ეს ველი განფენილია წონასწორული მდგომარეობიდან წანაცვლებულ პირველ კოორდინაციულ სფეროში, მცირდება შემდგომ სფეროებში და ბოლოს რელაქსაციით ქრება (ნახ.2.1). მინარევული ატომის მესერის უბანში სილიციუმის მესერის ატომები წანაცვლებული არიან წონასწორული მდგომარეობიდან, რითაც ისინი მიდიან პოლარიზაციამდე, ანუ ელექტრული დიპოლური მომენტის წარმოქმნამდე. ამის შედეგად კვანძთაშორისი Si-ის ატომზე ჩნდება დიპოლური მომენტი და რადგანაც მესერის ატომების დიპოლის მომენტის სიდიდე მკვეთრად იზრდება დეფორმაციის ცენტრისკენ, ამიტომ კვანძთაშორისი Si-ის ატომი იძულებულია იმოძრაოს მესერული ატომის მზარდ დიპოლური მომენტის უბანში მინარევული ჩანაცვლების ატომისკენ, რათა ამოაგდოს ის. ასევე გაირკვა, რომ ვოტკინსის ეფექტი მუშაობს არა მარტო მე-3 ჯგუფის მინარევებზე, არა-

ჭარბით, ხოლო წყვილთა სივრცული განაწილება განისაზღვრება დეფექტების და მინარევული ატომების კონცენტრაციების პროფილებით. ამ შემთხვევაში უთითებენ ვაკანსიების და კვანძთაშორისი ატომების „ქარის ეფექტზე“, რითაც იხსნება დიფუზიის აჩქარება ან შენელება. ამ ეფექტს აქვს დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა.

ექსპერიმენტულად ასევე დაიმზირა რადიაციული პროცესების მართვის შესაძლებლობა მაიონებელი გამოსხივების მცირე დოზით დასხივებისას [Чернов И.П. и др.//ФТП, т.16, с.2271]. დადგინდა, რომ ნახევარგამტარების, მეტალების და შენადნობების მაიონებელი რადიაციის – γ -კვანტების და ელექტრონების, ექსპონირებული $\leq 10^5$ გრეი დოზით დასხივებისას, რადიაციული დეფექტების დაგროვება კი არა, არამედ პირიქით, მასალაში დასხივებამდე არსებული დეფექტების გაქრობა (გამოწვა) აღინიშნება და მასალა გადადის უფრო წონასწორულ მდგომარეობაში, საწყის მდგომარეობასთან შედარებით. ნაჩვენებია, რომ იონიზაციური პროცესები თამაშობს გადამწყვეტ როლს მასალის კრისტალურ მესერში დეფექტების გადაწყობის პროცესში. დადგინდა, რომ კრისტალის სტრუქტურის გადაწყობა ხდება მესერში არსებული ენერჯის გამოთავისუფლების ხარჯზე, რაც რადიაციით შექმნილი დეფექტების ანიგილაციის შედეგია. კრისტალის წონასწორულ მდგომარეობაში გადასვლით უმჯობესდება მისი ელექტრო-ფიზიკური პარამეტრები.

მაიონებელი გამოსხივების მცირე დოზით დასხივებისას მასალის თვისებების გაუმჯობესების ეფექტს აქვს პრინციპული მნიშვნელობა, რადგან იხსნება მთელი რიგი აუხსნელი მოვლენები, მაგალითად, როგორცაა რადიაციული დეფექტების გამოწვის შემდეგ მიმდინარე ნარჩენი პროცესები; რადიაციული მდგრადობის გაზრდა მაღალ ტემპერატურაზე დასხივებისას; დასხივებამდე ერთნაირი საწყისი პარამეტრების მქონე ნახევარგამტარული ხელსაწყოების განსხვავებული რადიაციული მდგრადობები; მესრიდან მინარევული ატომების ამოყრა კვანძთაშორისი საკუთარი ატომების მიერ.

მაიონებელი გამოსხივების მცირე დოზით დასხივებისას მასალის თვისებების გაუმჯობესების ეფექტის მექანიზმის დადგენისთვის ყურადღება მიექცა იმ ფაქტს, რომ რადიაციით დასხივების შემდეგ კრისტალები გამდიდრებულიყო წყალბადით, რომლის შედგენილობა იყო მის კრისტალში ხსნადობაზე მეტი, ანუ მისი ატომების ნაწილი იმყოფებოდა კრისტალის დეფექტთან ბმაში. თეორიულად ნაჩვენებია იქნა, რომ მყარ სხეულში H_2 -ის მოძრაობა აიხსნება მისი განთავისუფლებით ლოკალიზაციის ადგილიდან რადიაციის მეორადი პროცესების შედეგად, რომელიც აღიძვრება ელექტრონული სისტემის აღგზნებით და დეფექტებთან H_2 -ის ბმის რხევით. გამოსხივების H_2 -ზე ზემოქმედების შედეგად ირღვევა დეფექტის H_2 -თან კომპლექსი და, კვანძთაშორის H_2 -ის დიდი ძვრადობის გამო, ის გადის ზედაპირზე, როგორც ჩამდენზე. კომპლექსის დაშლის შემდეგ კვანძთაშორისი ატომები მიგრირებენ კრისტალში, გადიან ჩამდენზე ან ანიგილირდებიან ვაკანსიებთან.

საკონტროლო კითხვები:

1. როგორია ვოტკინსის ექსპერიმენტული ცდა და რა არის მისი არსი?
2. რაში მდგომარეობს ვოტკინსის ეფექტი?
3. რა არეში ვრცელდება მინარევული ატომის მიერ შექმნილი დრეკადი დაჭიმულობის ველი?
4. რაში მდგომარეობს მაიონებელი გამოსხივების მცირე დოზის ეფექტი?

2.5. პროტონების დასხივებით სტიმულირებული დიფუზია

თანამედროვე მიკრო- და ნანოტექნოლოგიები ძირითადად მიმართულია ისეთი სტრუქტურების და მოწყობილობების მისაღებად, რომელთა მასალის სიღრმეში იქნება ჩვენთვის დიდი სიზუსტით კონტროლირებადი არაერთგვაროვნება. ეს მით უმეტეს ძნელი მისაღწევია, როცა სიღრმეები რამდენიმე ნანომეტრის რიგისაა. ასეთი სიღრმისეული არაერთგვაროვნების განხორციელება შესაძლებელია მხოლოდ ისეთი სახის ლეგირებით, რომელიც უზრუნველყოფს ნახევარგამტარის და სიღრმის პარამეტრების ეფექტურად მართვას. ამ მხრივ პერსპექტულია მცირე განარბენის მქონე დამუხტული ნაწილაკებით ლეგირება, კერძოდ, მასალაში დამუხრუჭებისას აჩქარებული იონებით.

ამ მიზნით, უკანასკნელ წლებში დიდი ინტერესს იწვევს ყველაზე მსუბუქი იონების – პროტონების გამოყენება. მათ მიმართ მზარდი ინტერესი განპირობებულია იმით, რომ შესაძლებელია მასალის სიღრმის ფართო დიაპაზონის დამუშავება (0,1 მკმ-დან 1 მმ-მდე) და დასხივების შემდგომ არ იქმნება რთული რადიაციული დეფექტები და მათი კომპლექსები, რომელთა მოსაშორებლად საჭირო იქნებოდა დამატებით არასასურველი მაღალტემპერატურული გამოწვები. პროტონებით დასხივების შემდგომ, ნახევარგამტარის ძირითად თვისებებზე მოქმედ ფაქტორებს წარმოადგენს: 1) ბირთვული რეაქციის შედეგად შექმნილი ახალი მინარევები, რაც მიიღწევა დიდი ენერგიების პროტონებით დასხივებით (მეგ-ის რიგის) და 2) რადიაციული დეფექტები - წყალბადის ატომების გაჩენა და დაგროვება (რამდენიმე კევ ენერგიაზე). ძირითადად, რადიაციული დეფექტები გენერირებს კრისტალში პროტონის შენელებისას - მისი ტრეკის ბოლოს ($R_{\text{წმ}}$). ამ დროს დეფექტების გენერაციის ტემპი თითქმის ერთი რიგით იზრდება. მახომბარდირებელი იონების ენერგიის ცვლილებით შესაძლებელია მაქსიმალური გენერაციის უბნის ადგილმდებარეობის რეგულირება. ამიტომ, პროტონების დაბალენერგეტიკული ნაკადის გამოყენებით რადიაციული ლეგირება ხორციელდება ეფექტურად. ასევე, უაღრესად მნიშვნელოვანია მისი გამოყენებით ფორიანი შრეების ფორმირება, რომლის ბაზაზეც ნანოტექნოლოგიაში შეიქმნა ახალი მიმართულებები: “Smart Cut” – SC – „მაღული ჩანერგვა“ („სმარტ გათ“), ანუ SOI ტექნოლოგიები.

2.5.1. ნახევარგამტარში მაღალტემპერატურული პროტონური დასხივებით მალეგირებელი მინარევების გადანაწილება

ექსპერიმენტზე დამზერილ იქნა, რომ სილიციუმზე მენდელეევის სისტემის III და V ჯგუფის ელემენტების თერმული დიფუზიით მიღებულ p-n გადასასვლელის, $700\pm 1000^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურაზე პროტონული ბომბარდირებით მოხდა p-n გადასასვლელის წანაცვლება. ეს მოვლენა რამდენიმე სხვადასხვა მოდელით ვერ აიხსნა. მოგვიანებით, მიღებული ეფექტის დასაზუსტებლად გამოყენებულ იქნა ნახევარგამტარში მინარევის განაწილების პროფილის ანალიზის მეთოდი - მეორადი იონებით მას-სპექტროსკოპია (მიმს). ნაჩვენები იქნა, რომ რადიაციით მიღებული პროტონო-სტიმულირებული დიფუზიის შემდეგ მინარევების განაწილების პროფილს ($R_{\text{წმ}}$) აქვს რამდენიმე ექსტრემუმი. რადიაციით შექმნილი ვაკანსიების მოძრაობის და, შესაბამისად, მინარევის ჩანერგვის მოდელს შეეძლო აეხსნა განაწილების პროფილზე გადაღუნვის შემთხვევა და არადა არა – ექსტრემუმების

არსებობა. ამიტომ, ამ ეფექტის ახსნისთვის უნდა შექმნილიყო ახალი მექანიზმი, რომელშიც უნდა ყოფილიყო კრისტალის სიღრმეში $R_{3\alpha}$ -ის არეში პროტონო-სტიმულირებული ლეგიონებით გენერირებული ვაკანსიის გრადიენტის გავლენა მინარევის ჩანერგვის დიფუზიის სიჩქარეზე. მინარევის გადანაწილების ასეთი რთული ხასიათის ახსნის ერთ-ერთი მექანიზმია დიფუზიის ორნაკადიანი მოდელი, რომელშიც ნაჩვენებია, რომ $R_{3\alpha}$ -ის არეში ფრენკელის წყვილის ინტენსიური გენერაცია ვოტკინსის რეაქციით იძლევა კვანძთაშორისი მინარევი ატომების და, შესაბამისად, კვანძებში მატრიცის ატომების დიდ კონცენტრაციას. კვანძთაშორისი მინარევის დიდი დიფუზიის კოეფიციენტის გამო, $R_{3\alpha}$ არე მინარევით ღარიბდება, რაც იძლევა ამ უბანში დიფუზიის კოეფიციენტის მინიმუმს. ეფექტის სიდიდე შეფასდა მიმს მეთოდით სილიციუმში ბორის მინარევის განაწილებაში მიღებული მაქსიმუმებისა და მინიმუმების კონცენტრაციების ფარდობით. ამ შეფასებიდან გაკეთდა დასკვნა, რომ ექსპერიმენტზე დამზერილი ექსტრემუმების არსებობა შეიძლება აიხსნას პროტონო-სტიმულირებული დიფუზიის სწრაფ- და ნელნაკადიანი მდგენელების ინტენსივობების თანაფარდობით. ამ მოდელით ძნელად ასახსნელია ის, რომ დასხივების ფიქსირებულ პირობებში მინარევის კონცენტრაციის ცვლილება ორი რიგით იცვლება. ეს მოდელი გაამყარა დამკვებამ, რომ ნეიტრალური ნაწილაკების დიფუზიის გარდა, როგორც ჩვეულებრივი თერმოდირეფუზიისას, მალეგირებელი მინარევი, რომელიც ნახევარგამტარის აკრძალულ ზონაში ქმნის თხელ დონეებს, დიფუნდირებს გაიონებული სახით. ამ მოდელის უპირატესობა ისაა, რომ მინარევის რალაც ნაწილი ქმნის მცირე ძვრადობის კომპლექსებს, რომლითაც ეფექტურად იმართება მინარევის ძირითადი მასის გადანაწილება. პროტონო-სტიმულირებული დიფუზიის მოდელში მინარევის გადაადგილების განტოლების სრული სისტემა შეიცავს ვაკანტური ნაკადის (დიფუზიის „ნელი“ კომპონენტი), დიფუზიური „სწრაფი“ ნაკადის და პუასონის განტოლებებს. დადგინდა, რომ $R_{3\alpha}$ -ის არეში არსებული დაბალი ძვრადობის დადებითად დამუხტული რადიაციული დეფექტები K - ცენტრებია (ვაკანსია-ჟანგბადი-ნახშირბადი) და იმყოფება $E_V + 0,3$ ევ დონეზე.

საინტერესო შედეგები იქნა მიღებული წინასწარ დასხივებულ ნახევარგამტარულ კრისტალში მინარევის დიფუზიური პროცესების ჩატარებისას. ასეთი მეთოდის განსაკუთრებულობა იმაში მდგომარეობს, რომ რადიაციული დეფექტების გენერაციის პროცესს განსაზღვრავს იონური დასხივება, ხოლო დიფუზიურს - დროში გადაადგილება. ამ სახის პროტონო-სტიმულირებული დიფუზიის პროცესის ჩატარებისთვის ნახევარგამტარის მონოკრისტალი პროტონებით სხივდება ოთახის ტემპერატურაზე, რის შემდეგაც გასხივებულ მასალაში ტარდება სითბური დიფუზია. მიღებული ექსპერიმენტული შედეგების ახსნა შესაძლებელია დიფუზიის ვაკანტური მექანიზმის მიახლოებაში იმის გათვალისწინებით, რომ კრისტალის ზედაპირზე დაფენილი მინარევი დასხივების შემდეგ კრისტალში გადაადგილდება ვაკანტური მექანიზმით, რომლის C კონცენტრაცია განისაზღვრება უწყვეტობის განტოლებიდან:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial D_V}{N} V \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - C \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \quad (2.6)$$

სადაც D_V ვაკანსიის დიფუზიის კოეფიციენტია, N - მატრიცის ატომების კონცენტრაცია.

რიცხვითი გამოთვლებით ნაჩვენებია, რომ $D_V < 10^{-6}$ სმ²/წმ და ვაკანსიის განაწილების პროფილი პრაქტიკულად იმეორებს პროტონური დასხივებით შექმნილ რადიაციული კომპლექსების პროფილს, რაც მტკიცდება თეორიისა და ექსპერიმენტის შედარებიდანაც.

2.5.2. რადიაციულად სტიმულირებული პროცესები მეტალ-ნახევარგამტარ საზღვრზე

მიკრო- და ნანოელექტრონიკის განვითარება წარმოშობს სულ უფრო და უფრო მზარდ ინტერესს ნახევარგამტარის თავისუფალ ზედაპირზე და მეტალ-ნახევარგამტარ გამყოფ საზღვარზე მიმდინარე პროცესებისადმი. ნახევარგამტარის ზედაპირზე რადიაციული დასხივების შესწავლამ აჩვენა ორი მნიშვნელოვანი ეფექტი, რომლებსაც აქვს დიდი პრაქტიკული გამოყენება: ზედაპირის წინა უბანში დეფექტების დაგროვება და მონოკრისტალური ნახევარგამტარის ზედაპირზე დაფენილი წყაროდან მასში მინარევის რადიაციულ-სტიმულირებული პროცესით შეყვანა. სახელდობრ, მეტალ-ნახევარგამტარ სტრუქტურის შედარებით დაბალი დოზით იონური დასხივების შედეგად დადგინდა, რომ შესაძლებელია მიღებულ იქნეს ნახევარგამტარის ზედაპირის მეტალით ლეგირება, ვიდრე დიდი დოზით დასხივების შემთხვევაში. ასევე დაიმზირა დაფენილი მეტალის ფირის ლეგირება ნახევარგამტარის ატომებით. ამ პროცესების ზოგადი სახელწოდებაა იონურ-სხივური შერევა (ისშ), რომლის ბუნების არსი, დღესდღეობით, ღიად რჩება.

ამ მოვლენის ახსნის ხარისხობრივი თეორია ითვალისწინებს პროცესის რადიაციით სტიმულირებულ დიფუზიას. მათ შორის ძირითადია დამატებითი ვაკანსიების და კვანძთაშორისი ატომების გენერაცია და დიფუზიისთვის ენერგეტიკული ჯვების შემცირება, რომელიც გამოწვეულია დასხივებისას კრისტალის იონიზაციური პროცესებით. მინარევის ჯამური დიფუზიური ნაკადი, პირობითად, შეიძლება აღინეროს ორი ნაკადის ჯამით, რომელთა მიზეზია სითბური დიფუზია და დასხივებით გამოწვეული დიფუზია. ასეთი მიდგომა აღწერს შერევის ტემპერატურულ სვლას ტემპერატურის ფართო ინტერვალში და ამ ეფექტის დამოკიდებულებას დასხივების ინტენსივობაზე.

ექსპერიმენტულად დადგინდა გასხივების დროს ისშ-ში ჩანერგილი ატომების რიცხვის დამოკიდებულება საფენის ტემპერატურაზე, რომელსაც აქტივაციური ხასიათი აქვს და შესაბამისი აქტივაციის ენერგია ბევრად მცირეა, ვიდრე სითბური პროცესებისას. მაგალითად, Ni-Si და Co-Si სისტემისთვის აქტივაციის ენერგია შეადგენს 0,11 და 0,33ევ, შესაბამისად, ნაცვლად 1,5ევ-ისა.

წარმოდგენილი მოდელი აგრეთვე ხსნის ექსპერიმენტზე დამზერილ ნახევარგამტარის მეტალის ატომებით ლეგირებას შედარებით დაბალი ენერგიის ელექტრონების ნაკადით.

2.5.3. იონურ-სტიმულირებული პროცესებით ქიმიური ნაერთების ფორმირება

სილიციუმის ზედაპირზე დაფენილი ზოგიერთი მეტალი თერმული გამოწვის ან იონური ბომბარდირებისას საფენთან ქმნის ქიმიურ ნაერთს, ანუ სილიციდებს. თანამედროვე ეტაპზე უფრო მეტად შესწავლილია სილიციდები Ni-Si, Pd-Si, Cr-Si და Pt-Si. მათი შექმნის პროცესების კვლევისას დადგინდა, რომ იონური ბომბარდირებისას ფორმირების ტემპერატურა უფრო დაბალია, ვიდრე თერმული გამოწვისას. სილიციდების შექმნის ტემპერატურის დაწვევაში ძირითად როლს თამაშობს იონური ბომბარდირებით მეტალეზის და სილიციუმის შესაბამისი კვანძებიდან ატომების წანაცვლება.

ამ დასკვნის თვალსაჩინო დამტკიცებაა 300 კევ ენერგიების Ar, Kr და Xe იონების იმპლანტაციით მიღებული Pt₂Si სილიციდის კვლევის შედეგები. რადგან იმპლანტაციისას შრის შერევის სისქე იზრდება დოზიდან კვადრატული ფესვის პროპორციულად, ხოლო თერმული დიფუზიისას - დროიდან კვადრატული ფესვის პროპორციულად, ამიტომ შეიძლება გაკეთდეს დასკვნა ამ პროცესების კინეტიკის მექანიზმების სიახლოვეზე. იონების ბომბარდირებით ან მაღალტემპერატურული ზემოქმედებით, სილიციდის ფორმირების პირველ ეტაპზე ხდება მეტალის და სილიციუმის შესაბამისი კვანძებიდან ატომების ამოყრა. ეს ეფექტი უფრო ადვილია იმპლანტაციის შემთხვევაში, ვიდრე თერმული გამონვისას იონების ენერგიით შექმნილი იონიზაციური პროცესების გამო. შექმნილი თავისუფალი ატომები კონცენტრაციის გრადიენტით მოძრაობენ ვაკანსიით ან კვანძთაშორის გადაადგილებით და, საბოლოო ვარიანტში, იონური იმპლანტაციისას მოხდება ატომების მეტი და სწრაფი შერევა, თანაც ღიდ მანძილებზე. აქტივაციის ენერგიის შემცირება დაკავშირებულია დასასხივებელ მასალაში მიმდინარე მაიონიზებელ პროცესებთან. ნახევარგამტარული მასალის ზედაპირისნინა არეში დასხივებამდე და დასხივების შემდეგ შედგენილობის განსაზღვრისთვის იყენებენ ქიმიური ანალიზის ელექტროსპექტროსკოპიის მეთოდს (ქაესმ), კონტაქტური სისტემის ელექტრული თვისებების რეგისტრაციისთვის - ვოლტ-ამპერულ მახასიათებელს (ვამ), მინარევის განაწილების კონტროლისთვის - ელექტრომიკროსკოპიას. ასეთი სახის ექსპერიმენტმა, ორივე სახის პროცესისას, აჩვენა მეტალის და სილიციუმის ატომების ურთიერთშემხვედრი ნაკადის არსებობა.

ხშირ შემთხვევაში ლეგირების იონურ-სტიმულირებულ პროცესებს ატარებენ ოთახის ტემპერატურაზე, რომელიც ნახევარგამტარში ქმნის ისეთ რადიაციულ დარღვევებს, რომლებიც უარყოფითად მოქმედებს მეტალ-ნახევარგამტარის გამყოფი საზღვრის ელექტრულ პარამეტრებზე.

გასხივების შემდეგ ნახევარგამტარული მონოკრისტალების ზედაპირის ელექტრონული შედგენილობის ქიმიური ანალიზის (ეშქა; ЭСХА) კვლევებმა და მეტალის შრის მოხსნამ აჩვენა, რომ ზედაპირის ყველაზე მაღალი ლეგირების დონე მიიღება იმ შემთხვევაში, როცა მეტალის ფირის სისქე ემთხვევა პროტონის განარბენის მანძილს, იზრდება გასხივების ტემპერატურის გაზრდისას და, პრაქტიკულად, აღწევს ნაჯერობას 200÷250°C ტემპერატურაზე.

Ni-Si-ის ქიმიური ნაერთის სისტემაში იონურ-სტიმულირებული პროცესების კვლევისას პროტონების ენერგიები ისეთნაირად შეირჩა, რომ ნაწილაკთა განარბენი ყოფილიყო Si-ზე დაფენილი მეტალური ფირის სისქეზე ნაკლები, მეტი ან მისი ტოლი. ასეთი ექსპერიმენტები საშუალებას იძლევა, სილიციდის ფორმირების პროცესში შეფასდეს დეფექტების შექმნისა და ელექტრონული ქვესისტემის ალგზნების ფარდობითი წვლილი, რომელიც გულისხმობს ქიმიური რეაქციებისა და დიფუზიის ენერგეტიკული ჯებირების შემცირებას. ასეთივე შედეგები იქნა დამზერილილი Si-ის ზედაპირზე დაფენილი 15 ნმ სისქის Ti-ის ფირის 80K ტემპერატურაზე, 900მევ ენერგიის Ta-ის იონებით დასხივებისას. ასეთი ენერგიის იონებით დასხივებისას მეტალ-ნახევარგამტარ გამყოფ საზღვართან ენერგიის ძირითადი დანაკარგი დაკავშირებულია ელექტრონულ ალგზნებასთან და სილიციუმის მესრის ატომების იონიზებასთან.

მაშასადამე, მეტალური ფენებით დაფარული ნახევარგამტარული მასალების იონური ბომბარდირების შემდეგ, ელექტრული და ელემენტთა სიღრმული განაწილების გაზომვებით დგინდება ნახევარგამტართა ზედაპირისნინა უბნის ლეგირება დიფუზანტის ატომე-

ბით, რომელიც არ შეიძლება აიხსნას სუფთა თერმული მოვლენებით. მიღებული შედეგების ახსნა შესაძლებელია გამყოფ საზღვარზე ენერგეტიკული ჯებირის ეფექტური შემცირებით, რაც თავისთავად იწვევს დიფუზიური პროცესების სტიმულაციას. ენერგეტიკული ჯებირის გადალხვის შემდგომ დიფუზიური პროცესების არსებობაზე მიუთითებს ის ფაქტი, რომ ლევირების პროცესში ტემპერატურის ზრდით მცირდება კონტაქტის წინააღმდეგობა.

საკონტროლო კითხვები:

1. ნახევარგამტარის პროტონებით დასხივებისას მასში რა ძირითადი თვისებები იცვლება?
2. რაში მდგომარეობს ნახევარგამტარის პროტონებით დასხივებისას ორნაკადიანი დიფუზიის მოდელი?
3. რა განსაზღვრავს დასხივებულ ნახევარგამტარის კრისტალში მინარევის დიფუზიურ პროცესებს?
4. რა ეფექტები დაიმზირება ნახევარგამტარის ზედაპირის რადიაციული ზემოქმედებით?
5. რა როლს თამაშობს იონური ბომბარდირება სილიციდების შექმნაში?

2.6. ნახევარგამტარის პროტონური დასხივების გამოყენება ნანოტექნოლოგიაში

დღესდღეობით ინტენსიურად მიმდინარეობს მყარ სხეულებში, მსუბუქი ინერტული გაზების იონებით მაღალდოზური იმპლანტაციის შემდეგ, ნანოზომის ფორმების, ხვრელების, სიცარიელისა და მათში ფორიანი შრის შექმნის ეფექტის შესწავლა. ეს ინტერესი გამომწვეულია იმით, რომ ამ შემთხვევაში ფორმირებული ფორები, სიცარიელე და ღრუები შესწავლილია არასაკმარისად, როცა ნანოელექტრონიკულ ხელსაწყოებში მათი პრაქტიკული გამოყენების შესაძლებლობა პერსპექტიულია. ფორიან სილიციუმში სპექტრის ხილულ დიაპაზონში პროტონების მაღალდოზური იმპლანტაციის შემდეგ ფოტოლუმინესცენსციის აღმოჩენამ, მის მიმართ ინტერესი კიდევ უფრო გააძლიერა.

ცნობილია, რომ მყარ სხეულში ინერტული გაზის გამხსნელობა მცირეა და არ აღემატება 10^{16} სმ⁻³-ს. ამიტომ, გასხივებულ მასალაში, იმპლანტაციის რაღაც ზღვრული დოზის დასაწყისიდან შესაძლებელია იმპლანტირებული გაზის მოლეკულებით შევსებული ნანოზომის სიცარიელებისა და ფორების წარმოქმნა. იონური იმპლანტაციის პროცესი და, შესაბამისად, იმპლანტირებული იონების განაწილება სიღრმეში, როგორც წესი, არათანაბარია. ამიტომ ფორების წარმოქმნა და მათი განაწილება არაერთგვაროვანია, დამოკიდებულია იონის ენერგიაზე და განარბენის R_g სიგრძეზე. შესაბამისად, ნანოფორის ზომა და მასალაში მათი განაწილების სიმკვრივე განისაზღვრება იმპლანტირებული ნაწილაკების ენერგიით, დოზით და იმპლანტაციის შემდგომი გამონვის რეჟიმებით. ამრიგად, რადიაციული ტექნოლოგია იძლევა შესაძლებლობას, დიდი სიზუსტით და განმეორადობით მართოს კრისტალში მალული ფოროვანი შრეების ფორმირების პროცესები მოცემული პარამეტრებით, იმპლანტაციის და შემდგომი გამონვის პირობების შერჩევის შესაბამისად.

ნახევარგამტარების კრისტალში ფორების ფორმირების პროცესს პროტონებით და ჰელიუმის იონებით მაღალდოზური იმპლანტაციისას აქვს განსხვავებული ხასიათი. ჰელიუმისგან განსხვავებით, წყალბადი ქიმიურად აქტიური მინარევია და ინტენსიურად მოქმედებს განწყვეტილ ბმეთან, დეფექტებთან და კრისტალის ფონურ მინარევებთან. ასეთი მოქმედება ამცირებს კრისტალის მესერში წყალბადის ძვრადობას, რაც აფერხებს უშალოდ იმპლანტაციის პროცესში ფორის შექმნას. ნახევარგამტარულ კრისტალში პროტონის მაღალდოზური იმპლანტაციისას ფოროვანი შრის შექმნისთვის საჭიროა დამატებითი გამონვები. ასეთი გამონვების პროცესში ხდება *ვაკანსია-წყალბადის* კომპლექსის დაშლა და მოლეკულური წყალბადის კლასტერის წამოქმნა. გამონვის პროცესში ასეთი კლასტერები ერთიანდება უფრო მსხვილ ფორებად და ქმნის მკვეთრად გამოსახულ ფოროვან შრეს.

ნახევარგამტარებში პროტონების და α -ნანილაკების იმპლანტაციით ფორიანი შრის ფორმირების პროცესი ერთ-ერთი ახალი მიმართულებაა მასალის თვისებების მოდიფიკაციის მხრივ. აღსანიშნავია, რომ მის ბაზაზე შექმნილმა მსუბუქი იონების ნაკადით დასხივებით მასალის თვისებების შეცვლის ტექნოლოგიამ პოვა პრაქტიკული გამოყენება, დღესდღეობით ძალიან პერსპექტიულია და ინტენსიურად ვითარდება.

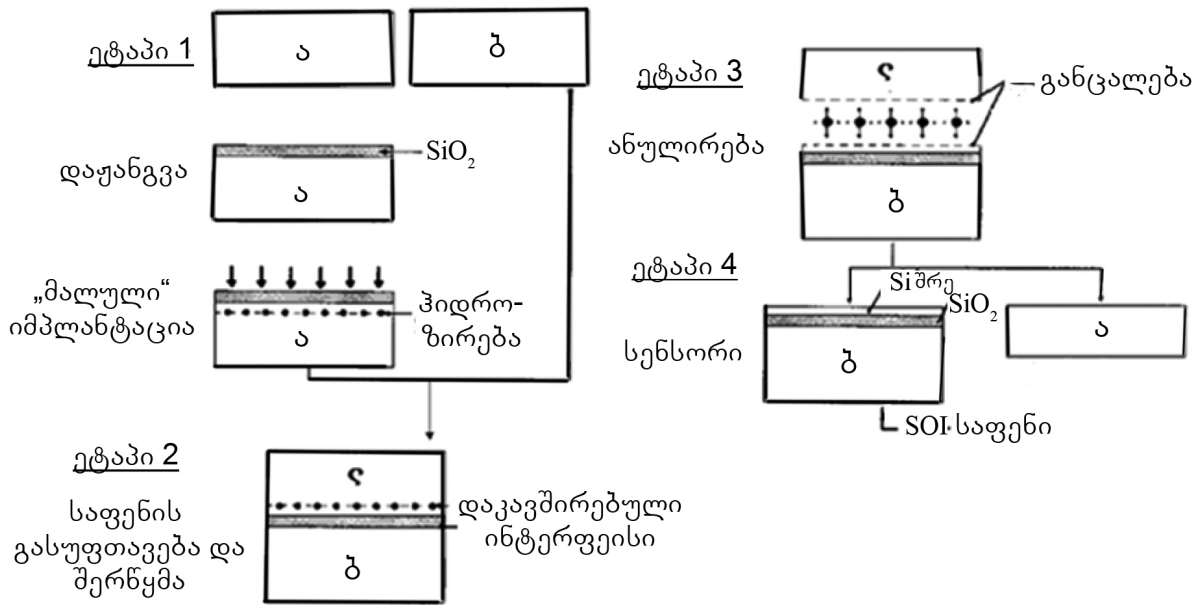
გასული საუკუნის მიწურულში წარმოდგენილ იყო ნანოსტრუქტურის „სილიციუმი იზოლატორზე“ (“SOI” — “Silicon On Insulator”) შექმნის ახალი ტექნოლოგიის საფუძვლები, რომლის ძირითადი პრინციპი იყო პროტონების იმპლანტაციით შექმნილი მალულფორიანი შრეების გამოყენება. ამ ტექნოლოგიას ეწოდა “Smart Cut” - „მალული ჩანერგვის“, ანუ SC ტექნოლოგია და ამჟამად უკვე გამოიყენება SOI-მასალების შექმნის წარმოებაში. ასეთი მასალები ალტერნატიულია მიკრო- და ნანოელექტრონიკის ტექნოლოგიაში გამოყენებული ნახევარგამტარული მასალების მიმართ და პერსპექტიულია დაბალვოლტიანი და დაბალსიმძლავრეანი ზედიდი ინტეგრალური სქემების შექმნისთვის.

SC-მალული ჩანერგვის ტექნოლოგია აერთიანებს ორ გიგანტურ-ტექნოლოგიურ პროცესს: 1) წყალბადის მაღალი დოზით იმპლანტაციას და 2) ნახევარგამტარული ფირფიტების მყარ ფაზურ შერწყმას.

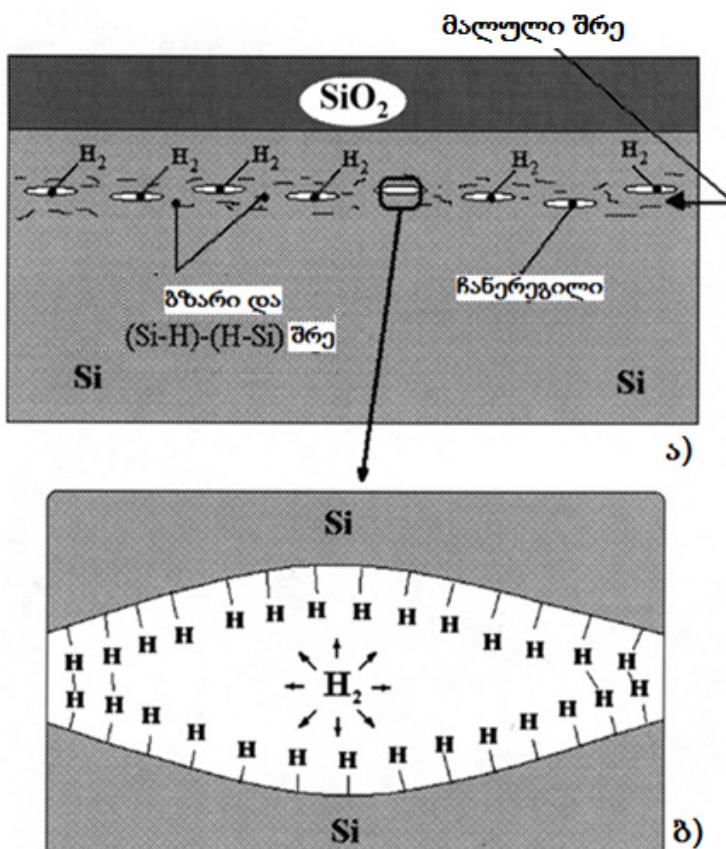
ტექნოლოგიური პროცესის გამარტივებული სქემა მოცემულია 2.2 ნახაზზე. პროცესის პირველ ეტაპზე დაჟანგულ სილიციუმში ატარებენ პროტონების იმპლანტაციას ისეთი დოზით და ენერგიით, რომ შეიქმნას ფორიანი შრე, რის შემდეგ ფირფიტას თერმულად ახურებენ (ნახ.2.2). პროცესის მეორე ეტაპი შედგება ა ფირფიტის ქიმიური გასუფთავებისა და მეორე ბ ფირფიტის მასთან ოთახის ტემპერატურაზე შერწყმისგან. ეს პროცესი უზრუნველყოფს ზედაპირების ჰიდროფულურ მდგომარეობებს, რითაც ეს წყალბადისებური კავშირებით შექმნილი ორი ფირფიტა ერთმანეთს მჭიდროდ უკავშირდება.

პროცესის მესამე ეტაპზე ტარდება შეერთებული ფირფიტების თერმული დამუშავება. ამ ეტაპზე არის ფირფიტების დაბალტემპერატურული და შემდგომი მაღალტემპერატურული ფაზური დამუშავება. პირველი ფაზის დროს ა ფირფიტაში ხდება მალული ფორიანი შრის ფორმირება, რის გამოც ა ფირფიტაში, ფორიანი შრის გასწვრივ, იქმნება ფენები. მეორე, მაღალტემპერატურული ფაზის დროს ბ ფირფიტაში, რომელსაც აქვს ზედაპირზე ა ფირფიტადან ჟანგი და სილიციუმის თხელი ფენა, ხდება საბოლოო შეკვრა - ქიმიური კოვალენტური ბმების შექმნა და მიღებულ სტრუქტურაში „სილიციუმი იზოლატორზე“ რადიაციული დეფექტების გამოწვა. პროცესის ბოლო ეტაპზე ა და ბ ფირფიტების ფოროვანი შრის მხრიდან მიმდინარეობს ქიმიურ-მექანიკური პოლირება, დარღვეული ზედაპირული ფენის მოხსნისთვის SOI-ფირფიტის მიღების შემდეგ ა ფირფიტა შეიძლება

SG - მალული ჩანერგვის ტექნოლოგია



ნახ. 2.2. SC- მალული ჩანერგვის ტექნოლოგიით „სილიციუმი იზოლატორზე“ (SOI) სტრუქტურის დამზადების ძირითადი ეტაპები



ნახ. 2.3. სილიციუმის კრისტალის სქემატური გამოსახულება წყალბადით მალალი დოზით იმპლანტაციის შემდეგ, მიკრობზარებისა (ა) და წყალბადით გაჯერებული მალული შრით (ბ)

გამოყენებულ იქნეს შემდგომი პროცესებისთვის. SC - მალული ჩანერგვის ტექნოლოგიის ძირითადი ნაწილია წყალბადით იმპლანტაცია და მალული ფოროვანი შრის ფორმირება, რომლის გასწვრივ, დასხივებულ ანუ ფირფიტის ზედაპირისწინა არეში, ხდება ფენოვანი სტრუქტურის წარმოქმნა. უკანასკნელის მიზეზია ფორის გაზრდის ანიზოტროპია და ზედაპირის გასწვრივ მისი უპირატესი ზრდა. ეს პროცესი მოცემულია 2.3. ნახაზზე. წყალბადის იმპლანტაციით შექმნილი დარღვევული ზედაპირისქვეშა, მალული შრე შეიცავს მოლეკულური და ატომური წყალბადით შევსებულ ფორებს, რომლებიც ჩაჭერილია Si-ის განყვეტილ ბმებზე. ბმა Si-H ბევრად უფრო ძლიერია, ვიდრე Si-ის დარღვეულ არეში ატომურ სიბრტყეებს შორის შექმნილი H-H ბმა. გახურებისას იმპლანტი-

რებული წყალბადის მეტი და მეტი რაოდენობა გადადის ატომური მდგომარეობიდან მოლეკულურში, რითაც იქმნება მოლეკულური წყალბადის დამატებითი კლასტერი, იზრდება ნანოფორის ზომა და, შესაბამისად, ასეთ ფორებში – შინაგანი წნევა. ეს უკანასკნელი კი წარმოადგენს სიბრტყეების გასწვრივ შედარებით სუსტი H-H ბმების განწყვეტით გამოწვეულ ანიზოტროპული გაფართოების მოქმედებას. მაშასადამე, წყალბადი უზრუნველყოფს სიბრტყეების გასწვრივ, ფირფიტის ზედაპირის პარალელურად ფორების ზრდას. როდესაც ყველა ასეთი ფორები შეერთდება, მოხდება ა ფირფიტის მთლიანი ზედაპირიდან თხელი ფირის ატკეჩა. ცხადია, ეს მოხდება ერთი კრისტალოგრაფიული სიბრტყის გასწვრივ სხვადასხვა უბნებში და ამიტომ ზედაპირს აქვს დიდი მიკროსიმქრქალე ($\sim 100\text{\AA}$).

აღსანიშნავია, რომ SC – მალული ჩანერგვის ტექნოლოგიის ეფექტური წარმართვისთვის ნახევარგამტარულ კრისტალში იმპლანტირებული პროტონების დოზა

უნდა აჭარბებდეს რაღაც კრიტიკულ დონეს. პროტონების დასხივების საჭირო დოზის შემცირება წარმოადგენს მნიშვნელოვან პრაქტიკულ ამოცანას, რადგან ის გაზრდის პროცესის ეკონომიკურ ეფექტს და შეამცირებს ნახევარგამტარულ მასალაზე რადიაციულ ზემოქმედებას. ამ მიზნით შემუშავებულია და დანერგილია წარმოებაში მეთოდი, რომელშიც წყალბადის იმპლანტაციის დოზის შესამცირებლად ერთ პროცესში გამოყენებულია წყალბადის მცირე დოზით იმპლანტაციის შემდეგ ჰელიუმის მცირე დოზით იმპლანტაცია.

SOI-სტრუქტურების ფორმირებაში SC - მალული ჩანერგვის ტექნოლოგიის წარმატებული გამოყენების შემდეგ შეიქმნა ამ პროცესის დიელექტრიკული იზოლაციის მიზნით სხვა ნახევარგამტარებში გამოყენების იდეა. მაგალითად, SC - მალული ჩანერგვის ტექნოლოგიით მიღებულ იქნა „სილიციუმის კარბიდი იზოლატორზე“ (SiC-OI) სახის სტრუქტურა. SiC ფირფიტაზე წყალბადის იმპლანტაციის წინ შეიქმნა თერმული ჟანგი, ხოლო შემდეგ დაეფინა SiO₂ ჟანგი $\sim 1\text{მკმ}$ სისქით. ამის შემდეგ ჩატარდა პროტონური იმპლანტაცია და ორსტადიური თერმული გამოწვევის პროცესები. ამის შემდეგ მასზე იქმნება ერთელექტრონიანი ტრანზისტორი. აგრეთვე, SC - მალული ჩანერგვის ტექნოლოგიით სილიციუმის კრისტალების გარდა, მნიშვნელოვანი მიღწევებია მიღებული Ge-OI-ის, SiC-OI-ს, GaAs-OI-ისა და აღმას C-OI სტრუქტურების ფორმირებაში.

საკონტროლო კითხვები:

1. რით განსხვავდებიან ერთმანეთისგან, მოქმედების მხრივ, ნახევარგამტარში პროტონების, ჰელიუმის და α -ნაწილაკების იმპლანტირებული იონები?
2. რატომ მიიღება პროტონების დასხივებით საფენში წყალბადის ატომები?
3. რაში მდგომარეობს SC-მალული ჩანერგვის ტექნოლოგია და რა ეტეპებისგან შედგება?
4. ჩამოთვალეთ SC-მალული ჩანერგვის ტექნოლოგიის თითოეული ეტაპი;
5. როგორ მიიღება გასხივებით სილიციუმის კრისტალში მიკრობზარები და მალული შრე?
6. როგორ ხდება SOI ტექნოლოგიაში წყალბადის იმპლანტაციის დოზის შემცირება?

2.7. იონური იმპლანტაციით მყარ სხეულში მიმდინარე ეფექტები

იონური იმპლანტაცია (იონური ლეგირება) გადამწყვეტ როლს ასრულებს ინტეგრალური მიკროსტრუქტურის და მისი ელემენტების შექმნის ტექნოლოგიაში. მისი საშუალებით შესაძლებელია p-n გადასასვლელების და მის საფუძველზე დიოდების, ტრანზისტორების, ინვერტორების, ციფრული და ანალოგური სქემების სხვადასხვა ელემენტების ფორმირება. ნახევარგამტარებში იონური იმპლანტაციით ხდება გამტარებლობის სიდიდის გაზრდა, შემცირება და გამტარებლობის ტიპის შეცვლა. მისი საშუალებით შესაძლებელია ისეთი მინარევების შეყვანა კრისტალში, რომელიც თერმული დიფუზიით არ სრულდება. იონური იმპლანტაციის პროცესები მიმდინარეობს, თერმულ დიფუზიასთან შედარებით, დაბალ ტემპერატურაზე, რაც იძლევა პროცესის მიმდინარეობის ზუსტ კონტროლს. გარდა ამისა, იონური იმპლანტაციისას იმპლანტირებული არის საზღვარი ზუსტად გადის საფენის ზედაპირზე დაფენილი დამცავი ფენის კიდესთან, არ ხდება მის ქვეშ ჰორიზონტალურად შეჭრა და, შესაბამისად, საზღვრის განრთხმა. იონური იმპლანტაციის პროცესებისას მიმდინარეობს ყველა ის პროცესი, რაც რადიაციული დასხივებისას, როგორცაა ლეგირება სხვადასხვა მუხტის იონებით, მასებით, ენერგიებით, რომლებიც იწვევს კრისტალური მესრის სხვადასხვა სახის დარღვევებს, ნერტილოვანი დეფექტების გაჩენას და ა.შ. რადგანაც იონური იმპლანტაციის პროცესის ძირითადი ამოცანაა შეყვანილი იონებით ნახევარგამტარის პარამეტრების კონტროლირებადი შეცვლა, ამიტომ პროცესის დამთავრების შემდეგ, როგორც რადიაციის შემთხვევაში, საჭიროა პროცესის აქტივაცია, ანუ გამონვები. როგორც აღნიშნული იყო რადიაციული პროცესებისას, გამონვები შეიძლება წარიმართოს მაღალი ტემპერატურებით, ასევე, მოკლედროიანი სინათლის დასხივებით.

იონური იმპლანტაციის პროცესების მართვა, როგორც §2.2-ში იყო აღნიშნული, შესაძლებელია ვოტკინსის ეფექტის შედეგების გამოყენებით და მასზე შექმნილი მოდელის საშუალებით. ვოტკინსის მოდელით შესაძლებელია იმპლანტირებულ Si-ში მდგრადი კვანძთაშორისი კომპლექსის რეგულირება და მისი კონცენტრაციის შეფასება, რაც გულისხმობს, რომ დიფუზიის სტიმულაციის რაოდენობრივი მახასიათებელი მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული იონური იმპლანტაციის და შემდგომი გამონვის პროცესის პირობებზე. მაგალითად, რადიაციით შექმნილი არანონასნორული ნერტილოვანი დეფექტების 10^{19}სმ^{-3} კონცენტრაციისას ბორის დიფუზიის კოეფიციენტი 70-ჯერ მეტია 1050°C ტემპერატურაზე 15ნთ-ით გამონვისას მიღებულ წონასწორულ კონცენტრაციაზე.

ასევე, ვოტკინსის მოდელის თანახმად, სილიციუმში მინარევის ანომალიურად დაჩქარებული დიფუზია აღძრულია მინარევის კოორდინაციულ სფეროში და ლეგირების შრის საფენთან გამყოფ საზღვარზე და დაკავშირებულია კრისტალური მესრის დრეკადი დაძაბულობის მნიშვნელობაზე. ეს უკანასკნელი კი გამონვეულია სილიციუმსა და მინარეველ ატომებს შორის განსხვავებული კოვალენტური რადიუსების მნიშვნელობებით.

რადიაციით სტიმულირებული დიფუზიის და მასთან დაკავშირებული კრისტალური მესრის დრეკადი დაძაბულობების აღრიცხვის ერთ-ერთი მეთოდია ორი სახის მინარეველი ატომების თანმიმდევრული იმპლანტაცია, სადაც ერთ-ერთი ატომი ნერტილოვანი დეფექტების ჩამჭერი ცენტრია. მაგალითად, ბორის ატომების დიფუზიასთან ერთად განხორციელდეს C, ან N, ან F-ის ატომების იმპლანტაცია, რომლებიც არის საკუთარი კვანძთაშორისი ატომების (Si^I) ჩამჭერები, თავის მხრივ, Si^I ატომები განსაზღვრავს B-ის დიფუზიას.

სილიციუმის იონური ლეგირების ერთ-ერთი ძირითადი პრობლემაა ლეგირების შემდგომი რადიაციული დეფექტების და კომპლექსების გამონვებით მინარევის კრისტალის კვანძებში ჩასმა მათი აქტივაციისთვის. ვოტკინსის მოდელის თანახმად, ეს პროცესი მით უფრო რთულია, რაც დიდია განსხვავება Si-სა და მინარევილი ატომების კოვალენტურ რადიუსებს შორის. მიკროელექტრონიკაში ფართოდ გავრცელებულ Si(1,175Å)-ში B(0,8Å)-სა და P(1,1Å)-ის იმპლანტაციისას კრისტალური მესერი მკვეთრად მახინჯდება, რითაც მათი დიფუზიის კოეფიციენტები რამდენიმე რიგით აჭარბებს საკუთარ მნიშვნელობებს. ამ მინარევების აჩქარებული დიფუზიის შენელება შეიძლება Si-ის კვანძთაშორის ატომებზე ისეთი ზემოქმედებით, რომ შესაძლებელი იყოს მათი ჩაჭერა და მესრის დრეკადი დაძაბულობის კომპენსაცია (შემცირება). ამიტომ მიმართეს IV ჯგუფის ელემენტების, Ge(1,22Å)-ის და C(0,7Å)-ის, თანმიმდევრულ ლეგირებას. ამ ელემენტებს აქვს Si-ის მესერზე მოქმედების სხვადასხვა ხასიათი. ტეტრაედრული Ge-ის კოვალენტური რადიუსი მეტია Si-ის რადიუსზე, ხოლო B-სა ნაკლები, ამიტომ მათი თანმიმდევრული იმპლანტაცია უნდა იძლეოდეს დრეკადი დაძაბულობის კომპენსაციას, C⁺-ის იმპლანტაცია კი ზრდის დრეკად დეფორმაციას. Ge და C არის Si-ში ელექტრულად ნეიტრალური, ისინი არ იმოქმედებს დიფუზიაზე და, გარდა ამისა, C კვანძთაშორის Si-ის ჩამჭერია. კვანძთაშორის არსებული Si-ის ნაწილი იხარჯება Ge-ის და C-ს კვანძებიდან ამოგდებაზე. ყოველივე ეს ამცირებს კვანძთაშორისი Si-ის კონცენტრაციას, რითაც იზრდება კვანძებში B-ის კონცენტრაცია.

საკონტროლო კითხვები:

1. როგორ უნდა იმართოს იონური იმპლანტაციის პროცესები?
2. სად შეიძლება გამოიყენებოდეს ვოტკინსის ეფექტი?
3. რა საჭიროა რადიაციის და იონური ლეგირების შემდეგ „გამონვები“?

III. სინათლის მოქმედებით მყარ სხეულში მიმდინარე ეფექტები

ყოველდღიურად ჩვენ ვიმყოფებით მზის ან ხელოვნური წყაროების სინათლის მოქმედების ქვეშ. თითქოს, სინათლით განათება გვინდა ძირითადად იმიტომ, რომ საგნები დავინახოთ, ბუნებაში მიმდინარე მოვლენებს თვალი ვადევნოთ და სხვა. მაგრამ ხედვის გარდა, სინათლის მოქმედებით მიმდინარეობს ძალიან ბევრი ფოტობიოლოგიური, ფოტოქიმიური, ფოტოელექტრული, ფოტომექანიკური და სხვა პროცესები, რომლებიც ცვლის სხეულში მიმდინარე ჩვეულებრივ პროცესებს. ზოგიერთს კარგად ვიცნობთ. მაგალითად, ცნობილია, რომ მზის დასხივების შემდეგ წითლდება ადამიანის კანი (გარუჯვა), რაც სასარგებლოა. მაგრამ არსებობს საზიანო ძლიერი დამწვრობა – ერიტემა. სპეციალური გამოკვლევებით შესაძლებელია პროცესის ბუნების დადგენა. განვიხილოთ ზოგიერთი მაგალითი. ამჟამად დადგენილია, რომ კანის კობოს გამომწვევი ძირითადი მიზეზია ულტრაიისფერი (უი) სინათლე. თვალის კატარაქტის (ბროლის გამუქება) წარმოქმნაში წამყვანი ადგილი უკავია ასევე ფოტოქიმიურ რეაქციას. ალპინისტები აწყდებიან გაზრდილი უი დასხივებისგან კანის და თვალის დამწვრობასთან დაკავშირებულ სერიოზულ პრობლემას. ფსორიაზით დაავადებულებმა იციან, რომ ზამთარში დაავადება მძაფრდება და ზაფხულში ან მთლიანად ქრება, ან სუსტდება, რადგან ზაფხულში მზის სინათლის სპექტრში უი გამოსხივება დიდია. მნიშვნელოვანი რეგულირების როლი აქვს ხილულ სინათლესაც. ცნობილია, რომ შემოდგომის ღრუბლიან დღეს ზოგიერთს აქვს „შემოდგომის მონყენილობის“ სინდრომი, რომელსაც შეიძლება ფსიქიკური დეპრესიაც კი მოჰყვეს. დამტკიცებულია ექსპერიმენტულად, რომ ასეთი დეპრესია შეიძლება მოიხსნას, თუ ადამიანს მოათავსებენ რამდენიმე დღით ხილულტალღიანი სინათლის ოთახში. ასევე ცნობილია, რომ წითელი სინათლე აჩქარებს ჭრილობის შეხორცებას და ა.შ. მეცნიერების ევოლუციური განვითარების მიმდინარეობისას გამომუშავდა სინათლის წყაროს კაცობრიობისთვის სასარგებლოდ გამოყენება. ამავე დროს, მკაცრად დგას დედამიწის მოსახლეობისთვის ეკოლოგიური საკითხი, რომლის გამოსწორება ადამიანებს შეუძლიათ. ესაა დედამიწის გარშემო მყოფ სტრატოსფეროში ოზონის შეკავების საკითხი. თუ დაირღვევა მისი კონცენტრაცია, დედამიწის მოსახლეობა წააწყდება უი სხივების მავნე მოქმედების მკვეთრ ზრდას ($\lambda = 200 \div 300$ ნმ ტალღის სიგრძეების) და, სწორედ ამიტომ, საჭიროა ადამიანების მიერ ბუნებაში ნივთიერებათა ცვლის წონასწორობის მკაცრი დაცვა.

3.1. ფოტოელექტრული ეფექტი

სინათლეს ახასიათებს დუალიზმი, კორპუსკულურ-ტალღური ბუნება: ერთი მხრივ, აქვს ტალღური თვისება, განპირობებული ინტერფერენციის, დიფრაქციის და პოლარიზაციის არსებობით, მეორე მხრივ, წარმოადგენს ფოტონის ნაწილაკების ნაკადს, უძრაობის ნული მასით და ვაკუუმში სინათლის სიჩქარის ტოლი სიჩქარით მოძრაობით. ფოტონის ენერგია W და მისი იმპულსი P შესაბამისი V ელექტრომაგნიტური ტალღის სიხშირით და λ ტალღის სიგრძით, ტოლია:

$$W = h\nu = hc/\lambda ; P = h\nu/c = h/\lambda \quad (3.1)$$

სადაც h პლანკის მუდმივაა. ფოტონს აქვს h სპინი.

ფოტოელექტრული ეფექტი (ფოტოეფექტი) ეწოდება პროცესს, როდესაც ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ნივთიერებაზე მოქმედების შედეგად ფოტონის ენერგია სრულად გადაეცემა ნივთიერების ელექტრონებს. კონდენსირებული სისტემისთვის (მყარი და თხიერი სხეულები) განასხვავებენ გარე ფოტოეფექტს, როდესაც ფოტონის შთანთქმას თან ახლავს ელექტრონის ამოვარდნა სხეულიდან, და შინაგან ფოტოეფექტს, რომლის დროსაც ელექტრონები რჩება სხეულში, მაგრამ იცვლის ენერგეტიკულ მდგომარეობას. გაზებში ფოტოეფექტი მჟღავნდება ატომების ან მოლეკულების გაიონებაში. ენერგიის მუდმივობის კანონიდან გამომდინარეობს აინშტაინის, ანუ გარე ფოტოეფექტის განტოლება:

$$h\nu = A + W_{\text{კმაქ}} \quad (3.2)$$

სადაც $A = e\phi_0$ – ელექტრონის გამოსვლის მუშაობა, ϕ_0 – გამოსვლის პოტენციალი, $W_{\text{კმაქ}}$ – ფოტოელექტრონის მაქსიმალური კინეტიკური ენერგია და $h\nu$ ფოტონის ენერგიაა.

ფოტოეფექტის განსაკუთრებული სახეა γ – გამოსხივების ფოტონის შთანთქმა ატომის ბირთვით, რომელსაც თან ახლავს ბირთვის შემადგენელი ნუკლონების (ატომბირთვის შემადგენელი ნაწილაკები – პროტონები და ნეიტრონები) ამოტყორცნა.

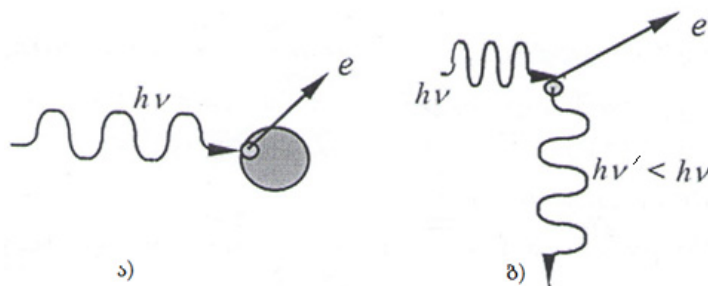
კრისტალურ ნახვარგამტარებსა და დიელექტრიკებში გარე ფოტოეფექტის გარდა, დაიმზირება შიგა ფოტოეფექტიც (ფოტოგამტარებლობა). ამ ნივთიერებაში ელექტროგამტარებლობის გაზრდა ხორციელდება სინათლის გავლენით დენის თავისუფალ მატარებელთა რიცხვის გაზრდის ხარჯზე. დაცემული ფოტონის $h\nu_0 \geq W_a$ ენერგიაზე, სადაც W_a არამინარეულ ნივთიერებაში გამტარებლობის აქტივაციის ენერგიაა (საკუთარი ნახვარგამტარის აკრძალული ზონის ენერგეტიკული სიმაღლე), შეიძლება მოხდეს ელექტრონის გადასვლა შეესებული სავალენტო ზონიდან გამტარებლობის ზონაში. ამით გაიზრდება დენის მატარებლების წყვილთა (ელექტრონები გამტარებლობის, ხოლო ხვრელების სავალენტო ზონაში) კონცენტრაციები. V_0 -ს ეწოდება ფოტოგამტარებლობის წითელი ზღვარი.

ვენტილური ფოტოეფექტი (ფოტოეფექტი ჩამკეტ შრეში) მიმდინარეობს შიგა ფოტოეფექტის ხარჯზე: 1) მეტალსა და ნახვარგამტარის (n- ან p-ტიპის) ან 2) ორ სხვადასხვა ტიპის ნახვარგამტარს შორის კონტაქტთან ახლოს შექმნილ გაღარიბებულ უბანში. ასეთი კონტაქტი ცალმხრივი გამტარია და მიიღება, პირველ შემთხვევაში, ნახვარგამტარის მეტალთან ნაკლები გამოსვლის მუშაობისას, ხოლო მეორე შემთხვევაში – ყოველთვის. ასეთი მასალების კონტაქტისას მოხდება დენის მატარებელთა გადასვლები ნახვარგამტარიდან მეტალში ან ერთი ნახვარგამტარიდან მეორეში მანამ, სანამ კონტაქტის ორივე მხარეს არ გათანაბრდება ფერმის დონეები და არ დამყარდება წონასწორული მდგომარობა. ეს გამოიწვევს ნახვარგამტარის ზედაპირისწინა არეში ელექტრონებით ან ხვრელებით გაღარიბებული არის შექმნას. სინათლის დასხივებისას ნახვარგამტარში შიგა ფოტოეფექტით ირღვევა, კონტაქტის არეში, დენის მატარებელთა წონასწორული განაწილება და იცვლება კონტაქტურ პოტენციალთა სხვაობა წონასწორულთან შედარებით, ანუ აღიძვრება ფოტონით სტიმულირებული ფოტოელექტრომამოძრავებელი ძალა (ფ.ე.მ.ძ.). მონოქრომატული სინათლის მოქმედებით აღძრული ფემძ მისი ინტენსივობის პროპორციულია. ვენტილური ფოტოეფექტის წითელი ზღვარი განისაზღვრება W_g სიდი-

დით. ვენტილური ფოტოეფექტი p-n გადასასვლელში წარმოადგენს ელექტრომაგნიტური გამოსხივების (ფოტონის) უშუალოდ გარდაქმნას ელექტრული დენის ენერგიაში. ეს მოვლენა გამოიყენება მზის ელემენტებში.

3.2. კომპტონის ეფექტი

სინათლის კორპუსკულური თვისების გამოვლინების უფრო სრული გამომხატველია კომპტონის ეფექტი, რომელიც 1923 წელს აღმოაჩინა კომპტონმა. ის სწავლობდა მონოქრომატული რენტგენის გამოსხივების გაბნევას მცირე ატომებზე (პარაფინი, ბორი) და შენიშნა გაბნეულ ტალღის სპექტრში, საწყისი ტალღის სიგრძესთან ერთად, მასზე მეტი ტალღის სიგრძის მქონე ტალღა. მაღალი ენერგიის ელექტრომაგნიტური კვანტით დასხივებისას, გაბნეული კვანტის ტალღის სიგრძის გაზრდის ეფექტია კომპტონის ეფექტი. **კომპტონის** ეფექტი ფოტოეფექტისგან განსხვავდება იმით, რომ ამ დროს ნივთიერების ნაწილაკებს ფოტონი გადასცემს თავისი ენერგიის ნაწილს, ხოლო ენერგიის ნარჩენი მიაქვს უფრო მეტი ტალღის სიგრძის ახალ ფოტონს. კომპტონის ეფექტის კერძო შემთხვევაა რენტგენის სხივის გაბნევა ატომის ელექტრონულ გარსზე და გამა სხივებისა – ატომის ბირთვზე. ნახ. 3.1-ზე წარმოდგენილია ფოტოეფექტისა და კომპტონის ეფექტის თვალნათლივი ილუსტრაცია. გამოსხივება $h\nu$ ენერგიით, ანუ ν სიხშირით ეცემა ელექტრონს, ის იცვლის ტალღის სიხშირეს ν' და საწყისი მიმართულებიდან გადახრილია რაღაც კუთხით, ამასთანავე, $\nu' < \nu$. ისრით მიმართულია ელექტრონის მოძრაობა ტალღის მოქმედების შემდეგ.



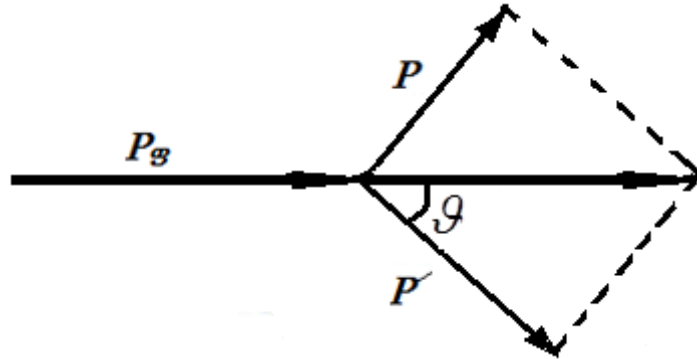
ნახ. 3.1. ფოტოეფექტისა (ა) და კომპტონის ეფექტის (ბ) თვალნათლივი წარმოდგენა

კომპტონის ეფექტი არ განიხილება მხოლოდ ტალღური თეორიით, რომლის თანახმად, არეკვლის შემდეგ ტალღის სიგრძე არ უნდა შეიცვალოს: სინათლის ტალღის პერიოდული ველის მოქმედებით ელექტრონი ირხევა იმავე ველის სიხშირით და ამიტომ ასხივებს იმავე სიხშირის არეკვლილ ტალღას.

კომპტონის ეფექტის ახსნა მოცემულია სინათლის კვანტური ბუნების საფუძველზე. თუ მივიჩნევთ, კვანტური თეორიით, რომ გამოსხივებას აქვს კორპუსკულური ბუნება, ანუ ფოტონების ნაკადია, მაშინ კომპტონის ეფექტი – ეს გამოსხივების ფოტონების ნივთიერების თავისუფალ ელექტრონებთან დრეკადი დაჯახების შედეგია. ამ დაჯახების პროცესში ფოტონი გადასცემს ელექტრონებს თავისი ენერგიის და იმპულსის ნაწილს, მათი შენახვის კანონებიდან გამომდინარე.

კომპტონის ეფექტის სქემატური წარმოდგენისთვის განვიხილოთ ორი ნაწილაკის დრეკადი დაჯახება (ნახ.3.2), როცა მოძრავი ფოტონის იმპულსი და ენერგიაა, შესა-

ბამისად, $P_{\text{ფ}}=hv/c$ და $E= hv$ და ეჯახება თავისუფალ უძრავ ელექტრონს (უძრაობის ენერგიაა $W_0=m_0C^2$; m_0 - უძრავი ელექტრონის მასა). ფოტონი, ეჯახება რა ელექტრონს, გადასცემს მას თავისი ენერგიის და იმპულსის ნაწილს და იცვლის მოძრაობის მიმართულებას (განიბნევა). ფოტონის ენერგიის შემცირება ნიშნავს გაბნეული ტალღის სიგრძის გაზრდას. ყოველი დაჯახებისას სრულდება ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონები.



ნახ. 3.2. კომპტონის ეფექტის სქემატური წარმოდგენა

ენერგიის შენახვის კანონიდან:

$$W_0 + E = W + E' \quad (3.3)$$

იმპულსის შენახვის კანონიდან:

$$P_{\text{ფ}} = P + P' \quad (3.4)$$

სადაც $W_0=m_0C^2$ ელექტრონის ენერგიაა დაჯახებამდე, $E=hv$ – დაცემული ფოტონის ენერგია, $W=\sqrt{P^2C^2 + m_0^2C^4}$ – ელექტრონის ენერგია დაჯახების შემდეგ (გამოიყენება რელატივისტური ფორმულა, რადგან, ზოგადად, ელექტრონის სიჩქარე მნიშვნელოვანია), $E'=h\nu'$ – გაბნეული ფოტონის ენერგია, P და P' – დაჯახების შემდეგ ელექტრონის და ფოტონის იმპულსები, შესაბამისად.

ჩავსვათ (3.3) ფორმულაში გამოსახული სიდიდეები და (3.4) წარმოვადგინოთ ნახ.6.2-ის შესაბამისად, მივიღებთ:

$$m_0c^2 + hv = \sqrt{P^2C^2 + m_0^2C^4} + h\nu' \quad (3.5)$$

$$p^2 = (hv/c)^2 + (h\nu'/c)^2 - (2h^2/c^2) \nu \nu' \cos\theta \quad (3.6)$$

(3.5) და (3.6) განტოლებების ამოხსნით მიიღება:

$$m_0c^2 (\nu - \nu') = h \nu \nu' (1 - \cos\theta) \quad (3.7)$$

რადგანაც $\nu=c/\lambda$, $\nu'=c/\lambda'$ და $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$, მივიღებთ:

$$\Delta\lambda = (h/m_0c)(1 - \cos\theta) = (2h/m_0c) \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (3.8)$$

(3.8) გამოსახულება კომპტონის ექსპერიმენტული ფორმულაა. h/m_0c -ში შესაბამისი მნიშვნელობების ჩასმა იძლევა კომპტონის ტალღის სიგრძეს $\lambda_c = 2,426 \cdot 10^{-10}$ სმ.

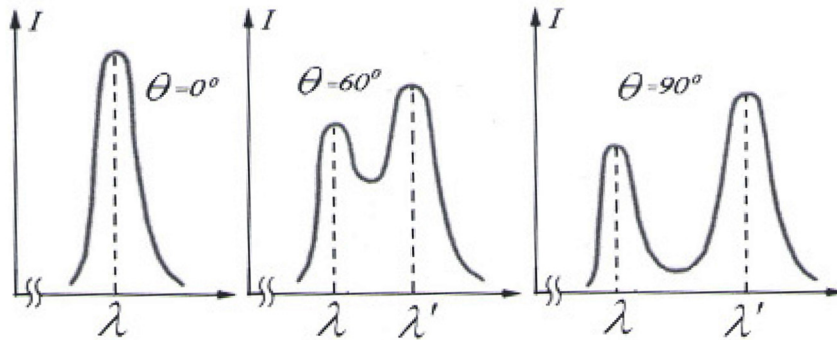
კომპტონის ფორმულა არეკვლის შემდეგ სიხშირისთვის ასე გამოისახება:

$$v' = \frac{v}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (3.9)$$

სადაც $\epsilon = hv/m_0c^2$.

როგორც კომპტონის ფორმულებიდან ჩანს, დაცემული გამოსხივების ტალღის სიგრძისა და სიხშირის ცვლილება არაა დამოკიდებული დაცემული გამოსხივების პარამეტრებზე, დამოკიდებულია მხოლოდ გაბნევის კუთხეზე.

გაბნეულ გამოსხივების შემადგენლობაში გამოსხივების პირველადი სიგრძის ტალღის არსებობა შეიძლება აიხსნას შემდეგნაირად: გაბნევის მექანიზმის განხილვისას მივიჩნევდით, რომ ფოტონი ეჯახება მხოლოდ თავისუფალ ელექტრონს. მაგრამ, თუ ელექტრონი მჭიდროდაა დაკავშირებული ატომთან, როგორც ამას ადგილი აქვს შინაგან ელექტრონებთან (განსაკუთრებით მძიმე ატომებისთვის), მაშინ ფოტონი ცვლის ენერჯიასა და იმპულსს მთლიანად ელექტრონებთან. რადგან ატომის მასა ბევრად მეტია ელექტრონის მასაზე, ამიტომ ატომს გადაეცემა ფოტონის მცირე ენერჯია. ამ შემთხვევაში, არეკვლილი გამოსხივების λ' ტალღის სიგრძე, პრაქტიკულად, არ განსხვავდება დაცემული გამოსხივების λ ტალღის სიგრძისგან (ნახ.3.3).



ნახ. 3.3. გაბნეული გამოსხივების სპექტრი

ზემოთ ჩატარებული მსჯელობიდან გამოდის, რომ კომპტონის ეფექტი არ დაიმზირება ხილული სპექტრის არეში, რადგან ხილული სინათლის ფოტონის ენერჯია ატომში ელექტრონის ბმის ენერჯიის რიგისაა.

კომპტონის ეფექტი დაიმზირება არა მხოლოდ ელექტრონებისთვის, არამედ სხვა დამუხტული ნაწილაკებისთვისაც, მაგალითად, პროტონებისთვის, მაგრამ პროტონების დიდი მასის გამო, საჭიროა ფოტონის ძალიან დიდი ენერჯია.

კომპტონის ეფექტი და ფოტოეფექტი, კვანტური წარმოდგენით, განპირობებულია ფოტონის და ელექტრონის ურთიერთმოქმედებით. პირველ შემთხვევაში ფოტონი გაიბნევა, მეორე შემთხვევაში – შთანთქმება. გაბნევა ხდება ფოტონის მოქმედებით თავისუფალ ელექტრონებზე, ხოლო ფოტოეფექტი – ბმულ ელექტრონებზე. აშკარაა, რომ, იმპულსის და ენერჯიის შენახვის კანონების გამო, ფოტონის თავისუფალ ელექტრონებზე დაჯახებისას არ შეიძლება მოხდეს ფოტონის შთანთქმა ამიტომ, თავისუფალ ელექტრონებზე ფოტონის მოქმედებისას შესაძლებელია მხოლოდ გაბნევა, ანუ ადგილი ექნება კომპტონის ეფექტს.

კომპტონის შებრუნებული ეფექტი წარმოადგენს შემთხვევას, როცა იზრდება რელატივისტური ელექტრონებიდან გაბნეული (ფოტონის ენერჯიაზე მეტი ენერჯიის მქონე)

გამოსხივების სიხშირე, ანუ ამგვარი პროცესის დროს ენერგიის გადაცემა ხორციელდება ელექტრონიდან ფოტონზე.

გაბნეული ფოტონის ენერგია გამოისახება ასეთნაირად:

$$E_1 = \frac{4}{3} E_2 \frac{E_k}{m_e C^2} \quad (3.10)$$

სადაც E_1 და E_2 გაბნეული და დაცემული ფოტონის ენერგიებია, შესაბამისად, ხოლო E_k – ელექტრონის კინეტიკური ენერგია.

ეს ეფექტი დაიმზირება გალაქტიკაში რენტგენული გამოსხივებისთვის.

3.3. სინათლის კომბინაციური გაბნევის ეფექტი (რამანის ეფექტი)

ელექტრომაგნიტური ველების ნივთიერების ნაწილაკებთან მოქმედების პროცესების ზემოთ განხილულ შემთხვევებში, დაცემულ კვანთიელექტრონებს ან გადასცემენ ენერგიის ნაწილს, ან მთლიანად შთაინთქმება მათზე. კომბინაციური გაბნევის ეფექტის შემთხვევაში, ნივთიერების ნაწილაკების, მოლეკულების რხევებთან ურთიერთმოქმედებისას ველის კვანტი იღებს დამატებით ენერგიას. ამ მოვლენას ეწოდება მისი აღმოჩენის სახელი - **რამანის** ეფექტი. აქ კვლავ თავს იჩენს სინათლის კორპუსკულობის თვისება, მონოქრომატული ტალღის დაჯახებისას ნაწილაკებმა მიიღონ ან დაკარგონ ენერგია. ამ ეფექტისას თვალსაჩინოა ნივთიერებაში მონოქრომატული გამოსხივების გაბნევა, რომლის სპექტრში ჩნდება მოცემული ნივთიერებისთვის დამახასიათებელი და წყაროს სპექტრალური ხაზებისგან განსხვავებული ახალი ხაზები.

ძირითადად, ნივთიერების მოლეკულაზე ფოტონის გაბნევა ხდება ტალღის სიხშირის ცვლილების გარეშე და სპექტრში ძირითადია მხოლოდ დაცემული სინათლის სპექტრის ზოლი. ასეთ პროცესს ეწოდება *რელეის* პროცესი. როდესაც ნივთიერების მოლეკულაზე გაბნევა ხდება ტალღის სიხშირის ცვლილებით, მაშინა არის – კომბინაციური. თავის მხრივ, თუ დაცემული სინათლის ენერგიის ნაწილი იხარჯება მესერის რხევის აღგზნებაზე, მაშინ გაბნეული სინათლის სიხშირე ნაკლებია დაცემული ტალღის სიხშირეზე (სტოქსის პროცესი), წინააღმდეგ შემთხვევაში – კრისტალური მესერის რხევისგან (ფონონისგან) დაცემული სინათლის მიერ აირთმევა ენერგია (ანტისტოქსის, ანუ *რამანის* პროცესი) და გაბნეული სინათლის სიხშირე იქნება მეტი დაცემული ტალღის სიხშირეზე. გაჩენილი ახალი ხაზების რიცხვი და მდებარეობა განისაზღვრება ნივთიერების მოლეკულური აღნაგობით.

რამანის პროცესი შესაძლებელია მხოლოდ მაშინ, როცა მასალაში არის ფონონი და მისი ალბათობა იზრდება ტემპერატურის ზრდასთან ერთად. მეორე მხრივ, ფონონის აღგზნება შესაძლებელია სპონტანურადაც სხვადასხვა გზით, როცა სტოქსის პროცესის ალბათობა ყოველთვისაა. ამიტომ რამანის და სტოქსის ხაზების ინტენსივობებისთვის:

$$I_{\sigma} \sim I_s \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right) \quad (3.11)$$

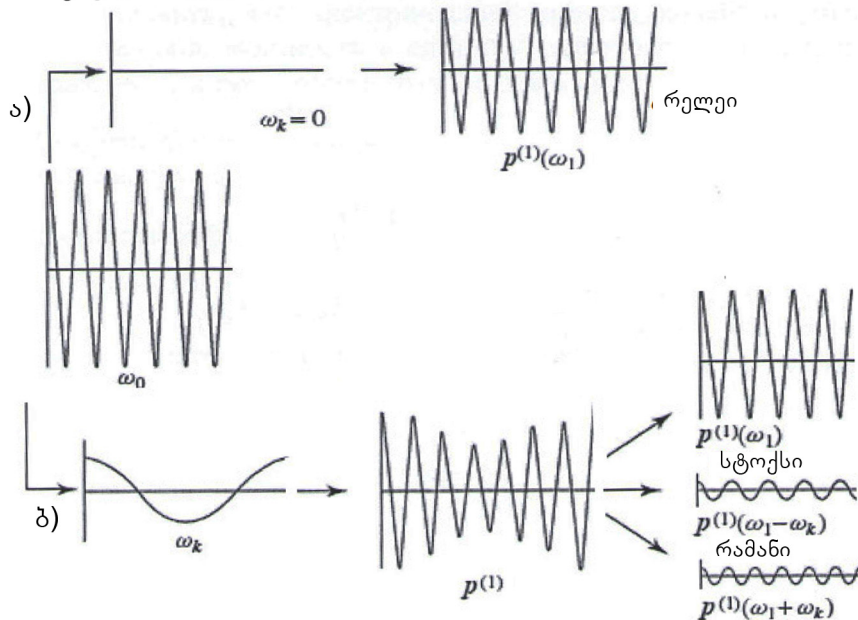
ამ შემთხვევაში მთელი პროცესის განმავლობაში ინახება ენერგია –

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega \quad (3.12)$$

და ტალღური ვექტორი:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \pm \vec{q} \quad (3.13)$$

ნიშანი „+“ შეესაბამება ფონონის გაჩენას (სტოქსის პროცესი, ხოლო „-“ – ჩაჭერას (რამანის პროცესი). ნივთიერებაში გაბნევის სპექტრის გაზომვით შესაძლებელია ამ ნივთიერების ფონონური მოდის ინფორმაციის განსაზღვრა. ნახ. 3.4-ზე გამოსახულია სინათლის მახასიათებელი სპექტრები რელეის, სტოქსის და რამანის პროცესებისას.



ნახ. 3.4. გაბნეული სინათლის სიხშირის თანაფარდობა რელეის (ა) სტოქსის და რამანის (ბ) პროცესებისას

კლასიკური თეორიით მოვლენის არსი. მისი გაგებისთვის განვიხილოთ შედარებით გამარტივებული შემთხვევა. სინათლის ელექტრული ველი ინდუცირებს მოლეკულის ცვლად დიპოლურ მომენტს, რომელიც ირხევა დაცემული სინათლის სიხშირით, ხოლო დიპოლური მომენტის ცვლილება, თავის მხრივ, ინვევს მოლეკულის მიერ ყოველმხრივ გამოსხივებას.

ასევე, კლასიკაში მიღებულია, რომ ნივთიერება შეიცავს ურთიერთგანშორებულ მუხტებს, მაგრამ რაღაც ძალებით შეკავებულს (კულონის ძალების ჩათვლით). ნივთიერების ზედაპირზე შექმნილი ოსცილაციური ტალღები ინვევს ამ მუხტების ოსცილაციურ დაშლას და შექმნას, ანუ ჩნდება ოსცილაციური დიპოლი, რომელიც იმავე ოსცილაციის სიხშირით გამოასხივებს. ეს გამოსხივება წარმოადგენს გაბნევას. გამოსხივების ინტენსივობას აქვს სახე:

$$I = \frac{16\pi^4}{3c^2} |\vec{P}|^2 \quad (3.14)$$

სადაც $|\vec{P}|$ ინდუცირებული დიპოლური მომენტია და განისაზღვრება:

$$|\vec{P}| = \alpha \vec{E} \quad (3.15)$$

სადაც α პროპორციულობის კოეფიციენტი და ეწოდება მოლეკულის პოლარიზება. განვიხილოთ სინათლის ტალღა, როგორც ელექტრომაგნიტური ველი E დაძაბულობით და რხევის V_0 სიხშირით:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_0 t) \quad (3.16)$$

სადაც E_0 რხევის ამპლიტუდაა და t – დრო. ამ ველში მოთავსებული ორატომიანი მოლეკულისთვის ინდუცირებული დიპოლური მომენტი ასე ჩაიწერება:

$$\vec{P} = \alpha \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_0 t) \quad (3.17)$$

ზოგადად, α დამოკიდებულია ველის სიხშირეზე, ამიტომ სტატიკური და ელექტრომაგნიტური ველებისთვის იქნება სხვადასხვა. თუ დიპოლი ასხივებს ენერგიას კლასიკური კანონით და არის სანყისი პოლარიზაცია, მაშინ გაბნევა იქნება პოლარიზებული და თუ გარემოც იზოტროპულია, მაშინ \vec{E} და \vec{P} თანხვედრილია. ესაა რელეის გაბნევა, მისი ინტენსივობა \vec{P} -ს საშუალო კვადრატულის პროპორციულია. თუ მოლეკულა ირხევა ν_1 სიხშირით, მაშინ ბირთვის r გადაადგილება (რალაც კოორდინატით) შეიძლება დაიწეროს:

$$r = r_0 \cos(2\pi\nu_1 t) \quad (3.18)$$

სადაც r_0 რხევის ამპლიტუდაა. მცირე რხევებზე α წრფივადაა დამოკიდებული r -ზე, ამიტომ α გავშალოთ ტეილორის მწკრივად r კოორდინატით ბირთვის წონასწორობის მახლობლობაში და შემოვიფარგლოთ პირველი წევრით:

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial r} \right)_0 r \quad (3.19)$$

სადაც α_0 მოლეკულის პოლარიზებაა წონასწორულ კონფიგურაციისას, ხოლო $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial r} \right)_0$ – პოლარიზირების წარმოებული კოორდინატით წონასწორობის წერტილში. ჩავსვათ (3.18) და (3.19) ფორმულები (3.17)-ში და ინდუცირებული დიპოლური მომენტისთვის მივიღებთ:

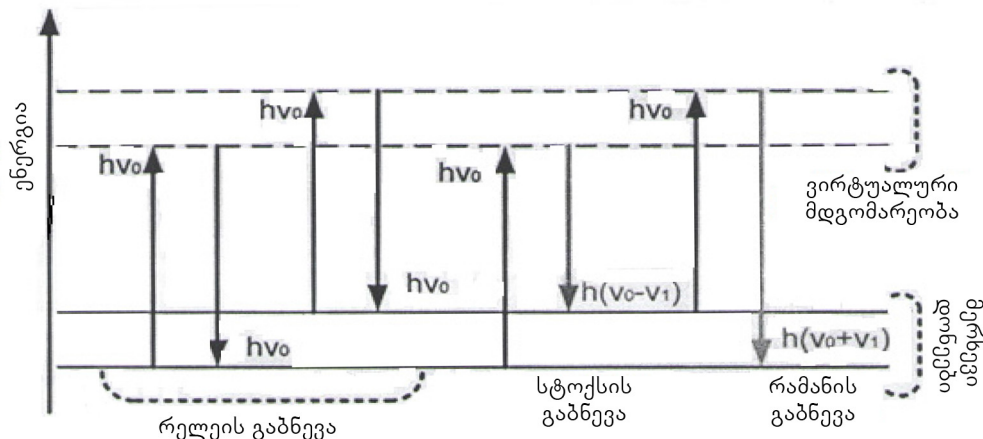
$$\begin{aligned} \vec{P} &= \alpha \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_0 t) = \alpha_0 E_0 \cos(2\pi\nu_0 t) + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial r} \right)_0 r_0 E_0 \cos(2\pi\nu_0 t) \cos(2\pi\nu_1 t) = \\ &= \alpha_0 E_0 \cos(2\pi\nu_0 t) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial r} \right)_0 r_0 E_0 \{ \cos[2\pi(\nu_0 + \nu_1)t] + \cos[2\pi(\nu_0 - \nu_1)t] \} \end{aligned} \quad (3.20)$$

აქ გამოყენებულია კოსინუსების (თეორიის) ნამრავლის წესი.

პირველი წევრი აღწერს ოსცილაციურ დიპოლს, რომლის გამოსხივების სიხშირეა ν_0 (რელეის გაბნევა), მეორე წევრი ეკუთვნის კომბინაციურ გაბნევას სიხშირით $\nu_0 + \nu_1$ (რამანის გაბნევა) და $\nu_0 - \nu_1$ (სტოქსის გაბნევა). მაშასადამე, როდესაც მოლეკულა სხივდება მონოქრომატული სინათლის ν_0 სიხშირით, ელექტრული ინდუცირებული პოლარიზაციის შედეგად ის გააბნევს გამოსხივებას როგორც ν_0 სიხშირით (რელეის გაბნევა), ასევე $\nu_0 \pm \nu_1$ სიხშირით (კომბინაციური გაბნევა), სადაც ν_1 რხევის სიხშირეა. ნახ.3.5-ზე მოცემულია ზემოთ აღნიშნული გაბნევების ილუსტრაცია.

მონოქრომატული სინათლის ნივთიერებაზე მოქმედების შედეგად მიღებულ სტიმულირებული კომბინაციური გაბნევენვის სპექტრში ν_0 , სიხშირის გარდა, ჩნდება

თანმყოლი $\nu_0 \pm \nu_1$ სიხშირის ხაზები. კომბინაციური გაბნევის ხაზების ინტენსივობა $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial r}\right)_0^2$ სიდიდის პროპორციულია. ბირთვების მცირე ამპლიტუდის რხევისას (3.19) გამოსახულებაში გასათვალისწინებელია უფრო მაღალი ხარისხის წევრები, მაშინ (3.20) გამოსახულებაში გაჩნდება წევრები, რომლებიც ობერტონულ შემადგენლობას გამოსახავს (ჰარმონიკებს), ანუ დამატებით ხაზებს და მათი ინტენსივობა იქნება $\left(\frac{\partial^2 \alpha}{\partial r^2}\right)_0^2$ -ის პროპორციული, და ა.შ.



ნახ. 3.5. ნივთიერების მოლეკულაზე სინათლის გაბნევის სხვადასხვა მექანიზმის ილუსტრაცია

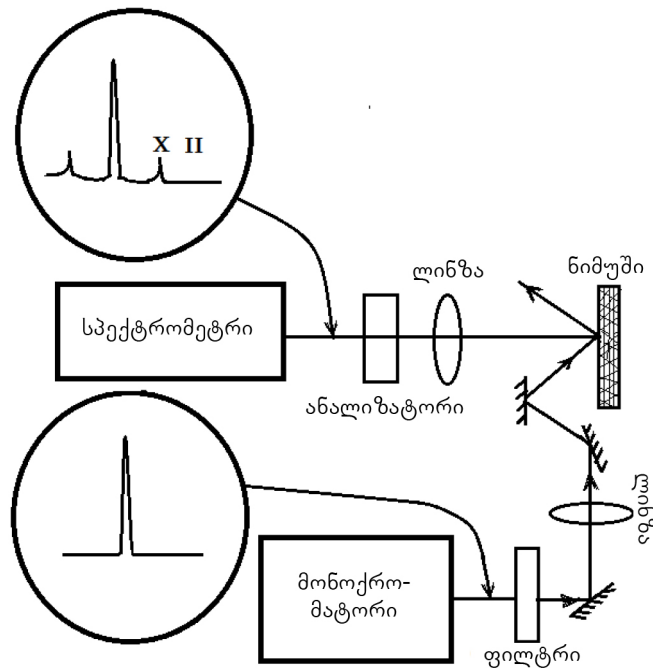
გაბნევის ეფექტების წარმოშობა შესაძლებელია აიხსნას გამოსხივების კვანტური თეორიით. მის თანახმად, გამოსხივება ν სიხშირით განიხილება, როგორც $h\nu$ ენერჯიის ფოტონების ნაკადი, სადაც h – პლანკის მუდმივაა. მოლეკულებთან დაჯახებისას ფოტონები გაიბნევა. დრეკადი დაჯახებისას ისინი გადაიხრება თავიანთი მოძრაობის მიმართულებიდან ენერჯიის შეუცვლელად – რელეის გაბნევა). მაგრამ შეიძლება დაჯახებისას ფოტონებმა და მოლეკულებმა გაცვალონ ენერჯიები. მოლეკულამ ამით შეიძლება დაკარგოს ან შეიძინოს ენერჯია. დაკვანტვის წესის მიხედვით – მისი ენერჯია შეიძლება შეიცვალოს ΔE სიდიდით, მისი მდგომარეობის ორ დასაშვებ დონეთა ენერჯიების სხვაობის სიდიდით. ეს ΔE სიდიდე უნდა იყოს მოლეკულის ბრუნვითი ან რხევითი ენერჯიის ცვლილების ტოლი. თუ მოლეკულა იღებს ΔE ენერჯიას, მაშინ გაბნევისას ფოტონს ექნება $h\nu - \Delta E$ ენერჯია და, შესაბამისად, გამოსხივების $\nu - \Delta E/h$ სიხშირე. ხოლო, თუ მოლეკულა დაკარგავს ΔE ენერჯიას, მაშინ გამოსხივების სიხშირე იქნება $\nu + \Delta E/h$. დაცემული სინათლის სიხშირეზე ნაკლები სიხშირით გაბნეულ გამოსხივებას ეწოდება სტოქსის გაბნევა, ხოლო მეტი სიხშირით – რამანის გაბნევა. მაღალ ტემპერატურაზე პირველი მერხვევი დონის „დასახლება“ მცირეა და ამიტომ რამანის გაბნევის ინტენსივობა დაბალია. ტემპერატურის გადიდებით დასახლება იზრდება და ინტენსივობაც მატულობს.

რამანის ეფექტი – რთული მოვლენაა, დამოკიდებულია სხვადასხვა ფაქტორებზე, მაგრამ ნივთიერებაზე ინფორმაციის მოპოვების კარგი მეთოდია. რამანის ეფექტის სტიმულაცია ხდება მონოქრომატული სინათლით, რომლის მიღება ცდაზე ადვილია. რამანის სპექტრის საშუალებით კარგად ადგენენ ნახევარგამტარის სტრუქტურას. მაგალითად,

დადგინდა, რომ GaAs-ში (100) სიბრტყიდან და სხვა სიბრტყეებიდან რამანის გაბნევის სპექტრები სხვადასხვაა, რაც აიხსნება სინათლის მოქმედებით გამტარებლობის ზონაში არსებულ სხვადასხვა ფონონებზე. ნახაზ 3.6-ზე მოცემულია რამანის სპექტრების მიღების სისტემის სქემატური სურათი.

კომბინაციური გაბნევის სპექტროსკოპიაში გამოიყენება ლაზერით შექმნილი ხილული, ულტრაიისფერთან ახლო ან ინფრანითელი დიაპაზონის სინათლის მონოქრომატული წყარო. ნივთიერებასთან მოქმედებისას ეს სინათლე, ძირითადად, ენერგიის დაკარგვის გარეშე გაიბნევა (რელეის გაბნევა) და არ იძლევა „სასარგებლო“ სიგნალს. მილიონიდან ერთი ფოტონი გაიბნევა არადრეკადად, ანუ სინათლესა და ნივთიერებას შორის მოხდება ენერგიის გადანაწილება. სინათლის ეს გაბნევაა რამანის, ანუ კომბინაციური გაბნევა. ამის შედეგად, გაბნეული სინათლის ენერგია შეიძლება შემცირდეს (სტოქსის გაბნევა) ან გაიზარდოს (რამანის გაბნევა). როგორც წესი, კომბინაციურ გაბნევაში უფრო ინტენსიურია სტოქსის გაბნევა.

კომბინაციური გაბნევის გადაღების შედეგები მოიცემა გრაფიკების სახით, რომლის ვერტიკალურ ღერძზე გადაზომილია რამანის გამოსხივების ინტენსივობა, ხოლო ჰორიზონტალურ ღერძზე – რამანის გამოსხივების წანაცვლება, ანუ სინათლის წყაროს სიხშირესა (რელეის სიხშირე) და რამანის სიხშირეს შორის სხვაობა. რამანის გამოსხივების სიხშირის წანაცვლების სიდიდე იზომება ტალღურ რიცხვებში (სმ^{-1}).



ნახ. 3.6. რამანის სპექტრების მიღების სისტემის სქემატური სურათი

მონოქრომატული სინათლის გაბნევისა და შთანთქმის პროცესები მიმდინარეობს ერთდროულად. ამ დროს ზოგიერთი ნივთიერება სინათლეს ასხივებს, დაცემულთან შედარებით უფრო ნაკლები ენერგიით. ასეთ გამოსხივებას ფოტოლუმინესცენციური ეწოდება, რომლის ხაზის ინტენსივობა ბევრად მეტია, ვიდრე კომბინაციური გაბნევის ხაზის ინტენსივობა. ამრიგად, რამანის სპექტრომეტრის საშუალებით შესაძლებელია ერთდროულად კომბინაციური გაბნევისა და ფოტოლუმინესცენციის სპექტრების მიღება.

რამანის სპექტრების გამოყენებით შესაძლებელია ეპიტაქსიით გაზრდილ ზეთხელ ფირებში კრისტალური მესრის ორიენტაციის განსაზღვრა. შერეულ კრისტალებში, როგორცაა კრისტალი $Al_xGa_{1-x}As$, შეიძლება განისაზღვროს x მუდმივა. გარდა ამისა, რამანის ეფექტით შეიძლება გაკეთდეს ნახევარგამტარის ზედაპირზე შრეების მექანიკური დაჭიმულობების ხარისხობრივი შეფასება და განისაზღვროს მათში მატარებელთა კონცენტრაციები.

3.4. მზის ენერჯის დიოდური ტიპის ნახევარგამტარული გარდამქმნელის მუშაობის პრინციპი

მონოკრისტალური სილიციუმის საფუძველზე შექმნილი მზის ელემენტის მუშაობის ფიზიკური საფუძველები ნახევარგამტარული დიოდის მუშაობის პრინციპების ანალოგიურია.

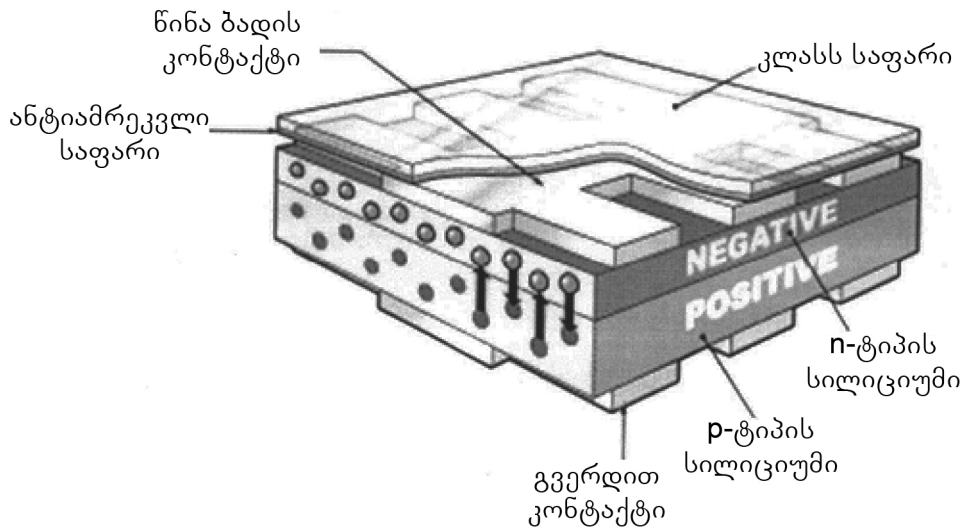
მზის ენერჯის დიოდური ტიპის ნახევარგამტარული გარდამქმნელი წარმოადგენს p ტიპის მონოკრისტალური Si -ის საფუძველზე შექმნილ სტრუქტურას.

სტრუქტურის სამუშაო ზედაპირზე შექმნილია $p-n$ გადასასვლელი, რომლის ზევით მოთავსებულია n ტიპის საკონტაქტო ელექტროდი, და ზევიდან დაფარულია ანტიამრეკლავი ფენით.

სტრუქტურის არასამუშაო მხარეს შექმნილია p^+ ფენა, გამომყვანი მეტალის ელექტროდით, როგორც საკონტაქტო არე.

კონსტრუქციულად იგი დიდი ფართის მქონე ბრტყელ ნახევარგამტარულ დიოდს ჰგავს. მისი უმარტივესი კონსტრუქცია მოცემულია 3.7 ნახაზზე.

დიოდური ტიპის ნახევარგამტარული გარდამქმნელებით მზის გამოსხივების ენერჯის ელექტროენერჯიად გარდაქმნის პროცესი შესაძლებელია დავყოთ ოთხ ეტაპად:

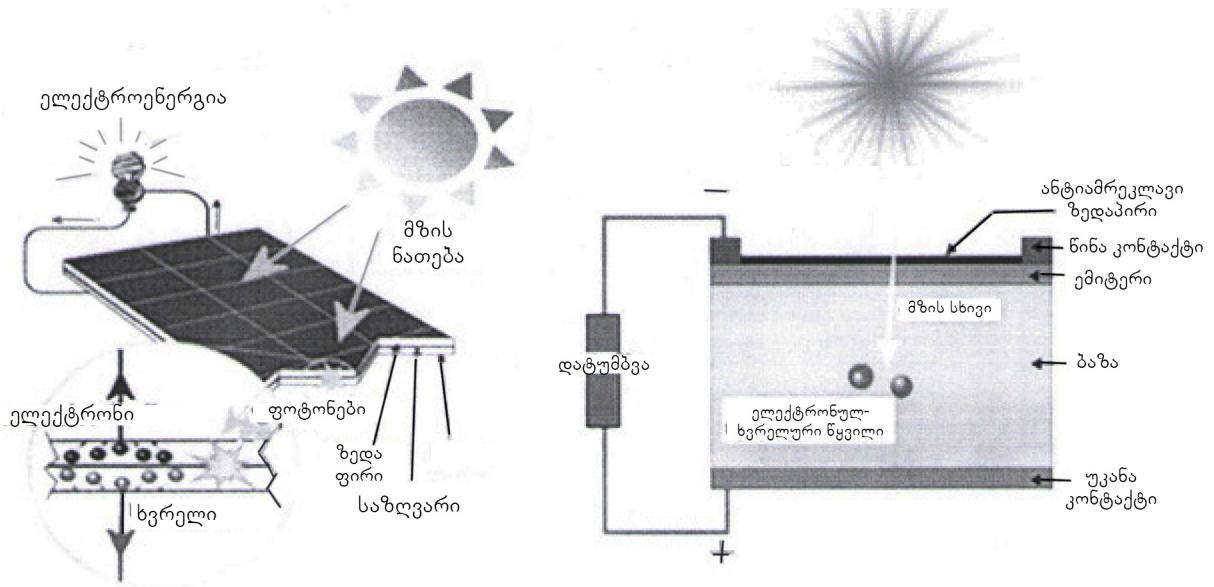


ნახ. 3.7. მზის ენერჯის გარდამქმნელის კონსტრუქცია

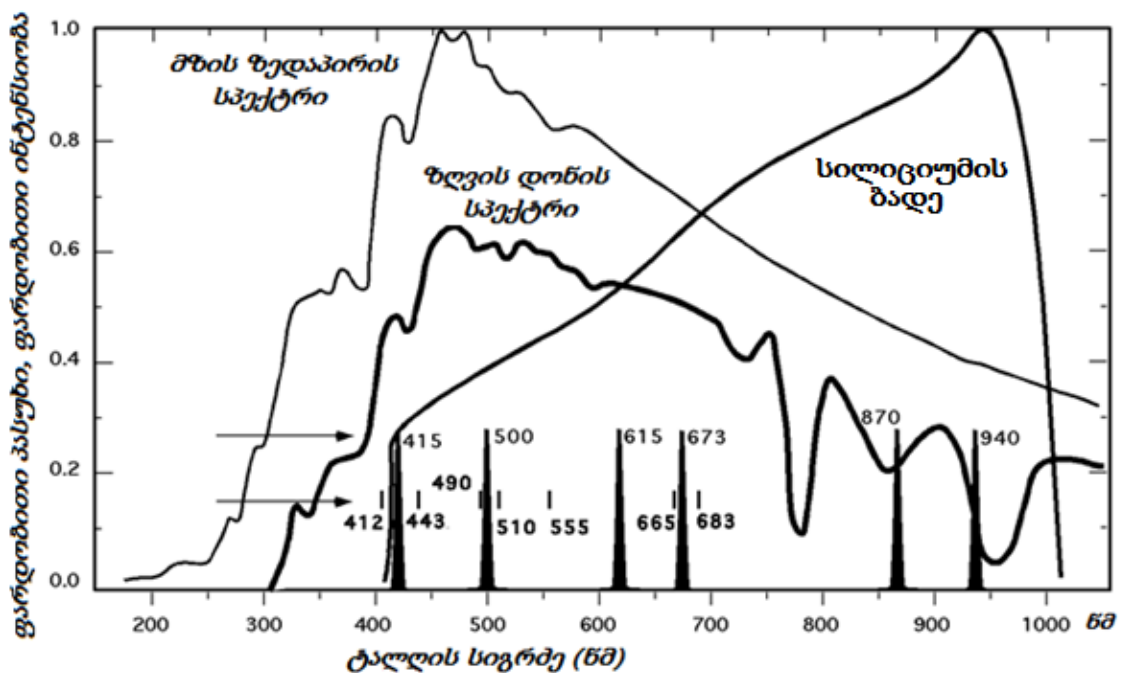
1. ნახევარგამტარული გარდამქმნელის მიერ სინათლის შთანთქმა;
 2. ელექტრონულ-ხვრელური წყვილების გენერაცია;
 3. ელექტრონული ხვრელების წყვილის განცალკევება $p-n$ გადასასვლელით;
 4. ელექტროდებზე მუხტის მატარებლების შეგროვება.
- ამ ეტაპებიდან ნებისმიერის არაეფექტური მუშაობა ამცირებს გარდამქმნელის მქკ-ს.

3.8 ნახაზზე გამოსახულია მზის ელემენტის მუშაობის სქემა.

მზით დასხივებისას, მონოკრისტალური Si-ის ფირფიტისაგან დამზადებული დიოდური ტიპის მზის ელემენტების მიერ შთანთქმება გარკვეული სიგრძის ელექტრომაგნიტური ტალღები (ნახ.3.9).



ნახ.3.8. მზის ელემენტის მუშაობის სქემა

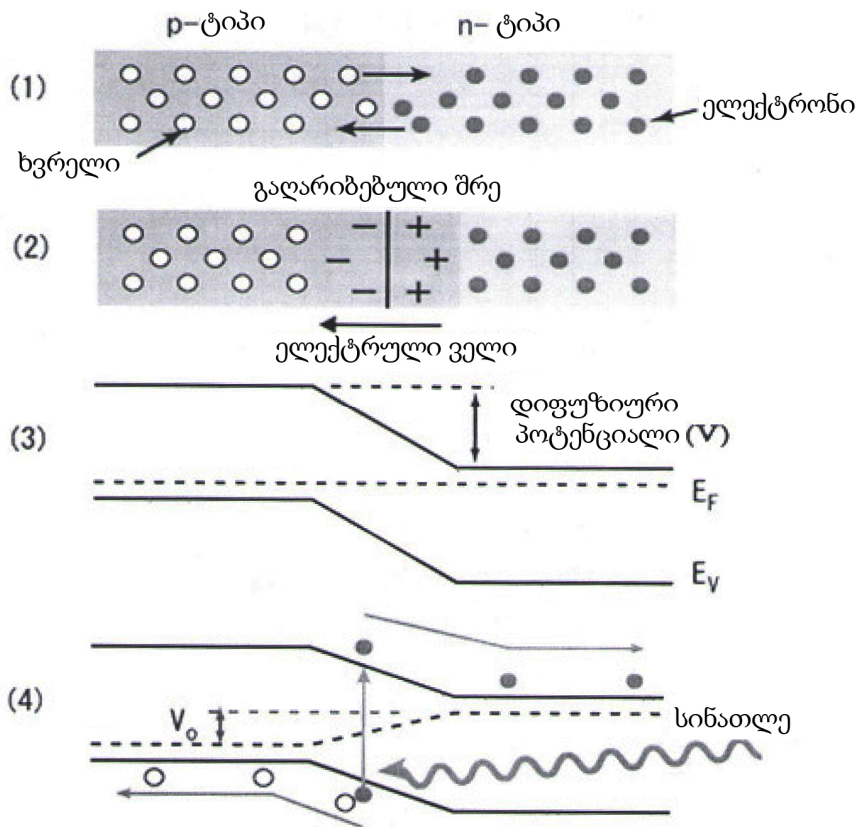


ნახ.3.9. კოსმოსში და დედამიწაზე მზის გამოსხივება და სილიციუმის მზის ელემენტის შთანთქმის სპექტრი

p-n გადასასვლელის აკრძალული ზონის სიგანეზე მეტი ენერგიის ფოტონებით დასხივებისას ფოტონი შთანთქმება და წარმოქმნის ელექტრონულ-ხვრელურ წყვილს.

p-n გადასასვლელში არსებული ველის გავლენით ხვრელები – p არისკენ, ხოლო ელექტრონები n არისკენ მიემართება (ნახ.3.10).

როდესაც ხვრელები გადავლენ p არეში, ისინი ამცირებენ იქ არსებულ უარყოფით მოცულობით მუხტს, ანალოგიურად, ელექტრონების n არეში გადასვლისას შემცირდება არსებული დადებითი მოცულობითი მუხტი, შესაბამისად, შემცირდება პოტენციური ბარიერი, რაც გაუნათებელ $p-n$ გადასასვლელზე პირდაპირი მიმართულებით ძაბვის მოდების ეკვივალენტურია. დენის ეს მატარებლები, შემცირებული პოტენციური ბარიერის გადალახვისთანავე არაძირითად მატარებლებად გარდაიქმნება და განიცდის რეკომბინაციას. სტაციონარული მდგომარეობა დამყარდება, როდესაც სინათლით შექმნილი ელექტრონებისა და ხვრელების რაოდენობა ბარიერგადალახული მატარებლების რაოდენობას გაუტოლდება.



ნახ.3.10. $p-n$ გადასასვლელის ფიზიკური და ზონური მოდელი განათებამდე (1,3) და მუდმივი განათებისას (2,4)

შედეგად, n არე შეიძენს დამატებით უარყოფით მუხტს, ხოლო p არე – დადებითს. ნახევარგამტარის სანყის p და n ფენებს შორის კონტაქტურ პოტენციალთა სხვაობა მცირდება და გარე წრედში წარმოიქმნება ძაბვა, დენის წყაროს უარყოფით პოლუსს შესაბამეობა n , ხოლო დადებითს - p არე.

წარმოქმნილ პოტენციალთა სხვაობას, რომელიც პირდაპირი მიმართულებითაა მოდებული, ფოტო ემძ-ს უწოდებენ.

საკონტროლო კითხვები:

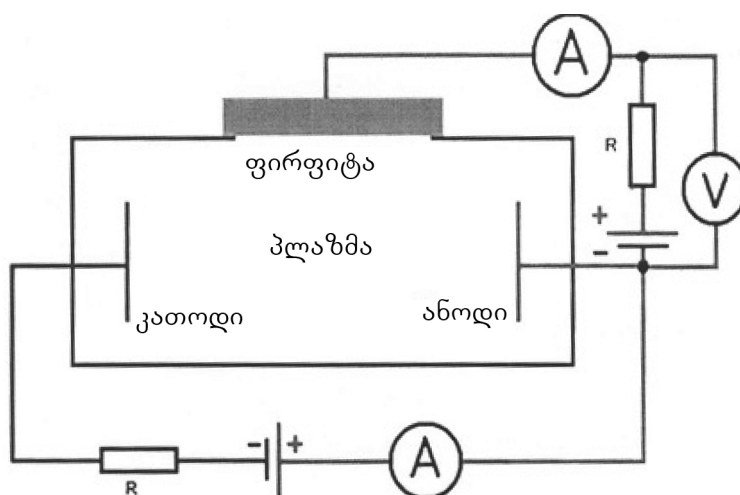
1. რაში მდგომარეობს ფოტოელექტრული ეფექტი?
2. რას ნიშნავს გარე და შიგა ფოტოეფექტი?
3. რა არის ფოტოეფექტის ნითელი ზღვარი?
4. როგორია ვენტილური ფოტოეფექტი?
5. რაში მდგომარეობს კომპტონის ეფექტი?
6. რაზეა დამოკიდებული კომპტონის ეფექტი?
7. რაში მდგომარეობს კომპტონის შებრუნებული ეფექტი?
8. რაში მდგომარეობს რამანის ეფექტი?
9. რა პრინციპზე მუშაობს მზის ენერჯის გარდამქმნელი ხელსაწყო?
10. როგორია $p-n$ გადასასვლელის ზონური მოდელი განათებამდე და განათების შემდეგ?

IV. მეტალთა და ნახევარგამტართა სტიმულირებული პლაზმური ანოდირება

4.1. პლაზმური ანოდირება

თითქმის ყველა ნახევარგამტარის და მეტალის ზედაპირი ატმოსფეროს ჩვეულებრივ პირობებში ყოფნისას იჟანგება, წარმოქმნის საკუთარი ოქსიდის თხელ ფენას, რომლის სისქის ზრდა სწრაფად წყდება. ამ ფენის შემდგომი ზრდისთვის საჭიროა, რომ ჟანგბადის ატომის იონმა, წარმოქმნილი ჟანგის ფენის გავლით, მიაღწიოს ნახევარგამტარის ზედაპირამდე. ეს შეიძლება მოხდეს კრისტალის ზედაპირზე შექმნილ ჟანგში მათი დიფუზიით ან დრეიფით მოდებული გარე ელექტრული ველით. ნიმუშის გახურებით ორივე ეს პროცესი ჩქარდება.

პირველი პროცესი მაღალტემპერატურულია, რაც იწვევს სტრუქტურის პარამეტრების და შემდეგ მასზე შექმნილი ხელსაწყოების პარამეტრების გაუარესებას. ელექტრული ველით დაჟანგვის პროცესის ერთდერთი მეთოდია პლაზმური ანოდირება. ჭურჭელში, სადაც ჩამაგრებულია ანოდი, კათოდი და მათ შორის განცალკევებით ნიმუში, იქმნება განსაზღვრული ვაკუუმი. ანოდსა და კათოდს შორის განსაზღვრულ ძაბვაზე ხდება აირის გარღვევა და მისი გაიონება, რაც განაპირობებს მასში იონური დენის გავლას, ანუ პლაზმის მიღებას. ჟანგბადის გარკვეული დოზით შეშვების შემდეგ კი მიიღება ჟანგბად-შემცველი პლაზმა. დასაჟანგ ნიმუშზე პლაზმის დადებითი ძაბვის მოდებით ხდება პლაზმიდან ჟანგბადის უარყოფითი იონების ამოქაჩვა, რომლებიც მიგრირებს ნიმუშში და იწვევს დაჟანგვას. პლაზმური ანოდირების დანადგარის პრინციპული სქემა მოცემულია 4.1. ნახაზზე.



ნახ. 4.1 პლაზმური ანოდირების დანადგარის პრინციპული სქემა

პლაზმური ანოდირების პროცესის ერთ-ერთი ძირითადი პარამეტრია ანოდირების დენის და, შესაბამისად, ანოდირების პროცესის ეფექტურობა, რომელიც ანოდირების დენის სიმკვრივის მუდმივობისას განისაზღვრება ფორმულით:

$$\eta = \frac{6ADF\rho}{QM} \quad (4.1)$$

სადაც A დასაყვანი ნიმუშის ზედაპირის ფართობია, D – ჟანგის სისქე, F – ფარადეის რიცხვი ($9,65 \cdot 10^4$ კ/მოლ), ρ – ჟანგის სიმკვრივე, Q – ჯამური მუხტი, M – მოლური მასა. ამ განტოლებიდან ჩანს, რომ ეფექტურობა დამოკიდებულია ჯამურ მუხტზე და პლაზმაში იონების კონცენტრაციაზე. ნიმუშზე დადებითი ძაბვის მოდებით, ხდება პლაზმიდან ჟანგბადის უარყოფითი იონების ამოქაჩვა და მიგრაცია ნიმუშში, რაც იწვევს დაჟანგვის პროცესს. ამასთანვე, ჟანგბადის უარყოფით იონებთან ერთად ხდება პლაზმიდან ელექტრონების წატაცებაც, რომლებიც დაჟანგვის პროცესში არ მონაწილეობს. რადგანაც მათი ძვრადობები მეტია იონების ძვრადობაზე, საერთო დენში მეტი იქნება ელექტრონების წვლილი. ამიტომ, (4.1) ფორმულა შეძლება ასეც წარმოდგინდეს :

$$\eta = \frac{I_i}{I_i + I_E} \quad (4.2)$$

სადაც I_i იონური დენის სიმკვრივეა და I_E – ელექტრონული დენის სიმკვრივე.

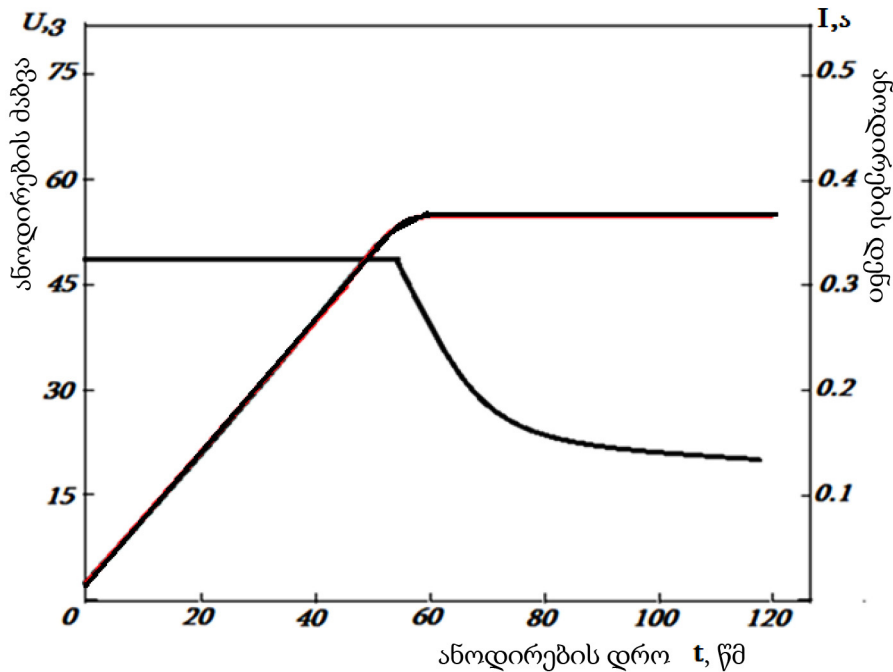
რადგანაც $I_i \ll I_E$, ამიტომ (4.2) გამოსახულების მრიცხველი \ll მნიშვნელზე და $\eta \ll 1$. აქედან ცხადია, რომ პლაზმური ანოდირება ხასიათდება ძალიან მცირე ეფექტურობით ($\eta \sim 4\%$) და, შესაბამისად, ოქსიდების სისქის ზრდის სიჩქარის მცირე მნიშვნელობით.

ოქსიდის ზრდის ხასიათი და თვისებები ნიმუშში გამავალი იონური და ელექტრონული დენების სიდიდეთა ფარდობაზეა დამოკიდებული. იონური დენის გამოთვლა შესაძლებელია ფარადეის კანონიდან, რომელსაც აქვს ასეთი სახე:

$$J_i = \frac{4\rho F}{M} * \frac{dD}{dt} \quad (4.3)$$

სადაც ρ ოქსიდის სიმკვრივეა (გ/სმ³), $F = 9,65 \cdot 10^4$ ფარადეის რიცხვია (კ/მოლ), M – მოლური სიმკვრივე (გ/მოლ) და $\frac{dD}{dt}$ – ანოდირების სიჩქარე (Å/მოლ).

პლაზმური ანოდირების პროცესები, უფრო ხშირად (რადგანაც პროცესი უფრო კარგი სამართავია), ტარდება გალვანოსტატიკურ რეჟიმში. ამ დროს მუდმივია ანოდირების (ფორმირების) დენის სიმკვრივე ($I = const$). ოქსიდის ფირის სისქის ზრდასთან ერთად იზრდება მისი წინააღობაც და მუდმივი დენის სიმკვრივის შენარჩუნებისთვის საჭიროა ძაბვის ზრდაც. ანოდირების ძაბვის რეგისტრაცია იძლევა პლაზმური ანოდირების პროცესის კინეტიკას, რომელიც მოცემულია 4.2 ნახაზზე. ანოდირების პროცესში ნიმუშზე მოდებული ძაბვის ზრდა ფუნქციურად დაკავშირებულია ოქსიდის ფირის ზრდის რეალურ კინეტიკასთან, ანუ ანოდირების ძაბვის დროზე $U(t)$ დამოკიდებულება ხარისხობრივად გამოხატავს ფირის სისქის დროზე $D(t)$ დამოკიდებულებას. ამ დამოკიდებულებიდან ადვილად განისაზღვრება მოცემული ნივთიერებისთვის მუდმივა $U(D)$ ეს რეჟიმი ყველაზე მეტად გამოიყენება კვლევით პროცესებში, რადგან უზრუნველყოფს ოქსიდში ელექტრონული დენის მუდმივობას და ოქსიდის ზრდის დროს ფირის სტრუქტურულ სრულყოფას.



ნახ. 4.2 პლაზმური ანოდირებისას დაბვისა და დენის კინეტიკა

4.2. პლაზმური ანოდირების ფიზიკური მექანიზმი

როგორც ექსპერიმენტებმა აჩვენა, მღვივადი განმუხტვის დროს, მუდმივი დენის შემთხვევაში, ჟანგის ფენების ზრდა შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა ნიმუშზე მოდებულია პლაზმასთან შედარებით დადებითი დაბვა.

დღესდღეობით არ არსებობს პლაზმური ანოდირების ერთიანი მოდელი, რომელიც თუნდაც რაოდენობრივად ახსნიდა ყველა ექსპერიმენტულ მონაცემს. მაგალითად, დადგენილია, რომ ანოდირების დროს ნიმუშში იონური დენის გავლით, დაჟანგვა მიმდინარეობს ან ნიმუშიდან ჟანგის ზედაპირზე, ან ჟანგი-პლაზმის ზედაპირზე. ამა თუ იმ სახის დაჟანგვის პროცესის მიმდინარეობა განპირობებულია როგორც მათი აქტივაციის ზღურბლური ენერგიების შეფარდებით, ასევე ოქსიდში იონების ძვრადობებით.

უარყოფითი იონების და ელექტრონების როლი ჯერ ბოლომდე არაა დადგენილი. მკვლევრების ერთი ჯგუფი მიიჩნევს, რომ ელექტრონების არსებობა არასასურველია, რადგან ისინი იწვევს გაჟონვის დენებს და ამცირებს ანოდირების პროცესის ეფექტურობას, ხოლო ჟანგბადის უარყოფითი იონები, ურთიერთქმედებს რა ოქსიდის მესერთან, პლაზმიდან ჩაიჭირება ჟანგის ზედაპირის მიერ და ანოდირებისთვის დაკარგულია. სხვა ჯგუფის აზრით, პლაზმაში ელექტრონების არსებობა ანოდირებისთვის აუცილებელია, რადგან ჟანგბადის იონების წარმოქმნა წარმოებს ოქსიდის ზედაპირზე შემდეგი რეაქციით:



ამ ჰიპოტეზის სასარგებლოდ დგინდება, რომ ოქსიდის ზედაპირზე არსებული ორმაგი უარყოფითი შრის გამო, ჟანგბადის უარყოფით იონები, რომელთა სითბური ენერგიები არ აღემატება ელექტრონვოლტის რამდენიმე ნაწილს, ვერ აღწევს ზედაპირამდე იმ

რაოდენობით, რომ შექმნას ოქსიდის ახალი ფენები. ზედაპირი იქცევა ბრტყელი იზოლირებული ზონდის მსგავსად და მასზე ხდება მხოლოდ ჟანგბადის დადებითი იონები და სწრაფი ელექტრონები ბოლცმანის განაწილების „კუდიდან“.

ორივე ჰიპოთეზის შესასწავლად ჩატარდა მრავალი კვლევა. ზოგ ნაშრომში განხილულია შემთხვევა, როცა ანოდურ პოტენციალზე მოდებულია ცვლადი ძაბვა, რათა მოხდეს პლაზმიდან უარყოფითი იონების და ელექტრონების განცალკევება. მღვივადი განმუხტვით პლაზმური ანოდირების პროცესი პირველად ჩატარდა ალუმინის ფირფიტის დასაჟანგად ორ სხვადასხვა რეჟიმში. ერთ რეჟიმში მოდებული იყო 5ვ ამპლიტუდის ცვლადი ძაბვა, მეორეში – 5ვ მუდმივი და ამავე სიდიდის ცვლადი ძაბვების სუპერპოზიცია. ამ ექსპერიმენტების ავტორების აზრით, ცვლადი სიგნალის შემთხვევაში ოქსიდის ზედაპირზე ძაბვის ნახევარპერიოდში ხდება უარყოფითი იონებით ანოდირება, ხოლო მეორე ექსპერიმენტში, როცა მოდებული იყო ორივე ძაბვის სუპერპოზიცია, ხდებოდა ოქსიდის ზედაპირზე უარყოფითი იონების „ჩაჭედვა“, რადგან მათი მასის გამო ვერ ასწრებდა ძაბვის ცვლად ნაწილზე აყოლას და გრძნობდა მხოლოდ უარყოფით მუდმივ ნაწილს, რომელიც განიზიდებოდა ზედაპირიდან. შედეგად მიღებულ იქნა, რომ ამ ორი ექსპერიმენტის დროს არ მოხდა ოქსიდის ფირის სტიმულირებული ზრდა, უფრო მეტიც, პირველ შემთხვევაში ოქსიდის გაზრდა უმნიშვნელო იყო.

ცვლადი და მუდმივი ძაბვების სუპერპოზიციის დროს ოქსიდში დადებითი პოლარობის ველი საერთოდ არ არის, რაც ოქსიდის ზრდისთვის აუცილებელია. მიუხედავად იმისა, თუ რომელი მექანიზმითაა მიღებული იონები, ელექტრული ველი არ წარმოადგენს მასტიმულირებელ ფაქტორს და ვერ აღწევს მიზანიც სასურველ შედეგს. გარდა ამისა, მეორე შემთხვევაში, ანუ ძაბვის სუპერპოზიციის დროს, ხდება ნიმუშიდან O^- იონების, ასევე, პლაზმიდან ელექტრული დენის დიდი ნაწილის „ჩაკეტვა“. ოქსიდის ზედაპირი მუშაობს ერთგვარი ზონდის სახით, როცა მის ზედაპირს აღწევს მხოლოდ დადებითი იონები. ამაზე მოწმობს პროცესის დასაწყისშივე ანოდური დენის სიმცირე, როცა ოქსიდის სისქე ჯერ კიდევ უმნიშვნელოა.

როგორც ნახ.4.2-დან ჩანს, პოტენციოსტატიკურ რეჟიმში დენის შემცირებით ოქსიდის ზრდა შესამჩნევი სიჩქარით ხდება მხოლოდ პირველ შემთხვევაში, რაც, ავტორების აზრით ჟანგბადის უარყოფითი იონების არსებობის აუცილებელი პირობაა დაჟანგვის ჩასატარებლად.

მკვლევრების ერთმა ნაწილმა გამოიკვლია ჟანგბადის უარყოფითი იონების როლი ანოდირების პროცესში. ერთ შემთხვევაში, ანოდირების პროცესში შეურიეს წყალბადი, მეორე შემთხვევაში – აზოტის ჟანგი NO_2 . წყალბადის შერევის დროს შემდეგი რეაქცია მიმდინარეობს:



რითაც ჟანგბადის იონების კონცენტრაცია შემცირდა. იგივე შედეგი იქნა მიღებული აზოტის ჟანგთან ურთიერთმოქმედების დროს:



ორივე შემთხვევაში ოქსიდის ზრდის სიჩქარე მყისიერად შემცირდა, რაც ჩათვალეს O^- -ის წამყვან როლზე, რომლებიც წარმოიქმნება პლაზმიდან ოქსიდის ზედაპირზე. გარ-

და იმ ექსპერიმენტებისა, სადაც ახდენდნენ გაზის შემადგენლობის ვარირებას, ასევე შეისწავლებოდა ოქსიდის ზრდის სიჩქარისა და O^- იონების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ანოდური დენის სიმკვრივეზე. აღმოჩნდა, რომ ჟანგბადის დაბალ წნევაზე (0,1 მმ.ვწყ.სვ) დაიმზირება O^- იონებსა და ანოდირების სიჩქარეს შორის წრფივი დამოკიდებულება. წნევის შემდგომი ზრდით (1,0 მმ.ვწყ.სვ)-მდე, 3-ჯერ მცირდება ოქსიდის ზრდის სიჩქარე, თუმცა უარყოფითი იონების კონცენტრაცია მნიშვნელოვნად არ იცვლება. ასეთმა შედეგმა განაპირობა იმის ვარაუდი, რომ O^- იონების წარმოქმნასთან ერთად შეიძლება არსებობდეს ისეთი მექანიზმებიც, რომლებიც ინვეს პლაზმაში არსებული იონების დისოციაციას ადსორბირებული ჟანგბადის მოლეკულებთან. ასევე ჩატარდა ექსპერიმენტები, რომლებშიც მუდმივ ელექტრულ ველთან ერთად მოდებული იყო მაგნიტური ველიც, რომელსაც უნდა მოეცა ელექტრონების ან დაბალენერგეტიკული იონების, ან ორივეს ერთად, გადარჩევის შესაძლებლობა, რაც ქაოსურად მოძრავი ნაწილაკებისთვის პრინციპულად მიუსადაგებელია.

თუმცა ელექტრონების როლის სასარგებლოდ არსებობს ექსპერიმენტული მონაცემები, როდესაც ნიმუშის პარალელურად მოდებულ იყო მაგნიტური ველი, რითაც ხდებოდა ელექტრონების ნაკადის გადანევა ნიმუშის კონტაქტისგან და ამის გამო ანოდირების პროცესი სწრაფად მცირდებოდა.

ამ ფაქტების გათვალისწინებით, მიზანშეწონილია ვივარაუდოთ, რომ ანოდირების დროს პლაზმაში არსებული ელექტრონების წვლილი მნიშვნელოვანია. ისინი გადალახავენ რა ოქსიდის ზედაპირთან ორმაგ ელექტრულ შრეს, ზედაპირთან მიღწევისას შეერწყმიან ჟანგბადის ადსორბირებულ მოლეკულებს ან ურთიერთქმედებენ მის ატომებთან:



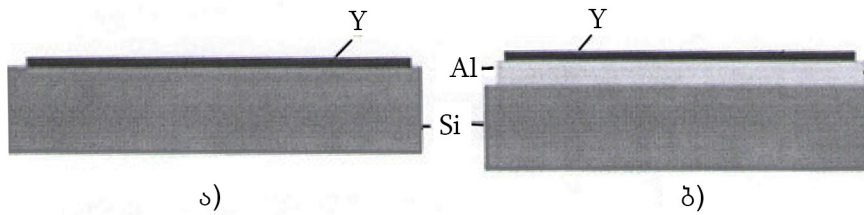
რის შედეგადაც ფირფიტის ზედაპირზე წარმოიქმნება ჟანგბადის დაბალენერგეტიკული უარყოფითი იონები, დაიმზირება პლაზმაში ნიმუშის ზედაპირთან სივრცული მუხტის ნათება, რომელიც ეკრანირებას უკეთებს გარე ელექტრულ ველს და კიდევ უფრო ამცირებს პროცესის ეფექტურობას. ამიტომ, იმისთვის, რომ მაქსიმალური ალბათობით მოხდეს (4.7) და (4.8) ტიპის რეაქციები, საჭიროა ელექტრონების ენერგიის ოპტიმალური მნიშვნელობა. ამ ენერგიის გარკვეულ მნიშვნელობაზე მეტი ენერგიებით მიღებული ოქსიდის ხარისხი უარესდება.

4.3. კატალიზური პლაზმური ანოდირება

პლაზმური ანოდირების პროცესი მნიშვნელოვნად ჩქარდება, ანუ ადგილი აქვს პროცესის სტიმულაციას, როდესაც ანოდირებამდე ნახევარგამტარის ან მეტალის ზედაპირზე დაფენილია იშვიათ მიწათა მეტალის (Y, Yb, Sm და ა.შ.) თხელი ფირი. ანოდირების პროცესი მიმდინარეობს იმავე დანადგარში და იმავე პირობებში, რომელშიც მიმდინარეობდა პლაზმური ანოდირება.

ქიმიურად გასუფთავებულ სილიციუმის ზედაპირს ელექტრონოდსხივური მეთოდით ეფინება იტრიუმი, სისქით ~ 50 ნმ და Si-SiO₂-ის მისაღებად ტარდება პლაზმური ანოდირება ზემოთ აღწერილ პირობებში. ასევე, Si-Al₂O₃-ის მისაღებად სილიციუმზე ეფინება ალუმინი ვაკუუმურ-თერემული აორთქლებით სასურველი სისქით (~0,1÷0,5) და შემდეგ ელექტრონო-სხივური მეთოდით ეფინება იტრიუმი, სისქით ~50 ნმ, მიიღება

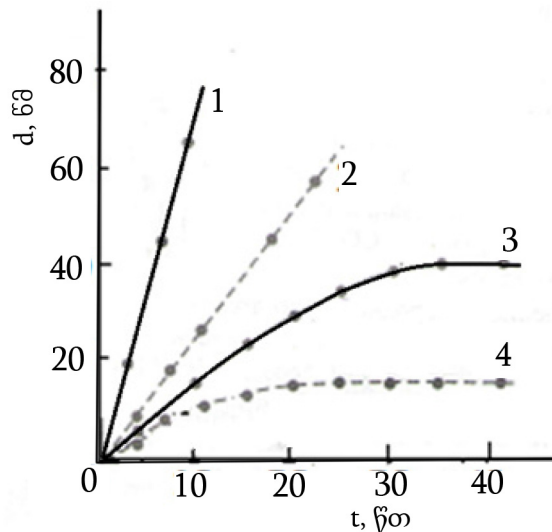
სტრუქტურები, ისე, როგორც მოცემულია ნახ.4.3-ზე და შემდეგ ტარდება პლაზმური ანოდირება ზემოთ აღწერილ პირობებში (§4.1).



ნახ. 4.3. Si-ზე (ა) და Si-Al-ზე (ბ) ანოდირებამდე შექმნილი სტრუქტურა

ოქსიდების ფორმირების ტექნოლოგიაში მისი სისქის ზრდის დროზე დამოკიდებულების, ანუ მისი კინეტიკის შესწავლის პროცესი უაღრესად მნიშვნელოვანია. მისი საშუალებით შესაძლებელია დადგინდეს ოქსიდის გარღვევის მომენტი, სტრუქტურის სრულყოფა და ა.შ. ამიტომ ნახევარგამტარის ქვესაფენზე ოქსიდების ზრდის კინეტიკურ კანონზომიერებებზე ანოდირების პროცესების ზეგავლენის გამოკვლევა ტარდება ანოდირების გაღვანოსტატიკურ (ფორმირების დენის სიმკვრივის მუდმოვობის) რეჟიმში. პლაზმური ანოდირების კინეტიკაზე დიდად ზემოქმედებს ისეთი ტექნოლოგიური პარამეტრები, როგორიცაა: ფორმირების დენის სიმკვრივე, ქვესაფენის ტემპერატურა, წნევა ხუფის ქვეშ და ანოდირების პროცესის ხანგრძლივობა. ეს უკანასკნელი გავლენას ახდენს მიღებული ოქსიდური ფირის სისქეზე და სტრუქტურაზე.

ნახაზ 4.4-ზე გამოსახულია პლაზმური ანოდირების კინეტიკა Al-ის და Si-ის ოქსიდების ფორმირებისას კატალიზატორ Y-ის გამოყენებით და მის გარეშე. საიდანაც ჩანს, რომ სტიმულაციით, ანუ კატალიზატორის გამოყენებით ოქსიდების სისქეები ბევრად უფრო სწრაფად იზრდება (ნახ.4.4-ის 1 და 2), ვიდრე სტიმულაციის გარეშე



ნახ. 4.4. პლაზმური ანოდირების კინეტიკა Al-ის (1;3) და Si-ის (2;4) ოქსიდირებისას კატალიზატორ Y-ის გამოყენებით (1;2) და მის გარეშე (3;4)

(ნახ. 4.4. 3 და 4). ოქსიდების სისქეები ~15-ჯერ უფრო სწრაფად იზრდება, ხოლო (7.2) ფორმულით გამოსახული პროცესის ეფექტურობა ~95%-ით.

4.4. ულტრაიისფერი სხივებით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირება

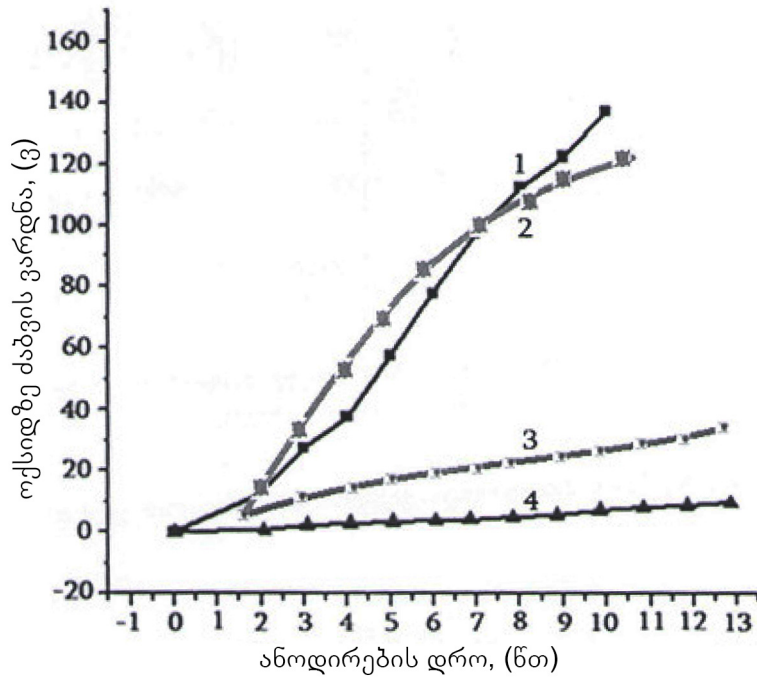
ულტრაიისფერი სხივებით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების პროცესი გამოიყენება თხელი ოქსიდური ფირების მისაღებად. პროცესი შემდეგნაირად მიმდინარეობს: სტრუქტურები ნახევარგამტარის (სილიციუმის) ზედაპირზე დაფენილი მეტალის თხელი ფირებით (Al, Cu, Hf, Zr, Ti და ა.შ.) თავსდება პლაზმური ანოდირების დანადგარში, სადაც მიიღება ჟანგბადშემცველი დაბალტემპერატურული მღვივადი პლაზმა.

პლაზმური ანოდირების პროცესის დაწყებამდე ნიმუშის ზედაპირზე ეცემა 240 ვტ სიმძლავრის ულტრაიისფერი სხივები, რომელიც პლაზმური ანოდირების პროცესის თანმხლებია. პლაზმური ანოდირების პროცესი მიმდინარეობს მაშინ, როდესაც ნიმუშზე ედება პლაზმის მიმართ დადებითი პოტენციალი. პლაზმური ანოდირების პროცესი მიმდინარეობს ზემოთ აღწერილ პირობებში (§4.1). ამ შემთხვევაში, პროცესის სტიმულაცია ნარმოებს ულტრაიისფერი გამოსხივებით, ნაცვლად იშვიათმინათა მეტალისა.

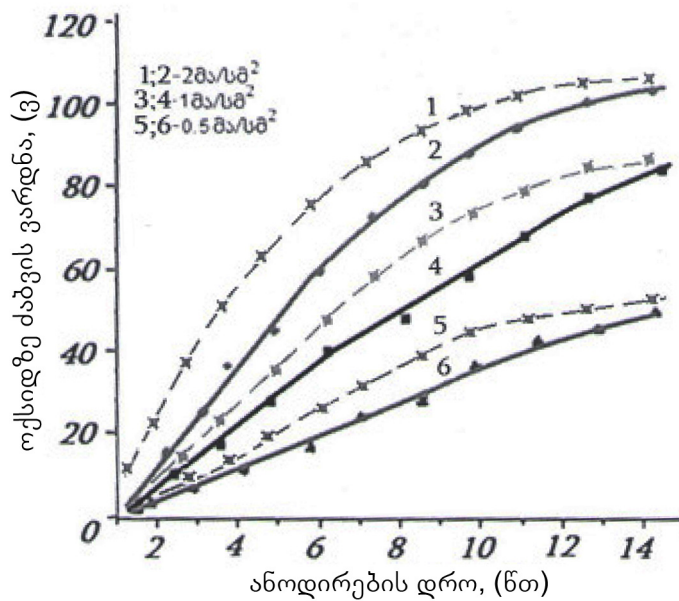
ჟანგბადშემცველ პლაზმაში ფირების დაჟანგვის პროცესის გამოკვლევა ტარდება ოქსიდის ფირის ზრდის კინეტიკაზე დაკვირვების საფუძველზე, როცა ფორმირების დენის სიმკვრივე იყო მუდმივი. ეს იმას ნიშნავს, რომ ამ პროცესის დროს ოქსიდის სისქის ზრდა მასზე ძაბვის ზრდის პირდაპირპროპორციულია, ფაქტობრივად, ექსპერიმენტზე დამზერილი ძაბვის ვარდნის ზრდა შეესაბამება ოქსიდის ფირის სისქის ზრდას. ამიტომ, ოქსიდზე ძაბვის ვარდნის გარკვეულ სიდიდეს შეესაბამება შესაბამისი ოქსიდური ფირის სისქე, რომელსაც ეწოდება ანოდირების კოეფიციენტი. ცხადია, ანოდირების დროზე დამოკიდებულება ცალსახად ასახავს ოქსიდის ფირის სისქის ზრდის სიჩქარეს. ანოდირების კოეფიციენტის დროზე დამოკიდებულება, ანუ ფირის ზრდის სიჩქარე, დამოკიდებული იქნება ანოდირების პროცესის პარამეტრებზე.

ულტრაიისფერი სინათლით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების პროცესის უპირატესობა არასტიმულირებულ პროცესთან მოცემულია ნახ. 4.5-ზე. მაგალითისთვის, აღებულია გარდამავალი მეტალების ოქსიდების – HfO_2 -ის და ZrO_2 -ის ზრდის კინეტიკა, როდესაც ანოდირების პროცესი მიმდინარეობს ულტრაიისფერი სინათლით სტიმულირებით (ნახ. 4.5-ის 1 და 2) და სტიმულირების გარეშე (ნახ. 4.5-ის 3 და 4). ამ ნახაზზე მოცემულია, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, ოქსიდზე ძაბვის ვარდნის დროზე დამოკიდებულება. სტიმულირებით და სტიმულირების გარეშე ოქსიდების ზრდის სიჩქარეთა თანაფარდობა იძლევა 15-ს, რაც იმაზე მიუთითებს, რომ პლაზმური ანოდირების პროცესში მოქმედი მასტიმულირებელი ულტრაიისფერი სხივი პროცესს აჩქარებს 15-ჯერ.

აღნიშნულ იყო, რომ არანონასწორული პროცესების სტიმულაციას შეიძლება ინვედეს დრეიფული მოვლენები (§4.4), ანუ პლაზმური ანოდირების შემთხვევაში ნიმუშში გამავალი ფორმირების დენი. 4.6-ზე ნახაზზე მოცემულია სილიციუმზე ZrO_2 -ის და HfO_2 -ის ზრდის კინეტიკა სხვადასხვა ფორმირების დენებზე, როცა ტემპერატურა 673K იყო. ექსპერიმენტში განხილული იყო ანოდირების სამი რეჟიმი: 2 მა/სმ²; 1 მა/სმ² და 0.5 მა/სმ². როგორც ნახაზიდან ჩანს, შესაბამისი დენის სიმკვრივის მატება იძლევა ~5÷8-ჯერ მეტ სტიმულაციას.

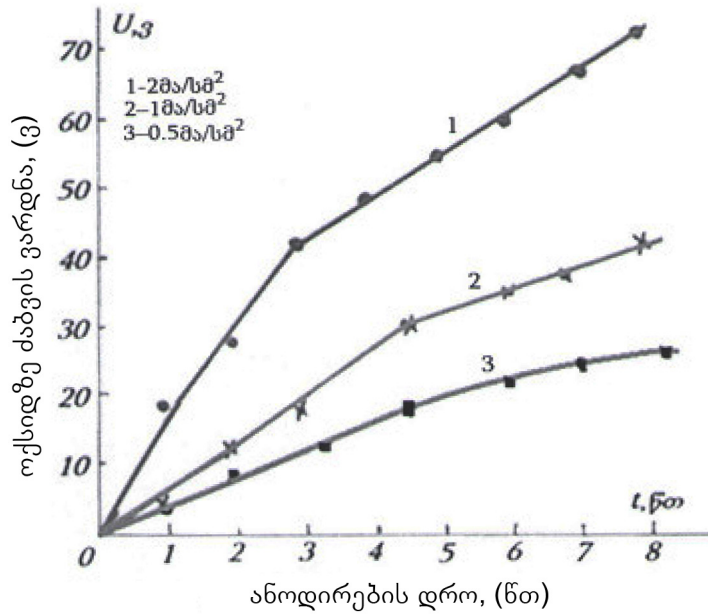


ნახ. 4.5. სილიციუმზე ZrO_2 -ის (1;3) და HfO_2 -ის (2;4) ზრდის კინეტიკები ულტრაიისფერი სინათლის სტიმულაციით (1;2) და მის გარეშე (3;4)



ნახ. 4.6. სილიციუმზე ZrO_2 -ის (1;3;5) და HfO_2 -ის (2;4;6) ზრდის კინეტიკა $T=673K$ ტემპერატურაზე

გალიუმის არსენიდზე საკუთარი ოქსიდის ($xGa_2O_3+yAs_2O_3$) მიღების ულტრაიისფერი სხივებით სტიმულირებული პროცესი ტარდება ისეთივე პირობებში, როგორც აღწერილია ზემოთ. აღსანიშნავია, რომ უი სხივების მოქმედებით ანოდირების პროცესში, ოქსიდირების სიჩქარის გაზრდასთან ერთად იზრდება $GaAs$ -ის ოქსიდის თანაბრობა სისქის მიხედვით ზედაპირზე. $GaAs$ -ის ანოდირების კინეტიკა $T=673K$ ტემპერატურაზე მოცემულია 4.7 ნახაზზე.



ნახ. 4.7. GaAs-ის სტიმულირებული დაჟანგვის კინეტიკა $T=673K$ ტემპერატურაზე

როგორც ნახაზიდან ჩანს, ეს დამოკიდებულება თითქმის წრფივია 0.5მა/სმ^2 ; 1მა/სმ^2 და 2 მა/სმ^2 დენის სიმკვრივით ანოდირებისას შეგვიძლია გამოვთვალოთ, რომ GaAs-ის საკუთარი ოქსიდისთვის სისქის ზრდის სიჩქარეები იცვლება $(5\pm 10)\text{ვ/ნთ}$ დიაპაზონში.

საკონტროლო კითხვები:

1. როგორია პლაზმური ანოდირების პროცესი?
2. რა პარამეტრებით იმართება პლაზმური ანოდირების პროცესი?
3. რა უპირატესობით გამოირჩევა პლაზმური ანოდირების პროცესი, ტრადიციული ანოდირების პროცესისგან?
4. როგორია პლაზმური ანოდირების პროცესის მექანიზმი?
5. როგორია კატალიზური პლაზმური ანოდირების პროცესი?
6. რაში მდგომარეობს ულტრაიისფერი სხივებით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების პროცესი?
7. რა უპირატესობით გამოირჩევა კატალიზური და ულტრაიისფერი სხივებით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების პროცესები?

4.5. სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების ფიზიკური მექანიზმი

პლაზმური ანოდირების პროცესი მიმდინარეობს დასაყანგ ნიმუშზე, პლაზმაზე დადებითი ძაბვის მოდებისას, რითაც ხდება პლაზმიდან ამოქაჩული ჟანგბადის უარყოფითი იონების (ანიონების) მიგრაცია მზარდ ოქსიდში. საფენში ანიონებისა და კათიონების ურთიერთმიგრაცია ქმნის საფენის მხრიდან ოქსიდის ფირის სისქის გაზრდას. ოქსიდის

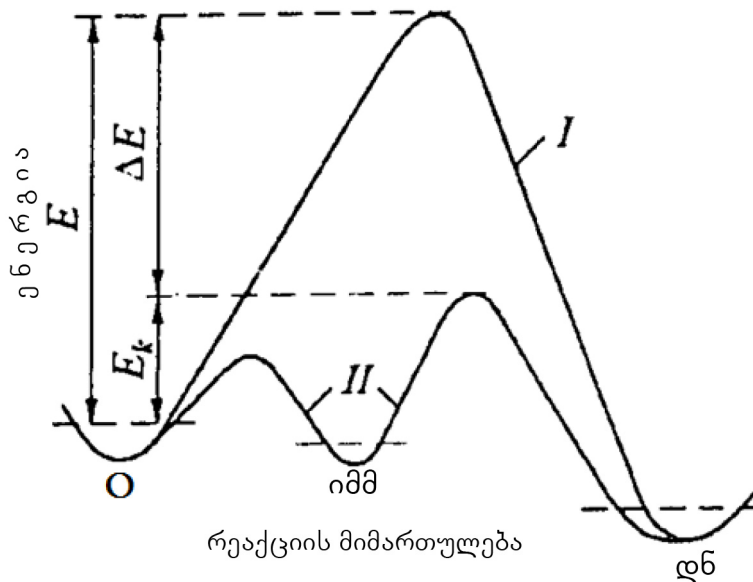
ფორმირების დენში ყოველ იონს შეაქვს თავისი წვლილი, რომელიც ხასიათდება გადატანის რიცხვით V^- –ანიონებისთვის და V^+ –კათიონებისთვის. ზოგადად, $0 < V^- < 1$, ასევე, $0 < V^+ < 1$ და სამართლიანია $V^- + V^+ = 1$. ოქსიდური ფირის ზრდასთან ერთად მცირდება V^+ და შესაბამისად მცირდება ოქსიდის ფორმირების ეფექტურობა. ეფექტიურობის გაზრდისთვის საჭიროა პროცესის სტიმულაცია მაღალი ტემპერატურით ან სხვა რალაც საშუალებებით. ასეთ საშუალებად გამოიყენება: 1) დასაჟანგი მასალის ზედაპირის დაფარვა იშვიათ მინათა მეტალის თხელი ფენით ან 2) პლაზმური ანოდირების პროცესში ნიმუშის დასხივება ულტრაიისფერი სინათლით. ამ დროს პროცესის ეფექტურობა იზრდება რამდენჯერმე და უმჯობესდება ოქსიდის პარამეტრები.

სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების მექანიზმის შემუშავებისთვის გავითვალისწინოთ ის პირობები, რომლებითაც განსხვავდება ეს პროცესი სტიმულაციის გარეშე პროცესისგან.

4.5.1. კატალიზური პლაზმური ანოდირების პროცესის მექანიზმი

პროცესის მექანიზმის შექმნისთვის უნდა გავითვალისწინოთ, რომ: 1) კატალიზის ეფექტი არ დაიმზირება ელექტროლიტში ანოდირებისას; 2) კატალიზის ეფექტი დაიმზირება განმეორებითი ანოდირებისას პლაზმაში მიუხედავად იმისა, პირვანდელი ოქსიდური ფენა მიღებული იყო პლაზმური თუ ელექტროლიტური ანოდირებით; 3) კატალიზური ანოდირებისას არ დაიმზირება პლაზმაში, ნიმუშის ზედაპირთან უარყოფითი სივრცული უბნის ფენა; 4) მეტალს, რომლის ოქსიდი კატალიზატორია, უნდა ჰქონდეს შეუფხვებელი d – ან f – ორბიტალი; 5) კატალიზატორს უნდა ჰქონდეს სუპერიონური გამტარებლობა ჟანგბადის იონის მიმართ და მცირე გამტარებლობა ელექტრონების მიმართ, ანუ იგი მყარი ელექტროლიტია; 6) კატალიზატორში ჟანგბადის თვითდიფუზიის კოეფიციენტი მეტი უნდა იყოს, ვიდრე მეტალში; 7) დასაჟანგი მასალის ელექტროუარყოფითობა მეტი უნდა იყოს, ვიდრე კატალიზატორის და 8) კატალიზატორის დაჟანგვის სიჩქარე დასაჟანგი მასალის დაჟანგვის სიჩქარეზე ბევრად დიდი უნდა იყოს.

მე-3 – მე-6 ფაქტორების გათვალისწინებით არის, რომ დასაჟანგ მასალაზე დაფენილი იშვიათ მინათა მეტალი (მაგალითად, Y) სწრაფად იჟანგება, იჭერს ელექტრონებს შეუფხვებელ ორბიტალებზე და ადვილად ატარებს ჟანგბადის იონებს, მე-7 ფაქტორის გამო, დასაჟანგი მასალა მას ადვილად „ართმევს“ ჟანგბადს, ხოლო კატალიზატორი კვლავ აღიდგენს ჟანგბადის ნაკლებობას პლაზმიდან, რომელსაც კვლავ იღებს დასაჟანგი მასალა და ა.შ. გარემოდებული დადებითი ძაბვით დასაჟანგ მასალაში მიმდინარეობს კათიონების და ანიონების ურთიერთმიგრაცია და რეაქციის შედეგად ფორმირდება სასურველი მასალის ოქსიდი. ამავე დროს, კატალიზატორის მიერ ჩაჭერილი ელექტრონები აღარ მონაწილეობს საერთო დენში და (7.2) ფორმულის თანახმად, იზრდება ეფექტურობა ~95%-ით და, შესაბამისად, ოქსიდის ზრდის სიჩქარეც. შესაბამისად, E ჯებირის სიმაღლე მცირდება ΔE -თი (ნახ.4.8).

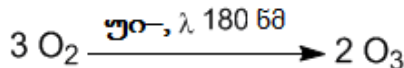


ნახ. 4.8. კატალიზური პლაზმური ანოდირების მოდელი: O - ჟანგბადის ატომი; იმმ - იშვიათ მინათა მეტალი; დნ - დასაყანგი ნივთიერება

4.5.2. ულტრაიისფერი სინათლით სტიმულირების პროცესის მექანიზმი

მისი განხილვისას გასათვალისწინებელია უი სინათლის ზემოქმედებისას მიმდინარე მოვლენები 1) პლაზმაზე, 2) დასაყანგი მასალის ზედაპირზე, 3) მის მოცულობაში და 4) გამყოფ საზღვარზე ოქსიდი-ნახევარგამტარი (საფენი) ანიონების და კათიონების გადაადგილებაზე.

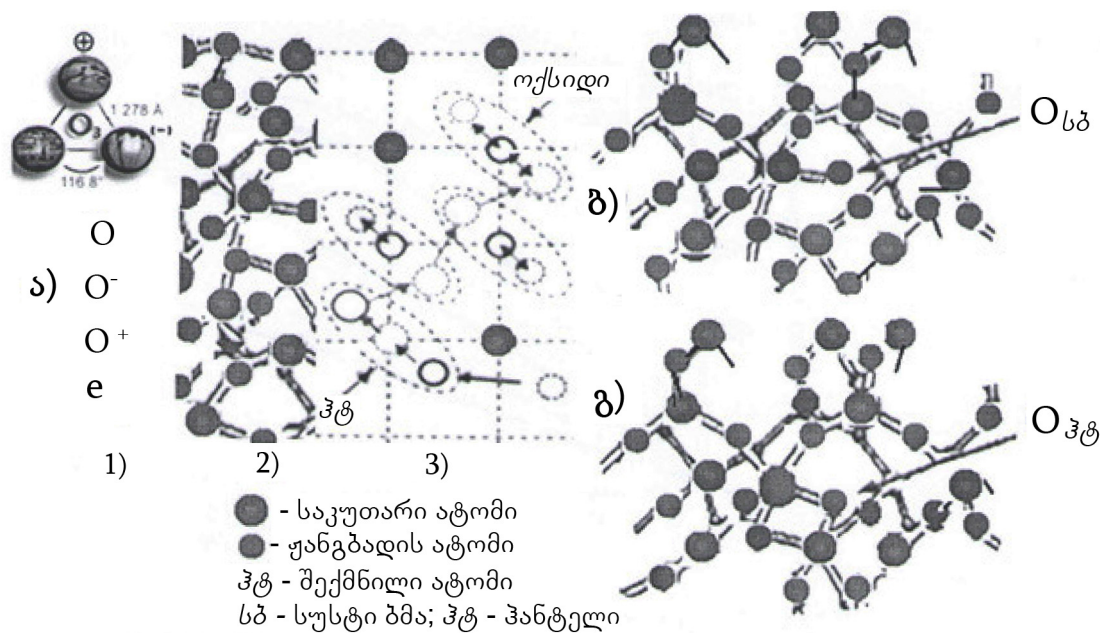
1) როგორც ცნობილია, უი გამოსხივება პლაზმაში წარმოქმნის ოზონს, რომელიც



ხორციელდება რეაქციით: $3 \text{O}_2 \xrightarrow{\text{უი}, \lambda 180 \text{ ნმ}} 2 \text{O}_3$ (ნახ.4.9ა). ოზონის მოლეკულაში ორივე O—O ბმას აქვს ერთნაირი სიგრძე 1,278 Å, მათ შორის კუთხეა 116,8°. ჟანგბადის ცენტრალური ატომი sp^2 -ჰიბრიდიზებულია. ოზონი და ჟანგბადი ქიმიური თვისებებით ძალიან განსხვავებულია. ჟანგბადის ატომებისგან შემდგარი ოზონი ენდოთერმულია, მას აქვს ჭარბი ენერგია, ადვილად გაცემს ჟანგბადის ერთ ატომს, ავლენს ბევრად უფრო აქტიურ დამჟანგველ თვისებას, ვიდრე ჟანგბადის მოლეკულა. ოზონი ჟანგავს თითქმის ყველა მეტალს (პლატინის და ირიდიუმის გარდა).

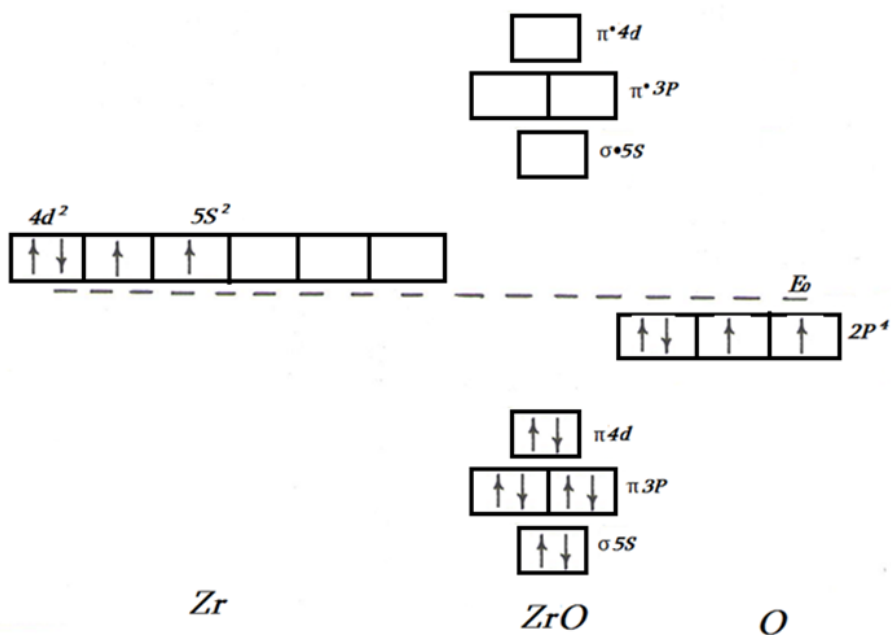
2) გამყოფ საზღვარზე პლაზმა-ოქსიდი ულტრაიისფერი დასხივება იწვევს გაიონებას, რომლის შედეგად (3.8) რეაქციით მიიღება დენის დამატებითი გადამტანები (ნახ.4.9-1), რაც კიდევ უფრო აჩქარებს ოქსიდის ფორმირების პროცესს.

3) ულტრაიისფერი დასხივება ოქსიდური ფირის მიღების პროცესში იწვევს იმას, რომ (ნახ.4.9-2) და ბ) წარმოქმნილი გარდამავალი მეტალის (მაგალითად, ცირკონიუმის) ოქსიდის დამაკავშირებელი $\pi 4d$ ზონიდან გადადის ელექტრონები ანტიდამაკავშირებელ $\sigma^* 5s$ ზონაში (ნახ.4.10), რითაც სუსტდება ოქსიდის ატომებს შორის ბმის სიმტკიცე (ნახ.4.9 ბ). ამ პროცესის შედეგად ჩქარდება ანიონების (V^-) და კათიონების (V^+) ურთიერთშერევის პროცესი და, შესაბამისად, იზრდება ჟანგბადის დიფუზიის კოეფიციენტი, რასაც ხელს უწყობს გარე მოდებული ძაბვა [Бибилашвили А.П. и др. А.С.# 1067982,1982г.].



ნახ. 4.9. ულტრაიისფერი სინათლით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების სქემატური გამოსახვა: ა) -1) პლაზმაში მიმდინარე პროცესები; -2); ბ) და ა) -3) ოქსიდში მიმდინარე პროცესები და გ) დიფუზიური ჰანტელის შექმნა და მისი მოძრაობა

თეორიულად, რეალურ კრისტალებში შესაძლებელია ჟანგბადის ვაკანტური ან კვანძთაშორის (მას ეკუთვნის ჰანტელური) დიფუზია. ჟანგბადის დიფუზიის ვაკანტური მექანიზმი მოითხოვს დიდ ენერგიას. ამასთანვე, გარდამავალ მეტალთა ოქსიდების ფორმირებისთვის საჭიროა, ძირითად ატომთან გაჩნდეს ორი ვაკანსია, რაც ნაკლებად ალბათურია. კვანძთაშორისი დიფუზიის ერთ-ერთი სახის, ე.წ. ჰანტელური დიფუზიის მექანიზმი მოითხოვს უფრო მცირე ენერგიას, შესაბამისად, უფრო ალბათურია, ვიდრე დიფუზიის სხვა მექანიზმები (ნახ.4.9ბ).



ნახ. 4.10. ცირკონიუმის და ჟანგბადის ატომებისგან შემდგარი მოლეკულური ორბიტალების ენერგეტიკული დიაგრამა; $E_g \approx 5$ ევ

მნიშვნელოვანია ის ფაქტი, რომ მესრის პერიოდით ჰანტელის კონფიგურაციის ნა-
ნაცვლებას თან ახლავს ჰანტელში მონაწილე ყველა ატომის უფრო მცირე მანძილზე გა-
დაადგილება, ვიდრე მესრის პერიოდია. ეს გარემოება აადვილებს კვანძთაშორისი ატო-
მების ჰანტელური დიფუზიის მექანიზმის რეალიზებას.

ყველა ზემოთ ჩამოთვლილი აქტები განიხილება, როგორც დამოუკიდებელი პრო-
ცესები და დიფუზიური ნახტომების შექმნის ალბათობები შეიძლება გადამრავლდეს.

იმის გათვალისწინებით, რომ ჰანტელის კონფიგურაციის შექმნა ხასიათდება $\exp\left[-\frac{E_G}{kT}\right]$

ფაქტორით, სადაც E_G წარმოქმნილი ჰანტელის აქტივაციის ენერჯიაა ფართის ერთეულ-
ში, გარე U ძაბვის მოდების პირობებში და ჰანტელის n კოორდინაციული რიცხვისას
ჰანტელის გადახტომის სიხშირე იქნება:

$$f = \frac{2\pi n \mu U}{S} \exp\left[-\frac{E_G}{kT}\right] \quad (4.9)$$

სადაც μ კომპლექსის ძვრადობაა და S – კომპლექსის ფართობია, შესაბამისად.

აქედან ჩანს, რომ კომპლექსის და მასთან ერთად ჟანგბადის დიფუზიის სიჩქარე
დამოკიდებულია არა მარტო ტემპერატურაზე, არამედ მესერში კომპლექსის აქტივაციის
ენერჯიაზე, მის ძვრადობაზე და მეზობელ ატომებთან ბმის სიდიდეზე, რომლებიც
განისაზღვრება გარე ფაქტორებით. ჩვენს შემთხვევაში, უი სინათლის მოქმედებით,
სახეზეა E_G პოტენციური ენერჯიის შემცირება და μ -ს გაზრდა.

თანახმად (4.2) ფორმულისა, სტიმულირებულ პლაზმურ ანოდირების პროცესს ეხ-
მარება ტემპერატურა, რაც ჩანს ოქსიდის ზრდის კინეტიკიდან. სხვა ტექნოლოგიური პა-
რამეტრების მუდმივობისას, გარე U ძაბვის მცირე მნიშვნელობებზე (ოქსიდის ფორმირე-
ბის დაბალი დენის სიმკვრივეებზე) ჰანტელის კომპლექსის შექმნისა და დაშლის სიხშირე
დაბალია და ოქსიდის ფორმირების სისქე და სიჩქარეც დაბალია, ხოლო U ძაბვის დიდ
მნიშვნელობებზე კომპლექსი გადაადგილდება ისე, რომ მისი დაშლის ალბათობა მცირეა
და არ მიიღება სტაბილური „ოქსიდის“ კომპლექსი (ნახ.4.9 ბ). ამაზე მეტყველებს
ოქსიდის ფორმირების დიდ ძაბვებზე მიღებული ოქსიდების ხარისხი.

უნდა აღინიშნოს, რომ, მსგავსად ჩვენი შედეგებისა და ახსნებისა, ავტორებმა
[Tsipas et.all, Appl. Phys. Lett. 93, 082904 (2008)] შეამჩნიეს სილიციუმის დაჟანგვის პროცესში
უი დასხივებით ჟანგბადის დიფუზიის სიჩქარის მკვეთრი ზრდა, როცა ტემპერატურა არ
აღემატებოდა 300°C . ამ მოვლენის ასახსნელად ავტორები [http://www.itrs.net/, accessed
on May 2014] მიიჩნევენ, რომ შექმნილ „ბოგირულ“ ბმა Si-O-Si-ში ენერგეტიკულად მომგე-
ბიანია ჟანგბადის სამმაგი კონფიგურაციის შექმნა. თუ ამ კონფიგურაციაში მოთავსდა
ჟანგბადის ანიონი, მაშინ ჟანგბადის ორ ატომს შორის ბმა ირღვევა (განზიდვით და უი
დასხივებით) და ჩნდება ახალი ბოგირული ბმა. ასეთი ბმის შექმნით და დაშლით ჟანგბა-
დის იონი მიგრირებს SiO₂-ში. გამოთვალეს, რომ ასეთი ნახტომებისას ეფექტური პოტენ-
ციალის ჯვების სიმძლეა 0,27ევ და 0,11ევ იონებისთვის O⁻ და O²⁻-სთვის, შესაბამისად.
ასეთი კონფიგურაციის მოძრაობით ხსნიან ჟანგბადის დიფუზიის კოეფიციენტის ზრდას.

გამყოფ საზღვარზე ოქსიდი-ნახევარგამტარი არსებული ჩამჭერი დონეების გამოწე-
ვა ხორციელდება, რაც იძლევა მასზე მუხტის მატარებელთა კონცენტრაციის შემცირე-
ბას და ოქსიდის პარამეტრების გაუჯობესებას.

გალიუმის არსენიდის უი სინათლით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების პროცესში ოქსიდური ფირის სისქის ერთგვაროვნების გაუმჯობესება შეიძლება აიხსნას იმით, რომ ზედაპირზე პლაზმა – GaAs-ის ოქსიდი მიიღება მალეგირებელ მინარევზე მეტი კონცენტრაციის დენის დამატებითი გადამტანებით, რაც აბათილებს ნიმუშის ზედაპირის მიხედვით წინააღმდეგობა გაანსხვავებას.

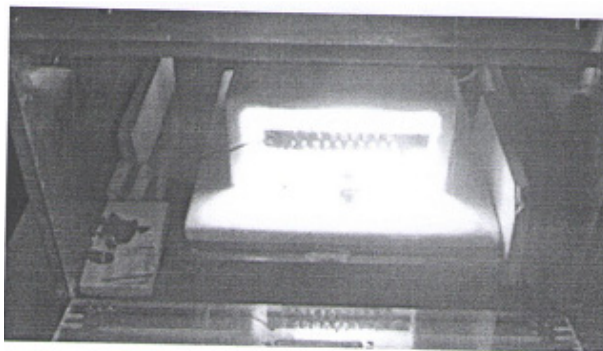
საკონტროლო კითხვები:

1. ოქსიდის ფორმირების ფირში რა არის კათიონებისა და ანიონებისთვის დენის გადამტანის რიცხვი?
2. რას წარმოადგენს ენერგეტიკულად დამაკავშირებელი და ანტიდამაკავშირებელი ზონები?
3. რაში მდგომარეობს კატალიზური პლაზმური ანოდირების პროცესის მექანიზმი?
4. ახსენით კატალიზური პლაზმური ანოდირების მოდელის მრუდი.
5. რაში მდგომარეობს ულტრაიისფერი სინათლით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების პროცესის მექანიზმი?
6. ახსენით ულტრაიისფერი სინათლით სტიმულირებული პლაზმური ანოდირების სქემატური მოდელი.

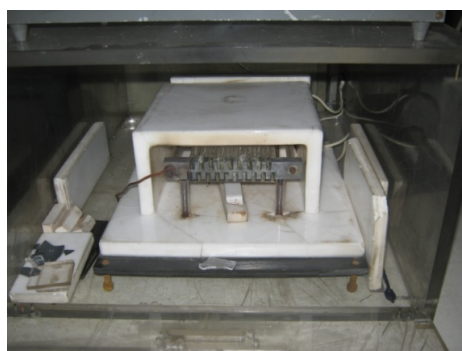
V. ფოტოსტიმულირებული მოვლენები

5.1. ფოტოსტიმულირებული დიფუზია

თანამედროვე ახალი ტექნოლოგიები მოითხოვს მიკრო- და ნანოხელსაწყობების და მათ საფუძველზე შექმნილი სისტემების მაღალი რიგის სწრაფქმედებას ზედიხე ინტეგრაციით და სიგნალის უდანაკარგოდ გადაცემას. ყოველივე ეს შესაძლებელია იმ შემთხვევაში, როდესაც ისინი მზადდება ზესუფთა მასალებზე და მათი შექმნის ტექნოლოგია დაბალტემპერატურულია ($\leq 600\text{K}$). ამ პირობების დაუცველობის შემთხვევაში, კერძოდ, მაღალ ტემპერატურაზე მათი ფორმირებისას, სტრუქტურის და მასზე ასაგებ მონყობილობის მასალაში მიმდინარეობს არასასურველი მინარევების დიფუზია, საფენში შექმნილი არეების საზღვრების განრთხმა და ტოპოლოგიური ზომების დამახინჯება, საფენთან ადგეზიის გაუარესება, საფენში კონტროლირებულად შეყვანილი მინარევების არასასურველი გადანაწილება და ა.შ. ყოველივე ეს აუარესებს ხელსაწყობების და მონყობილობების პარამეტრებს, ამცირებს მათ საიმედოობას და ვარგისიანობას. ამიტომ, სტრუქტურების და მონყობილობების დაბალტემპერატურული პროცესებით შექმნის გარდა საჭიროა, რომ მათი დამზადების შემდგომი აუცილებელი პროცესებიც ჩატარდეს დაბალტემპერატურებზე, დროის მცირე მონაკვეთში. კერძოდ, რადიაციული დასხივებები, ომური და შოტკის კონტაქტები ტექნოლოგიური პროცესების დასრულების შემდეგ, არანონასწორული მდგომარეობების მოხსნის თვალსაზრისით, საჭიროებს გამოწვებს, სხვადასხვა სახის დიფუზიებს (§2.5.2). ამიტომ, ტარდება სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სინათლით დაბალტემპერატურული სტიმულირებული დიფუზიები. არსებობს მრავალი სახის ფოტონური გამოწვის დანადგარი, მაგრამ მათგან ყველაზე მარტივი და თანაც ეფექტურია ფირების იმპულსურ-ფოტონური გამოწვის (იფგ) დანადგარი, რომლის ფოტო მოცემულია 5.1 სურათზე. ეს დანადგარი საშუალებას იძლევა, ნიმუშების დასხივება განხორ-



ა)



ბ)

სურ. 5.1. იფგ - ა) ჩართულ და ბ) გამორთულ მდგომარეობაში

ციელდეს ორივე მხრიდან; უზრუნველყოფილია დასხივების ინტენსივობის, იმპულსის ხანგრძლივობის, სპექტრული შედგენილობის და ნიმუშების ტემპერატურის კონტროლით. დასხივების ფართო ენერგეტიკული დიაპაზონი (ფოტონის ენერგია 0,3-6,2ეე) განისაზღვრება დანადგარში დამონტაჟებული ნათურების გამოსხივების სპექტრით. გამოყე-

ნებულია ვოლფრამის სპირალის მქონე ვარვარების ჰალოგენური 19 ნათურა. ჰალოგენური ნათურების სიმძლავრის სიმკვრივე შესაძლებელია შეიცვალოს უწყვეტად 175 ვტ./სმ²-მდე, ხოლო იმპულსის ხანგრძლივობა – 0.1-დან 1000 ნმ-მდე, 0.1 ნამის ბიჯით.

ამრეკლი დამზადებულია Π-ს ფორმის კერსილისგან, რომელიც ხასიათდება სტაბილური თერმული და ოპტიკური თვისებებით. დინამიკაში ტემპერატურის კონტროლი და რეგისტრაცია ხორციელდება ინტერფერენციის მქონე ციფრული მონაცემების კომპიუტერთან დაკავშირებით.

მაგალითისთვის განვიხილოთ GaAs-ზე შოტკისჯებიანი, ნორმალურად ღია (ნღ) და ნორმალურად დახურული (ნდ) ველის ტრანზისტორების შექმნის პროცესი დაბალტემპერატურული ფოტონური დამუშავებით. კონტაქტების შექმნის შემდგომი იმპულსურ-ფოტონური გამონვების პროცესი იძლევა საშუალებას, ერთ ტექნოლოგიურ პროცესში, ერთ საფენზე დამზადდეს ნღ და ნდ ველის ტრანზისტორები შესაბამისი ომური კონტაქტებით. ეს იძლევა ინტეგრაციის გაზრდისა და ტრანზისტორების პარამეტრების გაუმჯობესების საშუალებას. ველის ტრანზისტორების მიღების პროცესი მდგომარეობს შემდეგში: ეპიტაქსიური (0,4მკმ) n-ტიპის GaAs-ის ზედაპირის საყოველთაოდ მიღებული ქიმიური დამუშავების შემდეგ, მასზე დაეფინა ომური და შოტკის კონტაქტები, რის შემდეგაც ჩატარდა საფენის არასამუშაო მხრიდან იმპულსური ფოტონური დასხივება. ომურ კონტაქტებად გამოყენებული იყო Au-Ge/Ni-ის შენაერთი, დაფენილი ვაკუუმურ-რეზისტიული აორთქლებით; ნღ და ნდ ჩამკეტების მასალად კი გამოყენებული იყო W-Pt-ის შესაბამისი 30/70 და 70/30 პროცენტული თანაფარდობით, რომლებიც ეფინებოდა ორ ტექნოლოგიურ ეტაპად, იონურ-პლაზმური გაფრქვევით, სამიზნეს „მოზაიკური“ სტრუქტურიდან. პროცენტული თანაფარდობა რეგულირდებოდა „მოზაიკურ“ სტრუქტურაში შესაბამისი შემადგენელი ნაწილის ფართობის ცვლილებით და შემადგენელი კომპონენტების (W; Pt) გაფრქვევის კოეფიციენტების თანაფარდობით:

$$C_i = \frac{\alpha_i S_i}{\sum_j \alpha_j S_j} 100\% \quad (5.1)$$

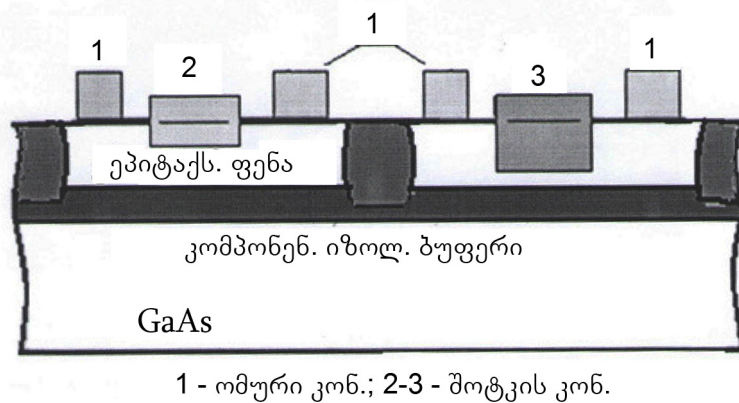
სადაც S_{ij} სამიზნეზე i, j კომპონენტის ფართობი, α_{ij} - შესაბამისი კომპონენტის გაფრქვევის კოეფიციენტი.

GaAs-ზე მიღებული სტრუქტურის იმპულსურ-ფოტონური დასხივება ჩატარდა საფენის არასამუშაო მხრიდან, როცა დასხივების სიმძლავრის სიმკვრივე იყო 155 ვტ./სმ² და დასხივების დრო – 12 ნმ.

GaAs-ზე W-Pt-ის ნაერთის გამოყენება იმითაა განსაკუთრებული, რომ Pt ქიმიურად სელექციურად ურთიერქმედებს Ga-თან და As-თან, შედეგად, მიღებული ინტერმეტალური ნაერთი, Pt-ის %-ული რაოდენობის მიხედვით, ეპიტაქსიური ფენის ნაწილი და შოტკის კონტაქტის მატარებელი გახდება. უშულოდ GaAs-ის ზედაპირზე იქმნება PtGa და PtAs₂, ხოლო ზევიდან – ძნელდნობადი W. ეს გამოიწვევს GaAs-ეპიტაქსიურ გამყოფ საზღვართან სხვადასხვა სიღრმეზე მის მიახლოებას, ანუ Pt-ის პროცენტული შედგენილობის ვარიაციებით შესაძლებელია ველის ტრანზისტორების არხების სისქის კონტროლირებადი ცვლილება. შესაბამისად, ერთ ტექნოლოგიურ პროცესში, ერთ საფენზე, დაბალტემპერატურული პროცესით მიიღება ომური კონტაქტებით ფორმირებული ნღ და ნდ ველის ტრანზისტორები, [Чиковани Н.Д., Бибилашвили А.П., Джибути З.В., Чопозов Л.Г., Гвердцителли И.Г., Герасимов А.Б., Мочялов А.И. «Способ изготовления полевого тран-

зистора с барьером Шоттки на арсениде галлия» А.С.№1384114, СССР,22.11.1987].
ნაერთში W რჩება ზედაპირზე GaAs-ში მისი მცირე დიფუზიის კოეფიციენტის გამო. აღ-
სანიშნავია, რომ ზემოთ აღნიშნული პროცესი არ ხორციელდება თერმული გამონვებით.

მიღებული შოტკისჯებირიანი ველის ტრანზისტორის საბოლოო სახე მოცემულია 5.1. ნახაზზე.



ნახ. 5.1. შოტკისჯებირიანი ნდ და ნდ ველის ტრანზისტორი GaAs-ის ერთ საფენზე

მოცემულ შემთხვევაში მნიშვნელოვანი ფაქტორია ინტერმეტალური შენაერთის ფორმირება და ამ არის სხვადასხვა სიღრმეში ჩასვლა. იმპულსურ-ფოტონური

დასხივების განსხვავებული თავისებურება იმაში მდგომარეობს, რომ დასასხივებელი სტრუქტურის ელექტრონული ქვესისტემის ადგენება წარმოებს დამსხივებელი ფოტონის კვანტებით. რითაც თხელ მეტალ-ნახევარგამტარის გარდამავალ შრეში მიიღება განსაზღვრული კონცენტრაციის S^- ელექტრონები, გადასული დამაკავშირებელი ორბიტალებიდან ანტიდამაკავშირებელზე (ნახ. 4.10), რომლებიც ასუსტებს ქიმიური ბმის ენერგიებს და ამით იწვევს რეაქციულ-დიფუზიური პროცესების სტიმულაციას. ყოველივე ეს განაპირობებს პროცესის დაბალ ტემპერატურას და დიფუზიური სტიმულაციით ველის ტრანზისტორების ფორმირებას.

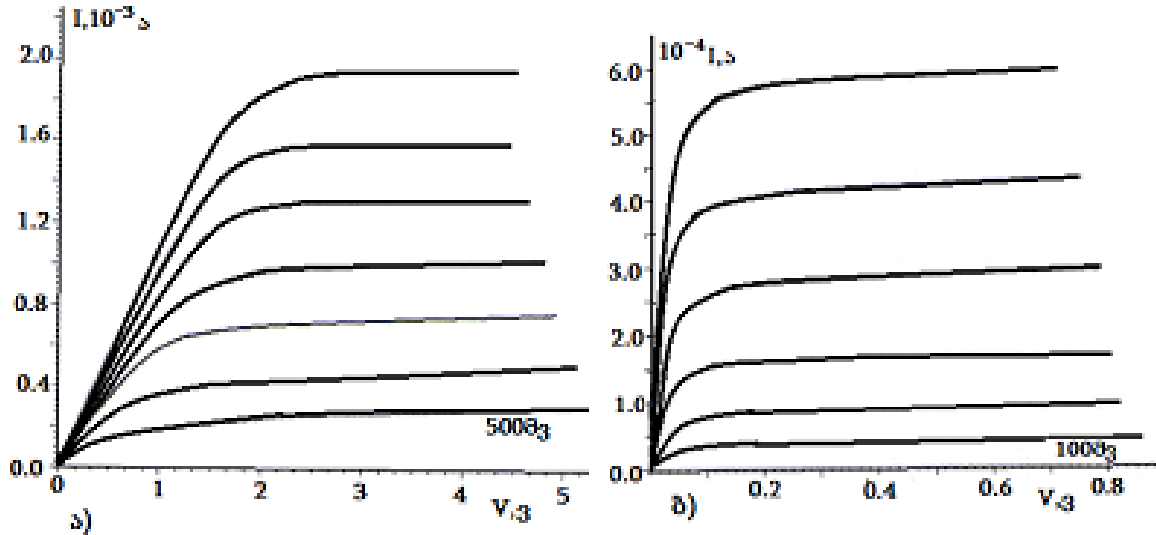
გარდა ამისა, იმპულსურ-ფოტონური ზემოქმედებისას დასხივების მოქმედების დრო მკაცრად განსაზღვრულია, რითაც კარგად კონტროლირდება შენაერთის ელემენტების განცალკევების და ინტერმეტალური ნაერთის მიღების პროცესები.

ნახ. 5.2-ის ა) და ბ)-ზე გამოსახულია GaAs-ზე ფოტოსტიმულირებული დიფუზიით მიღებული შოტკისჯებირიანი ნდ და ნდ ველის ტრანზისტორის შესაბამისი ვოლტამპერული მახასიათებლები.

როგორც მოსალოდნელი იყო, ნახაზიდან ჩანს, რომ ნდ ველის ტრანზისტორი ხასიათდება უფრო მცირე დენებით, ვიდრე ნდ ველის ტრანზისტორი და ორივე გამოირჩევა მაღალი ხარისხის პარამეტრებით.

საინტერესო შედეგები იქნა მიღებული ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის, ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტის, კონდენსირებული გარემოს ფიზიკის კათედრაზე. ამ კათედრაზე შეისწავლება მაღალტემპერატურული ზეგამტარების მიღება და თვისებები. ზოგადად, ასეთი ოქსიდური კერამიკული მასალები მიიღება მყარსხეულოვანი საწყისი რეაგენტების (ფხვნილების) ნარევის ხანგრძლივი თერმული გამონვით (ათეული საათები) მაღალტემპერატურულ

(>1350°C) ლუმენში. შექმნილი რეაგენტების სინთეზის ახალი, სწრაფი მეთოდი ხორციელდება ფართო სპექტრის მქონე დიდი ინტენსივობის სინათლის დასხივებით (Patent - P 13700236 – 1354, Müller K. A., Shengelaya A., Daraselid D., Jibuti Z., Japaridze D., Rapid solid – state reaction of oxides with ultraviolet radiation, European Patent Office, 80298 MUNICH, GERMANY, 15.01.13/19.08.15).



ნახ. 5.2. GaAs-ზე სტიმულირებული დიფუზიით მიღებული შოტკის ფეხბირიანი ნდ (ა) და ნდ (ბ) ველის ტრანზისტორის ვოლტამპერული მახასიათებლები

შემუშავებული ფოტოსტიმულირებული ტექნოლოგია მკვეთრად ამცირებს სინთეზის ფორმირების ტემპერატურას და დროს, რის გამოც მყარსხეულოვანი რეაქციის სიჩქარე დაახლოებით ორი რიგით იზრდება ტრადიციულ ტექნოლოგიებთან შედარებით.

საკონტროლო კითხვები:

1. რას ნიშნავს ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის პროცესი?
2. აღწერეთ იმპულსურ-ფოტონური დანადგარის შედგენილობა და პარამეტრები;
3. როგორი ტექნოლოგიით ტარდება ნორმალურად ღია და ნორმალურად დახურული შოტკის ბარიერიანი ველის ტრანზისტორის ფორმირების პროცესები?
4. რა სიახლეა და რით გამოირჩევა ნორმალურად ღია და ნორმალურად დახურული შოტკის ბარიერიანი ველის ტრანზისტორის ფორმირების ტექნოლოგია?

VI. ფაზური დიაგრამები და მყარი ხსნარები

ნივთიერებათა მდგომარეობის ფაზურ დიაგრამებს დიდი მნიშვნელობა აქვს მასალათა თვისებების შესწავლაში, მის გამოყენების სფეროში და, საერთოდ, ახალი მასალების შექმნაში. ამის ცოდნა აუცილებელია სხვადასხვა ნივთიერებათა ურთიერთქმედებებისას, განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია სტიმულაციის პროცესებში, თუ როგორი სტრუქტურით და სახით შეიძლება არანონასნორული პროცესების დასრულება და ჩამოყალიბება. ეს საკითხი საინტერესოა მიკრო- და ნანოელექტრონიკაში, სადაც საჭიროა დიფუზიები, მირჩილვები სხვადასხვა მეტალების, ნახევარგამტარებზე დიელექტრიკის, მეტალის დაფრქვევები და ა.შ. საფენებად ძირითადად გამოიყენება სილიციუმი და საინტერესოა მასზე მოქმედი სხვადასხვა მასალების ფაზური დიაგრამების განხილვა.

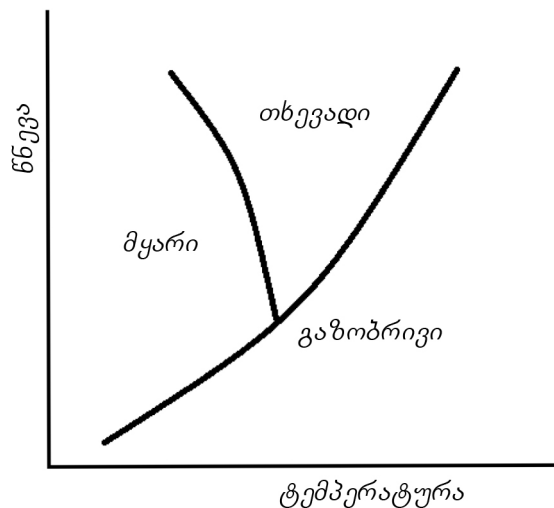
სუფთა მასალების სტრუქტურა და თვისებები არსებითად განსხვავდება ნივთიერებათა ნაერთების სტრუქტურისა და თვისებებისგან. ნაერთი მასალის მიღება შეიძლება სხვადასხვა გზით: მყარი, თხევადი და გაზური მდგომარეობების ურთიერთშერევით, დიფუზიით და მათთან დაკავშირებული სტიმულაციით – სითბოთი, სინათლით, რადიაციით და ა.შ. მართლაც, არსებობს ცდები, როდესაც მყარ ნივთიერებაში შედის მყარი ან თხევადი, ან გაზური მდგომარეობიდან სხვა ელემენტი და სინათლის ტალღის სხვადასხვა სიგრძის მოქმედებით მიიღება მყარი ფაზა. ასევე, შენადნობი მიიღება ორი ან მეტი ნივთიერების გაღობით, შერევით და შემდეგ კრისტალიზებით (ტემპერატურის შემცირებით).

განვმარტოთ, რომ **ფაზა** ეწოდება სტრუქტურულად ერთგვაროვანი მატერიალური სისტემის ნაწილს. ის შეიძლება იყოს კრისტალურ, ამორფულად თხევად ან გაზურ მდგომარეობაში. ფაზაში შემავალი ელემენტები არის კომპონენტები. მაგალითად, **A** და **B** ელემენტების ნარევიში **A** და **B** კომპონენტებია – ორკომპონენტიანი სისტემა. ელემენტთა რიცხვის მიხედვით, არსებობს ერთ-, ორ-, სამ- და მრავალკომპონენტიანი ნაერთები. კომპონენტებს შორის წარმოიშობა ურთიერთმოქმედება, დიფუზია და ა.შ., რაც აყალიბებს ფაზას. ამის გამო მიიღება მყარი, თხევადი ან გაზობრივი ნაერთები. ამ მხრივ, კომპონენტებს შორის არსებობს სამი სახის ნაერთები: **1)** კომპონენტების მექანიკური ნარევი, როცა ყველა კომპონენტს აქვს საკუთარი მესერი და სხვა კომპონენტისგან დამოუკიდებელია, **2)** იქმნება ერთი კომპონენტის მესერი და მასში შეცურებულია გამსხნელი მესერი ნაკლები პროცენტული რაოდენობით, ანუ ძირითადად ნაწილობრივად იგი ჩანაცვლებული ან ჩანერგილი. ამ დროს განმსაზღვრელია ძირითადი კრისტალური მესერი და **3)** ქიმიური შენადნოვანი, როცა მესერში გარკვეული პროპორციითაა ორივე კომპონენტი და იქმნება ახალი ტიპის მესერი ორივესგან მკვეთრად განსხვავებული თვისებებით და სტრუქტურით. ჩვენთვის საინტერესოა ბოლო სახის ნაერთი, რომლის თვისებები შეიძლება შეიცვალოს სხვადასხვა სახის სტიმულაციით (აქ მთავარი დიფუზიის პროცესია).

6.1. მდგომარეობის ერთკომპონენტიანი დიაგრამა

მდგომარეობის ერთკომპონენტიანი დიაგრამა – ესაა გრაფიკი, რომელზედაც მოცემულია ერთი მასალის ფაზური მდგომარეობა – წნევის ან ტემპერატურის დამოკიდებულება მოცულობაზე. მოცულობას მიიჩნევენ მუდმივად და აგებენ წნევისა და ტემპერატურის დამოკიდებულებას, რაც მოცემულია **6.1** ნახაზზე. ამ ნახაზზე გამოყოფილია უბნები, სადაც ნივთიერება შეიძლება იყოს მხოლოდ ერთ გარკვეულ მდგომარეობაში –

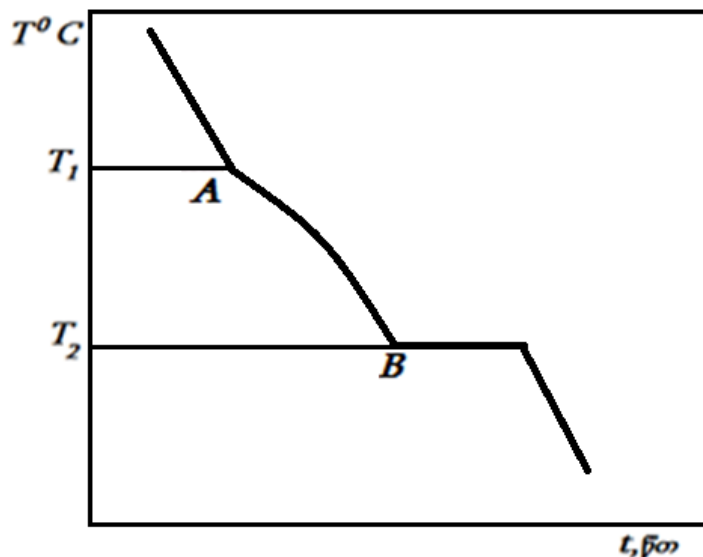
მყარში, თხევადში ან გაზობრივში. შემოსაზღვრული ხაზის გასწვრივ ნივთიერება შეიძლება იყოს ორ მდგომარეობაში, რომლებიც არის მეზობლად კონტაქტში. შეიძლება იყოს მყარი – თხევადი, მყარი – გაზობრივი ან თხევადი – გაზობრივი მდგომარეობა. დიაგრამის ხაზების გადაკვეთის წერტილში, ე.წ. სამმაგ წერტილში, ერთდროულად სამივე მდგომარეობაა, რომელიც მხოლოდ ერთდერთ ტემპერატურაზეა. ამიტომ სამმაგი წერტილი ხელსაყრელია ტემპერატურის ათვლის დასაწყისად და ამიტომ, ჩვეულებრივად, ტემპერატურის ათვლის წერტილად მიღებულია წყლის სამმაგი წერტილი.



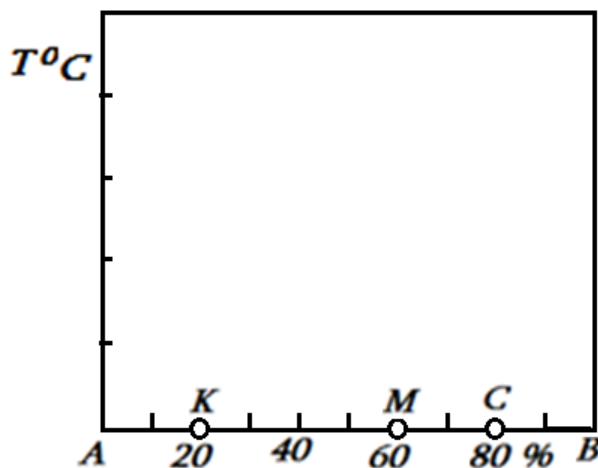
ნახ. 6.1. ერთკომპონენტური ნაერთის წნევა-ტემპერატურის დამოკიდებულება

ნაერთთა მდგომარეობის დიაგრამის აგების მეთოდი ემყარება მოცემული კომპონენტების მიხედვით ნარევის, თხევადი მდგომარეობიდან გაცივების მრუდების სვლას. წონასწორობის პირობაა, როცა გაცივებისა და გაცხელების პროცესების შემთხვევაში მრუდები სრულად იმეორებენ ერთმანეთს. პრაქტიკაში ხშირად ასე არაა, და მაშინ ჩნდება ჰისტერეზისი. რაც მცირეა გაცივების სიჩქარე, მით მცირეა ჰისტერეზისი. გაცივების მრუდით იგებენ კრიტიკულ ტემპერატურას, ანუ კრიტიკულ წერტილს. ამ დროს იწყება ან სრულად ქრება მესრის ცვლილება, რაც იწვევს ფიზიკური თვისებების ცვლილებას. ეს შეესაბამება მრუდის გადაღუნვას ან შეჩერებას, რაც ჩანს 6.2 ნახაზის A და B წერტილების მდგომარეობებიდან.

ნაერთის მდგომარეობათა დიაგრამაზე იგება ტემპერატურის კონცენტრაციაზე დამოკიდებულება. კონცენტრაცია გადაიზომება აბსცისთა ღერძზე და აღინიშნება ასობით: A ღერძის თავში – 100% და B ბოლოში – 100% (ნახ.6.3). K წერტილი აღნიშნავს, რომ ამ წერტილში 20%-ია B ნივთიერება და 80%-ია A ნივთიერება, ასევე, M – 60%, B – 40%, A და C – 80%, B და A 20%-ია. ორმაგი ფაზის დიაგრამის აბსცისა ღერძზე ყველა წერტილი ხასიათდება (A, B) წყვილით, რადგან წნევას მიიჩნევენ მუდმივად – თანამედროვე ეტაპზე დადგენილია, რომ თხიერ მდგომარეობაში ხსნადობა დამოკიდებულია შემადგენელი კომპონენტების თვისებებზე – სტრუქტურაზე, ატომების რადიუსზე, მის მოცულობებზე, დნობის ტემპერატურაზე. თუ შემადგენელი კომპონენტების ატომების მოცულობები და დნობის ტემპერატურები დიდად განსხვავდება ერთმანეთისგან, ასეთების ურთიერთხსნადობა შემოსაზღვრულია და, პირიქით, როცა დიდად არ განსხვავდება – შემოსაზღვრავია.



ნახ. 6.2. ნარევის ტემპერატურის შემცირება დროში



ნახ. 6.3. ნარევის კონცენტრაციის დატანა აბსცისთა ღერძზე 1ატმ. ტოლად.

შემოუსაზღვრავი ხსნადობა, ანუ ნაერთი ნებისმიერი პროცენტული შემადგენლობით – ეს ნიშნავს, რომ შესაძლებელია ორი ხსნარის შექმნა, პარამეტრებით ახლოს მდგომი კომპონენტებისგან, კერძოდ, როცა ორივე ტიპის მესრის პარამეტრები 15%-ზე მეტად არ განსხვავდება ერთმანეთისგან. დადგენილია, რომ მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში ახლოს მყოფი ელემენტები ქმნიან შემოუსაზღვრავ ხსნადობას. როგორცაა: Cu(29) – Ni(28); Fe(26) – Ni(28); Fe(26) – Gr(24); Fe(26) – Co(27) და ერთ ჯგუფში მყოფი ელემენტები: As(33) – Sb(51); Au(79) – Ag(47); Cu(29) – Au(79); Bi(83) – Sb(51); Si(14) – Ge(32). მათ ერთნაირი კრისტალური მესერი აქვთ. შესაბამისად, ნაერთში ელემენტთა მოქმედება და სტრუქტურის ხასიათი განისაზღვრება მენდელეევის სისტემაში მათი ადგილმდებარეობით, კრისტალური მესრის ტიპით, ატომთა ზომით და ელექტროუარყოფითობით. ამიტომ მნიშვნელოვანია გაცივების და გახურების მრუდების აგება და ნაერთის მიღების შემდეგ მათი ელექტროფიზიკური თვისებების შესწავლა.

ჯაზათა ნესი. დიაგრამების გაცნობამდე საჭიროა გავარკვიოთ ზოგიერთი სიდიდის არსი. სისტემა – ესაა გამხსნელი კომპონენტების დიდი რიცხვით შექმნილი ნაერთი. მაგალითად, „სისტემა Cu – Zn“ ან „სისტემა Fe – Ni“ ნიშნავს, რომ განიხილება ამ ელემენტ-

ტებით შემდგარი სისტემა. ფაზა – სისტემის ერთგვაროვანი ნაწილი. ნაერთში შეიძლება რამდენიმე ფაზა და ფაზათა შორის ზედაპირი იყოს. ფაზები განსხვავდება: 1) აგრეგატული მდგომარეობით, მაგალითად, მყარი Al და თხიერი Al იყოს ერთდროულად (Al-ის დნობის ტემპერატურაზე), 2) ნივთიერების მესერის სხვადასხვა კრისტალის სახით, მაგალითად, ერთდროულად იყოს Fe მოცულობა ცენტრირებული და Fe ნახნაგცენტრირებული ქიმიური შედგენილობით, 3) კომპონენტების რიცხვით ფაზაში და ა.შ. ფაზათა რიცხვი აღინიშნება Φ ასოთი. თავისუფლების ხარისხი – დამოუკიდებელი ცვლადები. მაგალითად, კონცენტრაცია, ტემპერატურა, წნევა, რომელთა ცვლილება შესაძლებელია წონასწორობის დარღვევის გარეშე და C -თი აღინიშნება. კომპონენტები – შემადგენელი ნაწილები, რომლებიც ქმნის სისტემას და აღინიშნება K -თი. ყველა ესენი და შინაგანი და გარეგანი ფაქტორები ექვემდებარება ფაზათა წესს. მის მიხედვით დგინდება ფაზათა რიცხვი და ნაერთში მათი არსებობის პირობები. ეს პარამეტრები ერთმანეთს უკავშირდება:

$$C=K+B-\Phi \quad (6.1)$$

სადაც B გარე ფაქტორებია (T, P). თუ $P=Const$, $B=1$, ე.ი. გარე ფაქტორია მხოლოდ T რაღაც ინტერვალში, მაშინ:

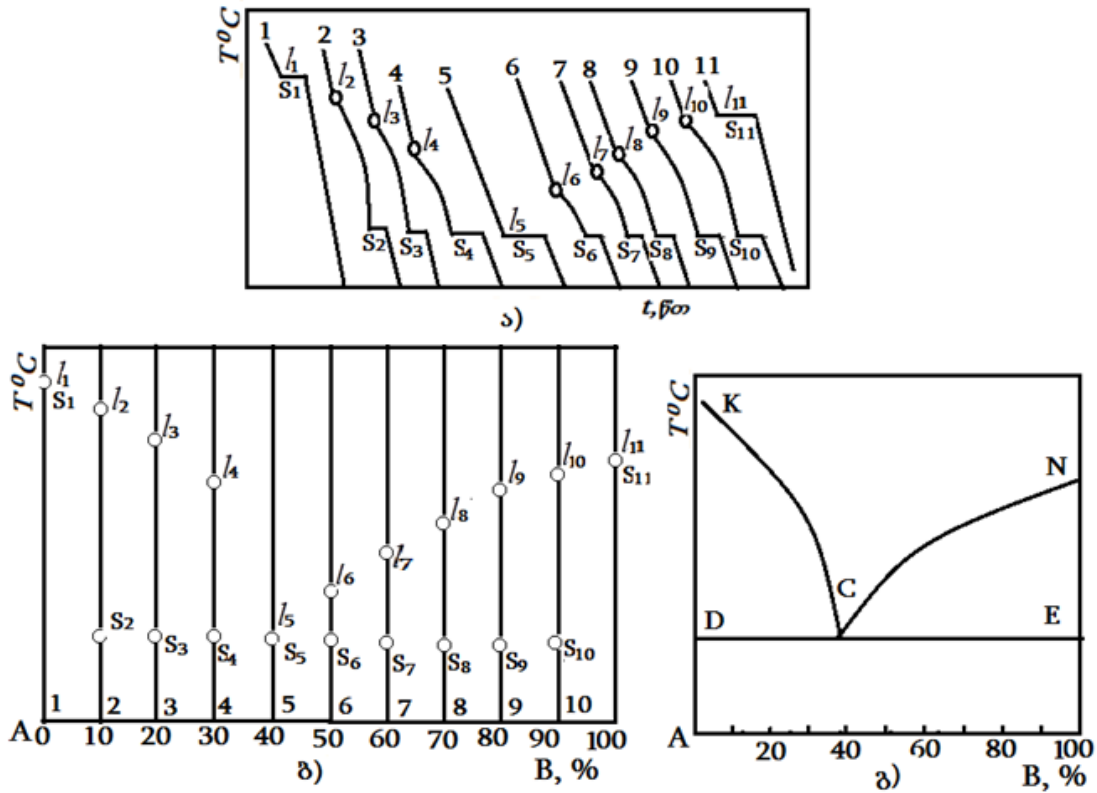
$$C=K+1-\Phi \quad (6.2)$$

განვიხილოთ შესაძლო შემთხვევები. ერთკომპონენტიან სისტემაში $K=1$, $\Phi=1$ და მიიღება – $C=1+1-1=1$, ე.ი. ერთი თავისუფლების ხარისხია, შეიძლება T შეიცვალოს რაღაც ინტერვალში ისე, რომ არ შეიცვალოს აგრეგატული მდგომარეობა. დნობის დროს $K=1$ და $\Phi=2$, მაშინ $C=1+1-2=0$. ეს ნიშნავს, რომ $T=Const$, მართლაც, დნობა შესაძლებელია ერთ განსაზღვრულ ტემპერატურაზე. ორკომპონენტიანისას $K=2$, $\Phi=2$ და $C=2+1-2=1$. შეიძლება დნობა ტემპერატურის ინტერვალში.

6.2. მდგომარეობის ორკომპონენტიანი დიაგრამა

მდგომარეობის ორკომპონენტიანი დიაგრამა – ესაა გრაფიკული დამოკიდებულება ხსნარის მოცემული კომპონენტებისთვის მის კონცენტრაციასა (ქიმიური შედგენილობა) და ტემპერატურას შორის. მისი საშუალებით გაიგება, რა ხდება ხსნარის გათბობასა და გაცივებისას და რა სისტემაზე მყარდება წონასწორობა. გამყარების შემდეგ შედგენილობა არ იცვლება და მასზე ტემპერატურის მოქმედება აზრს კარგავს. ასევე შეიძლება გაირკვეს არა ხარისხობრივი, არამედ რაოდენობრივი დამოკიდებულებაც და ცალკეულ მასათა წილი. ეს დამოკიდებულება შეიძლება აიგოს ექსპერიმენტულად.

ორი ნაერთისთვის, ანუ რომელიც შედგება თხიერ მდგომარეობაში არაშემოსადგენი ხსნადობით, ხოლო მყარში – არახსნადობით, დამახასიათებელია ევთეტიკური დიაგრამა, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს. ნაერთი (ხსნარი), როცა ის კრისტალდება უფრო დაბალ ტემპერატურაზე, ვიდრე ორივე კომპონენტის გამყარების ტემპერატურებია ცალ-ცალკე, ასეთი ნაერთი ევთეტიკურია და გამოსახულია 6.4 ნახაზზე.



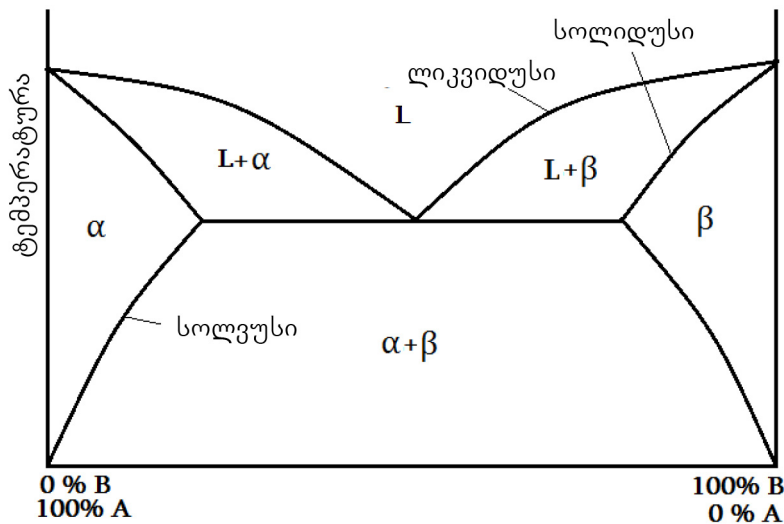
ნახ. 6.4. გაცივების დიაგრამები: ა) დროითი გაცივების; ბ) ტემპერატურა დნობისა და გამყარებისას და გ) შეერთების (საერთო) დიაგრამა

განვიხილოთ ნაერთი (I – 11), შემდგარი A და B მეტალებისგან შემდეგი %-ული შემდგენილობით:

#	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
A	100	90	80	70	60	50	40	30	20	10	0
B	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100

ყოველი ნაერთის გამყარების მრუდზე t^0_l განსაზღვრავს გამყარების დაწყებას და ეწოდება ლიკვიდუსის ტემპერატურა, ხოლო t^0_s – გამყარების დამთავრებას და ეწოდება სოლიდუსის ტემპერატურა. 6.4 ა) ნახაზზე მოცემულია A და B-ს სხვადასხვა კონცენტრაციებზე დროში გამყარების მრუდები. მრუდზე ზედა წერტილები l_2, l_3, \dots, l_{10} ლიკვიდუსის წერტილებია, იწყება ნაერთის კრისტალიზება, ხოლო s_1, s_2, \dots, s_{10} – სოლიდუსის, მთავრდება კრისტალიზება. მხოლოდ სუფთა მეტალებისთვის (A ან B) სოლიდუსი და ლიკვიდუსი ერთმანეთს ემთხვევა, ანუ s_1 ემთხვევა l_1 -ს და $s_{11} - l_{11}$ -ს (ნახ.6.4ბ). თუ კრისტალიზაციის დაწყების და დამთავრების წერტილებს შევაერთებთ და გადავიტანთ ტემპერატურის და კონცენტრაციის მრუდზე, მივიღებთ მდგომარეობის დიაგრამას, რომელიც მოყვანილია 6.4 გ ნახაზზე. ამ ნახაზზე KCN ლიკვიდუსის ხაზია, რომლის ზემოთ ტემპერატურაზე ნაერთი თხიერ მდგომარეობაშია, DCE ხაზი სოლიდუსია და მის ქვემოთ ტემპერატურაზე კომპონენტები მხოლოდ მყარ მდგომარეობაშია. ამ ხაზებს შორის ნარევის ნაწილი თხიერშია, ხოლო ნაწილი – მყარში.

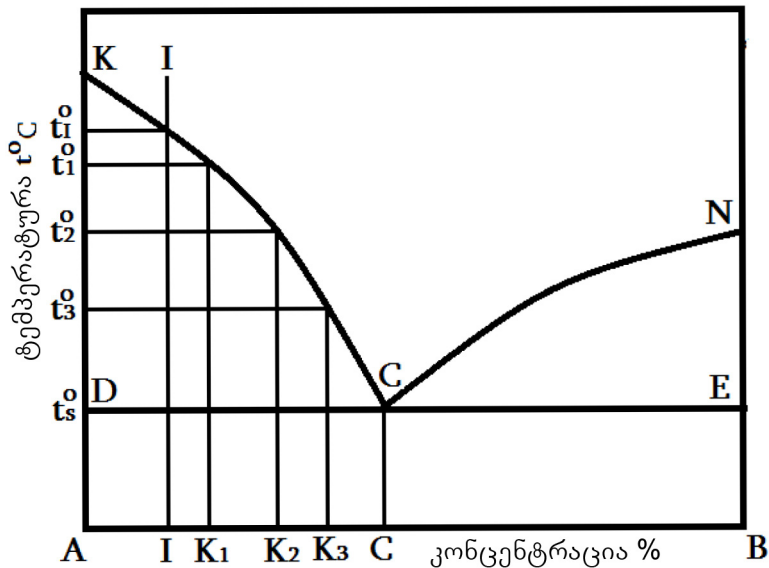
მდგომარეობის ორმაგი ფაზის სისტემა ესაა დიაგრამა ორი კომპონენტისთვის, სადაც ორდინატთა ღერძზე გადაზომილია ტემპერატურა და აბსცისთა ღერძზე ნარევი – კომპონენტთა პროცენტული შედგენილობა. ნნევა მიღებულია 1 ატმ-ოს ტოლად, ხოლო თხევადიდან მყარში მოცულობის ცვლილება უგულებელყოფილია. 6.5 ნახაზზე მოცემულია ორფაზიანი მდგომარეობის დიაგრამა A და B კომპონენტებით. α – A ნივთიერებაა მასში გახსნილი B კომპონენტით; β – B ნივთიერებაა მასში გახსნილი A კომპონენტით; $\alpha + \beta$ არის α და β ფაზების ნარევი; L - თხიერი ფაზა; $L + \alpha$ და $L + \beta$ – თხიერ ფაზაში α ან β , შესაბამისად. ფაზის გამომყოფი ხაზებს, ანუ რომელზედაც შეიძლება იყოს ორი ფაზა, აქვს დასახელებები: სოლიდუსი – ხაზი, რომელზედაც შეიძლება იყოს α ან β და $L + \alpha$ ან $L + \beta$; სოლვუსი – ხაზი, რომელზედაც შეიძლება იყოს ერთდროულად α და $\alpha + \beta$ ან β და $\alpha + \beta$ და ლიკვიდუსი – L ფაზა და $L + \alpha$ ან $L + \beta$. ლიკვიდუსის ორი ხაზის გადამკვეთი წერტილი სოლვისთან A და B კომპონენტების დნობის უმცირესი ტემპერატურის წერტილია ყველა შესაძლო კომბინაციისთვის და მას ეწოდება ევთეტიკის წერტილი, ხოლო ნარევი – ევთეტიკური ნარევი, ანუ ევთეტიკა.



ნახ. 6.5. ორფაზიანი მდგომარეობის დიაგრამა

მდგომარეობების დიაგრამის უკეთ გაგებისთვის განვიხილოთ შენაერთის კრისტალიზება (ნახ. 6.6). ლიკვიდუსამდე (t_l^0) ნარევი თხიერ მდგომარეობაშია. თუ ორმაგ ნაერთში ერთი თხიერი ფაზაა, მაშინ $K=2$ და $\Phi=1$, ამ დროს თავისუფლების ხარისხი $C=2+1-1=2$, ე.ი. შეიძლება შეიცვალოს ტემპერატურა და კონცენტრაცია ისე, რომ ფაზური მდგომარეობა არ შეიცვლება. ყოველთვის ვიმყოფებით ლიკვიდუსის მაღლა, მაგრამ ერთი კომპონენტის კონცენტრაციის მომატება იწვევს მეორის შემცირებას. t_l^0 ტემპერატურაზე იწყება კრისტალიზება. არის ორი ფაზა – მყარი და თხიერი, შესაბამისად, $K=2$ და $\Phi=2$, თავისუფლების ხარისხი $C=2+1-2=1$. ამ შემთხვევაში შეიძლება ნარევის მხოლოდ ტემპერატურის შეცვლა და ყოველ ტემპერატურას შეესაბამება განსაზღვრული A და B კომპონენტები განსაზღვრული ფაზით. ცხადია, გამოიყოფა მყარი კრისტალები A კომპონენტის შედგენილობიდან. თხიერიდან მყარი კონცენტრაციის გაგებისთვის საჭიროა გავავლოთ t -დან KC ლიკვიდუსამდე ჰორიზონტალური მონაკვეთები და გადაკვეთის წერტილიდან კონცენტრაციის ღერძამდე დავუშვათ ვერტიკალები. კონცენტრაციის ღერძზე

ვიპოვით A კომპონენტის შესაბამის კონცენტრაციას. ტემპერატურის შემდგომი შემცირებით სულ უფრო მეტი მყარი A კომპონენტი გაჩნდება და, შესაბამისად, B კომპონენტი შემცირდება და ა.შ. თხიერში სულ უფრო იზრდება მყარი A კომპონენტი და მცირდება B კომპონენტი. ყოველ ტემპერატურას შეესაბამება თხიერში განსაზღვრული შედგენილობა A:B.



ნახ. 6.6. ევთეტიკური ტიპის მდგომარეობის დიაგრამა, რომელშიც კომპონენტები ქმნიან მექანიკურ ნაერთს

ცხადია, დიაგრამის I-I კვეთაში გამყარების ნაერთში არის t_1^0 -ზე K_1 შედგენილობა, t_2^0 -ზე – K_2 , დაბოლოს t_s^0 -ზე – C, რომლის ქვევით მონაკვეთი არ ჩამოდის.

დიაგრამიდან ჩანს, რომ, როცა თხიერი მდგომარეობაა, t_s^0 ყველაზე დაბალი ტემპერატურაა. ამ ტემპერატურაზე ხდება გამყარება და A და B კომპონენტები კრისტალდება, რომლებიც მყარში ერთმანეთში არ იხსნება. მიიღება A და B კომპონენტების მექანიკური ნაწარმი და ამ მდგომარეობას ეწოდება ევთეტიკა (A და B კომპონენტების წვრილი კრისტალიკები). C ევთეტიკის წერტილში სამი ფაზაა – 1 თხიერი და 2 მყარი. ამ დროს $K=2$ და $\Phi=3$, თავისუფლების ხარისხი $C=2+1-3=0$, ე.ი.

მუდმივია ტემპერატურაც და კონცენტრაციაც (შედგენილობა). ტემპერატურის შემდგომი შემცირებით არაფერი აღარ იცვლება (ნახაზები 6.4, 6.5 და 6.6). ამრიგად, ტემპერატურას, როცა წარმოიქმნება ევთეტიკა (ნახ. 6.6-ზე t_s^0), ეწოდება ევთეტიკის ტემპერატურა, ხოლო შედგენილობას – ევთეტიკური შედგენილობა (ნახ. 6.6-ზე C წერტილი). ტემპერატურის შემდგომი შემცირებით არ იცვლება შედგენილობა. C წერტილამდე მდგომარეობას ეწოდება ევთეტიკამდე მდგომარეობა, C-ს შემდეგს – ევთეტიკის შემდგომი მდგომარეობა. ევთეტიკამდე მდგომარეობაში შედგენილობა იქნება A+ევთ(A+B), სადაც A მყარი ნაწილია და A+B – თხიერი. ასევე გამყარების, ევთეტიკის შემდგომში იქნება B+ევთ(A+B).

ევთეტიკურ კრისტალიზებას აქვს შემდეგი ხასიათი: 1) გამყარების დაწყების და დამთავრების ტემპერატურები ერთმანეთის ტოლია; 2) ევთეტიკაზე გამყარება ხდება უმ-

დაბლეს ტემპერატურაზე; 3) გამოიყოფა ორივე კომპონენტა კრისტალების სახით და 4) ტემპერატურის შემდგომი შემცირებით კომპონენტა შედგენილობა აღარ იცვლება.

კრისტალიზაციის დასაწყისში კრისტალებმა A კომპონენტი და ის, რა თქმა უნდა, სითხეს გამოეყოფა, ცხადია, ამ არის სითხეში B-მ მოიმატა და ისიც დაკრისტალებდა, ე.ი. გამოდის, რომ A-ში A კრისტალებმა და B-ში – B. ხდება მათი მექანიკური შერევა. ამ პროცესს ეწოდება ალმაგალი დიფუზია. ზოგჯერ კომპონენტა ძირითადად, რომელიც ქმნის ნაერთის ე.წ. „ჩონჩხს“ და მეორე კომპონენტა მასში შეცურებულია და ამ ჩონჩხში ქმნის ღერძთაშორის არეს. ამ ორ პროცესზეა დამოკიდებული ევთეტიკის და, ზოგადად, სტრუქტურის სახე.

6.2.1. მყარი ხსნარები შემოსაზღვრული ხსნადობით

ამ ტიპის დიაგრამები დამახასიათებელია იმ ნაერთებისთვის, რომელთა კომპონენტები თხიერში იხსნება შემოსაზღვრავად და მყარ მდგომარეობაში ხსნადობა შემოსაზღვრულია. აქამდე ვიხილავდით მდგომარეობას, როცა მყარში საერთოდ არ იხსნებოდა და მიიღებოდა მექანიკური ხსნარი და ევთეტიკა. ამ შემთხვევაში მყარში იხსნება ნაწილობრივ მაინც და ასეთი მეტალები, ზოგადად, ბევრია. რადგან ნაწილობრივია გახსნა, მაშინ ახალ დიაგრამაზე უნდა იყოს ევთეტიკური ნაწილიც. ეს ნიშნავს, რომ ერთი კომპონენტი იხსნება მეორეში არა ნებისმიერი რაოდენობით, არამედ ზღვრული რაოდენობით.

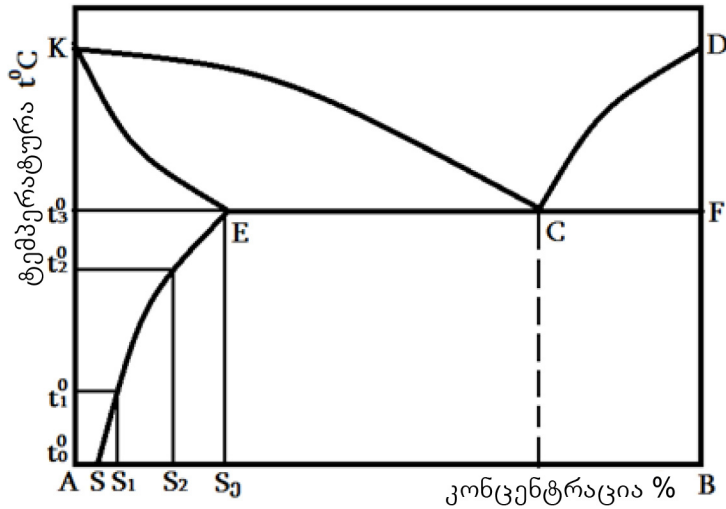
თუ აღებულია შესაბამისი ტემპერატურისთვის, გასახსნელი კომპონენტი გახსნის ზღვარზე მეტი რაოდენობით, მაშინ გამყარებისას მეტი რაოდენობის ნაწილი ხსნარში არ შევა და მყარ გაჯერებულ ნაერთში მიიღება კრისტალის მექანიკური ზედმეტი კომპონენტების ნაერთი, ანუ ნაერთში იქნება ორი ფაზა. ერთი კომპონენტის მეორეში ხსნადობა შეიძლება შეიცვალოს ტემპერატურით - უფრო ხშირად, ტემპერატურის გაზრდით, იზრდება ხსნადობა.

ორფაზიანი ნაერთის დნობის ტემპერატურამდე გახურებისას ჩნდება მესამე ფაზა – თხიერი ნაერთი. მაშინ, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, თავისუფლების ხარისხი იქნება $C=2+1-3=0$, შესაბამისად, დიაგრამაზე $T=Const$ და იქნება აბსცისის პარალელური წრფე, ე.ი. ევთეტიკა და მართლაც ეს მოცემულია 6.7 ნახაზზე. ამ ნახაზზე KCD არის ლიკვიდუსის ხაზი, KECF - სოლიდუსის, რომელიც შეიცავს ევთეტიკის ECF ხაზს, SE – სოლვუსის ხაზი, A და B კომპონენტების ხსნადობის ცვლილებაა მყარში ტემპერატურის ცვლილებისას. ტემპერატურის ზრდით ხსნადობა იზრდება. t_0^0 , t_1^0 , t_2^0 და t_3^0 ტემპერატურებზეა S, S₁, S₂ და S₃ პროცენტული შედგენილობა B კომპონენტისთვის. S₃ არის E-ს შესაბამისი კონცენტრაცია ევთეტიკის ტემპერატურაზე, B – კომპონენტის ხსნადობა A კომპონენტში.

გახსნილი კომპონენტი იწერება გამხსნელის შემდეგ ფრჩხილებში. მაგალითად, SE მრუდზე A(B). SE ხაზის მარჯვნივ ნაჯერი A(B)-ს გარდა იქნება ქარბი B კომპონენტიც. ასევე, ECF ხაზზე იქნება A(B) და B. E წერტილის მარჯვნივ არის ევთეტიკა, მექანიკური ნარევი, A(B) და B, ხოლო მარცხნივ – გამყარებისას ხსნარი.

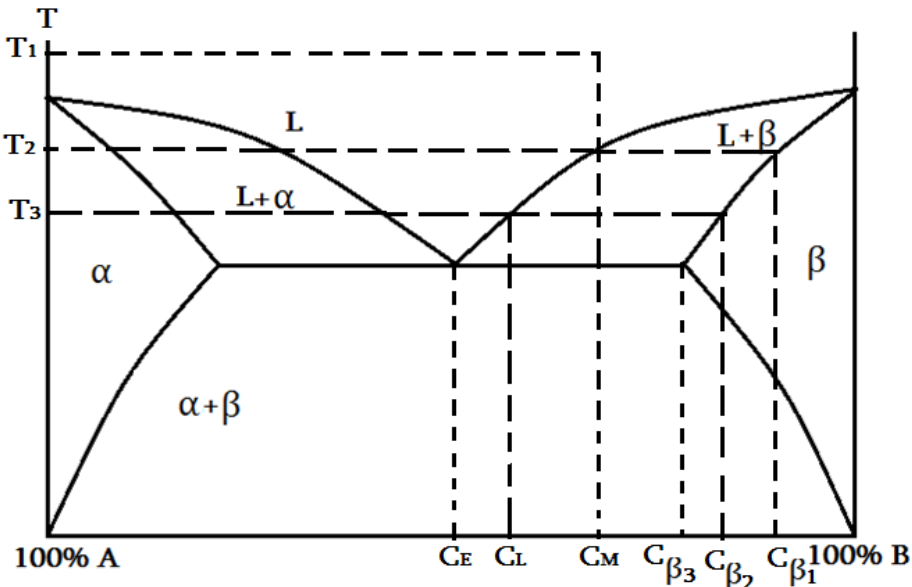
განვიხილოთ, დიაგრამაზე როგორ ხდება გადასვლა თხიერი მდგომარეობიდან მყარში და როგორ მოენახოთ წონასწორული კომპოზიცია ყველა ფაზისთვის მოცემულ ტემპერატურაზე. ამისთვის მოვიშველიოთ 6.8. ნახაზი. დაფუძვალთ, ნარევეს დასაწყისში T₁

ტემპერატურაზე ჰქონდა C_M შედგენილობა, T_1 -დან T_2 -მდე გაცივებისას არის მხოლოდ თხიერი მდგომარეობა და T_2 -ზე არის L და β , L -ის შედგენილობაა C_M , β -სი კი $-C\beta_1$. ტემპერატურის შემდგომი შემცირებით T_3 -მდე L -ის შედგენილობა იცვლება ლიკვიდუ-



ნახ. 6.7. B კომპონენტის A კომპონენტში შემოსაზღვრული ხსნადობის და ევთექიკის მქონე ხსნარის მდგომარეობის დიაგრამა

სის ხაზით, β -სი – სოლიდუსის ხაზით და ისინი არის, შესაბამისად, C_L და $C\beta_2$. აღსანიშნავია, რომ $C\beta_2$ -ის მიღება შეიძლება არა მარტო სოლიდუსის ხაზით, არამედ უფრო მაღალ, ვიდრე T_3 ტემპერატურაზე L -ის გადასვლით $L + \beta$ -ში. ტემპერატურის შემდგომი შემცირება იძლევა ევთექიკას. მასში α და β ფაზები არსებობს თხიერთან ერთად. ტემპერატურის შემდგომი შემცირება იძლევა მხოლოდ $\alpha + \beta$ ფაზებს. α და β ფაზების ნარევი



ნახ. 6.8. ორფაზიანი მდგომარეობის დიაგრამაზე გამყარების პროცესის მიმდინარეობა

C_E შედგენილობით β აგრეგატული ფაზის საწყისი $C\beta$ შედგენილობით. შემდეგ, ამ მდგომარეობის შენარჩუნებით ევთექიკის ტემპერატურის ქვემოთ იძლევა მყარ მდგომარეობას, რომელიც შედგება ორი ფაზისგან. ყოველი ფაზის შედგენილობის განსაზღვრა შეიძლება იზოთერმების გადაკვეთის წერტილებით სოლვუსთან.

საკონტროლო კითხვები:

1. განმარტეთ, რა არის ფაზა და კომპონენტები;
2. როგორია ერთკომპონენტიანი ნაერთის წნევა-ტემპერატურის დამოკიდებულების დიაგრამა?
3. როგორია დიაგრამების აგების მეთოდი?
4. რაში მდგომარეობს ფაზათა წესი?
5. როგორია მდგომარეობის ორკომპონენტიანი დიაგრამა?
6. რას ნიშნავს ევთექიკის წერტილი?
7. როგორია შემოსაზღვრული ხსნადობის ნივთიერებათა დიაგრამა?
8. რა მდგომარეობებს გამოყოფს ერთმანეთისგან ლიკვიდუსის, სილვუსის და სოლიდუსის ხაზები?

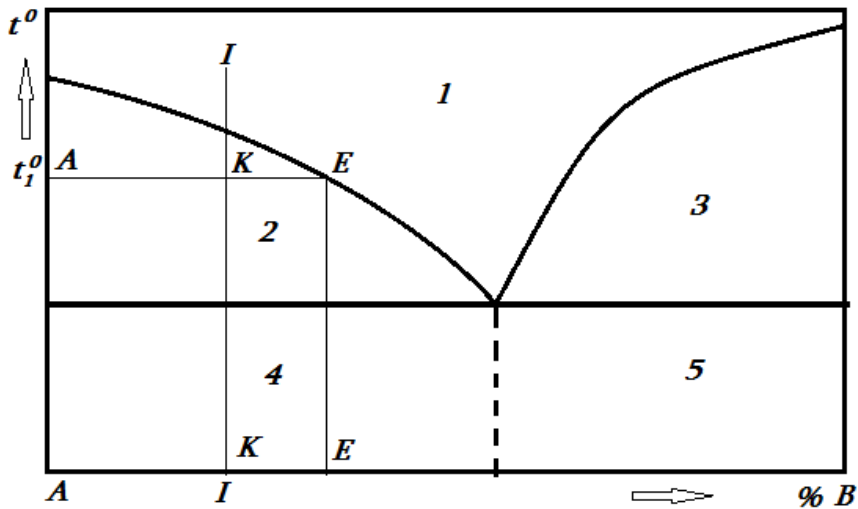
6.3. ნაერთის სტრუქტურული მდგომარეობის განსაზღვრა

ნაერთთა მახასიათებლის განსაზღვრითვის საჭიროა არა მარტო ხარისხობრივი, არამედ რაოდენობრივი მახასიათებლის პოვნაც – მისი შემადგენელ კომპონენტთა სტრუქტურული მახასიათებლების განსაზღვრაც. დიაგრამის ერთ უბანში ყველა კომპონენტს ერთი ხარისხობრივი მახასიათებელი აქვს. ევთექიკის შემდეგ უბანში არის კომპონენტთა კრისტალები, მაგრამ განსხვავებული რაოდენობრივად, რაც ქმნის ნაერთის სხვადასხვა თვისებებს.

ერთი ნაერთის შემადგენელი სტრუქტურის და შესაბამისი ფაზის რაოდენობრივი (მასიური) განსაზღვრისთვის გამოიყენება კონოდის მონაკვეთთა წესი. კონოდა – ესაა ჰორიზონტალური ხაზის მონაკვეთი, რომელიც გატარებულია ორფაზიანი მდგომარეობის დიაგრამის უბანში ორფაზიანი საზღვრის გადაკვეთის ხაზამდე. 6.9 ნახაზზე კონოდი AE გატარებულია t_1^0 -დან ვერტიკალური ხაზისა და A კომპონენტის ლიკვიდუსის გადაკვეთამდე. კონოდის ხაზის გადაკვეთის E წერტილი ლიკვიდუსთან აჩვენებს ნაერთის თხიერი ნაწილის შედგენილობას. მისი პროექცია კონცენტრაციაზე იძლევა თხიერის ქიმიურ შედგენილობას – მოცემულ ტემპერატურაზე რამდენი %-ია B-ს კონცენტრაცია და რამდენი A-სი. 6.9 ნახაზიდან ჩანს, რომ t_1^0 ტემპერატურაზე ნაერთი შედგება A კრისტალების და E წერტილის შესაბამისი თხიერი შედგენილობისგან. აღვნიშნოთ Q_B -ით ნაერთის მყარი ნაწილის რაოდენობა (მასა, ანუ A); Q_E -ით ნაერთის თხიერი ნაწილის რაოდენობა (მასა, ანუ E) და Q_L -ით ნაერთის საერთო რაოდენობა (მასა). ცხადია, $Q_L = Q_B + Q_E$.

კონოდის მონაკვეთთა წესის თანახმად, ნაერთის სრული მასა უტოლდება კონოდის მონაკვეთს (AE t_1^0 -ზე) და თხიერი ფაზა Q_E და მყარი Q_B განისაზღვრება მონაკვეთებით \overline{AK} და \overline{KE} , რომლებიც იქმნება $l-l$ ვერტიკალის გადაკვეთისას.

კონოდის მონაკვეთთა წესის თანახმად, სრულ ნაერთში თხიერი ნაწილის პროცენტული წილი ტოლია თხიერი ფაზის მდგომარეობის ხაზის ფარდობისა ხაზის საერთო სიგრძესთან: $Q_{\sigma} = \frac{\overline{AK}}{\overline{AE}} \times 100\%$; ასევე, მყარისთვის $Q_{\beta} = \frac{\overline{KE}}{\overline{AE}} \times 100\%$.



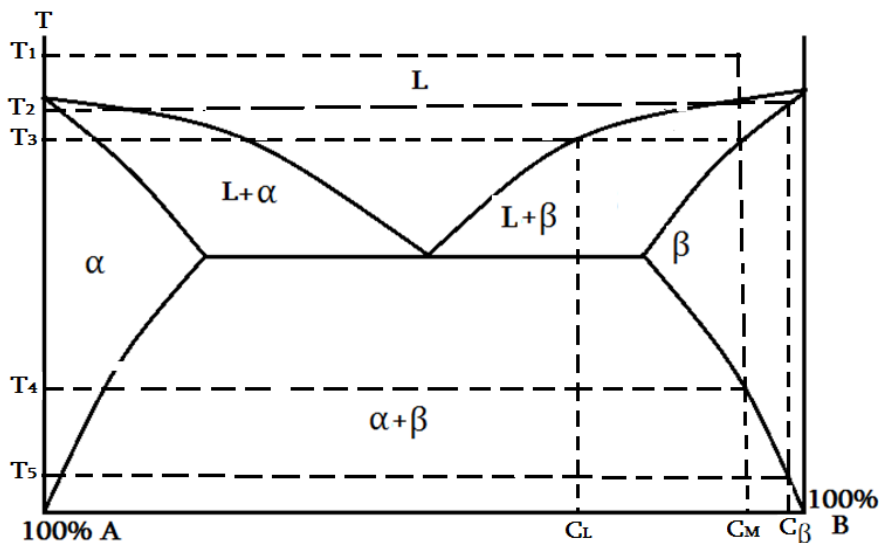
ნახ. 6.9. მდგომარეობის დიაგრამაზე ხსნარის შემადგენელი რაოდენობის განსაზღვრა

განვიხილოთ ყოველ ფაზაში ნივთიერების რაოდენობის განსაზღვრა და გამყარების პროცესები. ავავთ 6.8 ნახაზის მსგავსი ნახაზი 6.10. T_1 ტემპერატურაზე L-ში არის B კომპონენტის C_M კონცენტრაცია, T_2 ტემპერატურაზე – C_L კონცენტრაცია L ფაზისთვის და $C_S - \beta$ ფაზისთვის. ვთქვათ, M_L ნივთიერების მასაა თხიერ L მდგომარეობაში, M_S – მყარში. ჯამური მასის შენახვის კანონით:

$$(M_L + M_S)C_M = M_L C_L + M_S C_S \quad (6.3)$$

მისი ამოხსნით მიიღება:

$$\frac{M_S}{M_L} = \frac{C_M - C_L}{C_S - C_M} = \frac{l}{S} \quad (6.4)$$



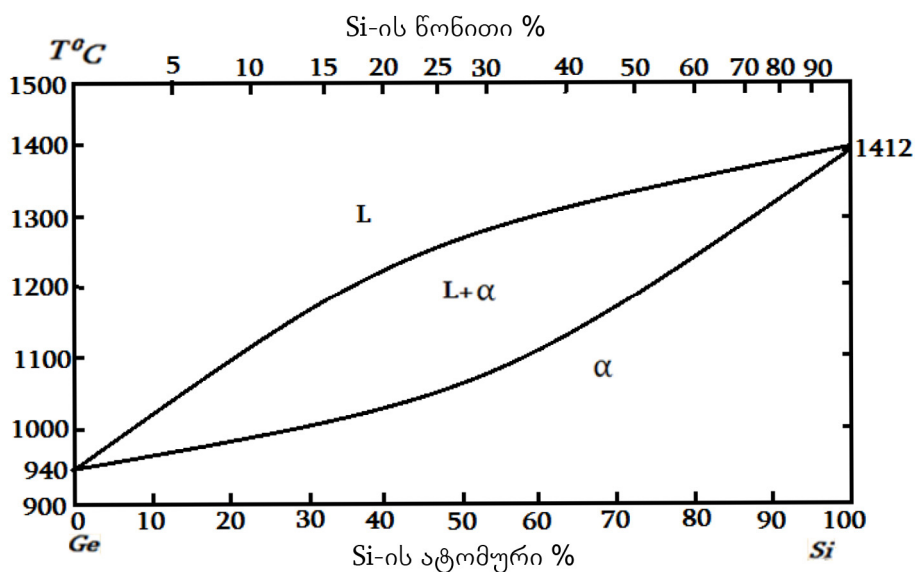
ნახ. 6.10. ორფაზიანი მდგომარეობის დიაგრამა და გამყარების პროცესი

ეს გამოსახულება ცნობილია „დონეთა წესის“ სახელწოდებით. ამ წესის თანახმად, თუ ცნობილია საწყისი მდგომარეობა (C_M) და საერთო მასა, შეიძლება განისაზღვროს ორივე ფაზის მასა და A ან B ნივთიერების რაოდენობა დიაგრამის ნებისმიერ უბანში.

ორფაზიანი დიაგრამის α და β უბნები არის მყარი გამხსნადობის უბნები: β უბანია, სადაც A გახსნილია B -ში. A -ს მაქსიმალური რიცხვი მოცემულ ტემპერატურაზე, გახსნილი B -ში, იმყოფება სილვუსის ან სოლიდუსის ხაზზე. ევთექიკის ან უფრო მაღალ ტემპერატურაზე შეიძლება A და B ნივთიერების ჩქარი შეღღვობა. თუ მიღებულ ხსნარს სწრაფად გავაცივებთ, მაშინ შეიძლება A ატომები ჩავიჭიროთ B მესერში. მაგრამ, თუ მყარი ხსნადობა ოთახის ტემპერატურაზე ბევრად ნაკლებია, მაშინ შენადნობში აღიძვრება დიდი დაძაბულობები, რომელიც მკვეთრად ცვლის შენადნობის თვისებებს. ამიტომ, სილიციუმში მაღალ ტემპერატურაზე დიფუზიის ჩატარებისას, მასში შეჰყავთ შესაბამისი მინარევი იმ კონცენტრაციით, რომელიც საჭიროა ხსნადობისთვის ოთახის ტემპერატურაზე. თუკი ლეგირებული მინარევის რაოდენობა მყარი ხსნადობის ზღვარზე მეტი აღმოჩნდა, მაშინ შემოვა მეორე ფაზაც და მასთან ერთად დაძაბულობებიც.

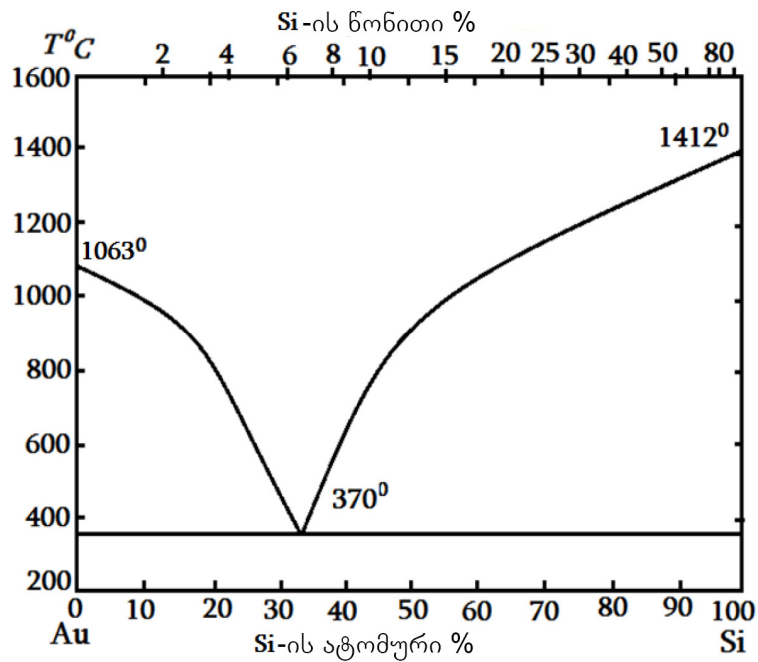
6.4. მიკრო- და ნანოელექტრონიკაში გამოყენებული ზოგიერთი მასალების ნაერთთა ფაზური დიაგრამები

არსებობს რიგი ნივთიერებებისა, რომლებიც მთლიანად იხსნება ერთმანეთში, ანუ აქვთ ერთმანეთში შემოუსაზღვრავი ხსნადობა როგორც თხევად, ასევე მყარ მდგომარეობაში. მათ კომპონენტებს აქვს კრისტალური მესრით მსგავსი პარამეტრები, ერთნაირი ტიპი და მცირე განსხვავება მესრის ზომებში. მყარ ხსნარში შეიძლება იყოს ურთიერთჩანერგვა ან ჩანაცვლება. ასეთებს იძლევა ისეთი ელემენტები, რომლებიც ახლოსაა განლაგებული მენდელეევის სისტემაში. ასეთებია წყვილები: $Si-Ge$; $Cu-Ni$; $Au-Ag$; $Au-Pb$; $Fe-Ni$; $Fe-Gr$; $Fe-V$ და ა.შ. მათ მდგომარეობის დიაგრამას არ აქვს ევთექიკის წერტილი და იზომორფულია. იზომორფულობისთვის საჭიროა მათი ატომების რადიუსების $\sim 15\%$ -ით განსხვავება, ერთნაირი ვალენტოვნება, ერთნაირი კრისტალური მესერი და ერთნაირი ელექტროუარყოფითობა. მდგომარეობის დიაგრამა $Si-Ge$ ხსნარისთვის მოცემულია 6.11 ნახაზზე.

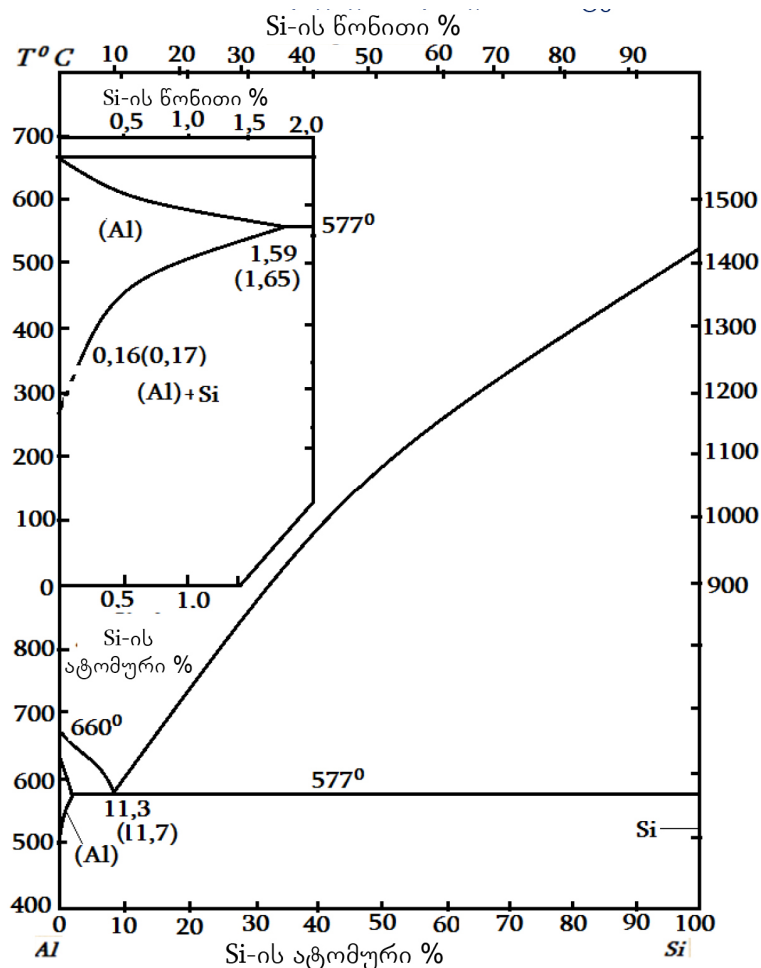


ნახ. 6.11. სილიციუმის და გერმანიუმის სისტემის მდგომარეობის დიაგრამა

ნახაზებზე 6.12; 6.13 და 6.14 მოცემულია ორფაზიანი მდგომარეობების დიაგრამები, შესაბამისად, Au-Si; Al-Si და Al-Au, რომლებიც ფართოდ გამოიყენება მიკროელექტრონიკაში ინტეგრალური სქემების (იმს) წარმოებაში.

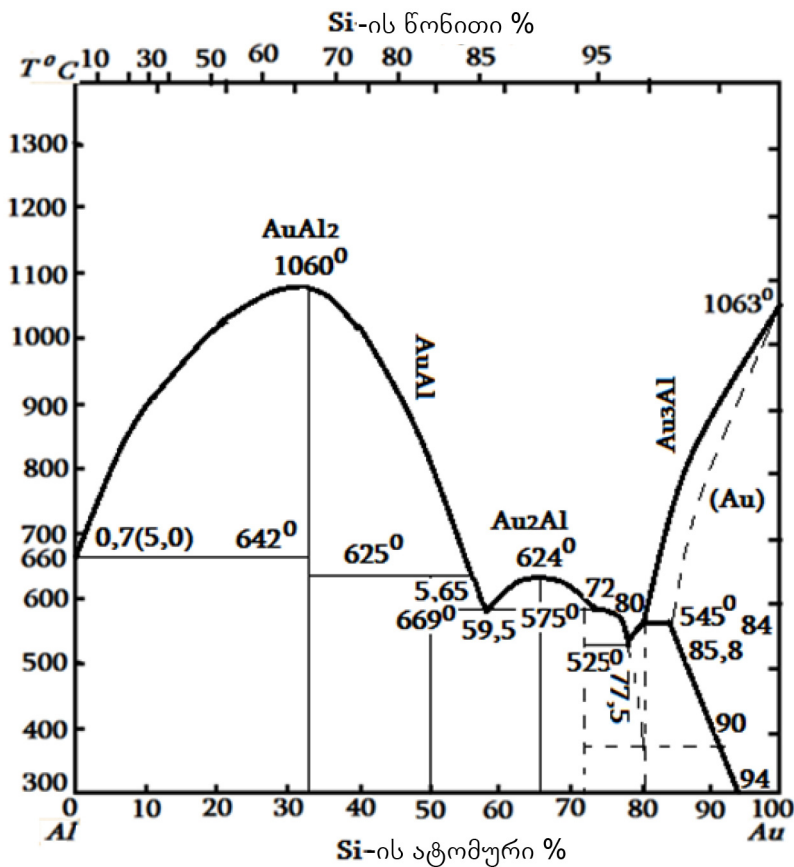


ნახ. 6.12. სილიციუმის და ოქროს სისტემა



ნახ. 6.13. სილიციუმის და ალუმინის სისტემა

ნახ. 6.14-დან ჩანს, რომ Al და Au იძლევა რამდენიმე ქიმიურ შენაერთს და მათი კომბინაციით მიიღება რთული დიაგრამა. მიღებული ინტერმეტალური ნაერთები AuAl₂, AuAl, Au₂Al, Au₃Al და Au₄Al იძლევა სხვადასხვა უბნებს. მიღებული AuAl₂ ხასიათდება დიდი ლლობის ტემპერატურით, რთული კრისტალური სტრუქტურით, არის მყარი და მყიფე.



ნახ. 6.14. ოქროს და ალუმინის სისტემა

სილიციუმში მალეგირებელი მინარევის ხსნადობის საზღვარი მცირეა. 6.15 ნახაზზე მოცემულია ტიპური სოლიდუსის მრუდი. ხსნადობა იზრდება რაღაც ტემპერატურამდე, შემდეგ, სილიციუმის დნობის ტემპერატურაზე, ეცემა ნულამდე. თუ სილიციუმის ხსნარში შედგენილობა არის C_M , გახსნილი ნივთიერების პროცენტში, მაშინ სილიციუმი იქნება KC_M , სადაც K სეგრეგაციის კოეფიციენტი ($K = \frac{C_S}{C_L}$). როცა

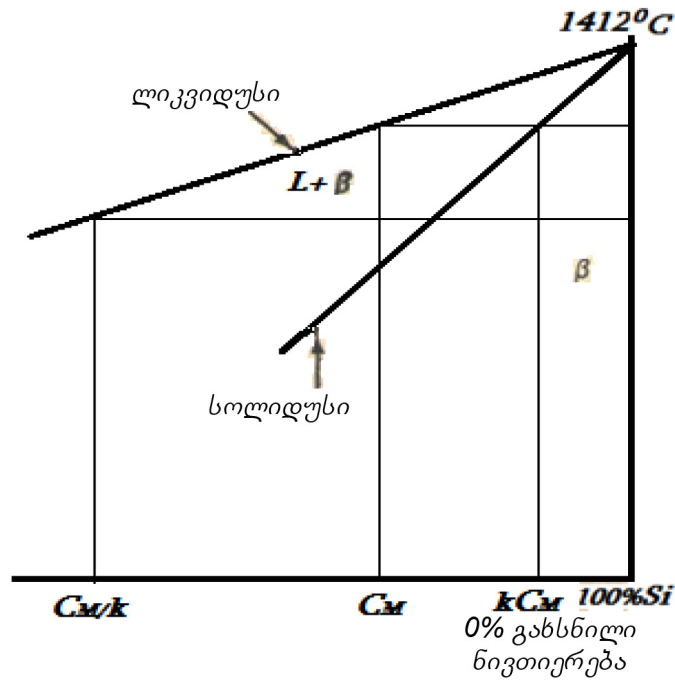
მყარ სხეულში კონცენტრაცია მიაღწევს C_M -ს (გაყინვისას), მაშინ თხიერში იქნება $\frac{C_M}{K}$, რადგანაც შეფარდება თხიერში და მყარში უნდა იყოს K . მაშინ სოლიდუსის დახრა

იქნება $S_S = \frac{T_1 - T_2}{KC_M - C_M}$, ლიკვიდუსისა კი - $S_L = \frac{T_1 - T_2}{C_M - C_M / K}$. სოლიდუსის და ლიკვი-

დუსის დახრათა ფარდობა იძლევა:

$$\frac{S_L}{S_S} = \frac{KC_M - C_M}{C_M - C_M / K} = K \quad (6.5)$$

რაც უნდა მიგველო განმარტებიდან გამომდინარე.



ნახ. 6.15. სილიციუმში რეტროგრადული ხსნადობა

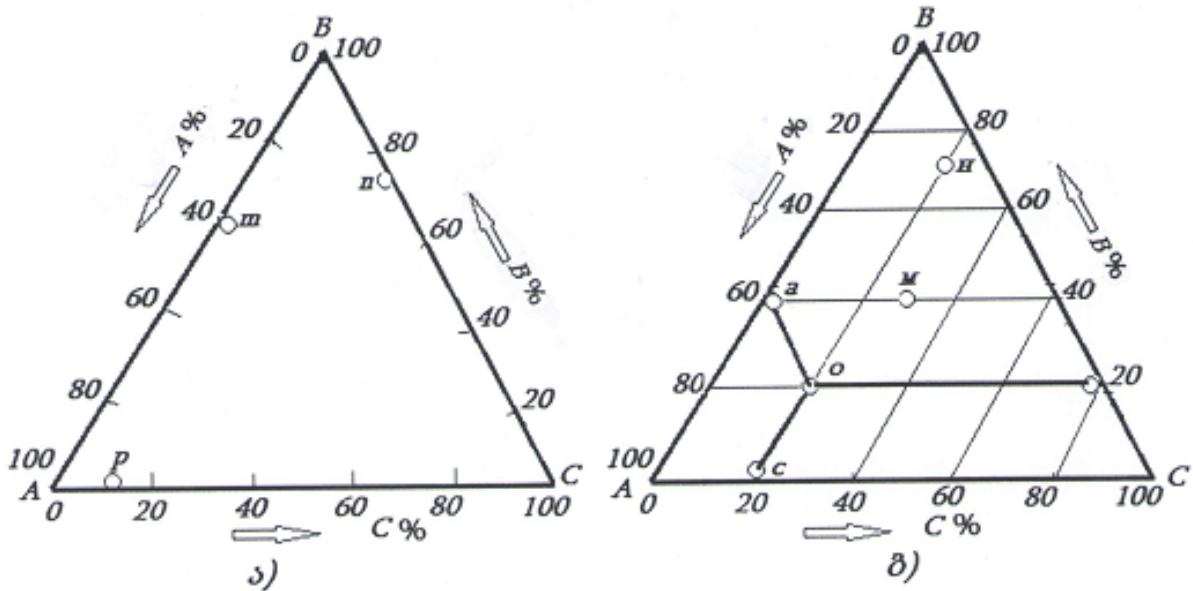
6.5. სამმაგი ხსნარების ფაზურ მდგომარეობათა დიაგრამები

ხშირ შემთხვევაში, ტექნიკაში გამოყენებული ნაერთები შედგება ორზე მეტი კომპონენტისგან. ზოგჯერ მესამე კომპონენტი ისე მცირეა პროცენტულად, რომ შეიძლება არც მივიღოთ მხედველობაში, მაგრამ მათი გავლენა დიაგრამაში მნიშვნელოვანია. სამმაგი დიაგრამები რთული უნდა იყოს, მაგრამ მათ ისე აგებენ, როგორც პრინციპითაცაა აგებული ორმაგი დიაგრამები.

თუ ორმაგ ნაერთში დამოუკიდებელი ცვლადია ერთი კომპონენტის კონცენტრაცია (C), მაშინ მეორესი იქნება 100-C%. სამმაგ ნაერთში დამოუკიდებელი ცვლადია ორი კომპონენტის კონცენტრაცია, რაც შეიძლება გამოიხატოს ორი კოორდინანტით. მე-3 კოორდინანტი იქნება ტემპერატურა და შესაბამისი დიაგრამა იქნება სივრცული. ზოგ შემთხვევაში (მაგ., T=Const) სამმაგი დიაგრამა მოიცემა სიბრტყითი სახით.

სამმაგი კომპონენტის ხსნარის ფაზური დიაგრამა მოიცემა ტოლგვერდა სამკუთხედის ფორმით, ე.წ. კონცენტრული სამკუთხედი. წვეროებზეა 100% კომპონენტები A, B და C, გვერდებზე BC, AC და AB მოცემულია ორმაგი ნაერთის კომპონენტები (ნახ. 6.16ა).

ნაერთის მოცემული მდგომარეობის განსაზღვრისთვის უნდა ვიპოვოთ ორმაგ ნაერთზე წერტილი შესაბამისი პროცენტული შედგენილობით, გავავლოთ პარალელური ხაზი ერთ-ერთი გვერდის, რომლის სამკუთხედის სიმაღლე მოპირდაპირე მხარესაა (პერპენდიკულარული ამ კომპონენტის მოპირდაპირე გვერდზე), მაგალითად, BC გვერდზე, ვიპოვოთ წერტილი 20% B (ნახ. 6.16ბ), გავავლოთ AC-ს პარალელური B კომპონენტის მოპირდაპირე ფერდისკენ. ანალოგიურად, AB გვერდიდან, მაგალითად, 60% A-დან BC-ს პარალელური. გავლებული ხაზების გადაკვეთა განსაზღვრავს 60% A-სა და 20% B-ს ნაერთის მდგომარეობას, დანარჩენი 20% იქნება C, ამ წერტილიდან AB-ს პარალელური აჩვენებს C-ს კონცენტრაციას 20%ს.



ნახ. 6.16. სამმაგი ხსნარების კონცენტრაციული სამკუთხედები

აუცილებელია, ამ დროს მიმართულებები იყოს ყოველთვის ერთ მხარეს, მაგალითად, საათის ისრის მოპირდაპირედ, ათვლა იწყება ამ მიმართულებით.

6.6. ქიმიური ნაერთის ხსნარების ფაზურ მდგომარეობათა დიაგრამები

ქიმიური ნაერთი შეიძლება გამოისახოს ფორმულით A_mB_n , რომელიც გვიჩვენებს A კომპონენტის m ატომის და B კომპონენტის n ატომის შეერთებას. ამ დროს შეიქმნა ერთი კრისტალური მესერი, რომელიც არაა მსგავსი A და B კომპონენტების მესრისა. მეტალების შეერთება შეიძლება იყოს ერთი ან სხვადასხვა ჯგუფის მეტალებიდან (ინტერმეტალური), ასევე, მეტალების – არამეტალებთან (კარბიდი, ოქსიდი და ა.შ.). შეერთება კლასიფიცირდება აგრეთვე ქიმიური ბმის ტიპის მიხედვით.

ქიმიური შეერთება ნორმალური ვალენტოვნებით. Mg_2Si ; Mg_2Sn ; Mg_2Pd ; Mg_3Bi_2 და ა.შ. ელექტრონული შეერთებისას მხედველობაში მიიღება სავალენტო ელექტრონთა და ატომებს შორის განსაზღვრული თანაფარდობა. თუ ეს თანაფარდობა $3/2$ -ია, ნაერთს აქვს მოცულობაცენტრირებული კუბური (β -ფაზა) მესერი, თუ $21/13$ – კუბური რთული მესერია (γ -ფაზა) და თუ თანაფარდობაა $7/4$ მესერი მჭიდროდ წყობილი ჰექსაგონალურია (ϵ -ფაზა). მაგალითად, 1) $CuZn$ – სავალენტო ელექტრონებია $1+2=3$, ატომი 2, ფარდობა $3/2$ და მ.ც.კ.მ., 2) Cu_5Sn – $5+4=9$, ატომი 6, ფარდობა $3/2$ და მ.ც.კ.მ., 3) Cu_5Sn_8 – $5+16=21$, ატომი 13, ფარდობა $21/13$ – კუბური რთული, 4) $CuZn_3$ – ელექტრონები $1+6=7$, ატომები 4, ფარდობა $7/4$ – ჰექსაგონალური და ა.შ.

ჩანერგილი ფაზების ნაერთებია მეტალებთან Nb, Ti, W, Mo, V, Mn, Fe და ა.შ. მცირეატომურადიუსიან მეტალოიდებთან. მეტალოიდის რადიუსი r_X , მეტალისა r . ამ ნაერთში ფარდობა უნდა იყოს r_X/r ნაკლები 0,59. ეს შეიძლება გამოისახოს ფორმულით Me_4X , Me_2X , MeX , MeX_2 , სადაც, Me მეტალია და X მეტალოიდი (N, C, H, B). ასეთებია:

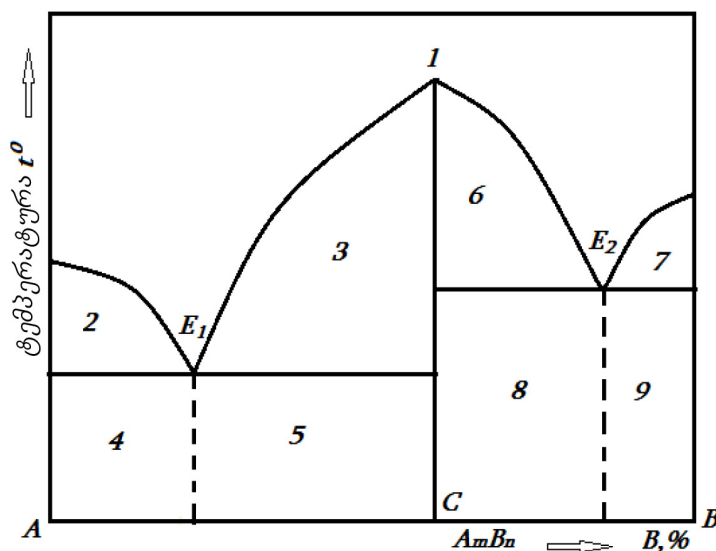
ნაერთი	Fe ₄ N	Fe ₂ N	W ₃ C	WC	TiC	W ₂ N	Mo ₂ N
r _x /r	0,56	0,56	0,55	0,55	0,53	0,51	0,52

რადგან მიღებულ ნაერთს აქვს კრისტალური მესერი, რომელიც განსხვავდება მისი შემქნელი ელემენტის მესრისგან, ამიტომ ქიმიური ნაერთის თვისებები ყოველთვის მკვეთრად განსხვავდება მასში ელემენტების თვისებებისგან. ქიმიურ ნაერთს აქვს დიდი სიმტკიცე, დნობის ტემპერატურა და ა.შ. ზოგჯერ ქიმიურ ნაერთში შეიძლება გაიხსნას რომელიმე ელემენტი, მაშინ ქიმიური ნაერთი გამხსნელია და ეს ელემენტი გახსნილი.

მონესრიგებული ხსნარი. როცა მყარ ხსნარში, რაღაც პირობებში, ატომები ლაგდება განსაკუთრებულ ადგილებში (მაგალითად, ერთი ელემენტის ატომები იკავებს მესრის კვანძთაშორის ადგილებს, მეორესი – ნახნაგებზე, ან კვანძებში პირველის გვერდით, რიგრიგობით და ა.შ.). ასეთი წესრიგიანი ჩანერგვა შეიძლება ნაერთის წელი გაცივებისას ან ხსნარის შეჩერებისას მაღალ ტემპერატურაზე დიდი ხნით და ა.შ. ასეთი მონესრიგებული ხსნარები თვისებებით მკვეთრად განსხვავდება მოუნესრიგებელი ხსნარების თვისებებისგან. მონესრიგებული ხსნარების კრისტალური მესერი არ შეიცვლება რაღაც ტემპერატურამდე გახურებისას, შემდეგ ხდება გადასვლა მოუნესრიგებელში და არსებული თვისებები იკარგება. ამით განსხვავდება ქიმიური ნაერთი და მონესრიგებული ხსნარები ერთმანეთისგან. ქიმიურ ხსნარში არ ხდება ცვლილება, მიუხედავად გახურების და გაცივების სიჩქარის სიდიდისა და ა.შ. ამიტომ ქიმიური ხსნარის და მონესრიგებული ხსნარის ერთმანეთში არევა არ შეიძლება.

ქიმიურ ნაერთში შეიძლება ელემენტების გადაადგილება, დნობის ტემპერატურამდე ის არ იცვლის მესრის, ბმის ტიპს და ა.შ. ის უფრო მტკიცეა, ვიდრე მონესრიგებული ხსნარები.

მდგრადი ქიმიური ნაერთის შესაბამისი მდგომარეობის დიაგრამა მოცემულია 6.17 ნახაზზე. ამ დიაგრამაზე, გარდა A და B ვერტიკალური ხაზებისა, არის მესამე ვერტიკალი, რომელიც ეკუთვნის A_mB_n ნაერთს. მასზე ვერტიკალური ზედა წერტილი (1) განსაზღვრავს A_mB_n-ის დნობის ტემპერატურას (ანალოგიურად A და B კომპონენტების დნობის ტემპერატურისა). ნახაზიდან ჩანს, რომ ეს დიაგრამა თითქოს ორი დიაგრამის ურთირთქმედებაა.



ნახ. 6.17. მდგრადი ქიმიური ნაერთის მდგომარეობის დიაგრამა

ამ დიაგრამით, კრისტალიზების პროცესი ისე მიმდინარეობს, როგორც ევთეტიკურ დიაგრამაზე, ოღონდ იმ განსხვავებით, რომ გაცივების შემდეგ მექანიკური ნარევი შეცვლილია ქიმიურ ნარევეში შემავალი კრისტალებით. ამ დიაგრამაზე C-ს მარცხნივ მეტია A კომპონენტი $A_M B_N$ ნაერთში და C-ს მარჯვნივ – ნაკლები, ასევე, მარჯვენა მისთვის ევთეტიკის დიაგრამის მსგავსია. ამიტომ ნაერთის შესწავლისთვის ორივე ნაწილი შეიძლება დამოუკიდებლად გამოვიყენოთ.

საკონტროლო კითხვები:

1. როგორ განისაზღვრება მდგომარეობათა დიაგრამიდან ხსნარის შედგენილობა?
2. როგორ მიმდინარეობს მდგომარეობათა დიაგრამაზე სითხიდან გამყარების პროცესის განაწილება?
3. როგორია მიკრო- და ნანოელექტრონიკაში გამოყენებული ზოგიერთი მასალის ნაერთთა ფაზური დიაგრამები და რით განსხვავდება ერთმანეთისგან?
4. როგორ აიგება სამმაგი ხსნარების ფაზური დიაგრამები?
5. როგორია მონესრიგებული ქიმიური ხსნარი?
6. როგორია მდგრადი ქიმიური ხსნარი და მისი მდგომარეობის დიაგრამა?

ლიტერატურა

1. Болтакс Б.И. «Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках» Л-д.« Наука», 1972,384 стр.;
2. Мерер Х. «Диффузия в твердых телах», М., «ИД Интеллект», 2011, 536 стр.;
3. Джафаров Т.Д. «Радиационно-стимулированная диффузия в полупроводниках», М., «Энергоатомиздат», 1991, 289 стр.;
4. დოლიძე ნ. „რადიაციული უსაფრთხოების ფიზიკური საფუძვლები“, მე-2 შვესებული გამოცემა, „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, 2019, 162 გვ.;
5. Пархутик В.П., Лабунюв В.А. «Плазменное анодирование – физика, техника, применение в микроэлектронике», Минск, «Навука і тэхніка», 1990, 273 стр.;
6. Тилл У., Лаксон Дж. «Интегральные схемы – материалы, приборы, изготовление», Пер.с англ. Под ред. Гальперина М., М., «МИР», 1985, 504 стр.;
7. Осинцов О.В. «Диаграммы состояния двйных и троиных систем», М., «Машиностроение», 2009, 352 стр.

გამოცემაზე მუშაობდნენ

ნათია დვალი და

თინათინ ჩირინაშვილი

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის
სახელმწიფო უნივერსიტეტის გამომცემლობა

0179 თბილისი, ი. ჭავჭავაძის გამზირი **14**

14 Ilia Tchantchavadze Avenue, Tbilisi 0179

Tel: +995 (32) 2250484, # 6284; #6278

www.tsu.ge/ka/publishing-house

