ნანოსტრუქტურირებული ფენების ელექტრული თვისებები

მიხეილ მებონია

სადისერტაციო ნაშრომი წარდგენილია ილიას სახელმწიფო უნივერსიტეტის საბუნებისმეტყველო მეცნიერებებისა და საინჟინრო ფაკულტეტზე ფიზიკის დოქტორის აკადემიური ხარისხის მინიჭების მოთხოვნების შესაბამისად

პროგრამა:

ფიზიკისა და ასტრონომიის სადოქტორო პროგრამა

სამეცნიერო ხელმძღვანელი: პროფესორი ავთანდილ თავხელიძე, ფიზიკის მეცნიერებათა დოქტორი

ილიას სახელმწიფო უნივერსიტეტი

თბილისი, 2018

როგორც წარდგენილი სადისერტაციო ნაშრომის ავტორი, ვაცხადებ, რომ ნაშრომი წარმოადგენს ჩემს ორიგინალურ ნამუშევარს და არ შეიცავს სხვა ავტორების მიერ აქამდე გამოქვეყნებულ, გამოსაქვეყნებლად მიღებულ ან დასაცავად წარდგენილ მასალებს, რომლებიც ნაშრომში არ არის მოხსენიებული ან ციტირებული სათანადო წესების შესაბამისად.

მიხეილ მებონია

24 ივნისი 2018 წელი.

## აბსტრაქტი

კვლევის მთავარი მიზანია ნანოსტრუქტურებული თხელი ფენების დამზადება და მათი ელექტრული თვისებების შესწავლა. ნანოტექნოლოგიების სწრაფი განვითარება შესაძლებლობას იძლევა, რომ დამზადდეს რამდენიმე ნანომეტრის ბიჯის მქონე სტრუქტურები. ნანოსტრუქტურების თეორიული და სიმულაიცური შესწავლა აჩვენებს, რომ ელექტრონული, თერმოელექტრონული და ელექტრონის გამოსვლის პარამეტრები შესამჩნევად იცვლება, როდესაც სტრუქტურის ბიჯის ზომა ელექტრონის დე-ბროილის ტალღის სიგრძის რიგისაა. ნანოსტრუქტურირება ელექტრონის ტალღურ ფუნქციას ადებს დამატებით სასაზღვრო პირობას, რაც უკრძალავს ელექტრონისათვის გერკვეული კვანტური მდგომარებების დაკავებას. ელექტრონები რომელებიც იმყოფებოდნენ აკრძალულ მდგომარეობაში უწევთ სავალენტო ზონიდან გადავიდნენ გამატარებლობის ზონაში, რადგან სავალენტო ზონაში ყველა მდგომარეობა დაკავებულია, აქედან გამომდინარე ელექტრონების კონცენტრაცია გამტარებლობის ზონაში იზრდება და შედეგად ვიღებთ ზედაპირის გეომეტრიის შეცვლის შედეგად ლეგირებულ ნიმუშს, ანუ გემეტრიულ ლეგირებას. იგი მსგავსია დონორული ლეგირებისა, მაგრამ არ შეიცავს იონურ მინარევებს. გეომეტრიული ლეგირების შედეგად ელექტრონის ძვრადობა იზრდება, ასევე იზრდება ტემპერატურაზე დამოუკიდეზელი გამატარების კონცენტრაცია. ნანოსტრუქტურები დამზადდა ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის მეთოდით. წყაროდ გამოყენებულია მაღალი კოჰერენტობის 375 ნანომეტრის ტალღის სიგრმის მქონე ლაზერი. ნანოსტრუქტურირებული კვადრატული არეები (0,3 $\mathrm{x}$ 0,3  $\partial \partial^2$ ) განთავსებულია SOI-ის ფირფიტის თხელ ფენაზე. სილიციუმი იზოლატორის ფენაზე ფიფიტები შეირჩა, რადგან იგი ფართოდ გამოიყენება და ხელმისაწვდომი მასალაა ბაზარზე. სილიცუმის ჟანგის თხელ ფენაში დამზადდა ნანო სტრუქტურები რეაქტიული იონური მოწამვლის მეთოდით. ტიტანის და ვერცხლის ნივთიერებების სილიციუმზე დაფენით დამზადდა ოთხი ერთეული ომური საკონტაქტო არე. ნანოსტრუქტურირებული არეების ვოლტ-ამპერული მახასიათებლების გაიზომვა ოთახის ტემპერატურაზე, განხორციელდა 4 და 2 წერტილის მეთოდით. შედეგად გამტარებლობის ფენის კუთრი წინაღობის შემცირება 2-3 რიგით. კუთრი წინაღობა

iii

ბრტყელი ფენის შეთხვევაში 10 ომი სმ-ია, ხოლო სტრუქტურირებლის -  $10^{-2}$  ომი სმ. მსგავსი შემცირება შესაბამისობაშია გეომეტრიული ლეგირების თეორიასთან. კუთრი წინაღობის მნიშნვნელობა  $10^{-2}$  ომი სმ ფორფორით ლეგირებულ სიილიციუმში შეესაბამება მინარევების კონცენტრაციას  $3x10^{18}$  *სმ*<sup>-3</sup>. ნაშრომში ასევე შესწავლილია კუთრი წინაღობის ანიზოტროპია 0,2-300 კელვინის ტემპერატურის არეში.

ნანო სტრუქტურირება არ მოითხოვს ზემაღალ ტექნოლოგიას და შესაძლებელია გამოვიყენოთ მზის ელემენტებეის დასამზადებლად, ფოტოგარდაქმენელებისათვის, ასევე მაღალი სიხშირის და სიმძლავრის ელექტრონიკისათვის.

**ბირითადი საბიებო სიტყვები:** ლეგირება, ნანო სტრუქტურები, ელექტრული თვისებები, სილიკონი.

#### Abstract

Main goal of our research is to fabricate and characterize nanostructured thin layers for studying it's electronic property. Fast development of nanotechnology gives possibility to realize few nanometre pitch size of structures. Theoretical study and simulation shows that electronic, thermoelectric and electron emission property changes apparently, when grating pitch size is comparable to electron's de Broglie wavelength. Nano-grating imposes additional boundary condition to electron wave function and some quantum states forbid, Electrons from prohibited quantum states have to move up and occupy available state with higher energy. Some electrons have to jump from valence band to conduction band, because quantum states in valence band are prohibited and all upper states are occupied. So, electron concentration in conduction band increases and we will get geometry induced doping or G-doping. G-doping is similar to donor doping, but it does not require ionized impurities. That's allows high carrier mobility and temperature independent carrier concentration.

Nano-grating areas were fabricated using laser interference lithography with high coherent 375 nm laser beam. Nano-structured square islands  $(0,3x0,3 mm^2)$  were shaped on thin device layer of silicon on insulator (SOI) wafer. SOI wafer was chosen because this material is widely available. Reactive ion etching was used to etch down structured areas. Four ohmic contact field were formed using Ti\Ag material which was deposited on top of Si. I-V characteristics of nanostructured arias using 4W and 2W methods shows 2-3 order magnitude reduction of resistivity at room temperature (300K). Resistivity of Si plane layer was 10 Ohm cm and after structuring it become  $5x10^{-2}$ -  $8x10^{-3}$  Ohm cm. This reduction agrees with G-doping theory. Value  $10^{-2}$  Ohm cm corresponds to "impurity" concentration of  $3x10^{18} cm^{-3}$  (Phosphorous in Si). We also studied resistivity anisotropy with temperature range 0,2-1 to 300K.

Nano-grating fabrication does not require ultra-high technology and it can be used for solar cells, photovoltaic devices also for high frequency electronic and power electronics.

Key Words: Doping, Nanostructures, Electrical Property, Silicon.

### მადლობა

დიდი მადლობას მსურს გადავუხადო პროექტში მონაწილე ყველ ადამიანს, ლარისა ჯანგაძეს, გივი მსხილაძეს, ზაზა ტალიაშვილს, ლილი ნადარაიას, გივი მსხილაძეს და ა.შ

საერთაშორი კვლევაში მონაწილე ადამიანებს, რომელთა წვლილი კვლევასა და სადოქტორო შრომის რეალიზებაში განსაკუთრებულია.

გამოჩეულად ავღნიშნავ და განსაკუთრებულ მადლობას გადავუხდი ჩემს ხელმძღვანელს პროფესორ ავთანდილ თავხელიძეს.

მადლობა რუსთაველის ეროვნულ სამეცნიერო ფონდს, ილიას უნივერსიტეტს, სოხუმის ილია ვეკუას სახელობის ფიზიკა–ტექნიკის ინსტიტუტს, აახენის უნივერსი--ტეტს, იულიხის კვლევით ცენტრს, ფრაუნჰოფერის ლაზერული ტექნოლოგიების ინსტიტუტს, მიკრო და ნანოელექტრონიკის ინსტიტუტს, თბილისის ტექნიკურ უნივერსიტეტს, ჩემი სადოქტორო მოღვაწერობის პერიოდში დახმარებისა და განვითარებაში ხელშეწობისათვის. მადლობა ამ ინსტიტუტებში მოღვაწე თანამშრომლებს და ხელმძღვანელობას.

უდიდეს მადლობას გადავუხდი ჩემი ოჯახის ყველა წევრს, მოთბინებისა და გვერდში დგომისათვის.

# სარჩევი

სარჩევიvi	i
ცხრილების ჩამონათვალიiz	K
გრაფიკების ჩამონათვალიiz	K
ილუსტრაციების ჩამონათვალიx	i
შესავალი1	L
თავი 1. ნახევარგამტარები და მათი თვისებები	1
1.1 ნახევარგამტარების ტიპები და მათი ლეგირების გზები	1
1.2 ფერმის ენერგია და კვატური მდგომარებების სიმკვრივე	3
1.3 ნახევარგატარების ელეტრონული თვისებები11	L
1.4 ჰოლის ეფექტი18	3
თავი 2. გეომეტრიული ლეგირება20	)
2.1 გეომეტრიული ლეგირების თეორია20	)
2.2 ანალიზური და რიცხობრივი მეთოდები25	5
2.3 დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდი26	5
2.4 რიცხვითი გამოთვლები და შედეგები29	)
თავი 3. ლიტოგრაფიის მეთოდები და წყაროები	)
3.1 ფოტოლიტოგრაფია ნიღბების გამოყენებით40	)
3.2 ინტერფერენციული ლიტოგრაფია, ლოიდის მეთოდი44	1
3.3 ელექტრონულ სხივური ლიტოგრაფია47	7
თავი 4. ნიმუშების დამზადება და გაზომვები51	L
4.1 ნიმუშების დამზადების ტექნოლოგია51	L
4.2 გამზომვის მეთოდი და ტექნიკა60	)
4.3 შედეგების ჩამონათვალი63	3
4.4 ინტერპერეტაცია და დისკუსია7(	)

დასკვნა და რეკომენდაციები	75
დანართი 1	76
დანართი 2	76
დანართი 3	83
ბიბლიოგრაფია	89

## ცხრილების ჩამონათვალი

სურ.4.8 ნიმუშების საწყისი პარამეტრები	63
სურ.4.9 ნიმუშების წინაღობის გაზომვის ექსპერიმენტურლი შედეგე	ები ოთახის
ტემპერატურაზე ( <b>300</b> K)	65
ცხრილი 1.1 ლეგირება დიფუზიური მეთოდით, და მისი განხო	რციელების
გზები	76
ცხრილი 2.1. საკუთარი მიშვნელობები და კორელაციის კოეფიციენ	ტები C <sub>(0,a)</sub> .
გამუქებული დიაგონალური წევრები წარმოდგენს $ { m g}(E)$ ფუნქციას	76
ფიგურა 2.4 ალბათობის სიმკვრივე პირვლეი კვანტური მდგოამრეობ	ის (n=4) 81
პროტოკოლი 3.1 ოპტიკური ლიტოგრაფიის გაყენებით დამ	ხადებული
ნიმუშების ტექნოლოგიური ნაბიჯები	83
პროტოკოლი 3.3 ელექტრონულ სხივური ლიტოგრაფიის	გაყენებით
დამზადებული ნიმუშის ტექნოლოგიური ნაბიჯები.	87

## გრაფიკების ჩამონათვალი

სურ i. განახლებადი ენერგიის წვლილი საერთო ენერგიაში	1
სურ ii. ევროსტატის მონაცემები მსოფლიოს მასშტაბით განახლებადი	
ენერგიის მოხმარების ტენდენციები.	2
სურ.1.1 საკუთარი ნახევარგამტარის ტემპერატურის კონცემტრაციაზე	
დამოკიდებულება.	5
სურ.1.6 ელექტრონის ძვრადობის ლეგირებაზე დამოკიდებულება Si	
ნივთიერებისათვის 300 K ტემპერატურაზე.[69]	15

სურ.1.7 ელექტრონის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე. S	Si
ნივთიერებისათვის სხვადასხვა ჯამური კონეცნტრაციის პირობებში. [17]	16
სურ.1.8 n და p ტიპის Si ნივთიერებისათვის კუთრი წინაღობის	
კონცენტრაციაზე დამოკიდებულება 300 K ტემპერატურაზე.	17
სურ.2.8 საკუთარი მნიშნველობების დამოკდიებულება ხუთ სხვადასხვა	
მდოგმარეობისა და სხვადასხვა სტრუქტურის პირობებში	31
სურ.2.9 კორელაციის კოეფიციენტის დამოკიდებულება გეომეტრიულ	
პარამეტრზე ხუთი განსხვავებული კვანტური მგომარეობისათვის	32
სურ.2.10 ალბათბის სიმკვრივის განაწილება მეოთხე კვანტური	
მდგომარეობაში a-ს სხვადასხვა მნიშნვნელობისთვის	34
სურ.2.11 მდგომარეობის სიმკვრივე, როგორ ენერგიის ფუნქცია	
განსხვავებული გეომეტრიისათვის	35
სურ. $2.12  \overset{-}{g}(a)$ დამოკიდებულება $ { m a}$ პარამეტრზე.	36
სურ.3.5 ლიტოგრაფიის განვითარების ტენდენციები [33]	43
სურ.4.10 ნიმუში 4 ჰოლის კოეფიციენტის აბსოლუტური მნიშნველობის	
ტემპერატურაზე დამოკდიებულება მაგნიტური ველის ინდუქციის	
სხვადასხვა მნიშნელობისათვის	65
სურ.4.11.1 ნიმუში 4 კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე დამაოკდიებულ	ღება
	66
სურ.4.11.2 ნიმუში 11 კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე	
დამაოკდიებულება	66
სურ.4.11.3 ნიმუში 2 კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე დამაოკდიებულ	ება
(PSI)	67
სურ.4.13 ნიმუში 4 ელექტრონი ძვრადობის ტემპერატურაზე	
დამოკიდებულების მრუდები, პარალელური და მკვეთი გაზომვების	
პირობებში. ჰოლის ფაქტორად აღეუბლია მნიშვნლეობა 1.18	68

х

სურ.4.14.1 ნიმუში 11 ვოლტ-ამპერული ყოფაქცევა ოთახის ტემპერატურა	ხე
(300 K) 4W=, 4W+ და 2W+, 2W= მეთოდებით	68
სურ.4.14.2 ნიმუში 14 ვოლტ-ამპერული ყოფაქცევა ოთახის ტემპერატურა٩	ხე
(300 K) 4W=, 4W+ და 2W+, 2W= მეთოდებით	69
სურ.4.14.3 ნიმუში 18 ვოლტ-ამპერული ყოფაქცევა ოთახის ტემპერატურა9	ზე
(300 K) 4W=, 4W+ და 2W+, 2W= მეთოდებით	69
ფიგურა 2.1. ალბათობის სიმკვრივე პირვლეი კვანტური	
მდგოამრეობის (n=1)	78
ფიგურა 2.2. ალბათობის სიმკვრივე პირვლეი კვანტური	
მდგოამრეობის (n=2)	79
ფიგურა 2.3 ალბათობის სიმკვრივე პირვლეი კვანტური	
მდგოამრეობის (n=3)	80
ფიგურა 2.5 ალბათობის სიმკვრივე პირვლეი კვანტური	
მდგოამრეობის (n=5)	82
ილუსტრაცია 3.2.1ოპტიკული ლიტოგრაფიის ნიღაბი და შესრულებული	
ლიტორაფია	85
ილუსტრაცია 3.2.2 სურათ 3.4-ზე წარმოდგენილი ნიმუშების სტრუქტურა	5 <mark>86</mark>

## ილუსტრაციების ჩამონათვალი

სურ.1.3 სილიციუმის p და n ტიპის ლეგირების სქემა [1.3]	7
სურ.1.5  ზონური სურათი n ტიპის ლეგირების დროს [23]	10
სურ.1.5 სქემატური სურათი სადაც წარმოდგენილია სხვადასხვა	
განზომილების ნახევაგამტარებისათვის კვანტური მდგომაროების	
სიმკვრივის ენერგიაზე დამოკიდებულება შესაბამისი	
ფორმულირებით [30] [45]	11

სურ. 2.1 ნანოსტრუქტურირებული ნიმუშის	
სქემატური სურათი კვეთაში.	21
სურ. 2.2 ნანოსტრუქტურირებული ნიმუშის სქემატური სურთი.	21
სურ.2.3 ენერგეტიკული დიაგრამა ბრტყელი და ნანოსტრუქტურირებუდ	ლი
ნიმუშებისათვის	22
სურ.2.4 ელექტრონის კონფაინმენტის ენერგიის არე ბრტყელი და ნანო	
სტრუქტურის შეთხვევაში.	23
სურ.2.5 სტრუქტურირებული და ლეგირებული ნახევარგამტარის	
სქემატური სურათი	24
სურ.2.6 ორ მოცულობად დაყოფილი	
სტრუქტურირებული ნიმუშის კვეთა.	25
სურ.2.7 ნანოსტრუქტურირებული ფენის ერთი პერიოდი და მის გარშემ	ეთ
განლეგებული დამხმარე გამომსხივებლები.	30
სურ.3.2 ლიტოგრაფიის ტექნიკა სხვადასხვა ეპოქაში.	41
სურ.3.3 ოპტიკური ლიტოგრაფიის სხვადასხვა მეთდი	42
სურ.3.4 ოპტიკური ლიტოგრაფის ნიღაბი და დამზადებული ნიმუში	
FMMZ1	42
სურ. 3.6 მაჩ-ზენდერის ლიტოგრაფიული სქემა	44
სურ. 3.7 ლოიდის ინტერფერომეტრის სქემა	45
სურ. 3.8 ლიოდის ინტერფერციის სქემა [43]	46
სურ. 3.9 ლოიდის ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის სქემა (ილიას	
უნივერსიტეტი)	47
სურ. 3.10 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიის დანადგარი აახენის	
უნივერსიტეტში (Raith eLINE)	48
სურ. 3.10.1 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიით დამზადებული	
ნიმუშის სტრუქტურა	49

სურ. 3.11 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიით დამზადებული	
სტრუქტურები. ოპტიკური მიკროსკოპში დამზარილი სურათი.	50
სურ. 3.12 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიით დამზადებული	
ნიმუშში მარკერის სტრუქტურა	50
სურ.4.1 ფირფიტა სილიციუმი იზოლატორზე (SOI Silocon On Insulator)	51
სურ.4.2 ნიმუშის დამზადების ეტაპები	53
სურ.4.3 ნიმუში S88 ოპტიკური მიკროსკოპში	55
სურ.4.4.1 S88 ნიმუშიის სტრუქტურირებული პროფილი	56
სურ.4.4.2 S101 ნიმუშიის სტრუქტურირებული პროფილი	56
სურ.4.4.3 S124 ნიმუშიის სტრუქტურირებული პროფილი	57
სურ.4.5.1 სტრუქტურირებული არის სურათი	
ელექტრონულ მიკროსკოპში	57
სურ.4.5.2 S101 ნიმუშის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში	58
სურ.4.5.3 S144 ნიმუშის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში	58
სურ.4.5.4 S146 ნიმუშის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში	59
სურ.4.5.5 S176 ნიმუშის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში	59
სურ.4.6 ნიმუშის სქემატური სურათი	60
სურ.4.7.1 PPMS (ფიზიკური პარამეტრების გამზომი ხელსაწყო)	62
სურ.4.7.2 PPMS ხელსაწყოს ნიმუშის დასამაგრებელი დაფა	63

### შესავალი

თანამედროვე მსოფლიოში ელექტრონერგიის მოხმარება ყოველ წლიურად იზრდება. საჭირო ხდება სხვადასხვა მეთოდების და საშუალებების მიგნება რათა გაიზარდოს ეფექტურობა ისეთი განახლებადი ენერგიის წყაროებისა, როგორიცაა ქარის, მზის, ჰიდრო და ა.შ. ბოლო წლებების განმავლობაში მზის ელემნტებზე მოთხოვნა და მათი მოხმარების წვლილი საერთო ენერგიის წილში მნიშვნელოვნადაა გაზრდილი. ევროპის მასშტაბით ევროსტატის მონაცემები ამისი ყველაზე კარგი მაგალითია



სურ i. განახლებადი ენერგიის წვლილი საერთო ენერგიაში

თუ გადავხედავთ საერთაშორისო სტატისტიკას, შევამჩნევთ, რომ წარმოებული ენერგიისა მოცულობა იზრდება და მომავალში ზრდის პროგნოზებიც სახეზეა. (სურii) მსოფლიო ბაზარზე ელექტროენერგიაზე მოთხოვნის ზრდის საპასუხოდ აუცილებელია გაუჯობესდეს მოწყობილობების ეფექტურობა. რაც პიროდაპირ პორპორციულად გაზრდის გამომუშავებული ენერგიის.



სურ II. ევროსტატის მონაცემები მსოფლიოს მასშტაბით განახლებადი ენერგიის მოხმარების ტენდენციები.

მზის ელემენტების ეფექტურობა დამოკიდებულია ნახევარგამტარული მასალების მახასიათებლებზე. მახასიათებლების ეფექტურობის ზრდის ერთ-ერთი საშუალებაა მზის ელემნტების წარმოებაში სტრუქტურირების შედაგად მიღებული ლეგირებული ეს განპირობებულია სტრუქტურის გეომეტრიის თხელი ფირის გამოყენება. სიმარტივით (პერიოდულობა). თანამედროვე მზის ელემენტებისათვის აუცილებელი მოთხოვნაა მაღალი ელექტრონული ძვრადობის მქონე მასალების დამზადება, იმისათვის, რომ მზის ელემენტებში მიღწეული იქნეს მაღალი ელექტრული გამტარებლობა, მასალების ლეგირება ხორცილდება დონორული მეთოდით. ასეთ ლეგირებას შეაქვს იონიზირებული მინარევები, რომლებიც მუხტის მატარებლების ძვრადობას ამცირებენ. შედეგად, ელექტრული გამტარებლობა არ იზრდება საჭირო მნიშვნელობამდე. იონიზირებული მინარევეზი აგრეთვე ზრდიან მუხტის მატარებლების რეკომბინაციას და ამით მზის ელემენტის ეფექტურობას კიდევ უფრო ამცირებენ. ჩვენს მიერ შემოთავაზებულ გეომეტრიულ ლეგირებას (G-ლეგირებას) არ შეაქვს იონიზირებული მინარევები შედეგად ირდება მზის ელემენტის ეფექტურობა. ნანომესრის დამზადება არ საჭიროებს დიდ ფინანსურ ხარჯებს, რადგან ის არ მოითხოვს ძვირადღირებული ტექნოლოგიური პროცესებს. ნანომესერი მზადდება ინტერფერენციული ლიტოგრაფიით, რომელიც მარტივია სხვა გამოყენებულ

ტექნოლოგიურ პროცესებთან შედარებით. მას არ სჭირდება ძვირი ფოტოშაბლონები, ელექტრონულ-სხივური ლიტოგრაფიის და ღრმად ულტრააისფერი ლიტოგრაფიის ძვირადღირებული აპარატურა.

ჰიდროკარბონებიდან ენერგიის მიღება, მირითადად წვის საშუალებით წარმოებს. წვით პროცესის ეფექტურობა დაბალი, რადგან გარდაუვალია სითბური დანაკარგები ნანოსტრუქტურირების შედეგად დამზადებული ნიმუშეზი შესაძლებელია გამოყენებულ იყო ისეთი მოწყობილობებისათვის, როგორიცაა თერმოელექტრული, თერმიონული და თერმოტუნელური ენერგიის გარდამქმნელები. ისინი წვის პროცესში გამოყოფილ უქმ სითზოს პირდაპირ გარდაქმნიან ელექტრულ ენერგიად. მისი გამოყენების არეალი შესაძლებელი გაფართოვდეს და გამოყენებულ იქნას ყველგან, სადაც უქმი სითბო გამოიყოფა ხორციელდება მათ შორის ბირთვული რეაქტორებში. ამ მოწყობილობების ღირებულება მოცემულ მომენტში საკმაოდ მაღალია, მაგრამ ფასი მკვეთრად შემცირდება იმ შემთხვევაში, თუ მოხერხდება მათი ეფექტურობის გაზრდა. სამეცნიერო კველვის ერთ-ერთი მთავარი ეკონომიკური შედეგი სწორედ ეს იქნება. გარდა ამისა, პროექტის წარმატება გავლენას მოახდენს ისეთ მიმართულებებზე, როგორიცაა აეროვნავტიკური ინჟინერია, სენსორული სიტემები,ჭაბურღილების ელექტრონიკა და სხვა.

### თავი 1. ნახევარგამტარები და მათი თვისებები

ნაშრომის პირველ თავში საუბარია ნახევარგამტარების ტიპებზე, მათ კლასიფიკაციაზე. განვიხილავთ მათ სტრუქტურებს, ლეგირების სხვადასხვა გზებს, შევეხებით მათ ელექტრონულ თვისებებს და ყურადღებას შევაჩერებთ ისეთ ფიზიკურ პარამეტრებზე როგორიცაა ელექტრო გამტარებლობა, კუთრი წინაღობა, ელექტრონის კოეფიციენტი და ა.შ საუბარი გვექნება ძვრადობა, ჰოლის ელექტრული განვიხილავთ ელექტრონის გაბნევის სხვადასხვა გამტარებლობის მექანიზმზე, შემთხვევებს კრისტალში, რომელსაც ადგილი აქვს როგორც საკუთარ, ისე არასაკუთარ ნახევარგამტარებში, ასევე პოლარულ და არაპოლარულ ნივთიერებებში. საუბარი გვექნება ჰოლის ეფექტზე რომელიც საუკეთეოსო საშუალებაა ნახევარგამტარის თვისებების შესასწავლად და მათში გამტარებლობის ტიპის დასადგენად. საუბარი გვექნება მასალის ფიზიკური პატამერების ტემპერატურულ დამოკდიებულებაზე. განვიხილავთ როგორც თეორიულ, ასევე ექსპერიმენტულ შედეგებს რომელბიც ფართოდაა ცნობილი ლიტერატურაში.

#### 1.1 ნახევარგამტარების ტიპები და მათი ლეგირების გზები

თანამედროვე ტექნოლოგოებში მეტად მნიშნველოვანია ნახევარგამტარების როლი, რაც განაპირობებს მათ შესწავლას და კველევას სხვადასხვა მიმართლებით. ქიმიური ელემენტები და მათი შენაერთები ელექტრული თვისებების მიხედვით ოტ ზირითად ჯგუფად - დიელექტრიკი, ნახევარგამტარი, გამტარი და ზეგამტარები. ელექტრული გამატარებლობის მიხედვით ნახევარგამტარებს უჭირავთ შუალედური მდგომარეობა დიელექტრიკებსა და მეტალებს შორის. მათ კუთრი წინაღობა იცვლება  $10^{-3}$ - $10^{-5}$  დან  $10^4$ - $10^6$  ომი<sup>-1</sup> ს $1^{-1}$ -მდე. ნახევარგამტარული ელემენტები მენდელეევის პერიოდულ ცხრილში მე-4 ჯგუფში გხვდება, მათ შორის ყველაზე გავრცელებული მასალაა გერმანიუმი (Ge) და სილიციუმი (Si), რომლებიც წარმატებით გამოიყენება ინტეგრალური მიკროსქემების წარმოებაში. ნახევარგატარული შენაერთები მიიღება მე-3 და მე-5 ჯგუფის (ყველაზე გავრცელებული გალიუმის (Ga) და დარიშხანის (Ar) შენაერთი GaAr) აგრეთვე მე-2 და მე-6 ჯგუფის ელემენტების კომბინაციით (ციკის (Zn) და გოგირდის (S) კომბინაციით ZnS.) და ა.შ. მსგავსი შენაერთები ფართოდ

გამოიყენება თანამედროვე ტექნოლოგიურ წარმოებაში. ნახევარგამტარში ელექტრო გამტარებლობა ტემპერატურაზეა დამოკიდებული. ზოგიერთ შემთხვევაში, როდესაც ნახევარგამტარის ენერგია იცვლება (ცვლილება შეიძლება განპირობებული იყოს კრისტალური სითზური ენერგიით), სტრუქტურიდან გამომდინარე მისი გამტარებლობა იზრდება. მიღებული ენერგიის ხარჯზე სავალენტო ზონიდან ელექტრონები გადადიან გამტარებლობის ზონაში და მონაწილეობას იღებენ გამტარებლობაში. სავალენტო ზონაში წარმოიქმნება ხვრელები, რომელთა რაოდენობა და გამტარელობის ზონაში გადასული ელექტრონები რაოდენობა იქნება ასეთი სახის ნახევარგამტარს ერთმანეთის ტოლი ni=pi. საკუთარ ნახევარგამტარს უწოდებენ. სურათ 1.1 ზე წარმოდგენილია რამდენიმე საკუთარი ნახევარგამტარისათვის ტემპერატურის კონცენტრაციაზე დამოკიდებულების გრაფიკი [71].



სურ.1.1 საკუთარი ნახევარგამტარის ტემპერატურის კონცემტრაციაზე დამოკიდებულება.

როგორც გრაფიკიდან ვხედავთ, საკუთარ ნახევარგამტარებში კონცენტრაცია მაქსიმუმ 10<sup>18</sup> სმ<sup>-1</sup>-ს ( გერმანიუმის (Ge) შემთხვევაში 1000 K ტემპერატურაზე) აღწევს, ხოლო თუ დავაკვირდებით ოთახის ტემპერატურაზე, კონცენტრაცია 10<sup>15</sup> რიგის ფარგლებშია, რაც არასაკმარისია სხვადასხვა ნახევარგამტარული მოწყობილობების დასამზადებალად.

იმისათვის რომ გამტარებლობის ზონაში გავზარდოთ ელეტქრონების ან სავალენტო ზონაში ხვრელების კონცენტრაცია, საჭიროა ლეგირება საკუთარ ნახევარგატარში სხვა ელემენტის ატომების ჩანერგვით. ასეთი სახის ნახევარგამტარს არასაკუთარი ნახევარგამტარი ეწოდება. საკუთარი ნახევარგამტარებში ლეგირებას ეწოდება დონორული, როდესაც გამტარებლობის ზონაში იზრდება ელეტრონების რაოდენობა. დონორული ლეგირებას n-ტიპის ლეგირებასაც უწოდებენ. თუ Si კრისტალის ზოგიიერთ კვანძში სილიციუმის ატომებს ჩავანაცვლებთ მენდელეევის პერიოდული სისტემის მესამე ჯგუფის ელემენტით, მაგალითად ალუმინით (Al), მაშინ სავალენტო ზონაში გაიზრდება ხვრელების რაოდენობა, შედეგად გვექნება აქცეპტორული ანუ pტიპის ლეგირება. სურათ 1.2 ზე წარმოდგენილია Si, Ge და GaAr ლეგირების ხვადასხვა ელემენტებით [66]. ED და EA იონიზაციის ენერგიებია მილიელეტრო ვოლტებში (meV). დონორული ლეგირების შემთხვევაში არის იონიზაციის ენერგია ენერგია გამტარებლობის ზონის ქვემოთ, ხოლო აქცეპტორული ლეგირების შემთხვევაში ენერგიას სავალენტო ზონის ზემოთ. ( სურ 1.3 )

ნახევარგამტარი	n-ტიპი	ED	p-ტიპი	EA
GaAs	Si	5.8	С	26
	Ge	6.0	Be	28
	S	6.0	Mg	28
	Sn	6.0	Si	35
Si	Li	33	в	45
	Sb	39	Al	67
	Р	45	Ga	72
	As	54	In	160
Ge	Li	9.3	В	10
	Sb	9.6	Al	10
	Р	12.0	Ga	11
	As	13.0	In	11

სურ.1.2 Si, Ge და GaAr n და p ტიპის ლეგირება სხვადასხვა ქიმიური ელემენტებით და მათი იონიზაციის ენერგიები.



სურ.1.3 სილიციუმის p და n ტიპის ლეგირების სქემა [1.3]

საკუთარი ნახევარგამტარის ლეგირებისათის გამოიყენება დიფუზიის და იუნური ჩანერგვის მეთოდი. დიფუზიის მეთოდი ხორციელდება გაზური, თხევადი და მყარი მეთოდით (ქიმიური რეაქციები იხილეთ დანართ 1-ში). იონური ჩანერგვა ხორციელდება ნახევარგამტარის ზედაპირზე მაღალი ენერგიის მქონე იონური გაზით, რომელიც დიდი ენერგიით ეჯახება ზედაპირს, ნივთერების ატომები აღწევენ კრისტალში და წარმოქმნიან ბმას მესრის სხვა ატომებთან. ზემოთხსებული ტექნიკის გამოყენების შემთხევაში ნახევარგამტარში წარმოიქმენება მინარევი ელემენტები, რომლებიც ქმნიან რა გაბნევის ცენტრებს, ამცირებენ ელექტრულ გამტარელობას და ელექტრონის ძვრადობას.

ნახევარგამტარის ლეგირების ალტერნატიული საშუალებაა მოდულირებული ლეგირება და პოლარიზებული ლეგირება [41]. მოდულირებული ლეგირება ნახევაგრამტარის ზედაპირზე ხორცილდება სხვადასხვა ნივთერებების ფენების ეპიტაქსიით. მაგალითისათვის AlGaAs დაფენა GaAs--ზე Si ფუძეშრით [41][44]. მსგავს კონცეფციაზე დაფუძნებით შეიქმნა მოდულირებული ლეგირების ველის ეფექტური ტრანზისტორი (MODEFT). ზემოთ ნახსენები ლეგირება არ საჭიროებს მინარევებს,

7

შესაბამისად, ამ პირონციპით ლეგირებული ნახევარგამტარები გამოირჩევიან ელექტრონის მაღალი ძვრადობით.

სადისერტაციო ნაშრომში შემოთავაზებული ლეგირების ახალი მეთოდი, გეომეტრიული ლეგირება, რომელეიც წარომადგენს სიახლეს განავახორციელოთ ნახევარგამტარის ლეგირება გეომეტრიული პარამეტრების ცვლილებით, დამატებითი მინარევების ჩანერგვის გარეშე. ამის შესახებაც დეტალურად მომდევნო თავებში გვექნება საუბარი.

#### 1.2 ფერმის ენერგია და კვატური მდგომარებების სიმკვრივე

როგორც წინა თავში აღვნიშნეთ ნახევარგამტარებში ენერგეტიკული დონეების მიხედვით გვაქვს სავალენტო და გამტარებლობის ზონა. გამტარებლობის ზონასა და სავალენტო ზონას შორის ენერგეტიკულ შუალედს ენერგეტიკული ღრეჩო ეწოდებთ. ნახევაგამტარები გამტარების თვისებები დამოკიდებულია ენერგეტიკული ღრეჩოს სიდიდიდეზე. მაგალითად, სილიციუმისათვის ის 1,1 ელექტრონ ვოლტის ტოლია. საკუთარ ნახევარგამტარებში ელექტრონების რაოდენობა, რომელთაც დაკავებული აქვს შესაბამისი ენერგეტიკული დონეები შემდეგი ფორმულით გამოითვლება:

$$n = \int_{EC}^{\infty} \mathcal{D}(E) F(E) dE \qquad (1.1)$$

აქ D(E) კვანტური მდოგმარეობების სიმკვრივეა, ხოლო F(E) დონეების შევსების ფუნქციაა. ენერგეტიკული დონეების შევსების ფუნქცია დამოკიდებულია ტემეპერატურაზე და ენერგიაზე. ის მოიცემა ფერმი-დირაკის განაწილების ფუნქციით:

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - Ef)/kT}$$
 (1.2)

ფორმულაში Erფერმის ენერგიის დონეა. მას ფერმის ენერგიას ვუწოდებთ. ზოგჯერ იგი მოიხსენეიბა როგორც ქიმიური პოტენციალი. [1.6]. საკუთარ ნახევარგამტარებში ფერმის დონე გამოითვლება შემდეგი ფორმულით:

$$Ef = \frac{Ec + Ev}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{Dv}{Dc} \quad (1.3)$$

სადაც Dv და Dc ეფექტური მდგოამროებების სიმკვრივეებია სავალენტო და გამტარებლობის ზონაში. 1.3 ფორმულიდან ვხედავთ რომ ფერმის ენერგია

მდებარეობს ენერგეტიკული ღრეჩოს შუაში, მისი შუიდან გადახრა განპირობებულია ტემპერატურის ცვლილებით. არასაკუთარ ნახევარგამტარებში p ლეგირების შეთხვევაში ზონური სურათი მოცემულია სურათ 1.4-ზე. პირველ შემთხვევაში ტემპერატურა ნული კელვინია, როდესაც ტემპერატურა იზრდება, იზრდება ასევე სავალენტო ზონიდან ამომხტარი ელექტრონების რიცხვი, რომელბიც იწვევენ აქცეპტორულ ატომების იონიზაციას. სავალენტო ზონაში წარმოიქმენება ელექტრონის დეფიციტი რომლებსაც ხვრელეს უწოდებენ. აქცეპტორული ლეგირების დროს ფერმის დონე მოთავსებულია აქცეპტორულ და სავალენტო დონებს შორის. ხვრელების კონცენტრაცია გამოითვლება შემდეგი ფორმულით:



$$p = Dp \, exp[-\frac{(Ef - Ev)}{KbT} \quad (1.4)$$

სურ.1.4 ზონური სურათი p ტიპის ლეგირების დროს [23]

n- ტიპის ლეგირების შემთხევაში დონორული შრე შევსებულია ელექტრონებით, ხოლო ფერმის დონე მდებარეობს მის ზევით გამტარებლობის ზონამდე. როგორც კი ტემპერატურა აბსულუტურ ნულს აცდება, დონორი ატომები განიცდიან იონიზაციას, რადგან ელექტრონები იწყებენ გამტარელობის ზონაში გადასვლას და დონორულ ზონაში წარმოიქმნება ხვრელები (სურ 1.5).



*სურ.1.5 ზონური სურათი n ტიპის ლეგირების დროს [23]* ელექტრონების კონცენტრაცია გამტარებლობის ზონაში შემდეგი ფორმულით გამოითვლება:

$$n = Dn \exp\left[-\frac{(Ec - Ef)}{KbT}\right]$$
(1.5)

ფორმულაში Dn ელექტრონების სიმკვრივეა გამტარებლობის ზონაში, ხოლო Dp ხვრელების სიმკვრივე სავალენტო ზონაში.

კვანტური მდგოამრეობის სიმკვრივე იძლევა იმის რიცხობრივ მნიშვნელობას თუ რამდენი მდგომარეობის დაკავების შესაძლებლობაა ენერგეტიკულ დონეზე. ნახევარგამტარისათვის კვანტური მდგომარეობების სიმკვრივე განსაზღვრავს იმ ენერგეტიკული დონეების რაოდენობას, რომელთა დაკავებაც ელექტრონებს შეუძლიათ. ის ნულის ტოლია, როდესაც არ გვაქვს ვაკანტური ენერგეტიკული დონე. სურათ 1.5 წარმოდგენილია სხვადასხვა განზომილების ნახევარგამტარის კვანტური მდგომაორების დამოკდიებულება ენერგიაზე.



სურ.1.5 სქემატური სურათი სადაც წარმოდგენილია სხვადასხვა განზომილების ნახევაგამტარებისათვის კვანტური მდგომაროების სიმკვრივის ენერგიაზე დამოკიდებულება შესაბამისი ფორმულირებით [30] [45]

კვანტური მდგომარეობის სიმკვრივის გამოთვლა შესაძლებელია ზემოთ მოცემლი ფორმლების საშუალებით. თანამედროვე გამზომი ხელსაწყოების განვითარების შედეგად მოხერხდა ნანოსტრუქტურებისათვის მდგომარებოსი სიმკვრივის გაზომვა სკანირებადი ტუნელური მიკროსკოპით. მისი საშუალებით დგინდება ფუნქციონალური დმოკიდებულება გაზომილ ძაბვასა და მიწოდებულ დენს შორის. ლოკალური მდგომარეობის სიმკვრივის პირველ მიახლოება გამოითვლება dI/dV წარმოებულით. ლოკალური მდგომარეობის სიმკვრივე წარმოადგენს შევსებული და ვაკანტური მდგომარეობების რაოდენობრივ მახასიათებელს მოცულობის და ენერგიის არეში [14].

#### 1.3 ნახევარგატარების ელეტრონული თვისებები

ნახევარგამარული მოწყობილობების დასამზადებლად აუცილებელია ნივთიერებების და მათგან დამზადებული მასალების ელექტრული თვისებების შესწავლა. იმისათვის რომ ნივთიერების ისეთი მაკროსკოპული პარამეტრები დავადგინოთ, როგორიცაა ძვრადობა, გამტარებლობა, საჭიროა გავარკვიოთ კრისტალში ელექტრონის მომრაობას მიკროსკოპული მექანიზმი. ელექტრონები მომრაობისას განიცდიან სხვადასხვა სახის გაბნევებს, რომელთაგან ყველაზე მნიშვნელოვანის გაბნევები კრისტალის ატომებზე და მინარეულ იონებზე.

კრისტალში ელექტრონების მოძრაობის სრულყოფილად წარმოსადგენად განვიხილოთ ამ მოძრაობის დროს ყველა გაბნევის შესაძლო გზები: გაბნევები ნეიტრალურ მინარევებზე, იონურ მიანრევებზე, აგრეთვე აკუსტიკურ-ფონონური, პიეზოელექტრული, ოპტიკურ ფონონური და პოლარულ ოპტიკური გაბნევები.

პოლარული და არაპოლარული ოპტიკურ ფოფონური გაბნევა ხდება დომინანტური მხოლოდ მაღალი ტემპერატურული რეჟიმის დროს (T>300 K), ან ძლიერი ელექტრული ველის არსებობის შემთხვევაში. არაპოლარული ოპტიკურ ფონონური გაზნევა შესაძლებელია განიხილოთ, როგორც აკუსტიკურ ფონონური ურთიერთქმედებისა ერთ-ერთი სახეობა. მენდელლევის სისტემის II-VI და III-V სვეტში არსებული პოლარული და იონური ნახევარგამტარებისათვის პოლარულ ოპტიკური გაბნევის მექანიზმი ხდება დომინანტური ოთახის ტემპერატურაზე. ამ კრისტალებში დადებითად და უარყოფითად დამუხტული ატომების მომრაობისას წარმოქმნება ოსცილირებადი დიპოლები, მათ რხევით მოძრაობას ეწოდება პოლარულ ოპტიკური რხევის მოდა. პოლარულ კრისტალებში, მაგალითად GaAr გამტარებლობაში მონაწილე ელექტრონებისა და ოპტიკური სახის ფონონების წყვილდება, რომელბიც გაბნევის საუკეთესო ცენტრები ხდებიან. ელექტრონის ძვრადობა მოიცემა ფორმილით:

$$\mu_{\rm po} = \frac{8qa_0}{3(2\pi mk_{\rm B}\Theta)^{1/2}} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_{\rm s}}\right)^{-1} \left(\frac{m_0}{m^*}\right)^{1/2} \frac{\chi(Z_0)[\exp(Z_0) - 1]}{Z_0^{1/2}}$$
(1.6)

სადაც  $\varepsilon_s = \varepsilon_{\infty} (\omega_1/\omega_s)^2$ ,  $\theta = h - \omega_1/k_B$ ,  $a_0 = \hbar^2/mq^2$  და  $Z_0 = \theta/T$ , ხოლო  $\omega_1$ გასწვრივი ოპტიკური კუთხური სიხშირეა,  $\chi(Z_0)$  სიდიდეა რომლეიც განსაზღვრულია ფონონების ჰოვარდისა და ზონდჰაიმერის მიერ [1.17]. როგორც ფორმულიდან ვხედავთ, პოლარულ-ოპტიკური გაზნევის შემთხვევაში ექსპონენციალურადაა ძრვადობა დამოკიდებული ტემპერატურაზე  $\mu_{P^{o}} \approx \exp(\theta/T)$ , რის გამოც დაბალი ტემპერატურის მის საერთ ძვრადობაში პირობებში გავლენა სუსტება. არაპოლარულ ნახევარგამტარულ ნივთიერებებში, მაგალითად სილიციუმი (Si) და გერმანიუმი (Ge), ოთახის ტემპერატურის პირობებში გაბნევა გამოწვეულია გასწვრივი მოდის მქონე ფონონის შთანთქმით ან გამოსხივებით. ტემპერატურის ზრდასთან ერთად იზრდება არაპოლარული ფონონების გავლენა ელექტრონის გაბნევაზე. ამ დროს ძვრადობისათვის μφ ოპტიკურ ფონონურ შემთხვევაში გვექნება:

$$\mu_{\rm op} = \frac{4\sqrt{2\pi} \ \hbar^2 q \ \rho \ \sqrt{k_B \Theta_D}}{3 \ m^{*5/2} \ D^2}$$
(1.7)

სადაც D² ოპტიკური დეფორმაციის პოტენციალის მუდმივაა ხოლო θ₀ დებეის ტემპერატურაა [1.17] ძვრადობის ტემპერატურაზე დამოკდიებულებას შემდეგი სახე აქვს:

$$\mu_{\rm op} \approx (\theta_{\rm D}/T)^{5/2} \exp(e^{\theta_{\rm D}/T} - 1)$$
 (1.7.1)

ფორმულიდან ვხედავთ რომ დაბალი ტემპერატურის პირობებში (დებაის ტემპერატურis სიახლოვეს) მისი გავლენა ელექტრონის ძვრადობაზე უმნიშნველოა. პოლარული ნახევარგამარებისათვის ბმული სისტემები ნაწილობრივ ონიზირებულია, და მას არ გააჩნია ინვერსიული სიმეტრია, რის შედეგადაც გამტარი ელექტრონები განიბნევიან გასწვრივი მოდის მქონე აკუსტიკურ ფონონებზე, რასაც პიეზოელექტრული გაბნევის ეწოდება. ძვრადობას კი შემდეგი სახე ექნება:

$$\mu_{\rm pz} = \frac{16\sqrt{2\pi}\hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{\rm s}}{3m^{*3/2} \,\mathrm{q} \ K^2 (k_{\rm B}T)^{1/2}} \quad (1.8)$$

სადაც  $\varepsilon_s = \varepsilon_{\infty}(\omega_1/\omega_s)^2$ . პიეზოელექტრული გაბნევის დროს ელექტრონის ძვრადობა  $\mu_{pz} \approx T^{-1/2}$  პროპორციულია. III-V სვეტის პოლარული ნახევარგამტარებისათვის T=300 K შეესაბამება  $\mu_{pz}=1.7 \ 10^{5} \ (\mathrm{b}\theta^2/\mathrm{gmm}$ ტი \* წმ) [1.17]. დაბალ ტემპერატურებზე ელექტრონის გაბნევა არაიონიზირებულ მინარევებზე მნიშვნელოვანია. ისინი მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ გაბნევის პროცესში.

საკუთარ ნახევარგამტარში ტემპერატურის შემცირების დროს ზედაპირულ ფენაში არსებული მუხტის გადამტანები იყინებიან და მალიან დაბალ ტემპერატურაზე მინარეული იონები ფაქტიურად ნეიტრალურები ხდებიან. იმის გამო რომ გამფატავი ცენტრები ნეიტრალურია, შესაბამისი პოტენციალი შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ როგორც მართკუთხა პორენციალური ორმო. ასეთ ორმოში ელექტრონებისათვის და ხვრელებისათვის ზედეპირულ დონეზე არსებულ ნეიტრალურ მინარევებზე გაბნევა დომინანტური ხდება. μ₀ მოიცემა ფორმულით:

$$\mu_{\rm N} = \frac{q \tau_{\rm N}}{m^*} = \frac{\pi^2 m^* q^3}{10 \varepsilon_0 \varepsilon_{\rm s} N_{\rm N} h^3}, \qquad (1.9)$$

N<sub>N</sub> ნეიტრალური მინარევების რაოდენობაა. იგი ცალსახად განსაზღვრულია მხოლოდ ძალიან დაბალ ტემპერატურებზე.

კრისტალის ატომებზე ელექტრონის გაბნევას აკუსტიკურ ფონონური გაბნევა ეწოდება. ასეთი გაბნევისთვის ელექტრონის ძვრადობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება მოიცემა ფორმულით[58]:

$$\mu_{\rm a} = \left(\frac{2\sqrt{2\pi}q\hbar^4 c_{\rm l}}{3m_{\rm n}^{*3/2}m_{\rm c}^*k_{\rm B}^{3/2}E_{\rm c1}^2}\right)T^{-3/2} \quad (1.11)$$

μ<sub>a</sub> ელექტრონის ძვრადობაა აკუსტიკურ ფონონებთან ურთიერთქმედების პირობებში, m<sup>\*</sup><sub>c</sub> გამტარებლობის ეფექტური მასა, E<sub>d</sub> დეფორმირმაციის პოტენციალის მუდმივაა. ლეგირებულ ნახევარგამტარში კრისტალის კვანძებში მოთავსებულია მინარეული იონები, რომელთანაც ურთიერთქმედებს ელექტრონი, ამ დროს μi ძვრადობა [26] შემდეგი ფორმულით მოიცემა:

$$\mu_{\rm I} = \frac{64\sqrt{\pi}\varepsilon_0^2 \varepsilon_{\rm s}^2 (2k_{\rm B}T)^{3/2}}{N_I q^3 \sqrt{m^*} \ln\left(\frac{12m^* k_{\rm B}^2 T^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{\rm s}}{q^2 \hbar^2 n'}\right)} \quad (1.12)$$

სადაც № იონური მინარევების კონცენტრაციაა, m<sub>e</sub>-ეფექტური მასა. 1.12 ფორმულიდან ვხედავთ, რომ იონური მინარევების შემთხვეაში ელექტრონის ძვადობა ტემპერატურაზე μ⊧≈T<sup>3/2 -</sup>ია.

ნახევარგამტარისათვის სრული ძვრადობა განისაზღვრება მათიენსენის კანონით [26]

$$\mu^{-1} = \sum_{k=0}^{n} (\mu_{\rm K})^{-1} \quad (1.13)$$

სადაც K გამოსახავს თითოეული ურთეირთქმედების მექანიზმს,  $\mu^k$  - ამ მექანიზმის შესაბამის ძვრადობას. არასაკუთარი ნახევარგამარებისათვის ძვრადობას განსაზღვრავს კრისტალურ და იონურ მინარევებთან ურთიერთქმედება, რომელებიც დომინანტურია სხვა გაბნევის მექანიზმთან შედარებით, სრული ძვრადობისათვის მათიესენის კანონი [1.13] შემდეგ სახელ მიიღებს:

$$\mu^{-1} = \mu a^{-1} + \mu i^{-1} \qquad (1.13.1)$$

სურათი 1.6-ში წარმოდგენილია სილიციუმის n და p ტიპის ლეგირებისთვის ოთახის ტემპერატურაზე ძვრადობის დამოკიდებულება კონცენტრაციაზე.



სურ.1.6 ელექტრონის ძვრადობის ლეგირებაზე დამოკიდებულება Si ნივთიერებისათვის 300 K ტემპერატურაზე.[69]

ელექტრონის ძვრადობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება ფონონურ და მინარევებთან გაფანტვის შემთხვევაში სხვადასხვა ყოფაქცევისაა. ელექტრონის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე სხვადასხვა მინარევის კონცენტრაციის დროს წარმოდგენილია 1.7 სურათზე.



სურ.1.7 ელექტრონის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე. Si ნივთიერებისათვის სხვადასხვა ჯამური კონეცნტრაციის პირობებში. [17]

მინარევების დაბალი კონცენტრაციის დროს ელექტრონის ძვრადობა მეტწილად დამოკიდებულია ფონონურ ურთიერთქმედებაზე რაც 1.11 ფორმულის საშუალებით მოიცემა, გაზომვის შედეგებიდან, რომლებიც 1.7 სურათზეა წარმოდგენილი ჩანს, რომ ტემპერატურული დამოკიდებულება განსხვავდება  $T^{-1.5}$  ყოფაქცევისგან რაც გამოწვეული სხვა ტიპის გაბნევის მცირედი წვლილით. 1.7 სურათიდან ჩანს რომ ოთხის ტემპერატურაზე ძვრადობა დაბალი კონცენტრაციის შემთხვევაში n- ტიპის სილიციუმისათვის  $T^{-2.42}$  მიხედვით იცვლება, ხოლო p-შემთხვევაში -  $T^{-2.2}$ .

ნახევარგამტარული მასალებისათვის ელექტრონული და ხვრელური გამტარებლობა მათ კონცენტრაციის და ძვრადობის ფუნქციაა.

$$\sigma = \rho^{-1} = e(N_n \mu_n + N_p \mu_p) \qquad (1.14)$$

n და p ტიპის ნახევარგამტარებისთვის კუთრი წინაღობები  $ho_n, 
ho_p$  ასე განისაზღვრება:

```
\rho_n = 1/e N_n \mu_n \tag{1.19}
```

$$\rho_p = 1/e N_p \mu_p \tag{1.16}$$

ოთახის ტემპერატურაზე კუთრი წინაღობის კონცენტრაციაზე დამოკდიებულებას Siთვის შემდეგი სახელ აქვს [15]



სურ.1.8 n და p ტიპის Si ნივთიერებისათვის კუთრი წინაღობის კონცენტრაციაზე დამოკიდებულება 300 K ტემპერატურაზე.

Si ნახევარგამტარები ლეგირებულია ფოსფორით და ბორით. სურათიდან ვხედავთ კონცენტრაციის ზრდა იწვევს კუთრი წინაღობის შემცირებას რაც ელექტრონის ძვრადობის შემცირებითაა გამოწვეული. კონცეტრაციის ზრდა იწვევს მინარეული იონების ზრდას, რაც თავის მხრივ ზრდის მინარევებზე გაბნევის წვლილს (1.13 ფორმულაა), შედეგად მცირდება ელექტრონის საერთო ძვრადობა.

#### 1.4 ჰოლის ეფექტი

B მაგნიტური ინდუქციის ველში მოთავსებული J დენის სიმკვრივის მქონე გამარში წარმოიქმნება ველი რომელსაც ჰოლის ველი ეწოდება და იგი კომპენსირებულია ლორენცის ძალით. ეს ბალანი შეგვიძლია ასე ჩავწეროთ: q[E+v x B]=0 ჰოლის ძაბისათვის [20] დონორული ლეგირების შემთხვევაში V<sub>H</sub>=-IB/eN<sub>e</sub>H სადაც H ნიმუშის სისქეა ხოლო № ელექტრონების კონცენტრაციაა.

ნახევარგამტარული ნითიერებების ელექტრული თვისებების შესასწავლად მნიშვნელოვანი აღმოჩონა იყო ჰოლის ეფეტი. ჰოლის ეფექტი გამოიყენებით შესაძლებლობა გვაქვს განისააზღვორს ნახევარგამტარის ტიპი. ჰოლის კოეფიციენტის გაზომვით დგინდება ელექტრონების კონცენტრაცა და ძვრადობა. ჰოლი კოეფიციენტი ელექტრონულ ხვრელური გამტარებლობის დროს შემდეგი თანაფარდობით მოიცემა [25]:

$$R_{H} = \frac{r_{H}}{q} \frac{\mu_{p}^{2} p - \mu_{n}^{2} n}{(\mu_{p} p + \mu_{n} n)^{2}}$$
(1.17)

სადაც тн ჰოლის ფაქტორია, მისი მნიშვნელობა 1 დან 2 შუალდშია. ჰოლის ფაქტორი დენის გადამტანების დაჯახებებს შორის დროის ფუნქციაა, რომელიც გამა ფუნქციებით გამოისახება. ფონონური გაბნევის შემთხვევაში тн=1.18 ხოლო იონური მინარევებზე განევის შემთხვევაში тн=1.93 [69]. p და n ტიპის ნახევარგამტარებისათვის 1.17 დან შეგვიძლია განსვსაზღვროთ ჰოლის კოეფიციენტი თითოეულ შემთხვევაში:

$$\begin{split} R_{H} &= \frac{r_{H}}{qp} \qquad p \gg n \\ R_{H} &= -\frac{r_{H}}{qn} \qquad n \gg p \end{split} \tag{1.18}$$

ჰოლის ძვრადობა განისაზღვრება როგორც ნამრავლი ჰოლის კოეფიციენტის და ელექტრო გამტარებლობის:  $\mu_H = |R_H| \sigma$ . 1.14 ფორმულის გამოყენებით მივიღებთ თანაფარდობას

$$\mu_H = r_H \mu \tag{1.19}$$

ჰოლის ძვრადობას და საერთო ძვრადობას შორის განმასხვავებელია ჰოლის ფაქტორია.

## თავი 2. გეომეტრიული ლეგირება

ამ თავში განვიხილავთ გეომეტრიულ ლეგირების მექანიზმს რომელსაც Gლეგირებასაც ვუწოდებთ. ასევე მიმოვიხილავთ ანალიზურ და რიცხობრივ მეთოდებს, რომელიც გამოიყენება გეომეტრიის შეცვლის შედეგად ჩამოყალიბებული კვანტური მდგომარეობების განსასაზღვრად. განვიხილავთ დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდს, რომელის საშუალებითაც მოხერხდა საკუთარი მდგომარეობების დათვლა პირველი 5 კვანტური მდგომარეობისთვის. შედეგი შედარდა პრტყელი არასტრუქტურირებული ფენის კვანტურ მდგომარეობებთან. შედეგები წარმოდგენილია 2.4 ქვეთავში.

#### 2.1 გეომეტრიული ლეგირების თეორია

კვანტური ფიზიკის განვითარებამ [34] [35] საშუალება მოგვცა მასალებში შეგვესწავლა მოველენები, რომლებიც ნანო მასშტაბის მოვლენებზე დაიკვირვება და შესაბამისად კვანტური ბუნების მატარებელია. განსხვავებული გორმიით და ზომით დამზადებულ ნანო სტრუქტურებზე დაკვირვებით გვიჩვენებს რომ კვანტური ბუნების გამო მასალის მახასიათებლები მკვეთრად იცვლება. [3-9] თხელი ფირების შემთხვევაში ნანოსტრუქტურირებული მასალების თვისებები დამოკიდებულია არა მხოლოდ მათ სისქეზე არამედ მათ ზედეპირის გეომტრიაზეც.

ზედაპირის გეომეტრიული პარამეტრია *G(H.w.a)*, რომელიც თავისი მხრივ დამოკიდებულია სიღრმეზე, პერიოდზე და ფირის სისქეზე. სქემატურ ნახაზზე წარმოდგენილია ნიმუშის კვეთის სურათი, სადაც w სტრუქტურის ნახევარ პერიოდია, a სტრუქტურის სიღრმე, H გასაშვალებული სისქე, ხოლო გამტარი ფენის სისქე H+a/2. სწორედ G გეომეტრიული ფაქტორი განაპირობებს თხელი ფირის ელექტრული თვისებების ცვლილებას.

20



სურ. 2.1 წანოსტრუქტურირებული ნიმუშის სქემატური სურათი კვეთაში.

თხელი ფენის ნიმუშებში, როდესაც სტრუქტურის სიღრმე დე ბროილის ტალღის სიგრⴋის  $(\lambda D)$ რიგისაა, ნანო სტრუქტურირება იწვევს ელექტრული და თერმოელექტრული თვისებების მნიშვნელოვან ცვლილებას. კვანტურ-მექანიკური თვალსაზრისით, სტრუტურის გეომეტრიიდან გამომდინარე, ელექტრონის ტალღურ ფუნქციას ედება სასაზღვრო პირობა, რაც მივყავართ სისტემის ზოგიერთ კვანტური მდგომარეობების აკრძალვამდე. შედეგად კვენტური მდგომარეობების სიმკვრივის შემცირება. ელექტრონებს, რომელთა კვანტური მდგომარეობები სტრუქტურირების გამო აიკრძალა, უწევთ დაიკავონ მაღალი თავისუფალი ენერგეტიკული დონეები. რის გამოც იზრება ფერმის დონე.



სურ. 2.2 წანოსტრუქტურირებული ნიმუშის სქემატური სურთი.

კვანტური მდგომარეობების შემცირება შეიძლება აიხსნას ნივთიერებაში დე ბროლის ტალღის ყოფაქცევით. სურათ 2.2-ზე წარმოდგენილია სქემა, სადაც ნაჩვენებია ელექტრონის მოძრაობა ნანოსტრუქტურირებულ ნივთერებაში. წარმოვიდგონოთ, რომ ელექტრონები, რომლთა ენერგია გაცილებით ნაკლებია ფერმის ენერგიაზე ( $E < E_i$ ), მოძრაობს ნივთიერებაში სტრუქტურის მიმართლებით. თუ არეკვლა მოხდება სტრუქტურის ორი ზედაპირიდან, რომელთა შორის მანძილი  $a = \lambda D/4$ , არეკლვლილი ტალღები ინტერფერენციის შედეგად ერთმანეთს ჩაახშობენ. ენერგიის ენაზე ეს ნიშნავს, რომ მოცემული ენერგიის ელექტრონები უკან ვერ დაბრუნდებიან. ამავე დროს მათ არ აქვს საკმარისი ენერგია რომ დატოვონ ნივთირება და გადავიდნენ ვაკუუმის მდგომარეობაში, რაც იგივეა გადალახოს პოტენციური ბარირერი, რადგან მათი ენერგია ნაკლებია ფერმის ენერგიაზე. კვანტურ-მექანიკური თვალსაზრისით ყველა შესაძლო არსებული მდგოამარეობა მოცემული ელექტრონებისათვის აკრძალულია. რადგან ყველა საბოლოო მდგომარეობა აკრძალულია, აკრძალული იქნება ასევე საწყისი მდგომარეობა ტალღური ვექტორით k=  $\pi/2a$ .



სურ.2.3 ენერგეტიკული დიაგრამა ბრტყელი და ნანოსტრუქტურირებული ნიმუშებისათვის

ბრტყელი და სტრუქტურირებული ნახევარგამტარული ნივთიერებებისათვის ენერგეტიკული დიაგრამა მოცემულია სურ. 2.3-ზე. წითელი გადახაზული მონაკვეთები შეესაბამება სტრუქტურირების შედეგად აკრძალულ მდგომარეობებს. ელექტრონებს, რომელბიც იმყოფებოდნენ სავალენტო ზონაში, აკრძალვის გამო უწევთ იპოვონ თავისუფალი მდგომარეობები. რამდენადაც სავალენტო ზონაში ყველა მდგოამრეობა დაკავებულია, ელექტრონები იძულებული ხდებიან დაიკავონ მდგოამროებები გამტარებლობის ზონაში მაღალი ენერგიით. შესაბამისად ფერმის ენერგია იზრდება. გეომეტრიული ფაქტორით გამოწვეული კვანტური მდგოამრეობის სიმკვრივის ცვლილება შემდეგი ფორმულით ჩაიწერება:

$$D(E)=D_0(E)/G$$
 (2.1)

აქ D(E) და Do(E) კვანტური მდგომარეობების სიმკვრივეა სტრუქტურირებამდე და სტურუქტურირების შემდეგ. აკრძალული მდგომარეობების სიმკვრივე გამოითვლება ფორმულით:

$$D_f(E) = D_0(E) - D_0(E)/G = D_0(E)(1-1/G)$$
 (2.2)

აკრძალვის შედეგად მაღალ დონეებზე გადასული ელექტრონების რაოდენობა გამოითვლება (3.2) ფორმულას ინტეგრებთ კონფაინმენტის ენერგიის არეში.

$$n = \int_{conf} Df(E) dE = \left(1 - \frac{1}{G}\right) \int_{conf} D0(E) dE \quad (2.3)$$

n<sub>con</sub>=∫<sub>conf</sub> D₀(E)*dE* ინტეგრალული გამოსახულება კვანტური მდგომარეობების რაოდენობაა ერთეულ მოცულობაში კონფაინმენტის ენერგიის არეში.



ბრტყელი ზედაპირი ნანოსტრუქტურირებული ფენა

### სურ.2.4 ელექტრონის კონფაინმენტის ენერგიის არე ბრტყელი და ნანო სტრუქტურის შეთხვევაში.

კონფაინმენტს ადგილი აქვს ხოლოდ ვიწრო ენერგეტიკულ შუალედში (სურ.2.4), რომელშიც G ფაქტორი ენერგიისგან დამოუკიდებელია. კონფაინმენტის ენერგიის არე
სურათზე გამოყოფილია დაშტრიხული ბადით. როდესაც თხელი ფირის გაზრდა ნახევარ გამტარულ ფუძე შრეზე მიმდინარეობს, მაშინ კონფაინმენტის ენერგიის რეგიონი წარმოადგენს ზონის შესწორებას (ოფსეტს).

ჩვენ მიზანს წარმოადგენს კვანტური მდგომარეობების დადგენა გეომეტრიული სტრუქტურის შეცვლის პირობებში, რისთვისაც საჭიროა ამოიხსნას შრედინგერის სტაციონალური განტოლება შესაბამისი სასაზღვრო პირობებით: Ψ(*x*=0)= Ψ(*x*=w)

$$E\Psi(\mathbf{r}) = \left[\frac{-\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(\mathbf{r})\right]\Psi(\mathbf{r})$$
(2.4)

2.4 განტოლების ზუსტი ანალიზური ამოხსნა ნანოსტრუქტურირებული გეომეტრიის შემთხვევაში შეუძლებელია. მათემატიკური თვალსაზრისით მისი ფორმულირება იგივეა რაც ელექტრომაგნიტური ტალღის გავრცელება, როდესაც მაგნიტური ველის მიმართლება არ ემთხვევა ტალღის გავრცელების მიმართლებას. ის ჩაიწერება ჰელმჰოლცის განტოლებით და დაედება დირიხლეს სასაზღვრო პირობები. კვანტური მდგომარეობების სიმკვრივის მიახლობითი ანალიზური ამოხსნის შესაძლებელია ვეილის ფორმულის და რეის თეორიის გამოყენებით, რომელიც ცნობილია კაზიმირის ეფექტით.

მიკრო და ნანოელექტნონიკაში ყველაზე ხშირად გამოიყენება Si, GaAs და ა.შ ნახევარგამტარები. მათ ლეგირება იონების ჩანერგვით ხდება, რაზეც წინა თავში გვქოდნა საუბარი. კლასიკური ლეგირებისგან განსხვავებით G ლეგირება საშუალებას იძლევა გავზარდოთ ელეტქრონების რიცხვი გამატარებლობის ზონაში. სტრუქტურირების შედეგად გამოწვეული კონფაინმენტის რეგიონები უზრუნველყოფენ გეომეტრიულ ლეგირებას.



სურ.2.5 სტრუქტურირებული და ლეგირებული ნახევარგამტარის სქემატური სურათი

გეომეტრიული ლეგირების პრინციპი დონორული ლეგირების მსავსია: ორივე შემთხვევაში იზრდება გამტარი ელეტქრონების კონცენტრაცია. თუმცა G ლეგირებისას არ გვაქვს იონური მინარევები, რაც გამორიცხავს ელექტრეონების გაბნევას იონებზე. ელექტრონები მხოლოდ სილიციუმის ატომებზე განიბნევიან, შედეგად იზრდება ელექტრონების ძვრადობა.

#### 2.2 ანალიზური და რიცხობრივი მეთოდები

მნიშვნელოვან პრობლემას გეომეტრიული ლეგირების დროს წარმოადგენს გეომეტრიული ფაქტორის გამოთვლა ანუ კვანტური მდგომარეობების სიმკვრივის დადგენა. მათემატიკურად კვანტური მდგოამრეობის სიმკვრივის შემცირება და ელექტრომაგნიტური მოდების ჩახშობა [76][18] ერთი და იგივე მათემატიკური ფორმალიზმით აღიწერება. ამოსახსნელია ჰელმჰოლცის განტოლება დირიხლეს საასზღვრო პირობით. საწუხაროდ ნანოსტრუქტურირებული გეომეტრიისათვის არ არსებობს ზუსტი ანალიზური ამონახსნი. არსებობს დირიხლეს სასაზღვრო პირობებით ჰელმჰოლცის კერძო წარმოებულიანი დიფერეციალური განტოლების ამოხსნის როგორც ანალიტიკური ასევე რიცხობრივი მეთდები. ანალიზური ამოხსნა ხორციელდება როგორც ე.წ ანალიტიკური სერიების მეთოდით ( 19.1 ), ასევე ვეილის ფორმულის [65][31] გამოყენებით, რაც საშუალებას გვაძლევს გამოვიანგარიშოს კვანტური მდგომარეობების სიმკვრივე როგორც ზედაპირის ფართობისა მოცულოასთან შეფარდება.



სურ.2.6 ორ მოცულობად დაყოფილი სტრუქტურირებული ნიმუშის კვეთა.

როდესაც სტრუქტურის სიღრმე გაცილებით ნაკლებია ფენის სისქეზე a«H 2.4 განტოლების ანალიზური სახით ამოსახლსნელად გამოიყენება მოცულობითი შეშფოთების თეორია [47] მეთოდის ძირითადი აზრის მიხედვით მოცულობა დაყოფილია ორ ნაწილად, მთვარი და დამატებით მოცულობებად, სადაც დამატებით მოცულობის სიდიდე გაცილებით ნაკლებია ვიდრე მთავარი მოცულობზე. სურათ 2.6 ზე წარმოდგენილია დამატებით და ძირითადი მოცულობები. დამატებით მოცულობად აღებულია სტრუქტურის, როგორც მართკუთხა პარალელეპიპიდების მოცულობათა ერთობლიობა, ხოლო მთავარ მოცულობად სტრუქტურირების გარეშე არსებული მართკუთხა პარალელეპიპედის მოცულობა. მთავარი მოცულობის განზომილებებია Lx Ly Lz სადაც Lx-ით აღინიშნება, ფენის სისქისა და სტრუქტურის სირღმის სხვაობა (H-a/2), ხოლო y და z კომპონენტები სტრუქტურირებული არის გეომეტრიიული პარამეტრებია. რადგან პოტენციალური ბარიერის ფორმები კვადრატულია მოსახერხებელია გატოლების ამოსახსნელად გამოვიყენოთ ცვლადთა განცალების მეთოდი. ანალიზურმა ამოხსნამ აჩვენა რომ, სტრუქტურირების შესეგად ელექტრონის განაწილების ფუნქცია იცვლება, ფერმის დონე იზრდება და გამოსვლის მუშაობა მცირდება[5][6][7].

კვანტური მდგომარეობების სიმკვრივის გამოსათვლელად შეგვიძლია ვისარგებლოთ კაზიმირის რიცხობრივი მეთოდით, რომელიც ხშირად გამოიყენება სხვადასხვა გეომეტრიულ პირობებში ელექტრონაგნიტური მოდების კვანტური მდგომარეობების სიმკვრივის დასათვლელად. ეფექტურ და საინტერესო მეთოდს წარმოადგენს დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდი, რომელიც ქართველი მათემატიკოსის ვიქტორ კუპრაძის სახელს უკავშირდება(25). ამ მეთოდის შესახებ საუბარი დაწვრილებით მომდევნო ქვეთავში გვექნება.

#### 2.3 დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდი

დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდი წარმოადგენს რიცხობრვი მეთოდს, რომელიც გამოიყენება სხვადასხვა ელექტრომაგნიტური ამოცანის ამოსახსენელად [60] [21] [47]. მეთოდს ასვე დიდი გამოიყენება აქვს აკუსტიკის და კვანტური მექანიკის ამოცანებში. ამის მიზეზია ყველა ამ ამოცანის ფორმალური მსგავსება. დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდი საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთთ სტრუქტურირებული გოემეტრიის მქონე კვანტურ სისტემები. კონცეპტუალურად დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდს შუალედური მდგომარეობა უჭირავს მომენტის და გამოსახულების [60][21] მეთოდებს შორის. დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდის თანახმად ჰელმჰოლცის განტოლების ამონახსნი წარმოადგინება კერძო წარმოებულიან დიფერენციალური განტოლების ამონახსენთა ჯამად. მეთოდის თანახმად ჰელმჰოლცის განტოლების ამონახსნიდან, როდესაც პოლუსების განლაგებულია გამომსხივებლის მახლობლად, უნდა მოხდეს განცალება კომპექსური და წრფივი ნაწილის, სადაც ველის წყაროები გრინის ფუნქციისთვის განტოლების სინგულარული ამონახსენებია. ფიქიუტ გამომსხივებლებს განლვალაგებთ გამომსხივებელი კონტურის გასწვრივ და იწოდებიან როგორც დამხარე გამომსხივებელები. იმისათვის რომ დასამული ამოცანა გადაიჭრას, საჭიროა დამხმარე გამომსხივებლების შესაბამისი განტოლებების საკუთარი მნიშნველობების და ფუნქციების პოვნა. საკუთარი მინიშვნელობების პოვნა ორგანზომილებიან ლაპლასის ოპერატორის სასაზღვრო პირობებით ამოხსნაზე დიყვანება. როცხობრივი მეთოდის გამოყენებით შესაძლებელია ამოცანის ამოხსნა რომელიც დაფუძნებულია სასრული ელემენტების მეთოდსა და სასაზღვრო ელემენტების მეთოდზე [51]. წარმოდგენილი მეთოდის ეფექტურობა ანალიზურად განხილულია ალექსიძის მიერ [55]

დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდის გამოყენებით საკუთარი მნიშვნელობების საჭიროა ორგანზომილებიანი საპოვნელად დაჯახების ამოცანის განხილვა. წარმოვიდგინოთ, რომ გვაქვს სასრული ობიექტი სკალარულ ველში და უნდა ვიპოვოთ ველი ობიექტის გარეთ დირიხლეს სასაზღვრო პირობით, რომელიც გულისხმობს რომ ჯამი დაჯახებათა ველების და ძირითადი ველებისა არის ნული. მეთოდიდან გამომდინარე გამბნევი ველი წარმოადგენს ჯამს ველებისა რომლეიც გამომსხივებელ განლაგებულია ობიექტის შიგნით კონტურზე, დამხამრე გმაომსხივებლების სახით. დამხმარე გამომსხივებლების ამპლიტუდას შეგვიძლია შევუსაბამოთ სასაზღვრო პირობებს. იგივე მეთოდით შეგვიძლია დავადოთ სასაზღვრო პირობები კონტურის მერე მხარეს. აქედან გმაომდინარე დამხმარე კონტური და დახმარე გამომსხივებელი მდებარეობს საზღვრის გარეთ. მათემატიკური ამოხსნიდან გამომდიანრე ჯამური ველი უნდა იყოს ნულის ტოლი, მახლობელ არეში

გარდა იმ შეთხვევაში როდესაც  $k^2$  არის ჰელ ჰოლცის განტოლების საკუთარი მნიშვნელობა,  $\Delta \phi + k^2 \phi = 0$  შრედინგერის სტაციონალურ განტულების სადაც.  $-\Delta \phi = k^2 \phi$  ლაპალსის ოპერატორია k ტალღრი ვექტორი ხოლო  $\phi$  ტალღრი ფუნქცია ანუ ჯამური ველი ჩვენ შემთხევაში. ჯამური ველი შეგიძლია შემდეგი ფორმულირებით ჩამოვაყალიბოთ :

$$\varphi(k,\vec{r}) = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \,\mathbf{G}(k,\vec{r}_i',\vec{r}) + \varphi^{pri}(k,\vec{r})$$
(2.5)

სადაც  $\mathbf{G}(k, \vec{r}_i', \vec{r})$  დამხმარე გამომსხივებლის ფუნქციაა რომლეიც გრინის ფუნქციით გამოისახება  $lpha_i$  ამპტიტუდაა  $\vec{r}_i$  *i*-ური დამხამრე გამომსხივებლის ადგილის განმსაზღვრელი ვექტორია,  $\vec{r}$  რადიუს ვექტორია,  ${\phi}^{pri}(k, \vec{r})$  მირითადი ველია ხოლო Nარის რაოდენობა დამხამრე გამოსხივებლების.

რიცხობრივი ანალიზის დასაწყისში შინაგანი ველი ნაწილობრივ არის კომპენსირებული დამხარე გამომსხივებლის ველით და ჯამური ველი არის ახლო ნულთან. კომპენსირება იზდება თუ გავზრდით გამომსხივებლების რაოდენობას N-ს და მივმართავთ რიცვით მეთიდს. ისეთი პარამეტრეზი როგორიცაა N და მანძლია დამხმარე გამომსხეველსა და საზღვარს შორის ძლიერ გავლენას ახდენს შედეგებზე, როდესაც k-ს მნიშვნელობა უახლოვდება საკუთარი მნიშვნელობებს, მაშინ ჯამური მთავარი ველი შესამჩნევად იზრდება. იმისათვის რომ ვიპოვოთ ყველა რეზონანსი საკუთარი მნიშნელობების სიალოვეს, საჭიროა k გაიაროს ყველა მნიშვნელობა. სიგანე სასაზღვრო რეზონანსების დამოკიდებულია პირობების ზუსტად შესრულებაზე. როდესაც სასაზღვრო პირობები კარგად სრულდება, რეზონანსები ხდება ვიწრო. საბოლოოს k მნიშვნელობებიდან ამოირჩება k1 მნიშვნელობები რომელბიც წარმოადგენს ორგანზომილებიანი განტოლების საკუთარ მნიშვნელობებს. პარიოდული სასაზღვრო პირობებიდან გმაომდინარე შესაძლებელია დამხმარე გამომსხივებლები დაჯგუფება, რადგან მათი ამპლიტუდები გამეორებადია [60] [21] [47]. . გრინის ფუნქციისათვის მივიღებთ:

$$G(k, \vec{r}'_i, \vec{r}) = \frac{j}{4} \sum_{n = -\infty}^{\infty} \prod_{n = -\infty}^{(1)} \left( k \sqrt{(x - nd - x')^2 + (y - y')^2} \right)$$
(2.6)

სადაც j წარმოსახვითი ცვლადია ხოლო  $H_0^{(1)}$  პირველი სახელობის ნულოვანი რიგის ჰანკელის ფუნქციაა. d სასაზღვრო პერიოდია, i არის ინდექსი დამხმარე გამოსხივებლის რიგითბის მიმათითებელი ხოლო არის  $x, y, x', y' = \vec{r}, \vec{r}'_i$ ვექოტრის კომპონენტეებია.

ჩავსვათ განტოლება 2.6 ჩავსვათ განტოლება 2.5 ში ყველა i-ური მნიშნვლობისათვის, <sup>α</sup><sup>i</sup> კოეფიციენტის პოვნა შესაძლებელია დაშვებით, რომ განტოლება 2.5 აკმაყოფილებს სასაზღვრო პირობებს. 2.5 განტოლების აჯამვა კომპიუტერულად დიდ დროს მოითხოვს. დათვლის პროცესში აჯამვის ასაჩქარებლად ლამპემ (28) შემოგვთავაზა კატალოგი, რომელიც გულისხმობს პოზიციურ აჯამვას პოტენციალური ველებისა ჰელჰოლცის განტოლებაში. რომლეიც შემდეგნაირად გამოისახება:

$$G(k, \vec{r}_{i}', \vec{r}) = \frac{1}{2d} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[j(\vec{r} - \vec{r}_{i}')\vec{k}^{m}\right]}{k_{y}^{m}}$$
(2.7)

 $\vec{k}^m = (k_x^m, k_y^m)$  ორგანზომილებიანი კომპლექსური ვექტორია, სადაც  $k_x^m = \frac{2\pi m}{d}$ , ხოლო  $k_y^m = sign (y - y')\sqrt{k^2 - (k_x^m)^2}$ 

#### 2.4 რიცხვითი გამოთვლები და შედეგები

დამხმარე გამომსხივებლის მეთოდზე დაფუმნებული გამოთვლები პროგრამა MATLAB-ით განხორციელდა. 200 დამხმარე გამომსხივებელი სტრუქტურის საზღვრის გარშემო *ε* მანძილის დაშორებით განლაგდა, როგორც ეს სურ. 2.7-ზეა წარმოდგენილი.



სურ.2.7 ნანოსტრუქტურირებული ფენის ერთი პერიოდი და მის გარშემო განლეგებული დამხმარე გამომსხივებლები.

ხოლ R სიმრუდის რადიუსია, რომლის მნიშვნელობა გაცილებით ნაკლებია ვიდრე სტურქტურის გეომეტრიული პარამეტრები R<<a,w,H. R ნაკლებია გამომსხივებლიდან საზღვრამდე ( $R<\epsilon$ ) მანძლებზე. სტრუქტურის კუთხეები ჩათვლილია მომრგვალებული კონტურად. ასეთი გამარტივება გავლენას ახდენს მხოლოდ მაღალი რიგის საკუთარ მნიშნელობებსა და საკუთარ ფუნქციებზე. საკუთარი მნიშნელობება და ფუნქციები მკვეთრ ცვლილებას იწვევს გეომეტრიული პარამეტრები მკვეთრ ცვლილებას იწვევს გეომეტრიული პარამეტრების შეცვლა. საკუთარი მნიშვნელობების და ფუნქციები მკვეთრ ცვლილებას იწვევს გეომეტრიული პარამეტრების შეცვლა. საკუთარი მნიშვნელობების და ფუნქციების გამოთვლას ორგანზლმიილებიან სტრუქტურირებლ არეში შემოვისაზღვრებით ერთი პერიოდის მიახლოებით და ვაკეთებთ შემდეგ დაშვებებს w = H = 1 და a/H შეფარდება იცვლება a- ს ცვლილების მიხედვით. მთელი არე დაყოფილია N = 3761 ( $61 \times 61$ ) ნაწილად, ხოლო საკუთარ მნიშვნელობებს და ფუნქციებს ვეძებთ თითოეულ ამ დაყოფილ არეში. საწყის არედ მიჩნეული ბრტყელი არე, როდესაც სრულდება პირობა a = 0. a>0 შემთხვევებისათვის კორელაციის კოეფიციენტი მოიცემა შემდეგნაირი ფუნქციით:

$$C_{0,a} = \sum_{p=1}^{N} \left( q_p^{(0)} - \overline{q^{(0)}} \right) \left( q_p^{(a)} - \overline{q^{(a)}} \right) / \sqrt{\sum_{p=1}^{N} \left( q_p^{(0)} - \overline{q^{(0)}} \right)^2 \left( q_p^{(a)} - \overline{q^{(a)}} \right)^2} \quad (2.8)$$

სადაც შემავალი წევრები  $q_p^{(0)} = (\varphi_p^{(0)})^2$ ,  $q_p^{(a)} = (\varphi_p^{(a)})^2$ ,  $\varphi_p^{(0)}$  და  $\varphi_p^{(a)}$  ბრტყელი და ნანოსტრუქტურიებული შემთხვევების საკუთარი ფუნქციებია. q სიდიდეები ალბათობის შინაარისაა. განტოლებაში შემავალი წევრები  $\overline{q^{(0)}} = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^{N} (\varphi^{(0)})^2$  და

$$\overline{q^{(a)}} = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^{N} (\varphi^{(a)})^2$$
კი მათი საშუალო მნიშვნელობებია. MATLAB პროგრამული კოდის

საშუალებით კვანტრი მდგომარეობები დაითვალა ხუთი განსხვავებული საკუთარი მნიშნველობებისათვის  $k_n$  (n = 1, ..., 5), როდესაც გეომეტრიული პარამეტრი a = 0, 0.1, ..., 0.5, შუალედში იცვლება, სულ გვექნება 30 განსხვავებულ კვანტური მდგომარეობა. იმისათვის რომ პროგრამული კოდის ინდენტიფიცირება მოგვეხდინა (a = 0), საკუთარ მნიშვნელობებს ვადარებთ კარგად ცნობილ ანალიზური ამოხსნას ( $\pi n$ ). რიცხვითი მეთოდით დათვლამ აჩვენა, რომ სხადასხვა გეომეტრიული პარამეტრით სტრუქტურირებული შემთხვევის შედეგები განსხვავდებულია ბრტყელი შემთხვევისაგან, რომლებიც გრაფიკზე შემდეგნაირად გმაოისახება:



სურ.2.8 საკუთარი მნიშნველობების დამოკდიებულება ხუთ სხვადასხვა მდოგმარეობისა და სხვადასხვა სტრუქტურის პირობებში

სურ. 2.8-ზე ვხედავთ რომ *a*-ს ზრდასთან ერთად პირდაპირპროპორციულად იზრდება საკუთარი მნიშვნელობები. n>2 დროს შესამჩნევია ოსცილაციები, რომელბიც კარგად აიხსნება კვანტური მდგოამრეობების სიმკვრივის ოსცილაციის (29,

30). ასევე გრაფიკიდან ჩანს, რომ როდესაც n=1 სტრუქტურის სიღმის ზრდასთან ერთად საკუთარი მნიშვნელობისათვის წანაცვლება დიდია.



სურ.2.9 კორელაციის კოეფიციენტის დამოკიდებულება გეომეტრიულ პარამეტრზე ხუთი განსხვავებული კვანტური მგომარეობისათვის

როგორც ზევით ავღნიშნეთ, გამოთვლები ჩატარდა ორგანზომილებიან შემთხვევაში 30 განსხვავებული საკუთარი მნიშნველობისათვის. პირველ რიგში საკუთარი წერტულში, შემდგომ დავითვალეთ კორელაციის კოეფიციენტის ყველა р გამოვიანგარიშეთ 2.8 ფორმულის საშუალებით. დეტალური ცხრილი თითეული კოეფიციენტისათვის მოცემულია ნაშრომის დანართ 2-ში. საილუსტრაციოდ წარმოდგენილი სურ 2.9-ზე a-ს დაბალი მნიშვნელობებისათვის ხუთვე საკუთარი მდგოამრეობებისათვის კოლერელიის კოეფიციენტი მცირდება. კორელაციის კოეფიციენტი გაზრდა იწყებს როდესაც n=4 და n=5.  $C^{(n)}_{_{(0,a)}}(a)$  -ს მნიშვნელობა მინიმუმია როდესაც a-ს სიდიდე მცირეა ხოლო n იზრდება. მსგავსი ყოფაქცევის ახსნა მექანიზმით: სასაზღვრო პირობების შესაძლებელია შემდეგი გამოყენება ნანასტრუქტურირებული შემთხვევებისათვის ამცირებს კორელეციის კოეფიციენტის მნიშვნელობას. ეს შემცირება უფრო შესამჩნევია, როდესაც ნანოსტრუქტურირების ზომა პრპორციულია დე-ბოილის ტალღის სირმისა  $(2\pi/k_n)$ . გრაფიკიდან შეგვიძლია

შევნიშნოთ რომ  $a = \pi / k_n$  მნიშვნელობისათვის კორელაციის კოეფიციენტი მინიმუმს აღწევს როდესაც n=4 და n=5. a-ს დიდი მნიშნველობებისათვის ნანოსტრუქტურის ზომები სცდება დე-ბროილის ტალღის სიგმეს და სტრუქტურირების ეფექტი მცირდება, რაც გამოიხატება კორელაციის ფუნქციის ზრდაში.

საკუთარი ფუნქციები ნორმირებულია ორი პირობით. პირველი ყველა საკუთარი ფუნქციების მოდულ კვადრატი არის ალბათობა იმისა რომ ელექტრონი იპოვო ორგანზომილებიან სიბრტყეში  $\sum_{p=1}^{N} (\varphi_p)^2 = 1$ , მეორე პირობით ალბათობის სიმკვრივე  $(\varphi_p^{(a)})^2$  ნორმირებულია კორელაციის კოეფიციენტებით  $C_{(0,a)}$  შემდეგი წესით:  $\sum_{p=1}^{N} (\varphi_p^{(a)})^2 = C_{(0,a)} \sum_{p=1}^{N} (\varphi_p^{(0)})^2 = C_{(0,a)}$ . ეს ალბათობები შეესაბამება ხუთ ელექტრონის ყოფნას ხუთი სხვადასხვა კვანტურ მდგოამრეობაში. ნორმირება საშუალებას გვეძლევს დავაკვირდეთ ალბათობის ცვლილებას განსაზღვრულ არეში, როდესაც  $a \neq 0$ . სურ.2.10-ზე წარმოდგენილია შედეგები n=4-ისთვის.





სურ.2.10 ალბათბის სიმკვრივის განაწილება მეოთხე კვანტური მდგომარეობაში a-ს სხვადასხვა მნიშნვნელობისთვის

სურ. 2.10-ზე და სურ.2.7-ზე X ღერმს ერთი და იგივე შინაარსი აქვს. სიმულაცია ჩატარებულია ხუთი განსხვავებული კვანტური მდგომარეობისათვის და 6 განსხვავებული გეოემტრიისათვის, რომლის შედეგები დეტალურად მოცემულია დანართ 2-ში.

დავუბრუნდეთ სურ.2.10-ს, გრაფიკიდან ვხედავთ რომ ნანოსტრუქტუირება ცვლის ალბათობის სიკვრივის განაწილებას ისე, რომ მინიმუმი სტრუქტურის კიდეშია. მინიმუმი კიდევ უფრო შესამჩნევი ხდება, როდესაც გეომეტრიული პარამეტრი იზრდება. მინიმუმების შეფარდება ალბათობის სიმკვრივის პიკებთან იმ არეებში, მცირეა, ემთხვევა ნანოსტრუქტურის სადაც ის ძალიან ამოზნექილობას. მაგალითისათვის, როდესაც a=0,2 და a=0,3 გვაქვს ოთხი პიკი, რომლებიც ეტევა ამოზნექილობის არეში და მხოლოდ 3 პიკი, რომლებიც მდებარეობს დანარჩენ არეში. ზოგიერთი ამ პიკთაგანი შეესაბამება შემთხვევას, როდესაც ელექტრონი იმყოფება ამოზნექილობის არეში. სხვა კვანტური მდგოამრეობების საკუთარი ფუნქციები იქცევა მსგავსად სტრუქტურის გაჩენის შემთხვევაში. კორელაციის კოეფიციენტების გამოყენებით შესაძლებლობა გვაქვს ვიპოვოთ მდგოამრეობების სიმკვრივე, როგორც ენერგიის ფუნქცია. შემოვიღოთ  $g(E_n) = C_{(0,a)}^{(n)}$ ფუნქცია ფიქსირებული a-სთვის და 6 განსხვავავებული კვანტური მდგოამარეობისათვის (n=0, 1,...5). k<sub>1</sub> ტალღური ვექტორის საშუალებით En საკუთარი მნიშვნელობების დასადგენად გამოვიყენეთ

პარაბოლური სასაზღვრო მიახლოება (ენერგია განსაზღვრულია  $\pi^2 \hbar^2/2m^* H^2$ 

ერთეულებში სადაც  $m^*$ ელექტრონის ეფექტური მასაა). შემდეგი ნაბიჯია პოლინომიალური ფიტირებით განგვესაზღვროთ კვაზიუწყვეტი (სულ 3600 წერტილისათვის) g(E) ფუნქცია ექვსი განსხვავებული კვანტური მდგომარეობისთვის. მიღებული შედეგის გამრავლეთით კარგად ცნობილ  $\rho_0$ (E) ფუნქციაზე [32] ვღებულოთ g(E)-ს (სიდიდე მოცემულია $m^*/\pi\hbar^2H$  ერთეულებში). მსგავსი მათემატიკური ოპერაციები გავიმაორეთ ხუთი განსხვავებული გეომეტრიისათვის *a*=0.1,...0.5. შედეგები მოცემულია სურ. 2.11-ზე.



სურ.2.11 მდგომარეობის სიმკვრივე, როგორ ენერგიის ფუნქცია განსხვავებული გეომეტრიისათვის

სურ.2.11-ზე წარმოდგენილი გრაფიკიდან ცხადად ვხედავთ, რომ a-ს ზრდით მდგომარეობის სიმკვრივე მცირდება. a-ს მაღალი მნიშვნელობებისათვის შემცირება უფრო შესამჩნევი ხდება, რაც შეიძლება აიხსნას სასაზღვრო პირობების გავლენით. რაც მეტია a მით მეტი სასაზღვრო პირობა ედება ტალღურ ფუნქციას. მდგომარეობის სიმკვრივე იზრდება მაღალი ენერგიების შემთხვევაში როდესაც a=0.4, 0.5 რისი

მიზეზიც ინტერფერენციაა. ნანოსტრუქტურირება ძლიერად მოქმედებს მხოლოდ იმ საკუთარ ფუნქციებზე რომელსაც მცირე ტალღური რიცხვით k ხასიათდებიან, რაც იგივეა მცირე ენერგია E აქვთ, ან გრძელი დე ზროილის ტალღის სიგრძე  $2\pi/k$  a-სთან შედარებით. საკუთარი ფუნქციები რომელთაც დიდი *k* -ს მნიშვნელობა აქვთ მცირედით განიცდიან გავლენას ნანოსტრუქტურირებისას და მდგოამრეობების სიმკვირივე დიდი ენერგიის არისათვის ნაკლებად შესამჩნევია. სურათი 2.11-დან ჩანს, რომ სპექტრალური განაწილება დაბალი ენერგიების არეში, ძალიან გავს ერთგანზომილებიან 1D სისტემას [32]. a-ს ზრდასთან ერთად მსგავსება უფრო შესამჩნევია. g(E)-ს ყველა მნიშნველობა მოცემულია დანართ 2 ში, სადიანაც საშუალება გვეძლევა ვიპოვოთ მინიმუმი. ზოგადი გადმოსახედიდან აუცილებელია ვიპოვოთ ჯამური მდგოამრეობის სიმკვრივის მინიმუმი. ამისათვის გრაფიკზე წარმოდგენილ სპექტრს რიცხობრივად ვაინტეგრებთ მთელი ენერგიის არეში. m\*=m, ხოლო H=1.



ഗ്യൻ.2.12 g(a) ത്രാമനുറത്വമൗന്വാർട a പാനാമിന്നത്.

სურათზე 2.12 წარმოდგენილია g(a) დამოკიდებულება როგორც a-ს ფუნქცია. იგი ფუნქციონალურად შემდეგი სახით მოიცემა:

$$\overline{g}(a) = \int \rho_a(E) dE / \int \rho_0(E) dE$$
(2.9)

აქ ელექტრონის ეფეტური მასა თავისუფალი ელექტრონის მასის ტოლია

გრაფიკიდან ვხედავთ რომ g(a) მინიმუმი აქვს  $a\!=\!0.4$  წერტილში და მისი მნიშნველობა g(0.4) = 0.24.კვანტური მდგოამორებებზე ზოგადად საუბარი შეგვიძლია იმ შეზღუდული შესაძლებლობების ფარგლებში რისი დათვლაც მოვახერხეთ. თუმცა ეს მონაცემები საკმარისია იმისათვის რომ დავამზადოთ საექსპერიმენტო ნანოსტრუქტურული ნიმუშები. ნანოსტრუქტურირებული ნიმუშები შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, როგორც ნახევარგამტარის ზედაპირზე განლაგებული კვანტური ორმოების ერთობლიობა, რომელშიც მხოლოდ პირველ რამოდენინე ენერგეტიკულ დონეზე მყოფ ელექტრონებს აქვთ ზონური ოფსეტზე ნაკლები ენერგია. საშუალო მანძილი ენერგეტიკულ დონეებს შორის რამოდენიმე meV ის ტოლია, მაშინ როდესაც ზონური ოფსეტი რამდენიმე ათეული meV ის რიგისაა[32]. შეიძლება ითქვას, რომ პირველი ხუთი კვანტური მდგოამრეობისათვის დათვლილი მნიშვნელობები საკამრისია იმისათვის, რომ დავადგინოთ კვანტური მდგოამრეობების სიმკვრივე იმ ენერგიებისთვის რომელიც ჩვენი ინტერესების არეალს წარმოადგენს. ზედაპირებს და თხელი ფენის მქონე ნივთიერებებს აქვს დივერსიფიცირებული სტრუქტურა. ელექტრონის კონფაინმენტის არე ახლოსაა ზონურ ოფსეტთან, რომელის ზემოთაც განლაგებულია გამტარებლობის ზონა, ხოლო ქვემოთ სავალენტო ზონა. ნანოსტრუქტურირება ერთმანეთისგან დამოუკიდებლად ამცირეზს კვანტური მდგომარეობის სიმკვრივეს, როგორც სავალენტო ასევე გამტარელობის ზონაში. ზოგიერთ ნივთიერებათა წყვილებისთვის ელექტრონის კონფაინმენტს ადგილი აქვს ორზე მეტ ზონაში, ასევე ქვედონეებზე, როდესაც ზონური ოფსეტი დიდია. ამ ნივთიერებათა ყველა წყვილისთვის ელექტრონის კონფაინმენტის არე უნდა გაინისაზღვროს ზედმიწევნით და g(E,a) სიდიდე გამოითვალოს განცალკევებულად ყველა ზონისათვის რომელებიც კონფაინმენტის არეს ავსებენ [3]. როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, რომ g(E,a) არ არის დამოკიდებული ზუნურ სტრუქტურაზე, მაგრამ დამოკიდებულია ენერგიაზე. ნანოსტრუქტურირება ძლიერ გავლენას ახდენს მხოლოდ იმ საკუთარ ფუნქციებზე, რომელთაც შეესაბამებათ ნანოსტრუქტურების

ზომების რიგის (*a*, *w*) დებროილის ტალღს სიგრძით (2*π*/*k*). ნანოსტრუქტურირება მცირე გავლენას ახდენს საკუთარი ფუნქციები რომელბსაც *k*-ს დიდი მნიშვნელობა შეესაბამებათ, ამიტომაც კვანტური მდგოამრეობის სიმკვრივის ცვლილება დიდი ენერგიების შემთხვევაში შეგვიძლია უგულვებელყოთ.

საბოლოოდ შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ კონკრეტული ზონისათვის g(E,a) ფუნქცია დამოკიდებულია ენერგიაზე მხოლოდ მცირე ენერგიებისათვის. ჩვენ შემთხვევაში ეს დასკვნა გავაკეთეთ მხოლოდ პირველი ხუთი მდგოამრეობის  $k_n$  (n=1,...,5) ანალიზის შედეგად. სურათი 2.12 დან ვხედავთ, როგორც ითქვა  $\overline{g}_{\min}$  (0.4)=0.24 რაც ნიშნავს, რომ კვანტური მდგოამრეობების სიმკვრივე მცრიდება 4,1-ჯერ  $\overline{g}_{\min}$  (0)-თან შედარეით. მსგავსი შემცირება მნიშვნელოვან ცვლის ნივთერების ელექტრონულ თვისებებს. რაც საკამრისია რომ განხორციელდეს G-ლეგირება და ამ ლეგირების შედეგად დამზადდეს როგორც მზის ელენეტები, ასევე ბალისტიკური მოწყობილობები

### თავი 3. ლიტოგრაფიის მეთოდები და წყაროები

მეოცე საუკუნის მეორე ნახევარში პროფესორმა გორდონ მურმა, რომელიც იმავდროულად კომპანია ინტელის თანადამაარსებელია, იწინასწარმეტყველა ემპირიული პროგრესი: თითოეულ იტეგრალურ მიკროსქემაზე მოსული ტრანზისტორების რიცხვი დაახლოებით ყოველ 2 წელიწადში გაორმაგდება [57]. სურათ 3.1-ზე სქემატურად ნაჩვენებია ეს ემპირიული კავშირი.



სურ.3.1 მურის კანონის გრაფიკული ინტერპრეტაცია [61]

ამ ემპირიულმა მოსაზრებამ საიმედო პროგნოზები შემოიტანა ნახევარგამტარულ ინდუსტრიაში, რისი შედეგიცაა დღევანდელი მაღალტექნოლოგიური წარმოება. მაგალითისათვის კომპანია ინტელს დაანონსებული აქვს, რომ 2018 წლისათვის ის თავის წარმოებაში გამოიყენებს 10 ნანომეტრი სტრუქტურის მქონე ჩიპებს. არსებული ტენდენციები მიუთითებს, რომ მცირე სტუქტურების საწარმოებლად საჭიროა უახსლესი ტენიკა და ტექნოლოგიები რომლის განვითარებასაც დღევანდელ

ნახევარგამტარულ ინდისტრიაში დიდი ადგილი უჭირავს. მოცემულ თავში საუბარი გვექნება ნანოსტრუქტურების დამზადების სხვადასხვა მეთოდზე, როგორიცაა ფოტოლიტოგრაფია, ინტერფერენციული ლიტოგრაფია და ღრმად ულტრაიისფერი ლიტოგრაფია. განვიხილავთ ამ მეთდების ძირითად პრიციპებს და განხორციელების გზებს. წარმოდგენილ ნაშრომში ნიმუშების დასამზადებლად გამოყენებულია ინტერფენრენციული ლიტოგრაფიის ტექნიკა, რომელიც ლოიდის მეთოდს ეფუძნება. ამი შესახებ საუბარია მეორე ქვეთავში. ნაჩვენები იქნება კველვის დროს გამოყენებული სქემა და ექსპერიმენტული შედეგები. მესამე თავში მიმოვიხილვთ იმ თანამედროვე და მოწინავე ლიტოგრაფიის ტექნიკას, რომელსაც დიდი გამოყენება აქვს ნახევარგამტარული ნანო მოწყობილობების დასამზადებლად. სადოქტორო თემაზე მუშაობის პერიოდში გარკვეული ნაბიჯები გადაიდგა ელექტრონულ სხივური ლიტოგრაფიის საშუალებით სტრუქტურების დამზადების მიმართლებითაც.

#### 3.1 ფოტოლიტოგრაფია ნიღბების გამოყენებით

ლიტოგრაფია ორი ბერძნული სიტყვის შერწმიდან წარმოიშვა (λίθος, lithos - ლიტოს ნიშნავს ქვას, ხოლო γράφειν, graphein - გრაფეინ წერას), რომელიც პირადპირი გადათარგმნით ქვით წერას ნიშნავს და რაც პირველი წყაროებით ნამდვილა დასტურდება(სურათი 3.2 (ა)). სურათ 3.2 ზე წარმოდგენილია ლიტოგრაფიის განვითარების ეტაპები: (ა) უძველესი ბეჭდური ნიმუში შუმერების მეფის ნარამ-შინ ის მოღვაწეობის დროს, რომელიც სამეფო წარწერას გამოსახავდა (2291-2254 ქრისტეს შობამდე) [10]; (ბ) მე-19 საუკუნის როტატული წნეხი, რომელიც იყენებდა შაბლონს მასიური ბეჭვდისათვის (სურათზე წარმოდგენილია წნეხით შესრულებული ერთერთი ნიმუში - მიუნჰენის რუკა)[74]; (გ) ფოტოლიტოგრაფიის დანადგარი, რომელიც გამოსხივების სპექტრი ულტრაიისფერია და გმაოიყენება ინტეგრალური სქემების წარმოებისათვის. (დ) კომპანია ASML [11] ის ღრმად ულტრაიისფერი ლიტოგრაფიის დანადგარი, რომელის საშუალებითაც შესაძლებელია რამდენიმე ათეული ნანომეტრის სტრუქტურის დამზადება [12][62][68].



სურ.3.2 ლიტოგრაფიის ტექნიკა სხვადასხვა ეპოქაში.

ინტეგრალური სქემების წარმოებისათვის მრავალფეროვანი ფიზიკო-ქიმიური პროცესები და მრავალრიცხოვანი ეტაპებია გასავლელი. ფოტოლიტორაფიის გამოყენებით სტრუქტურების ჩაწერა ნახევარგამატარულ ფირფიტაზე (მაგალითად სილიციუმზე) მოითხოვს მთელი რიგი პროცედურების ჩატარებას. პირველ რიგში საჭიროა შეაბამისი ნიღბის დამზადება, რომელზედაც დატანილი იქნება იმ სტრუქტურების გეომეტრიული კონტურები, რისი აღბექვდაც გვსურს ფირფიტაზე. ლიტოგრაფია, რომლშიც გამოყენებულია ნიღბები და ოპტიკური სისტემები ოპტიკური ლიტოგრაფია ეწოდება. მისი განხორციელების სამი მირითადი მეთოდი არსებობს: 1) კონტაქტური მეთოდი (სურ. 3.3 ა), როდესაც ნიღაბი უშუალო შეხებაშია ფირფიტაზე დაფენილ რეზიტთან; 2) მიახლოებითი მეთოდი (სურ. 3.3 ბ), როდესაც ნიღაბს და ზედაპირ შორის გარკვეული მანმილია; 3) პროექციული ლიტოგრაფია (სურ. 3.3 გ), რომელიც გულისხმობს ნიღბიდან გამოსახულების პროექციული სახით ფირფიტაზე გადატანას. პროექციული ლიტოგრაფია გამოიყენება ინდუსუტრიაში, დიდი ფართობის მქონე ფირფიტებზე სტრუქტურების დასამზადებლად.



# სურ.3.3 ოპტიკური ლიტოგრაფიის სხვადასხვა მეთდი

ოპტიკური ლიტოგრაფიის საკვანმო სახიკთს წარმოადგენს ნიღბების დამზადება და მათი წარმოება. ელექტრონულ-სხივური ლიტოგრაფიის განვითარებამ გაამარტივა და შესაძლებელი გახადა ნიღაბზე მიკრონის მასშტაბის სტრუქტურების დატანა. სურათ 3.4-ზე წარმოდგენილია კვარცის ფირფიტაზე ელექტრონულ-სხივური ლიტოგრაფიის გამოყენებით დამზადებული ნიღაბი, ხოლო მარჯვენა მხარეს - კონტაქტური ოპტიკური ლიტოგრაფიის მეთოდით დამზადებული ნიმუში. ლიტოგრაფია განხორციელდა 100 მმ-ის სილიციუმის ფირფიტაზე. (ნიმუშის შესახებ ზუსტი პარამეტრები იხილეთ დანართ 3-ში პროტოკოლი 3.1 და ილუსტრაცია 3.2)

							1	
ж	*	*	*	*	*	*		112 A22 A22 A24 A24
ж	*	*	*	*	*	*		1 43 413 413 413 413 A
ж	*	*	*	*	*	*		17 47 47 47 AN
ж	*	*	*	*	*	*		1 A A A A A A A
ж	ж	*	*	*	*	*		En 43 43 43
ж	ж	*	*	*	*	*		43 43 53
ж	*	*	*	*	*	*		
-	-							401

სურ.3.4 ოპტიკური ლიტოგრაფის ნიღაბი და დამზადებული ნიმუში FMMZ1

ოპტიკური ლიტოგრაფიისათვის საჭირო გამომსხივებელი წყაროებია კონვექციული ნათურები, ლაზერები და მაღალი ტემპერატურის ემისიური პლაზმური წყაროები. გაზური განმუხტვის ნათურება (Hg) წარმოქმნის გამოსხივებას, რომლის სპექტრში პიკის წერტილები ულტაიისფერ გამოსხივების ტალღის სიგრძის მახლობლობაშია. Hg ნათურების გამოსხივების სპექტრი აქტიურად გმაოიყენება ფოტოლიტოგრაფიაში, როდესაც ტალღის სიგრძეა 436 ნმ. მას g-line უწოდებენ, ხოლო 405 ნმ - h-line და 365 ნმ - i-line. ამ უკანასკანელის საშუალებით შესაძლებელია 200 ნმ კალები ზომის სტრუქტურების დამზადება. ექსიმერული ლაზერების, როგორიცაა კრიპტონ-ფტორი (KrF,  $\lambda$ =248 ნმ) და არგონ-ფტორი (ArF,  $\lambda$ =193 ნმ) ლაზერების გამოყენება წინ უძღვოდა i-line ლიტოგრაფიის გამოყენებას. სურათ 3.5-ზე წარმოდგენილია გრაფიკი გვიჩვენებს თუ როგორ ვითარდება წლების განმავლობაში ლიტოგრაფია და რა როლს თამაშობს ის ინტეგრალური მიკროსქემების წარმოებაში[77][78].



სურ.3.5 ლიტოგრაფიის განვითარების ტენდენციები [33]

სურათიდან ასევე ჩანს რომ ამ დროისათვის ლიტოგრაფიის ძირითადი მეთოდად გამოყენებული ღრმად ულტრაიისფერი გამოსხივების სპექტრი. ამ ტიპის ლიტოგრაფიული დანადგარების წარმოება დიდ ხარჯებთანაა დაკავშირებული, მაგრამ მათზე მოთხოვნა წლების მიხედვით იზრდება, რაც გამოწვეულია მათი უნიკალური შესაძლებლობებით

#### 3.2 ინტერფერენციული ლიტოგრაფია, ლოიდის მეთოდი

უნიღბო ლიტოგრაფიას ფართო გამოყენება აქვს თანამდეროვე მეცნიერებაში და ინდუსტრიაში. ამ დროს სხივი ფოკუსირებულია ვიწრო კონად, რომლის საშუალებითაც ფოტორესისტი სხივდება და დასხივებული არეში მიმდინარე ქიმიური პროცესი უზრუნველყოფს სასურველი ფორმის დატანას ნიმუშზე. უნიღბო ლიტოგრაფიის განხორციელება შესაძლებელია პირდაპირი ლაზერის სხივით, ელექტრონულ-სიხივური და ფოკუსირებულ-იონური მეთოდით და ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის საშუალებით.

ნანოსტრუქტურების დასამზადებლად ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის მეთოდი მარტივი და მოსახერხებელია. ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის დროს ორი კოჰერენტული სხივის ზედდების შედეგად მიიღება ინტერფერენციული სურათი, რომლის აღბეჭვდაც ხდება რეზისტით დაფენილ ნიმუშზე. ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის განხორციელების ერთ-ერთი სშუალებაა მაჩ-ზენდერის მეთოდი.



სურ. 3.6 მაჩ-ზენდერის ლიტოგრაფიული სქემა

ამ დროს სხივს იყოფა ულტრაიისფერი სხივგამყოფით ორ თანაბარი ინტენსივობის სხივად; გაყოფილი სიხვები აირეკლებიან სპეციალურ სარკეებიდან და მიემართებიან ნიმუშისკენ, სადაც ხდება მათი ინტერფერირება (სურ.3.6) მეორე შემხვევაში ლაზრის წყაროდან წამოსული სხივი გაივლის ლინზაში და ხვრელში, ერთი ნაწილი სარკეზე აირეკლება და ინტერფერინებს ნიმუშზე დაცემულ სხივთან, შედგად გვაქვს ინტერნფერენციული სურათი (სურ. 3.7).



#### სურ. 3.7 ლოიდის ინტერფერომეტრის სქემა

ლოიდის მეთოდით განხორციელებული ინტერფერენციის შედეგად მიღებული სტრუქტურის ბიჯის P პერიოდი განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$p = \frac{\lambda}{2\sin\theta}.$$
 (3.1)

სადაც λ ლაზერის მიერ გმაოსხივებული ტალღის სიგრძეა, ხოლო θ კუთხეა დაცემულ სხივსა და ზედაპირის ნორმალს შორის (სურ 3.8). დაცემული კუთხის ცვლილებით შესაძლებელია სხვადასხვა ზომის ბიჯის შესაბამისი სტრუქტურის ჩაწერა, სადაც მინიმალური ბიჯი ზომა ტალღის სიგრძის ნახევრით განისაზღვრება.



სურ. 3.8 ლიოდის ინტერფერციის სქემა [43]

დისერტაციაზე მუშაობისას ექსპერიმენტის დაგეგმა და განხორციელება მოვახდინეთ ლოიდის ინტერფერენციული მეთოდის საშუალებით. წყაროდ გამოყენებულ იქნა ლურჯი-ულტრაიისფერი ნახევარგამტარული ლაზერი (მოდელი ნომერი DLR 375-010-SO), რომლის ტალღის სიგრძე 375 ნანომეტრია იგი გმაოირჩევა მაღალი კოჰერენტულობით (კოჰერენტობის სიგრძე >20 მ-ზე). ლაზერის სხივი ფოკუსირებულია 50 მკ ზომის ხვრელით. 1.2 მმ დიამეტრის მქონე სხივი ეცემა სარკეს და ნიმუშს, იმ პირობებში როდესაც სარკესა და ნიმუშს შორის კუთხე 90°-ია, როგორც ეს სურათ 3.8-ზეა მოცემული სქემატურად.



სურ. 3.9 ლოიდის ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის სქემა (ილიას უნივერსიტეტი)

სარკიდან არეკვლილი და ზედაპირზე დაცემული სხივები ინტერფერენციის შედეგად მიღებული სტრუქტურების ნახევარბიჯის ზომა P/2 დამოკიდებულია მბრუნავი სადგარის პოზიციაზე (დაცემული კუთხის სიდიდეზე) და იცვლება 120 ნანომეტრიდან 1 მიკრონამდე.(იხილეთ ფორმულა 3.1)

ექსპერიმიენტის შედეგად დამზადებული ნიმუშების გაზომვები და საილუსტრაციო სურათები წაროდგენილია 4.1 თავში.

# 3.3 ელექტრონულ სხივური ლიტოგრაფია

ელექტრონულ-სხივური ლიტოგრაფია ერთ-ერთი მთავარი ტექნიკური საშაუალებაა ნანო ზომის სტრუქტურების და ინგერალური მიკროსქემების წარმოებაში. ელექტრონული სხივი უზრუნველყოფს რეზისტში სასურველი სტრუქტურის ზუსტ აღბეჭვდას ყოველგვარი ნიღბების და დამხმარე საშუალებების გამოყენებით. მისი გამოყენებით შესასაძლებელია 10 ნანომეტრის რიგის სუტრუქტურების დაზადება. ელექრონულ სხივური ლიტოგრაფიას აქტიურად იყნებენ ნიღბების წარმოებაში როგორც ხილული ოპტიკური დიპაზონის, ასევე ღრმად ულტრაიისფერი (DUV) და უკიდირესი ულტრაიისფერი ლიტოგრაფიების (EUV) დროს.



სურ. 3.10 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიის დანადგარი აახენის უნივერსიტეტში (Raith eLINE)

ოპტიკური ლიტოგრაფიისათვის გამოყენებული ნიღბები, რომელზეც საუბარი 3.1 თავში გვქონდა, სწორედ ელექტრონული სხივული ლიტოგრაფიის გამოყენებით დამზადდა კვარცის მასალაზე იულიხის კველვით ცენტრში. სურათ 3.10 ზე წარმოდგენილია ლექტრონულ სხივური ლიტოგრაფიის დანადგარი აახენის უნივერსიტეტის ლაბორატორიიდან. ნიმუშების დამზადდა პროტოკოლ 3.3 მიხედვით.(იხ. დანართი 3) ლიტოგრაფიის ეს გზა საშუალებას იძლევა დამზადდეს მცირე ბიჯის მქონე სტრუქტურები, როგორც ეს წარმოდგენილია სურათ 3.11-ზე. სტრუქტურის ნახევარპერიოდი 75 ნანომეტრს შეადგენს. უნდა აღნიშნოს, რომ ნანოსტროქტურების დამზადდა სილიციუმის ფირფიტაზე. სილიციუმის ჟანგზე თხელ ფირზე გადატანა პროექტის სამომავლო გეგმების ნაწილია.



სურ. 3.10.1 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიით დამზადებული ნიმუშის სტრუქტურა



სურ. 3.10.2 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიით დამზადებული ნიმუშის სტრუქტურა



სურ. 3.11 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიით დამზადებული სტრუქტურები. ოპტიკური მიკროსკოპში დამზარილი სურათი.



სურ. 3.12 ელექტრონული სხივური ლიტოგრაფიით დამზადებული ნიმუშში მარკერის სტრუქტურა

# თავი 4. ნიმუშების დამზადება და გაზომვები

სადოსერტაციო ნაშრომის მე-4 თავში განვიხილავთ ექსპერიმენტული ნიმუშების დამზადების და მათი გაზომვის ტექნოლოგიებს. შემოთავაზებული იქნება ექსპერიმენტების ზუსტი აღწერა და ნიმუშების დამზადების რეცეპტურა. შევეხებით ასევე გამზომი ხელსაწყოს მუშაობის პრინციპს და მის ფიზიკურ პარამეტრებს, ხოლო გაზომვის შედეგებზე ვიმსჯელებთ ამ თავის 3 ნაწილში.

# 4.1 წიმუშების დამზადების ტექნოლოგია

ნანოსტრუქტურირებული ნიმუშების დასამზადებლად გამოვიყენეთ სილიციუმის ჟანგის ფირფიტები (სურ 4.1). სილიციუმის იზოლატორზე ფირფიტები ფართოდაა გავრცელებული და ხელმისაწვდომია სხვადასხვა მწარმოებელ კომპანიებში.



სურ.4.1 ფირფიტა სილიციუმი იზოლატორზე (SOI Silocon On Insulator)

ექპერიმენტისათვის შერჩეულ იქნა რამდენიმე კომპანია:

- კომანია Soitech-ისგან შესყიდული ფირფიტების გამტარებლობის ფენის სისქეა 70 ნმ;
   ფენა მცირედ ლეგირებულია p-ტიპით (ბორით), ხოლო მისი კუთრი წინაღობა (8.5-11.5) ომი სმ-ის შუალედშია. იზოლატორი ჟანგის ფენის სიქეა 150 ნმ
- კომპანია University Wafer; გამტარებლობის ფენა მსუბუქად ლეგირებულია p-ტიპით (ბორი); კუთრი წინაღობა (14-22) ომი სმ-ის შუალედშია, სისქე 250 ნმ; ჟანგის ფენის სისქე 3 მკ.

 კომპანია Ultrasil Corporation; გამტარებლობის ფენა უმნიშვნელოდ ლეგირებულია pტიპით (ბორი), რომლის წინაღობა >5000 ომი სმ; სისქე 1.5 მკ, ჟანგის ფენის სისქე 500 ნმ.

ნიმუშების დამზადებისათვის აუცილებელი მოთხოვნაა, რომ გამტარებლობის ფენის სისქე (70-100) ნანომეტრის შუალედში იყოს, შესაბამისად იმ ფირფიტებში, რომელთა გამტარებლობის ფენა სქელია ვიყენეთ დაჟანგვის მეთოდს, რათა შევამციროთ გამტარებლობის ფენის სისქე. გამტარელობის ფენის შრე იჟანგება 1150 °C ტემპერატურაზე დასველების გზით 40 წუთის განმავლობაში. 230 ნანომეტრი დაჟანგული ფენის მოშორება განხორციელდა სველი მოწამვლის პირობებში. როდესაც დაღანგვა ხდება მშრალი მეთოდით 1000 °C ტემპერატურაზე, 40 წუთის განმავლობაში, მაშინ დაჟანგული ფენის სისქე 50 ნანომეტრია. მშრალი მოწავლა შემდეგი გზით მიმდინარეობს: HF+H<sub>2</sub>O (პროპორციით 1:20) 20-30 წამის განმავლობაში. გამტარელობის ფენის 70-110 ნანომეტრის დასათხელებლად რამდენიმე ციკლია საჭირო. ციკლის რადენობა დამოკიდებულია ფენის საწყის სისქეზე და საშუალოდ მისი მნიშვნელობა 2 დან 10 იცვლება. დაჟანგვის მეთოდით დათხელებისას მნიშვნელოვანი მომენტია, რომ მკვეთრად არ შიეცვალოს ზედაპირის ხაოიანობა. პროცესი შესაბამისად კონტროლდებოდა ატომური ძალის მიკროსკოპით. ხაოიანობის მნიშვნელობა დაახლოებით 0.2-0.4 ნანომეტრით ცვილებას აჩვენებდა, რაც ნიშნავს, რომ თუ ნიმუშის საწყისი ხაოიანობა 0.3-0.5 ნანომეტრია, მაშინ მისი მნიშვნელობა დათხელების დათხელების შემდეგ 0.7 ნანომეტრია. შედეგიდან შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ზედაპირის ხაიანობა უმნიშნველოდ შეიცვალა. გამტარებლობის ფენის დათხელების შემდეგ ნიმუშები დასამზადებლად ოთხი ძირითადი ეტაპია საჭირო, რომლებიც მოცემულია სურათ 4.2-ზე.



სურ.4.2 წიმუშის დამზადების ეტაპები

● ნანოსტრუქტურირება ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის საშუალებით განხორციელდა, რომელზეც საუბარი გვქონდა 3.2 თავში. ნიმუშები დაჭრილი იყო 8x10 ∂∂² -ის ზომაზე. ტექნოლოგიური ეტაპის პირველ ნაბიჯი იყო ნიმუშების გაწმენდა H₂SO₄ + H₂O₂ + H₂O ხსნარში შემდეგი დოზირებით 1:1:3, გაწმენდის დრო (5-10) წუთი. მეორე ნაბიჯად ნიმუშები გავავლეთ იონიზირებულ ე.წ გამოხდილ წყალში და გავაშრეთ ცენტრიფუგაზე. ამის შედეგ მშრალი ნიმუშები გავწმენდეთ წყალბადის ფტორიდის და წყლის ნაზავით: HF + H₂O (კონცენტრაციით 1:20) 10 წუთის განმავლობაში. ამის შემდეგ ხდება გაშრობა ცენრიფუგაზე და გამოწვა 180 °C 20 წუთის განმავლობაში. გაწმენდილი ნიმუშზე ცენტრიფუგის საშუალებით დაეფინა

ფოტორეზისტი (ma-N2401), ბრუნვის სიჩქარით (4000 - 4200)უარყოფითი 30 წამის განმავლობაში. დაფენილი რეზისტის ბრუნი/წუთში შესაცხობად გამოყენებულია ღუმელი 90-115 °C ტემპერატურის პირობეში 10 წუთის განმავლობაში. ამ პროცესების შედეგად ნიმუშზე დაფენილი რეზისტის სისქე 70-დან 90 ნანომეტრის ლოიდის ფარგლებშია. დაზადებულ ნიმუშს ვასხივებთ ინტერფერენციულ ლიტოგრაფიის სქემის მიხედვით როგორც ეს სურათ 3.9-ზე ნაჩვენები. დასხივების დრო (10-25) წამის ფარგლებშია. დასხიივების შემდეგ რეზისტის გამღჟავნდა AZ-400K გამამჟღავნებელში, რომელიც განზავებულია 1:3 სპეციალურ წყალთან კონცენტრაციით, გამჟღავნების დრო (2-35) წამის შუალედშია. რეზისტში ამოკვეთილი სტრუქტურის სილიციუმზე გადასატანად გამოვიყენეთ რეაქტიული იონური მოწავლის მეთოდი CF4 გაზის გამოყენებით. პროცესი მიმდინარეობდა (6-7) $m x10^{-2}$  პა წნევის ქვეშ, მოდებული ძაბვა (3.8-4.2) კვ ფარგლებშია, გამავალი დენი ძალაა 200 მა. რეაქტიული იონური მოწამვლისას დროის ცვლილებით შესაძლებელია მოწამვლის სიღრმის ცვილელება, შესაბამისად სხვადასხვა სიღრმისათვის დრო იცვლებოდა (6-20) წთ ინტერვალში. ტენოლოგიური ხაზის პირველ ეტაპზე დამზადებული ნიმუში ილუსტრირებულია სურ.4.2-ზე. პირველი ეტაპის საბოლო პროცედურაა ნიმუშის ხაოიანობის გაზომვა. გაზომვებმა აჩვენა, რომ ხაოიანობა 1 ნმ-ა, საიდანაც ვასკვნით რომ რეაქტიულ იონურ მოწავლას არ გმაოუწვევია ზედაპირის მნიშნვლეოვანი დაზიანება.

**ფოტოლიტოგრაფია** გმოვიყენეთ ინტერფერენციული ლიტოგრაფიის შედეგად ჩაწერილი სტრუქტურების არიდან ამოსაჭრელად (ზომა 0.5x0.5 მმ<sup>2</sup>), რომლის ელექტრული თვისებები შევისწავლეთ ექსპერიმენტული გაზომვების საშუალებით. ფოტოლიტოგრაფიისათვის გამოყენებულია დადებითი ფოტორეზისტი (AZ-5412) ნიმუშზე დაეფინა ცენტრიფუგის საშუალებით (3200-3500 ბრუნი/წუთი სიჩქარით) 30 წამის განმავლობაში. ამის შემდეგ ნიმუშის გამოცხობა 90°C ტემპერატურაზე მიმდინარეობდა 1 წუთის მანმილზე. გაზომვების მიხედვით დაფენილი რეზისტის სისქე 0.8 მიკრონია. რეზისტზე ფოტოლიტოგრაფია კონტაქტური მეთოდით განხორციელდა. შემდგომ ნიმუში გამჟღავნდა სპეციალური სითხის AZ-400K და წყლის კონცენტრირებული ნარევით (პროპორციით 1:4). გამჟღავნების დრო (25-40) წმ. ამის შემდეგ ნიმუში მოიწამლა რეაქტიული იონური მეოდით CF<sub>4</sub> გაზის საშუალებით.

პროცესი მიმდინარეობდა (6-7)x10<sup>-2</sup> პა წნევაის ქვეშ; მოდებული მაბვა (3.8-4.2) კვ; გამავალი დენი 200 მა. მოწამვლა გრძელდებოდა მანამდე სანამ არ ჩავაღწიეთ იზოლატორი ღანგის ფენამდე, რომელსაც დაახლოებით 20 წუთი დაჭრიდა. ნარჩენი რეზისტის აცეტონის და იზოპროპანოლის სითხეში გავლებით მოვაშორეთ. ამის შედეგ ნიმუში გავავლეთ გამოხდილ წყალში და გავაშრეთ ცენტრიფუგაზე.

ტიტანის დაფენა განხორციელდა იმსათვის, რომ ნიმუშისათვის დაგვემზადენიბინა ომური კონტაქტებისათვის საჭირო პირველი ფენა. დაფენა განხორციელდა მოლიბდენის (Mo) ნიღბის საშუალებით და DC მაგნიტური გაფრქვევის მეთოდით. დაფენა ვააკუმურ მდგომარეობაში მიმდინარეობდა, როდსაც ნიმუშის ზედაპირზე ტემპერატურა 250 °C იყო. (30-40) ნმ სისქის Ti ფენის დაფენა ხდებოდა (400-450) ვ მოდებული მაბვის პირობებში, როდესაც გამავალი დენი მალა (1±0.1) ა იყო. დაფენის ხარნგრმლივობა (15-20) წამი.



სურ.4.3 ნიმუში S88 ოპტიკური მიკროსკოპში

ნიმუშის დამზადების ოთხივე ეტაპის გავლის შემდეგ ნიმუშის სურათი ოპტიკურ მიკროსკოპში 4.3 სურათზე ნაჩვენები სახით გამოიყურება. სურათის შუაგულში მდებარეობს ნანოსტრუქტურირებული არე ფართობით 0.5x0.5 მმ<sup>2</sup>.

ნანოსტრუქტურირებული არის გეომეტრიის შესასწავლად გამოვიყენეთ ატომური ძალის მიკროსკოპი, რომელის საშუალებითაც მიღებული ნედლი მონაცემები დამუშავდა Gwyddion პროგრამაში.

ატომური ძლის მიკროსკოპით გაზომვებმა საშუალება მოგვცა განგვესაღზვრა სტრუქტურის სიღრმე, ასევე შეგვესწავლა ამ სიღმის ერთგვაროვნება. 4.4 სურათზე წამოდგენილია სტრქუტირირებული ველის პროფილები სხვადასხვა მიდომოში. გაზომვებით დავადგინდა, რომ ნიმუში S88 სტრუქტურის სიღრმეა 24 ნანომეტრი, ბიჯის ზომა - 150 ნანომეტრი.



სურ.4.4.1 S88 ნიმუშიის სტრუქტურირებული პროფილი



სურ.4.4.2 S101 წიმუშიის სტრუქტურირებული პროფილი



სურ.4.4.3 S124 წიმუშიის სტრუქტურირებული პროფილი

სტრუქტურირებული ზედაპირზე პერიოდის ერთგვაროვნების დადგენია უსწრაფესი მეთოდია სკანირებადი ელექტრონული მიკროსკოპი. სურათებზე 4.5.1-4.5.5 წარმოდგენილია სხვადასხვა ნიმუშების ელექტრონულ მიკროსკოპში დამზერილი სურათები.



სურ.4.5.1 სტრუქტურირებული არის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში



სურ.4.5.2 S101 წიმუშის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში



სურ.4.5.3 S144 ნიმუშის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში



სურ.4.5.4 S146 ნიმუშის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში



სურ.4.5.5 S176 წიმუშის სურათი ელექტრონულ მიკროსკოპში
#### 4.2 გამზომვის მეთოდი და ტექნიკა

დისერტაცაში კველვითი ნაწილის მთავარი ამოცანაა დამზადებული ნიმუშების ელექტრული მახალიათებლების გაზომვა. ჩვენი მიზანია დავადგინოთ ყველა ის პარამეტრები, რომელბზეც საუბარი გვქონდა ნაშომის პირველ თავში. გაზომვის ვიყენებთ სტანდარტულ ე.წ 2 ზონდის და 4 ზონდის მეთოდის (ვან-დერ-პაულის) მეთოდებს. პირველ ეტაპზე სტრუქტურირებული არის წინაღობის დასადგენად გაზომვები ჩატარდა ოთახის ტემპერატურაზე. ამავე ტემპერატურაზე გავზომეთ ნიმუშების ვოლტ-ამპერული მახასიათებლები, რამაც საშუალება მოგვცა დაგვედგინა ნანოსტრუქტურირებული ველის ერთგვაროვნება.

წინაღობის ტემპერატურასთან დამოკდიებულების ყოფაქცევა (4-300) კელვინ ინტერვალში გაიზომა კრიოგენული დანადგარის საშუალებით. ამის შედეგ ნიმუში მოვათავსეთ მაგნიტური ველში და გავზომეთ ჰოლის ძაბვა. მიღებულ შედეგებსა წარმოვადგენს მომდევნო თავში.



სურ.4.6 წიმუშის სქემატური სურათი

4.6 სურათზე წამორგენილია 8x10 მმ<sup>2</sup> ზომების ჩიპის სქემატური სურათი. ომური საკონტაქტო ველები დანომრილია ციფრებით. ელექტრული მახასიათებლები გავზომეთ როგორც სტრუქტურის გასწვრივ ასევე სტრუქტურის მართობული

მიმართლებით. 4.6 სურათიდან ჩანს, რომ პირველ საკონტაქტო ველზე მონიშნული ისარი მიუთითებს სტრუქტურის მიმართულებას. ეს ნიშნავს, რომ სტრუქტურის მიმართულებაა 1 დან 2-კენ და 4 დან 3-კენ. 4 ზონდიანი გაზომვის მეთოდი გულისხმობს ნიმუშის 2 საკონტაქტო ველზე დენის გატარებას და დანარჩენ 2-ზე მაბვის გაზომვას. შემდეგ ვითვლით წინაღობას და გეომეტრიულ პარამეტრებზე გადაანგარიშებით ვღებულობთ კუთრ წინაღობის მნიშვნელობას. წინაღობის გაზომვის 4 და 2 ზონდიანი მეთოდები 4W და 2W პარალელურ და მართობულ შემთხვევებში ასე განიმარტება:

- 4 ზონდიანი პარალელური 4W= ნიშნავს, რომ 1-I+; 2- I-; 4-V+; 3-V-;
- ➤ 4 ზონდიანი მკვეთი 4W+ ნიშნავს, რომ 1- I+; 4- I-; 2-V+; 3-V-;
- 2 ზონდიანი პარალელური 2W= ნიშნავს, რომ 1- I+; 2- I-; 1-V+; 2-V-;
- 2 ზონდიანი მკვეთი 2W+ ნიშნავს, რომ 1- I+; 4- I-; 1-V+; 4-V-;

ილია უნივერსიტეტის ლაბორატორიაში მოხერხდა ოთახის ტემპერატურაზე ნიმუშების ვოლტ-ამპერული მახასიათებლების გაზომვა ყველა შესამლო კომბინაციაში. გასაზომად გამოყენებულ იქნა მულტიმეტრი Keysight 34410, რომლის შემავალი წინაღობა მეტია ვიდრე 1 გიგა ომია, ხოლო დენის წყაროდ E3640 მოდელის გამმართველი. LabVIEW პროგრამაში დაწერილი კოდის საშუალებით მოხდა მულტიმეტრის და კვების წყაროს დაკავშირება და გაზომვის ჩატარება, როგორც 4W ასევე 2W მეთოდით.

ჰოლის კოეფიციენტის, წინაღბის ტემპერატურული დამოკდიებულის და წინაღობის მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულების გასაზომად PPMS (physical property measurement system ფიზიკური მონაცემების გამზომი ხელსაწყო) დანადგარი გამოვიყენეთ, რომელშიც ტემეპრატურა (2-300) K ხოლო დენის ძალა (1-10) მკა შუალედებში იცვლებოდა. მცირე დენის ძალა გამოვიყენეთ იმის გამო, რომ აგვეცილებინა არასასურველი თერმული ეფექტები. 4.7 სურათიზე წარმოდგენილია გამზომი ხელსაწყო დანადგარი.



სურ.4.7.1 PPMS (ფიზიკური პარამეტრების გამზომი ხელსაწყო)

ჰოლის კოეფიციენტის დადგენა შემდეგი სქემის მიხედვით ხდება:

4 ზონდიანი მეთოდი 1- I+; 3- I-; 2-V+; 4-V-;

ხოლო წინაღობის დამოკიდებულება მაგნიტურ ველზე ასეთი კობინაციით იზომება:

- ➤ 4 ზონდიანი მეთოდი 1- I+; 2- I-; 4-V+; 3-V-;
- ➤ 4 ზონდიანი მეთოდი 1- I+; 3- I-; 2-V+; 4-V-;

ფიზიკური პარამეტრების გამზომი ხელსაწყო ყველაზე გავრცელებული დანადგარია ვან დერ პაულის მეთოდით წინაღობის აგრეთვე ჰოლის კოეფიციენტის გასაზომად. გაზომვებისათვის საჭიროა, ნიმუშის ზომა 13X13 სმ<sup>2</sup> არ აღემატებოდეს (სურ.4.7.2). დანადგარში მოთავსებულია მაგნიტური ველის დამაბულობის 9 ტესლამდე გამლიერების ზეგამტარი მაგნიტი. ხელსაწყო საშუალებას იძლევა გამოვიკვლიოთ ნიმუში დახრის ნებისმიერ კუთხეზე. ხელსაწყოს ჰელიუმის დიუარში საშუალება გვაქვს ნიმუშისთვის ტემპერატურა (1,9-400) კელვინის შუალედში ვცვალოთ (0,01-6) კელვინი/წუთში სისწრაფის რეჟიმში.



სურ.4.7.2 PPMS ხელსაწყოს ნიმუშის დასამაგრებელი დაფა

## 4.3 შედეგების ჩამონათვალი

ფირფიტის	სილიციუმის	ჟანგის	გამტარებლობ	გამტარელბლიბის	ლეგირები	მწარმოე
სახელი	ღანგზე	ფენის	ის ფენის სისქე	ფენის კუთრი	სათვის	ბელი
	ფირფიტის	სისქე	[6∂]	წინაღობა	გმაოყენებ	კომაპნი
	ტიპი	[6ð]		[ომი სმ]	ული	ა
					ნივთიერე	
					ბა	
S1	Transf. layer	500	1500	>5000	ბორი	Ultrasil
						Co.
S2	BOX	150	70	8.5-11.5	ბორი	Soitech
S3	BOX	3000	250	14-22	ბორი	Universit
						y wafer
S4	BOX	200	100	14-22	ბორი	Soitech
S5	BOX	2000	70	1-20	ბორი	Soitech

სურ.4.8 ნიმუშების საწყისი პარამეტრები

#	Η	а	R=4W	$R_{=}/R_{+}$	R=2W	$R_{=}/R_{+}$	ფირფი	საწყისი	G-ლეგირების
	[6∂]	[6ð]	[კილ	4W	[კილო	2W	ტის	კუთრი	შედეგად
			ო ომი		ომი სმ]		სახელი	წინაღობა	კუთრი
			სმ]					[ომი სმ]	წინაღობა
									[ომი მ]
1	100	30	4.3	1.0	31	0.7	S1	>5000	4.3x10 <sup>-2</sup>
2	60	20	1.43	0.9	15	0.83	S2	8.5-11.5	0.8x10 <sup>-2</sup>
3	60	20	1.28	0.83	9.7	0.78	S2	8.5-11.5	0.8x10 <sup>-2</sup>
4	55	30	3.26	0.83	20	0.82	S2	8.5-11.5	1.8x10 <sup>-2</sup>
5	60	20	5.4	1.0	36.5	0.9	S2	8.5-11.5	3.2x10 <sup>-2</sup>
6	60	20	1.43	0.90	15	0.83	S2	8.5-11.5	8.5 x10 <sup>-3</sup>
7	51	38	1.6	0.86	8.5	0.89	S2	8.5-11.5	1.0x10 <sup>-2</sup>
8	58.5	23	2.3	0.54	26	0.97	S2	8.5-11.5	1.3x10 <sup>-2</sup>
9	60	20	3.5	1.0	23.7	0.87	S2	8.5-11.5	2.1 x10 <sup>-2</sup>
10	63.8	12.5	1.55	0.62	15.3	0.98	S2	8.5-11.5	1.0x10 <sup>-2</sup>
11	58	24	9.5	0.9	50	0.89	S2	8.5-11.5	5.5x10 <sup>-2</sup>
13	60	20	2.36	0.71	21	0.94	S2	8.5-11.5	1.4x10 <sup>-2</sup>
14	60	20	2.43	0.2	24.5	0.7	S2	8.5-11.5	1.0x10 <sup>-2</sup>
15	98	18.3	5.4	0.9	32.6	0.9	S3	14-22	3.2x10 <sup>-2</sup>
16	96	22	0.74	0.77	7.4	0.86	S3	14-22	7.1x10 <sup>-3</sup>
17	71.5	19	4.6	0.89	30.4	0.66	S3	14-22	3.3x10 <sup>-2</sup>
18	96.5	21.5	4.5	0.76	25.3	0.84	S3	14-22	4.15x10 <sup>-2</sup>
19	107	-	3006 <sup>s)</sup>	-	11 <b>470</b> <sup>ა)</sup>	-	S3	14-22	-
20	64	22	4.3	0.82	31.2	0.84	S4	14-22	2.7x10 <sup>-2</sup>
21	90	20	3.6	0.96	16.7	0.97	S4	14-22	3.2x10 <sup>-2</sup>
22	90	20	2.2	0.90	16.5	0.94	S4	14-22	2.0x10 <sup>-2</sup>
23	90	20	2.0	0.80	16.3	0.99	S4	14-22	1.8x10 <sup>-2</sup>
24	60	20	4.3	0.4	219	0.92	S5	1-20	2.6x10 <sup>-2</sup>
25	90	20	2.4	0.93	11.3	0.85	S4	14-22	2.2x10 <sup>-2</sup>
26	90	20	2.7	0.75	21.5	0.87	S4	14-22	2.4x10 <sup>-2</sup>
27	90	20	2.3	0.79	18.9	0.77	S4	14-22	2.1 x10 <sup>-2</sup>

32	110-	0	2.5-	-	10000-	-	S1	>5000	-
	120		3500 <sup>3)</sup>		1 <b>5000</b> <sup>3)</sup>				
33	70	0	540-	-	10000-	-	S2	8.5-11.5	-
			3900 <sup>ა)</sup>		1 <b>9000</b> <sup>s)</sup>				

ა) ვოლტ ამპერული მახასიათებლები არაწრფივია.





სურ.4.10 ნიმუში 4 ჰოლის კოეფიციენტის აბსოლუტური მნიშნველობის ტემპერატურაზე დამოკდიებულება მაგნიტური ველის ინდუქციის სხვადასხვა მნიშნელობისათვის



სურ.4.11.1 ნიმუში 4 კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე დამაოკდიებულება



სურ.4.11.2 ნიმუში 11 კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე დამაოკდიებულება



სურ.4.11.3 ნიმუში 2 კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე დამაოკდიებულება (PSI)



სურ.4.12.1 ნიმუში 4 ჰოლის კოეფიციენტის აბსოლუტური მნიშვნელობის მაგნიტურ ველზის ინდუქციაზე დამოკიდებულება ოთახის ტემპერატურაზე (300 K)



სურ.4.13 ნიმუში 4 ელექტრონი ძვრადობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მრუდები, პარალელური და მკვეთი გაზომვების პირობებში. ჰოლის ფაქტორად აღეუბლია მნიშვნლეობა 1.18



სურ.4.14.1 ნიმუში 11 ვოლტ-ამპერული ყოფაქცევა ოთახის ტემპერატურაზე (300 K) 4W=, 4W+ და 2W+, 2W= მეთოდებით



სურ.4.14.2 ნიმუში 14 ვოლტ-ამპერული ყოფაქცევა ოთახის ტემპერატურაზე (300 K) 4W=, 4W+ და 2W+, 2W= მეთოდებით



სურ.4.14.3 ნიმუში 18 ვოლტ-ამპერული ყოფაქცევა ოთახის ტემპერატურაზე (300 K) 4W=, 4W+ და 2W+, 2W= მეთოდეზით

#### 4.4 ინტერპერეტაცია და დისკუსია

ნანოსტრუქტურირებული ნიმუშების გაზომვებმა აჩვენა, რომ სტრუქტურირების შედეგად თხელი ფირის კუთრი წინაღობა რამოდენიმე რიგით მცირდება. წინაღობის შემცირება დაფიქსირდა ყველა გაზომილ ნიმუშში. შედეგები წარმოდმოგენილია ცხრილის სახით 4.3 ქვეთავში. როგორც წინა თავებში ითქვა, პირველი ეტაპისათვის ვოლტ-ამპერული მახასიათებლები გაიზომვა ოთახის ტემპერატურაზე. შედეგებიდან ვხედავთ, რომ ვოლტ-ამპერული მახასიათებლების წრფივობა მიუთითებს ომური კონტაქტების მაღალ ხარისხის. ამ გაზომვამ ბრტყელი ზედაპირისათვის საშუალება მოგვცა, პირველადი დასკვნა გაგვეკეთებინა ამ ნიმუშების კუთრი წინაღობის შესახებ. სტრუქტურირებული ნიმუშების გაზომილი შედეგები, რომლებიც 4.9.1 და 4.9.2 ცხრილითაა მოცემული. შედეგებიდან ვხედავთ რომ იგი 2-3 რიგით მცირდება ბრტყელ ზედაპირთან შედარებით, რაც გეომეტრიული ლეგირებას წარმატებაზე მიუთითებს. 4.9.2 ცხრილში მოცემულია ბრტყელ ზედაპირის მქონე ნიმუში 19-ისთვის ვოლტ-ამპერული მახასიათებლები. მათი არაწრფივობა დიდი კუთრი წინაღბის (10 ომი სმ) პირობებში ადგეზიის შედეგია Si\Ti\Ag. ცხრილში ცუდი ასევე წარმოდგენილია წინაღობის ანიზოტროპიის მაჩვენებელი, რომელიც გულისხმობს წინაღობის ორი განსხვავებული მეთოდით გაზომილი შედეგების შეფარდებას (R+/R₌). როგორც ვხედავთ, ანიზოტროპიის მაჩვენებელი (0.8-1) შუალედში იცვლება. შედეგებიდან ჩანს რომ ნიმუშების უმეტესობა ავლენს ანიზოტროპიას, რაც ნიშნავს რომ წინაღობა სტრუქტურის მიმართულებით ყოველთვის მეტია ვიდრე წინაღობა მართობული მიმართულებით. გაზომვის შედეგებიდან ვხედავთ რომ 2 და 4 წერტილით გაზომილ წინაღობებს შორის 4-10-ჯერ გასნხვავდება, რაც 4 წერტილიანი მეთოდის, ვან დერ პაულის მეთოდის სპეციფიკიდან გამომდინარეობს, როდესაც ნიმუში კვადრატული ფორმისაა. 4.9.1 ცხრილში მოცემული შედეგებიან ვასკვნით ასევე, რომ ნანოსტრუქტურირებით განხორციელებული გეომეტრიული ლეგირების შედეგი არაა დამოკდებული საწყის კუთრ წინაღობაზე. S32, S88 და S124 ნიმუშების გაზომვები და საწყისი პარამეტრები ამის ნათელი დასტურია.

დავუბრუნდეთ პირველ თავში მოყვანილ კალსიკურ შედგებს. 1.8 სურათზე წარმოდგენილი მრუდის მიხედვით ოთახის ტემპერატურაზე კუთრი წინაღობის

მნიშვნელობა  $10^{-2}$  ომი სმ შეესაბამება მინარეული კონცენტრაციას  $3 \ge 10^{19}$  სმ $^{-3}$  n-ტიპის შედეგი მიღწეულია მხოლოდ გეომეტრიული ლეგირებით შემთხვევაში. ეს ყოველგვარი მინარევების ჩანერვის გარეშე. გაზომვების შედეგებმა დაადასტურა გეომეტრიული ლეგირეზის თოერიის სისწორე. ის ასევე შესაბამისაობაში სიმულაციურ შედეგებთან. რაზეც ფართოდ გვქონდა მსჯელობა ნაშრომის წინა თავებში. გეომეტრიული ფაქტორი ძლიერ გავლენას ახდენს ნახევარგამტარის კუთრ წინაღობაზე იმის მიუხედავად, რომ სტრუქტურის ბიჯის ზომა საკმარისად დიდია (150 წმ). შედეგებიდან ვხედავთ, რომ კუთრი წინაღობის მკვეთრ შემცირებას ადგილი აქვს ნიმუშებში 6, 13, 2, 3, 7, 14. მათი მნიშვნელობა ნაკლებია ვიდრე 10<sup>-2</sup> ომი სმ-ზე. სტრუქტურირებული არის ბიჯის და სიღრმის გაზომვის შედეგების ტენდენციებიდან ჩანს, რომ ზოგიერთ ადგილებში სტრუქტურის ბიჯის ზომა და საშუალო სიმაღლე ერთმენეთის ტოლი შეიძლება იყოს (სადაც საშუალო სიმაღლე <65 ნმ). შედეგად ვღებულობთ კვანტური მდოგმაორეობების მკვეთ შემცირებას, რომელიც კუთრი წინაღობის შემცირებაში გამოიხატება.

სიმულაციური შედეგებში მკვეთრ ეფექტს ადგილი ჰქონდა, როდესაც w=H და a/H=0,3. პარამეტრების მსგავსი შეფარდებაა სწორედ ნიმუშებში 6, 13, 2, 3 სადაც a/H მნიშვნელობა 0,3-ის ფარგლებშია. ყოველივე ეს შესაბამისობაშია გეომეტრიული ლეგირების თოერიასთან, ასევე სიმულაციურ შედეგებთან. შედეგებმა ასევე გვაჩვენა, რომ ნიმუშების პერიოდულობი ხარისხი არ თამაშობს დიდ როლს, რადგან ეფექტი დაკვივრებადია არაერთგვაროვანი პერიოდულობის პირობებშიც.

4.11 სურათზე წამოდგენილია შედეგები ორი სხვადასხვა ნიმუშისათვის. შედეგების გასაანალიზებლად და შესადარებლად გრაფიკზე გამოსახულია შავი ფერის ორი მრუდი, რომელთაგან ერთი დონორული ლეგირების, ხოლო მეორე თეორიული გეომეტრიული ლეგირების ყოფაქცევას შეესაბამება. როგორც პირველ თავში გვქონდა ნათქვამი, დონორული ლეგირერების შემთხვევაში ელექტრონის ძვრადობა  $\mu \approx T^{3/2}$  კანონით აღიწერება, იონურ მინარევების შემთხვევაში, ხოლო აკუსტიკური ფონონების შემთხვევაში  $\mu \approx T^{-3/2}$ . ელექტრონების კონცენტრაციისათვის გვაქვს შემდეგი ფორმულა:  $n \approx T^{3/4} \exp((E_c - E_D)/2K_BT)$ . თუ გავითვალისწინებთ, რომ მუხტის მოძრაობის დროს ძვრადობას უზრუნველყოფს იონური მინარევები, 1.19 ფორმულის

გამოყენებით მივიღებთ დმაოკიდებულებას:  $\rho_D \approx T^{-2,25} \exp((E_c-E_D)/2K_BT)$ . ფორსორით დონორული ლეგირების შემთხვევაში  $E_c$ - $E_D$ =0,046 eV. შესაბამისი მრუდები წარმოდგენილია 4.11 სურათზე. გრაფიკიდან აშკარად ჩანს, რომ გეომეტრიული ლეგირების შემთხვევაში კუთრი წინაღობის ყოფაქცევა რადიკალურად განსხვავდება დონორული ლეგირების ყოფაქცევისგან. სურათზე 4.11.1 ჩანს რომ პარალელური და მართობული მიმართლებით ჩატარებული გაზომვის შედეგები თითქმის ერთნაირია 100 კელვინამდე, 100 კელვინის ქვემოთ კი მათი ყოფაქცევა მკვეთრად განსხვავდება თოერიული მრუდისგან. შედეგი მიზეზია ნიმუშში არარეგულარული დენის განაწილება. მსგავსი შემთხვევა ფიქსირდება 3 და 10 ნიმუშების გაზომვისას. საინტერესო ასევე სურათია 4.11.3, სადაც 100 კელვინამდე კუთრი წინაღობის შესაბამისობაშია თოერიულ გათვლებთან. 4.10 სურათზე ყოფაქცევა კარგ წარმოდგენილია ჰოლის კოეფიციენტის ტემპერატურაზე და მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულებები. თუ დავაკვირდებით გრაფიკს 50-300 კელვინის შუალედში ჰოლის კოეფიციენტი ტემპერატურის ცვლილებით უმნიშნვნელოდ იცვლება. 1.18 ფორმულის თანახმად ეს ნიშნავს რომ ელექტრონების კონცენტრაცია არ იცვლება ტემპერატურის ცვლილებასთან ერთად, რაც დასტურდა კიდეც კუთრი წინაღობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების ყოფაქცევიდან. ამ დროს კუთრი წინაღობის ყოფაქცევა გამოიხატება  $T^{3/2}$  ყოფაქცევთ, რაც აკუსტიკურ ფონონებზე გაბნევის ტემპერატურის ამ შუალედში ეს შედეგები კარგ თანხმობაშია შედეგია. გეომეტრიული ლეგირების თეორიისთან.

ნიმუშის კუთრი წინაღობის ყოფაქცევას 50 კელვინის ქვემოთ გამოწვეულია ომური კონტაქტებით. ის არ ფუნქციონირებს დაბალ ტემპერატურაზე, რაც გამოწვეულია იმით, რომ თერმულ ემისიურ ელექტრონებ არ ყოფნით ენერგია პოტენციალური ბარიერის დასაძლევად. 4.12.1 სურათზე ნაჩვენებია ოთახის ტემპერატურაზე ჰოლის კოეფიციენტის ყოფაქცევა სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში (B იცვლება 0,001 ტესლადან 1 ტესლამდე შუალედში). შავი ფერის მრუდი შეესაბამება თეორიულ მოსაზრებას, რომ ჰოლის კოეფიციენტი [20] უკუპროპორციულია მაგნიტური ველის ინდუქციის (0-0.2) ტესლას შუალედში. შედეგი ასევე მეტყველებს იმაზე, რომ ნიმუშის სუსტ მაგნიტიტური ველში მოთვსებისას ელექტრული დენის განაწილება

მნიშვნელოვნად არ იცვლება. 1.18 და 1.19 ფორმულებიდან გამომდინარე, ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე შემდეგი სახისაა:

$$\mu(T) = r_H^{-1} |R_H(T)| \rho^{-1}(T)$$
(4.1)

რომლის გაზომვის შედეგი წარმოდგენილია სურათ 4.13-ზე. შავი წირებით ნაჩვენები დამოკიდებულება შეესაბამება აკუსტიკურ ფონონებზე და იონურ მინარევებზე გაბნევას. წითელი სამკუთხედებით ნაჩვენებია ექსპრიმენტული შედეგები [21], რომელიც შეესაბამება n-ტიპის სილიციუმს მინარეული კონცენტრაციით  $2.2 ext{x} 10^{18} ext{ b} ext{d}^{-3}$ . გრაფიკიდან ვხედავთ, რომ მართობული მიმართულებით გაზომვის შედეგებს პიკი 50 კელვინის არეში, ხოლო პარალელური გაზომვისთვის დროს პიკი შედარებით მცირეა და ის 100 კელვინის მიდამოშია. გარდა ამისა პიკის წერტილებიდან ტემპერატურის ზრდის მიმართლებით ნიმუშის ძვრადობის ყოფაქცევა მსგავსია აკუსტიკურფონონური გაზნევის დროს ელექტრონი ძვრადობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების. ეს შედეგი ზუსტ შესაბამისობაშია გეომეტრიული ლეგრიების თეორიასთან.

4.13 გრაფიკიდან ჩანს, რომ 100 კელვინი ტემპერატურის დროს მკვეთი და პარალელური მეთოდებით გაზომილი ძვრადობის მნიშნვლობა ერთი რიგით აღემატება n-ტიპის ლეგირების გზით მიღებულ ექსპერიმენტულ მნიშვნელობას (გრაფიკზე მონიშნული წითელი სამკუთხედებით). ამავე დროს ეს განსხვავება დაბალი ტემპრატურებისათვის უფრო შესამჩნევია. პარალელური გაზომვის დროს ძვრადობა იმეორებს იონური მინარევების დრო შესაბამისი ძვრადობის ყოფაქცევას, მცირდება, მაგრამ არა მკვეთრად. ტემპერატურის ამ შუალედში ნიმუშის ამგვარი ყოფაქცევის მიზეზი შესამლებელია იყოს მისი საწყისი პარამეტრები. როგორც ნიმუშების საწყისი პარამეტრების ცხრილიდან ვხედავთ ( სურ.4.8), გამტარი ფენა ლეგირებულია ბორით სუსტად (მინარეული კონცენტრაციით 1.5 $x10^{15}$  სმ-3, კუთრი წინაღობით 10 ომი სმ).

4.13 სურათზე ჩანს, რომ მართობული მიმართულების ელექტრონის ძვრადობის პიკი საკმარისად დიდია, რაც არ აიხსნება გეომეტრიული ლეგირების თოერიით, არც იონური მინარევების კონცენტრაციია საკმარისი, რომ ელექტრონის ძვრადობა 8X10<sup>4</sup>

სმ²/ვოლტ წამი ყოფილიყო. თუ 1.7 სურათიდან ჩანს, რომ ელექტრონის ძვრადობა  $2X10^4$  ს $\partial^2/\partial^2$ კოლტ წამია, როდესაც მინარეული კონცენტრაცია  $10^{14}$  ს $\partial^{-3}$ . მეთხე ნიმუშისთვის გამოყენებულია ფირფიტა S2. ოთახის ტემპერატურაზე (300K) მისი ძვრადობა 250 სმ²/ვოლტ წამია, მაშინ როდესაც ბორით ლეგირებული ნიმუშისათვის კონცენტრაციით 10<sup>15</sup> სმ<sup>-3</sup> ძვრადობა აღემატება 1000 სმ²/ვოლტ წამს [54]. ეს განსხვავება შეიძლება აიხსნას ორი შესაძლო მიზეზით. ერთი მიზეზი შესაძლებელია იყოს გამტარებლობის ფენის გათხელების თანმდევი პროცესები. როგორც წინა თავში გვქონდა საუბარი გათხელება ხორციელდებოდა დაჟანგვით, ამ დროს შესაძლოა ჟანგბადის იონები მოხვდნენ გამტარებლობის ღმა ფენაში და შექმნან გაზნევის ცენტრები, რაც ელექტრონის ძვრადობის შემამცირებას გამოიწვევს. მერე მიზეზია სილიციუმის ჟანგს და სილიციუმის განტარ ფენას შორის არსებული ზედაპირული ხარვეზები, რომელიც მათი წარმოებისას ჩნდება. ექსპერიმენტულმა შედეგემა აჩვენა, რომ სილიციუმის გამტარ ფენას მნიშვნელოვანი როლი აკისრია. S3 და S5 ფირფიტების შემთხევაში სილიციუმის გამტარელობის ფენა საკმაოდ სქელია, ამიტომ შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ასეთი ფირფიტები გეომეტრიული ლეგირებისათვის ნაკლებად გმოსადეგია. დამზადების პროცესში S3 ფირფიტიდან 10 ნაცადი ნიმუშიდან მხოლოდ 3-ის შესრულება მოხერხდა ისე რომ მათი წინაღობა ყოფილიყო ნაკლები ვიდე 0,1 ომი სმ. S5 ფირფიტის შემთხვევაში დაბალი წინაღობით მხოლოდ ერთი ნიმუშის დამზადება მოხერხდა რისი მიზეზიც ამ ფირფიტისათვის დამხასიათებელი ჟანგის სქელი ფენაა. გამტარი ფენის სისქე და Si/SiO2 ფენათაშორის დეფექტები მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს ფენის გამტარებლობის ხარისხზე. გამტარი ფენის ზედეპირზე წარმოშობლი დისლოკაციის ცენტრები [50] აგრეთვე Si და SiO2 შორის არსებული ხარვეზები [49] ამცირებებს ელექტრონის თავისუფალ განარბენს რაც თავის მხრივ ასუსტებს შემოთავაზებული მეთოდის კვანტურ ეფექტს. არსებული ხარვეზები ქმნიან ელექტრონისათვის ენერგეტიკულ ბარირეს რაც არ აძლევს ელექტრონებს საშუალებას გამტარ ფენაში ამ გადავიდნენ (გადავიდნენ კონფაინმენტისარეში). წინააღმდეგობების გამო შეუძლებელი ხდება გეომეტრიული ლეგირება, რადგან როგორც მეორე თავში ავღნიშნეთ იგი მნიშნველოვან წინაპირობაა ლეგირებისათვის. როგორც ცხრილიდან ვხედავთ, ერთი და იგივე ფირფიტიდან ამოm 4რილ 8x10 მ $m d^2$ ფართობის მქონე ჩიპებს, რომელთაც მსგავსი გეომეტრიული პარამეტრები აქვთ

ხასითდებიან განსხვავებული კუთრი წინაღობით. მაგალითად,გეომეტრიული ლეგირების შედეგად S5 ფირფიტიდან დამზადებული 21, 22, 23, 25, 26 და 27 ნიმუშების კუთრი წინაღობა იცვლება (1,8-3,2) x10<sup>-2</sup> ომი სმ შუალედში. ამის მიზეზი ფირფიტის არაერთგვაროვნებაა.

#### დასკვნა და რეკომენდაციები

სადისერტაციო ნაშრომში მოყვანილი მეთოდი საფუმველზე საშუალება გვაქვს შევცვალოთ ფენათა ელექტრონული მახასიათებლები ისე, რომ ისინი მაქსიმალურად შეესაბამებოდნენ კონკრეტული მოწყობილობის მოთხოვნებს, როგორიცაა მზის ელემენტი, თერმოელექტრული გარდამქმნელი, G-ლეგირებაზე დაფუმნებული p-n გადასასვლელები და ა.შ. გეომეტრიული ლეგირების საფუმველზე დამზადებული მზის ელემენტების კვლევითი სამუშაო საინტერესო პერსპქტიული მიმართლებაა მზის ელემენტების ეფექტურობის გასაუჯობესებლად. სამეცნიეროდ აქტუალური ამოცანაა ნანოასტრუქტურირებული ფენების ოპტიკური თვისებების შესწავლა. სამომავლოდ საკვლევ მიმართლებას წარმოადგენს ასევე სიმულაციების წარმართვა ხუთზე მეტი კვანტური მდგომარეობებისათვის (როდესაც n>5).

## დანართი 1

#### ცხრილი 1.1 ლეგირება დიფუზიური მეთოდით, და მისი განხორციელების გზები

ლეგირების მდგოამრეობა	ლეგირების ტიპი	ქიმიური რეაქცია
გაზური	n ტიპი p ტიპი	$\begin{array}{c} B_2H_6 + 30_2 \rightarrow B_20_3 + 3H_20 \\ 2AsH_3 + 30_2 \rightarrow As_20_3 + 3H_20 \\ 2PH_3 + 40_2 \rightarrow B_20_5 + 3H_20 \end{array}$
თხევადი	n ტიპი p ტიპი	$\frac{4BBr_3 + 30_2 \rightarrow 2B_20_3 + 6Br_2}{4P0C\ell_3 + 30_2 \rightarrow 2P_20_5 + 6C\ell_2}$
მყარი	n ტიპი p ტიპი	$\begin{array}{c} 2B_2O_3\texttt{+}3Si_4 \rightarrow \texttt{4B}\texttt{+}3SiO_2\\ 2As_2O_3\texttt{+}3Si \rightarrow \texttt{4As}\texttt{+}3SiO_2\\ 2P_2O_5\texttt{+}5Si_4 \rightarrow \texttt{4P}\texttt{+}5SiO_2 \end{array}$

# დანართი 2

дъбоლо 2.1. საკუთარი მიშვნელობები და კორელაციის კოეფიციენტები  $C_{(0,a)}$ . გამუქებული დიაგონალური წევრები წარმოდგენს g(E) ფუნქციას

	<i>a/H</i> =0.1				
	3.14	6.28	9.42	12.56	15.70
3.19	0.9969	0.3022	0.2918	0.2379	0.1883
6.34	0.3087	0.8845	0.3443	0.2408	0.1897
9.59	0.3148	0.2841	0.6587	0.2461	0.2576
12.65	0.3166	0.2902	0.2286	0.5783	0.1844
15.61	0.3175	0.2922	0.2440	0.2255	0.3952

	<i>a/H</i> =0.2	<i>a/H</i> =0.2					
	3.14	6.28	9.42	12.56	15.70		
3.31	0.9847	0.2672	0.2797	0.2130	0.2165		
6.43	0.2821	0.6820	0.3255	0.2124	0.2133		
9.83	0.3015	0.2306	0.4154	0.2085	0.2112		
12.67	0.3070	0.2419	0.1966	0.2911	0.2022		
15.47	0.3090	0.2449	0.2140	0.2000	0.2133		

	<i>a/H</i> =0.3					
	3.14	6.28	9.42	12.56	15.70	
3.45	0.9602	0.2510	0.2623	0.2268	0.2291	
6.51	0.2571	0.5266	0.2698	0.2137	0.2094	
10.02	0.2922	0.1978	0.2739	0.1970	0.2097	
12.66	0.2996	0.2094	0.1984	0.1833	0.1484	
15.55	0.3004	0.2112	0.1961	0.1671	0.2644	

	<i>a/H</i> =0.4					
	3.14	6.28	9.42	12.56	15.70	
3.61	0.9238	0.2429	0.3440	0.1873	0.2379	
6.57	0.2428	0.4305	0.5038	0.2927	0.1972	
9.65	0.2888	0.1782	0.1864	0.3822	0.2151	
12.24	0.2919	0.1887	0.2205	0.1749	0.1037	
15.77	0.2890	0.1889	0.2128	0.1935	0.4855	
	<i>a/H</i> =0.5	<i>a/H</i> =0.5				
	3.14	6.28	9.42	12.56	15.70	
3.79	0.8768	0.2279	0.1890	0.2552	0.1256	
6.62	0.2426	0.3687	0.1463	0.1520	0.0890	
10.073	0.2863	0.1620	0.1365	0.0973	0.0800	
12.808	0.2802	0.1719	0.0666	0.3800	0.0544	
15.78	0.2762	0.1705	0.0705	0.0621	0.4453	

n=1, a=0 1 1 0.8 0.8 0.6 <sup>64</sup>Ф <sub>0.4</sub> 0.6 °₽ 0.4 0.2 0.2 00 0 0.5 0.5 0.5 0.5 1 1.5 1 1.5 1 х Х Y Y

n=1, a=0.2 n=1, a=0.3 1 0.8 0.8 0.6 °≎ ₀.4 0.6 ~• • • • • • • • 0.2 0.2 0 0 0.5 0.5 0.5 0.5 1 1.5 1 х 1.5 1 х Y Y

































n=5, a=0.1





# დანართი 3

### პროტოკოლი 3.1 ოპტიკური ლიტოგრაფიის გაყენებით დამზადებული ნიმუშების ტექნოლოგიური ნაბიჯები

• ნიმუშის ზოგადი სპეციფიკაციები:

ნიმუშის სახელი:	FMMZ1 და FMMZ2
ნივთერება:	Si / Box 400
ზომა/დიამეტრი:	100 00
ტიპი/ორიენტაცია:	N/Phosphor <100>
მწარმოებელი/თარიღი:	Si-Mat silicon materials/ 09.07.2014
გამტარი ფენის სისქე/ხაოიანობა:	252+/-25 მიკრომეტრი. ერთ მხრივ
	პოლირებული
კუთრი წინაღობა/წინაღბა:	1-10 ომი სმ

#### • გაწმენდა:

გამწმენდი სითხე:	აცეტონი + იზოპროპანოლი
წმენდის ტიპი:	ულტრაბგერითი აბაზანა
გაწმენდის დრო :	10 წუთი + 10 წუთი
დამზადების	ჰელმჰოლცის ნანოელექტრონიკის
ადგილი:	ლაბორატორია. იულიხი გერმანია.
თარიღი:	02.2016

გამწმენდი სითხე:	Piranha (H2SO4 + H2O2) + HF
წმენდის ტიპი:	WB 3.1
გაწმენდის დრო :	10 წუთი + 2 წუთი

დამზადების	ჰელმჰოლცის ნანოელექტრონიკის
ადგილი:	ლაბორატორია. იულიხი გერმანია.
თარიღი:	02.2016

## • ფოტოლიტოგრაფია და გამჟღავნება:

რეზისტი:	UV6.06
ცენტრიფუგას სიჩქარე:	2500 rpm-lid.csv
გამოცხობის დრო/ტემპერატურა:	130 °C t=60 წამი
რეზისტის სისქე:	363 ნანომეტრი
წყაროს პარამეტრები ტალღის	Mask aligner 4. დოზა 4 mj/cm^2
სიგრძე/დოზა:	
ცხობის ტემპერატურა/დრო:	140 °C t=90 წამი
გამამღავნებელი:	MF 24 A + გამოხდილი წყალი
გამჟღავნების დრო:	60 წამი
დამზადების ადგილი:	ჰელმჰოლცის ნანოელექტრონიკის
	ლაბორატორია. იულიხი გერმანია.
დაფენის თარიღი:	14.12.2015
დასხივების თარიღი:	02.2016

# • მოწამვლა:

მოწამვლის ტიპი:	RIE chamber 1
გაზების ტიპი/მოცულობა:	SF6=25.0 sccm / sated 25.1 sccm
	O2=8.0 sccm / sated 7.2 sccm
მოწმვლის დრო:	130 წამი
სიმძლავრე:	40 ვატი/0 რეალური 42 ვატი

წნევა:	2 პასკალი რელაური 2.7 პასკალი
ტემპერატურა:	ოთახის ტემპერატურა 22°C
მოდებული	94 ვოლტი
დამზადების ადგილი:	აახენის უნივერსიტეტი.
თარიღი:	18.02.2016

• ნარჩენი რეზისტისგან გაწმენდა:

გამწმენდი სითხე:	აცეტონი+იზოპროპანოლი
დრო:	5+5 წუთი ულტრაბგერით აბაზანაში
დამზადების ადგილი:	ჰელმჰოლცის ნანოელექტრონიკის ლაბორატორია. იულიხი გერმანია.
თარიღი:	22.02.2016

ილუსტრაცია 3.2.1ოპტიკული ლიტოგრაფიის ნიღაბი და შესრულებული ლიტორაფია





(ა) კვარცის ფირფიტაზე დამზადებული ოპტიკური ლიტოგრაფიის ნიღაბი
(ბ) 100 მილიმერიან ფიფრიტაზე (პროტოკოლი 3.1) FMMZ2 დამზადებული
ფოტოლიტოგრაფიული ნიმუში (გ)ოპტიკურ მიკროსკოპში დამზერილი ჩიპის ველი.

ილუსტრაცია 3.2.2 სურათ 3.4-ზე წარმოდგენილი ნიმუშების სტრუქტურა



(ა) AutoCAD პროგრამაში დახაზული ნიმუშების სქემატური სურათი



(ბ) მარცხნივ AutoCAD პროგრამაში ჩიპის სქემატური სურათ,
(გ) მარჯვნივ ნიმუშზე გოტოლიტოგრაფიის შედეგად (პროტოკოლი 3.1) აღბეჭდილი სტრუქტურა.

### პროტოკოლი 3.3 ელექტრონულ სხივური ლიტოგრაფიის გაყენებით დამზადებული ნიმუშის ტექნოლოგიური ნაბიჯები.

• გაწმენდა:

გამწმენდი	Acetone + IPA
სითხეები:	
დანადგარის	WB 2.1
ნომერი:	
დაწმენდის დრო	T=5 minute
გამწნედი	Piranha (H2O2 (800වლ) + H2SO4 (400වლ))
ნივთერება:	+ გამოხდილი წყალი + HF +გამოხდილი
	წყალი
გაწმენდის დრო:	10 წუთი + 1 წუთი HF
დანადგარის	WB 3.1
ნომერი:	
დამზადების	ჰელმჰოლცის ნანოელექტრონიკის
ადგილი :	ლაბორატორია. იულიხი გერმანია.

• რეზისტის დაფენა:

რეზისტი:	ZEP520A-7: Anisole= 1:1
დეჰიდრატაცია დრო/ტემპერატურა:	180°C t=120 წამი
გაციების დრო:	t=120 წამი
Hexamethyldisilazane (HMDS)	125 °C
ცენტრიფუგას სიჩქარე:	2000rpm_lid.csv
გამოცხობის დრო/ტემპერატურა:	180°C t=240 წამი
რეზისტის სისქე:	60 ნანომეტრი

## • ელექტრონულ სხივური ლიტოგრაფია:

ელექტრონული სიხვური	Raith E-Line
ლიტოგრაფიის დანდადგარი:	
დოზა	45 mj/cm^2
მაზვა	20 kV
სამუშაო მანძილი	10.2 mm
გამადიდებლობა	200x

# • გამჟღავნება:

გამამჟღავნებელი:	ZED- N 50 t=90 წამი + IPA 30 t=30 წამი
დამზადების	ჰელმჰოლცის ნანოელექტრონიკის ლაბორატორია.
ადგილი:	იულიხი, გერმანია.

#### ბიბლიოგრაფია

- A. Dargys and J. Kundrotas, Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP (Science and Encyclopedia Publishers, Vilnius, 1994).
- 2. A. Scardicchio, R.L. Jaffe, Nuclear Physics B 704 (2005) 552.
- 3. A. Tavkhelidze, J. Appl. Phys. 108 (2010) 044313.
- 4. A. Tavkhelidze, Nanotechnology 20 (2009) 405401.
- 5. A. Tavkhelidze, Physica E 60 (2014) 4.
- 6. A. Tavkhelidze. and Harbron S., US patent 7,658,772 February 9, (2010).
- 7. A. Tavkhelidze, Bibilashvili A., Taliashvili Z., US patent 8,227,885 July 24 (2012).
- A. Tavkhelidze, L. Jangidze, M. Mebonia, K. Piotrowski, J. Więckowski, Z. Taliashvili, G. Skhiladze and L. Nadaraia, Geometry-induced quantum effects in periodic nanostructures, Physica Staus Solidi A, 214 (7), 1700334 (2017)
- A. Tavkhelidze, L. Jangidze, M. Mebonia, G. Skhiladze, D.Ursutiu, C. Samoila, Z. Taliashvili, and L. Nadaraia, Energy Procedia 92, 896 (2016).
- 10. AncientPages.com http://www.ancientpages.com/2016/07/28/royal-inscription-ofnaram-sin-of-akkad-the-first-ancient-king-to-use-blocks-for-printing-bricks/
- 11. ASML https://www.asml.com/asml
- 12. Auto inner/outer layer collimated uv exposure system https:// www.csun.com.tw/en/ product/auto-inner-outer-layer-collimated-uv-exposure-system/
- 13. B. Eckhardt, Phys. Rep. 163 (1988) 205-297.
- 14. Berkley University. <u>http://www.physics.berkeley.edu/research/crommie/research\_stm</u> .html
- C. Bulucea, "Recalculation of Irvin's Resistivity Curves for Diffused Layers in SiliconUsing Updated Bulk Resistivity Data," Solid-state Electron., 36, 489 (1993).

- C. Hamaguchi, Basic Semiconductor Physics, 2nd Edition (Springer, Heidelberg, 2010),
- C. Jacoboni, C. Canali, G Ottaviani, and A. A. Quaranta, "A Review of Some Charge Transport Properties of Silicon," Solid-state Electron., 20,77 (1977)
- C. Ortix, S. Kiravittaya, O. G. Schmidt, and J. van den Brink, Phys. Rev. B. 84 (2011) 045438.
- 19. D. de Menezes, M. Jar e Silva, and F. M. de Aguiar, Chaos 17 (2007) 023116.
- 20. D. Howarth and E. Sondheimer, Proc. R. Soc. Lond. Ser. A 219, 53 (1953).
- D. Kakulia, K. Tavzarashvili, G. Ghvedashvili, D. Karkashadze, and Ch. Hafner, Journal of Computational and Theoretical Nanoscience 8 (2011) 1609–1618.
- 22. D. Kakulia, A. Tavkhelidze, V. Gogoberidze, and M.Mebonia, Physica E 78, 49 (2016).
- 23. D.B. Sirdeshmukh L. Sirdeshmukh K.G. Subhadra C.S. Sunandana Electrical, Electronic and Magnetic Properties of Solids, DOI 10.1007/978-3-319-09985-9
- Di Liberto, Marco & E. Creffield, C & Japaridze, George & Morais Smith, Cristiane. (2013). Quantum simulation of correlated-hopping models with fermions in optical lattices. Physical Review A. 89. 10.1103/PhysRevA.89.013624.
- 25. Donald A. Neamen, Semiconductor Physics and Devices Basic Principles University of New Mexico
- 26. E. Conwell and V. F. Weisskopf, "Theory of Impurity Scattering in Semiconductors," Phys. Rev., 77,388 (1950)
- E. Gerlach and M. Rautenberg, Dynamical conductivity in semiconductors, Phys. Status Solidi B 67, 519 (1975).
- 28. E. Matioli, T. Palacios, Nano Letters 15 (2015) 1070-1075.
- 29. E. N. Bulgakov, D. N. Maksimov, and A. F. Sadreev, Phys. Rev. E 71 (2005) 046205.
- 30. Ferdinand Scholz. http://www-opto.e-technik.uni-ulm.de/lehre/cs/

- 31. N. Ghvedashvili, K. N. Tavzarashvili, D. G. Kakulia, R. S. Zaridze., Telecommunication and Radio engineering 66 (2007) 1265–1272.
- 32. G. Tallents, E. Wagenaars, G. Pert, "Lithgraphy at EUV wavelengths", Nat. Photonics 4, 809-811.
- 33. Gossard A.C. (1985) Modulation Doping of Semiconductor Heterostructures. In: Chang L.L., Ploog K. (eds) Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures. NATO ASI Series (Series E: Applied Sciences), vol 87. Springer,
- 34. G. Japaridze, George & Johannesson, Henrik & Malard, M. (2013). Synthetic helical liquid in a quantum wire. Physical Review B. 89. 10.1103/PhysRevB.89.201403.
- 35. G. Veshapidze, Goga & Bang, J.-Y & Fehrenbach, C & Nguyen, H & D. DePaola, B. (2015). Model-free measurement of the excited-state fraction in a Rb 85 magnetooptical trap. Physical Review A. 91. 10.1103/PhysRevA.91.053423.
- P. Baltes and E. R. Hilf Spectra of Finite Systems, Wissenschaftsverlag, Mannheim 1976.
- 37. H.-J. Stockmann, Quantum Chaos, Cambridge University Press 2000.
- Bardeen and W. Shockley, "Deformation Potentials and Mob es in Nonpolar Crystals," Phys. Rev., 80, 72 (1950)
- H. Davies, The Physics of Low-dimensional Semiconductors, Cambridge University Press, 1998.
- 40. J. H. Kim, M. Barth, U. Kuhl, H.-J. Stockmann and J. P. Bird, Phys. Rev. B 68 (2003) 045315.
- 41. J. Simon, V. Protasenko, C. Lian, H. Xing and D. Jena, Science 327 (2010) 60-64.
- 42. Jessica L. Boland, Sonia Conesa-Boj, Patrick Parkinson e.t. Modulation Doping of GaAs/AlGaAs Core–Shell Nanowires with Effective Defect Passivation and High Electron Mobility. 10.1021/nl504566t Nano Lett. 2015, 15, 1336–1342

- 43. Johannes de Boor,\* Dong Sik Kim, and Volker Schmidt, Sub-50 nm patterning by immersion interference lithography using a Littrow prism as a Lloyd's interferometer, OPTICS LETTERS / Vol. 35, No. 20 / October 15, 2010.
- 44. John H. Davide the physics of low-dimensional semiconductor, (1997)
- Jun Mao, Zihang Liu & Zhifeng Ren, Size effect in thermoelectric materials, doi:10.1038/npjquantmats.2016.28
- 46. F. Berggren, J. Larsson and O. Bengtsson, Acta Physica Polonica A, 109 (2006) 33.
- K. Tavzarashvili, C. Hafner, X. D. Cui, D. Kakulia, G. Ghvedashvili, D. Karkashadze, Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, 4 (2007) 667–674.
- 48. K.-F. Berggren, I. I. Yakimenko and J. Hakanen, New J. Phys. 12 (2010) 073005.
- 49. Pirro, Electrical Characterization and Modeling of Advanced SOI Substrates. Micro and Nanotechnologies/Microelectronics (Universite Grenoble Alpes, Grenoble, 2015).
- 50. L. Pirro, I. Ionica, G. Ghibaudo, X. Mescot, L. Faraone, and S. Cristoloveanu, J. Appl. Phys. 119, 175702 (2016).
- 51. L. Ramdas Ram-Mohan, Finite Element and Boundary Element Applications in Quantum Mechanics, Oxford University Press, 2002.
- 52. L. Vardosanidze, Taliashvili Z., Tavkhelidze A. and Cox R., Fabrication of closespaced MEMS devices by method of precise adhesion regulation US patent 7,208,021 April 24, (2007)
- Gutzwiller, Chaos in Classical and Quantum Mechanics, Springer-Verlag, New York, 1990.
- 54. M. Morohashi, N. Sawaki, and I. Akasaki, Jpn. J. Appl. Phys. 24, 732 (1985).
- 55. M.A. Aleksidze, Fundamental functions of mathematical-physics equations in approximate solutions of boundary problems, part I., Tbilisi State University Publisher 1989, in Russian.

- 56. MIT OpenCourseWarehttp://ocw.mit.edu 3.024 Electronic, Optical and Magnetic Properties of MaterialsSpring 2013
- 57. Moore, Gordon E. (1965-04-19). "Cramming more components onto integrated circuits". Electronics. Retrieved 2016-07-01.
- 58. R. A. Smith, Semiconductors, 2nd Ed., Cambridge University Press, London, 1979.
- 59. R. Lampe, P. Klock and P. Mayes, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques 33 (1985) 734-736.
- 60. R. Zaridze, G. Bit-Babik, K. Tavzarashvili, N. Uzunoglu, D. Economou, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 50 (2002) 50–58.
- 61. Robert X. Cringely. https://betanews.com/2013/10/15/breaking-moores-law/
- S. Brose, S. Danylyuk, L. Juschkin, C. Dittberner, K. Bergmann, J. Moers, G. Panaitov, St. Trellenkamp, P. Loosen, D. Grützmacher, Thin Solid Films 520 (2012) 5080.
- 63. S. Nonoyama, Y. Honma, A. Nakamura, Physics Letters A 379 (2015) 979.
- 64. S. Ono, H. Shima, Physica E 42 (2010) 1224-1227.
- 65. S.S. Buchholz, S.F. Fischer, U. Kunze, D. Reuter, A.D. Wieck, Physica E 42 (2010) 1099–1102.
- 66. Semiconductor Optoelectronics Jasprit Singh physics and technology
- 67. Sheng S. Li PJO SVNY085- October 20, 2005.
- 68. Shumin Yang and Yanqing Wu, EUV/Soft X-Ray Interference Lithography, http://dx.doi.org/10.5772/intechopen.74564
- 69. Sze SM. and Ng K.K., Physics of Semiconductor Devices, New Jersey: Wiley-Interscience, 2007.
- 70. T. Emig, "Casimir forces and geometry in nanosystems" in: G. Radons, B. Rumpf, H.G. Schuster (Eds.), Nonlinear Dynamics of Nanosystems, Willey-VCH, 2010, p.165.
- 71. T. Grahn introduction to Semiconductor Physics holger

- 72. V. D. Kupradze, Russian Mathematical Surveys 22 (1967) 59¬107.
- 73. Wanga and H. Liang, J. Appl. Phys. 113 (2013) 233101.
- 74. Wikipedia. https://en.wikipedia.org/wiki/Rotary\_printing\_press
- 75. Y. V. Kartashov, A. Szameit, R. Keil V. A. Vysloukh, and L. Torner, Optics Letters 36 (2011) 3470.
- 76. Yue Ban and E. Ya. Sherman, J. Appl. Phys. 113 (2013) 043716.
- 77. Zurab V. Wardosanidze, Andro Chanishvili, Gia Petriashvili, and Guram Chilaya,"Cholesteric liquid crystal holographic laser," Opt. Lett.39, 1008-1010 (2014)
- 78. Zurab V. Wardosanidze (2011). Holography Based on the Weigert's Effect, Holograms
  Recording Materials and Applications, Dr Izabela Naydenova (Ed.), ISBN: 978-953-307-981-3,