

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI**  
**OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**  
**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI**  
**SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI**

**Qo‘l yozma huquqida**

**UDK: 537.311.33:539.12.04**

**TASHBOYEV MUZAFFAR DANAKULOVICH**

**IONLAR IMPLANTATSIYASI YORDAMIDA FERROMAGNIT  
TABIATGA EGA BO‘LGAN NAMUNALAR OLISH TEXNOLOGIYASI**

**5A111101 – Kasb ta‘limi (Elektronika va mikroelektronika) mutaxassisligi**

**Magistr**

**akademik darajasini olish uchun yozilgan**

**DISSERTATSIYA**

**Ilmiy rahbar: \_\_\_\_\_ dots. E.U.Arziqulov**

**Samarqand – 2014**

## MUNDARIJA

	<b>Kirish</b> .....	3
<b>I bob.</b>	<b>Ionlarning qattiq jism bilan o‘zaro ta’siri</b> .....	6
1.1.	Qattiq jismni ionlar bilan bombardimon qilishda kuzatiladigan xodisalar.....	6
1.2.	Ionlar implantatsiyasi jarayoni asoslari.....	9
1.3.	Ionlarning kristallarda kanallanishi va tormozlanishi.....	14
1.4.	Ionlarning hosil qilgan nuqsonlari konsentrasiyasini hisoblash.....	20
1.5.	Ionlar ta’sirida kristall sirtining amorf holatga o‘tishi.....	22
	<b>I bob bo‘yicha xulosa</b> .....	26
<b>II.bob.</b>	<b>Ionlar implantatsiyasi va uning ta’sirida yuz beradigan jarayonlar</b> .....	27
2.1.	Ionlar implantatsiyasini yarim o‘tkagichi asboblar texnologiyasida ishlatishi haqida ma’lumot.....	27
2.2.	Ionlar implantatsiyasi uchun zarur uskunalar.....	33
2.3	Ionlar implantatsiyasi ta’sirida yuz beradigan jarayonlar.....	42
	<b>II bob bo‘yicha xulosa</b> .....	46
<b>III.bob.</b>	<b>Magnit kirishmali yarim o‘tkazgichlar olishda ionlar implantatsiyasidan foydalanish</b> .....	47
3.1	Kremniyda kirishmalarning kvant tabiatli magnit nanoklasterlar hosil qilishi ehtimoliyati.....	47
3.2.	Ionlar implantatsiyasi bilan olingan kuchli kompensirlangan Si<B,Mn> namunalari.....	53
3.3.	Kremniyning magnit xususiyatlarining undagi kirishmalar turi va tabiatiga bog‘liqligi.....	56
3.4	Ionlar implantatsiyasi bilan olingan namunalarni Atom kuch mikroskopida tadqiq qilish.....	59
	<b>III bob bo‘yicha xulosa</b> .....	62
	<b>Xulosa</b> .....	63
	<b>Adabiyotlar ro‘yxati</b> .....	64

## **Kirish.**

**Mavzuning dolzarbligi:** Zamonaviy elektronika va nanoelektronika, spintronika, fotonika kabi yuqori texnologiya sohalari uchun yangi xususiyatli yangidan yangi materiallar sintez qilish zarurati hamisha dolzarb bo'lib qolaveradi. Yuqoridagi sohalarning rivojlanishini ta'minlovchi yangi materiallarni olishning bir qator usullari bo'lib ulardan keng qo'llaniladiganlaridan biri bu ionlar implantasiyasi usulidir. Hozirgi vaqtda yarim o'tkazgichlarda turli usullar kirishmalar bilan kiritilishi natijasida hosil qilingan nanostrukturalarga katta e'tibor berilmoqda. Bunday nanostrukturalarni hosil qilinganda negiz yarim o'tkazgich ya'ni matrisoning asosiy parametrlari, strukturasi, panjara doimiysi o'zgarmasligi zarur bo'ladi. Bunga faqat yuqori haroratli diffuziya bilan erishish mumkin ammo, bu usul bilan nanoklasterlar, kvant nuqtalar shakllanishiga yetarli bo'lgan darajada kirishma kiritilmas ekanmiz. Shu sababli kerakli dozada kirishmalarni faqat ionlar implantasiyasi usulidagina kiritish mumkin ekan. Shuning uchun kremniy monokristalliga turli kirishmalar ionlar implantasiyasi usullari bilan kiritilib nanostrukturalar hosil qilinmoqda. Barcha hollarda asos material kremniy bo'lsada hosil qilingan nanostrukturalar kimyoviy tarkibiga qarabgina turli xossalarga ega bo'lishi bilan u yoki bu sohada (spintronika, fotoelektronika, kvant elektronikasi, kvant lazerlarda) samarali qo'llanilish topmoqda.

**Yangiligi.** Magistrlik dissertatsiyasi natijalarining ilmiy jihatdan yangiligi quyidagilardan iborat.

- Ionlar implantasiyasi yordamida kremniyga turli kirishmalar kiritish texnologiyasi nanoklasterlar hosil qilish samaradorligi yuqori maromlarini aniqlash
- Ionlar implantasiyasi yordamida kremniyga turli kirishmalar kiritish bilan kremniyning magnit xossalari uchun kuchli ta'sir ko'rsatadigan kirishmalar aniqlanishi.

- Kirishmalarning kremniy namunalarida yuqori spinga ega bo‘lgan magnit nanoklasterlar paydo qilishga moyilligi yuqori bo‘lgan kirishmalarning aniqlanishi.

**Tadqiqotning maqsad va vazifalari.** Mazkur magistrlik dissertasiyasining asosiy maqsadi kremniyda xona haroratida ferromagnit holatni paydo qiluvchi magnit nanoklasterlar hosil qilish uchun ionlar implantatsiyasidan foydalanish istiqbollari va eng maqbul maromlarini aniqlashdan iborat. Buning uchun quyidagi vazifalarni amalga oshirish talab qilindi:

- Kremniyga ionlar implantasiya qilish jarayonini va fizikasini mukammal o‘rganish.
- Ionlar implantasiyasi yordamida aralashmalar kiritilgan kremniy namunalarining elektrofizik, magnit va boshqa xossalarini o‘zgartirishi bo‘yicha qilingan ilmiy tadqiqotlar natijalari aks etgan ilmiy maqolalarni o‘rganish va ularni tizimlashtirish.
- Ionlar implantasiyasi yordamida kremniyda katta magnit momentli nanoklasterlar hosil qilish maromlarini tasniflash.
- Ionlar implantasiyasi yordamida olingan magnit kirishmali kremniy namunalari olish bo‘yicha ilmiy va amaliy tavsiyalar ishlab chiqish.

### **Ilmiy-amaliy ahamiyati.**

Mazkur magistrlik dissertasiyasining ahamiyati:

Kremniyda ferromagnit xususiyatni hosil qilish uning qo‘llanilish sohalarini yanada kengaytirib rivojlanayotgan yangi soha spintronika uchun asosiy xom ashyoga aylantiradi. Kremniyda ferromagnit xususiyatni hosil qilish unga kirishmalar kiritishning ionlar implantasiyasi maromlarining mukammalligiga uzviy bog‘liqdir. Shuning uchun mazkur magistrlik dissertasiyasida keltirilgan tavsiyalar va uning natijalari OTM lar aro “Mikroelektronika materiallarini sintezlash” ilmiy laboratoriyasida o‘rnatiladigan ion implantasiyasi qurilmasidan foydalanish jarayonida amaliy ahamiyatga ega bo‘ladi.

**Magistrlik dissertasiyasining tuzilishi.** Magistrlik dissertasiyasi kirish, uchta bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxatidan iborat bo‘lib jami 67

betni tashkil qiladi. Magistrlik dissertasiyasining birinchi bobida mavzu bo'yicha adabiyotlar sharhi va mavzuning o'rganilgani keltirilgan, ikkinchi bobda esa tadqiqot obyektining ahamiyati va xususiyatlari bayon qilingan bo'lsa uchinchi bob magistrlik dissertasiyasi bajarish davomida bajarilgan ishlarni qamrab oladi. magistrlik dissertasiyasining oxirida qilingan ishlar bo'yicha tegishli xulosalar berilgan.

## **I BOB. IONLARNING QATTIQ JISM BILAN O‘ZARO TA‘SIRI**

### **1.1 Qattiq jismni ionlar bilan bombardimon qilishda kuzatiladigan hodisalar**

Ionlar qattiq jism ichiga kirib borishda uning atomlari bilan elastik va noelastik to‘qnashadi. Elastik to‘qnashuvda to‘qnashayotgan ion va atomning ichki energiyasi va strukturasi o‘zgarmaydi. Lekin ion o‘zining bir qism kinetik energiyasini atomga beradi va ma’lum burchakka sochilib ketadi. Noelastik to‘qnashuvda ion atomning elektronlari bilan to‘qnashadi. Natijada atom ionlashadi yoki uyg‘ongan holatga o‘tadi.

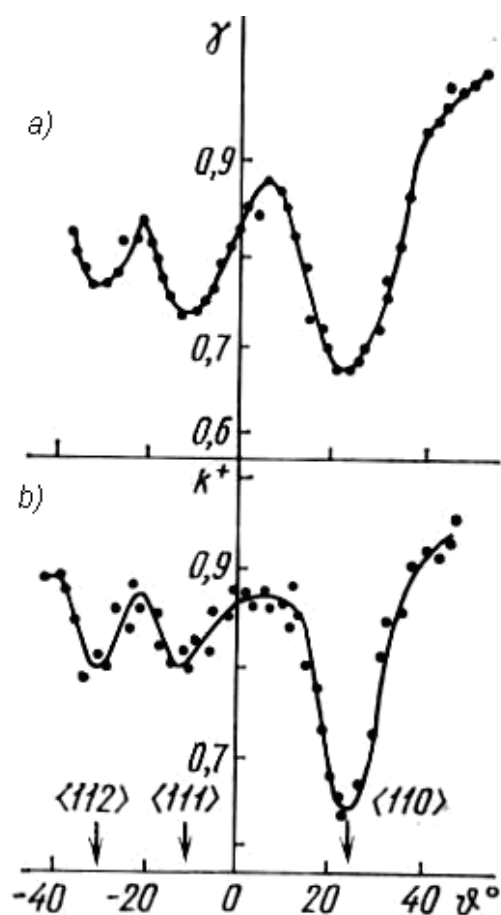
Har ikkala to‘qnashuvlar kristalda bir qancha xodisalarning paydo bo‘lishiga olib keladi. Ionlar oqimining sirt atomlari bilan elastik to‘qnashuvda katta burchaklarga sochilgan qismi yana vakuumga qaytib ketadi. Sirtidan bunday sochilgan sekin ionlarning energetik spektrini o‘lchash asosida kristall sirtining kimyoviy tarkibi va strukturasi haqida ma’lumot olish mumkin. Bombardimon qilayotgan ionlarning massasi va energiyasiga qarab, elastik to‘qnashuvlar natijasida kristalda frenkel jufti tipidagi nuqtaviy nuqsonlar (vakansiya va oraliq atomi) bilan bir qatorda “harorotli zona”larda tartibsizlangan soha, vakansion yoki oraliq atomlarining klasterlari (to‘plami) singari ulkan nuqsonlar ham vujudga keladi. Bu nuqsonlar generatsiyasining kinetikasini va tabiatini analiz qilish asosida kristaldagi radiatsion fazaviy o‘tish hodisasining, katod changlanishi va ikkilamchi ionlar emissiyasi singari xodisalarning fizikaviy mexanizmlari izohlanadi.

Ionlarning kristall atomlari bilan noelastik to‘qnashuvlari natijasida ion – elektron emissiyasi hodisasi, shuningdek radiatsion elektr o‘tkazuvchanlik va lyuminessensiya hodisalari ro‘y berishi mumkin. Ionlar bilan qattiq jismni bombardimon qilishda sirtida sodir bo‘ladigan barcha jarayonlar namuna sirtki qatlamlarining kimyoviy tarkibiga va kristall strukturasi kuchli darajada bog‘liq bo‘ladi.

Monokristall namunalarni ionlar bilan bombardimon qilishda kristalning turli  $\langle hkl \rangle$  yo‘nalishlari bo‘yicha xususiyatlarining anizotropi bilan bog‘liq

bo‘lgan orientatsion effektlar kuzatiladi. Monokristallarni ma’lum energiyadagi parallel ionlar oqimi bilan bombardimon qilishda ularning kristalga kirish chuqurligi (chopiish yo‘li  $R_p$ ), ion-elektron emissiya koeffisienti  $\gamma$ , ikkilamchi ionlar emissiyasi koeffisienti  $K^+$ ,  $K^-$ , katod changlanishi koeffisienti  $K^0$  kristalning (hkl) sirtiga tushish burchagi  $\varphi$  ga bog‘liq ravishda o‘zgaradi.

1.1-rasmda kaliy ionlarning parallel dastasi bilan germaniy monokristalini bombardimon qilishda vakuumga emissiyalanib chiqqan elektronlar sonining va sirtidan qaytgan ionlar sonining tushish burchagi  $\varphi$  ga bog‘liqligi tasvirlangan. Ionlar oqimining yo‘nalishi kristall atomlarining zich joylashgan yo‘nalishlariga mos kelgan burchaklar strekalar bilan ko‘rsatilgan.



**1.1-rasm.  $\gamma$  va  $K^+$  koeffisientlarining  $Ye=6keV$  energiyali  $K^+$  ionlarining Ge sirtiga tushish burchagi  $\varphi$  ga bog‘liqligi**

Har xil ionlar bilan qattiq jismni bombardimon qilishda kuzatiladigan hodisalarni tekshirish natijalari sirt tashxissida kuchli vosita sifatida xizmat qilishi

mumkin. Kristall sirtining elementlar tarkibini, va uning strukturasi, kristaldagi har xil nuqsonlarni va fazaviy o'tish jarayonlarini tekshirishda qo'llaniladigan tashxisning ionlar implantatsiya usullari: sirt atomlaridan sekin ionlarning ( $E = 0,1 \div 10 \text{ keV}$ ) sochilishi yoki Rezerfordning orqaga sochilishi hamda kanallashtirish effekti usullari hozirgi paytda kristalning elementlar tarkibini, kristall strukturasi, kristalda hosil bo'lgan nuqsonlarning konsentratsiyasini va fazaviy-o'tish jarayonlarini tekshirishda keng qo'llanilmoqda.

Elektron texnologiyasida va nano-elektronika sohasida maqsadga muvofiq xossalarga ega bo'lgan kvant nuqtalari, sirt va sirtga yaqin qatlamli metall, yarim o'tkazgich va dielektrik materiallarni olishda ionlar implantatsiyasidan foydalanilmoqda. Ionlar implantatsiyasi usulining muhim xususiyatlaridan biri – barcha jarayonlarni avtomatlashtirishga imkoniyat mavjudligidir.

## **1.2 Ionlar implantatsiyasi jarayoni asoslari**

Ionlarni implantatsiya qilish usuli elektrostatik maydonda tezlatilgan zaryadlangan atom yoki molekulalarni qattiq jismga kiritishga asoslangan. Bu usulni ion – namunaning har qanday kombinatsiyasiga tadbiq qilish mumkin. Ionlarning energiyasi bir necha kiloelektronvolt (keV) bir necha megaelektronvoltgacha (MeV) o‘zgaradi. Ionning namunaga kirish chuqurligi faqat ionning energiyasiga emas, balki ion va namuna atomlarining massalariga ham bog‘liq. Ionlarni implantatsiya qilish qattiq jism sirtining va sirtga yaqin bo‘lgan qatlamning deyarli barcha xususiyatlarini o‘zgartirib yuborishi mumkin.

Ionlar implantatsiyasi qattiq jismning sirtki qatlamlariga kirishma atomlarini kiritish usuli sifatida ilmiy tekshirish laboratoriyalarida va sanoatda keng qo‘llanilmoqda. Boshlang‘ich paytda yarim o‘tkazgichlar fizikasi va yarim o‘tkazgich asboblarni texnologiyasida katta muvaffaqiyatga erishildi. Lekin hozirgi paytda ionlar implantatsiyasining qo‘llanilish sohasi ancha kengaydi. Noyob xususiyatli o‘ta o‘tkazuvchan materiallarni olishda, konstruksion materiallar sirtining mexanik, fizika –kimyoviy va boshqa xossalarni maqsadga muvofiq o‘zgartirishda, yangi kimyoviy birikmalarni olishda va moddalarning strukturasi modifikatsiyalashda ionlar implantatsiyasi usulidan foydalanish yaxshi natijalar bermoqda. Shu bilan birga qattiq jismga katta energiyali ionlarni kiritishda sodir bo‘ladigan fizikaviy jarayonlarni chuqur o‘rganishga e’tibor oshib bermoqda.

Ionlar implantatsiyasining parametrlarini hisoblashda Lindxard-Sharff-Shiott (LShSh) nazariyasidan keng foydalaniladi. Bu nazariyada parametrlarni hisoblash qulay bo‘lishi uchun ionning energiyasi  $E$  va chopish yo‘li  $R$  o‘lchamsiz  $\varepsilon$  va  $\rho$  kattaliklar orqali ifodalanadi:

$$\varepsilon = \frac{32,5M_2}{(M_1 + M_2) \cdot Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}, \quad (1.1)$$

$$\rho = \frac{166,8M_1}{(M_1 + M_2)(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})} \cdot R \left( \frac{mkg}{sm^2} \right). \quad (1.2)$$

Bunda  $M_1, M_2, Z_1, Z_2$ -ionning va namuna atomining massalari va tartib nomerlari. Ionning noelastik to‘qnashuvlarda yo‘qotgan energiyasi quyidagicha yoziladi:

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = K_e \cdot \varepsilon^{1/2}, \quad (1.3)$$

bunda

$$K_e = \frac{0,0793 \cdot (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) \cdot (M_1 + M_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} \cdot M_1^{3/2} \cdot M_2^{1/2}}. \quad (1.4)$$

Ionlarning elastik to‘qnashuvlarga sarflagan energiyasi  $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n$  ion va atom orasida vujudga keladigan potentsial energiyaning ko‘rinishiga bog‘liq. Ko‘pgina potentsiallar uchun  $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n$  ning qiymatlari taqribiy hisoblash usullari asosida aniqlanib, jadval yoki grafik usulda beriladi. Shuning uchun bunday jadval yoki grafiklarning ayrim qismlari uchun analitik funksiyalarni topish ionlarning chopish yo‘llarini va taqsimotini aniqlash masalasini ancha Engillashtiradi. LSS nazariyasida bunday analitik funksiyalardan biri quyidagicha yoziladi:

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = 0,5 \ln \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon + A\varepsilon^B}, \quad (1.5)$$

bunda Tomas-Fermi potentsiali uchun  $A=0,10396$  va  $B=0,50793$  bo‘ladi. Agar  $\varepsilon \ll 1$  bo‘lsa, bu ifoda ushbu ko‘rinishda yoziladi:

$$\left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{1}{2A} \cdot \varepsilon^{1-B}. \quad (1.6)$$

Ionlarning elastik va noelastik to‘qnashuvlarda yo‘qotgan energiyalari analitik funksiyalar orqali ifodalangan bo‘lsa, ularning namunadagi o‘rtacha chopish yo‘li  $\rho_0$  quyidagi formula bo‘yicha topiladi:

$$\rho = \int_0^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{\left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n + \left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e}. \quad (1.7)$$

Og‘ir ionlar uchun  $\varepsilon \ll 1$  bo‘lgan sohalarda ionlarning noelastik to‘qnashuvlarga sarflagan energiyasi elastik to‘qnashuvlarga sarflagan

energiyasidan juda kichik bo‘ladi. Shuning uchun (1.7)- formulada  $-\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e$  ni hisobga olmasa ham bo‘ladi. U holda (1.6)- va (1.7)- formulalarga asosan, ionlarning o‘rtacha chopish yo‘li  $\rho_0$  ning  $\varepsilon_0$  ga bog‘liqligi ushbu ko‘rinishda yoziladi:

$$\rho_0 = \frac{2A}{B} \varepsilon_0^B. \quad (1.8)$$

Ionlar energiyasi  $0,1 < \varepsilon < 5$  oralig‘ida bo‘lsa va noelastik to‘qnashuvlarga sarflangan energiya hisobga olinmasa, ularning o‘rtacha chopish yo‘li

$$\rho_0 = 3,06 \cdot \varepsilon_0 \quad (1.9)$$

bo‘ladi.

Bu formulani o‘lchamli kattaliklar orqali ifodalasak, ionlarning o‘rtacha chopish yo‘li  $\bar{R}$  ushbu ko‘rinishda ifodalanadi:

$$\bar{R} = \frac{6M_2E}{gZ_2} \cdot \frac{M_1 + M_2}{M_1} \cdot \frac{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})}{Z_1}, \quad (1.10)$$

bu yerda  $g$ -tormozlovchi moddaning zichligi. Agar ionning energiyasi  $E$  keV birligida, zichlik  $\frac{g}{sm^3}$  birlikda berilgan bo‘lsa, ionning chopish yo‘li  $\bar{R}$  nanometrda (nm) da ifodalanadi.

Elektron texnologiyasida amaliy ahamiyatga ega bo‘lgan parametr ionlarning o‘rtacha chopish yo‘li emas, balki ionlarning qanchalik qalinlikka kirib borishi va ionlarning bu qalinlikdagi taqsimotini bilish muhim ahamiyatga egadir. Shuning uchun ham ionlar chopish yo‘llarining proyeksiyasini, proyektlangan o‘rtacha chopish yo‘li  $\bar{R}_p$  ni va uning o‘rtacha kvadratik farqi  $\Delta \bar{R}_p$  ni bilish ko‘pgina texnologik jarayonlarni amalga oshirishni yengillashtiradi.

LSS nazariyasida qo‘llanilgan  $U(r) \sim r^{-2}$  ko‘rinishdagi darajali potentsialdan foydalanilsa va  $M_1 \geq M_2$  sharti bajarilsa, ionlarning o‘rtacha chopish yo‘li  $\bar{R}$  va o‘rtacha proyektlangan chopish yo‘li  $\bar{R}_p$  o‘zaro quyidagicha bog‘lanishda bo‘ladi:

$$\frac{\bar{R}}{\bar{R}_p} \approx 1 + \frac{M_2}{3M_1}. \quad (1.11)$$

Agar ionning massasi  $M_1$  namuna atomining massasi  $M_2$  dan katta ( $M_1 \geq M_2$ ) bo'lsa, taqriban  $\Delta \bar{R}_p \approx \bar{R}_p$  bo'ladi. Implantatsiya qilngan ionlarning taqsimoti proyektlangan chopish yo'li  $\bar{R}_p$ , uning o'rtacha kvadratik farqi  $\Delta \bar{R}_p$  va ionlar dozasi  $\varphi_0$  bilan o'zaro quyidagicha bog'lanishda bo'ladi:

$$\varphi(x) = \frac{\varphi_0}{\sqrt{2\pi \cdot \Delta R_p}} \cdot \exp \left[ -\frac{(x - \bar{R}_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right], \quad (1.12)$$

bunda  $\varphi_0$  –namunaning  $1 \text{ sm}^2$  yuzasiga tushgan ionlar soni.

Ionlar taqsimotining maksimumi

$$\varphi_{\max} = \frac{\varphi_0}{\sqrt{2\pi \cdot \Delta R_p}} \quad (1.13)$$

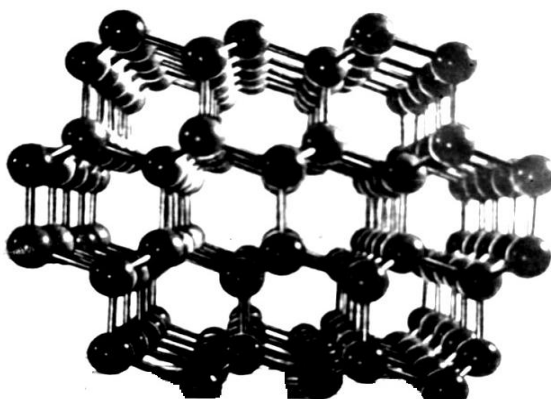
formula yordamida aniqlanadi. Ionlar taqsimotining maksimumi  $R_p$  chuqurlikda joylashgan bo'lib, chuqurlik  $X = \bar{R}_p \pm 1,2 \Delta \bar{R}_p$ ,  $X = \bar{R}_p \pm 2 \Delta \bar{R}_p$ , va  $X = \bar{R}_p \pm 3 \Delta \bar{R}_p$  ga teng bo'lganda ularning konsentratsiyasi  $\varphi_{\max}$  ga nisbatan mos ravishda taqriban 2, 10 va 100 marta kamayadi. Ko'pchilik hollarda (1.12)- formula asosida aniqlangan ionlarning taqsimoti tajriba natijalariga mos keladi. Lekin ayrim hollarda tajriba va nazariy hisoblash natijalari orasidagi farq ancha katta bo'ladi. Jumladan, yengil ionlarni og'ir element moddalariga implantatsiya qilishda ionlarning taqsimoti (1.12)- formuladagi Gauss taqsimotidan farq qiladi.

Shunday qilib, ma'lum bir energiyadagi biror legirlanuvchi kirishma elementlari taqsimotining Gauss taqsimoti ko'rinishida bo'lishini ta'minlaydi. Bu taqsimot diffuziya yo'li bilan legirlangan elementlar taqsimotidan butunlay farq qiladi. Diffuziya yo'li bilan legirlashda kirishma elementlarning maksimal konsentratsiyasi har doim sirtga yaqin qatlamda bo'ladi. Ionlarni implantatsiya qilish usulida esa elementning maksimal konsentratsiyasi kristalning ichida, ya'ni sirtidan  $\bar{R}_p$  chuqurlikda hosil bo'ladi. Shuning uchun ham ionlar dastasining energiyasini, tushish burchagini va ionlar oqimining zichligini rostdash asosida kirishma elementlarining chuqurlik bo'yicha taqsimotining murakkab profillarini ham ionlar implantatsiyasi usuli bilan hosil qilish imkoniyati bor.

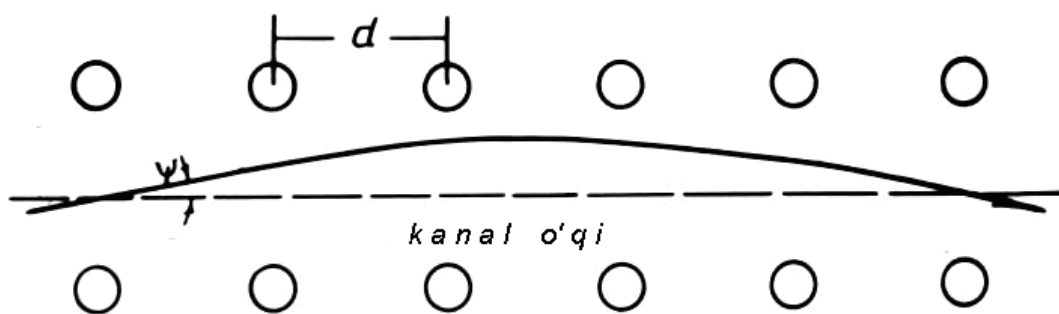
### 1.3 Ionlarning kristallarda kanallanishi va tormozlanishi

Kristallarda atomlarning aniq tartib bilan joylashganligi sababli undagi Millerning kichik indeksleri bilan belgilangan yo'nalishlar bo'yicha atrofni atomlarning zanjiri o'rab olgan kanallar vujudga keladi. 1.2-rasmda olmos kristall panjarasining  $\langle 110 \rangle$  yo'nalishi bo'yicha hosil bo'lgan kanallar tasvirlangan.

Agar ion kanal o'qiga nisbatan kichik  $\psi$  burchak ostida kanalga kiritilsa, zanjirdagi atomlar bilan korrelyatsiyalangan sirpanuvchi to'qnashganligi sababli ionning kanaldagi traektoriya taqriban sinusoidal bo'ladi (1.3-rasm).



1.3-rasm. Olmos kristalining tuzilishi  $\langle 110 \rangle$  o'q bo'yicha ko'rinishi



1.4-rasm. Kattalashtirilgan zaryadli zarralarning trayektoriyasi sxematik tasviri

Demak, kanal bo'yicha harakat qilayotgan ion zanjiridagi har bir atom bilan alohida-alohida emas, balki birdaniga bir necha atomlar bilan ta'sirlashadi. Shuning uchun ham ion alohida bitta atomning potentsial maydonidan emas, balki atomlar zanjiri hosil qilgan o'rtacha potentsialdan sochiladi.

Agar atomning Tomas-Fermi potentsialidan foydalanilsa atomlar zanjirining o‘rtacha potentsiali quyidagicha yoziladi:

$$U(\rho) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \cdot 2 \ln \frac{Ca}{\rho}, \quad (1.14)$$

bunda

$$a = 0,47 \cdot 10^{-8} \cdot (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \text{ cM} \quad (1.15)$$

$C \approx \sqrt{3}$ ,  $Z_1, Z_2$  – ion va atomning tartib nomerlari,  $d$ -atomlar orasidagi masofa,  $\rho$ -iondan atomlar zanjirining o‘qigacha (atom markazigacha) bo‘lgan masofa.

Ionning ko‘ndalang harakat energiyasi quyidagicha yoziladi:

$$E_{\perp} = \frac{M_1 v_{\perp}^2}{2} = E \cdot \sin^2 \psi \approx E \cdot \psi^2. \quad (1.16)$$

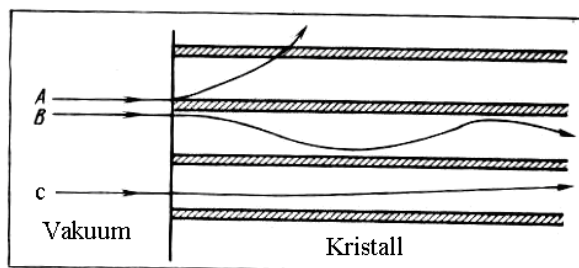
Bunda  $M_1$ -ionning massasi,  $\psi$ -ionning kanal o‘qiga nisbatan kanalga kirish burchagi.

Bu energiyani atom va ion orasidagi masofa:  $\rho_{\min} \sim a$  bo‘lgandagi potentsial energiyaga tenglashtirib, kanallashtirishning kiritik burchagini quyidagicha yozamiz:

$$\psi_{kp} = \left( \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{Ed} \right)^{1/2}. \quad (1.17)$$

Demak, ionning atomlar zanjiri bilan sirpanib to‘qnashishi uchun uning traektoriya bilan kanal o‘qi orasidagi burchak ushbu  $\psi < \psi_{kr}$  shartini bajarishi lozim. Shuning uchun faqat kanal o‘qiga nisbatan  $\psi < \psi_{kr}$  burchak ostida kanalga kirgan ionlar kanallashadi.

1.4-rasmda kristaldagi kichik indeksli tekisliklarning joylashish sxemasi tasvirlangan.



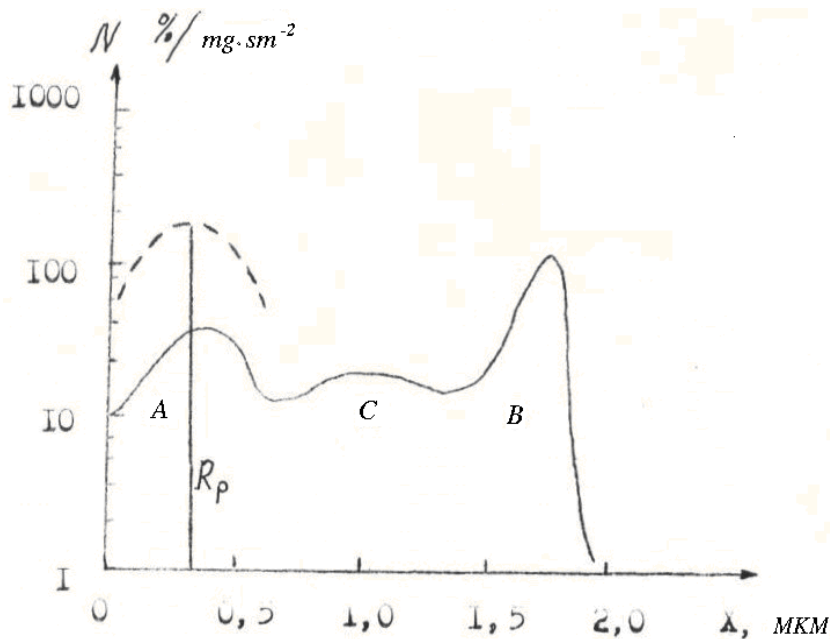
**1.4-rasm. Kristaldagi kichik indeksli tekisliklarning joylashish sxemasi**

Vakuumdanda kelayotgan parallel ionlar oqimi sirt tekisligini kesib o'tishda uch qismga ajraladi:

A guruhdagi ionlar katta burchaklarga sochilib kanaldan chiqib ketadi. Ularning bir qismi esa orqaga sochilib yana vakuumga qaytib ketadi. Bu guruhdagi ionlar kanaldan chiqib ketgandan so'ng kristalda xaotik harakat qiladi. C guruhdagi ionlar uchun nishon masofa  $\rho$  katta bo'lganligi sababli, ular kichik burchaklarga sochiladi. Shuning uchun ularning tebranish davri atomlar orasidagi masofa  $d$  dan ancha katta bo'ladi. Ularning ko'pchiligi uchun chopish yo'li  $R$  maksimal ( $R_{max}$ ) bo'ladi. V guruhdagi ionlar ham kanal bo'yicha harakat qiladi, lekin ularning atomlar zanjiri orasidagi ossillyasiya davri kichik bo'lib, u bir yoki bir necha atomlar davri  $d$  ga teng bo'ladi.

Agar ionlar kristall tekisliklari orasidagi kanalda harakat qilsa, tekislik kanallasuvi deb ataladi. Ionlar kristalning ma'lum bir yo'nalishi bo'yicha harakat qilsa, aksial kanallashtirish deb ataladi. Shunday qilib, parallel ionlar oqimi kristalga kirishda ikki qismga ajraladi: xaotik harakat qiladigan oqim (A) va kanallashtirilgan ionlar oqimi (C va V). Ionlar oqimi kristall ichiga kirib borgan sari ionlarning dekanallasuvi natijasida kanallashtirilgan oqim kamaya boradi.

1.5-rasmda volfram mono kristalining  $\langle 111 \rangle$  o'qi bo'yicha yo'naltirilgan energiyasi  $E=500$  keV bo'lgan  $K^+$  ionlarning taqsimoti tasvirlangan.



**1.5-rasm. Volfram monokristallining  $\langle 111 \rangle$  o‘qi bo‘yicha yo‘naltirilgan energiyasi  $Ye = 500$  keV bo‘lgan  $K^+$  ionlarning taqsimoti**

Rasmdan ko‘rinadiki, ionlar oqimi uchta guruhga ajralgan. A guruhdagi ionlarning taqsimoti, ularning amorf moddada taqsimotiga mos keladi. C guruhdagi ionlar ideal kanallashtirilgan ionlardan tashkil topgan bo‘lib, ularning maksimal chopish yo‘llari aniq chegaralangan bo‘ladi. V guruhdagi ionlar kanalda tormozlanish jarayonida kanaldan chiqib ketib, chopish yo‘lining bir qismini xaotik harakatda bosib o‘tadi. Shuning uchun bu guruhdagi ionlarning chopish yo‘llari  $R_{max}$  dan ancha kichik bo‘ladi.

Ionlar kanal bo‘ylab harakat qilganda ham, xuddi amorf moddalarda harakat qilgandagi singari, panjara atomlari bilan elastik va noelastik to‘qnashuvlari tufayli o‘z energiyasini yo‘qotadi. Kanallashtirilgan ionning elastik to‘qnashuvlarda yo‘qotgan energiyasi nishon masofa  $\rho$  ga bog‘liq bo‘lib, uning ortishi bilan energiya yo‘qotish keskin kamayib ketadi.

Nishon masofa  $\rho$  ning ortishi bilan elektronlar zichligi ham kamayadi. Binobarin, kanallashtirilgan ionlarning noelastik to‘qnashuvlarga sarflangan energiyasi ham  $\rho$  ga bog‘liq bo‘ladi. Lekin  $\rho$  ning ortishi bilan noelastik to‘qnashuvlarda sarflangan energiyaning kamayishi elastik to‘qnashuvlarga sarflangan energiyaning kamayishidan sekinroq pasayadi. Shuning uchun nisbatan kichik energiyali kanallashtirilgan ionlar uchun ham noelastik

to‘qnashuvlarda sarflangan energiya elastik to‘qnashuvlarda yo‘qotilgan energiyadan ko‘proq bo‘lishi mumkin.

Kanallashtirilgan ionlarning elastik to‘qnashuvlarga sarflangan energiyasini hisoblashda Born-Mayer potentsialidan foydalaniladi:

$$U(r) = A_0 e^{-r/a_{BM}}, \quad (1.18)$$

bunda  $A_0 = 135(Z_1 Z_2)^{3/4}$  eV;  $a_{BM} = 0,196 \cdot 10^{-8}$  sm –ekranlash parametri.

Bu formuladan foydalanib, ionning bir birlik masofada elastik to‘qnashuvlar tufayli yo‘qotgan energiyasini quyidagicha yozamiz:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n^k = \frac{A_0^2}{E} \cdot \frac{M_1}{M_2} \cdot \frac{\rho_{\min}^2}{a_{BM}^2 \cdot l} \cdot K_0^2\left(\frac{\rho_{\min}}{a_{BM}}\right) \quad (1.19)$$

Bunda  $K_0(x)$ -Makdonalda funksiyasi, 1-kanallashtirilgan ionning erkin chopish yo‘li,  $\rho_{\min}$ -ionning atomlar zanjiriga eng yaqin kelish masofasi.

Kanallashtirilgan ionlarning noelastik to‘qnashuvlarda yo‘qotgan energiyasini ushbu formula bo‘yicha hisoblaymiz:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_e^k = A_1^{(hkl)} \cdot V, \quad (1.20)$$

bunda

$$A_1^{(hkl)} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{m} N \sum_i \frac{n_i \alpha_i K_0(\alpha_i) K_1(\alpha_i)}{U_i^3}, \quad (1.21)$$

$n_i$ ,  $U_i$  –atomning i-nchi qobig‘idagi elektronlar soni va tezligi,  $K_0(x)$ ,  $K_1(x)$ -Makdonalda funksiyalari,  $\alpha_i$  ning qiymatlari ushbu formuladan topiladi:

$$\alpha_i \exp(\alpha_i) = \frac{Z_1 e^2}{\lambda a_D m U_i^2}; \quad a_D = \left[ \frac{3}{4} \frac{(3\sqrt{\pi})^{2/3} \cdot a_0}{n^{1/3}} \right]^{1/2}. \quad (1.22)$$

$\lambda \sim l$  parametr,  $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$  sm – vodorod atomidagi elektron orbitasi uchun Bor radiusi,  $n \cdot l \text{ sm}^3$  hajmdagi elektronlar soni,  $Z_1$ -ionning tartib nomeri.

Kanallashtirilgan ionlarni tormozlashda atomlarning ichki qobiqlaridagi elektronlarning hisyasi juda kam bo‘ladi. Shuning uchun (1.21)- formula bo‘yicha  $A_1^{(hkl)}$  ni hisoblashda yig‘indi faqat

$$\sum_i n_i = Z_2 - n'(r) \quad (1.23)$$

ta tashqi qobiqdagi elektronlar bo'yicha olinadi. Agar  $n'(r)$  ni aniqlashda atomning Tomas-Fermi modelidan foydalanilsa,

$$n'(r) = 4\pi \int_0^{r_0} f(r)r^2 dr, \quad (1.24)$$

bunda

$$f(r) = \frac{Z_2 \gamma^{3/2}}{16\pi r^{3/2}} \cdot \exp(-\sqrt{\gamma} r). \quad (1.25)$$

atomning Tomas-Fermi modelida atomdagi elektronlarning taqsimot funksiyasi;

$$\gamma \approx \frac{Z_2^{1/3}}{0,3a_0}; \quad r_0 \approx \rho_{\min} \text{ deb olish mumkin.}$$

#### 1.4 Ionlarning hosil qilgan nuqsonlari konsentratsiyasini hisoblash

Bombardimon qilayotgan ionning kristall atomiga bergan energiyasi  $Q$  atomlarning bog'lanish energiyasidan katta bo'lsa, u o'z o'rnidan siljib boshqa kristall panjarasi ichida joylashib oladi. Natijada frenkel jufti deb ataluvchi vakansiya va siljigan atom hosil bo'ladi. Bunday ikkita nuqtaviy nuqsonlarni hosil qilish uchun zarur bo'lgan energiya nuqson hosil qilishning bo'sag'a energiyasi deb ataladi va  $E_d$  harfi bilan belgilanadi.

Agar atomga berilgan energiya ( $Q \gg E_d$ ) ancha katta bo'lsa siljigan atom o'z navbatida kristalning boshqa atomlari bilan to'qnashib ularni o'z o'rniga siljitadi. Atomlarning bunday ketma-ket to'qnashuvlari barcha siljigan atomlarning energiyasi  $E_d$  dan kichik bo'lganda to'xtaydi deb hisoblanadi.

Ketma-ket to'qnashuvlar natijasida hosil bo'lgan nuqtaviy nuqsonlar soni, Kinchin-Piz modeliga asosan, quyidagi formula bo'yicha topiladi:

$$\nu(E) = \frac{E}{2E_d}, \quad (1.26)$$

bunda  $E$ -ionning energiyasi. Agar namunani bombardimon qilayotgan zarrachalar oqimi  $\varphi$   $\text{sm}^{-2}$  t-vaqt davomida ta'sir etsa, siljigan atomlarning konsentratsiyasi quyidagi formula bo'yicha topiladi:

$$C_d = t\varphi \int_{E_d}^{Q_{\max}} \nu(E) \cdot \frac{d\sigma}{dE} \cdot dE. \quad (1.27)$$

Bunda  $d\sigma$ -zarrachaning atom bilan elastik to'qnashuvining defferensial effektiv kesim yuzasi,  $E$ -birinchi siljigan atomning energiyasi,  $\nu(E)$  - ketma-ket to'qnashuvlar (kaskad) funksiyasi deb ataladi va uning qiymati (1.26)- formula bo'yicha topiladi. Bombardimon qilayotgan zarrachaning kristall atomiga bergan o'rtacha energiyasi

$$Q_{or} = \bar{E} = \frac{1}{\sigma_r} \int E \frac{d\sigma}{dE} \cdot dE \quad (1.28)$$

bo'ladi. Bunda  $\sigma_r$ -elastik to'qnashuvning to'liq effektiv kesim yuzasi.  $\nu(E)$  ning qiymatini (1.27)- tenglamaga qo'yib (1.28)- formuladan foydalanilsa, nuqtaviy nuqsonlar konsentratsiyasi quyidagicha yoziladi:

$$C_d = t\varphi\sigma_r \cdot \frac{\bar{E}}{2E_d}, \quad \text{agar} \quad Q_{vax} \gg E_d \quad (1.29)$$

$$Q_{\max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot E - \text{ionning atomga bergan maksimal energiyasi.}$$

Agar kristall og‘ir ionlar bilan bombardimon qilinsa va ularning energiyasi

$$E < E_a = 2E_R(Z_1Z_2)^{7/6} \cdot \frac{M_1 + M_2}{3M_2} \quad (1.30)$$

shartni bajarsa, kristalda hosil bo‘lgan nuqtaviy nuqsonlar konsentratsiyasi  $C_d$  ushbu formula bo‘yicha topiladi.

$$C_s = t\varphi \cdot \frac{\pi a^2 E}{2E_d} \cdot \frac{M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (1.31)$$

bu yerda  $E_A = 13.6 \text{ eV}$ ,  $a = a_0 c (Z_1 \cdot Z_2)^{-1/6}$ ,  $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$ ,  $c \sim 1$  doimiy kattalik.

## 1.5 Ionlar ta'sirida kristall sirtining amorf holatga o'tishi

Tajriba natijalari ko'rsatadiki, kremniy kristalini ionlar bilan bombardimon qilishda avval kristalning ichki sohasida amorf qatlam hosil bo'ladi. U taqriban bombardimon qilayotgan ionlarning elastik to'qnashuvlarga sarflagan energiyasi maksimal bo'lgan chuqurlikda vujudga keladi. Ionlar dozasining ortishi bilan bu qatlam ikki tarafga qarab kengaya boradi. Lekin amorf qatlamning sirt tarafga qarab kengayishi ancha tezroq bo'lib, doza ma'lum bir  $\varphi_{kr}$  dozaga yetganda kristalning sirtqi qatlami to'liq amorf holatga o'tadi. Kremniy yengil ionlar ( $B^+$ ,  $N^+$ ) bilan bombardimon qilishda amorf qatlam sirtga yaqin joyda va nuqtaviy nuqsonlar konsentratsiyasi maksimal bo'lgan chuqurlikda vujudga kelishi kuzatilgan. Ionlar dozasi ortishi bilan bu qatlamlar kengaya boradi va doza  $\varphi_{kr}$  ga yetganda to'liq amorf holatga o'tgan qatlam hosil bo'ladi.

Kremniy amorf holatga o'tkazishning kritik dozas  $\varphi_{kr}$  ionning massasiga, energiyasiga va bombardimon qilish temperaturasiga bog'liqdir. V.M. Gusev hamkasabalari bilan energiyasi 100 keV bo'lgan  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $B^+$ ,  $N^+$  va  $Ar^+$  ionlari bilan kremniy kristalini bombardimon qilib, kritik doza  $\varphi_{kr}$  ni aniqladilar. Ion massasining ortishi bilan kritik doza tez kamayar ekan: vodorod ionlari uchun  $\varphi_{kp} = 5 \cdot 10^{17} \frac{ion}{sm^2}$  bo'lsa, argon ionlari uchun  $\varphi_{kp} = 5 \cdot 10^{14} \frac{ion}{sm^2}$  ni tashkil etadi. Demak, kritik dozaning qiymati 1000 marta ortar ekan. Kritik dozaning temperaturaga bog'liqligi ancha murakkabdir. Kremniy og'ir ionlar bilan bombardimon qilishda temperatura 80 K dan 300 K gacha ko'tarilganda  $\varphi_{kr}$  ning qiymati deyarli o'zgarmasdan qoladi. Lekin yengil ionlar bilan bombardimon qilishda  $\varphi_{kr}$  ning qiymati 100 marta ortadi. 1.1-jadvalda  $N^+$ ,  $Ne^+$  va  $Ar^+$  ionlari uchun kritik dozaning energiyaga bog'liqligi  $T=80K$  va  $T=300K$  temperaturalar uchun berilgan.

Jadvaldan ko'rinadiki, har qanday temperaturada ion energiyasining ortishi bilan  $\varphi_{kr}$  ham osha boradi. Lekin past temperaturada ortishi ancha sekin bo'ladi,

yuqori temperaturada esa tezroq ortadi. Ionlar bilan bombardimon qilishda Ge, GaAs, GaP, SiO<sub>2</sub> va boshqa kristallarning ham amorf holatga o‘tishi kuzatilgan.

Kremniy kristali uchun kritik doza  $\varphi_{kr}$  ning temperaturaga, ionlarning massasiga, energiyasiga va dozasiga bog‘liqligini aniqlash maqsadida bir qancha nazariy modellar taklif qilingan. Jumladan, nuqtaviy nuqsonlar konsentratsiyasini chegaraviy qiymatga yetkazish va diffuzion – kaogulyatsion modellarda kremniyni amorf holatga o‘tkazish uchun namunadagi turg‘un nuqtaviy defektlar konsentratsiyasini kritik qiymatga yetkazish yetarli deb hisoblanadi. Lekin bu modellar asosida kritik dozaning temperaturaga, ion energiyasi va massasiga bog‘liqligini izohlab bo‘lmaydi.

1.1-jadval  $T=80K$  va  $T=300K$  temperaturalarda N<sup>+</sup>, Ne<sup>+</sup> va Ar<sup>+</sup> ionlari uchun Si ning amorflanish dozasi  $\varphi_{kr} \cdot 10^{-14}$  ion/sm<sup>2</sup>

**1.1-jadval**

Energiya E, keV	T=80K			T=300K		
	N <sup>+</sup>	Ne <sup>+</sup>	Ar <sup>+</sup>	N <sup>+</sup>	Ne <sup>+</sup>	Ar <sup>+</sup>
20	3,2	2,6	1,4	30	10	4,0
40	3,2	-	-	30	12,5	-
60	-	-	-	42	-	-
80	-	3,0	1,6	47	17,5	4,8
100	-	-	-	55	22,5	-

Krauder va Morexedlar taklif qilgan modelda kremniyning amorflanish jarayoni quyidagicha izohlanadi: ionlarning kristalga kiritilganidan so‘ng  $\sim 10^{-13}$  sek vaqt davomida atomlarning ketma-ket to‘qnashuvlari jarayoni sodir bo‘ladi. Keyingi  $10^{-13} \div 10^{-12}$  sek davomida ion traektoriyasining atrofida haroratli cho‘qqi hosil bo‘ladi. Natijada ko‘pgina atomlarning bog‘lanishlari uzilgan va o‘z joylaridan siljiganliklari sababli kuchli tartibsizlangan soha hosil bo‘ladi. Bu siljigan atomlar bog‘lanishlarini qayta tiklab, yangi fazani hosil qilishi esa  $r \geq 10$

<sup>9</sup> sek vaqtda sodir bo‘ladi. Shu vaqt ichida tartibsizlangan soha yadrosidan chiqqan vakansiyalar diffuziyalanib ketadi.

Bu modelga asosan kristall ichida harakat qilayotgan ionning traektoriyasi atrofida  $R$  radiusli amorf soha hosil bo‘ladi. Bunday amorf sohalarning bir-biriga qo‘shilib ketishi natijasida kremniyning amorf fazasi hosil bo‘ladi. Shuning uchun kremniyning past temperaturalarda amorf fazaga o‘tishi uchun zarur bo‘lgan kritik doza quyidagicha yoziladi:

$$\varphi_{kp} = \frac{2NE_d}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n}, \quad (1.32)$$

bunda

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n = 7 \cdot 10^8 \rho Z_1^{2/3} \cdot \frac{M_1}{(M_1 + M_2^2)} \quad (1.33)$$

bir birlik masofada ionning elastik to‘qnashuvlarda yo‘qotgan energiyasi,  $\rho$  - namunaning zichligi,  $\frac{g}{sm^3}$ ,  $M_1$ ,  $M_2$  - ion va namuna atomlarining massalari,  $Z_1$  - ionning tartib nomeri,  $N - 1sm^3$  namuna hajmidagi atomlar soni,  $E_d$  - nuqtaviy nuqson hosil qilishning bo‘lag‘a energiyasi.

Bu formuladan ko‘rinadiki, kristalning barcha atomlari o‘z o‘rnidan siljiganda u amorf holatga o‘tadi. Bu model asosida faqat og‘ir ionlar uchun amorf fazaga o‘tishning kritik dozasini hisoblash mumkin. Haqiqatan ham og‘ir ionlar kristall ichida harakat qilganda hosil bo‘lgan nuqtaviy nuqsonlar bir-biriga juda yaqin bo‘lganligi sababli, ular o‘zlaridagi energiyani qo‘shni atomlarga berib bu sohada temperaturani ko‘taradi va natijada ionning traektoriyasi atrofida amorf faza vujudga keladi.

Kremniyni yengil ionlar bilan bombardimon qilishda hosil bo‘lgan tartibsizlangan sohalar yaxlit bo‘lmaydi, aksincha ion traektoriyasining ayrim joylarida kichik o‘lchamli tartibsizlangan sohalar vujudga keladi. Har bir tartibsizlangan soha bir-biridan, ionning energiyasiga qarab  $50 \div 100 A^0$  va hatto bundan ham uzoqroq masofada joylashgan bo‘lishi mumkin. Shuning uchun kritik dozani hisoblashda (1.32)- formuladan foydalanib bo‘lmaydi.

Og‘ir ionlar uchun kritik dozani hisoblashda ham bir necha parametrlarni tajribada aniqlashga to‘g‘ri keladi. Bu parametrlar esa ionlarning turiga va temperaturasiga qarab o‘zgarib turadi.

Hozirgi paytda amorf fazaning kurtagi tartibsizlangan sohada vujudga kelishi va bunday tartibsizlangan sohalar kristalning butun hajmini ikki-uch marta qoplashi natijasida uning to‘liq amorf holatga o‘tishi tajribada tasdiqlangan.

## **I bob bo'yicha xulosa**

Ionlar implantasiyasi yordamida kiritilgan magnit kiirishmalar o'zaro tashkilashish jarayonlari natijasida nano o'lchamdagi tuzilmalar hosil qilgandagina ularning ahamiyatli bo'ladi. Buning uchun qattiq jismni ionlar bilan bombardimon qilinganda sodir bo'ladigan jarayonlar ionlarning tormozlanishi konsentrasion taqsimot profili strukturaning amorflanishi kanal effekti kabilar muhim rol o'ynaydi.

Shunday ekan, ionlar implantasiyasi yordamida xususiyatlari oldindan belgilangan nanostrukturalar hosil qilish uchun quyidagilarga e'tibor berish zarur:

1. Kiritilayotgan ionlarning qattiq jism bilan o'zaro ta'sirlashishini tormozlanish energiyasini hisobga olish zarur.
2. Ionlarning kanallanishi va tormozlanishining berilgan taglikning kristollagrafik yo'nalishlari bo'yicha qanday sodir bo'lishini nazariy hisoblash va hisoblash natijalaridan xulosa qilish zarur.
3. Ionlar hosil qilgan nuqsonlarning konsentrasiyasi eng kam bo'lish shart-sharoitlari tanlanishi lozim.

Taglik matrisa bir xil material bo'lsada har bir kirishma uchun yuqorida keltirilganlar alohida e'tiborga olish zarur bo'ladi.

## **II BOB. IONLAR IMPLANTATSIYASIYASI TA'SIRIDA YUZ BERADIGAN JARAYONLAR**

## **2.1. Ionlar implantatsiyasini yarim o'tkazgich asboblarda texnologiyasida ishlatishi haqida ma'lumot**

Hozirgi paytda kristallarga kirishma kiritishning bir qancha usullari mavjud bo'lib, shulardan zamonaviy va eng samarali turi ionlar implantatsiyasidir. Ionlar implantatsiyasi elektrostatik elektr va magnit maydonda tezlashtirilgan ionlashgan atom yo'li molekulari qattiq jismga kirgizish (implantatsiya) ga asoslangan. Umuman «implantatsiya» lotincha im ... (in) - ichida va plantatio - o'tkazish, ko'chirib o'tkazish ma'nosini anglatib, bu termin birinchi marta meditsina sohasida qo'llanilgan. Ya'ni odam va hayvonlarda hujayra va to'qima elementlarining o'z- o'zidan ko'chirib o'tkazilishi va yopishtirilishi tushuniladi. Mikroelektronika sohasiga o'tgan asming 50 yillarida kirib keldi. Aniqrog'i 1952 yilgacha hech kim ion implantatsiyasining imkoniyatlari haqida o'ylab ko'rmagan edi. 1957 yilda Shokli ion implantatsiyasi bo'yicha birinchi patentni qo'lga kiritdi. Shundan keyin matbuotda ion implantatsiyasi bo'yicha ishlar tez-tez paydo bo'la boshladi. 1962 yilda kremniydan fosfor ionlari vositasida atomlarning nurlanishini qayd qiluvchi birinchi detektor yaratildi. Massachusetse fiziklari 1963 yildayoq ionlar implantatsiyasi usuli bilan quyosh batariyasi elementlarini ishlab chiqarishni boshlab yubordilar. Shu vaqtda Daniyada Bor, Linxard, Sharf va Shiotlarning ishlari asosida quyi energiyali ionlarning qattiq jismdagi yugurish yo'lining taqsimot nazariyasi ishlab chiqildi.

Bipolyar va metal-dielektrik-yarim o'tkazgich o'ta katta integral sxema (O'KIS) lami yaratishda o'tgan asming 70-yillarida sanoatga kirib kelgan ion implantatsiyasi usulini qo'llamasdan yaxshi texnik-iqtisodiy ko'rsatkichlarga erishib bo'lmaydi. Ion nur tezlatgichidan chiqayotgan musbat zaryadlangan kirishma ionlari dastasi bilan kristall bombardimon qilinadi. Implantatsiyalanayotgan kirishma kristallga legirlanadi va bir vaqtning o'zida radiatsion nuqsonlarni yuzaga keltiradi. Kiritilgan ionlar konsentratsiyasining taqsimoti Gauss egriligi bilan aniqlanadi. Asosiy parametr esa tezlatilgan ionlarning yugurish yo'lidir. Yarim o'tkazgich strukturada kichik nurlanish

dozasida radiatsiyaviy nuqsonlar uchramaydi, bu holda kristall amorfizatsiyalanadi.

Kiritilgan kirishmaning elektr jihatdan aktivligini oshirish va nuqsonlarni yo'qotish uchun kristallni kuydirish kerak. Ko'pchilik hollarda ion implantatsiya qilinayotgan paytda kirishma atomlarining yuqori dozadagi miqdorini haydash texnologiyasi ishlatiladi. Kiritilayotgan atomlarning taqsimlanishini, zaryad tashuvchilarning sirtida effektiv joylashishini ionlar implantatsiyasi yordamida boshqariladi. Bundan tashqari bipolyar transistorlarning yuqori bazaviy sohalarini yaratishda, MDYa tranzistorlarning bo'sag'aviy kuchlanishini boshqarishda, kristallar tarkibida kvant nuqtalar hosil qilishda va boshqa maqsadlarda qo'llaniladi.

Ionlar implantatsiyasi metodi - qattiq jismning tuzilish va xossalari o'zgartirish maqsadida uni 10 keV dan 1 MeV gacha energiyaga ega bo'lgan tezlashtirilgan ionlar dastasi bilan bombardimon qilishdan iborat.

Ionlarning to'liq yugurish yo'li. Moddaga kiritilgan ionlarning chuqurligi bosib o'tgan yo'l bilan xarakterlanadi. Kristalda alohida ionning trayektoriyasi sinuq chiziqqa o'xshash, har bir to'g'ri chizikli soha va to'liq uzunlik bir biridan farq qiladi (2.10-rasm). Hamma alohida atomlar yugurish yo'lining to'plami o'rtacha to'liq yugurish yo'li  $R$  va o'rtacha kvadratik chetlanish  $\Delta R$  larning qiymatiga muvofiq tasodifiy miqdorlarning normal taqsimot qonuniga asosan gmpalanadi. O'rtacha normal yugurish yo'li  $R_p$ - ionning bo'shlang'ich tezligi va o'rtacha kvadratik chetlanishi  $\Delta R_p$  yo'nalishidagi o'rtacha to'liq yugurish yo'li trayektoriyasining proyeksiyasi amaliy ahamiyatga ega. Ionning to'liq yugurish yo'li  $R$  (sm) bilan energiyasi  $E$  (eV) ni hisoblash uchun quyidagi formulalardan foydalaniladi:

$$R = \frac{\rho}{L} \quad (2.1)$$

$$\rho = \frac{2}{k} \varepsilon^{1/2} \left( 1 + \frac{\varepsilon k}{3\beta} \right) - \frac{2c/k}{k\sqrt{c/k+d}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\varepsilon}{c/k+d}} \quad (2.2)$$

$$\varepsilon = FE, \quad (2.3)$$

$$L = \pi a^2 \gamma N_2, F = \frac{6,9 \cdot 10^6 a M_2}{Z_1 Z_2 (M_1 + M_2)} \quad (2.4)$$

Bu yerda L - yugurish yo'lining normallashtiruvchi ko'paytmasi,  $\text{sm}^{-1}$ ; F-energiyaning normallashtiruvchi ko'paytmasi,  $1/\text{eV}$ .

Yadro zaryadi ta'sirida atom elektronlarining ekranlashishi (sm)

$$a = \frac{4,7 \cdot 10^{-9}}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{2/3}} \quad (2.5)$$

Ixtiyoriy to'qnashishda  $M_1$  massali iondan  $M_2$  massali ionga mumkin bo'lgan maksimal energiya uzatish koeffitsienti:

$$\gamma = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 M_2)^2} \quad (2.6)$$

nazarga olingan tormozlanish koeffitsientlari elektronlarning o'zaro ta'siriga bog'liq,

$$k = 2,47 \cdot 10^{11} Z_1^{2/3} \sqrt{Z_2/M_2} [a(1 + M_2/M_1)]^{3/2} \quad (2.7)$$

$$\beta = 6,16 \cdot 10^3 Z_2 M_1 F \quad (2.8)$$

hisobga olingan tormozlanish parametrlari yadroviy o'zaro ta'sir bilan bog'langan,  $c = 0,45$ ,  $d = 0,3$ , kristalda atomlarning xususiy konsentratsiyasi  $N_2$ ,  $\text{sm}^{-3}$  ion yadrosi zaryadi  $Z_1$  nishon atom zaryadi  $Z_2$ .

Ionlar implantatsiyasida ion-nishon o'rtasida turli xil kombinatsiyalar bo'lishi mumkin. Implantatsiya qilinayotgan ionlarning qattiq jismga kirish chuqurligi uning energiyasiga bog'liq. Ionlar energiyasi bir necha kiloelektronvolt (keV) dan bir necha megaelektron volt (MeV) gacha o'zgarishi mumkin. Kiritilgan ionlar chuqurligi nafaqat energiyaga, balki ionlar masasiga va hatto qattiq jismni tashkil qilgan atomlarning massasiga ham bog'liq. Misol uchun kremniyda 10 keV energiyali fosfor ionlarining o'rtacha chopish yo'li taxminan 14 nm, lekin 1 MeV energiyali bor ionlariniki esa taxminan 1756 nm bo'ladi. Ionli bombardirovka amalda qattiq jism sirtining yoki uning qatlamining barcha sohalarini o'zgartirib yuboradi.

Keyingi yillarda yarim-o'tkazgichlarga aralashma kirgizishning yangi usullaridan biri - ionlar implantatsiyasi bo'lib qolmoqda. Bungacha aralashma

kiritishning eng ko‘p tarqalgan usullari aralashmani kristal o‘sh jarayonida (epitaksiya), diffuziya va qotirishda kiritish bo‘lgan.

Ionlar implantatsiyasi usuli o‘zining mazmuniga ko‘ra kimyoviy eruvchanlik chegarasiga hamda yarim o‘tkazgich sirtida implantatsiya jarayonidagi temperatura va materialdagi kirishma konsentratsiyasiga bog‘liq emas. Implantatsiya qilingan kirishma atomlari chuqurlik bo‘yicha turlicha taqsimotga ega. Odatda Gauss taqsimotini o‘rtacha proyeksiyalanayotgan chopish  $R_p$  va standart chetlanish  $\Delta R_p$  bilan yozish mumkin.

Ionlar implantatsiyasi usuli texnologik nuqtai nazardan hamda elektron asboblarda ishlab chiqarish nuqtai nazaridan bir qator muhim ustunlikka ega.

1. Kirishma kiritish jarayoni vaqtining qisqaligi, taqsimotning bir jinsliliigi va parametrlarning qayta tiklanuvchanligi;
2. Kiritilayotgan kirishma atomlari (konsentratsiyasini) miqdorini oddiy tok integratsiyasi usuli bilan aniq nazorat qilish imkoniyati, ya‘ni eng kerakli kam konsentratsiyali (masalan: MOYatranzistorlardagi kesish kuchlanishining siljishi);
3. Legirlanayotgan materialning tozaligi;
4. Implantatsiya jarayonida yuqori temperaturali sharoit zarur emasligi;
5. Maskirovkalash usulining, masalan: yupqa oksidli, nitridli, metalli yoki fotorezist qatlamlami hosil qilish soddaligi;
6. Yupqa passivlashtiradigan qatlam orqali legirlash imkoniyati (masalan:  $S_1O_2$ ,  $Si_3N_4$ );
7. Ionlarni kam chuqurlikka kiritish (odatda bir necha mikrondan kichik). Bunda yupqa ustki qatlamda kirishma konsentratsiyasini juda tik gradientli qilib legirlash imkoniyati (masalan: diodlar, mikroto‘lqinli tranzistorlar uchun);
8. Ionlarni tezlashtiradigan kuchlanishning o‘rtacha qiymatini o‘zgartirib ko‘p pog‘onali implantatsiya qilish bilan kiritilayotgan kirishma taqsimotining shaklini nisbatan erkin tanlashga imkon beradi, shuning uchun Gauss

taqsimotiga bo'ysunmasligiga ham mumkin (parametrik diodlar, tranzistorlar holida);

9. Yon tomonga sochilish qiymat jihatdan kichik bo'lganligi uchun parazit sig'imi kichik bo'lgan (masalan: o'z-o'zidan birlashuvchi zatvorli MOYa tranzistorlar) miniaturali asboblari yasash imkoniyati bor.

Biroq implantatsiya usulining qo'llanilish sohasi bir qator kamchiliklar bilan chegaralangan.

1. Og'ir zarrachalar bilan bombardimon qilish yarim o'tkazgich xossalari butunlay o'zgartirib radiatsion nuqsonlarni hosil bo'lishiga olib keladi. Bundan tashqari ko'pgina implantatsiyalangan atomlar panjarada boshqarib bo'lmaydigan holatda o'ranashadi va shuning uchun ular elektr jihatdan noaktiv bo'ladi. Bu borada ionli ligirlangan namunalarda termik qayta ishlash jarayonlarini o'tkazish lozim bo'ladi (kuydirish birinchidan kristalpanjarani tiklash uchun, ikkinchidan panjarada implantatsiyalangan atomlarni elektr aktiv holatga o'tkazish uchun);

2. Ionlar implantatsiyasi usuli bilan legirlash sirtqi qatlamda ro'y beradi. Tezlatuvchi kuchlanishni oshirish implantatsiyalangan atomlarning kirish chuqurligini oshirishi mumkin bo'lsada, bunday qatlamlarning elektr xossalari biror qonuniyatga bo'ysunmaydi;

3. Ionlar implantatsiya jarayonida yoki undan keyin hosil bo'ladigan qo'shimcha effektlar (kanallash, diffuziya) nazariy hisoblangan natijalarni olib bo'lmasligiga sabab bo'ladi. Ko'pincha bunday effektlar implantatsiyalangan atomlarning chuqurroq kirganida namoyon bo'ladi. Shuning uchun ionlar implantatsiyasi usulining asosiy muammolariga,

radiatsion nuqsonlarni kuydirish, kirishma atomlarining elektr aktivligini oshirish, implantatsiyalangan aralashma atomlarining taqsimot profilining shaklini aniqlash hamda berilgan materialda zaryad tashuvchilarning harakatchanligi va yashash vaqti kabi muhim elektr parametrlarga implantatsiya jarayonining ta'sirini o'rganish masalalari kiradi.

Ionlar implantatsiyasi nafaqat yarim o'tkazgichlar sohasida qo'llaniladi balki, hozirgi kunda ionlar implantatsiyasi usuli qattiq jismlar fizikasi va kimyoning boshqa sohalariga kirib borgan. O'ta aniq implantatsiyalovchi qurilma yaratilishi bilan yarim o'tkazgichlarga nafaqat aralashma kiritish mumkin, balki qattiq jismlaming kimyoviy, mexanik, optik xossalarini o'zgartirish mumkin. Yuqori konsentrasiyali ( $N \geq 10^{17} \text{ sm}^{-2}$ ) kirishma atomlari sirtiy qatlamda boshqa kimyoviy birikmalar hosil qilishi mumkin. Masalan, kremniyga uglerod ionlarini implantatsiyasida SiC ning hosil bo'lishi. Metallaming barcha turlari yordamida ionlar bombardirovka o'tkazish sirtini elektro-kimyoviy jihatdan passivlashishiga olib keladi. Ionlar implantatsiyasining boshqa sohalarda ya'ni o'ta o'tkazuvchanlikda, o'ta o'tkazgich kritik temperaturasini oshirishda, metallar qattiqligini oshirishda, kvars va arsined galliydaga ishlov berishda, implantatsiya yo'li bilan svetodiodlar tayyorlashda hamda radiatsion fizika sohasini tadqiqot qilish imkoniyatlari mavjud.

## 2.2. Ionlar implantatsiyasi uchun zarur uskunalar

Ion tezlatgichlarining ko'pgina har xil turlari mavjud. Ular o'n kiloelektron volt dan to bir necha megaelektronvolt energiya sohasida, ko'pincha ionlar energiyasi 20 keV dan to 300 keV oralig'ida ishlashga mo'ljallangan, ionlar toki esa, bir necha mikroamperdan to bir necha milliampergacha bo'ladi. Ionlar energiyasining bir necha yuz elektronvolt atrofida chegaralanish sababi shundaki, energiya oshishi bilan uskunalar narxi qimmatlashadi, ionlarni generatsiyalash va analiz qilish qiyinlashib ketadi. Yadro-fizikaviy tekshirishlar uchun tezlashtirgichlarning maxsus 300 keV energiyadan yuqori sohada ishlaydigan tezlatgichlar ishlab chiqariladi.

Barcha ion tezlatgichlarining ishlash usuli bir xil. Ionlar manbasida gazsimon, suyuq yoki qattiq holatdagi dastlabki modda ionlashtiriladi va ionlar elektrostatik maydonda tezlashtiriladi. Hosil qilingan ionlar dastasini massasi bo'yicha ajratiladi. Ajratilgan ionlar dastasi implantatsiya qilish uchun namunaga yo'naltiriladi. Ko'pincha sirtida zaryadlar taqsimotining bir jinsliligi bilan skanerlashga erishiladi. Implantatsiya dozasi tok integratori yordamida aniqlanadi. Tezlatgichlar bir-biridan manbadagi ionlar kuchlanishiga bog'liq holda tezlashtirish usuli bilan, fokuslash usuli bilan va ta'minlash manbai (masalan, transformatorli, elektrostatik generatorli, motor-generator sistemali) bilan turlarga ajratiladi. Yuqori intensivlikka ega bo'lgan mashinalarda tezlatgichlamirig keyingi avlodlari ionlar implantatsiyasi jarayonida namunaning qizishi, ko'p miqdordagi namunalarda manipulyasiya vaqtining qisqarishi va implantatsiyalangan ionlar taqsimotining bir jinsliligi kabi asosiy muammolarga ega.

Implantatsiya uchun kerak bo'ladigan tokning qiymati bir necha mikroamperdan to bir qancha milliampergacha bo'lgan sohada yotadi. Agar MOYa asboblarni tayyorlash uchun yoki materiallarning kimyoviy xossalarni o'zgartirish uchun implantatsiya davomiyligi uncha katta bo'lmaganligi sababli kattaroq tok talab qilinadi. Ko'pchilik ma'lum ionlar manbasining qizdiriladigan katodli, yuqori chastotali, Penning razryadli, duoplazmatronli va bug'lantirishdan

foydalanuvchi turlari bor. Qo'llanilish maqsadiga ko'ra u yoki bu turdagi manbadan foydalaniladi. Manbalar gazsimon va qattiq moddalar uchun hamda yuqori aniqlikli va quyi aniqlikdagi turlarga ajratiladi. Bularda ionlami massasi bo'yicha turlarga ajratish asosiy rol o'ynaydi. Tadqiqot o'tkaziladigan qurilmalarda ionlar energiyasi bo'yicha 10 eV dan oshishi kerak emas, sanoat qurilmalarida esa kattaroq bo'lishi mumkin.

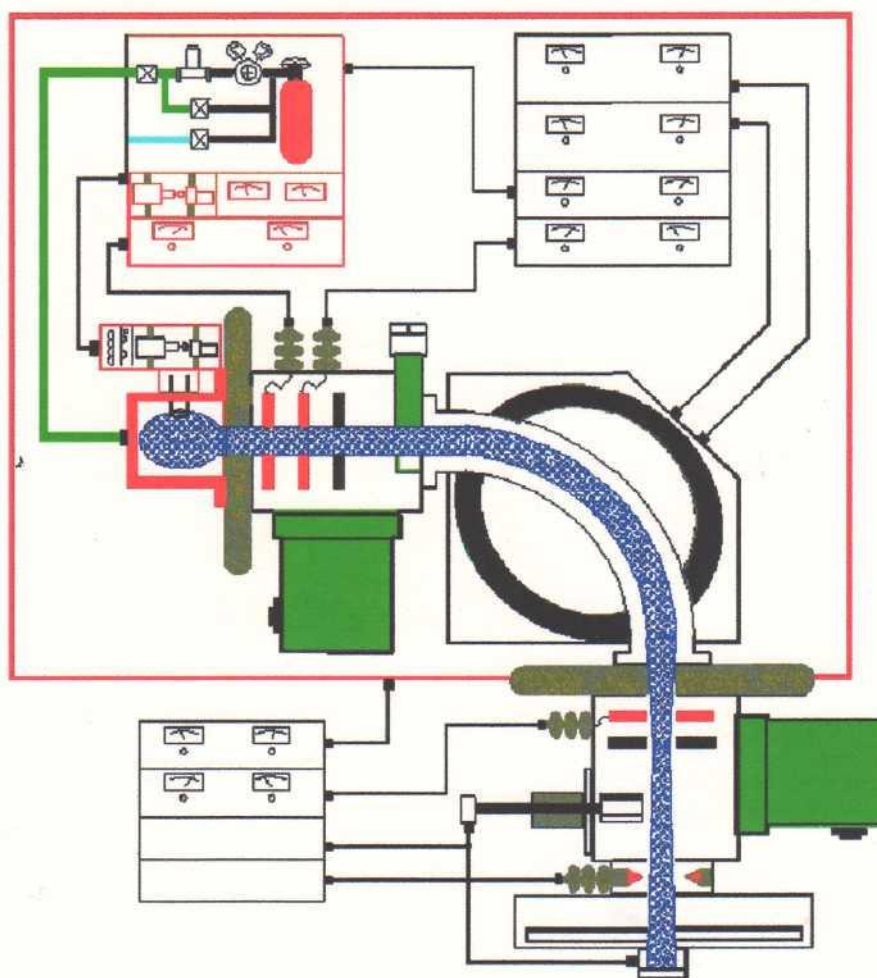
Ko'pgina har xil tadqiqot o'tkazish uchun mo'ljallangan va sanoat sohasidagi implantasion qurilmalari orasidagi farq manbadan chiqarilgan ionlar spektri bilan aniqlanadi. Agar birinchi holda ko'p elementlar yoki ulaming birikmalarini (gazsimon, suyuq, qaynash temperaturasi 2000 °C dan katta bo'lgan moddalar) ionlashtirish kerak bo'lsa, u holda sanoat qurilmalarida ko'pgina hollarda ionlaming bittadan to to'rtta navigacha (bor, fosfor, mishyak va surma) olish yetarli.

Bir turdagi ionlami generatsiyalash uchun ko'pincha gazsimon yoki suyuq birikmalardan foydalaniladi. Muhimi ion manbasini boshqa navdagi ionlar uchun oson moslashtirish imkoniyatidir, masalan, qattiq moddalami yuklashda bir qancha gaz ventellari yoki vakuum o'tkazgichlarini (shlyuz) qo'llash usuli.

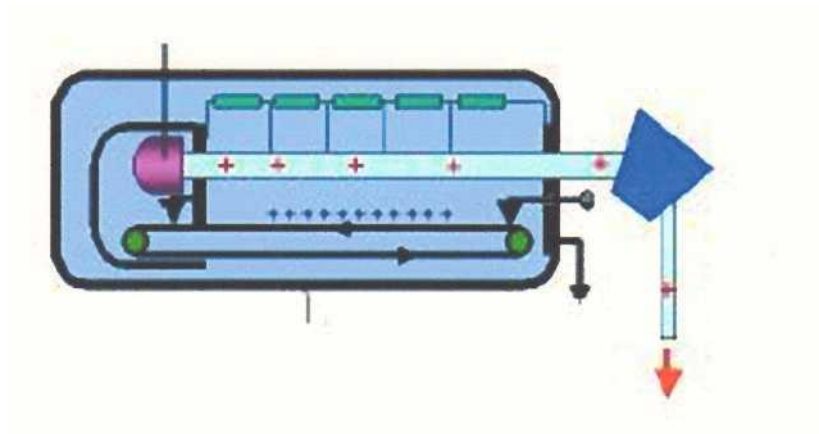
Sanoat sistemalari uchun talab qilinadigan shart ionlar manbasining ishini soddaligi va muddatini ta'mirlamasdan yoki tozalamasdan osongina boshqarish hisoblanadi. Bunda 100 soat uzluksiz ishlab turish yaxshi ko'rsatkich deb qabul qilingan.

Tezlashtirgichlarning energetik sohasini yuqori energiyada kamaytirishda siljtitishda iki va uch razryadli ionlar olinadi. Qizdiriladigan katodli yoki sovuq razryadli ionlar manbalarida 10% gacha ikki razryadli va bir foizgacha uch razryadli ionlar olinadi. Qizdiriladigan katodli yoki sovuq razryadli ion manbalari 10% gacha ikki razryadli va bir foizgacha uch razryadli ionlami ajratish muammo tug'dirmaydi. Kichik magnit maydonda bir razryadli ionlarga qaraganda yuqori tezlikda ham massalari bo'yicha ajraladi. Bu esa nisbatan sodda sistema bilan, masalan tezlashtirish kuchlanishi 300 kV bo'lganda maksimal energiyasi 600 yoki 900 keV bo'lgan ionlami generatsiyalash imkonini beradi.

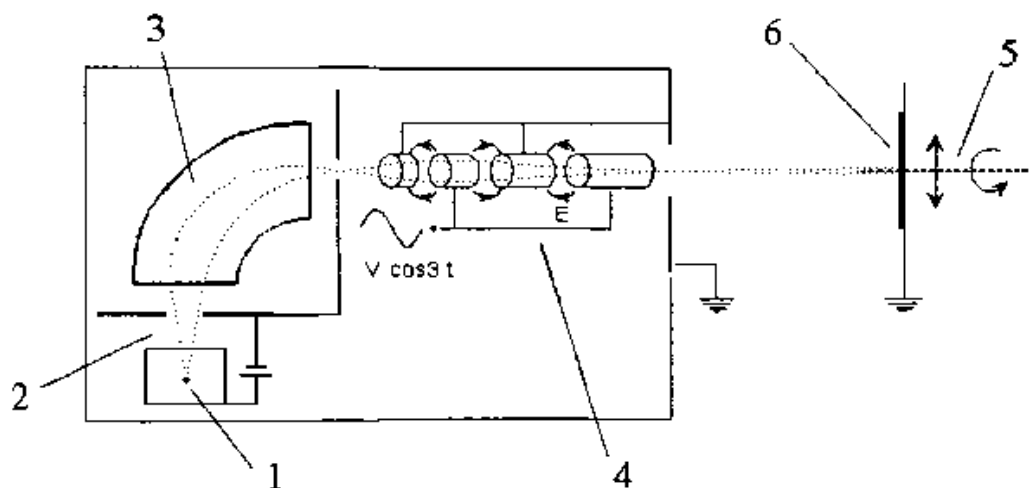
2.1-rasmda tezlatgichlarning umumiy sxemasi keltirilgan bo‘lib uning asosiy ishchi qismi qizil chiziq bilan chegaralangan. Jrayonlar avtomatik boshqarib boriladi. Ya’ni kerakli dozadagi ionlar dastasini hosil qilish uchun maxsus datchiklar yordamida kuzatib boriladi va uni boqarib turiladi. Bunday turdagi tezlatgichlarga ionlar bir necha keV dan bir necha MeV gacha energiya olishi va ionlar dastasining toki esa 100 mkA dan 10 mA gacha hamda implantatsiya dozasi  $10^{11} \div 10^{18} \text{ sm}^{-2}$  gacha bo‘ladi. 2.2-rasmda esa Van-de-Graaf tezlashtirgichining sxemasi keltirilgan. Boshqa tezlatgichlaridan farqli tomoni shundaki, unda hosil qilingan ionlar dastasi magnit analizatoridan o‘tkaziladi.



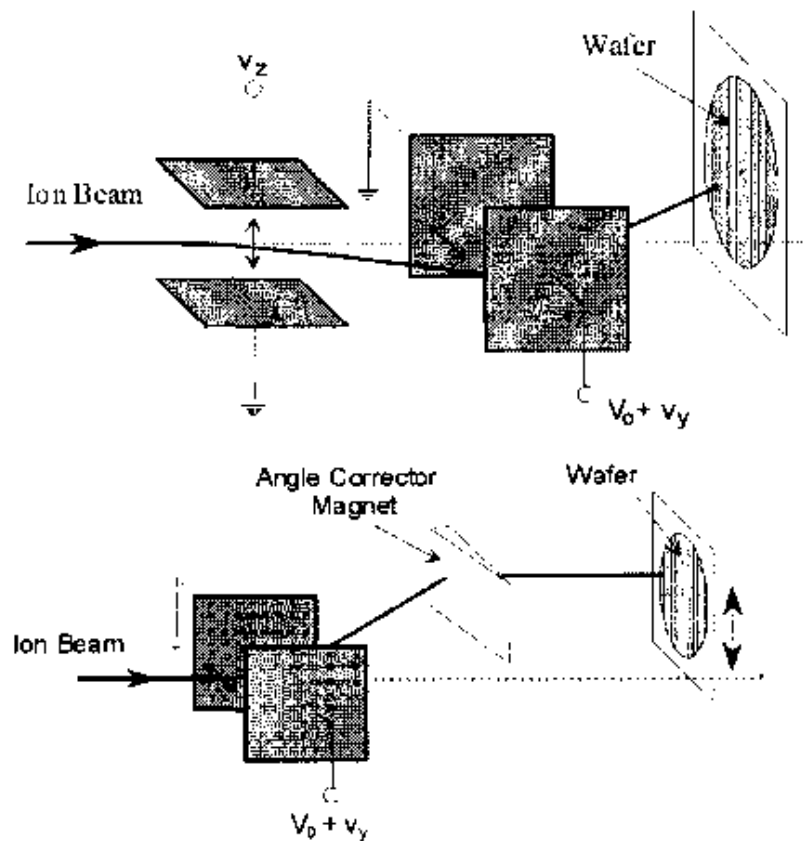
2.1-rasm. Ionlar implantatsiyasi o‘tkaziladigan qurilmaning umumiy sxemasi



2.2-rasm Van-de-Graaf tezlatkichi



2.3-rasm. Ionlar dastasining hosil bo'lish mexanizmi: 1-ionlar manbasi, 2-yunaltiruvchi birinchi tirqish, 3-ajratish kamerasi, 4-ionlarni tezlashtiruvchi va dastani fokuslovchimoslama, 5-hosil bo'lgan dasta, 6-chiqish tirqishi.



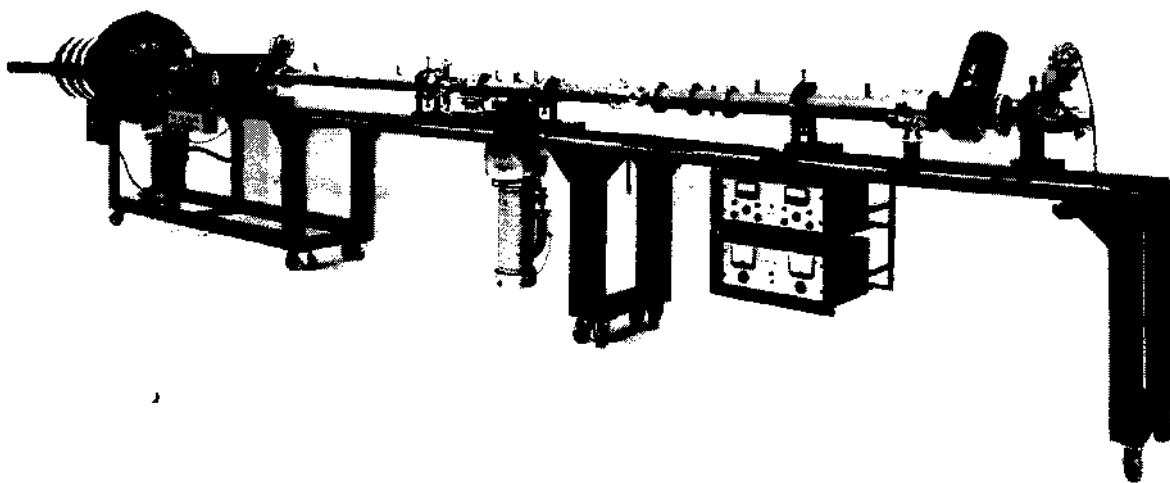
2.4-rasm. Tezlashtirgichdan chiqib kelayotgan tayyor ionlar dastasini namuna sirtiga kelib tushishini boshqarish usulining prinsipial sxemasi.

2.3-rasmda ionlar implantatsiyasi o'tkaziladigan qurilmaning asosiy qismi hisoblangan tezlatgichlarning ishlash prinsipi tasvirlangan. 2.4-rasmdan esa tezlashtirgichda hosil qilingan ionlar dastasini qanday qilib namuna sirtini bombardimon qilinishini tushunib olish mumkin. Agar dastaning yo'nalishini yoki namunaning vaziyatini o'zgartirish bilan ionlar tushayotgan joyni o'zgartirib turilmasa shu soha bug'lanib ketishi mumkin.

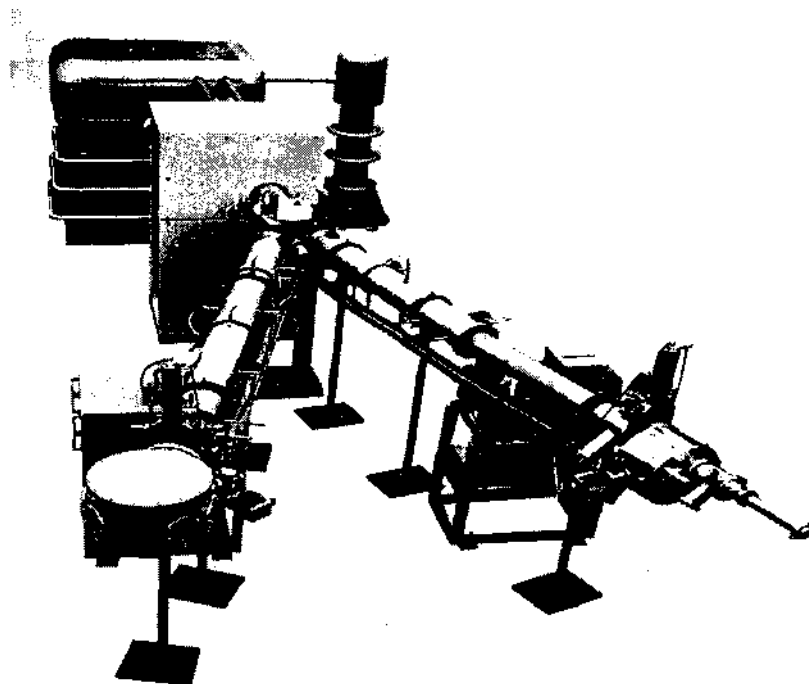
Qizdiriladigan katodli manbalar (2.5-rasm). Bular hozirgi vaqtda ionlar navi orasidagi munosabatning universalligiga hamda intensiv ion dastalarini blish imkoniyatigq ko'ra eng ko'p tarqalgan ion manbalaridir. Qizdiriladigan katodli manbalarning ishlash prinsipi nisbatan sodda. Razryad volfram katodli to'g'ri qizdirgich anod orasida yonadi.

Magnit maydoni yordamida razryadda elektronlarning yashash vaqti oshiriladi. Katod va anod orasidagi yuqori bosim (odatda  $10^2$  Pa dan to 1 Pa gacha) hisobiga barqaror yonadi. Ionlarning energiyasi bo'yicha tarqoqligi 1 eV dan 50 eV gacha tebranib turadi, lekin odatda 10 eV dan kichik bo'ladi, ishchi bosim  $10^{-4} \div 1$  Pa diapazonda yotadi.

Ionlarni saralashning ikki xil usuli mavjud: plazmaning bo'ylama yoki ko'ndalang o'qi bo'yicha. Birinchi holda dasta bir necha milli amper tokda aylana kesimiga ega bo'ladi, ikkinchisida - katta yuzada ellips ko'rinishga kelish hisobiga tok bir necha miliamperga yetadi. Izotopli ajratkichlarda ionlar manbasining katta o'lchamli tirqishida tok bir necha yuz miliampergacha yetadi (kallyutronli ion manbasi). Bu turdagi ko'pchilik manbalar qattiq moddalarni bug'lantirishda va bug'ning talab etilgan bosimini olishda qizdirgichlar bilan ta'minlanadi. Shuning uchun qizdiriladigan katodli manbalar hammasidan ko'ra universaldir.



2.5-rasm. «Akselerator» firmasida ishlab chiqarilgan birinchi implantatsiyalovchi qurilma. Maksimal energiya 300 keV.



2.6-rasm. «Danfysik» firmasida ishlab chiqarilgan ikki dastali tezlashtirgich. Maksimal kuchlanish 350kV.

*Sidenius ionlar manbasi.* Kichik va oʻrta ion toklari uchun moslashgan manbalardan biri Sidenius ionlar manbasidir. Bu manba, oʻzining kichik oʻlchami va kam quvvat ( $\ll 200 \text{ Vt}$ ) sarf qilishi bilan xarakterlanadi. Bundan tashqari, u  $1800^\circ\text{C}$  gacha qizdiradigan qizdirgich bilan taʼminlangan. Qizdiriladigan katod va anod aksial joylashgan, ionlar dastasi taxminan 0,5 mm diametrlil tirqish orqali keladi.

*Frimanning ionlami tirqishlar koʻrinishida tanlovchi manbasi.* Bunday manba 5 mA tokka moʻljallangan boʻlib, katodning ishchi zahirasi taxminan 23 mA-soatni tashkil etadi. Kuchli razryad hosil qilish va ionlami saralash lichun katod parallel joylashgan holda emissiya tirqishiga zich boʻladi. Talab qilinadigan magnit maydoni juda kichik ( $\leq 10^{-2}T$ ) Qizdirgich  $1000^\circ\text{C}$  temperaturagacha qizdira oladi. Qiyin emvchi elementlar ionlarini olish uchun elektrodni bugʻlatish holatiga rostdash mumkin. Istalgan manbada koʻzda tutilgan prinsipda ionlaming koʻpgina qismi materiallami manbadan va eng avvalo qizdiriladigan katoddan (volframli, tantalli yoki molebdenli) bugʻlantiriladi. Maxsus ionlar manbasida usma-ust tushadigan manfiy potentsiilli elektrod hisobiga ionlar plazmadan

tezlashadi va elektrod sirtini bombardimon qilib uni bug‘lantiradi. Bunday manbalaming FIK maksimal ion toki bir necha milliampergacha yetsada nisbatan past. Bug‘latilgan neytrall zarralaming katta ulushi manba izolyatoridagi o‘tkazuvchi plyonkaga kondensasiyalanishi oqibatida jiddiy muammo vujudga keladi. Manbada ionlaming energiya bo‘yicha tarqoqligi qizdiriladigan katodli oddiy manbalarga qaraganda odatda bir muncha katta: masalan  $10\div 50$  eV larda ishchi bosim qiymati  $10^{-2}$  Pa dan bir necha paskalgacha tebranib turadi.

*Duaplazmatron.* Qizdiriladigan katodli manbaning boshqacha ko‘rinishi. Duaplazmatron asosan vodorod va deyteriy, ayrim hollarda og‘ir ionlar dastasini hosil qilishda qo‘llaniladi. Plazma kamerasiga kirgan og‘ir ion yoki gaz bug‘ini generatsiyalashda birlamchi ionlar (geliy ionlari) bilan dastlabki razryadlash usulidan foydalaniladi. Bu katodning yemirilishini kamaytiradi. Ionlaming energiya bo‘yicha tarqoqligi bu yerda taxminan 10 eV. Ishchi bosim 1 dan 10 Pa gacha.

Barcha ion manbalari uchun asosiy muammolar izolyatoridagi o‘tkazuvchi qurilmaga cho‘kma tushishi hamda katodning yemirilishi va changlanishidir. Bu turdagi manbalaming imkoniyati ionlaming bir necha elektronvolt tashkil etuvchi energetik tarqoqligidir.

Yuqori chastotali ion manbalari. Yuqori chastotali ion manbalari o‘zining soddaligi va kichik quvvat talab qilishiga qaramasdan keng tarqalmagan. Yuqori chastotali ion manbalari ikki elektroddan tashkil topgan shisha yoki kvars naydan iborat. Ionlashtiruvchi yuqori chastotali may don sig‘imli yoki induktivli bog Danish bilan hosil bo‘lishi mumkin. Foydalaniladigan chastota diapazoni bir necha megagers, quvvati esa bir necha yuz vattni tashkil etadi.

Magnit may don razryadni stabilizasiya qilish uchun xizmat qiladi: induktiv bog‘lanishda u perpendikulyar bo‘lishi, sig‘imlida esa razryadga parallel bo‘lishi kerak. Turg‘un plazma olish uchun va ionlami saralash uchun anod kuchlanishi bir necha kilovolt bo‘lishi kerak. Katod sifatida odatda izolyasion materialdan ekranlovchi metal naychadan foydalaniladi. Bu gazning sarflanishini sezilarli darajada kamaytiradi. Biroq bunday tor kanaldan ionlaming ko‘pgina qismi

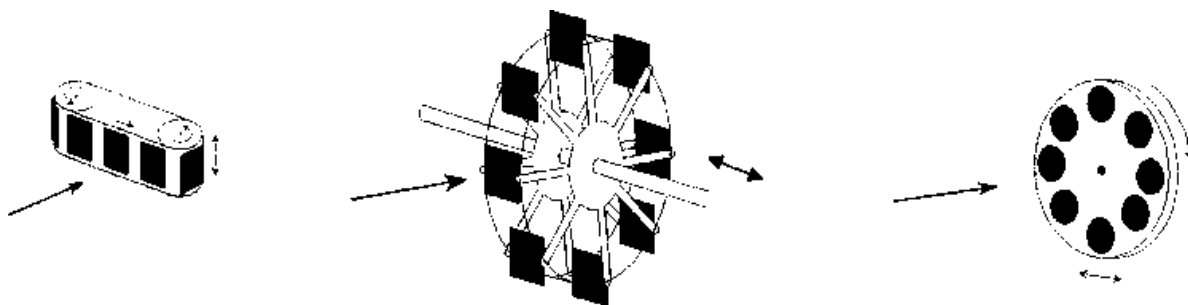
neytrallashadi. Ionlarning energiya bo'yicha tarqoqligi yuqori chastotali ion manbalarida 10-500 eV ni tashkil etadi. Qizdiriladigan katodli manbalarga qaraganda massa bo'yicha ajratish qobiliyati yomonroq, ishchi bosim 10' dan 1 Pa gacha. Plyonkani kvarts yoki shisha nay bilan o'rab olinishi manbaning normal ishlashiga xalaqit beradi.

### 2.3. Ionlar implantatsiyasi ta'sirida yuz beradigan jarayonlar

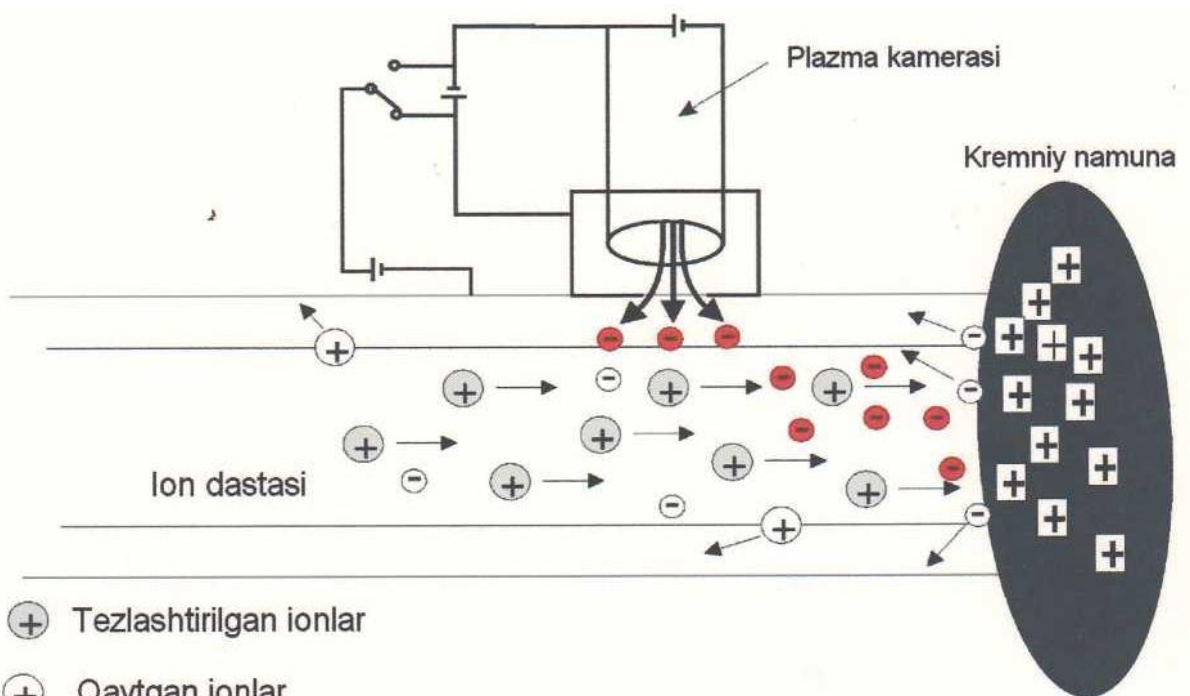
Implantatsiyadagi asosiy hodisalar. Musbat zaryadlangan tezlashtirilgan ionlar kristall panjara atom yadrolarining qarama-qarshi kuchlarini yengib kiradi. Kiritilayotgan ionlar chuqurligi ulaming energiyalariga qarab oshib boradi. Yengil ionlar og'irlariga qaraganda chuqurroq kiradi, lekin og'ir ionlaming harakat trayektoriyasi nisbatan to'g'ri chiziqqa yaqinroq bo'ladi. Tushayotgan ionlar dastasi yarim o'tkazgich plastinkasining bironta (110) yoki (111) kristalldgrafik yo'nalishi Jx>'yicha aniq yo'naltiriladi, ionlaming bir qismi atom qatorlari bo'ylab harakatlanib, ular orasida yetarlicha keng kanal hosil qiladi. Bu hodisa kanallashish deb ataladi. Kanalga tushgan ionlar ixtiyoriy yo'naltirilgan ionlarga qaraganda kamroq tormozlanadi va bir necha marta chuqurroqqa kirar ekan. Agar energiya qattiq jismda berilgan panjara atomining energiyasidan oshib ketsa, u holda atom tugunni tark etadi. Natijada vakansiyalardan va tugunlar aro atomlardan iborat bolgan nuqsonlar - Frenkel juftligi hosil bo'ladi. Yuqori qatlamda joylashgan atomlar ionlardan energiya olib kristalldan ajralishi mumkin. Bu holatda sochilish jarayoni va kristallning sirtiy sohasida Shottki nuqsoni hosil bo'ladi. Namuna sirtiga yetib kelgan birinchi aralashadigan ionlar energiyasi nisbatan yuqori, shuning uchun kiritilayotgan atomlar o'zining harakat yo'li davomida butun kaskadga tarqalib ketadi, natijada kristallda alohida tartiblangan zonasining o'lchami  $3 \cdot 10^{-10}$  nm bo'ladi. Implantatsiya qilinayotgan sohada radiatsion nuqsonlar to'plana boshlaydi. Qachonki sirt birligiga kiritilgan ionlar zichligi amorflanish dozasi deb nomlanadigan kritik qiymatga yetganda to'liq amorf qatlam hosil qiladi. Kirishma ioni bo'sh tugunga donor yoki akseptor bo'lib tushishi mumkin, lekin tugunlarga tushish ehtimolligi kam. Ko'pchilik kirishma ionlari tugunlar aro joylashgan bo'lib, bunda ular elektr jihatdan aktiv emas. Ulami tugunlarga o'tkazish va kristall stmkturani tiklanishi uchun yarim o'tkazgichlar kuydiriladi. Kuydirish jarayonida radiatsion nuqsonlaming emirilishi va annigilyatsiyasi ro'y beradi, kiritilgan kirishmalar esa bo'sh tugunlami egallaydi, natijada qatlam pyoki n tipli elektr o' tkazuvchanlikka o'tadi.

[3-6] adabiyotlarda ionlar implantatsiyasi natijasida namuna sirtida bo'ladigan jarayonlar va o'zgarishlar batafsil bayon etilgan. Bu jarayonlar haqida 2.8, 2.9, 2.10, 2.11-rasmlarda tasvirlangan manzaralar yordamida qisqacha tasavvurga ega bo'lish mumkin. Namuna sirtiga implantatsiya jarayonida faqat musbat ionlar kelib tushishi natijasida sirtiy musbat maydon hosil bo'ladi. Oqibatda maydon tushayotgan ionlarga qarshilik ko'rsatib, ularning energiyasini kamaytirib yuboradi. Shuning uchun maxsus moslamalar yordamida sirtida yig'ilib qolgan musbat zaryadni kompensasiyalash amalga oshiriladi. Kompensasiyalash jarayonida jonlar dsatasiga plazma kameradan elektronlar qo'shib turiladi.

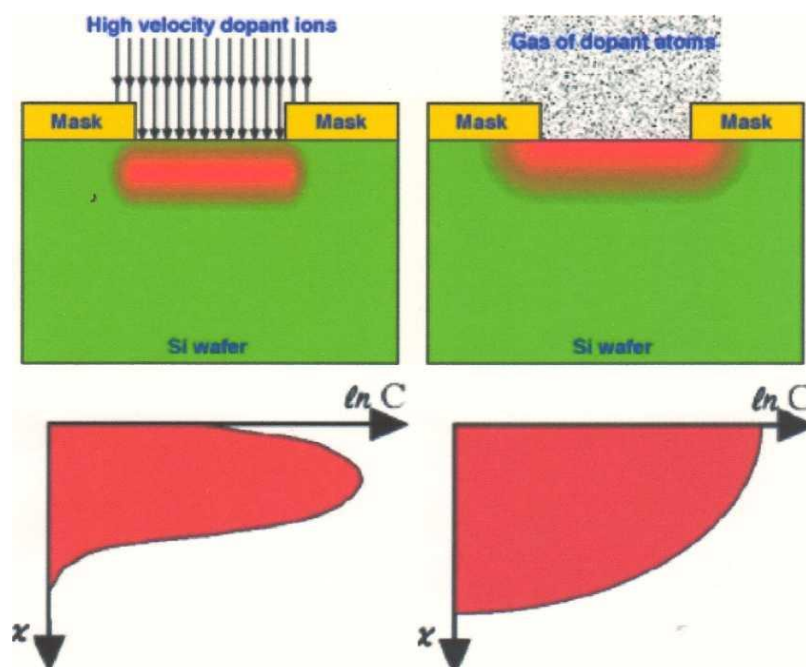
Agar biz namuna sirtiga biror niqob qo'yib implantatsiya jarayonini amalga oshirsak, u holda ionlarni chuqurlikka kirish taqsimoti o'zgartirish imkoniyatiga ega bo'lamiz.



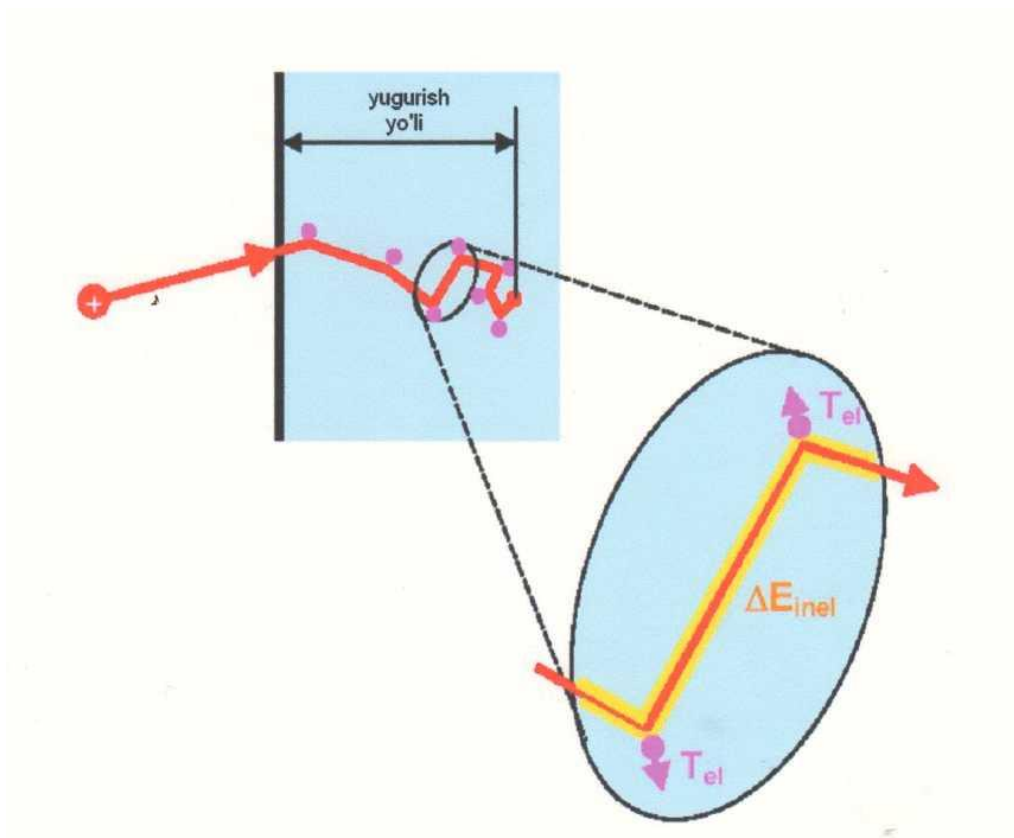
2.7-rasm. Implantatsiya jarayonini amalga oshirishning texnologik usullari.



2.8-rasm. Kremniy namunasi sirtiga musbat ionlar kelib urilishi natijasida hosil bo'lgan sirtiy zar yadni kompensatsiyalash sxemasi.



2.9-rasm. Kiritilayotgan ionlaminamunaning sirtida va hajmiy qismidagi taqsimot profilini niqob qo'yish bilan o'zgartirish usuli



2.10-rasm. Namunaga implantatsiyalangan ionning harakat trayektoriyasi

## **II bob bo'yicha xulosa**

Ionlar implantasiyasi usuli bugunga kunda ilmiy tadqiqot usulidan to'liq sanoat ishlab chiqarish usuliga aylanib bo'lgan. Ionlar implantasiyasi qurilmasi tan narxining arzonlashib borishi ishlab chiqarilayotgan mahsulotlarga sarflanadigan harajatlarning kamayishi bu qurilmaga sanoat miqiyosida qiziqishni oshirmoqda.

Ionlar implantasiyasi qurilmasining eng zamonaviy qurilmalar bilan jihozlanishi uning imkoniyatlarini oshirib yubordi. Implantasiya jarayoni to'liq avtomatlashgan va kompyuter boshqaruvi ostiga o'tdi.

Bunday imkoniyatlarga ega bo'lgan implantasiya qurilmalari biz ko'zda tutgan parametrlarga ega bo'lgan materillarni sintez qilishda muvoffaqiyat garovi bo'la oladi.

Ferromagnit xususiyatga ega bo'lgan kremniy asosidagi yarim o'tkazgichlarni olishda ionlar implantatsiyasi qurilmalaridan foydalanish, sanoat miqiyosida mumkinligiga amin bo'lindi.

### III-BOB. MAGNIT KIRISHMALI YARIM O‘TKAZGICHLAR OLISHDA IONLAR IMPLANTATSIYASIDAN FOYDALANISH

#### 3.1. Kremniyda kirishmalarning kvant tabiatli magnit nanoklasterlar hosil qilishi ehtimoliyati.

Kvant nuqtalar hosil bo‘lishi uchun begona muhitning bir nuqtasida o‘zaro ta’sirlashuvchi atomlar guruhi mavjud bo‘lishi lozim. Bunday to‘planish ionlar implantatsiyasi natijasida kiritilgan kirishmalar notekis yoki tasodifiy taqsimlanganda, biron bir nuqta atrofida to‘planish ehtimoliyatini oshiruvchi nuqsonlar, dislokasiyalar, kirishmalar mavjud bo‘lganda sodir bo‘lishi mumkin. Quyida mana shu hollarni ko‘rib chiqamiz.

Kirishmalar tasodifiy tasimlanganda ikki kirishma atomining bir biridan  $r \div (r+dr)$  masofada bo‘lish ehtimoliyati  $\omega(r)dr$ , zarracha  $r$  radiusda bo‘maslik ehtimoliyatining sferalar orasida  $r \div (r+dr)$  sferada joylashishi ehtimoliyatlari ko‘paytmasiga teng:

$$\omega(r)dr = \left[ 1 - \int \omega(r)dr \right] 4\pi r^2 N_0 dr \quad (3.1)$$

bu yerda  $N_0$ -zarrachalarning o‘rtacha konsentrasiyasi.  $\omega(r)$  ni topish uchun (3.1) dan differensial tenglamani hosil qilamiz

$$\frac{d}{dr} \left[ \frac{\omega(r)}{4\pi r^2 N_0} \right] = -4\pi r^2 N_0 \left[ \frac{\omega(r)}{4\pi r^2 N_0} \right] \quad (3.2)$$

(3.2) tenglamani yechishda qo‘shnisining taqsimlanish funksiyasini olamiz.

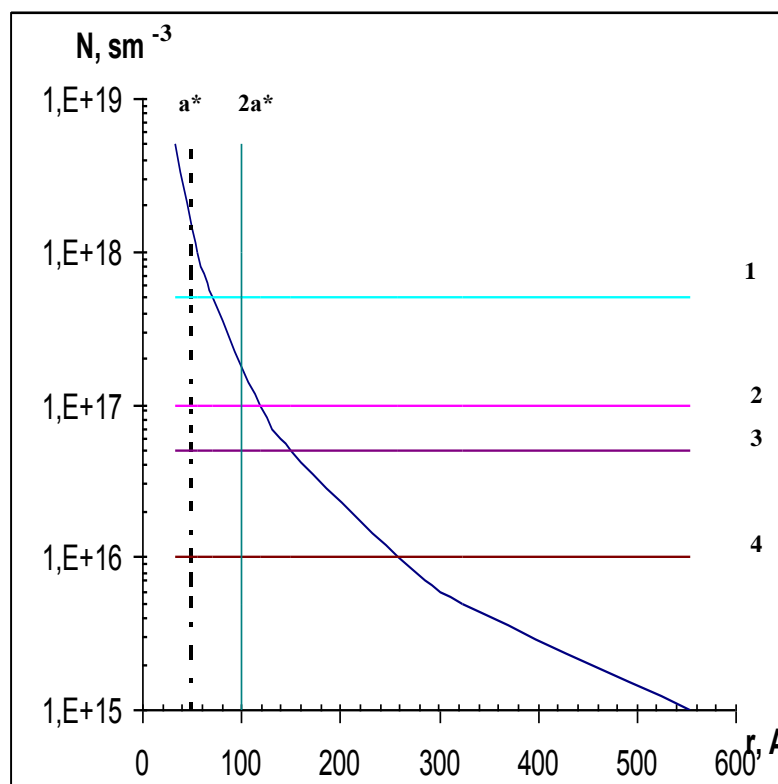
$$\omega(r) = 4\pi r^2 N_0 \exp\left(-4/3\pi r^3 N_0\right) \quad (3.3)$$

bundan yaqin qo‘shnisigacha bo‘lgan  $r_{o'rt}$  o‘rtacha masofani quyidagicha topish mumkin

$$r_{o'rt} = \int_0^{\infty} r \omega(r) dr \quad (3.4)$$

bunga (3.3) dan  $\omega(r)$  ni qo‘yib integrallaymiz va quyidagini olamiz:

$$r_{o'rt} = 0.5539 N_0$$



3.1-rasm. Ionlar implantasiyasi yordamida kiritilgan kirishmalar orasidagi masofaning kirishmalar konsentrasiyasig bog'liqligi. Ionlar implantasiyasi yordamida olingan kuchli kompensirlangan kremniydagi kirishmalar konsentrsiyalari: 1-  $5 \cdot 10^{17}$  sm-3, 2-  $1 \cdot 10^{17}$  sm-3, 3-  $5 \cdot 10^{16}$  sm-3, 4-  $1 \cdot 10^{16}$  sm-3. 5- Si<Mn> namunalarida donor

Taqsimot funksiyasidan foydalanib elektronlari nomahalliyashishi turlicha bo'lgan donorlar konsentrsiyalarini hisoblash mumkin.

Izolyasiyalangan markazlar konsentrasiyasi:

$$N^{(1)} = \int_{R_2}^{\infty} N_0 \omega(r) dr = N_0 \exp(-4/3\pi R_2^3 N_0) \quad (3.5)$$

bu yerda  $R_2$ - shunday masofaki unda  $J(R_2) \cong A$  shart bajariladi.  $J \ll A$  bo'lsa zarrachalar o'zlarini izolyasiyalangan markazlar kabi tutadi.  $J > A$  bo'lganda esa, olmashinuv ta'sirlashuvi bilan bog'langan juftlar paydo bo'ladi.  $J \approx A$  bo'lganda kirishmalar orasida almashinuv ta'sirlashuvining boshlang'ich holatlari yuzaga keladi.

Izolyasiyalangan almashinuv ta'sirlashuvi bilan juftlashgan zarracha markazlari konsentrasiyasi

$$N^{(1)} = \int_{R_2}^{R_{21}} N_0 \omega(r) dr = N_0 \left( e^{\left(-\frac{4}{3}\pi R_1^3 N_0\right)} - e^{\left(-\frac{4}{3}\pi R_2^3 N_0\right)} \right) \quad (3.6)$$

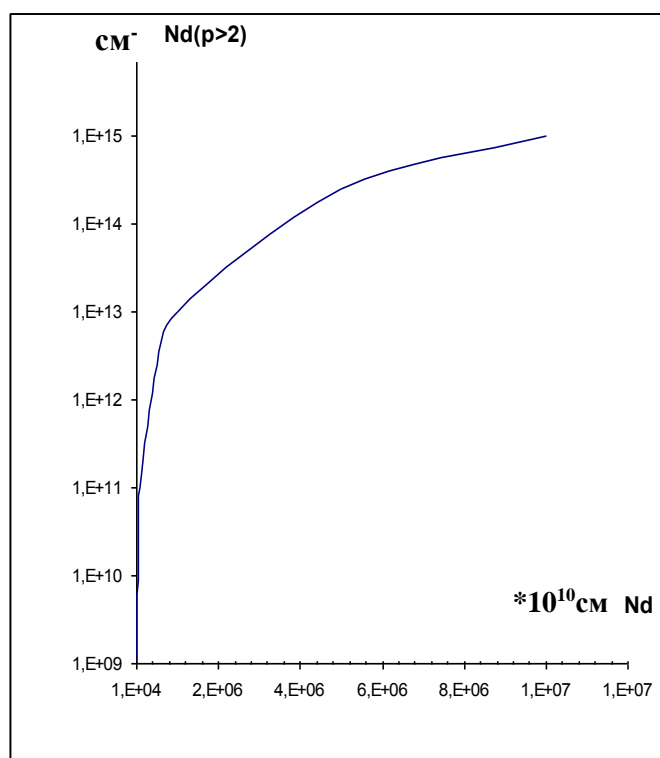
bu yerda  $R_1$ -shunday masofaki unda juftlararo  $J$  almashinuv ta'sirlashuvi  $A/2$  bilan tenglashib qoladi, ya'ni  $J(R_1) \cong A/2$ .

Murakkabroq komplekslarga birlashgan zarrachalar, ya'ni juftlararo (bir juft kirishmaning boshqa bir juft kirishma bilan) almashinuv ta'sirlashuv mavjud bo'lgan juftlar konsentrasiyasi quyidagicha topish mumkin.

$$N^{(p>2)} = \int_{R_0}^{R_1} N_0 \omega(r) dr = N_0 \left( e^{\left(-\frac{4}{3}\pi R_0^3 N_0\right)} - e^{\left(-\frac{4}{3}\pi R_1^3 N_0\right)} \right) \quad (3.7)$$

$R_0=3a_B$ ,  $R_1=5a^*$  bo'lganda [gnodman] 2 tadan ortiq kirishmalar birlashgan klasterlar soni  $N_d$  donorlar konsentrasiyasiga bog'liqligi 3.2-rasmda keltirilgan bo'lib, bu amalda kvant nuqtalarning konsentrasiyasini beradi.

3.2-rasm.  $R_0=3a_B$ ,  $R_1=5a^*$  bo'lganda [gnodman] 2 tadan ortiq kirishmalar



birlashgan klasterlar soni  $N_d$  donorlar konsentrasiyasiga bog'liqlik grafigi.

12 da keltirilishicha EPR spektrlarini o'rganib mualliflar  $a^*=25$  A bo'lganda nazariy hisoblangan  $J$  almashinuv ta'sirlashuv energiyasi tajribada aniqlanganidan kam ekanligini keltirishgan. Bundan tajriba natijasida olingan  $J(r)$

bog'lanishdan aniqlangan kirishmalar orasidagi masofa nazariy hisoblanganidan 20% kam ekanligi aniqlangan.

Bu nomuofiqlikni mualliflar kirishmalarning notekis taqsimlanishi, yoki kirishmalarning dislokasiyalar bo'ylab to'planishi bilan bog'lashgan.

Si<Mn> namunalarining EPR spektrlarini tahlil qilish marganesning yana bir klaster holatini aniqlashga olib kelgan. [30] ishda aniqlangan EPR spektrilari 21 chiziqdan iborat bo'lib  $2I_k+1$  ga mos kelib, bu yerda I-yadro spini,  $k-Mn_k$  klasteridagi marganes atomlari soni.  $I=5/2$  bo'lganda  $Mn^{55}$  uchun  $k=4$ , ya'ni kremniy panjarasida to'rtta bo'lib to'planishadi.

Afsuski hozircha klasterlar o'lchamini aniqlash bo'yicha qo'shimcha tadqiqotlar olib borilmagani tufayli adabiyotlarda bu haqida ma'lumotlar yo'q. Shuning uchun bu klaster birinchi koordinasion sferada joylashgan Mn atomlarining tetraedrik konfiguratsiyasi deb ayta olmaymiz. Demak, klasterlarning yana bir modeli kremniy kristallik panjarasining turli koordinasion sferalarida joylashuvidir. Bunday klasterlar ichidagi ta'sirlashuv o'ta almashinuv sifatida ma'lum bo'lib PbTe dagi Mn atomlari orasida kuzatiladi.

Si dagi  $Mn_4$  klasterlariga tegishli bo'lgan EPR spektrilari  $S=2$  ekanligini ko'rsatadi[31]. Bunday klaster hosil bo'lishi uchun konsentratsiya o'ta yuqori bo'lmaganda Mn atomining Si da migratsiyasi uchun qulay sharoit bo'lishi kerak. Shuning uchun  $Mn_4$  klasterlarining EPR spektri Mn diffuziya qilinganda va yuqori qarshilikli namunalarda, yoki kichik solishtirma qarshilikli, ammo faqat n tipli namuna yuqori haroratli sekin sovutishga uchraganda kuzatilar ekan.

Adabiyotlarda ishda kompensirlangan kremniy namunalarida chuqur sathli donor kirishma atomlari bilan sayoz sathli akseptor kirishmalar atomlari o'rtasida juftlar paydo bo'lishi keltirilgan. Ionlar implantatsiyasi bilan olingan kuchli kompensirlangan Si<B,Mn>, Si<B,Fe> namunalarida ham  $(Mn-B)^0$ ,  $(Fe-B)^0$  juftlari mavjud bo'lib, juftlar hosil bo'lishini tasodifiy taqismot qonuni va kuloncha ta'sirlashuvning oddiy ion modeli bilan tushuntirish mumkin.

Yarim o'tkazgichlardagi magnit markazlar orasidagi ta'sirlashuv almashinuv ta'sirlashuvi bilan tushuntiriladi. Almashinuv ta'sirlashuvining xarakteri albatta

kirishmalar orasidagi masofaga bog‘liq bo‘ladi. Almashinuv ta’sirlashuvi yaqin masofalarda kirishmalar o‘rtasida bevosita va uzoqroq masofalarda bilvosita sodir bo‘ladi. Bilvosita almashinuv ta’sirlashuviga o‘ta almashinuv deb atalib magnit kirishmalar orasidagi almashinuv ta’sirlashuv uchinchisi bir vosita orqali sodir bo‘ladi. Bu vosita orqali kirishmalar o‘z elektronlari bilan o‘ta qisqa vaqt ichida almashadilar. Bu vositalar sifatida o‘tkazuvchanlik zonasi, kristall panjara nuqsonlari va akseptor kirishmalar ham bo‘lishi mumkin. Bu almashinuvga «o‘ta almashinuv» (sverxobmen) deyilib, ta’sirlashuv radiusi albatta vosita turiga kuchli bog‘liq bo‘ladi.

Kompensirlangan yarim o‘tkazgichlarda odatda katta konsentrasiyaga ( $\sim 10^{16}$ ) ega bo‘lgan akseptorlar ana shunday almashinuv vositasi vazifasini o‘tashlari ehtimoliyati yuqori bo‘ladi.

Ionlar implantasiyasi bilan olingan kuchli kompensirlangan  $\text{Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ ,  $\text{Si}\langle\text{B},\text{Fe}\rangle$  namunalarida ham  $\text{V}^+$  ionlari «o‘ta almashinuv» vositasi vazifasini o‘tashi mumkin.

Kremniyga kiritilgan Mn, Ni, Co chuqur sathli kirishmalar bir xil sharoitda, kirishmalar konsentrasiyasida va kompensasiya darajasida turli fotoelektrik xossalarni namoyon qilar ekan. Masalan,  $\text{Si}\langle\text{Ni}\rangle$ ,  $\text{Si}\langle\text{Co}\rangle$  namunalarida  $\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$  uchun xos bo‘lgan va fototokning temperaturali so‘nishi sust kuzatiladi yoki umuman kuzatilmaydi, fotosezgirliги 7-9 tartibga, fotoo‘tkazuvchanlikning infraqizil so‘ndirilishi 5-6, qoldiq o‘tkazuvchanlik esa 4-5 tartibga farq qiladi[31]. Bunday farqning yuzaga kelishiga kirishma atomlari elektron konfiguratsiyasi, ularning panjarada joylashishiga hamda o‘zaro ta’sirlashishiga bog‘liq deyish mumkin.

$\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$  namunalardagi keltirilgan o‘ziga xoslikka shu bilan birga Mn atomlarining Si muhitida klaster hosil qilishiga moyilligi, bu klasterlarning kvant nuqtalar hosil qilishining ham kattagina hissasi bor deyish mumkin.

$\text{Si}\langle\text{Mn}\rangle$ ,  $\text{Si}\langle\text{Fe}\rangle$  namunalarining EPR spektrlarni o‘rganish ham kirishmalar orasidagi masofalar ham nazariy hisob kitoblarga qaraganda ancha yaqin bo‘lishini ko‘rsatuvchi ma’lumotlar adabiyotlarda uchraydi.

### **3.2. Ionlar implantatsiyasi bilan olingan kuchli kompensirlangan**

#### **Si<B,Mn> namunalari.**

Mazur dissertasiya ishida ionlar implantatsiyasi yordamida hosil qilingan kuchli kompensirlangan kremniy namunalariidagi kvant nuqtalar qaralayotgani

tufayli ionlar implantasiyasi yordamida KNli kremniy namunalarini olish metodikasini va namunalar o'lchamlarini keltiramiz.

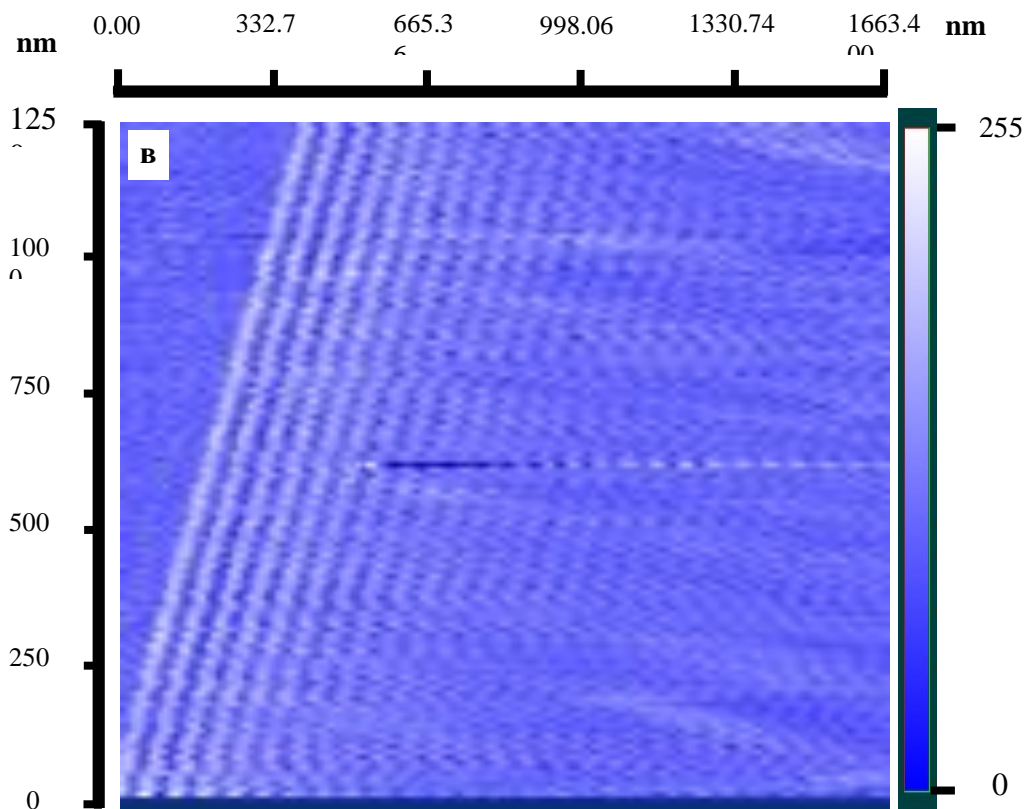
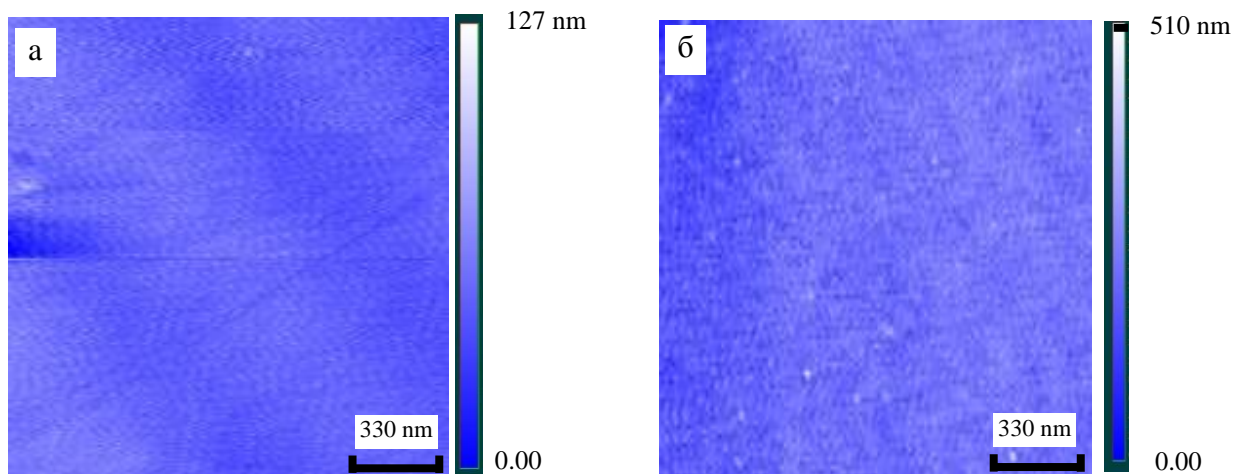
Solishtirma qarshiligi  $\rho \approx 10 \text{ Om}\cdot\text{sm}$  va o'tkazuvchanlik turi  $\rho$  bo'lgan KDB-10 kremniy plastinkalarining jilvirlangan sirtiga (111) kristollografik o'q bo'ylab energiyasi 40 keV, dozasi esa  $N_D \approx 10^{15} \div 10^{17} \text{ ion}/\text{sm}^2$  bo'lgan marganes ionlari ILU-3 qurilmasi yordamida implantasiya qilindi. Plastinkadan o'lchamlari  $5 \times 3 \times 0,5 \text{ mm}^3$  bo'lgan namunalar qirqib olinib ularning implantasiya qilingan sohasi yuzasida omik ontakt hosil qilish maqsadida o'tkazuvchanlik turiga bog'liq ravishda metallik mis yoki oltin changlatildi. Changlatilgan qatlamlar orasidagi masofa  $\sim 2 \text{ mm}$  atrofida edi. Namunalar kimyoviy usul yordamida tozalangan kvars ampula ichiga joylashtirilib havosi so'rib olindi va implantasiya qilingan ionlar namuna ichidan tashqariga chiqib ketmasligini ta'minlash maqsadida ichiga argon gazi qamalib yopildi va 1000 -1200  $^{\circ}\text{S}$  xarorat intervalida bir soat davomida kuydirildi. Kuydirilish jarayoni tugagach namunalar solingan ampulalar  $\sim (600-800)^{\circ}\text{S}/\text{s}$  tezlik bilan yog'ga yoki suvga keskin tashlanib sovitildi va keyinchalik kontakt uchun metall changlatilgan sohalar kimyoviy turg'un bo'lgan lak bilan yopilib namunalarga kimyoviy ishlov berildi. Yuqorida bayon qilingan legirlash sharoiti xona haroratida solishtirma qarshiligi  $\rho \approx 10^2 - 10^5 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ , n - va p - o'tkazuvchanlik turiga ega bo'lgan va kuchli kompensirlangan Si<B, Mn> namunalarini olish imkonini beradi.

Bizning tadqiq qilgan namunalar aossan n – tipli o'tkazuvchanlikka ega. Faqat n – tipli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan namunalarni tanlab olishimizga bunday namunalarda faqat musbat magnit qarshilikning kuzatilishi hamda klasterlararo va klaster ichidagi almashinuv ta'sirlashui sezilarli bo'lishidir.

Marganes ionlar implantasiyasidan keyin namunalar sirti skanlovchi elektron mikroskop (SEM) va atom kuch mikroskopii (AFM) bilan tadqiq qilindi.

1a, 1b, 1v rasmlarda implantasiyadan oldingi va keyingi monokristallik kremniy sirtiy morfologiyasi keltirilgan. 1a-rasmdan ko'rinadiki, implantasiyadan oldingi namunalar sirti «toza»,  $10^{16} \text{ ion}/\text{sm}^2$  dozada implantasiyadan keyin nanoklasterlar hosil bo'la boshlaydi (1b-rasmdagi orolchalar), implantasiya

dozasi  $\sim 10^{17}$  ion/sm<sup>2</sup> ga yetganda klasterlarning uzunligi ortib kengligi  $\sim 25$  nmgacha kamaya boshlaydi hamda monokristallik kremniy sirtida to'liqsimon nanotuzilma hosil bo'ladi (ris. 1v). Bizning natijalarimiz [3-4] ishlar va [5] ishda taklif qilinganlar bilan mos keladi.



3.3-rasm. Monokristallik kremniy namunalarining atom kuch mikroskopida (AFM) olingan tasviri. (a)  $Mn^+$  ionlari implantatsiyasidan oldingi, (b) implantasiya dozasi  $D = 10^{16} \text{ sm}^{-2}$  va dozasi (v)  $D = 10^{17} \text{ sm}^{-2}$  bo'lgan namunalar tasviri,  $Ye = 40 \text{ keV}$ .

[33] ishda Mn bilan implantasiya qilingan p-Si kremniyning strukturaviy va ferromagnit xossalari o'rganilgan bo'lib, nanozarralarning o'lchamlari implantasiya oqimining ortishi bilan 5 nm dan 20 nm gacha ortgani keltirilgan.

### **3.3. Kremniyning magnit xususiyatlarining undagi kirishmalar turi va tabiatiga bog'liqligi**

Keyingi yillarda kremniyda ferromagnit holatni hosil qilish uchun turli kirishmalar har xil usullarda kiritilmoqda. Quyida biz kremniy asosida har xil usulda olingan kirishmali yarim o'tkazgichlarning magnit xususiyatlarini ko'rib chiqaylik.

[34] ishda lazer orqali olingan Si va Mn plazmalari hosil qilinib, ularni saffir  $Al_2O_3$  va GaAs tagliklarda impulsli o'tqzish usuli bilan olingan Si:Mn namunalarida yuqori haroratli (xona haroratidan yuqori) ferromagnetizm kuzatilishini keltirib o'tishgan

Shuningdek Ge:Mn da 400 K, SiMn da 500K, Si:Fe da 250 K gacha ferromagnetizm mavjud ekanligini keltirib o'tishgan. Ular orasida Mn 10-15% bo'lgan Si:Mn da zaryad tashuvchilar harakatchanligi eng katta bo'lib, Mn kirishmasi to'liq elektr va magnet jihatdan faollashgan bo'ladi. Bunday ferromagnit holatning strukturaviy bog'liqligini o'rganish uchun namunalar qizdirilganda va ionli nurlantirilganda ferromagnetizm yo'qolgan. Bundan kelib chiqishi mumkin ekanki ferromagnit holat kirishmalar strukturasi bog'liq bo'lishi mumkin ekan. Bu fikrni tekshirish uchun Mn siz Si shunday strukturalar hosil qilinganda paramagnetic holat mavjud ekanligi kuzatildi. Demak, SiMn dagi ferromagnetizm Mn kirishmalari bilan bog'liq degan fikr keltirilgan.

[35] ishda esa ionlar implantatsiyasi bilan olingan Si<Mn> namunalarining magnitlanishining implantatsiya dozasi va kirishmalar elektr faolligi darajasi bilan belgilanadiga solishtirma qarshiligiga bog'liqligi o'rganilgan. 3.1.-jadvalda magnitlanishning to'yinish qiymatining implantatsiya dozasi, solishtirma qarshiligi va kirishma turiga bo'gliqligi keltirilgan. 3.1.-jadvalda keltirilganlardan xulosa qilish mumkin ekanki solishtirma magnitlanishning to'yinish qiymatining, implantatsiya dozasi, o'ztkazuvchanlik turiga va qiymatiga, kirishma turiga bog'liqligining aniq bir qonuniyati yo'q ekan. Ammo implantatsiya dozasi 50 marta oshirilganda magnitlanish 3 marta oshganligini payqash mumkin. Kuydirishdan keyin Si strukturasi tiklanishi magnitlanishning o'rtacha

qiymatini bir oz oshirganligini ko‘rishimiz mumkin (3.2-jadval). Shuningdek 1000°C da 5 minut davomida kuydirilganda ferromagnit magnitlanishning yo‘qolishini ko‘rish mumkin.

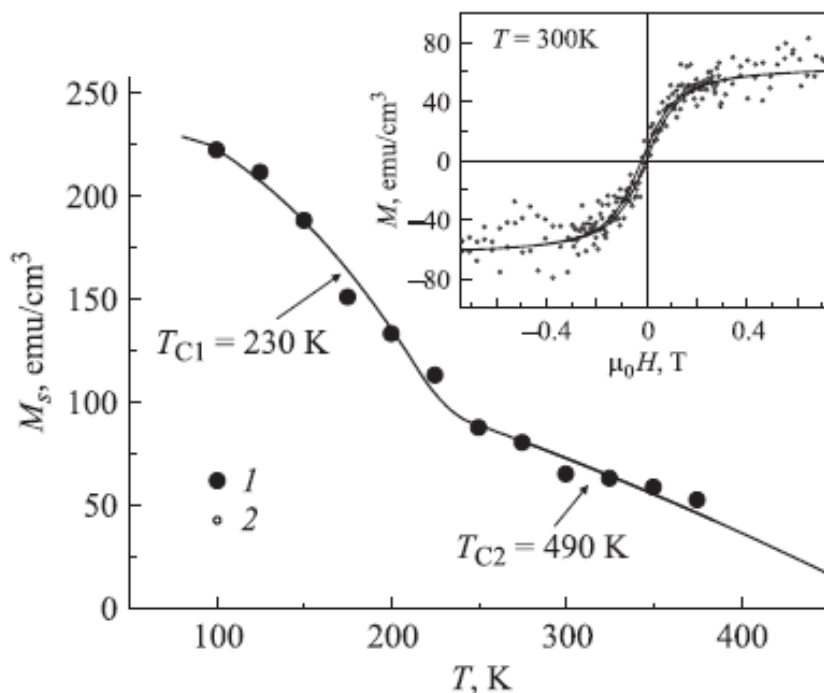
3.1.-jadval. Turli dozalarda Mn va Co kiritilgan Si magnitlanishi.

Доза имплантации, см <sup>-2</sup>	Si p-типа, удельное сопротивление, Ом·см		Si n-типа, удельное сопротивление, Ом·см	
	10	0,005	4,5	0,01
	Намагниченность насыщения, Гс			
Mn, 1x10 <sup>15</sup>	0,3	-	0,2	0
Mn, 5x10 <sup>15</sup>	0,5	0,1	0,4	0,3
Co, 5x10 <sup>15</sup>	0,5	0,1	0,2	0,4
Mn, 1x10 <sup>16</sup>	0,2	0,7	-	0,2
Mn, 5x10 <sup>16</sup>	0,6	0,5	0,4	1,2

3.2.-jadval. Implantatsiyadan keyingi kuydirishning magnitlanishiga ta’siri.

Параметры отжига	Тип проводимости Si	$\rho$ , Ом·см	Доза, см <sup>-2</sup>	$M_s$ , Гс	
				После имплантации	После отжига
850 °C, 5 мин	<i>n</i>	4,5	5x10 <sup>15</sup> (Mn)	0,4	0,4
	<i>n</i>	4,5	5x10 <sup>16</sup> (Mn)	0,4	0,8
	<i>n</i>	0,01	5x10 <sup>16</sup> (Mn)	1,2	1,1
	<i>p</i>	10	5x10 <sup>16</sup> (Mn)	0,6	0,9
	<i>p</i>	0,005	5x10 <sup>16</sup> (Mn)	0,5	0,5
1000 °C, 5 ч	<i>n</i>	4,5	5x10 <sup>16</sup> (Mn)	0,8	0
	<i>p</i>	0,005	5x10 <sup>16</sup> (Mn)	0,5	0

3.4.-rasmda esa  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$  qatlam struktiraning magnitlanishi va Kyuri harorati keltirilgan. Rasmdan ko‘rinadiki struktura uchta fazaviy o‘tish haroratiga ega  $T_{C1}=230\text{K}$ ,  $T_{C2}=330\text{K}$  va  $T_{C3}=490\text{K}$ . Ammo [36] bu ishda  $T_C$  Kyuri harorati uchta qiymat berishi nimalarga bog‘liq ekanligi to‘g‘risida batafsil to‘xtalmagan.



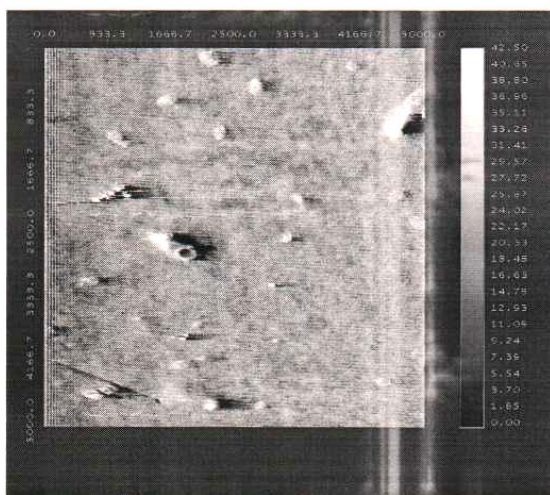
3.4.-rasm.  $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$  qatlam struktiraning magnitlanishi va Kyuri harorati.

[36] ishda esa kremniy sirtida hosil qilingan temikrning nanostrukturalarida ferromagnit tartiblanish kuzatilgani haqida ma’lumot berilgan.

[37] ishda esa radiatsion defektlar hosil qilingan kremniyada ham ferromagnetizm yuzaga kelishi ko‘rsatib o‘tilgan. Si ga ionlar implantasiyasi amorflanish darajasiga etganda VV-markazlar konsentrasiyasi  $10^{20}\text{ sm}^{-3}$  ni tashkil qilganida VV-markazlar orasida almashiniv ta’sirlashuvi yuzaga keladi va ferromagnit tartiblanishga olib keladi deb takidlanadi. Bunda Kyuri haroratini 140 K tashkil qilib, ferromagnetizmning haroratga bog‘liqlik qonuniyati esa Kyuri-Veys qonuniga bo‘ysunadi deb xulosa qilishgan. Bunda kirishmaning o‘zining xususiyatlari hisobga olinmagan.

### 3.4. Ionlar implantatsiyasi bilan olingan namunalarni Atom kuch mikroskopida tadqiq qilish.

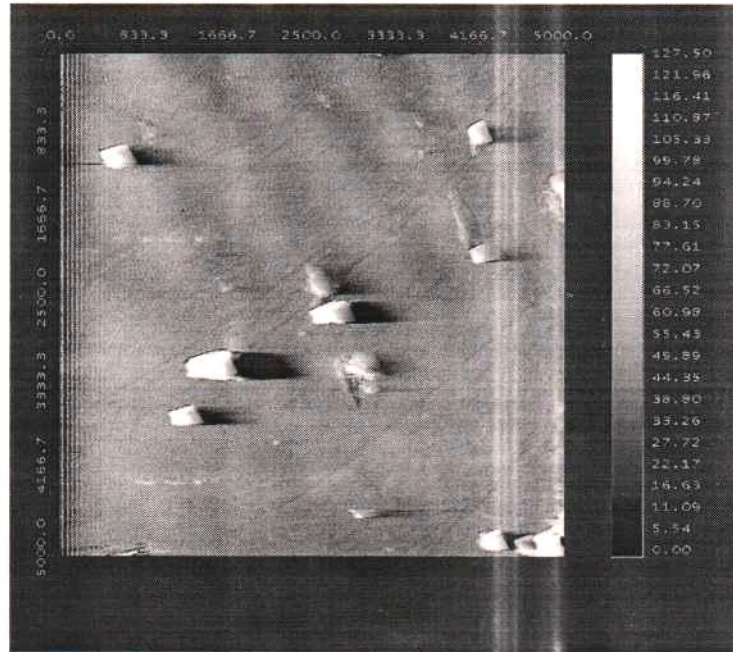
Kremniyga Mn ionlar  $10^{16} - 10^{17} \text{ sm}^{-2}$  dozada kiritilganda namuna sirtida va sirt oldi qalinligida nanoklasterlar shakllanishi atom kuch mikroskopida olingan tasvirlardan aniqlandi. 3.5-3.6-3.7 rasmlarda Si<Mn> namunalari sirtida hosil bo'lgan Mn va Mn komplekslar hosil qilgan nanoklasterlarining tasviri keltirilgan. Mn nanoklasterlarning o'lchamlar 5-20 nm atrofida ekanligi ko'rinadi. Bunday nanonanklasterlar implantatsiya dozasi  $10^{17} \text{ sm}^{-2}$  bo'lganda shakllanar ekan.



3.5-rasm. Mn va Mn komplekslar hosil qilgan nanoklasterlar



3.6-rasm. Mn va Mn komplekslar hosil qilgan nanoklasterlar

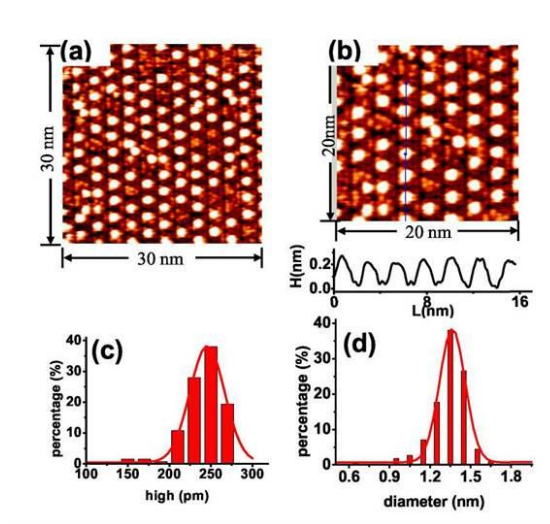


3.7-rasm. Mn va Mn komplekslar hosil qilgan nanoklasterlar

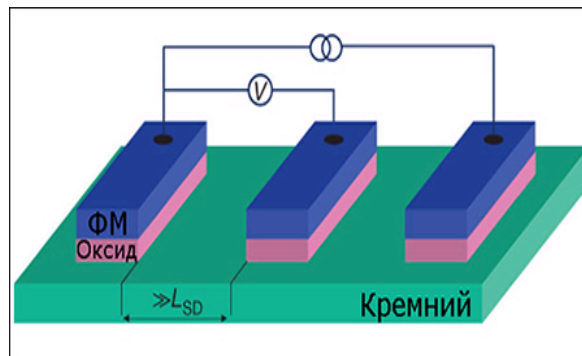
Tadqiqot natijalarini adabiyotlarda va ilmiy maqolalarda solishtirish natijalarga ko‘ra aytish mumkin ekanki, bir xil sharoitda va dozada implantatsiya qilish bilan bir xil natijaga erishish holatlari kam uchraydi. Demak, ionlar implantatsiyasi bilan kerakli o‘lcham va xususiyatlarga ega bo‘lgan nanoklasterlar texnologiyasi hali takomillashmagan.

3.8-rasmda ionlar implantatsiyasi bilan olingan Mn kiritilgan kremniyning matrisasidagi Mn kirishmasi klasterlarini o‘chamlarini aniqlash natijalari kiritilgan.

3.9-rasmda ferromagnit xususiyatli kremniy asosida  $10^{12}$  Hz dan yuqori chastotada ishlovchi tranzistorning modeli keltirilgan. Ionlar implantatsiyasi bilan olingan ferromagnit kremniy ana shu tipdagi qurilmalar uchun hom ashyo vazifasini o‘taydi.



3.8-rasm. Kremniydagi Mn atomlarining 7X7 nanoo'lchamli kvant nuqtalarining tasviri



3.9-rasm. Kremniy asosidagi spin maydon tranzistori

### III bob bo'yicha xulosa

Kremniy asosida ferromanit xususiyatli yarim o'tkazgich olishning eng maqbul texnologiyasi sifatida o'rta energiyali (40-250 keV) energiyali ionlar bilan kerakli dozada implantatsiya qilish ekanligi aniqlandi.

Shu asosida III bobda keltirilgan natijalar bo'yicha quyidagi xulosalarga kelindi:

- Kremniyda kirishmalarning yakka joylashuvi kirishmalarning konsentratsiyasini  $10^{16} \text{ sm}^{-3}$  gacha sodir bo'lishi nazariy hisoblandi.
- Kirishmalar konsentrtsiyasi  $10^{17} \text{ sm}^{-3}$  oshgandan boshlab ikkita va undan ortiq atomlardan tashkil topgan klasterlar shakllana boshlaydi. Bunga kremniy kristall strukturasi tuzilishi imkon beradi.
- Implantatsiya dozasi  $10^{10} \text{ sm}^{-2}$  dan oshganda 4 ta va undan ortiq kirishmalardan iborat klasterlarning shakllanishi ko'payadi. Natijada kirishma atomlari orasida o'zaro klasterlar ichida almashinuv ta'sirlashuvu paydo bo'ladi. Ammo bu ta'sirlashuv ferromagnit tabiatga ega bo'lsada butun namunada ferromagnit tabiatning vujudga kelishiga yetarli emas.
- Namunalarda ferromagnit xususiyat kuzatilishi uchun  $N > 2$  va  $N > 4$  klasterlararo almashinuv ta'sirlashuvi ferromagnit tabiatga ega bo'lishi zarur. Aks holda ferromagnit xususiyat o'ta kuchsiz bo'lishi yoki antiferromagnit holat yuzaga kelishi mumkin.
- Ionlarni implantatsiya qilish maromini yuqoridagi xulosalar asosida tanlash zarurdir.

## XULOSA

Magistrlik dissertatsiyasida qilingan ishlar yuzasidan quyidagi xulosalarga kelindi:

- Ionlar implantatsiyasi yordamida monokristallik kremniyda ferromagnit faza hosil qilish mumkinligi aniqlandi. Ammo ferromagnit holatning mavjudligi Kyuri haroratining yuqori bo'lishini ta'minlay olmaydi.

- Ionlar implantatsiyasi yordamida monokristallik kremniyda kirishmalar kiritish yo'li bilan, radiosion effektlar VV – markazlar hosil qilish bilan ferromagnit holatni yuzaga keltirish mumkin ekan.

- Monokristallik kremniyga kirishmalar kiritilganda ferromagnit holat paydo bo'lishi va Kyuri harorati xona xaroratidan yuqori bo'lishi uchun kuchli almashinuv ta'sirlashuvga ega bo'lgan markazlar ya'ni, magnit nanoklasterlar shakllanishi uchun qulay sharoit bo'lishi lozim.

- Kremniyda qutilib bo'lmas kirishmalardan biri kislorod bo'lgani uchun kiritilgan kirishma marganes bilan komplekslar hosil qilish ehtimoliyati paydo bo'ladi. Natijada kislorod va marganes kompleks birikmalar shakllanib magnit xususiyati hosil qilish mumkin.

- Magnit kirishmali kremniyning ferromagnit xususiyati unga kiritilgan kirishma turiga, miqdoriga olinish texnologiyasiga, kirishmalarning elektrofaolligiga, kristall panjaradagi joylashuv holatlariga bog'liq ekan

- Kremniyda ferromagnetik holatning Kyuri harorati ko'p hollarda aniq bir qiymatga ega bo'lmasdan, namunalar tarkibi bir xil bo'lsada olinish texnologiya maromiga bog'liq ravishda har xil bo'lishi mumkin ekan

- Kirishmali yarim o'tkazgichlardagi ferromagnetizmni tavsiflovchi hech bir nazariyani keng ko'lamda qo'llab bo'lmaydi, faqat berilgan aniq bir material uchun moslashtirilgan ferromagnetizm modeli haqida gapirish mumkin;

Yuqorida keltirilga fikrlarga qaramasdan spintronika uchun ham ferromagnit ham yarim o'tkazgich xususiyatni mujassamlashtirgan xom ashyo sifatida magnit kirishmali kremniy bo'lishi mumkin ekanligig tobora oydinlashib bormoqda.

### **Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati**

1. М.Г. Мильвидский, В.В. Чалдышев. Наноразмерные кластеры в полупроводниках новый подход к формированию свойств материалов // ФТП - 1998 - Т.32, N5 - С.513-522.
2. D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth (Eds.), *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, Springer, 2002.
3. Мастеров В.Ф. Глубокие центры в полупроводниках. ФТП., том 18, вып. 1, 1984 г.
4. Ройцин. А.Б. Фирштейн Л.А. ЖТЭХ, П, 747,1966.
5. Смит Р. Полупроводники Ил., М. 1962.
6. Болтакс Б.И., Бахадырханов М.К., Городецкий С.М., Куликов Г.С. Компенсированный кремний. Л.: Наука, 1972.
7. Бахадырханов М.К., Турсунов А.А., Аскарлов Ш.И., Азизов К.А., Талипов Ф.М. Фотоэлектрические явления в компенсированном марганцем кремнии. В кн.: Труды ТашГУ, Ташкент, ТашГУ, 1981, № 668, с.24-34.
8. Бахадырханов М.К., Турсунов А.А., Аскарлов Ш.И., Азизов К.А., Хайдаров К.Х. О природе неоднородностей потенциала в компенсированном марганцем кремнии. ДАН УзССР, 1981, МО,с.32-34-180.
9. Б.Г.Журкин, Н.А. Пеннин. Влияния коцентрации доноров и акцепторов на электропроводность сильнокомпенсированного кремния п-типа. ФТТ, 1965, т.7. в.11, с. 3204-3208.
10. Б. А. Апонзон, А. Б. Грановский, А. Б. Давидов, Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, В.В. Рыльков, Е.А. Ускова. Свойства квантовых ям InGaAs/GaAs с  $\delta$ <Mn> -легированном слоем в GaAs. ФТТ, 2007, том 49, вып 1.
11. В.М. Пудалов. Переход металл-изолятор в двумерной сильнокоррелированной системе электронов и сопутствующие явления. УФН, Том 176, №2, ст.213, 2006.
12. Michael Ziese Martin J. Thornton (Eds.). *Spin Electronics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2001.Printed in Germany.

13. M.I. Dyakonov (Editor). Spin Physics in Semiconductors. © Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2008.
14. В.В. Добровицкий, А.К. Звездин, А.Ф. Попков. Гигантское магнетосопротивление, спин-переориентационные переходы и макроскопические квантовые явления в магнитных наноструктурах. УФН, Т.166, №4, ст.439, 1996.
15. А.К. Звездин, В.В. Костюченко, В.В. Платонов, В.И. Плис, А.И. Попов, В.Д.Селемир, О.М. Таценко. Магнитные молекулярные нанокластеры в сильных магнитных полях. УФН. Т.172, №11, ст. 1303, 2002.
16. Dau, F. Petroff, P. E. Etienne, G. Greuzet, A. Friedrich, and J.Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. Phys. Rev. Lett. 61,2472 (1988).
17. H. Ohno, H. Munekata, T. Penney et al. Magnetotransport properties of p-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors. Phys. Rev. Lett. 68,2664 (1992).
18. T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Masek et al. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors. Rev. Mod. Phys. 78, 809 (2006).
19. M. Cougo dos Santos, J. Geshev, D.K. Silva, J.E. Shmidt, L.G. Pereira, R. Hubler, P. Allongue Strong dependence of Fe thin-film magnetic anisotropy on the Si(III) substrate preparation // J. of Appl. Phys. 2003. - V94, N3. -P.1490-1494.
20. 1.6.1. Kohn W., Lattinger J. Phys. Rev., 1955, 98 p. 915. Русча таржимаси В. Л. Бонч-Буревич тахрири остида «Проблемы физика полупроводников». М., Ил. 1957 й. китобида келтирилган.
21. Глинцук М. Д. Грачев В. Г. Дейман М. Д. ФТТ. 1960, 8, с. 3354.
22. ЖуркинБ. Г., Пеннин Н. А. ФТТ. 1964, 6, с. 1141.
23. Maekawa S., Konoshita K., J. Phys. Soc. Jap., 1965., 20, p.1447.
24. Wilson D. K. Phys. Rev., 1964, 134, p.265A.
25. В. Б. Гнодман. Труды ФИ им П. Н. Лебедова АН СССР. Т. 104, ст. 54, 1978 г.
26. Kang S. T. Progr. Theor. Phys., 1967, 38, p.525.

27. Marko J. R. Phys. Lettrs, 1968, 27, p.119.
28. Shimuzi T. Phys. J. Soc. Jap., 1968, 25, po.1021.
29. С.В. Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма Наука, М. (1975). 527 с.
30. Б. А. Волков. Влияния компенсации на вид спектров ЭПР в кремнии n-типа. ФТТ, т.6, вып.8, стр. 2558-2560, 1964.
31. Бахадырханов М,К., Азизов К.А., Турсунов А.А. ВАХ сильно компенсированного марганцем кремния p-типа. ФТП, 1983, т.17, №4, с.759.
32. В.А. Кульбачинский¶, П.В. Гурин, Ю.А. Данилов, Е.И. Малышева†, Y. Horikoshi\*, К. Onomitsu. Физика и техника полупроводников, 2007, том 41, вып.
33. В.С.Вавилов, А. Р. Челядинский. Ионная имплантация примесей в монокристаллы кремния: эффективность метода и радиационные нарушения. Успехи физ. наук. 1995. Т. 165. № 3. С. 347.
34. E.S. Demidov, B.A. Aronzon, S.N. Gusev, V.V. Karzanov, A.S. Lagutin, V.P. Lesnikov, S.A. Levchuk, S.N. Nikolaev, N.S. Perov, V.V. Podolskii, V.V. Rylkov, M.V Sapozhnikov, A.V. Lashkul. High-temperature ferromagnetism in laser-deposited layers of silicon and germanium doped with manganese or iron impurities. JMMM. **321**, 690 (2009).
35. Кулайманов И. В. Автореферат диссертации. 2009 г.
36. М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, С.М. Соловьев, Д.В. Вялых, С.Л. Молодцов. Ферромагнитное упорядочение наноструктур железа на поверхности кремния. Физика твердого тела, . 2010, том 52, вып. 2
37. А.Ф. Хохлов, П.В. Павлов. Ферромагнетизм обусловленной радиационными дефектами. ЖЭТФ, том 24, вып.4, стр. 238-240, 1976
38. Вонсовский С. В. Об обменном взаимодействии s- и d- электронов в ферромагнетиках. ЖЭТФ, 1946, т.16, с.981; J. of Phys., 1946, v. 10, p. 468.
39. T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura. Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors. Phys. Rev. B 63, 195 205 (2001).

40. K.W. Edmonds, P. Bogusławski, K.Y. Wang, R.P. Campion, S.N. Novikov, N.R.S. Farley, B.L. Gallagher, C.T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. Buongiorno Nardelli, J. Bernholc. Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As. Phys. Rev. Lett. 92, 037 201 (2004).....