

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS

TA'LIM VAZIRLIGI

SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA FAKULTETI FIZIKA YO'NALISHI

UMUMIY FIZIKA KAFEDRASI

Qo'lyozma huquqida

UDK: 523.1:530.12

**5A140204-Kondensatsiyalangan muhitlar fizikasi va materialshunoslik
(turlari bo'yicha)**

Magistr akademik darajasini olish uchun yozilgan

DISSERTATSIYA ISHI

**Temir guruhi elementlari asosidagi amorf
qotishmalarning magnitlanishini vibratsion
magnitometr usulida o'lchash**

Bajaruvchi:

Xomitov Sherzod Asatillo o'g'li

Ilmiy rahbar:

dots. I.Subhonqulov

Magistir akademik darajasini olish uchun dissertatsiya ishi "umumiy fizika" kafedrasida bajarildi. Kafedraning 201_-yil __ iyundagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etildi (bayonnoma №__).

Kafedra mudri:

dots. R.M. Rajabov

Magistir akademik darajasini olish uchun dissertatsiya ishi YaDAKning 201_-yil ____ iyundagi majlisida himoya qilindi va ____ foizga baholandi (bayonnoma N____).

YaDAK raisi: _____

A'zolari: _____

SAMARQAND – 2018

MUNDARIJA

Kirish.....	3
I.Bob. Adabiyotlar sharhi:	
1.1.Amorf qotishmalarning olinish usullari.....	7
1.2.Amorf ferromagnit qotishmalar to'g'risida ma'lumot.....	13
1.3.Amorf qotishmalarning strukturasi.....	15
II.Bob. O'lchov qurilmalari va uning tavsifi.	
2.1.Amorf metallarda Xoll effekti va uning o'lchash usullari.....	30
2.2.Yuqori temperaturalarda amorf qotishmalarning magnitlanishini o'lchashning vibratsion magnetometr usuli.....	32
2.3. Strukturaviy tadqiqotlar qurilmasi.....	38
III.Bob. Tajriba natijalari va uning tahlili.	
3.1. Temir guruhi elementlari asosidagi amorf qotishmalarning galvonomagnit va magnit xossalarini temperaturaga hamda metalloidlar konsentratsiyasiga bog'liqligi.....	46
3.2. O'rganilgan amorf qotishmalarning fizik xossalari o'rtasidagi aloqadorlik.....	49
Xulosa.....	60
Adabiyotlar ro'yxati.....	61

Kirish.

Dissertatsiya mavzusining dolzarbligi. Amorf metallarning ochilishi metallar to'g'risidagi tasavvurimizni o'zgartirib, metallar to'g'risidagi fanga katta o'zgartirish kiritdi. XX asr oxirida fiziklarni kondensirlangan muhitlar materiallari qiziqdirdiki, bu materiallar metall shishalar yoki amorf metal qotishmalar deb atalib ularning atomlarining joylashishida tartib bo'lmaydi.[1-3] Shu narsa ma'lum bo'ldiki, amorf metallar o'zining fizik xususiyatlari bilan atomlaridagi joylashishda tartib bo'lgan kristallardan tubdan farq qiladi. Yaqin yillarga qadar "metall" tushunchasi atomlar o'rtasidagi tartib bo'lgan "kristall" deb tushunilar edi. XX asrning 60-yillaridan boshlab dunyoda kristall strukturasi bo'lmagan metall qotishmalar paydo bo'ldi. Ushbu metall va qotishmalarning atomlari tartibsiz joylashgan bo'lib ular tartibsiz strukturadagi metall qotishmalar va noorganik shisha o'rtasidagi analogiyaga bo'ysinadi, bunday materiallarda atomlarning joylashishida tartib bo'lmaydi. Metallar va qotishmalarning amorf holati hosil qilinganda ularning elektr, termoelektr, galvanomagnit, magnit va boshqa xossalari keskin o'zgarish sodir bo'ladi. Bu o'zgarishlar fan uchun juda qiziq bo'lib, ushbu materiallardan amaliy maqsadlarda foydalanish uchun ham muhim ahamiyat kasb etadi.

Magistirlilik dissertatsiya ishining asosiy maqsadi va vazifalari.

Amorf metallar o'zining atomlaridagi joylashishda tartib bo'lgan kristallardan tubdan farq qiluvchi fizik xususiyatlari va ulardan magnit materiallar sifatida foydalanish imkoniyati bilan ajralib turadi.

Amorf materiallar atomlarida ma'lum tartib bo'lmay, atomlarning tuzilishi suyuq metallarning tuzilishiga yaqin bo'ladi. Demak, amorf materiallarni o'rganish shu materialni suyuq holatini o'rganishga yordam beradi.

Amorf magnit qotishmalarda koersitiv kuchning kichik bo'lishi va magnit sindiruvchanlikning katta bo'lishi uning kristall holatiga nisbatan ustunligini ko'rsatadi. Shu uchun ushbu dissertatsiya ishida temir guruhi

elementlari asosidagi metalloidlar aralashgan amorf qotishmalarda magnit xarakteristikalarini temperaturaga va metalloidlar konsentratsiyasiga bog'liq holda o'rganish va undagi o'zgarishlarni rengenostukturaviy tahlil asosida tushuntirish maqsad qilib qo'yildi.

Tadqiqot obekti.

Hozirgi zamon fan va texnikasi rivojlanishi yangi kompozitsion materiallar topish bilan bog'liq. Shunday materiallar ichida amorf qotishmalar katta ahamiyatga ega. Shu uchun ushbu magistrlik dissertatsiyasida tadqiqot obekti sifatida temir guruhi elementlari asosidagi metalloidlar bilan aralashgan amorf qotishmalaridan foydalanildi.

Magistrlik dissertatsiya ishining ilmiy yangiligi.

Bugungi kunda temir gruppasi elementlari asosidagi amorf qotishmalar o'zining magnit, mexanik, elektrik xususiyatlari, korroziyaga uchramasligi, hamda olinish texnologiyasining oddiyligi bilan juda qiziqish uyg'otmoqda. Adabiyotlardan shu narsa ma'lumki, amorf materiallarni va ulardagi kompleks fizik xususiyatlar amorf materiallarning tarkibini o'zgarishi va olinish rejimiga bog'liq ekan. Lekin shu vaqtgacha chet el adabiyotlari va o'zimizdagi adabiyotlarda amorf metallarning tarkibi va fizik xususiyatlarini istalgan rejimda o'zgartiradigan metodologik prinsiplar yo'q.

Bundan tashqari temir guruhi elementlari asosidagi amorf metallarning tarkibi va fizik xususiyatlardagi bog'lanish kam o'rganilgan.

Amorf metallarning kristallanish jarayonini o'rganish muhim ahamiyat kasb etadi. Birinchidan, tashqi faktorlar ta'sirida ajraluvchi fazalarning tarkibini o'rganish, shu qotishmaning suyuq holatidagi tuzilishi to'g'risida ma'lumot beradiki, bu metallurgiya protsesslari uchun katta ahamiyatga ega. Ikkinchidan, amorf metallarni qizdirishda ularning tarkibi va fizik xususiyatlari o'zgaradi, shuning uchun stabillik va fizik xususiyatlar hamda amorf metallarning ishlatilish rejimlari uchun ularni qizdirganda tarkibiy va magnit o'tishlarni bilish ahamiyatlidir.

Uchinchidan, kristallanish mexanizmini o'rganib, bu protsessni boshqarishni konkret rejimini ishlab chiqish mumkin, ya'ni amorf holatning stabilligiga ta'sir etish mumkin. Yuqorida qayd etilgan fikrlar dissertatsiya ishining ilmiy yangiligini ifodalaydi.

Tadqiqot usuli. Amorf metallarni xalq xo'jaligining turli sohalarida ishlatish uchun, olinish texnologiyasini optimallashtirish va zamonaviy metodlar yordamida tarkibiy va fizik xususiyatlarini o'rganish talab etiladi.

Ushbu magistrlik dissertatsiyada amorf metallarni olinishi, ularning tarkibi va fizik xususiyatlari, ayniqsa, magnit xususiyatlarini tahlil qilindi hamda ularni texnikada ishlatilish imkoniyatlari to'g'risida ham bahs yuritildi.

Tadqiqot usuli sifatida amorf qotishmalarning magnit xususiyatlarini hamda rengenotahlil usullarini kiritish mumkin.

Tadqiqot natijalarining nazariy va amaliy ahamiyati.

Amorf qotishmalar yaxshi magnitoyumshoq material hisoblanib, transformatorlarning o'zagi, elektron asboblarning ayrim elementlari sifatida ishlatilmoqda. Hozirgi vaqtda shunday amorf qotishmalarning sinfi izlanilyapdiki, ular magnitofonlarda golovka sifatida, elektron texnikada eslab qoluvchi qurilma sifatida ishlatilishi mumkin.

Amorf metall qotishmalarning tarkibi va olinish texnologiyasiga qarab ularning qarshiligi ma'lum temperaturada kristall holatidagidan katta bo'ladi, ularning qarshiligining termik koeffitsienti (QTK) juda kichik, ayrim hollarda manfiy bo'ladi. Ularning bu xususiyati, ulardan rezistiv material sifatida ishlatilish imkoniyatini beradi. Yana bu materiallarning asosiy afzalligi ulardagi kuchli magnit anizotropiyasi bo'lib, ular praktik jihatdan katta ahamiyatga ega, ya'ni amorf ferromagnitlarni silindrik magnit domenlardagi eslovchi qurilmalarda ishlatiladi (bunda informatsiya zichligi yuqori bo'ladi). Bundan tashqari, termomagnit yozib olish va kontaktli magnit yozib olishda ham amorf ferromagnit qotishmalar ishlatiladi.

Amorf materiallarni kristallanish jarayonidagi asosiy ma'lumot olishda elektron- mikroskopik suratlarni o'rganib xulosalar chiqarish mumkin. Elektron

mikroskopiya usuli amorf qotishmalarning kristallanishidagi dastlabki holatiga nisbatan strukturasidagi o'zgarishlarni bevosita qayd etish natijalari orqali amalga oshirilib, bu o'zgarishlar rentgenogrammadagi difraksion kartinalarda o'zgarish hosil qilmaydi.

I BOB. ADABIYOTLAR SHARHI.

1.1. Amorf qotishmalarning olinish usullari.

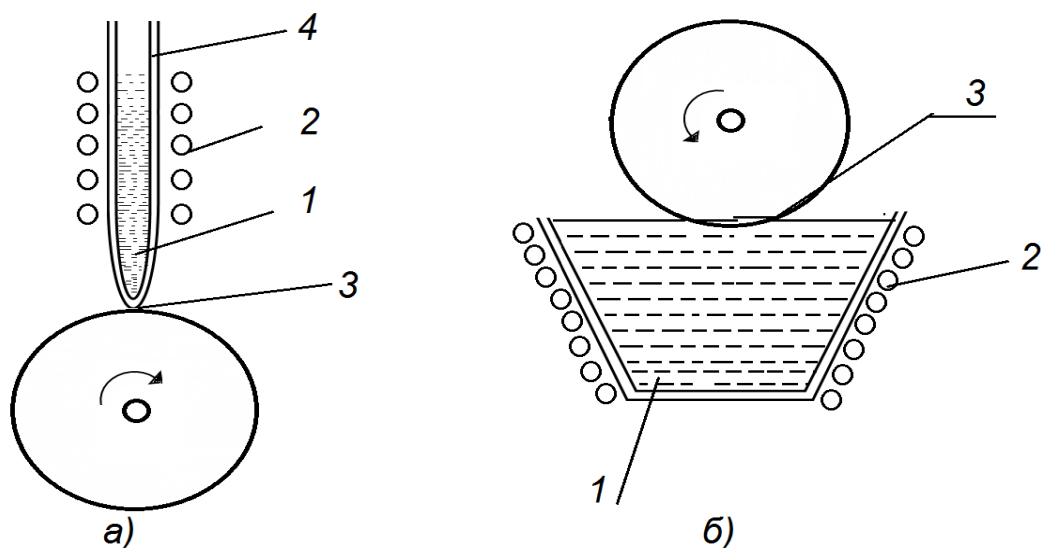
Amorf qattiq jismlarda kristallga qaraganda kamroq tarkibiy defektlar (yorilish, g'ovaklik, dislokatsiya va boshqalar) uchraydi va ularning o'lchami o'rtacha atomlar orasidagi masofadan katta. Ma'lumki bu defektlar fizik xususiyatlarga ta'sir qiladi. Metall qotishmalarning yupqa yuza qatlami amorflangan bo'lsa ularning ishlatilish imkoniyatlari kengayadi. Bunday amorflanishni yuzaga keltirish uchun qotishmani bug' holatga o'tkazib uni sovuq taglikka kondensatsiyalab, ionizatsion nurlanish ta'sirida, materialning yuzasida kuchli energetik ta'sir etish (masalan impulsli lazer ta'sirida), ximiyaviy yoki elektroximiyaviy "o'tkazish" ta'sirida hosil qilinishi mumkin.

Hamma metall materiallar organik va noorganik materiallardan farqli o'laroq o'zining amorf holatiga o'tishi uchun 1000 K/c dan yukori sovutish tezligi talab qilinadi. Bir xil sharoitda olingan amorf sistemalarning asosiy parametri bu sovutilish tezligi hisoblanadi.[4-5]

Olinish usuli va materialning ximiyaviy tarkibiga qarab 100 Å dan bir necha millimetr kalinlikdagi plenklar olish mumkin. Amorf qotishma olishni asosan

2 ta katta sinfga ajratish mumkin: ya'ni suyuq metall atomlarining bug'i sovuq metall yoki dielektrik yuzasiga kondensatsiyalanadi. Suyuq holatdan toblash yo'li eng ko'p tarqalgan usul bo'lib, bunda sovush tezligi $10^5 - 10^8$ K/c gacha boradi.

Bunday katta tezlikda sovutilishda suyuq metall kristallanib ulgurmaydi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, amorf holat olinishi va kristallanish bo'lmashligi uchun suyuq metall bilan sovuq metall taglik bir-biriga tegib turishi kerak. Tajribada asosan bu usulga talluqli 2 ta holat bo'lishi mumkin. 1 - 1a va 1b rasm .



1.1- rasm. Suyuq metallni toblash natijasida olinadigan metall shishalarning prinsipial sxemasi. a - suyuq metallni tez aylanuvchi disk yoki barabanning yuzida olib ketilishi; b - suyuq metaldan aylanuvchi disk yordamida suyuq metallni ajratib olinishi. 1 - suyuq metall; 2 - isituvchi qurilma (induksion pech); 3 - metall shishaning tasmasi; 4 - kvars trubka.

Metall disk yoki silindr issiqlik o'tkazuvchanligi juda katta metalldan (mis, latun, beriliy-bronza va hakoza) tayyorlanadi. Suyuq metallni qizdirish induksion pech yoki qarshilik pechi yordamida amalga oshiriladi. a usul yordamida 1 - 200 mm kenglikda va 20 - 60 mkm qalinlikdagi tasma olish mumkin. b usul yordamida metall diskka yopishadi va o'z-o'zidan ajraladi. Bu vaqtda yupqa sim shaklida amorf metall olinadi va uning qalinligi metallga diskni botirilish chuqurligiga bog'liq bo'ladi.

Suyuq metallni toblash yo'li bilan xona temperaturasi va atmosfera bosimida amorf metall olishning bir necha shartlari bor:

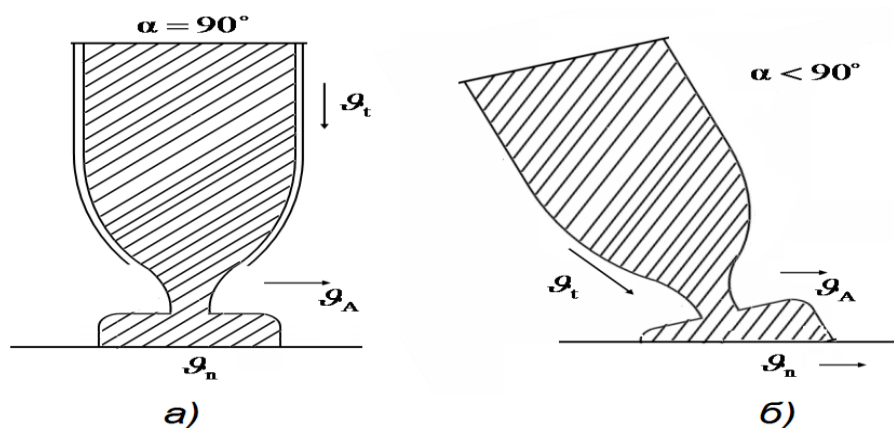
- 1) Suyuq metallning idish tirqishidan hajm bo'yicha otilib chiqish tezligi vaqt bo'yicha doimiy bo'lishi;
- 2) Suyuq metallni oqimi stabil bo'lishi va tashqi changlar va havo oqimidan himoya qilinishi;
- 3) Aylanuvchi diskning yuzasi yaxshi tekislangan bo'lishi va suyuq metall oqimi bilan yaxshi mexanik va issiqlik kontaktida bo'lishi kerak.

Agar bu shartlar bajarilsa, konkret suyuq metallardan folga ishlab chiqarish uchun quyidagi optimal texnologik parametrlarni izlash kerak: tirqishning diametri F , suyuqlikning injeksiya burchagi α , suyuq metallga beriladigan va uni tirqishdan ajratib chiqaradigan bosim R , diskning yuzasini aylanish tezligi V_g , uzunligi L , metall chiqayotgan teshik bilan taglik orasidagi masofa ℓ , va hokozolar. Ba’zida bular ham amorf metall olish sharoitini stabilashtirmaydi. Unda boshqa faktorlarni hisobga olish kerak.

Optimal sharoitlar tanlanganda suyuq metallning hajmdan oqish tezligi

$$V_t = SV_g = bhV_g \quad (1.1)$$

S - tasmaning ko’ndalang kesim yuzi, b va h kengligi va qalinligi. Idish tirqishidan oquvchi suyuq metallning hajm bo’yicha oqish tezligi v tasmaning hosil bo’lish tezligi v_g dan katta bo’ladi. Bu narsa suyuqlikning oqish tezligining nostabilligi bilan bog’lik bo’lib, diskga urilgan vaqtda metallning sochilishi bilan bog’liq.



1.2-rasm. Suyuq metallning aylanuvchi diskka nisbatan otilib chiqishi.

a) $\alpha=90^\circ$, b) $\alpha<90^\circ$

Agar metallning tushish burchagi $\alpha=90^\circ$ bo’lsa, hosil bo’luvchi tasmaning kengligi v_t -metallning hajmiy tushish tezligiga bog’liq bo’lib,

sochilishga bog‘liq emas. Tasmaning qalinligi taglikning siljish tezligi v_1 orqali ifodalanadi, ya’ni tasma hosil bo‘layotgan materialning gorizontall oqishiga bog‘liq. Shunday qilib yuqorida qayd qilingan nostabillik ($v_t > v_1$) tasmaning qalinligi va kengligini bir xilda bo‘lmasligiga olib keladi.

Agar suyuq metall oqimi $\alpha < 90^\circ$ bo‘lsa, unda tasma turg‘un bo‘ladi, ya’ni uning gorizontall oqishi yaxshi “yumshoqroq” bo‘ladi.

Bu holda $v_t \approx v_1$ bajariladi va uning kengligi va qalinligi bir xilda bo‘ladi.

Agar yuqori sifatli keng tasmalar olish vazifasi qo‘yilsa, unda atrof metall olinayotgan disk atrofidagi gazning tozaligiga etibor berish kerak. 1 mm dan kichik kenglikdagi amorf qotishmalarni hech qanday neytral muxitsiz, oddiy sharoitda ham olish mumkin. Keng tasmalar olishda o‘lchamlari qalinlik bo‘yicha har xil, chetlari arrasimon va teshiklardan iborat bo‘ladi. Bunga sabab aylanuvchi disk chetlaridagi chegaraviy qatlam kattaligi sabab bo‘ladi.

Ma’lumki, yopishqoq suyuqlikni yoki gazni asosiy xarakteristikasi Reynolds soni hisoblanadi. (Re) Reynolds soni gaz bilan chegaralangan qatlam uchun quyidagi tenglikdan topiladi:

$$R_e = V_s b / \nu \quad (1.2)$$

Bunda V_s -gaz qatlamining tezligi yoki bu diskning aylanish tezligiga teng, b -suyuq metallning oqimini kengligi yoki tasmaning kengligi, $\nu = \eta / \rho$ -gazning kinematik yopishqoqligi, ρ -gaz zichligi va η -gazning dinamik yopishqoqligi. Yuqoridagi formulani ideal gaz uchun qo‘llasak, quyidagini olamiz:

$$R_e = (V_s b P / RT) (M / \eta) \quad (1.3)$$

P -diskni o‘rab olgan gazning bosimi

M -gazning molekulyar og‘irligi

T -temperatura

R -universal gaz doimiysi

M/η - ning turli gazlardagi qiymati turlicha bo'lib, u quyidagi jadvalda berilgan

Element	He	H ₂	Ne	Havo	So	Ar	Co ₂	Kr	Xc
$M/\eta \cdot 10^4$	2,06	2,30	6,5	15,8	16,0	18,1	29,7	34,1	58,1

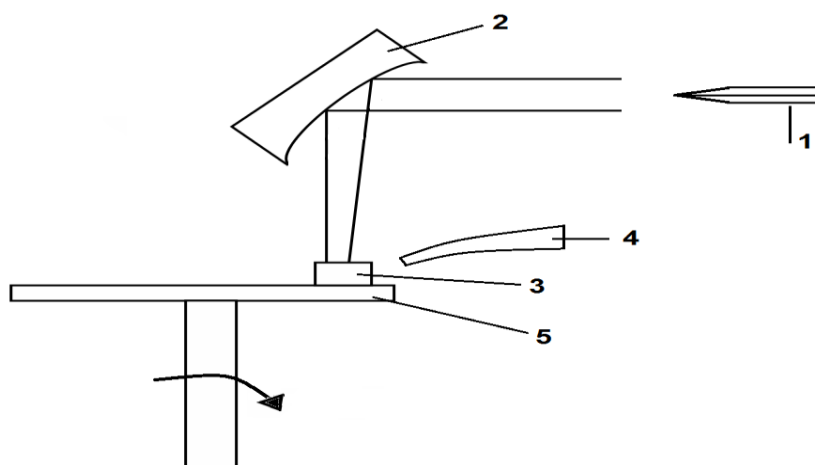
Bundan shu narsa ko'rinadiki, gazning molekulyar og'irligi oshishi bilan M/η nisbat oshib boradi.

Liebermann H.N tajribalarida shunga amin bo'ldiki, tasmaning yuzasi silliq bo'lishi va chetlarining tekisligi Reynolds sonining kritik qiymatiga bog'liq ekan, ya'ni $Re < 2000$. $Re > 2000$ da gazlarda turbulent oqim vujudga keladi va kinetik energiya sochilishi vujudga keladi, natijada tasmaning cheti arrasimon, yuzasi notekis bo'ladi. Turbulentlikni yo'kotishning yo'li qoldiq bosim 10^{-2} Pa dan yuqori bo'lmagan vakuumda olinishi mumkin. Bu texnologik jihatdan juda noqulay. Tigel va suyuq metall oqadigan idish tirqishi amorf metall olishning asosiy qismi hisoblanadi. Odatda ular kvarsdan yoki alund- (Al_2O_3) dan tayyorlanadi. Unda idish tirqishining diametri 0,4 dan 2 mm gacha o'zgarishi mumkin. Tirqishning teshigi aylanuvchi diskka juda yaqin joylashtirilishi kerak. Umuman aytganda, tirqish teshigi aylanuvchi diskka yoki barabanga qancha yaqin bo'lsa, chiqayotgan oqimning turbulentligi shuncha kam bo'ladi.

Mis yumshoq bo'lganligi uchun har safar uning yuzasi tozalanib turilishi kerak. Uning qattiqligini oshirish uchun u xromlanadi. Tajribalar ko'rsatadiki, disk yoki barabanning diametri 200 mm bo'lishi kerak. Bunda kichik aylanishda ham katta chiziqli tezlikga erishiladi va tebranish kam bo'ladi.

Lazer nuri yordamida amorf metallarni olinishi.

Lazer nurini metall yuzasiga ta'sir ettirib metall eritiladi va uni kuchli sovutish natijasida shu metallning yuzasida amorf qatlam hosil qilinishi mumkin. Lazer nurini metall yuzasi bilan o'zaro ta'siri ko'p parametrlarga bog'liq, ya'ni, lazer nurini to'liq uzunligiga, nur oqimining quvvatiga, o'zaro ta'sirlashuv vaqtiga, metallning nur yutish qobiliyatiga va hokazo. Bunga qo'shimcha qilib shuni aytish mumkinki, kuchli lazer nuri metallni eritgach uni 10^5 - 10^6 K/s dan kam bo'lmagan tezlikda sovutish kerak. Bu esa amaliy jihatdan qiyin masala. Shuning uchun lazer nurini uzluksiz emas, balki impulsli rejim asosida yuborilsa masala osonlashadi. Bunda lazer nurining asosiy energiyasi metallning ustki qatlamini tez eritishga sarf bo'ladi. Natijada metallni asosiy massasi sovuq holda bo'ladi. Issiqlik o'tkazish natijasida metall 10^6 K/s sovutish tezligi tartibida sovuydi va metallning ustki qatlami amorf holatga o'tadi. Lazer nurining dastasining solishtirma quvvati ω va ta'sirlashuv vaqti τ metallning lazerli qayta ishlashning asosiy parametri hisoblanadi. Amorflanuvchi qatlamni chuqurligini oshirish uchun metallni katta tezlikda aylantirish kerak. Uning sxemasi quyidagi rasmda ko'rsatilgan.



1.3-rasm. Impulsli lazer yordamida amorf qatlam hosil qilish. 1-lazer nuri, 2-fokuslovchi oyna, 3-namuna, 4-inert gazni yuboruvchi qurilma, 5-aylanuvchi disk.

Agar $\tau = 10^{-3}c$ bo'lsa Al, Cu, Cr, Mo, W, Ti, Fe, uchun $\omega = 10^3 - 10^4 \text{ Bm/cm}^2$ bo'lishi kerak. Agar $\omega = 10^6 \text{ Bm/cm}^2$ bo'lsa, metallni eritish uchun ketgan vaqt $\tau = 10^{-5}c$ bo'ladi. Lazer sistemalarning ta'sir vaqti $10^{-2} - 10^{-6}c$ gacha bo'lib uning energiya oqimi $\omega = 10^3 - 10^{10} \text{ Bm/m}^2$ gacha o'zgaradi. Uzluksiz nurlanishli SO₂ lazeri amorf metall olish uchun juda qulay hisoblanadi. Uning to'lqin uzunligi $\lambda = 10,6 \text{ mkm}$, quvvati 20-30 kVt, fokuslovchi sistemalar yordamida energiya oqimini $10^5 - 10^6 \text{ Bm/cm}^2$ gacha olib borish mumkin. Amorf qatlam effektik tipdagi erish temperaturasi kichik qotishmalar uchun yaxshi olinadi.

1.2. Amorf ferromagnit qotishmalar to'g'risida ma'lumot.

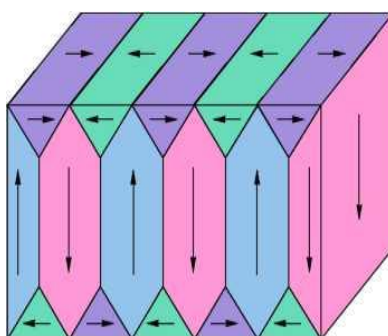
Har bir atomning magnit momenti juda kichik bo'lib, ularni ifodalashda o'lchov birligi sifatida Bor magnetoni ishlatiladi. Bor magnetoni μ_B -kichik o'lchov birligi bo'lib, magnetizmning kvanti va hozirgi zamon tasavvurida hech bir sistema μ_B dan kichik magnit momentiga ega emas. Bor magnetoni quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} \quad (1.2-1)$$

Bunda μ_B – e, m-elektroning zaryad va massasi, $\hbar$ -Plank doimiysi va c-yorug'lik tezligi kabi fundamental fizik doimiylar orqali aniqlandi. Ferromagnetizimning paydo bo'lishiga sabab kvant nazariyasi asosida tushuntiriladigan almoshinuv o'zaro ta'sirdir. Bu jarayon T_C-Kyuri temperaturasi bilan xarakterlanadi. T_C-temperaturadan past temperaturalarda ferromagnitlarning butun hajmida magnit momentlari o'zaro parallel sohalar mavjud bo'lib bunga domenlar deb aytiladi. Kyuri temperaturasi T_C-atomlarning turiga va tuzilishiga bog'liq bo'lgan ferromagnitning muhim xarakteristikasi hisoblanadi. Atomlarning orientatsiya olishga yetarli magnit maydon kattaligini

magnitlanish deb hisoblash mumkin. Ferromagnit bo'lmagan materiallarda magnitlanish atomlarning magnit momentini orientatsiyalash tufayli namoyon bo'ldi.

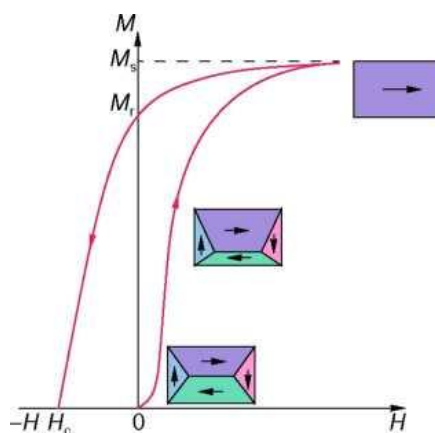
Ferromagnit domenlari ichidagi magnitlanish, o'zaro almashinuv ta'siri kuchi tufayli namoyon bo'ladi. Shu uchun domenlar spontan magnitlangan sohalar deyiladi. Ikki domen cherasidagi atomlar magnit momentlari yupqa o'tish qatlamida orientatsiyasini o'zgartiradi, domen devoir deyiladi. Ferromagnit materiallarda domenlarning joylashish sxemasi 1.2-1-rasmda keltirilgan.



1.2-1-rasm. Ferromagnitning domen tuzilishi.

Magnitlanishni tashqi magnit maydoniga bog'liq tarzda o'zgarishini grafik usulda ifodalash qabul qilingan. Bunda absissa o'qiga tashqi magnit maydoni H , ordinata o'qiga magnitlanish M yoki I qo'yiladi.

M ni H ga bog'liq tipik grafigi 1.2-2-rasmda keltirilgan.



1.2-2-rasm. Ferromagnit materiallarda magnitlanish jarayoni va ularga mos domen tuzilishidagi o'zgarishlar.

Magnit maydoni berilmaganda magnitlanish nolga teng. Tashqi magnit maydoni oshishi bilan domen devorlari shunday siljiydiki, domen tashishdagi spontan magnitlanish tashqi maydonga parallel bo'ladi.

1.3.Amorf qotishmalarning strukturasi.

Amorf qotishmalarda yaqin tartib parametrlarini o'rganish uchun rentgenostrukturaviy, elektronografik va neytronografik usullaridan foydalaniladiki, ular bevosita bir - birini to'ldirib boradi. Ularning bir biridan farqi shundaki, rentgent nurlari atomdagi elektron qobig'idan tarqaladi; Elektronning tarqalishida elektron qobiq va yadro ishtrok etsa, neytrallar faqat atom yadrosidan tarqaladi.

Difraksion usul asosida quyidagi radial taqsimot formulasi yotadi.

$$4\pi r^2 \rho(r) = 4\pi r^2 \rho_0 + \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty s i(s) \sin(sr) ds \quad (1.3-1)$$

Bu yerda $\rho(r)$ –alohida olingan atomdan r masofagacha tarqalishdagi atom zichligi funksiyasi. $4\pi r^2 \rho(r) dr$ sferik qatlamning dr qalinligidagi r dan $r+dr$ boshlang'ich atomdagi masofagacha atomlar soni. ρ_0 -birlik hajimdagi

atomlar sonini ifodalovchi o'rtacha zichlik $(\frac{at}{nm^3})$ bo'lib, $\rho_0 = \frac{d}{MM_n}$ ga teng,

bunda d amorf materialning zichligi, $\frac{g}{sm^3}$ M -molekulyar massa,

$m = 1.65 \cdot 10^{-24} g$ - vodorod atomining massasi; $S = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}$ -to'lqin vektori,

θ -rentgen nurining sochilish burchagi λ -to'lqin uzunligi, $i(s) = \frac{I(S)}{Nf^2}$ -

interferension funksiya bo'lib, N -nurlanishga qatnashuvchi atomlar soni, f^2 -sochilishning atom faktori.

O'rganilayotgan namunadan sochilayotgan nur orqali $I(S)$ bog'lanish olinadiki, undan bir nechta maksimumlar bo'lib tegishli o'zgartirishlar orqali u elektron burlikka keltiriladi.

Formuladan radial taqsimot egri chizigi'da ham bir nechta maksimumlar bo'lib o'rtacha atom zichligi $4\pi r^2 \rho_0$ ga nisbatan osillatsiyalashadi (tebranadi).

Radial taqsimotidagi egri chiziqlarning maksimumlarini o'zni o'rganilayotgan namunadagi atomlar orasidagi o'rtacha masofani xarakterlaydi, maksimumlar ostidagi maydon yuzasi esa boshlang'ich atomga nisbatan qo'shni atomlar sonini ifodalaydi.

Atomlarning radial taqsimoti funksiyasi (ARTF)ning kamchiligi eksperimentning chegaralanganligida bo'lib, intensivlik egri chizig'ining ma'lum S_1 dan S_{Max} o'rtasidagi qiymatlarda olinadi.

Yuqori S_{Max} qiymatlarda olingan chegaraviy ARTFning qiymatlarida qo'shimcha maksimumlar paydo bo'lishi mumkun. Real amorf qotishmalarning (ARTF) strukturalari maksimumlarida eksperimental va matematik xatoliklarga yo'l qo'yiladiki, bular $i(S)$ interferension funksiyasining ba'zi bir Fure- almashtirishlariga bog'liq to'g'ri va teskari nokorrekt normallashtirishlariga bog'liq.

Ushbu xatoliklarni bartaraf etish uchun YU. I. Maslennikov quydagilarni taklif etadi[1]: 1. Fure- almashtirishlaridagi oxirgi chegaradagi integrallashda past chastotali $T_r^K(S_1)$ va yuqori chastotali $T_r^H(S_{max})$ osillatsiyalar kuzatiladi.

Ushbu matematik xatoliklarni $i(s)$ -egri chiziqdan olingan ossilyatsiya davri T_s va ARTFdagi T_R davrlarini boshlang'ich (H) va oxirgi (K) qiymatlaridagi uzilishlari orqali bartaraf etish mumkin.

$$S_1 \cdot T_r^H = 2\pi; S_{\max} \cdot T_r^H = 2\pi; r_{\min} \cdot T_s^H = 2\pi; r_{\max} \cdot T_s^H = 2\pi; \quad (1.3-2)$$

Agar $i(s)$ dagi alohida maksimum (minimum) oshib ketsa ARTFdagi ossilyatsiyaning davriyligidan xatoliklar tenglamadagi quyidagi to'g'ri o'zgartirishlar orqali bartaraf etiladi.

$$\langle s \rangle T_r = \frac{\sum i(s) \cdot s}{\sum i(s)} \cdot T_r \approx 2\pi \quad (1.3-3)$$

tenglamadagi teskari o'zgartirishlarda keladi:

$$\langle r \rangle T_s = \frac{\sum [\rho(r) - \rho_0] r}{\sum \rho(r) - \rho_0} \cdot T_s \approx 2\pi \quad (1.3-4)$$

$\frac{\sin(sr)}{sr}$ funksiyaning absissasidagi navbatdagi maksimumlarini birinchiga nisbati: 1,814; 2,627; 3,44; 4,253; ga teng bo'ladi.

Bu qiymatlar ARTFdagi chiqarilgan masofa qiymatlariga yaqin bo'ladi:

$$\sqrt{7} = 2,646; \sqrt{12} = 3,464; \sqrt{19} = 4,359;$$

$\sin(Sr)$ -Fure funksiyasini almashtirishlarida ARTF dagi maksimumlarni

o'rni $r > 2r_1$ bo'lib, ularning absissalaridagi maksimumlari quyidagi tenglama otqali aniqlandi:

$$r_m = \frac{7,725}{s_1} + \frac{2\pi}{s_1}(m-1) \quad (1.3-5)$$

bunda $S_1-i(s)$ egri chiziqning 1-maksimumini o'rni bo'lib, uni struktura sifatida qabul qilish mumkin. Teskari almashtirishda sinusoidani qayd etilgan

maksimumlari ketma-ketligida strukturaviy factor maksimumlari siljishi mumkun.

$i(s)$ egri chizig'idagi maksimum balandligi $H_n S_1 = \frac{7,725}{r_1}$ ni bilgan holda

eksponensial o'zgaradi.

$$H_n = \frac{H_0 r_1}{r_m} \exp\left(-\frac{r_1}{c_1} s\right) \quad (1.3-6)$$

Darajadagi $\frac{r_1}{c_1} = \frac{\lambda_1}{c_1}$ bunda $\lambda_1 = \ln \frac{H_n}{H_{\max}} \square \frac{2\pi}{c_1}$ - so'nishning

logarifimik dekrmenti bo'lib, ketma-ket maksimumlar balandliklar nisbati orqali aniqlanadi: $r_m - r_1; r_1 \sqrt{3}; r_1 \sqrt{4};$

Atomlar orasidagi masofa r_1 uchun hisoblangan $\frac{\lambda_1}{I_0} \cdot S_2$ eksponenta

darajasi 1,81; 2,61; 3,43 ga teng bo'lib, mos ravishda 1-maksimumni balandligini 2-ga, 2-maksimum balandligini 3-ga, 3-maksimum balandligini 4-ga, ya'ni ular quydagi tenglik orqali aniqlanadi.

$$\lambda_1 = \left[\frac{2\pi n}{s_1 r_1} + 1 \right] \quad (1.3-7)$$

Integral ostidagi $i(s)$ ni S ga ko'paytirib Fure almashtirishlarida intensivlik eksponensial kamayadi va S bilan o'zgarishi chiziqli o'zgarishga yaqin bo'ladi

$$\exp\left[\frac{r_m^2}{r_1} \left(\frac{\lambda}{S} \cdot T_s\right)\right] \square 1,4 \quad (1.3-8)$$

Si(s) dagi egrilik burchagi $\alpha \left| \frac{\pi}{C_1} \right|$ ga yaqin bo'lgan r_1 dan olinadi.

$r_m = r_1 m$ boshqa maksimumlar uchun $\alpha_m = \alpha_1 \frac{r_1}{r_m}$ ga teng.

Si(s) egri chiziqdagi atomlarni joylashtirish tartibidagi darajalanish egri chizig'idagi α_1 ga bog'liq.

Shu narsa o'rnatilganki, zich metallarda $\frac{\lambda}{T_s} \cdot S_2$ kattalik $i(S)$ –egri chiziqdagi 1-ikkita maksimumlari siyrak atomlar joylashganga nisbatan yuqori, absissa o'qidagi maksimumlar o'rnidagi $\frac{S_n}{S_1}$ - nisbatlar esa aksincha past bo'ladi.

Maksimumlar balandligidagi kuchli pasayish metallardagi issiqlik ta'sirida va metallardagi atomlar o'rtasida kovalint o'zaro ta'sir tufayli vujudga keladi.

Ko'p hollarda uzilish tufayli ro'y beradigan xatoliklarni bartaraf etish uchun bir atrofidagi osissilyalanuvchi quyudagi taqsimot funksiyasidan foydalaniladi:

$$W(r) = \frac{g(r)}{g_0} = 1 + \frac{1}{2\pi^2 \mu g_0} \cdot \int_0^\infty Si(S) \sin(sr) ds \quad (1.3-9)$$

Atomlar orasidagi masofani toppish uchun quyidagi funksiyadan foydalaniladi.

$$U(r) = 4\pi r [\rho(r) - \rho] = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty Si(S) \sin(sr) ds \quad (1.3-10)$$

$i(s)$ interferinsion funksiya o'rniga strukturaviy faktor ham ishlatiladiki, uni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$i_1(s) = i(s) + 1 = \frac{I(S)}{Nf^2} \quad (1.3-11)$$

ARTFning formulasi quyidagicha ifodalanadi:

$$4\pi r^2 \rho(r) = 4\pi r^2 \rho_0 + \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty s [i_1(s) - 1] \sin(r \cdot s) ds \quad (1.3-12)$$

Koordinatsion sonni hisoblash

Koordinatsion son ARTF egri chizig'idagi 1-maksimumni yuzasi orqali aniqlanib adabiyotlarda uni hisoblashni yagona formulasi keltirilmagan.

Bu yuzani aniqlash uchun quydagi integralni hisoblash kerak.

$$\int_{r_0}^{r_1} 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (1.3-13)$$

bunda r_0 $4\pi r^2 \rho(r)$ ning birinchi maksimumini chap tomonini absissa o'qi bilan kesishgan qiymati r_1 esa birinchi maksimumni o'ng qiymatlarini absissa o'qi bilan kesishgan qiymati.

Agar birinchi maksimumni o'ng tomoni absissa o'qi bilan kesishmagan bo'lsa chap tomonidagi absissa o'qi bilan simmetrik olinadi.

$$\int_{r_0}^{r_{\max}} 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (1.3-14)$$

$r^{\max}$ birinchi maksimumni yuqori nuqtasidan absissa o'qiga perpendikulyar tushurish orqali aniqlanadi.

$$\int_{r_0}^{r_{\min}} 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (1.3-15)$$

$r^{\min}$ 1-minimumdan absissa o'qiga perpendikulyar tushurish orqali aniqlanadi.

$$\int_{r_0}^{r_2} 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (1.3-16)$$

Agar birinchi maksimumni o'ng shoxi aniq bo'lsa uni absissa o'qiga approksimatsiyalab uni absissa o'qi bilan kesishgan nuqtasi deb r_2 olinadi.

Maydonyuzasini hisoblashdagi tanlov ko'p hollarda radial taqsimotning ko'rinishiga bog'liq bo'ladi. Agar birinchi maksimum izolyatsiyalangan bo'lsa r_0 va r_1 lar topildan hisoblanadi.

Agar izolyatsiyalnmagan bo'lsa ikkinchi maksimum birinchi maksimumga qorishib ketgan bo'ladiki, ular grafik usulida ajratiladi.

1-maksimumni o'ng tomoni aniq ko'rinish turgan bo'lsa koordinatsion sonni aniqlash uchun 1 va 2-usullar qo'l keladi.

1-maksimumi o'ng qanoti aniq ko'rinish yoki ikkinchi maksimumga korishib ketgan bo'lsa bu holda 3- va 4-usullar qo'l keladi.

Radial taqsimotdagi assimetria r ning o'ng tomonga siljishi yoki amorf strukturadagi atom guruppalari tufayli paydo bo'ladi.

Bu holda maksimumda chuqur taxlil o'tkazilishi yoki uni Gauss taqsimotiga mos kelishi aniqlanadi.

Shunga etiborni qaratish kerakki, turli tarkibdagi turli namunalarning koordinatsion sonini bir xil usulda o'lchash kerak bo'ladi.

Eksperimental interfirension funksiyani qurish

1. Rentgenostrukturaviy tadqiqotlar

Intensiv sochilish egri chizig'ini elektron birliklarga keltirish uchun yutilish, qutublanish, nokogorent sochilish va normaga keltirish kabi parametrlarni hisobga olishga to'g'ri keladi.

Normaga keltirish bo'yicha usullardan biri shundaki, eksperimental intensivlik egri chiziq'ining masshtabi shunday o'zgartiriladiki, unda katta burchaklardagi uning qiymati $\left[f^2(s) + I_{nek} \right]$ ga teng bo'lsin.

Bu yerda I_{nek} -nekogorent sochilish intensivligi.

Boshqa normallashtirish sharti quydagi munosabatdan olinadi:

$$4\pi r^2 [\rho(r) - \rho_0] = \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty s i(s) \sin(r \cdot s) ds \quad (1.3-17)$$

r -ning yetarli kata qiymatlarida $\rho(r) - \rho_0 \rightarrow 0$, chegaraviy shartlarga o'tishda esa

$$\lim_{\rho(r) - \rho_0 \rightarrow 0} 4\pi [\rho(r) - \rho_0] = \lim_{\rho(r) - \rho_0 \rightarrow 0} \frac{2}{\pi} \int_0^\infty s^2 i(s) \frac{\sin(r \cdot s)}{r \cdot s} ds \quad (1.3-18)$$

$$\text{ya'ni } 0 = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty s^2 i(s) \lim_{\rho(r) - \rho_0 \rightarrow 0} \frac{\sin(r \cdot s)}{r \cdot s} ds$$

$$\text{bundan } \int_0^\infty s^2 i(s) ds = 0 \quad (1.3-19)$$

Shu holda normallashtirish ko'paytimasi yoki koyeffisenti quydagi ko'rinishni oladi:

$$\beta = \int_0^\infty \frac{I_n + 1}{f^2} s^2 ds \bigg/ \int_0^\infty \frac{I_\varphi - I_\phi}{f^2} s^2 ds \quad (1.3-20)$$

bundagi I_E -eksperemental sochilish intensivligi, I_ϕ -fonning intensivligi, I_n - normallangan normallashtirish,

Hisoblangan $I'_{\vartheta}(\theta)$ sochilish intensevligi polyarizatsiya effekti, yutulish va xususiy sochilishning $I_{\vartheta}(\theta)$ eksperimental sochilish egri chizig'I bilan bog'liqligi:

$$I'_{\vartheta}(\theta) = \frac{1}{p} \frac{1}{A} I_{\vartheta}(\theta) \quad (1.3-21)$$

$$\text{Bundagi } p = \frac{1 + \cos 2\alpha \cdot \cos^2 2\theta}{1 + \cos^2 2\alpha}$$

Qutublanish koeffisiyenti, α -kristall monoxramator sathi va birlamchi nur dastasi o'ttasidagi burchak, A-adsorbsion ko'paytma bo'lib, u quydagicha ifodalanadi.

$$A = \frac{1}{\mu d} \frac{\cos(2\theta - \varphi) \cos \varphi}{\cos \varphi - \cos(2\theta - \varphi)} \left[e^{-\frac{\mu d}{\cos \varphi}} - e^{-\frac{\mu d}{\cos(2\theta - \varphi)}} \right] \quad (1.3-22)$$

μ -chiziqliyutilishkoeffisiyenti.

d-sochilganretgentnurlarikiribborganqalinlik

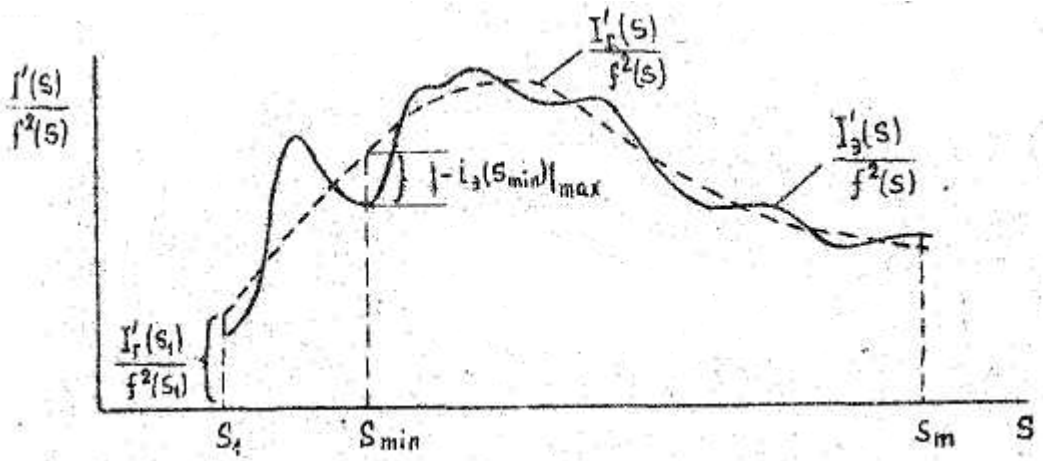
φ -burchak. $I'_{\vartheta}(\theta)$ dan $I'_{\vartheta}(s)$ ga o'tsak va (11)-ifodaning azarga olib

$$\text{quyidagi funktsiyani grafigi tuzuladi: } i'_1(s) = \frac{I'_{\vartheta}(s)}{f^2(s)}$$

N_i ta atomdan iborat murakkab sistema o'rganilganda i-komponentali Z_i tartib nomer uchun (11) quyudagi ko'rinish oladi :

$$i'_1(s) = \frac{I'_{\vartheta}(s)}{\sum N_i f_i^2(s) / \sum N_i Z_i^2} \quad (1.3-23)$$

Elektironbirlikka keltirilgan $I'_{\vartheta}(s)$ eksperimental egri chiziq gaz sochilish egri chizig'I atrofida osillatsiyalanadi (rasm 1)



1.3-1-rasm. $I'_g(s)$ eksperimental egri chiziq gaz sochilish egri chizig'I atrofida osillatsiyalanishi.

Energiyani saqlanish qonuniga asosan

$$\int_{s_1}^{s_m} s^2 \frac{I'_g(s)}{f^2(s)} ds \approx \int_{s_1}^{s_m} s^2 \frac{I'_r(s)}{f^2(s)} ds \quad (1.3-24)$$

$\int_{s_1}^{s_m} s_i(s) = 0$ ekanligini hisobga olsak, quyudagini yozish mumkin.

$$\int_{s_1}^{s_m} \frac{I'_g(s)}{f^2(s)} ds \approx \int_{s_1}^{s_m} \frac{I'_r(s)}{f^2(s)} ds \quad (1.3-25)$$

(1.3-25) munosabat o'lchangan $\frac{I'_g(s)}{f_i^2(s)}$ funksiya orqali eksperimental

$\frac{I'_r(s)}{f^2(s)}$ ni aniqlash shartini ifodalaydi.

Eksperimental interferensiyon funksiya 1.3-1-rasmdan topiladi va normallovchi ko'paytma $i(s) = \beta_n i_g(s)$ ga ko'paytirilib elektiron birlikka

o'tkaziladi. Bunda $i_g(s) = \frac{I'_g(s)}{f^2(s)} - \frac{I'_r(s)}{f^2(s)}$ (1.3-26)

$$\beta_n = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sum N_i f_i^2(s_{\min})}{f_e^2(s_{\min}) \left[-i_g(s_{\min}) \right]_{\max}} + \frac{\sum N_i f_i^2(s_1)}{f_i^2(s_1) \left[\frac{I_r^2(s_1)}{I_e^2(s_1)} \right]_{\max}} \right\} \quad (1.3-27) \text{ Yoki}$$

$$\beta_n = \frac{1}{2} \sum N_i Z_i^2 \{ [-i_g(s_{\min})]_{\max}^{-1} f_e^{-2}(s_{\min}) + f_e^{-2}(s_1) \left[\frac{I_r(s)}{f_e^2(s)} \right]^{-1} \} \quad (1.3-28)$$

$(s)_1$ va $s_{\min}$ kichik qiymat olishi va $s \square s_1 \square s_{\min}$ ekanligini nazarga olsak.

$$\sum N_i f_i^2(s) \square \sum N_i f_i^2(\theta) \square \sum N_i Z_i^2 \quad (1.3-29)$$

ni hosil qilamiz bunda $f_e^2(s) = \frac{\sum N_i f_i^2(s)}{\sum N_i Z_i^2}$ -ko'p kompanintali

sistemaning atom faktori.

$[-i_g(s_{\min})]_{\max}$ -esa egrilikdagi eng chuqur minimal hisoblanadi.

Interferensiyon funksiya $i(s)$ ni bilgan holda ko'p kompanintali sistema uchun radial taqsimot egri chizig'ini tuzish mumkinki, u quyidagi formula orqali hisoblanadi:

$$4\pi r^2 \sum N_i K_i \rho_{ari}(r) = 4\pi r^2 \sum N_i K_i \rho_{ae} + \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty Si(s) \sin(rs) ds \quad (1.3-30)$$

Bundagi ρ_{ari} -moddada atom-elektron zichligi funksiyasi.

$$\rho_{ari}(r) = \sum_j K_j \rho_{aj}(r) \quad (1.3-31)$$

$\rho_{aj}(r)$ - i- nav atomlarining taqsimot funksiyasi

$$K_j = \frac{f_j(s)}{f_e(s)}, \quad f_e(s) = \sqrt{f_e^2(s)}$$

K_j -ko'p komponentali sistema j-nav atomdan elektronlarning effektiv miqdori.

$\rho_{ea} = \frac{1}{V} \sum N_i K_i$ - birlik hajimdagi effektiv elektronlarning o'rtacha miqdori. Birlik hajimdagi effektiv elektronlar

$$K_i = \frac{\sum_{s=0}^{s_{\max}} K_i(s)}{\sum_{s=0}^{s_{\max}} S} \quad (1.3-32)$$

Namunaning nurlanuvchi qismi V_1 dan qutilish uchun qo'yilgagi ifodadan foydalaniladi:

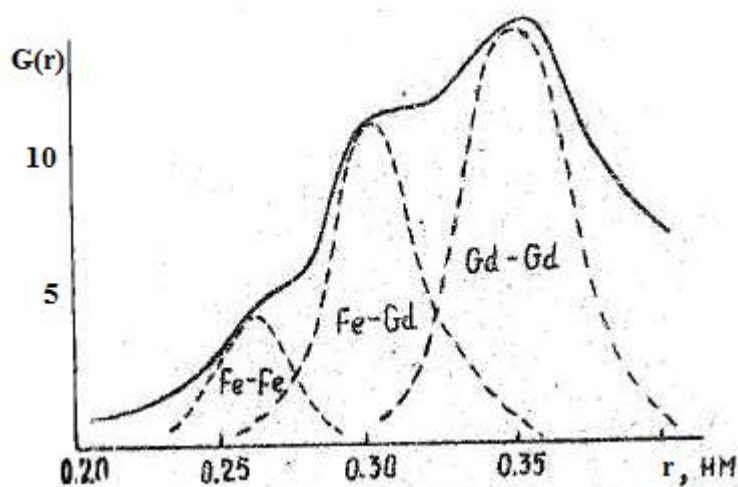
$$\vec{\rho}_{ac} = \frac{dN_A}{M \cdot 10^{24}} \sum_i N_i K_i \quad (1.3-33)$$

Bunda N_A -Avagadro soni , d-zichlik $\frac{2}{cm^3}$, M-ko'p komponentali sistemadagi bitta g-mol og'irligi.

Kristall materiallarda kuzatiladigan o'tkir uchli diffraksion kartinalardagi amorf qotishmalarning diffraksion kartinasi keng maksimumlarni hosil qiladi. Birinchi maksimumning kengligi bir qotishmadan ikkinchi qotishmaga o'tishda keskin farq qiladi. Masalan: Cu K_α -nurlanishdan foydalanilganda $Fe_{64}Ni_{15}P_{25}$ qotishma uchun $\square 2\theta = 11.12^\circ$ gacha o'zgaradi.

Bu o'zgarish yaqin joylashgan atomlarning variatsiyasi, amorf qotishmadagi turli komponentalarning o'lchamlari ,termik kuchlanish tufayli paydo bo'lishi mumkin.

Turli amorf qotishmalardagi difraksiya natijalari shu atom uchun faqat statistik ma'lumot beradi.Bu ma'lumot Fure o'zgarishi tufayli olinadigan radial funksiya taqsimoti (RFT) ga tegishli bo'ladi.RFT- radial zichlik xisiblanib, bu butun atomlar bo'yicha o'rtacha qiymatni ifodalaydi. Rasm.2



1.3-2-rasm. $Ni_{15}Gd_{36}$ uchun radial funksiya taqsimotidagi .1- maksimum

Amorf qotishmalardagi yaqin tartib parametirlarini hisoblashni kuchli usuli bujuft taqsimot funksiyasi hisoblanadi.

Bunda bir nechta difrakcion nurlanish kuzatiladi, ya'ni qotishmadagi turli elementlardan nur turlicha sochiladi.Binar amorf qotishmalar uchun juft Me-Me,Me-X, X-X kabi juft taqsimotlar amorf strukturani modellashtirish uchun foydali hisoblanadi.Misol uchun 2-rasmda keltirilgan $Fe_{64}Gd_{36}$ amorf qotishmadagi PFT dagi 1-pikni qarab chiqsak u uchta taqsimotni superpozitsiyasidan iborat ekanligini ko'rish mumkin.

Shuni alohida qayt qilish mumkinki, tarkibi,olinish texnologiyasiga bjg'lbq holda amorf tasmlarda kuchli shakillangan mikro va makrorel'ef, turli

defektlarni kuzatish mumkin. Amorf qotishmalarda turlicha toblanish kuchlanishi, elementlarning turlicha taqsimoti, qalinlik bo'yicha bir jinslimas konsentratsiya taqsimotini kuzatish mumkin.

Shuning uchun rentgent difraksiya metodi bilan katta hajimdagi material o'rganilib ularning o'rtacha strukturaviy ma'lumotlari olinadi.

Tabiiyki, defektlar, konsentratsion elementlar taqsimotidagi bir jinslimaslik, elastic kuchlanish rentgenostrukturaviy tadqiqottufayli olingan PΦT ga o'z tasirini o'tkazadi. Shuning uchun kristallnash arafasidagi temperaturalardagi strukturaviy o'zgarishlarni bilish muhimdir.

Amorf qotishmalarning strukturasi namunaning izotermik qizdirishda va rentgent nurlar ta'sirida o'zgarishi mumkinki buni inobatga olish muhim.

Shu uchun namunalar uzoq vaqt rentgent nurlari tasirida bo'lsa ularning boshlang'ich va oxirgi xolati bir xil bo'lmaydi.

Shu munosabat bilan strukturani o'rganishda va uni o'zgartirishini qayt etishda elektron mikroskoplar qo'l keladi. Bunda folganing kichik lokal oblasti o'rganiladi va u bir jinsli hisoblanadi. Qizdirish tufayli amorf qatlamlarda strukturaviy o'zgarishlarni qayt etishda ham elektron mikroskop usuli qulay hisoblanadi.

Bunda hosil bo'luvchi faza, magnit domen struktura nurlanishni qotishma kiristallanishiga ta'sirini kuzatish mumkin.

Amorf materiallarni kiristallanish jarayonidagi asosiy ma'lumot olishda elektron- mikroskopik suratlarni o'rganib xulosalar chiqarish mumkin. Elektron mikroskopiya usuli amorf qotishmalarning kristallanishidagi dastlabki holatida qollab hisoblanadiki, u rentgenogrammadagi difraksion kartinalarda o'zgarish hosil qilmaydi.

1-Bob. Adabiyotlar sharhi bo'yicha xulosalar.

1. Ushbu bobda amorf qotishmalar olishning usullari batafsil bayon etildi. Ko'rsatib o'tildiki, amorf qotishmalar hosil qilishning eng samarador usuli bu suyuq metallni tez aylanuvchi baraban yuzasiga purkash orqali olinadigan usuli bo'lib bunda uzunligi bir necha metr bo'lgan bir jinsli amorf tasmalar olinadi.
2. Amorf ferromagnit qotishmalar magnit xossasi bilan o'zining kristall analogiyasidan ustunligi va ulardan ferromagnit material sifatida foydalanish imkoniyatlari ko'rsatib o'tildi.
3. Amorf qotishmalarning strukturasi ularning suyuq holdagi strukturasi bilan o'xshashligi va bundan qattiq holatda amorf qotishmalarning fizik xususiyatlarini o'rganib tadqiqot olib borish qiyin bo'lgan suyuq holatning xossalari to'g'risida ma'lumot olish mumkinligi ko'rsatildi.

II.O'LCHOV QURILMALARI VA ULARNING TAVSIFI

2.1.Amorf metallarda Xoll effekti va uning o'lchash usullari.

Tajriba ko'rsatadiki, ko'pchilik suyuq metallar uchun Xoll koeffitsienti R_H erkin elektronlar modeli bo'yicha hisoblanadi, ya'ni o'tkazuvchi elektronlar soni valent elektronlarga teng deb hisoblanadi.[7]

Xoll koeffitsienti uchun formula quyidagicha:

$$R_H = -\frac{1}{ne} = -\frac{A}{eL_a n_A D} \quad (2.1)$$

e -elektron zaryadi.

n -zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi.

A -atom massasi.

L_a -Avogadro soni.

n_A -atom soniga mos keluvchi elektronlar.

D -zichlik.

Malumki, Xoll kuchlanishi magnit induksiyasiga to'g'ri proporsional, ya'ni $U = f(B)$ bog'lanish chiziqli xarakterga ega.

Ferromagnit materiallar uchun bu qonun buziladi, ya'ni U ni B ga bog'liqligi boshqacha bo'ladi. Ferromagnit materiallar uchun R_N klassik, ya'ni magnit induksiyasiga proporsional bo'lgan qism R_0 bilan, undan bir necha marta katta bo'lgan va magnitlanishga proporsional bo'lgan anomal R_s Xoll koeffitsientidan tashkil topgan. Xoll solishtirma qarshiligi quyidagiga teng:

$$\rho_H = \frac{E_x}{J} = R_0 B + R_s 4\pi I_s \quad (2.2)$$

$R_0 B$ -normal Xoll effektiga tegishli bo'lib, bu Lorens kuchi natijasida vujudga keladi. $R_s 4\pi I_s$ magnitlanishga tegishli qismdir.

Xoll effektini o'lchashning o'ziga xos kamchiliklari mavjud. Xoll koeffitsientini o'lchashning qiyinchiligi shundan iboratki, namunada hosil bo'lgan Xoll EYuK kichik bo'lib, 10^{-8} - 10^{-7} V ni tashkil qiladi. Bundan tashqari, Xoll effektini o'lchashga chetki yoki "transversal effektlar" tasir qiladi. O'lchash davomida ulardan qutilishimizga to'g'ri keladi.

Bu chetki effektlarga effekt Ettingsgauzen, effekt Rigi-Ledyuka va Nernst-Ettingsgauzen effektlari kiradiki, bu effektlar gomogen izotrop moddalar uchun tok zichligiga, termik oqimga va namuna kengligiga bog'liq.

Xoll effektini o'lchashda temperatura farqi va boshqa tasirlar natijasida quyidagi effektlar vujudga keladi.

$$V_x = R_n J_e B b \quad \text{-Xoll effekti.}$$

$$\Delta T_E = A_E J_e B b \quad \text{-Ettingsgauzen effekti}$$

$$\Delta T_{RL} = A_{RL} J B b \quad \text{-Rigi - Ledyuka effekti.}$$

$$V_{EN} = A_{EN} J_\tau B b \quad \text{-Ettingsgauzen Nernst effekti.}$$

R_n , A_E , A_{RL} , A_{EN} -Xoll, Ettingsgauzen, Rigi-Ledyuka, Ettingsgauzen Nernst koeffitsientlari deyiladi.

Yuqorida ko'rsatilgan effektlar tok va magnit maydonini 4 xil yo'nalishdagi kombinatsiyalari davomida yo'qotilishi mumkin.

Xoll effektini o'lchash usullari quyidagilardir:

1.Doimiy tok va doimiy magnit maydonida:

$$U = R_n \frac{J B}{d}$$

d-namuna qalinligi.

2.Doimiy tok va o'zgaruvchan magnit maydoni, ya'ni $B = B_0 \sin \omega t$ da Xoll kuchlanishi o'zgaruvchan bo'ladi:

$$U_n = R_n \frac{J B_0 \sin \omega t}{d}$$

3. Agar tok va magnit maydon induksiyasi bir xil Ω chastotali bo'lsa,

$$U = R_H \frac{J_0 B_0 \sin^2 \Omega t}{d}$$

ya'ni signal pulsirlangan doimiy bo'ladi. Bundan tashkari U_H ni o'lchashning 2 xil chastotali usuli bor.

4. $B = B_0 \sin \omega t$ va $J = J_0 \sin \Omega t$ bo'lsa $U_H = \frac{R_H}{d} J_0 B_0 \sin \omega t \cdot \sin \Omega t$ bo'ladi yoki

$$U_H = R_H \frac{J_0 B_0}{2d} [\cos(\Omega - \omega)t - \cos(\Omega + \omega)t]$$

Shu formula bilan $\Omega \neq \omega$ bo'lganda U_H ni o'lchash mumkin. Bunda chetki effektlar chastotasi har xil bo'lganligidan filtrlanadi. Termoelektrik effektlar inersiyasi katta bo'lganligi uchun bu effektga o'zining ulushini bermaydi. Amorf metallarda Xoll effektini o'lchash uchun o'zgaruvchan tok va o'zgaruvchan magnit maydoni (70 va 50 Gs) chastotada ishlatiladi.

2.2. Yuqori temperaturalarda amorf qotishmalarning magnitlanishini o'lchashning vibratsion magnetometr usuli.

Amorf qotishmalardagi tarkibiy o'zgarishlar to'g'risida ma'lumot olish uchun tebranuvchi magnetometr usuliga asoslangan magnitlanishning temperaturaga bog'liqligini o'lchashdan foydalanish mumkin. Magnitlanishni o'lchashning tebranuvchi magnetometr usuli, o'lchovchi induktiv datchikda namunaning tebranish natijasida hosil bo'luvchi EYuK ni o'lchashga asoslangan.[22]

Amorf qotishmalarda termomagnit tahlil o'tkazish uchun magnit o'lchashlarning tebranuvchi magnetometr usuli juda qulaydir. Bunda o'lchash natijalari o'ziyozar ikki koordinatali potensiometrda tayyor grafik shaklida hosil qilinadi.

Tebranuvchi magnitometr qurilmasining sxemasi (2-1) rasmda ko'rsatilgan. Elektromagnit qutblari oralig'ida ikkita induktiv datchik va Xoll datchigi o'rnatilgan bo'lib induktiv datchiklar oralig'ida elektr qizdiruvchi pech o'rnatilib unda titandan yasalgan ampulaga joylashgan namuna o'rnatiladi. Ampula o'z navbatida sterjenga maxkamlangan bo'lib sterjen tebratgichga maxkamlanadi. Elektromagnitning magnit maydon kuchlanganligi qutblar orasida joylashtirilgan Xoll datchigi yordamida o'lchanadi. Bu qurilma yordamida ferromagnit materiallarning quyidagi magnit xarakteriskalari olinadi - magnitlanish egri chizig'i, gisterezis xalqasi, to'yinish magnitlanish I_s , qoldiq magnitlanish I_r , koersitiv kuch H_c .

Namuna "f"- chastota va "h"- amplituda bo'yicha doimiy magnit maydonida tebranadi. Magnit maydoni manbai sifatida FL-1 tipidagi elektromagnit ishlatiladi. Tebratish chastotasi va amplitudasi tebratgichga ulangan tovush generatori (GZ-56) orqali hosil qilinadi. Tashqi maydon o'zgarishi bilan tebranuvchi namunaning magnit momenti o'zgaradi. Bu o'z navbatida o'lchovi g'altaklarda induksion EYuK ni hosil qiladi. Shu uchun o'lchovchi g'altakda namuna bo'lmagan xolda tashqi maydon o'zgargani bilan EYuK hosil bo'lmasligi uchun u kompensatsiyalanadi. $H=\text{const}$ bo'lganda namunaning magnit momentiga proporsional bo'lgan EYuK farqi vujudga keladi. Bu signal U-2-6 yoki U-2-8 tipidagi kuchaytirgich bilan kuchaytiriladi va o'ziyozar ikki koordinatali potentsiometrning "Y" o'qiga beriladi. Shu potentsiometrning "X" o'qiga Xoll datchigidan kelayotgan magnit maydon kuchlanganligiga proporsional bo'lgan Xoll EYuK signali beriladi. Shunday qilinganda ikki koordinatali o'ziyozar potentsiometrda keltirilgan masshtabda magnitlanishning tashqi magnit maydoniga bog'lanish grafigi hosil qilinadi.

Magnitlanishning olingan qiymatini to'yinish magnitlanishning qiymati $T=300\text{K}$ da $\sigma_s=54,6\text{Gsm}^3$ bo'lgan etalon nikelga nisbatan solishtirilib bilib olinadi. Buning uchun bir xil sharoitda etalon va o'lchanishi kerak bo'lgan namunadagi signal solishtiriladi.

Tebranuvchi magnetometrda namunaning magnet momenti o'lchanib, undan magnetlanish I_s hisoblanadi.

$$M_{\text{эм}} [\Gamma\text{c} \cdot \text{cM}^3] = \frac{P_{\text{эм}}}{\rho_{\text{эм}}} I_{\text{эм}} = V_{\text{эм}} I_{\text{эм}} \quad (2-6)$$

bunda $M_{\text{et}} [\text{Gs} \cdot \text{sm}^3]$ - etaloning magnet momenti

$P [\text{g}]$ - og'irlik

$\rho [\text{g}/\text{sm}^3]$ - zichlik

$V [\text{sm}^3]$ - hajm

$I [\text{Gs}]$ - magnetlanish

O'lchanayotgan namunaning magnet momenti M_x etalonga nisbatan quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$M_x = M_{\text{эм}} \frac{\alpha_x}{\alpha_m} \quad (2-7)$$

bunda α_x va α_{et} - mos ravishda magnetometrda namuna va etalon quyilganda hosil bo'luvchi EYuK ning eng katta amplitudaviy qiymati, ya'ni potentsiometrning "Y" o'qi bo'yicha eng katta siljishi

$k = \frac{M_{\text{эм}}}{\alpha_{\text{эм}}}$ qurilmaning sezgirliги bo'lib, $M_x = k\alpha_x$ ga teng bo'ladi.

O'lchanayotgan namunaning magnetlanishi quyidagi tarzida hisoblanadi.

$$I_x = \frac{M_x}{V_x} = \frac{\alpha_x}{V_x} k \quad (2-8) \quad \text{yoki}$$

$$I_x = I_{\text{эм}} \frac{\alpha_x}{\alpha_{\text{эм}}} \frac{V_{\text{эм}}}{V_x} \quad (2-9)$$

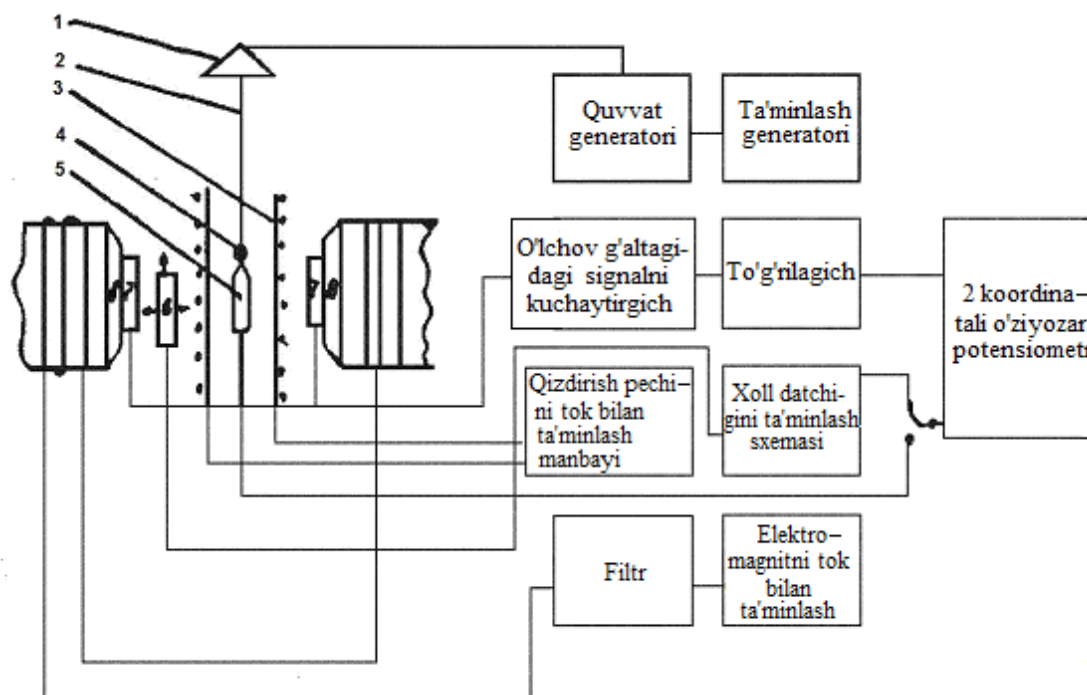
I_{et} - etaloning magnetlanishi

Odatda gradirovka uchun $I_{s\text{ et}} = \sigma_s \rho_{\text{et}}$ nikelning qiymati olinadi. Etalonning o'lchamlari namunaning o'lchamlariga teng qilib olinadi. Magnit maydonini bir tekis oshirib borib Xoll datchigidagi EYuKni oshishiga qarab magnit maydonni qiymati hisoblanadi.

Shunday qilib patensiometrdan olingan grafikni $I_x(N)$ bog'lanishning grafigiga keltiriladi.

Agar magnit maydonini teskari yo'nalishda oshirish imkoni bo'lsa o'lchanayotgan namuna uchun gisterezis halqasini ham hosil qilish mumkin. Bundan qoldiq magnitlanish I_r va koersitiv kuch H_s hisoblanadi.

Magnitlanishning temperaturaga bog'liqligi $I_x(T)$ ni olish uchun namuna elektropech ichiga joylashtiriladi va magnit maydonini oshirib I_s ni to'yinishgacha etkazdiriladi va temperatura oshiriladi. Temperaturaning o'zgarishi pech ichiga joylashtirilgan "xromel-alyumel" termoparasining termo-EYuK ga qarab hisoblanadi.



2.1-rasm. Magnitlanishni o'lchovchi tebranuvchi magnetometr qurilmasining sxemasi.

1-tebratgich, 2-sterjen, 3-elektr isitish pechi, 4-namuna solingan ampula, 5-termopara, 6-Xoll datchigi, 7-induktiv datchigi, 8- elektromagnit.

Agar o'ziyozar ikki koordinataliuzi potensimetrning "Y" o'qiga o'lchovchi g'altakdan keluvchi EYuK berilsa "X" o'qiga pech ichiga joylashtirilgan termopara ulansa uzluksiz $I_x(T)$ ni grafigini hosil qilish mumkin.

Namunani qizdirganimizda uning magnit momenti o'zgaradi va namunaning tebranuvchi momenti hosil qilgan signal bilan namunaning tebranuvchi datchigida hosil qilingan signal o'rtasida balans buzilishi hosil bo'ladi.

Bu razbalans kuchaytiriladi, to'g'rilanadi. Kompensatsion g'altakdagi kuchlanish tushishi to'g'rilanib ikki koordinatali o'ziyozar potensimetrning "Y" o'qiga beriladi.

Kristallanish bosqichi va oraliq fazalarni intensivligini namunani qizdirib va sovutib termomagnit tahlil qilinadi. Termomagnit tahlil vaqtida amorf va kiristall holatni Kyuri nuqtalarini aniqlash mumkin. Magnitlanishni kvant nazariyasi Kyuri nuqtasini darajasini baholaydi va uning temperaturaga bog'liqligi, magnitlanishni absolyut nol temperaturadagi va istalgan temperaturadagi bog'lanishni aniqlash imkoniyatini beradi.[18]

Blox va Myoler nazariyasiga asosan toza metallar uchun yuqori temperaturalarda quyidagi formula o'rinli:

$$I_s = I_0 \left[1 - \left(\frac{T}{Q'} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-10)$$

$$Q' = \frac{I_z}{k} \left(\frac{2cz}{0,1174} \right)^{\frac{2}{3}} = 4,17 \frac{I_z}{k} (2cz)^{\frac{2}{3}}$$

I- almashinuv integrali, z- bir atomga to'g'ri keluvchi kompensatsiyalanmagan spinlar soni. k- Bolsman doimiysi, $s = 1/2$.

Bu formulada s-d elektronlar uyg'ongan va polyarizatsiyalangan holdagi o'zaro ta'siri hisobga olinmaydi. Fallo degan olim spontan magnitlanishning

temperaturaga bog'liqligi uchun past temperaturada (7-5) formula o'rinli ekanligini ko'rsatdi.

Golshteyn va Primakov elektr va magnit o'zaro ta'sirlarini hisobga olib quyidagi to'g'ri formulani olishdi:

$$I = I_0 \left[1 + \alpha T^{\frac{3}{2}} + \beta TH^{\frac{1}{2}} + f(H, T) \right] \quad (2-11)$$

$\alpha = \frac{1}{Q^{\frac{3}{2}}}$, β - doimiy, $f(H, T)$ - magnit o'zaro ta'sirni hisobga oladigan funksiya.

Agar I_0 - ma'lum bo'lsa, qotishmaning bir atomiga to'g'ri keluvchi magnit momentini, Bor magnitoni birligida quyidagi formuladan topish mumkin.

$$\mu = \frac{I_0 (c_1 A_1 + c_2 A_2)}{5585D} \quad (2-12)$$

D - qotishmaning zichligi, C_1, C_2 - komponentalarning konsentratsiyasi.

Ferromagnitlarda absolyut nol temperaturada Bor magnitonida ifodalangan magnit momenti quyidagicha:

$$\text{Fe}=2,2 \mu_B, \quad \text{Co}=1,71 \mu_B, \text{Ni}=0.6 \mu_B$$

Temir-kobalt sestema (35% kobalt) uchun maksimal to'yinish momenti $2.44 \mu_B$ ga teng. Ferromagnit asosiy holatda spinlari paralel bo'lgan holatdan, temperatura ta'sirida spinlari tartibsiz holatga o'tadi va Geyzenberg modeliga asosan spontan magnitlanishning temperaturaga bog'liqligi uchun :

$$I(T) = I_0 \left(1 - BT^{\frac{3}{2}} - CT^{\frac{5}{2}} \dots \right) \quad (2-13)$$

formula o'rinlidir.

2.3 Strukturaviy tadqiqotlar qurilmasi

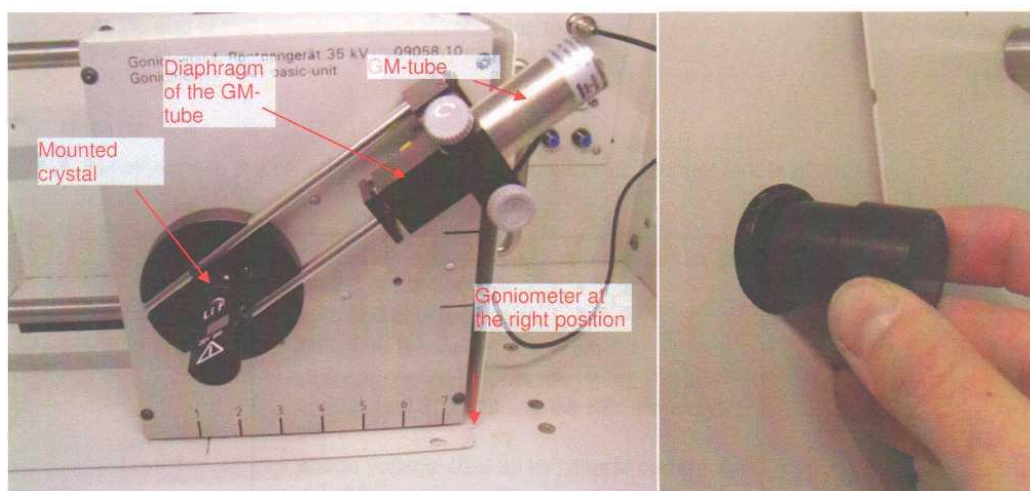


Qurilma va uni muvofiqlashtirish:

Galvanometr va hisoblash trubkalarni mos keluvchi ulagich portlariga ulang. Diafragma trubkasini rentgen nurlarining chiqish trubkasiga to'g'rilangan Galvanometrni tahlil qilinayotgan kristal bilan birgalikda to'g'ri holatga va hisoblagich trubkasini eng chetgi o'ng holatga o'rnatish. Trubka diafragmasiga Geyger-Myuller sanagichini o'rnatishni unutmang.



2-rasm . Eksperimental zonadagi portlar va ulagichlar .



3a , 3b – rasmlar. Galvanometrni o'rnatish va diafragmani muofiqlashtirish.
Kompyuterni ulash.

Ishni bajarish tartibi:

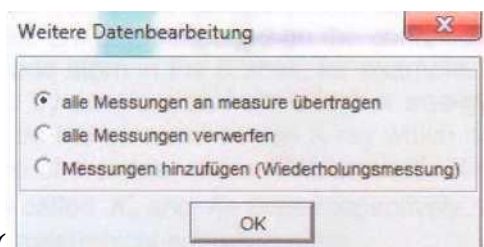
1. XP 4.0 ni USB kabeli yordamida kompyuterga ulang
2. O'lchash dasturini ishga tushiring, sizning oldingizda dastur interfeysi payda bo'ladi.
3. Eksperimental zona bo'yicha eksperiment parametrlarini muofiqlashtirish uchun ishga tushuring. LiF kristalli uchun 1 rasmda ko'rsatilgani kabi parametrlarni qo'ying ; KBr kristal uchun sirpanish burchagini 3° dan 55° gacha o'rnatish .



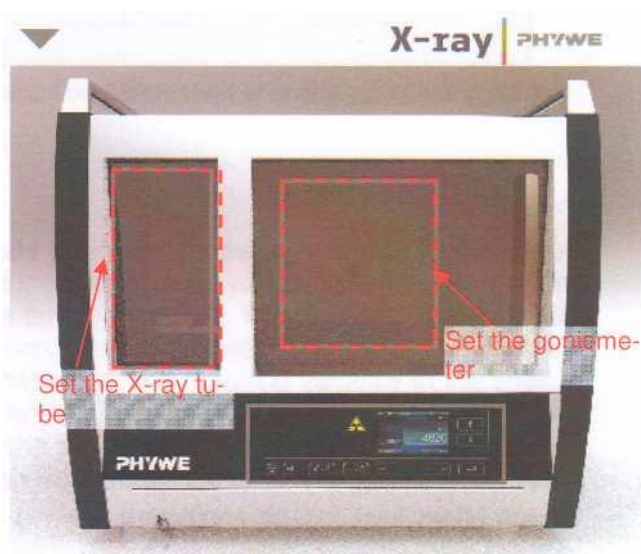
4. Nurlanishni va anod tokini muvofiqlashtirish uchun rentgen trubkasini ishga tushiring. Parametrini rasmda ko'rsatilganidek qo'ying

5. O'lchashni qizil tugmasini bosish bilan boshlang ().

6. O'chashdan keyin kompyuter monitorida quyidagi okno paydo bo'ladi.



7. To'g'ri variantni tanlang va "OK" ni bosing. Endi ma'lumotlar to'g'ridan-to'g'ri o'lchash dasturiga o'tkaziladi.



5-rasm O'lchash dasturining grafik interfeysining bir qismi.

Eslatma:

Sanash trubkasini birlamchi nurlanishning uzoq muddatli ta'sirida qoldirilmasin.

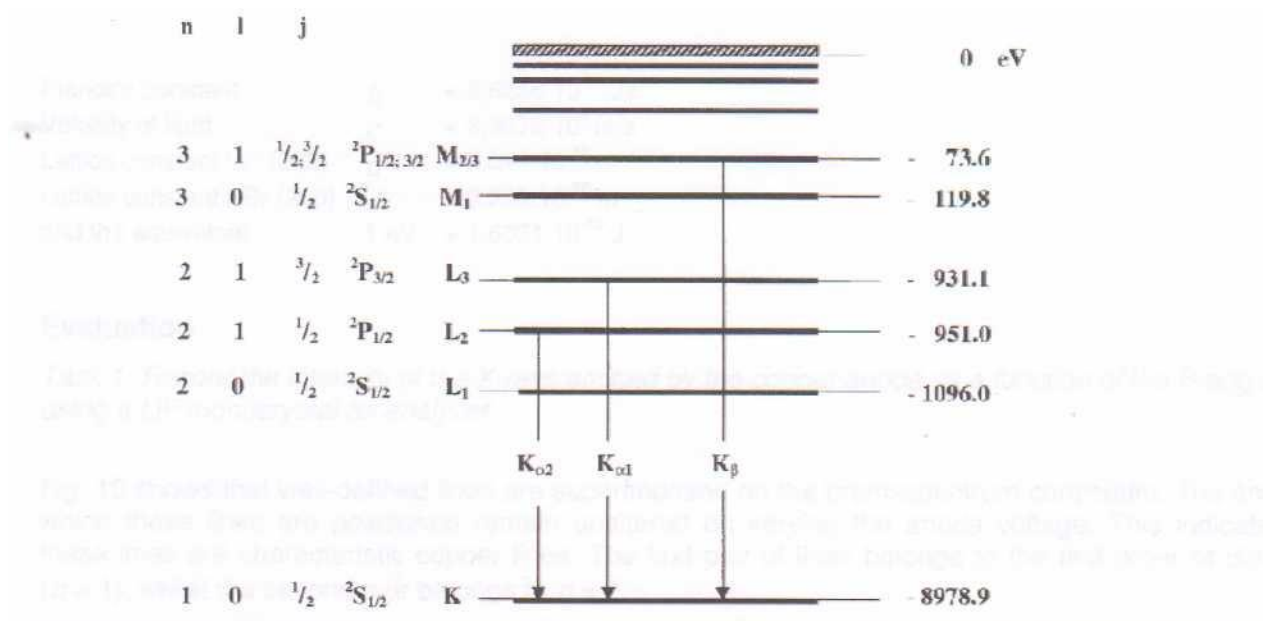
1. O'lchash vaqti : 2 C

2. Burchak qadami : $0,1^\circ$
3. Sirpantrish diapozoni
 - a) LiF kristali uchun 3° dan 55° gacha
 - b) KBr kristalli uchun 3° dan 55° gacha
4. Anod toki: 1 mA
5. Anod nurlanishi: 35 kV

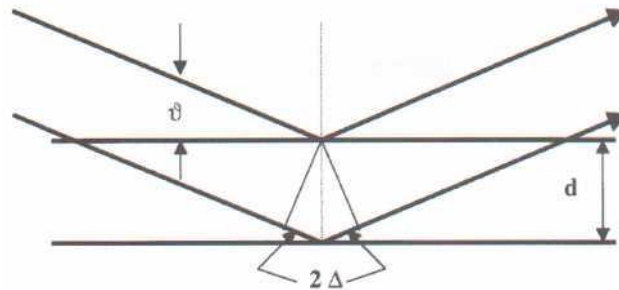
Nazariya:

Yuqori nurlanish elektronlar rentgen trubkasining metal anodiga kelib urilsa , uzluksiz taqsimotdagi rentgen nurlari hosil bo'ladi (tormozlovchi nurlanish deb ataladi) . Rentgen nurlanishining chiziqlari . Ularning energiyalari anod nurlanishiga bog'liq bo'lmaydi va ammo anod materioliga o'ziga xos bog'liq hisoblashadi (harakterli rentgen chiziqlari deb ataluvchi) kontinumga qo'liyladi . Ularning quyidagicha hosil qilinadi elektronning anod atomlari K qobiqdagi elektronning to'qnashishi , masalan , bu atomni ionlashtrish mumkin. Natijada qobiqdagi bo'shab qolgan joy anodda yuqoriroq energetik sathdagi elektron bilan to'ldiriladi . Bu jarayonda ajralib chiqqan energiya balki rentgen nurlanishiga aylanishi mumkin.

6-rasmda mis atomning 7 energetik holatilar sxemasi ko'rsatilgan . L-K , yoki M- K o'tishlardan hosil bo'lgan harakterli rentgen nurlari mos holda K_α va K_β chiziqlar deb yuritiladi . $M_1 \rightarrow K$ va $L_1 \rightarrow K$ o'tishlar kvant-mexanikaviy tanlash qoidasi sababli hosil bo'lmaydi . Shunday qilib mis uchun energiya bo'yicha xarakterli chiziqlar quyidagicha ko'rinishda bo'ladi . (6-rasm)



6- rasm. Mis ($z = 29$) uchun energetik sathlari.



7-rasm panpiyaka tengsizligida. Bregga sochilishi.

$$E_{K\alpha}^* = E_K - \frac{1}{2}(E_{L2} + E_{L3}) = 8.038 \text{ KeV}$$

$$E_{K\beta}^* = E_K - E_{m2.3} = 8.905 \text{ KeV}$$

K_{α} belgilash $K_{\alpha 1}$ va $K_{\alpha 2}$ chiziqlarning qiymati sifatida foydalaniladi . Polixrolmatik rentgen nurlarni tahlil qilish monokristallardan foydalanish hisobiga mumkin bo'lib qoladi . λ to'liq uzunligi rentgen nurli monokristaldan θ burchak bilan kelib urilsa , sochilishidan keyin hosil

bo'lgan interferensiya faqat panjara tekislikdan qaytgan parsial to'lqinlar trayektoriyasining farqi Δ to'lqin uzunligiga teng yoki undan katta bo'lgandagina sodir bo'ladi (7-rasm) . Mazkur holat Bregg tenglamasi bilan tushuntiriladi:

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (3.2-2)$$

(d – tekisliklar orasidagi masofa; n- difraksiya tartibi)

Agar d ma'lum deb faraz qilinsa , u holda rentgen nurlari energiyasi quyidagi bog'lanish orqali spektrdan olish mumkin bo'lgan tushish burchagi orqali hisoblash mumkin.

$$E = h \cdot f = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.2-3)$$

(3.2-3) va (3.2-2) ifodalarni umumlashtirib quyidagini hosil qilamiz

$$E = \frac{n \cdot h \cdot c}{2 \cdot d \cdot \sin\theta} \quad (3.2-4)$$

Bu yerda

Plank doimiysi : $h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

Yorug'lik tezligi $C = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$

LiF uchun panjara doimiysi $d = 2,014 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

KBn uchun panjara doimiysi $d = 3,290 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

Ekvivalent $1 \text{ эВ} = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$

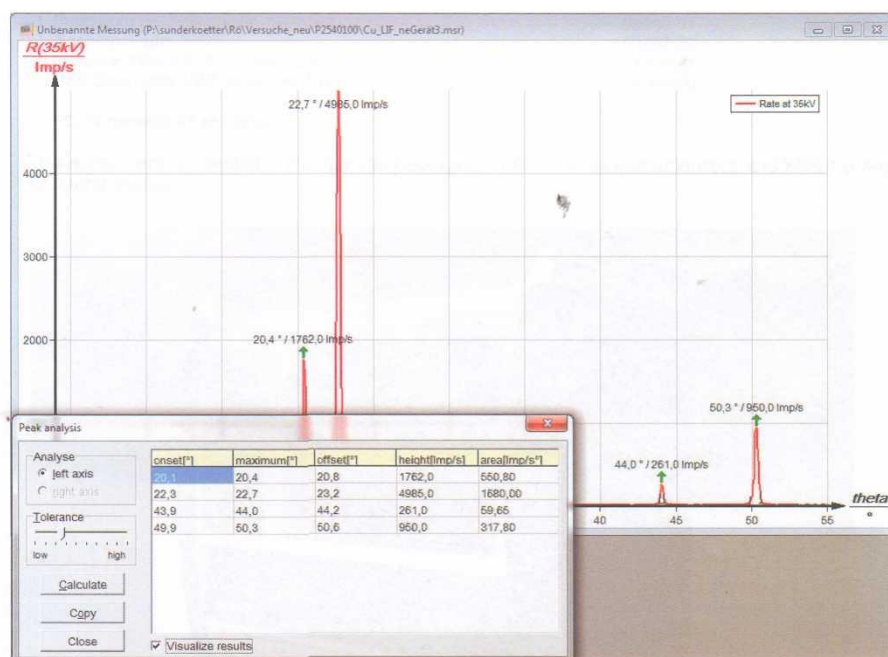
Eslatma. Rentgen nurlanishlari bitta spektrdagi namunaning hisoblangan xarakterli chiziqlari qiymatlaridan foydalanib , boshqa spektridagi mos kelivchi panjara doimiysini hosil qilish maqsadga muvofiq baholashning turli

variantlarini amalga oshirish mumkin. Atom energiyasi qiymatlarining “Kimyo va fizikadan qo'llanma” kitobidan (CRC Press Floida) olingan.

O'lchashlar:

Agar dastur yordamida minimal qiymatlarni (grafik cho'qqilarni) aniqlash zarur bo'lsa, u holda:

1. Tugmachani bosing va egrilikning mos sohasini tanlab olish
2. “Plak analysis” tugmachasini bosing (rasmda)
3. Ekranda “Plak analysis” payda bo'ladi (8-rasmga qaralsin)
4. “Calculate” tugmasini bosing
5. Agar hamma cho'qqilarga qiymatlar ko'rsatilgan bo'lsa (yoki ular juda ham ko'p bo'lsa) ruxsat etish xatoligi darajasini o'rnatib ruxsat etilgan qatorlarning yuqori darajasida cho'qqilar kam bo'ladi va demak, faqat muhim cho'qqilar tasvirlangan bo'ladi. Ruxsat etilgan xatolar kichik darajasida hamma cho'qqilar tasvirlanadi . Xatto shovqin natijalari ham paydo bo'ladi
6. “ Visualize results ” punktini belgilasangiz hisoblangan qiymatlar spektriga ko'chiriladi.



8-rasm. O'lchash dasturi yordamida grafiklar cho'qqilarini avtomatik tahlil qilish .

2-Bob. O'lchov qurilmalari va ularning tavsifi bobiga doir xulosalar.

1. Amorf metallarda Xoll effektini o'lchash, ushbu effektga ta'sir etuvchi parazit effektlar normal va anomal Xoll koefitsientlarini ajratish kabi masalalar to'liq bayon etildi. Ko'rsatib o'tildiki, Xoll effektini o'lchashning eng optimal va samarali usuli bu turli chastotalardagi o'zgaruvchan tok va o'zgaruvchan magnit usuli hisoblanadi.
2. Anomal Xoll koefitsienti nafaqat tashqi magnit maydoniga balki magnitlanishga ham bog'liq bo'ladi. Shu usul ushbu bobda magnitlanishni o'lchashning vibratsion magnetometr usuli bayon etildi. Ko'rsatib o'tildiki, bu usul yordamida magnitlanishni tashqi magnit maydoniga va temperaturaga bog'liq holda o'rganish mumkin.
3. Magnit xossalarni temperaturaga bog'liq holda o'rganilganda grafikdagi anomalialar va keskin burilishlarni tushuntirish uchun roentgen faza usuli qo'l keladiki ushbu bobda shu masalaga ham qisqacha e'tibor qaratildi.

III.BOB. TAJRIBA NATIJALARI VA UNING TAHLILI.

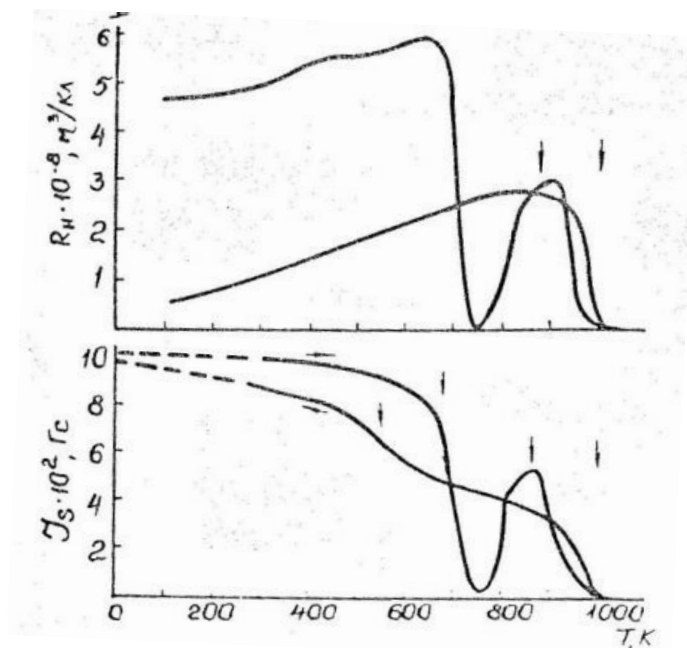
3.1 Temir guruhi elementlari asosidagi amorf qotishmalarning galvonomagnit va magnit xossalarini temperaturaga hamda metalloidlar konsentratsiyasiga bog'liqligi

Ferromagnit qotishmalarda Xoll solishtirma qarshiligi magnit maydon induksiyasiga bog'liq bo'lgan $1000K$ - normal va magnitlanishga bog'liq bo'lgan R_s - anomal Xoll koeffitsientiga bog'liq bo'ladi, ya'ni [18-21]:

$$\rho_n = R_0 B + R_s \cdot 4\pi I \quad (3.1)$$

Amorf ferromagnit qotishmalarda Xoll koeffitsienti temperaturaga deyarli bog'liq bo'lmaydi va absolyut qiymati bo'yicha kristall analogiyasidan katta bo'ladi.

Quyidagi 3.1-rasmda $Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5}$ amorf qotishmaning Xoll koeffitsienti $R_H(T)$ va magnitlanishi $I_s(T)$ ning temperaturaga bog'liqligi keltirilgan.



3.1-rasm. $Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5}$ qotishmaning amorf va kristall holatida Xoll koeffitsienti $R_H(T)$ va magnitlanishi $I_s(T)$ ning temperaturaga bog'liqligi.

Xoll koeffitsienti R_H 100-660 K temperatura intervalida $4,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^3/\text{Kl}$ dan $5,9 \cdot 10^{-8} \text{ m}^3/\text{Kl}$ gacha chiziqliga yaqin qonuniyat bilan o'zgaradi. Taxminan 400 K ga yaqin temperaturada $R_H = f(T)$ o'zining katta qiymati tomoniga biroz siljiydi va 700K temperaturadan boshlab R_H keskin kamayib nol qiymat oladi. R_H ni nol qiymatgacha kamayishi amorf xolatning T_C – Kyuri temperaturasi shu qiymatga yaqin ekanligidan dalolat beradi.

Temperaturaning keyingi oshishida R_H yana oshadi va $T = 870 \text{ K}$ temperaturada $R_H = 310^{-8} \text{ m}^3 / \text{Kl}$ qiymat olib temperaturaning oshishi bilan pasayadi va $T = 1000 \text{ K}$ da nol qiymat qabul qiladi.

Amorf holatning T_C – Kyuri temperaturasidan keyingi temperaturalarida R_H ning noldan farq qilib oshib borishiga sabab namunaning kristallanish jarayoni bilan bog'liq bo'lib, kristallanishdan keyingi R_H ning yana nolgacha kamayishi esa kristall xolatning Kyuri temperaturasi bilan bog'liqdir. Kristallanishdan keyingi sovitilishda namunaning Xoll koeffitsienti R_H noldan boshlab oshadi va $T = 870 \text{ K}$ da $2,810^{-8} \text{ m}^3 / \text{Kl}$ qiymat qabul qiladi.

Temperaturaning keyingi pasayishida $R_H \frac{\partial R_H}{\partial T} = 3.3 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{Kl} \cdot T}$ bo'yicha kamayadi. Ushbu namuna uchun magnitlanishning temperatura bo'yicha o'zgarishi $I_s = f(T)$ ham xuddi $R_H(T)$ kabi anomal xarakterga ega.

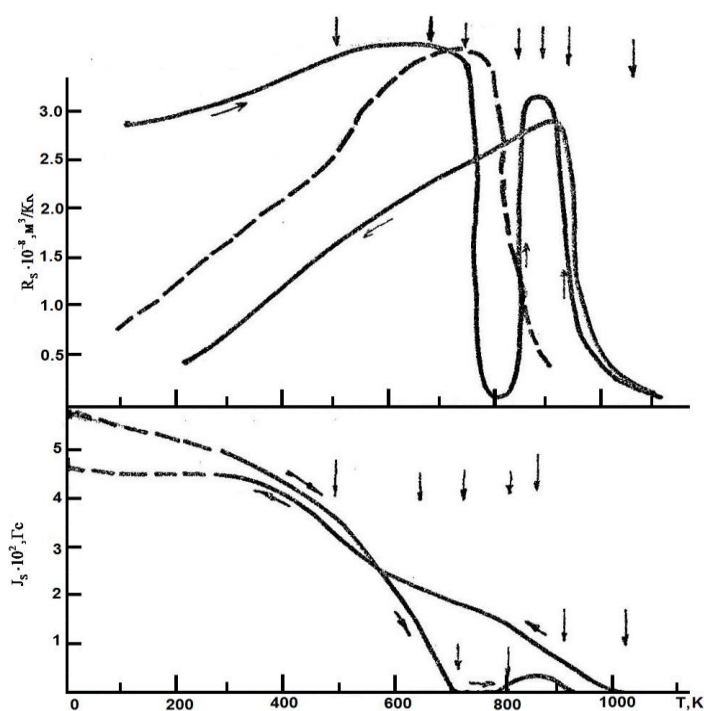
Amorf holatda I_s 300 K dagi 971 Γc qiymatidan boshlab kamayib boradi va $T \approx 700 \text{ K}$ da nol qiymat oladi, bu yuqorida ta'kidlangandek, amorf holatning Kyuri temperaturasiga mos keladi.

Temperaturaning keyingi oshishida I_s yana oshib $T = 860 \text{ K}$ da 520 Γc qiymat oladi va qayta kamayib 1000K da nol qiymat qabul qiladi va shu temperaturada kristallanish tugaydi. Bu temperatura kristall holatning T_C Kyuri temperaturasiga mos keladi.

Kristallanishdan keyingi sovutilishda I_S noldan boshlab oshib boradi va $T = 300K$ da $V I_S = 868 Gc$ ga erishadi. Ushbu temperatura intervalining $950K$, $610K$ va $500K$ qiymatlarida $I_S(T)$ bog'lanishda xarakterli burilishlar kuzatiladi.

Kristallanish bosqichi va oraliq fazalarni hosil bo'lishi namunani qizdirib va sovutib termomagnet taxlil qilish orqali kuzatiladi. Termomagnet taxlil vaqtida amorf va kristall xolatni Kyuri nuqtalarini aniqlash mumkin.

3.2-rasmda $Co_{84.35}Fe_{5.8}Si_{7.4}B_{2.45}$ qotishmaning amorf va kristall holatda $R_S(T)$ Xoll koeffitsienti va $I_S(T)$ magnetlanishining temperaturaga bog'liqligi keltirilgan.



3.2 – rasm. $Co_{84.35}Fe_{5.8}Si_{7.4}B_{2.45}$ qotishmaning Xoll koeffitsienti (yuqoridagi rasm) va magnetlanishi (pastki rasm) ni temperaturaga bog'liqligi.

Rasmdan ko'rinadiki, amorf holatda R_S ning absolyut qiymati kristall holatdagidan katta bo'ladi, R_N ning temperatura bo'yicha o'zgarish tezligi $\partial R_H / \partial T$ kristall holatda amorf holatdagidan katta bo'ladi.

Amorf holatdan kristall holatga o'tish jarayoni murakkab kechadi, ya'ni $700 K$ gacha R_N chiziqli parabolik qonun asosida oshib borib, keyin nolgacha kamayadi. Shu qiymat amorf holatning Kyuri nuqtasini xarakterlaydi.

Temperaturaning keyingi oshishida R_N yana oshib (kristallanish tufayli), yana nol qiymatgacha kamayadi. Bu temperatura kristall holatning Kyuri nuqtasini ko'rsatadi.

3.2 O'rganilgan amorf qotishmalarning fizik xossalari o'rtasidagi aloqadorlik

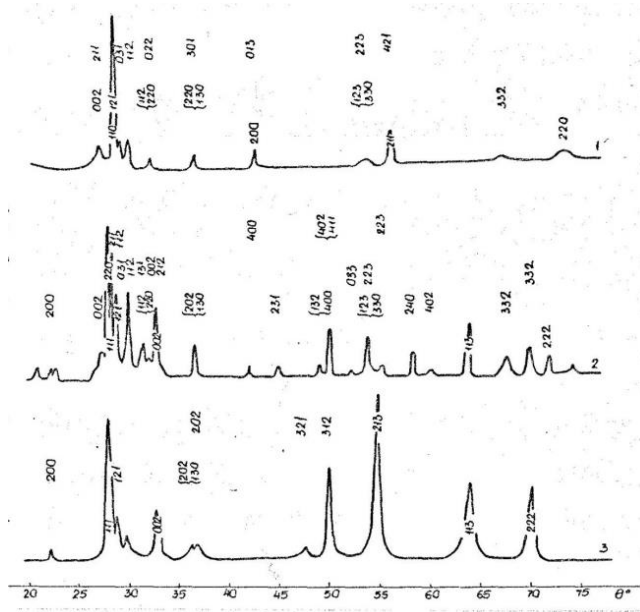
Temperatura ta'sirida fizik xossalardagi keskin o'zgarishlarni sababini aniqlash maqsadida anomaliyalar kuzatilgan temperaturalargacha numuna izotermik qizdirilib rentgenotahlil o'tkazildi.

Olingan natijalar asosida shunday xulosaga kelish mumkinki, $Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5}$ amorf qotishmaning fizik xususiyatlari (asosan magnit xususiyatlari) dagi o'zgarishlar namunadagi tarkibiy o'zgarishlar tufayli vujudga keladi, ya'ni bular namunada hosil bo'luvchi magnit fazalarga bog'liq [2].

3.3-rasmda $Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5}$ qotishmaning turli xil temperaturalarda izotermik qizdirishdan keyingi rentgenogrammasi keltirilgan.

$Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5}$ namunada kristallizatsiya $T=770$ K dan α -Fe kristallar hosil bo'lishi bilan boshlanadi. $T=865$ K temperaturadan boshlab esa amorf matritsa to'liq yo'qoladi va parametri $a=0,357$ nm bo'lgan γ -(Fe,Ni) faza

ajraladi. $T=930$ K dan boshlab esa quyidagi o'tishlar kuzatiladi: α -Fe + $A_1 \rightarrow \gamma$ -Fe,Ni + Fe_2B



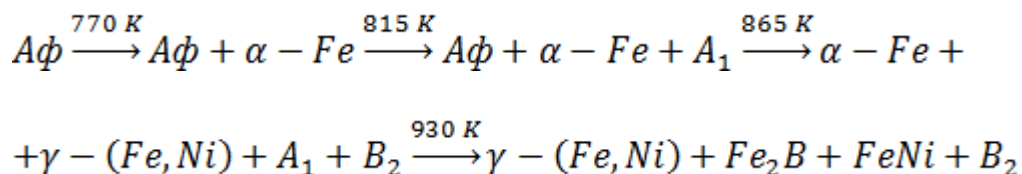
3.3-rasm.

$Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5}$ amorf qotishmaning turli xil izotermik qizdirishdagi rentgenogrammalari: I-753 K, II-853 K, III-dastlabki kristall.

Keyingi qizdirishda namunada quyidagi d/n ga mos

keluvchi diffraksion chiziqlar to'plami paydo bo'ladi: 0,355; 0,307; 0,275; 0,251; 0,205; 0,1935; 0,1854; 0,1643 nm. Ushbu chiziqlarnig bir qismi FeNi₃ intermetaliga tegishli bo'lsa, boshqalari murakkab oksidlarga yoki Fe-Ni asosidagi borsilisirlangan (B₂ faza) bog'lanishlarga tegishli bo'ladi.

Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5} amorf qotishmaning kristallanishini quyidagi sxemasini taqdim etish mumkin:



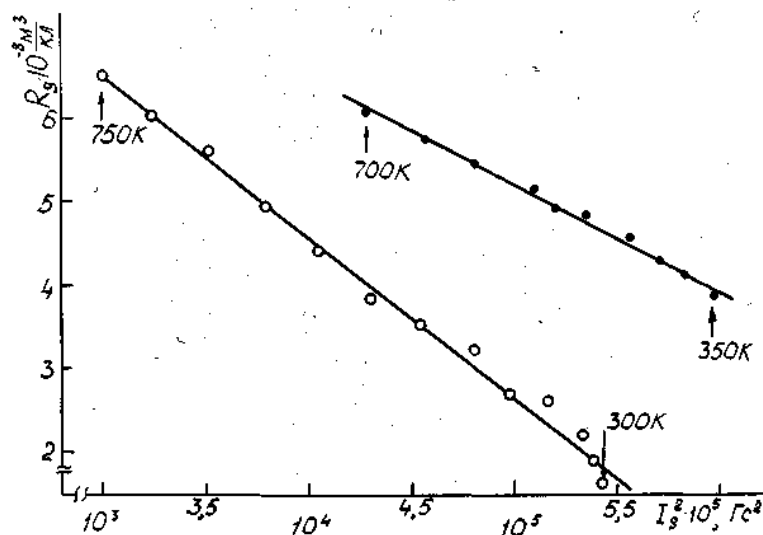
Yuqorida ta'kidlanganidek anomal Xoll koefitsienti magnitlanishga bevosita bog'liq bo'ladi. SHuning uchun anomal Xoll koefitsienti bilan magnitlanishning kvadrati o'rtasidagi aloqadorlikni o'rnatishga harakat qildik [3]. Ma'lum temperatura intervalidagi ΔR_s o'zgarishi bilan I_s ning o'zgarishi o'rtasidagi quyidagi aloqadorlik topildi, ya'ni

$$\Delta R_s = R_s(T) - R_s(T_B) = \alpha[I_s^2(T_B) - I_s^2(T)] \quad (3.2)$$

Bunda $R_s(T)$ ($T < T_c$) temperatura intervalidagi, $R_s(T_B)$ esa xona temperaturasiidagi Xoll koefitsienti bo'lsa, xuddi shunday $I_s(T)$ -magnitlanishni ($T < T_c$) chegaradagi istalgan temperaturadagi qiymati, $I_s(T_B)$ - esa uning xona temperaturasiidagi qiymatiga teng.

3.2-tenglama ma'lum temperatura intervalidagi anomal Xoll koefitsienti bilan magnitlanish o'rtasidagi aloqadorlikni ifodalaydi.

Quyidagi 3.4-rasmda Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5} qotishmaning amorf va kristall holati uchun anomal Xoll koefitsienti R_s bilan I_s^2 -magnitlanishning kvadrati o'rtasidagi bog'lanish keltirilgan.



3.4-rasm.
 $Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5}$
 qotishma uchun anomal
 Xoll koeffitsienti bilan
 magnitlanish o'rtasidagi
 chiziqli bog'lanish.

Bunday bog'lanish temir guruhi elementlari asosidagi boshqa bir nechta amorf qotishmalarda ham bajarilishi ko'rsatildi. Quyidagi 1-jadvalda shunday qotishmalarning bir nechtasi uchun amorf va kristal holatda 3.2–tenglamani qanoatlantiruvchi α ning qiymati va 2-bog'lanish bajariladigan temperatura intervali keltirilgan

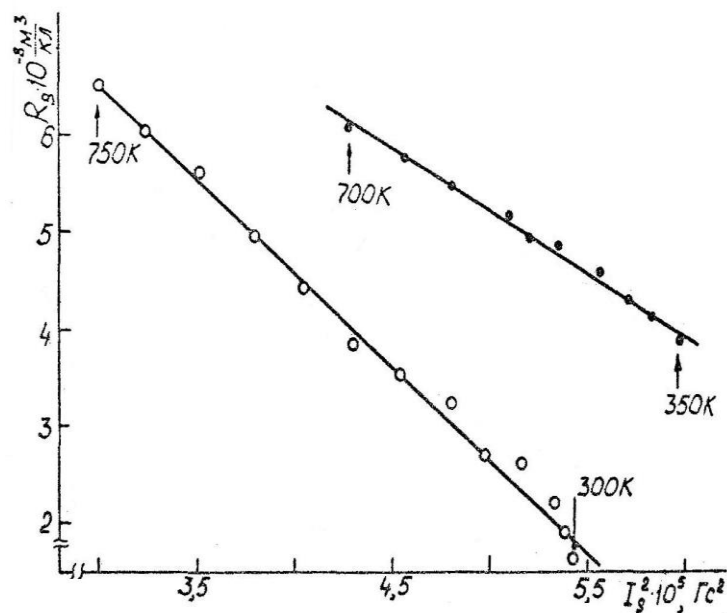
1-jadval

Namuna va uning tarkibi	Amorf holat		Kristall holat	
	Temperatura intervali, K	$\alpha \cdot 10^{-13}$ $m^3/Kl \cdot K$	Temperatura intervali, K	$\alpha \cdot 10^{-3}$ $m^3/Kl \cdot K$
$Fe_{66,87}Ni_{24,7}Si_{4,93}B_{3,5}$	350-600	0,86	300-600	1,023
$Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$	300-400	1,36	300-450	2,00
$Fe_{44,2}Ni_{44,2}Mo_{7,65}B_{3,95}$	350-700	2,06	300-750	2,29

Jadvaldagi qiymatlar va 3.5-rasmdan ko'rinadiki R_s va I_s^2 o'rtasida ma'lum temperatura intervalida chiziqli bog'lanish mavjud. Bu bog'lanish amorf holatda kristall holdagiga nisbatan kuchsiz bo'ladi. Bu shundan dalolat

beradiki, amorf qotishmalarning kinetik xususiyatlarida fononlarning ulushi kristall holdagiga nisbatan kam bo‘ladi.

Magnitlanishning temperaturaga bog‘liqligi Xoll effektini natijalari bilan korrelyasiyalashadi.



3.5 – rasm. $Co_{84.35}Fe_{5.8}Si_{7.4}B_{2.45}$ amorf qotishma uchun anomal Xoll koeffitsienti R_s ning magnitlanishning kvadrati - I_s^2 o‘rtasidagi aloqadorlik - (•••••) amorf holatda (○••••○) kristall holatda.

Adabiyotlarda [2,3] ko‘rsatilganki, anomal Xoll koeffitsienti elektronlarni spin to‘lqinlarda va fononlarda sochilishi tufayli namoyon bo‘ladi. Shuning uchun R_N ni temperaturaga bog‘liq egri chizig‘i bilan $I_s(T)$ ning kvadrati solishtirilganda ular o‘rtasida chiziqli bog‘lanish borligi kuzatiladiki, bu bog‘lanish quyidagi 3.5 – rasmda keltirilgan.

Ushbu namuna uchun ham R_s va I_s o‘rtasidagi aloqadorlikni 3.2 tenglama orqali ifodalash mumkin.

Metalloidlarning konsentratsiyasi (Si+B): 7,1; 7,5; 8,96; 9,85; 10,45; 10,7; 10,9 at% bo‘lgan Co-Fe-Si-B amorf qotishmalari uchun solishtirma elektr qarshiligi ρ , termo-EYuK koeffitsienti S , Xoll koeffitsienti R_H va magnitlanish I_s ning temperaturaga bog‘liqligini qarab chiqamiz.

Xoll temperaturasidan boshlab kristallanish temperaturasigacha amorf holatdagi solishtirma elektr qarshiligining absolyut qiymati kristall

holatdagidan katta bo'ladi, qarshilikning temperatura koeffitsienti amorf holatda kristall holatdagidan kichik bo'ladi.

Termo-EYuKning temperaturaga bog'liq o'zgarishi chiziqli parabolik harakterga ega bo'ladi, past temperatura oblastida bu bog'lanishda minimumlar kuzatiladi. Kristallanish temperaturasi $S(T)$ sakrab o'zgaradi.

Xoll doimiyligining va magnitlanishning absolyut qiymati amorf holatda kristall holatdagidan katta, uning temperatura bo'yicha o'zgarish tezligi amorf holatda kristall holatdagidan kichik bo'ladi.

Amorf qotishmalarining Kyuri temperaturasi va kristallanish temperaturasi metalloidlarining konsentratsiyasiga bog'liq bo'ladi.

$\text{Co}_{87,46}\text{Fe}_{5,44}\text{Si}_{5,1}\text{B}_{2,0}$ amorf qotishmasi uchun 300-650 K temperatura intervalida ρ $1,42 \cdot 10^{-6}$ dan $1,56 \cdot 10^{-6}$ Om*m gacha oshadi. Bu intervalda qarshilikning temperatura koeffitsienti $\frac{d\rho}{dT} = 2,67 \cdot 10^{-10}$ Om*m/K ni tashkil etadi. $T = 650$ K dan boshlab qarshilik keskin kamayib borib, $T = 700$ K da $1,45 \cdot 10^{-6}$ Om*m ni tashkil etadi. Kristallanish tugagach, namunani sovutganimizda 900-400 K intervalida $\frac{d\rho}{dT} = 5,9 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Om} \cdot \text{m}}{\text{K}}$ ga teng bo'ladi. 400 K dan past va 900 K dan yuqori temperaturalarda ρ chiziqli qonuniyatdan chetlashadi.

300 - 670 K temperatura intervalida $S(T)$ chiziqli parabolik qonun bo'yicha o'zgaradi va 420 K da minimum kuzatiladi. $T = 680$ K temperaturada $S(T)$ - $3,2 \frac{mkB}{K}$ dan - $4,6 \frac{mkB}{K}$ gacha tushadi. 850-1050 K intervalida chiziqli oshadi. Kristallanish tugagach namunani sovutishda $S(T)$ parabolik qonun bo'yicha kamayadi va bunda ham $T = 600$ K da minimum kuzatiladi.

Xoll koeffitsienti 300-1000 K temperatura intervalida musbat qiymat qabul qiladi va 300-650 K intervalda juda oz o'zgarib, $R_H = 3,0 \cdot 10^{-8} \frac{M^3}{Kn}$ qiymat qabul qiladi. Temperaturaning keyingi oshishida R_H kamayadi va $T = 760$ K da $R_H = 2,9 \cdot 10^{-8} \frac{M^3}{Kn}$ qiymat qabul qiladi. Temperaturaning keyingi oshishi R_H ni

oshiradi va $T=850$ K da $R_H = 3,25 \cdot 10^{-8} \frac{M^3}{K\Omega}$ qiymat qabul qiladi va nolgacha kamayadi. Bu shundan dalalat beradiki, $T=850$ K dan yuqori temperaturada namunada magnit o'tishlari kuzatiladi, ya'ni namuna ferromagnit holatdan paramagnit holatga o'tadi. Namuna sovuganda Xoll koeffitsienti keskin oshadi va 800-300 K temperatura intervalida Xoll koeffitsienti $\frac{dR}{dT} = 3,0 \cdot 10^{-11} \frac{M^3}{K\Omega \cdot K}$ tezlik bilan kamayib $R_H = 1,5 \cdot 10^{-8} \frac{M^3}{K\Omega}$ qiymat oladi.

Magnitlanishning temperaturga bog'liqligi $I_s(T)$ amorf holatda kristall holatdagiga qaraganda keskinroq o'zgaradi. Temperatura oshishi bilan $I_s(T)$ minimum qiymat tomonga keskin intiladi va $T = 680$ K da $I_s = 2,2 \cdot 10^2$ Gs qiymat qabul qiladi, ammo nolgacha bormaydi. Temperaturaning keyingi oshishi bilan $I_s(T)$ oshadi va $T=750$ K da $I_s = 3,8 \cdot 10^2$ Gs qiymat qabul qiladi. Bunga asosiy sabab namunaning Kyuri temperaturasi T_c uning kristallanish temperaturasi T_g ga yaqinligidadir. $I_s(T) \rightarrow 0$ ekstropolyasiya qilish natijasida bu qotishmaning amorf holatdagi Kyuri temperaturasi $T_c = 695$ K ekanini ko'rish mumkin.

Kristall holatda namunaning Kyuri temperaturasi $T_c = 1000$ K ekanini ko'ramiz (punktir chiziq). Sovutilish vaqtida $T=800$ K va 600 K temperaturalarda keskin burilishlar kuzatiladi.

100-900 K temperatura intervalida $\rho = 1,65 \cdot 10^{-6}$ Om m dan $\rho = 1,75 \cdot 10^{-6}$ Om m gacha oshadi. Bunda qarshilikning temperatura koeffitsienti $\frac{d\rho}{dT} = 1,25 \cdot 10^{-10} \frac{Om\cdot m}{K}$ ni tashkil etadi.

$T = 600$ K temperaturada amorf holat uchun ρ chiziqli qonundan chetlashadi, ya'ni bu o'zgarish T_s - Kyuri temperaturasi bilan bog'liqdir. $T > 900$ K dan boshlab $d\rho/dT$ o'z ishorasini o'zgartiradi, ya'ni shu temperaturadan boshlab namuna kristallanadi. Kristallangandan keyingi $\rho(T)$ ning $T=550$ K va 950 K temperaturalarida xarakterli burilishlar kuzatiladi. $T = 550$ K dagi burilish

termik kuchlanishning yo‘qolishi bilan bog‘liq bo‘lgan relaksatsion protsesslarga bog‘liq yoki yangi faza hosil bo‘lishiga bog‘liq bo‘lsa, $T=950$ K magnit o‘tishlarni xarakterlovchi Kyuri temperaturasi ko‘rsatadi. Kristallanishdan keyingi (550-950 K) intervalda $d\rho/dT = 6 \cdot 10^{-10} \frac{O_{MM}}{K}$ bo‘lsa, 350-550 K da $d\rho/dT = 13,5 \cdot 10^{-10} \frac{O_{MM}}{K}$ ni tashkil etadi. Temperatura oshishi bilan $S(T)$ avval $-3,2 \frac{mkB}{K}$ dan $-5,1 \frac{mkB}{K}$ gacha kamayadi va $T=350$ K da minimum qiymat qabul qilib so‘ngra oshadi va $T=880$ K da $+0,2 \frac{mkB}{K}$ qiymat oladi. Temperaturaning keyingi oshishida $S(T)$ deyarli o‘zgarmaydi va $T = 950$ K da nol qiymat oladi. Kristallanishdan keyin temperaturaning pasayishi $S(T)$ ni pasaytiradi.

Xoll koeffitsienti $R_H(T)$ 100-600 K temperatura intervalida $4,5 \cdot 10^{-8} \frac{M^3}{Kl}$ dan $5,0 \cdot 10^{-8} \frac{M^3}{Kl}$ gacha qariyib chiziqli oshadi. Bu intervalda R_H ning o‘zgarish tezligi $\frac{dR}{dT} = 1,0 \cdot 10^{-11} \frac{M^3}{Kl \cdot K}$ bo‘lsa $T > 600$ K dan boshlab R_H keskin kamayadi va $T=700$ K da nol qiymat oladi. Temperaturaning keyingi oshishida R_H ikki bosqichda oshadi va $T = 960$ K da $R_H = 4,0 \cdot 10^{-8} \frac{M^3}{Kl}$ qiymat oladi. Kristallangan namunani sovutganimizda $T = 920$ K da $R_H = 4,3 \cdot 10^{-8} \frac{M^3}{Kl}$ gacha oshadi va temperaturaning keyingi kamayishida $dR_H/dT = 5,6 \cdot 10^{-11} \frac{M^3}{Kl \cdot K}$ bo‘yicha kamayadi.

Magnitlanish $I_s(T)$ ning o‘zgarishida ham Xoll koeffitsientidagi kabi anomal o‘zgarishlar kuzatiladi. $I_s(T)$ $T=300$ K da 558 Gs bo‘lsa $T=675$ K da nolgacha kamayadi. Temperaturaning keyingi oshishida, ya’ni $T = 810$ K da $I_s=115$ Gs qiymat qabul qiladi va sakrab o‘zgarib, $T=970$ K da nol qiymat oladi. Kristallangan namunani sovutganimizda $I_s(T)$ noldan boshlab oshib, $T=300$ K

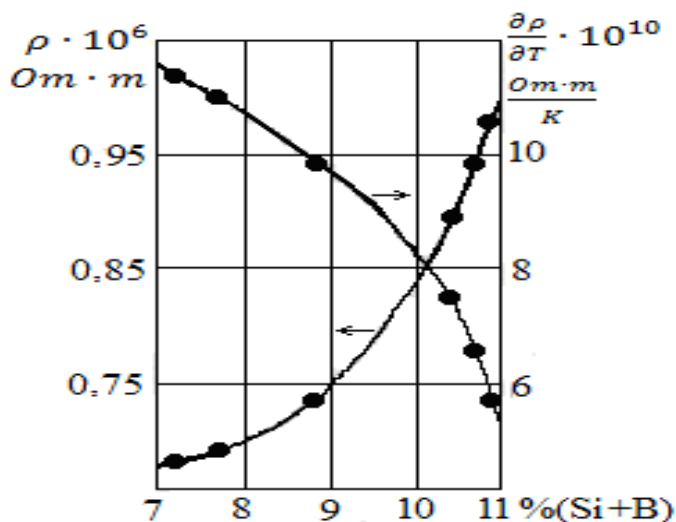
da $I_s = 420$ Gs qiymat oladi. $I_s(T)$ bog'lanishda $T = 550$ K da aniq burilish sodir bo'ladi. Bu burilish yangi faza hosil bo'lishi bilan bog'liq. $I_s(T)$ ni ekstropolyasiya qilish ko'rsatadiki, yangi hosil bo'lgan fazaning Kyuri temperaturasi $T_c = 700$ K bo'lsa, to'la kristallangan fazaning Kyuri temperaturasi $T = 970$ K ga teng bo'ladi. Shunday qilib tadqiqotlar ko'rsatadiki, amorf holatdan kristall holatga o'tish, namunadagi tarkibiy relaksatsiya, metastabil fazalar hosil bo'lishi va kristallanish kinetikasining murakkabligini ko'rsatadi. Buni termo-EYuK koefitsientining anomal bog'lanishi ham ko'rsatadi. Amorf va kristall holatda R_s va I_s o'rtasida chiziqli bog'lanish bo'lib, 5 – tenglamani qanoatlantiruvchi α - koefitsient kristall holatda amorf holatdagidan katta bo'ladi. Ushbu fakt amorf holatda kinetik xususiyatlarning namoyon bo'lishida fononlarning ulushi kam degan xulosaga olib keladi.

Amorf qotishmalarda koersitiv kuchning kichik va magnit sindiruvchinlikning katta bo'lishi ularning kristall analogiyasiga nisbatdan ustunligini ko'rsatib ulardan magnitoyumshoq material sifatida foydalanish imkoniyatini beradiki, bunda ulardan transformatorlarni o'zagi va elektron asboblarning elementi sifatida foydalanish mumkin.

O'rganilgan barcha namunalarning amorf holatida hona temperaturasidan kristallanish temperaturasigacha solishtirma elektr qarshiligi ρ va termo-EYUK S ning absolyut qiymati kristall holatidagiga nisbatan katta bo'lib, qarshilikning temperatura koefitsienti (QTK) kichik bo'ladi. Xoll koefitsienti R_n va magnitlanish I_s musbat qiymat qabul qiladi va ularning ham amorf holatidagi absolyut qiymati kristall holatidagiga nisbatan katta bo'ladi.

Amorf qotishmalarning termik stabilligiga, elektr, termoelektr, galvanomagnit va magnit xossalariining temperatura ta'siridagi nochiziqli o'zgarishiga metalloidlarning konsentratsiyasi ($Si+B$) katta ta'sir ko'rsatadi. Olingan eksperimental natijalar va ularning tahlili ko'rsatadiki, $So-Fe-Si-B$

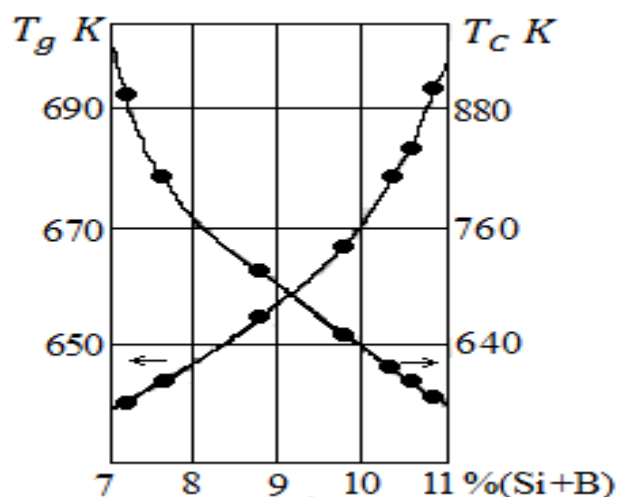
amorf qotishmada (Si+B) ning oshishi bilan ρ ning absolyut qiymati oshadi, (QTK) $\partial\rho/\partial T$ esa kamayadi (3.6-rasm).



3.6-rasm. So-Fe-Si-B amorf qotishmalarda ρ ning absolyut qiymati va QTK ning (Si+B) ga bog'liqligi.

Ushbu grafikdagi bog'lanishlarni quyidagicha tushuntirish mumkin. Metalloidlarning konsentratsiyasi oshishi bilan birinchidan, tok tashuvchilarning effektiv soni kamayadi, ikkinchidan, sochilish potentsiali oshadi va natijada ρ oshadi. Muidji kriteriyasi [1] bo'yicha ρ va $\partial\rho/\partial T$ o'rtasida bevosita aloqa mavjud, ya'ni ρ oshishi bilan $\partial\rho/\partial T$ kamayadi. (Si+V) ning katta qiymatlaridagi yuqori qarshilikli va QTK $\partial\rho/\partial T$ kichik bo'lgan materiallardan elektro*n qurilmalarda rezistiv material sifatida foydalanish mumkin.

Amorf qotishmalarda o'rganilgan fizik xususiyatlarning temperaturaga bog'liqligi grafiklarning tahlilidan shunday xulosaga kelindiki, metalloid (Si+B) larning konsentratsiyasi oshishi bilan kristallanish temperaturasi T_g oshadi, Kyuri temperaturasi T_C kamayadi (3.7-rasm).



3.7-rasm. *So-Fe-Si-B* amorf qotishmalarning T_g -kristallanish va T_c -Kyuri temperaturalarining $(Si+B)$ ga bog'liqligi.

$(Si+B)$ ning oshishi bilan T_g ning oshishiga sabab, bunda namuna elementlari o'rtasidagi kovalent bog'lanish oshadi, natijada namunaning termik stabilligi ham oshadi Metalloidlar $(Si+B)$ ning konsentratsiyasi oshishi bilan Kyuri temperaturasi kamayishini esa namunadagi magnit momentning kamayishi bilan tushuntrish mumkin. [2] da o'tkinchi metall asosidagi qotishmalarda metalloidlar konsentratsiyasi oshishi bilan magnit momentning kamayishi va bu o'z navbatida magnitlanishni va Kyuri temperaturasi kamayishiga sabab bo'lishi ko'rsatilgan. Haqiqatdan ham, *Fe*, *So*, va *Ni* atomlarining magnit momentlari mos ravishda 2,6; 1,6; va 0,6 μ_B ga teng bo'lib. *Fe* yoki *Co* atomi *Ni* atomi bilan almashtirilganda ham magnit momenti kamayishi kuzatiladi.

Qizdirish tezligini oshishi namunalarning elektr va termoelektr xususiyatlariga ta'sir etadi. Kyuri temperaturasidan past $T < T_c$ temperatura intervalida qizdirish tezligining oshishi T_g ning temperaturaning yuqori qiymatlari tamon siljishiga va o'rganilgan fizik xususiyatlarning temperatura koeffitsientini kamayishiga sabab bo'ladi.

Bu shundan dalolat beradiki, namunaning kimyoviy tarkibi va olinish texnologiyasiga qarab temperatura tufayli ularning fizik xususiyatlaridagi keskin o'zgarishlarga shu temperaturalarga yaqin temperaturalardagi namunani izotermik qizdirish tufayli ham erishish mumkin. Namunaning olinish texnologiyasi va qizdirish tezligi uning magnit xarakteristikalariga deyarli ta'sir etmaydi.

Temperatura ta'siri tufayli namunaning fizik xususiyatlaridagi keskin o'zgarishlarni tushuntirish uchun shu temperaturalarga yaqin temperaturalarda amorf tasmalar izotermik qizdirildi va ularning tarkibi o'rganildi. Namunalardagi tarkibiy o'zgarishlar $Fe_{k\alpha}$ nurlanishli DRON-2 rentgent qurilmasi yordamida o'rganildi. Olingan natijalar asosida namunalarning fizik xususiyatlaridagi temperaturaga bog'liq keskin noxizizqli o'zgarishlar oraliq fazalarning hosil bo'lishi va qayta o'zgarishlari asosida namoyon bo'lishi ko'rsatib o'tildi.

XULOSA. Ushbu dissertatsiya ishini bajarib quyidagi xulosalarga keldik:

1. Amorf metal qotishmalarning hosil qilinishi va unga ta'sir etuvchi faktorlar, amorf va kristall strukturalar o'rtasidagi asosiy farqlar chuqur tahlil etildi.
2. Amorf qotishmalarning galvonomagnit va magnit xususiyatlarini o'lchovchi qurilmalar bilan tanishildi. Amorf qotishmalarning galvonomagnit xususiyatlarini o'lchovchi eng optimal usullar ichida o'zgaruvchan magnit maydoni usuli bo'lsa, magnitlanishni o'lchashni eng qulay usuli bu vibratsion magnetometr usuli ekanligi ko'rsatib o'tildi.
3. Temir guruhi elementlari asosidagi metalloidlar qo'shilgan amorf qotishmalarning galvonomagnit va magnit xususiyatlari va ular o'rtasidagi aloqadorlik o'rganildi. Ko'rsatib o'tildiki R_S –anomal xoll koefitsienti va I_S –magnitlanishi o'rtasidagi aloqadorlik mavjud bo'lib, uni quyidagi $\Delta R_S = \alpha [I_S^2(T_S) - I_S^2(T)]$ tenglama orqali ifodalash mumkin. Bunda α –koefitsient kristall holatda amorf holatdagidan kichik bo'ladi. Bu shundan dalolat beradiki, amorf qotishmalarning kinetic xususiyatlariga spin to'liqlar va fanonlarni ulushi kam bo'ladi.
4. Galvonomagnit va magnit xossalari o'rganilgan namunalardan olingan natijalar va elektr xossalari bo'yicha olingan natijalar asosida amorf qotishmalarning fizik xossalari temperaturadan tashqari metalloidlar ham ta'sir etishi ko'rsatib o'tildi. Amorf qotishmalarda metalloidlarning konsentratsiyasi oshishi bilan ularning kristallanish temperaturasi oshadi, Kyuri temperaturasi esa kamayadi.
5. Ko'rsatib o'tildiki, amorf qotishmalarning fizik xossalaridagi o'zgarishlar uning strukturasidagi yaqin tartib parametrlaridan o'zgarishlarga bog'liq. Namunani fizik xossalaridan keskin o'zgarishlar shu kuzatiladigan temperaturalarda namuna izotermik qizdirilgandan keying (rengenotahlil natijalari) namuna tarkibida intermetallik faza hosil bo'lishi va qayta taqsimlanishiga bog'liq ekanligini ko'rsatadi.

Adabiyotlar ro'yxati.

- 1.Золотухин И. В. Аморфные металлические материалы. Соросовский образовательный журнал, №4, 1997. С. 73-77.
- 2.Золотухин И. В., Бармин Ю. В, Стабильность и процессы релаксации в металлических степлах. Москва.: Металлургия, 1991, 158с.
- 3.P. Kout, L.Mayzel. Elektronnye yavleniya perenosa v stekloobrazovannykh metallax.-Metallicheskie stekla. Pod. red. Alekseeva V.A. i Maksimova E.G., Mir, 1983, s. 208-211.
- 4.Yamauchi K., Miroguchi T. The Magnetic of Amorphous Metall-Metalloid Alloys.-J. Phys. Soc. Japan. Vol. 39, №2, 1975, 541-542.
- 5.Быстрозаиалённые металлы. Под. Ред. Б. Каитора Пер. с англ. под. ред. А. Ф Прокошина. М., Металлургия. 1983, 472с.
- 6.Люборского Ф. Е. Аморфные металлические сплавы М.: Металлургия, 1987, -584 с.
- 7.Аронзон Б.А, Варфоломеев А.Е, Ковалев Д.Ю, Ликальтер А.А, Рылков В.В, Седова М.А. Проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO_2 // ФТТ.1999.-Т.41.-№6.с.1056-1060.
- 8.Калинин Ю.Е, Куцев С.Б, Неретин П.В, Ситников А.В, Стогней О.В. Фазовое расслоение и электрические свойства аморфных систем $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_2)_x + (\text{SiO}_2)_{1-x}$ // Журнал прикладной химии.-2000.-Т.73.-№3.-с.439-443.
- 9.Стогней О.В, Калинин Ю.Е, Ситников А.В, Золотухин И.В, Слюсарев А.В. Резистивные и магниторезистивные свойства гранулированных аморфных композитов Co FeB-SiO_n / ФММ, 2001.Т.91, №1, с.24-31.
10. Геращенко О.А, Гордов А.Н,Еремина А.К, Лах В.И, Лутчик Я.Г. и др. Температурные измерения. Справочник, Киев, наукова Думка, 1989
11. Reed R.P. Absalute Seebeck thermoelektric charasteristics – principles, significance and appli –cations. Jn: Proceedings “temperature, ist measurement and control in science and industry” V. 6, Part 1, 1992, P.503-508.

12. Bently R.E. Thermocouples in temperature measurement. CSIRO Australia. Sydney, 2002.
13. Гордов А.Н, Жагулло О.М, Иванова А.Г. Основы температурных измерений. М., Энерггеатомиздат, 1992,
14. Павлеико Т.П. Токар М.Н. Анализ и исследование свойств аморфных сплавов. ИССН 2074-272 х. Электротехника и электромеханика 2013 №5 с.
15. Кувандиков О.К. Магнитные и кинетические свойства конденсированных сплавов и соединений на основе переходных и редкоземельных металлов. Ташкент. Фан. 2009. стр.120
16. Павленко Т.П. Применение аморфных сплавов в устройствах защитного отключения. // Сб. научн. Тр. Донбасского государ. Техн. Университета.-Алчевск: Дом ГТУ.-2008ю-Вып.26.с.343-347.
17. К.Судзуки, Х.Фудзумари, К.Хасимото Аморфные металлы. –Москва «Металлургия» 1987 с-328.
18. Кудрин. А.В. Гольвономагнитные свойства ферромагнитных наноструктур (учебно – методическое пособие)
19. И.В.Золотухин, Ю.Е.Калинин. Аморфные металлические сплавы – Успехи физических наук. Том 160.вып.9. 1990г с.75-107.
20. В.А.Комаров, Д.Ю.Матвеев, Е.В.Демидов, А.Н.Крушельницкий. Гальваномагнитные свойства тонких плёнок висмута, легированного теллуром, полученных методом термического испарения в вакууме – научно-технический вестник информатсионных технологий, механики и оптики. 2013,№1(83) с.113-118
21. И.Субхонкулов, Ш.А.Хомитов. Темир гуруҳи элементлари асосидаги аморф қотишмаларнинг гальваномагнит ва магнит хоссалари. Узлуксиз таълим тизимида физикани ўқитишни такомиллаштиришнинг долзарб муаммолари мавзусидаги Республика илмий-амалий анжумани материаллари туплами 2017й 29-апрел. 147-151 бет.

22. И.Субҳонқулов, Б.Амонов, Ш.Хомитов, Г.Бакаев. Юқори температураларда аморф қотишмаларнинг магнитланиши ва уни ўлчаш усули. СамДУ Илмий ахборотнома 2017-й. 1-сон(101) 177-181 бет.