

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

**FIZIKA FAKULTETI
FIZIKA YO'NALISHI**

Umumiy fizika kafedrası

Temir-Galliy sistemasi birikmalarining yuqori temperaturada elektr xossasini
o'rganish

Malakaviy bitiruv ishi

Bajaruvchi: Temirov B.

Ilmiy rahbar: dots. Rajabov R. M.

Malakaviy bitiruv ishi Umumiy fizika kafedrasida bajarildi. Kafedraning 2016 yil
iyundagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etiladi (bayonnoma №11).

Kafedra mudiri: dots. Rajabov R. M.

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2016 yil “___” _____dagi majlisida himoya
qilindi va _____ ball bilan baholandi (bayonnoma № ____).

YaDAK raisi: _____

A'zolari: _____

Samarqand – 2016

MUNDARIJA

Kirish.....

BOB I. ADABIYOTLAR SHARHI.....

1.1 § Metallarda elektr qarshilikni hosil qiluvchi mexanizmlar.....

1.1.1 § Statik defektlardan sochilish.....

1.1.2 § Fononlarda sochilish.....

1.1.3 § Utuvchi metallarda zonalararo elektron fonon sochilishi.....

1.1.4 §. Elektronlarni elektronlarda va magnonlarda sochilishi.....

1.2. §. Ferromagnitik metallarning elektr xossalari.

1.3. §. Metallar va ularning qotishmalarining suyuq xolatga
solishtirma elektr qarshiligi.....

II BOB. O'LGHASH QURILMASI VA UNING TAVSIFI.....

2.1. Metall va ular qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligini yuqori
temperaturalarda o'lgHASH qurilmasi.....

2.2. Aylanuvchi magnit maydoni usuli.....

2.3. Aylanuvchi magnit maydoni usuliga asoslangan
qurilmaning umumiy xarakteristikasi.....

2.4. Namuna tayyorlash haqida.....

2.5. Qurilmani gradirovka qilish.....

2.6. Tajriba o'tkazishdagi xatoliklar.....

III BOB.TAJRIBA NATIJALARI VA ULARNI TAHLILI.

3.1. Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr
qarshiligini temperaturaga bog'liqligi

3.2. Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligining
konsentratsiyaga bog'liqligi.....

XULOSA.....

Kirish

Mavzuning dolzarbligi: Metallar va ularning qotishmalarining xossalari shu metall qotishmalarining ximiyaviy tarkibigagina bog'liq bo'lmay, balki uning ichki tuzilishiga, strukturalariga xam bog'liqdir. Metallarni boshqa qattiq jismlardan farq qildiradigan eng muxim fizikaviy xossasi elektr o'tkazuvchanligidir. Ammo elektr o'tkazuvchanlikning qiymati metallarni metalloidlardan (metallmaslardan) farq qildiradigan alomat bo'la olmaydi, chunki metallar garchi elektr o'tkazsa xam, ammo xar xil metallarning elektr o'tkazuvchanligi turlichadir. Elektr o'tkazuvchanlikning temperaturaga bog'liqligi elementning metallik xolatini xarakterlovchi eng muxim alomatlardan Biridir. Sof metallarning elektr o'tkazuvchanligi temperaturaning kutarilishi Bilan pasayadi. Demak, temperatura pasaygan sari elektr o'tkazuvchanlikning ortishi metal uchun xos xususiyatdir. Temperatura absolyut nolga yaqinlashgan sari metallarning elektr o'tkazuvchanligi g'oyat darajada (taxminan million Baravar) ortsa, metalloidlarning elektr o'tkazuvchanligi pasayadi.

Tadqiqot ishining maqsadi va vazifalari:

Fe-Ga sistemasiga kiruvchi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligi temperaturaga bog'liqligi yani, qattiq va suyuq holatda;

Fe-Ga sistemasiga kiruvchi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligi tarkibga bog'liqligi yani, qattiq va suyuq holatda;
o'rganishdan iborat.

Fe-Ga sistemasiga kiruvchi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligidan foydalanib temperatura koeffisientini hisoblash;

Tadqiqot obyekti: Fe - Ga sistemasiga kiruvchi Fe_3Ga , Fe_6Ga_5 , Fe_3Ga_4 va FeGa_3 . intermetallik birikmalalr

Tadqiqot predmeti: Kondensirlangan muhitlar fizikasi

Tadqiqot usuli: Metallar qarshiligini o'lchashning aylanuvchi magnit maydoniga asoslangan kontaktsiz usuli.

Tadqiqot ishining ilmiy yangiligi:

1. Fe-Ga sistemasiga kiruvchi intermetallik birikmalarning solishtirma elektr qarshiligi xona temperaturasidan to 1500°C gacha qattiq va suyuq holatni qamrovchi temperatura oraligida eksperimental o'rganildi;
2. Fe-Ga sistemasiga kiruvchi intermetallik birikmalarning solishtirma elektr qarshiligi tarkibga bog'liqligi o'rganildi ;

Tadqiqot ishining ilmiy-amaliy ahamiyati:

Olingan natijalar temir guruhi metallarining nomagnit metallar bilan intermetallik birikmalarini elektr otkazuvchanligi tabiatini tushuntirishda qo'llanilishi mumkin.

Malakaviy bitiruv ishining strukturasi: Malakaviy bitiruv ishi kirish, uchta bob, xulosalar, va adabiyotlar ruyxatidan iborat bo'lib ____ betdan iborat.

I BOB. ADABIYOTLAR SHARHI.

1.1§ Metallarda Elektr qarshilikni hosil qiluvchi mexanizmlar.

Metallarning kinetik xossalarini tahlil qilishda asosiy e'tibor zaryad va energiya tashuvchilarning xarakteri va ularning kristall panjarada sochilish mexanizmiga qaratiladi. Haqiqatan ham birinchi yaqinlashishda sochilish mexanizmlari bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda solishtirma qarshilikka adittiv ulush beradi. Chuqurroq tahlil qilsak ularning o'zaro ta'siri ham hisobga olinadi. Ma'lumki [1-4], elektr tokini qarshiligi kristall panjaraning translyatsion simmetriyasining burilishiga asoslangan bo'lib, oqibatda metallning elektr qarshiligini quyidagi yig'indi shaklida ifodalash mumkin:

$$\rho = \rho_i + \rho_{e-ph} + \rho_{ee} \quad (1.1)$$

Bu yerda ρ_i , ρ_{e-ph} , ρ_{ee} -lar mos ravishda elektronlarning kristallning statik defektidan, fononlardan va elektronlardan sochilishiga asoslangan.

1.1.1 § Statik defektlardan sochilish.

Statik defektlar bir o'lchamli (vakansiyalar) tugunlar aro joylashgan atomlar, qo'shimcha kiritilgan yoki qo'shilgan atomlar, ikki o'lchamli (dislokatsiyalar) va uch o'lchamli (vakansiyalar) va hokazolar to'plamidan iborat bo'lishi mumkin. Nuqtaviy defektlarning uncha katta bo'lmagan konsentratsiyasida hosil qilgan qarshiligi (yoki qo'shimcha qarshiligi) ularning konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional bo'ladi, ya'ni:

$$\rho = \rho_m + \Delta\rho = \rho_m + A \cdot C \quad (1.2)$$

Bu yerda ρ_m – matritsalar qarshiligi, $\Delta\rho$ – qo'shimcha qarshilik, C – nuqtaviy defektlar konsentratsiyasi, A – o'zgarmas son bo'lib, nuqtaviy defektlarning sochilish kesimidan bo'g'liq. Toza metallarda erish temperaturasiga yaqinlashganda

vakansiyalarning termik muvozanati ta'siri sezilarli bo'lib, ularning konsentratsiyaning temperaturaga bog'liqligi quyidagicha bo'ladi:

$$C=B \cdot \exp(E_B/kT) \quad (1.3)$$

Bu yerda E_B -vakansiyalar hosil bo'lish energiyasi, k -bolsman doimiysi.

Primesli nuqtaviy defektlar uchun sochilish kesimi matritsalar atomlarining va primeslar z – valentligidan bog'liq bo'lib, qo'shimcha qarshilik quyidagicha ifodalanadi:

$$\Delta\rho=a+bz \quad (1.4)$$

Bu yerda a va b lar metall va primesning davriy sistemadagi qatoridan bog'liq bo'lgan o'zgarmas sonlardir. Yuqoridagi kattalik bilan aniqlanadigan solishtirma qarshilik Laplas qoidasi deyiladi. Chegaralangan temperatura oralig'ida (1.4) ifodadagi A kattalik temperaturaga bog'liq bo'lmagani uchun, $\frac{d\rho}{dt}$ ya'ni qarshilikning temperaturaga bog'liqligi primes konsentratsiyasiga bog'liq bo'lmaydi.

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{d\rho_{e-ph}}{dt} + \frac{d\rho_{ee}}{dt} \quad (1.5)$$

A va B metallarda o'zaro hosil qilingan qattiq eritmalarda qo'shimcha qarshilik parabolik qonuniyat bilan o'zgarishi kuzatiladi.

$$\Delta\rho=C(1-C)$$

Bu yerda C va $(1-C)$ lar mos ravishda A va B elementlarning konsentratsiyasi.

Shuni aytish kerakki, metallning toza bo'lishi uchun uning qoldiq qarshiligi

ρ_i uchun quyidagi shart bajarilishi $\rho_i \neq \rho_{4.2K}$ kerak. Ko'pchilik hollarda metallning tozalik darajasini aniqlashda uning xona temperaturasidagi qarshiligini geliy temperaturasidagi qarshiligiga nisbati bilan aniqlanadi:

$$r = \frac{\rho_{293K}}{\rho_{4.2K}}$$

Yetarlicha toza deb hisoblanadigan metallarda bu nisbat 10^2 tartibda monokristallar uchun 10^5 tartibda bo'ladi.

Solishtirma elektr qarshilikka dislokatsiyalar ulushi temperaturaga bog'liq emas va ularning konsentratsiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$P_d = A \cdot N_d \quad (1.6)$$

Bu yerda N_d -dislokatsiyalar konsentratsiyasi, $A=5 \cdot 10^{-9} \text{ Om} \cdot \text{sm}$ intervalda yotuvchi koeffisient.

Plastik deformatsiyaning solishtirma elektr qarshilikka ta'sirini past temperaturalarda o'rganish qulay. O'rtacha va yuqori temperaturalarda yetarlicha toza kristallarda ularning ulushi 1% dan ham kam bo'lib, uni hisobga olmasa ham bo'ladi. Faqat metallarning faza o'tish nuqtalaridagi xossalarini o'rganishda sezilarli bo'lishi mumkin.

1.1.2 § Fononlarda sochilish.

Bu sochilish mexanizmi adiabatik yaqinlashishda qaraladi. Uning ma'nosi sistemaning elektron holati panjaraning tebranish holatidan bog'liq bo'lmay, har bir podsistema to'la energiyaga bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda ulush beradi.

Bunday yaqinlashishda elektronlarning to'lqin funksiyasi ionlarning koordinatasidan bog'liq bo'ladi. Adiabatik yaqinlashishning qo'llanilish chegarasi quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$\frac{h}{kT} \prec \tau \quad (1.7)$$

Bu yerda τ - elektronlarning relaksatsiya vaqti. Bu munosabat metallar uchun yuqori temperaturada juda yaxshi bajariladi. Noelastik prinsipiga ko'ra oddiy yaqinlashishda kinetik hodisalar nazariyasini qo'llashda quyidagi ifodadan foydalaniladi:

$$K_F \Lambda_e > 1 \quad (1.8)$$

Bu yerda K_F Fermi elektronlarining to'lqin vektori moduli. Λ_e -ularning erkin chopish yo'li. Bu munosabatga Landau Pauli kriteriyasi deyiladi. Ko'pchilik tadqiqotlar ko'rsatadiki, yuqori temperaturalarda qayd qilingan kattaliklar o'tuvchi metallarning kinetik, xossalriga sezilarli ta'sir qiladi.

Yuqori temperaturalarda elektronlarning kristall panjara bilan o'zaro ta'sirida sochilishida asosan bo'ylama fononlar asosiy rolni o'ynaydi [5,6]. Metallarda bo'ylama fononlarning ulushi Fermi sirtida sezilarli sabab bo'lib, sferik ko'rinishdan farq qiladi.

Elektr o'tkazuvchanlik tok zichligi bilan quyidagicha bog'langan bo'lib,

$$J = \int e v_k f_k dk \quad (1.9)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda f_k - to'lqin vektori fazasida elektronlarning taqsimot funksiyasi. v_k - elektron tezligi. Kinetik koeffisientlarni aniqlashda ikkita ketma-ket elektronlarning kristall panjara deffektlari bilan yoki , elektron fonon o'tishlari uchun ketadigan vaqt intervali, ya'ni relaksatsiya vaqti τ dan foydalaniladi. Umumiy holda relaksatsiyada vaqti anizotrop bo'lib, turli kinetik hodisalar uchun elektr o'tkazuvchanlik quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\sigma = \left(\frac{e^2}{4\pi^3 \hbar} \right) \int_{S_f} \tau(k) v_k dS_f \quad (1.10)$$

Bu yerda S_f - Fermi sirtining yuzi.

Yuqori temperaturalarda (ya'ni Debay temperaturasidan yuqorida) relaksatsiya vaqti izotrop deb olinadi, u holda elektr o'tkazuvchanlik quyidagicha ko'rinishga keladi.

$$\sigma = \left(\frac{e^2}{4\pi^3 \hbar} \right) \int_{S_f} v dS_f \quad (1.11)$$

Anizotrop kubik bo'lmagan kristallar uchun elektr qarshilik anizotropiyasi bosh kristallografik yo'nalishi bo'ylab yunalib, anizotropiyaning Fermi xarakteristikalarini aniqlanadi. Geksogonal strukturalar uchun:

$$\frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} = \int_{S_f^{\parallel}} v_f dS_f / \int_{S_f^{\perp}} v_f dS_f \quad (1.12)$$

Bu yerda $S_f^{\parallel}$ va $S_f^{\perp}$ geksogonal o'qida Fermi sirtining parallel va perpendikulyar tashkil etuvchilari hisoblanadi.

Metallar elektr qarshiligini temperaturaga bog'liqligini hisoblashda fonon spektri uchun Debay moduli va sferik Fermi sirti modelidan foydalaniladi. Ushbu modellarni qo'llash natijasida kubik kristallar elektr qarshiligi uchun Blox-Grunayzerlar quyidagi formulani chiqarishgan:

$$\rho = 4\rho_{\theta_d} \left(\frac{T}{T_D} \right)^5 I_5 \left(\frac{\theta_D}{T} \right) \quad (1.13)$$

Bu yerda ρ_{θ_d} - berilgan metallning Debay temperaturasidagi qarshiligi

bo'lib, o'zgarmas kattalik. $I_5 \left(\frac{\theta_D}{T} \right) = \int_0^{\theta_D/T} \{ x^5 dx / [(e^x - 1)(1 - e^{-x})] \} -$

Kinetik integral. ρ_{θ_d} kattalik quyidagi ifoda bilan ham aniqlanadi:

$$\rho_{\theta_d} = 4\pi \hbar^3 R_D / (4e^2 M Z K \theta_D) \quad (1.14)$$

Bu yerda M- ion massasi, z-atomdagi elektronlar soni, $R_D = (3\pi^2 \hbar)^{1/3}$ - Debay sferasi radiusi. Past temperatura oblastida $I_5 \theta_D T^{-1} \rightarrow 124.4$ ga teng bo'lib, past temperaturalarda elektr qarshilikning fonon elektron ulushi $\rho = 497.6$, $\rho_{\theta_d} \left(\frac{T}{\theta} \right)^5$,

yuqori temperatura oblastida esa $I_5(\theta_D T^{-1}) \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\theta}{T} \right)^4$ ga teng bo'lib, solishtirma elektr qarshilik:

$\rho = \rho_{\theta_D} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)$ ga ega bo'ladi. chunki $\theta_D = \text{const.}$ ρ_{θ_D} koeffitsient kristallning termik

koeffitsientini hisobga olish qa'bul qilingan; ya'ni:

$$\theta_D = \theta_D^0 (1 - \beta \gamma T) \quad (1.15)$$

Bu yerda $\theta_D^0 - T = 0^\circ \text{K}$ dagi Debay temperaturasi, β -hajmiy kengayishning termik koeffitsienti, γ -Grunayzer koeffitsienti.

Debay temperaturasining kamayishi solishtirma elektr qarshilikni oshishga olib keladi.

1.1.3 § Utuvchi metallarda zonalararo elektron fonon sochilishi.

O'tuvchi metallarda zonalararo sochilish mexanizmi Mott tomonidan taklif etilgan bo'lib, Vilson tomonidan tajribalarda tasdiqlangan. Bunda asosan d-o'tuvchi metallarda S-jentronlarni d-polosada sochilishi haqida so'z boradi. Chunki d-polosa kengligi yetarlicha qisqa bo'lib, elektron holatlar zichligi yuqori bo'ladi, ya'ni S elektronlarni fononlar bilan to'qnashgandan so'ng d-polosaning bo'sh holatiga o'tishi oson kechadi. Shuning uchun bu holat elektronlarning effektiv massasini va umumiy elektr qarshilikni oshishiga olib keladi. Yuqori temperaturalarda o'tuvchi metallarning kinetik xossalarini hisoblashda poluemperik usuldan ham foydalaniladi. Bu usul yordamida tajribada olingan natijalar asosida zoka struktura parametrlari hisoblanadi. Bu metod doirasida, izoenergetik sirt uchun solishtirma o'tkazuvchanlikni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\sigma(\epsilon) = N^3(\epsilon) \tau(\epsilon) m^{*-1} \quad (1.16)$$

Bu yerda $N(\epsilon)$ – elektron holatlarning zichligining energiyaga bog'liqligi, m^* -effektiv massa, $\sigma(\epsilon)$ -ifoda orqali o'tkazuvchanlik koeffisientlari aniqlanib, relaksatsiya vaqti hisobga olinsa elektr o'tkazuvchanlik:

$$\sigma_{s-d} = e^2 M_0 \quad (1.17)$$

$$M_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial f_0}{\partial \eta} \eta^n \sigma(\eta) d\eta \quad (1.18)$$

n-butun son. $n=0$,

$$\eta = \frac{\epsilon - \epsilon_K}{RT} \quad (1.19)$$

Paramagnit o'tuvchi metallning magnit qa'bul qiluvchanligi va elektr o'tkazuvchanligi temperaturaga bog'liqligiga qarab “minus” va “plyus” guruhga bo'linadi. Birinchi guruhga skandiy, vanadiy, marganes, palladiy, platina; ikkinchi guruhga xrom, iridiy, radiylar kiradi. “Plyus” guruhiga kiruvchi metallarda magnit qa'bul qiluvchanlik temperatura ortishi bilan ortadi, minus guruh metallarida aksincha kamayadi. Mos ravishda $\frac{\partial^2 P}{\partial T^2} > 0$, ikkinchi guruh uchun $\frac{\partial^2 P}{\partial T^2} < 0$ bo'ladi.

Kinetik xossalarning bunday o'zgarishi elektron holatlarning zichligi bilan bog'liq bo'lib, “minus” guruhi metallarida uning qiymati katta bo'lib, Fermi sirti $N(\epsilon)$ maksimum yaqinida yotadi. Debay temperaturasi yaqinida yuqoridagi ifodani qatorga yoysak:

$$\rho_{s-d} = AN(\epsilon) \theta_D^{-2} T \left\{ 1 - \left[\frac{\pi^2}{6} (KT)^2 (3N_1^2 - N_2) \right] \right\} \quad (1.20)$$

$$N_1 = \frac{1}{N(\epsilon)} \frac{\partial N(\epsilon)}{\partial \epsilon} \Big|_{\epsilon=\epsilon_F}$$

$$N_2 = \frac{1}{N(\epsilon)} \frac{\partial^2 N(\epsilon)}{\partial \epsilon^2} \Big|_{\epsilon=\epsilon_F} \quad (1.21)$$

1.1.4 §. Elektronlarni elektronlarda va magnonlarda sochilishi.

Tadqiqotlar ko'rsatadiki, normal elektron-elektron o'zaro ta'sir jarayoni elektr qarshilikka ulush bermaydi. Normal metallarda elektron-elektron o'zaro ta'sir , ya'ni Kulon sochilish kuzatilib, xona temperaturasida ularning ulushi 0,1% ni tashkil qiladi. Past temperaturalarda $\rho_{ee} \sim T^2$, $\rho_{e-ph} \sim T^5$ to'g'ri proporsionaldir.

O'tuvchi metallarda zonalararo elektron-elektron sochilish jarayoni tok tashuvchilarning effektiv massasini o'zgarishi tufayli yuz berishi mumkin.

O'tuvchi metallarda uning tartibi normal metallardagiga qaraganda $(\frac{v_s}{v_d})^2$ marta oshadi. Bu yerda v_s va v_d -lar mos ravishda yengil – s va og'ir d-tok tashuvchilar tezligi. Magnit tartiblangan metallarda past temperaturalarda, magnit tartibning tuzilishiga olib keluvchi sochilish yuz beradi. Bu sochilishni tushuntirish uchun ikki xil yondoshuv mavjud. Ulardan biri Mottning zonalar mexanizmi bo'lib, ichki magnit maydonida d-kovaklar zonasining kengayishiga va magnit tartiblanishida spinlar bir-biriga nisbatan almashishi natijasida podzonalarni siljishi kuzatiladi. Bunday qutblanish d-kovaklar holat zichligini o'zgartirishga olib kelib, natijada S elektronlarning sochilishi yuz beradi. Bunday sochilish mexanizmi bilan bog'liq bo'lgan qarshilik magnitlanish bilan aniqlanadi:

$$\rho_m = \rho_{s-d} \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{M}{M_0} \right)^{\frac{1}{3}} + \left(1 + \frac{M}{M_0} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \quad (1.22)$$

Bu yerda M-o'rtacha magnitlanish. Magnit tartibsizlanish nuqtasidan (T_k) yuqorida magnitlanish $M=0$, va (1.22) ifodaga asosan qo'shimcha qarshilik ρ_m Mott qarshiligi ρ_{s-d} ga teng bo'ladi.

Kyuriy temperaturasidan past temperaturalarda solishtirma elektr qarshilikning kamayishi kuzatiladi. Demak metallarda magnit tartiblangan holatda solishtirma

elektr qarshilikning temperaturaga bog'liqligi $\frac{\partial \rho}{\partial T} > 0$, yuqori temperaturalarda esa $\frac{\partial \rho}{\partial T} \leq 0$ bo'ladi. Ikkinchi yondoshuv Kasuya va boshqalar tomonidan taklif qilingan bo'lib, ular lokallashgan d elektronlarning magnit momentida sochiladi. Yuqori temperaturalarda (Kyuriy temperaturasidan pastda) qo'shimcha qarshilik quyidagicha ko'rinishga ega:

$$\rho_m A \left[\frac{1}{2} \langle (S + S_+)(S - S_+ + 1) \rangle \frac{R_m}{KT} \left(\exp \frac{R_m}{KT} - 1 \right)^{-1} + \frac{1}{2} \langle (S - S_+)(S + S_+ + 1) \rangle \frac{R_m}{KT} \left(1 - \exp \frac{R_m}{KT} \right) \right] \quad (1.23)$$

Bu yerda A-o'zgarmas, kristallning parametrlari bilan aniqlanadi. S-kristall panjara tugunlaridagi spinlarning maksimal proyeksiyasi. R_m -molekulyar magnit doimiysi. Solishtirma elektr qarshilikning magnit ulushi Kyuriy temperaturasigacha oshib borib, $T=T_c$ bo'lganda

$$\rho_m = \frac{A}{2} S(S+1) = D \quad (1.24)$$

Ga teng bo'ladi va so'ngra temperaturaga bog'liq bo'lmaydi.

Shunday qilib, Kyuriy temperaturasidan yuqori temperaturalarda metallning umumiy qarshiligini temperaturaga bog'liqligi

$$\rho = \rho_{e-ph} + \rho_m = AT + D \quad (1.25)$$

bo'lib, $\frac{\partial \rho}{\partial T} = 0$ bo'ladi. Bu kattalik qarshilikni fonon va magnit tashkil etuvchilarga ajratish imkonini beradi. Magnonlarda sochilish kuchli almashinuv o'zaro ta'sirga ega bo'lgan nomagnit o'tuvchi metallarda (mis, aktinoidlar, palladiy, platina) kuzatilib, bularga magnit o'zaro ta'sir energiyasi magnit tartiblanish hosil qilish uchun yetarli bo'lmasada, ichki kuchli magnit o'zaro ta'sir spinlarning korrelyatsiyasidan, ularning fluktuatsiyasi S-elektronlarni qo'shimcha spin sochilishiga olib keladi. Milsonlar ko'rsatdiki, d elektronlar paramagnon zona

kengligi kT ga teng bo'lib, ularda S-elektronlarning sochilishi tufayli hosil bo'ladigan qarshilik ulushi:

$$\rho_{e-ph} = \rho_{\infty} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\chi_0 I - \frac{4}{3} \xi^2 \right) (T_{Fd} / T) \right] \quad (1.26)$$

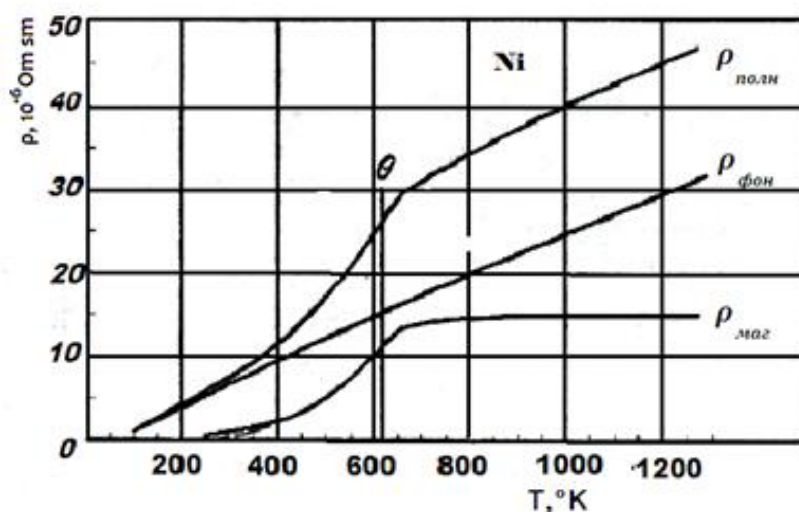
Bu yerda ρ_{∞} – to'yinishdagi solishtirma elektr qarshilik, ya'ni $T \rightarrow \infty$ $\chi_0 - T = 0$ magnit qa'bul qiluvchanlik. I-Stoner almashinuv faktori $\xi = \frac{K_{Fd}}{K_{Fs}}$ Tor d zona va keng S-zonalarning Fermi to'lqin soni, T_{Fd} -d zonaning Fermi temperaturasi.

1.2. Ferromagnitik metallarning elektr xossalari.

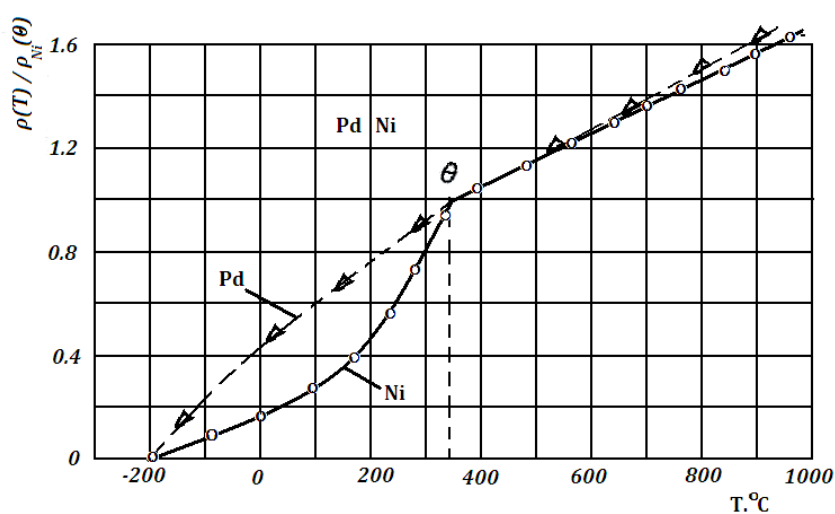
Ferromagnit, antiferromagnit metallar va ularning qotishmalarining elektr, magnit, galvanomagnit, termojektor va boshqa kinetik xossalari bir qator muhim xususiyatlarga ega. Birinchidan bu xossalarning barchasi anomal temperaturaviy bog'lanishga ega. Ko'pchilik hollarda Kyuriy yoki Neel temperaturasida bu kinetik xossalarning, masalan elektr o'tkazuvchanlik, temperatura yoki issiqlik o'tkazuvchanlik va hokazo. Temperatura koefitsientining o'zgarishida maksimum yoki minimum kuzatiladi. Bu esa ushbu hodisalarning ferromagnitliklarning spontan magnitlanishidan bog'liqligini tasdiqlaydi. Ikkinchidan bu effektlarning kattaligi kristallning magnitlanish oriyentatsiyasiga va ularning konsentratsiyasi turli magnit fazalarda ferromagnitliklarning hajmi bo'yicha taqsimotiga, ya'ni natijaviy magnitlanishga bog'liq bo'ladi. Sifat jihatdan misol sifatida kinetik hodisalardan elektr o'tkazuvchanlikni qarab chiqamiz. Quyidagi 1.1-jadvalda o'tkinchi d va f metallarning xona temperaturasidagi solishtirma elektr qarshiligi keltirilgan [5].

Jadvalda keltirilgan natijalarga asosan quyidagicha xulosalar qilish mumkin: Jadvaldan ko'rinib turibdiki, siyrak yer metallarining solishtirma elektr qarshiligi qiymati normal bir valentli metallarga (Cu, Ag, Au) qaraganda sezilarli katta.

d-qavat to'lganidan so'ng , solishtirma elektr qarshilikning sakrab kamayishi kuzatiladi. Bunga misol qilib, Ni dan Cu o'tishni aytish mumkin. Chunki nikel uchun (7,04 mkOmm), mis uchun (1,55mkOmm). Xuddi shunday Pd dan Ag ga (10,6-1,47 mkOmm) Pt dan Au ga (10,32-2,01 mkOmm). Shunga o'xshash solishtirma elektr qarshilikning sakrab o'zgarishi d-qator yaxshilanishida masalan, Ca dan Sc da (4,3 → 73,0 mkOmm) Sr dan γ ga (24,8-64,6mkOmm ga) Ba dan La ga (60-82mkOmm ga) Vb dan Lu da (33-62mkOmm) kuzatiladi.



1.1 rasm. Ni metalining solishtirma qarshiligining temperaturaga bogliqligi



1.1 rasm. Ni va Pd metalining nisbiy solishtirma qarshiligining temperaturaga bog'liqligi

Utkinchi d va f metallarning harakat tempirato'rasidagi solishtirma elektr
qarshligining natijalari

1.1 jadval

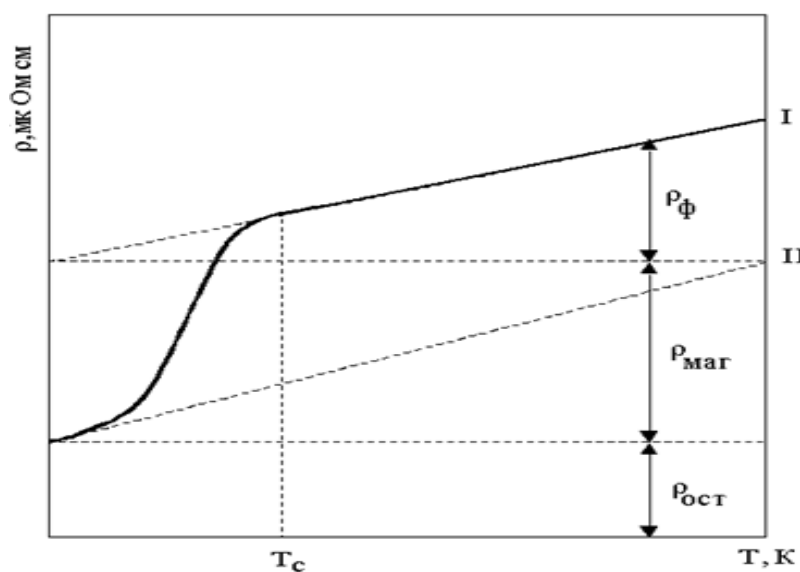
Metallar- niki	Elementlar va ularning tartib nomeri	$\rho * 10^{-10}$ Om*sm	Metallar	Elementlar vaularning tartib nomiri	$\rho * 10^{-6}$ Om *sm
3d	Ca 20	4,3	4 f	La 57	82
	Sc 21	73,0		Ce58	93
	Tr 22	45,7		Pv59	68
	V 23	22,9		Nd60	81
	Cr 24	12,9		Sm62	92
	Mn 25	144		Er63	83
	Fe 26	10,2		Gd64	132
	Co 27	5,89		Tb65	122
	No 28	7,04		Dy66	96
	Cu 30	1,55		Ho67	80
	Sv 38	24.8		Er68	86
	Y 35	64,6		Tm69	77
	Zr 40	47,4		Yb70	33
	Nb 41	14,9		Lu71	62
4d	Mo 42	5,55		Ta73	33,6
	Te 43	18,4		W74	13,1
	Ru 44	7,40		Re75	5,38
	Rh 45	7,79		Os76	18,9
	Pd 46	10.6		Iv77	9,22
	Ag 47	1,47		Pt78	5,10
	Ba 56	24,2		Au79	10,32
					2,01

1.3. Metallar va ularning qotishmalarining yuqori haroratdagi solishtirma qarshiligi

Qattiq holat: Yuqorida aytib o'tilganidek o'tish guruhi metallaridagi ko'chish hodisasining o'ziga xosligi d-elektronlarning mavjudligi bilan bog'liq. d-elektronlar tok tashuvchilar yoki sochilish manbai sifatida faol namoyon bo'lishi mumkin. Birinchi holda biz effektiv massasi katta bo'lgan qo'shimcha tok tashuvchilarga ega bo'lamiz (tor d-polosa). Ikkinchi holda odatda d-elektronlarning spin zichliklari fluktatsiyasining ta'sirida paydo bo'luvchi spin bir jinsli emaslik yoki spin to'lqinlari qarab chiqiladi. Shunday qilib, sodda qo'polsifat modelida (Mattisen qoidasiga ko'ra 1.1-rasm) o'tish guruhi metallarining elektr o'tkazuvchanligini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_d$$

$$\sigma_{pol}^{-1} = \rho_{pol} = \rho_{oct} + \rho_{mag} + \rho_{phon} \quad (1.22)$$



1.3.-rasm. Haroratning solishtirma qarshilik bilan bog'lanishi [6]

Bu yerda, ρ_{oct} - qoldiq solishtirma qarshilik bo'lib, kristall panjaradagi nuqson bilan bog'liq va eksperimental usulda nolinch haroratga ekstrapolyatsiyalash yo'li bilan aniqlanadi. ρ_{phon} - qarshilikning fonon tashkil etuvchisi bo'lib, o'tkazuvchanlik elektronlarining fononlardan sochilishidan paydo bo'ladi va namunaning solishtirma elektr qarshiligidan qoldiq va magnit qarshilikni oshirish yo'li bilan aniqlanadi.

ρ_{maz} -solishtirma qarshilikning magnit tashkil etuvchisi namunaning solishtirma qarshiligidan ρ_{foh} va ρ_{ocm} ning yig'indisini ayirish yo'li bilan topilishi mumkin. Motta sochilishda qobiq ichidagi o'tishlardan tashqari qobiqlar orasidagi s-d o'tishlar muhim rol o'ynaydi deb faraz qildi (Mottaning s-d o'tish modeli). Bunda aynan s dan d ga o'tish sezilarli ahamiyatga ega bo'ladi.

$$\text{Shunday qilib, } \rho_s = \rho_{ss} + \rho_{sd} \quad \rho_d = \rho_{dd} + \rho_{ds} \approx \rho_{dd}$$

Ko'pgina eksperimental ishlarda Motta modeli asosida o'tish guruhi metallarida qarshilikning konsentratsiyaga bog'liqligi tushuntiriladi [5]. Jumladan, paramagnit metallar ionlarining d-qobiqlari qotishmaning boshqa komponentlari atomlari hisobiga to'lishida qarshilik sezilarli kamayar ekan. Buni s-d o'tishlarning miqdori kamayishi bilan tushuntirish mumkin.

Motta modeli doirasida miqdoriy hisoblashlarni bajarishda jiddiy qiyinchiliklar paydo bo'ladi. Masalan: past haroratlarda elektronlarning sochilishida asosan kichik kvazi impulsli fanonlar ishtirok etadi $q \sim \frac{k_B T}{\hbar c} \sim 10^6 \text{ sm}^{-1} / K$ (bu yerda c-yorug'lik tezligi). s-d o'tishlar uchun kvazi impulsning saqlanish qonuni bajarilishi mumkin emas, chunki Fermi sirtidagi nuqtalarning ko'pchiligida talab qilinadigan sochilish impulsning minimal qiymati $\Delta k_{sd} = k_{sF} - k_{dF} \sim 10^8 \text{ sm}^{-1}$. Bu esa $T < 100 \text{ K}$ bo'lganda s-d o'tishlarning tez (eksponensial) kamayishi boshlanishini bildiradi.

Yuqori haroratlarda s-d o'tishlarning qarshilikka qo'shayotgan hissasi quyidagicha ko'rinishda bo'ladi:

$$\rho_{sd} = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} \frac{M_s^{1/2} M_d}{e^2 n} \frac{3\pi^3 (E_F^s)^{3/2}}{m a_0 \theta_D^2} T \left(1 - \frac{\Delta k_{sd}}{q_D} \right) \quad (1.23)$$

M_s va M_d mos holda s va d elektronlarning nisbiy magnitlanganligi, Θ_D -Debay harorati. Bu formula yuqori haroratlarda o'tish guruhi metallari qarshiligi miqdorining to'g'ri tartibini beradi. Qarab chiqilgan mexanizmlardan tashqari paramagnitlar uchun harakterli bo'lgan tok tashuvchilarning spin tartibsizlikdan sochilishidan iborat bo'lgan d-elektronlarning elektr qarshiligiga ta'siri hisoblanadi.

Bu mexanizm o'tish guruhining magnit metallarida solishtirma qarshilikning magnitlanganlikka bog'liqligini tushuntirishda muhim rol o'ynaydi. Nazariyaning boshlang'ich nuqtasi sifatida bu yerda odatda s-d almashinuv modelidan foydalaniladi. s-d almashinuv modelida tok tashuvchilarning lokallashtgan momentlar bilan ta'sirlashuvi hisobga olinadi. Ya'ni bu model faqat yaxshi lokallashtgan d-elektronlar holi uchun qo'llanilishi mumkin, biroq lokal momentlar yoki rivojlangan spinning fluktuatsiyalarini kollektivlashgan d-elektronlar tizimida ham mavjud bo'lishi mumkin. Demak, spinning s-d almashinuv modeli bu vaziyat uchun to'g'ri sochilish ehtimoli va qarshilik s-d almashinuvining Gamelton funksiyasining matritsali elementlari bilan aniqlanadi. Yuqori haroratda sodda yaqinlashishda natija quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$\rho_m = \frac{3\pi}{2} \frac{m}{ne^2} \frac{I^2 S(S+1)}{\hbar E_F} (1 - \bar{M}^2) \quad (1.24)$$

Bu yerda I-s-d almashinuv parametri, s-elektronning spini, e-elektron zaryadi, n-tok tashuvchilarning konsentratsiyasi, m-elektronning massasi, E_F -Fermi energiyasi, η -Plank doimiysi, $\bar{M}$ -nisbiy magnitlanganlik.

Suyuq holat: Suyuq holatdagi solishtirma qarshilikning nazariy bahosi Faber-Zayman-Evans modeli doirasida t-matritsali yaqinlashish bilan tushuntiriladi. Bunda foydalanilgan hisoblash formulasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi [7]

$$\rho = \left(\frac{12\pi\Omega_0}{g_F^2} \right)^{2\kappa_F} \int_0^{\kappa_F} \left(\frac{q}{2\kappa_F} \right)^3 d\left(\frac{q}{2\kappa_F} \right) |T|^2 \quad (1.25)$$

$$T^2 = a(q) |t(E_F, q)|^2$$

Bu yerda Ω_0 - suyuqlikning atom hajmi, g_F -Fermi tezligi; κ_F - elektronning to'liq soni bo'lib $\kappa_F^3 = \frac{3\pi^2 Z}{\Omega_0}$ munosabat bilan aniqlanadi, bu yerda

Z - metallning effektiv valentligi, $a(q)$ - struktura faktori. $|T|^2$ matritsa o'zida t-matritsali formfaktorini aks ettiradi va bu birlamchi yaqinlashishda ionlarning dinamik xossalariga bog'liq bo'lgan struktura faktori $a(q)$ ning elektron ta'sirlashuvini tavsiflovchi t-matritsali formfaktor $|t(E_F, q)|^2$ ga ko'paytmasi

shaklida aniqlanishi mumkin. $\left(\frac{q}{2k_F}\right)^3$ had suyuqlikning yacheyka hajmidagi yagona potentsiali ta'sirida elektronlarning k_F holatdan k'_F holatga sochilishini tavsiflaydi va quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$t(E_F, q) = -\frac{(2\pi)}{\Omega_0(2E_F)^{1/2}} \sum_e (2l+1) \sin \eta_e \exp(i\eta_e) P_e(\cos \theta) \quad (1.26)$$

Bu yerda $q = k'_F - k_F$; η_e - Fermi energiyasining fazaviy siljishi E_F ; P_e - Lejandraning odatdagi polinomi. Solishtirma qarshilikning harorat oshishi bilan ortishini struktura faktori $a(q)$, ($q=2k_F$) ning tez o'sishi bilan tushuntirish mumkin. η ning fazaviy siljishini hisoblash uchun zarur bo'lgan kattalikni [4] ishda tasvirlangan uslub bilan baholash mumkin. (1.25) formula Evans tomonidan ko'rsatib o'tilgan. Binar qotishmalar holi uchun qo'llaniladi [8]. Bunda $|T|^2$ quyidagi munosabat bilan boriladi:

$$|T_{cni}|^2 = C_i |t_i|^2 [1 - C_i + C_i a_{ii}(q)] + C_j |t_j|^2 [1 - C_j + C_j a_{jj}(q)] + C_{ij} (t_i^* t_j + t_i t_j^*) [a_{ij}(q) - 1] \quad (1.27)$$

Bu yerda t_i va t_j - qotishmaning ikkita komponentning matritsalar, C_i va C_j mos ravishda ularning konsentratsiyalari. Parsial struktura faktorlari odatdagi shaklda aniqlanadi. Solishtirma qarshilikni (1.25, 1.26, 1.27) formula bilan hisoblash yacheyka xilidagi potentsialni aniqlashdan boshlanadi. Barcha suyuq metallar uchun yacheyka xilidagi potentsiallar Muxopodkaya va boshqalarning uslubi bilan topiladi [9]. Atomli konfiguratsiyalarga ham asoslangan effektiv valentlik Z ning kattaliklari sezilarli darajada qattiq holatga mos keladi. Qotishmalarning solishtirma qarshiligini (1.24) tenglama bilan hisoblash uchun t_i va t_j matritsalarini, porsial struktura qiymatlari va Fermining to'lqin sonlarini bilish zarur. Binar qotishmalar uchun porsial struktura faktorlari [10] ishda keltirilgan. Bu modelga ko'ra toza suyuq nikelning solishtirma qarshiligi o'tkazuvchanlik zonalarida yotuvchi d-holatdagi o'tkazuvchanlik elektronlarining rezonans sochilishi bilan aniqlanadi.

II BOB. O'LCHASH QURILMASI VA UNING TAVSIFI.

2.1. Metall va ular qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligini yuqori temperaturalarda o'lchash qurilmasi.

Hozirgi vaqtda elektr qarshilikni o'lchash usullari fizikaviy jihatdan farqlanganligi kabi texnik va konstruksion jihatdan ham farqlanuvchi o'lchashning xilma-xil turlari mavjud. Ayniqsa ular orasida ikkita grupp bir – biridan farqlanib turadi. Bu usullar kontaktli va kontaktsiz usullardir. O'lchashning aniqligi bo'yicha ta'riflangan usullar quydagi tartibda joylashishi mumkin .

1. Kontaktli usul.
2. Kontaktsiz usul.

Kontakt usulida suyuq metallarning solishtirma elektr qarshiligini o'lchash.

Kontakt usulida suyuq metallarninigi solishtirma elektr qarshiligini o'lchash Om qonuniga bo'ysinadi . Suyuq metaldan yasalgan uzunligi L ko'ndalang kesim yuzasi S bo'lgan o'tkazgichning belgilangan kesimidagi elektr qarshiligi R_x o'lchanadi [11].

$$\rho = L / \sigma = S * R_x / L \quad (2.1.)$$

Bu ifodadan metallarning solishtirma solishtirma elektr qarshiliginining ma'nosi kelib chiqadi .

O'zaro bog'lanishning ichki chiziqlariga ega bo'lgan o'lchanayotgan namunaning eng qulay formasi bu silindr hisoblanadi. Berilgan namunaning o'lchamlari yachaykaning yirik yuzali kanalining ma'lum uzunlikdagi o'zgarish bilan yoki simobning elektr qarshiligi bo'yicha o'zgaradi . O'tkazgichning va ayniqsa uning diametri o'lchamlarining yuqori aniqlikda bo'lishi kerak .

O'tkazgichning elektr qarshiligini aniqlash uchun elektr o'zgarishini o'lchovchi turli xil sxemalari xisoblanadi qo'llaniladi .

Shulardan eng soddalari voltmetr – ampermetr sxemalari xisoblanadi .

Jumladan vol'tmetr yordamida o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish tushuvi ampermetr yordamida esa tok kuchi o'lchanadi. Om qonuning ifodasidan quydagi munosabat kelib chiqadi.

$$R_X = U_X / I \quad (2.2)$$

Bu usulning aniqligi ($\leq 1\%$) ga teng yoki kichik bo'lgan tipdagi asboblarda xisoblanadi. Juda aniq o'lchashlar o'tkazish uchun yana kompensatsion usul xam qo'llaniladi. Bu usul o'ziga etalon qarshiligini qo'shgan xolatda potentsiometr yordamida U etalondagi va U_X o'tkazgichdagi kuchlanish tushuvini o'lchaydi. Elektr qarshiligini xisoblash usuli quydagi formulada qo'llaniladi.

$$R_X = U_X * R_e / U_e \quad (2.3)$$

Elektr qarshiligini aniqlash uchun yana oddiy Uiton ko'prigi yoki Tomsonning ikkilanma ko'pirigidan ham foydalanish mumkin. Bunday holda ($0.2 - 0.3\%$) o'lchashlarni etarli darajada yuqori aniqligiga erishish mumkin. Ammo bunda o'tkazgichlarni kontakt hamda keltirilgan qarshiliklarni hisobga olish kerak. Kontaktlardagi kuchlanish tushuvini aniqlash uchun Shlefovid ossillografidan yoki o'zi yozar potentsiometrlardan foydalaniladi. Odatda o'lchashlar galvanik elementlar yoki akumulyatorlardagi o'zgarmas tokda o'tkaziladi. Eritmani o'lchashdagi to'g'ri yo'nalishdagi kabi teskari yo'nalishdagi tok elektrodleri kontaktida yuzaga keluvchi issiqlik elektr yurituvchi kuchi bog'langan xatoliklarni va solishtirma elektr o'tkazuvchanlikni hisoblash uchun potentsialni o'rtacha qiymati hisoblanadi. Elektr o'tkazuvchanlik potentsialini o'rtacha qiymatini hisoblashda. Eksperimental qiyinchiliklar qiyin eriydigan ximiyaviy aktiv metallarning elektr o'tkazuvchanligini o'lchashda tug'iladi. Ammo ko'p hollarda yuqori temperaturalarda tekshirish uchun kontakt metodi yuqori aniqlikda qo'llanishiga karamasdan, balki obektivlarning iflosligi va kontaktlarning buzilishi oqibatida ba'zi bir qiyinchiliklar vujudga keladi. Kontakt usullari ($0.25 - 2.0\%$) yuqori aniqlik bilan farqlanadi. Ammo kontakt

usulini suyuq (erigan) metallarni tekshirishga qo'llanishi ba'zi bir qiyinchiliklarni vujudga keltiradi.

2.2. AYLANUVCHI MAGNIT MAYDONI USULI

Xozirgi vaqtda suyuq metallar va qotishmalarning ko'pchiligini solishtirma elektr qarshiligini kontaktsiz usul xisoblangan – «Aylanuvchi magnit maydon» usuli orqali topilgan bo'lib, bu usulni amalda qo'llashni o'rganib chiqamiz. Bu usulni mohiyati quydagilarda o'z aksini topdi. Namunaning elektr qarshiligi o'tkazgichda xarakat qilayotgan o'tkazuvchi elektronlarga magnit maydon tomonidan ta'sir qiladigan kuch momentining ta'siri bilan aniqlanadi. Bu o'tkazuvchi jism (namuna) aylanuvchi magnit maydonida 3 yoki 6 g'altakli sistema ta'siri ostida bo'ladi, bu uning joylashishi rotor, ya'ni ingichka ipda xarakatlanadigan tekshiriluvchi namuna bilan o'rin almashishiga ko'ra asinxron usulga o'xshaydi. Kontaktsiz usulning fizik mohiyati quydagicha [12-13]: Namuna elastikligi juda kichik bo'lgan ip bilan aylantiruvchi magnit maydonida joylashtirilgan. Magnit kuchlari namunada kesishadi va Fuko toklarini xosil qiladi. Fuko toklari kiritilgan namuna kesuvchi liniyalarning magnit kuchlari kattaligi namunaning elektr qarshiligiga bevosita bog'liq. Namunaning elektr maydoni hosil qiladigan fuko toklari asosiy magnit maydoniga qarama - qarshi yo'nalgan ichki magnit maydoni hosil qiladi. Hosil bo'lgan ichki va tashqi magnit maydonini o'zaro ta'siri natijasida namunaga aylantiruvchi moment ta'sir qiladi. Bu ta'sir namunada xosil bo'layotgan Fuko toklariga to'g'ri proporsionaldir, o'z navbatida Fuko toklarning qiymati esa namunaning elektr o'tkazuvchanligiga to'g'ri proporsional. Namunaga ta'sir qiluvchi moment osmaning burilish burchagi bo'yicha aniqlanadi. Agar namunaning balandligi va diametri silindir formasida bo'lsin, u xolda M-aylantiruvchi magniti quydagicha ifodalanadi:

$$M = 2n / 15 = (H^2 R^3 W) / (c^2 \beta) \quad (2.4)$$

Tigel materiali bilan qotishmaning uzoq vaqt kontakt bo'lib turishi qotishma tarkibini o'zgarishiga olib keladi. Shuning uchun namunani o'lchashdan oldin va keyin analiz qilib ko'rish kerak.

Aylanuvchi magnit maydonning yutuqlaridan biri o'ta toza qimmatbaxo metallar bilan ishlaganda, ularning juda kam miqdorda ishlatilishidir.

Aylanuvchi magnit maydonini uch fazali toklar sistemasi yordamida xosil qilish qulayroq. M. O. Dolivo – Dobrovolskiy taklif qilganidek uch fazali aylanuvchi magnit maydoni xosil qiluvchi o'qlar bir-biriga nisbatan 120^0 burchak ostida joylashgan uchta bir xil g'altak kerak. Uch fazali toklar sistemasida iste'mol qiluvchi g'altaklar (2.1 - rasm) maydonida induksiyaning oniy qiymati bo'ladi:

$$\begin{aligned} B_A &= B_0 \sin \omega t, \\ B_B &= B_0 \sin(\omega t - 2\pi/3), \\ B_C &= B_0 \sin(\omega t - 4\pi/3). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Bu magnit induktsiyalari maydonning umimiy qismida hosilaviy maydonning magnit induktsiyasini hosil qilib, vektorli qo'shiladi. Bu maydonni o'zaro ikkita perpendikulyar o'qlar tashkil qiluvchisi orqali aniqlash qulay. Shu maqsadda fazoda g'altaklar magnit maydonidan o'tuvchi X va Y o'qlarini o'tkazamiz. X o'qiga A g'altak yo'nalishini beramiz. X o'qi bo'yicha natijaviy magnit maydoni induktsiyasining tashkil etuvchisini aniqlaymiz. U uch induksiyaning oniy qiymatlarining X o'qqa proektsiyasining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\begin{aligned} B_X &= B_A \cos 0^0 + B_B \cos (-120^0) + B_C \cos (-240^0) = \\ &= B_A + B_B (-1/2) + B_C (-1/2). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Induktsiyaning ifodasi ko'rinishini sinusoidal kattaliklar kabi qo'yib quyidagini hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} B_X &= B_m [\sin(\omega t) - (1/2) \sin(\omega t - (2\pi/3)) - (1/2) \sin(\omega t - (4\pi/3))] = \\ &= B_m [\sin(\omega t) + (1/4) \sin(\omega t) + (\sqrt{3}/4) \cos(\omega t) + \\ &+ (1/4) \sin(\omega t) - (\sqrt{3}/4) \cos(\omega t)] = 1.5 B_m \sin (\omega t). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Endi Y – o'qi bo'yicha natijaviy magnit maydon induksiya­si­ning proeksiyasini ko'rib chiqamiz:

$$\begin{aligned} B_Y &= B_A \sin 0^\circ + B_B \sin(-120^\circ) + B_C \sin(-240^\circ) = \\ &= B_B (-\sqrt{3}/2) + B_C (\sqrt{3}/2). \end{aligned} \quad (2.9)$$

yoki induksiya qiymatini sinusoidal kattalik kabi ko'rinishga keltirgandan keyingi formula:

$$\begin{aligned} B_Y &= B_M [- (\sqrt{3}/2) \sin(\omega t - (2\pi/3)) + (\sqrt{3}/2) \sin(\omega t - (4\pi/3))] = \\ &= 1.5 B_M \cos(\omega t), \end{aligned} \quad (2.10)$$

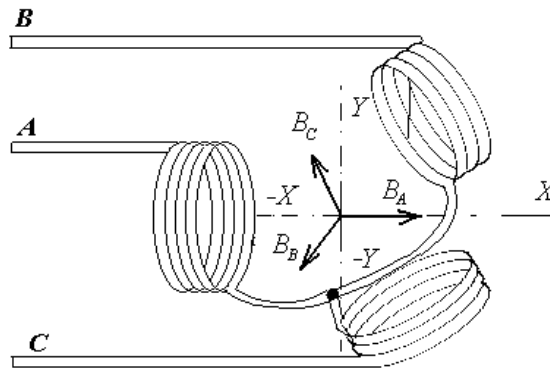
Natijaviy magnit maydoni induksiya­si esa:

$$B_{\text{nat}} = \sqrt{B_X^2 + B_Y^2} = 1.5 B_M \sqrt{\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t} = 1.5 B_M, \quad (2.11)$$

ya'ni, natijaviy induksiyaning qiymati doimiy bo'lib qoladi. Y – o'qi hosil qilgan α burchak quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B_X}{B_Y} = \frac{\sin \omega t}{\cos \omega t} = \operatorname{tg} \omega t,$$

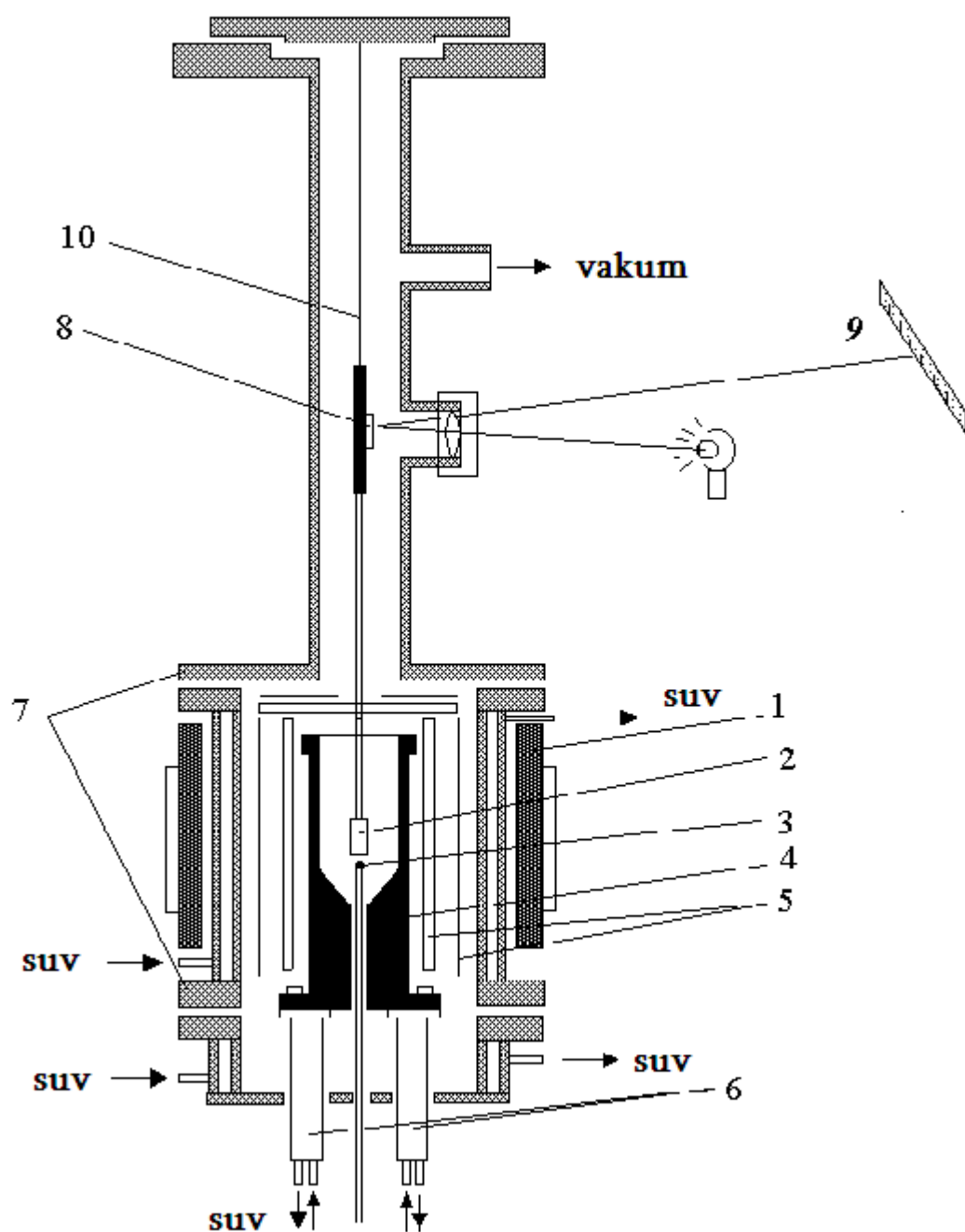
bundan, $\alpha = \omega t$ ekanligi kelib chiqadi. G'altaklar o'qlarining tekislikdagi magnit maydoni ω burchak tezlik bilan aylanadi, Y yo'nalishi bo'yicha g'altak o'qining qaysi biridan maksimal qiymatga erishsa shu yo'nalish bilan to'g'ri keladi, ya'ni u g'altakni uch fazali toklar sistemasi bilan istemol qiluvchi fazalar ketma-ketligi yo'nalishida aylanadi.



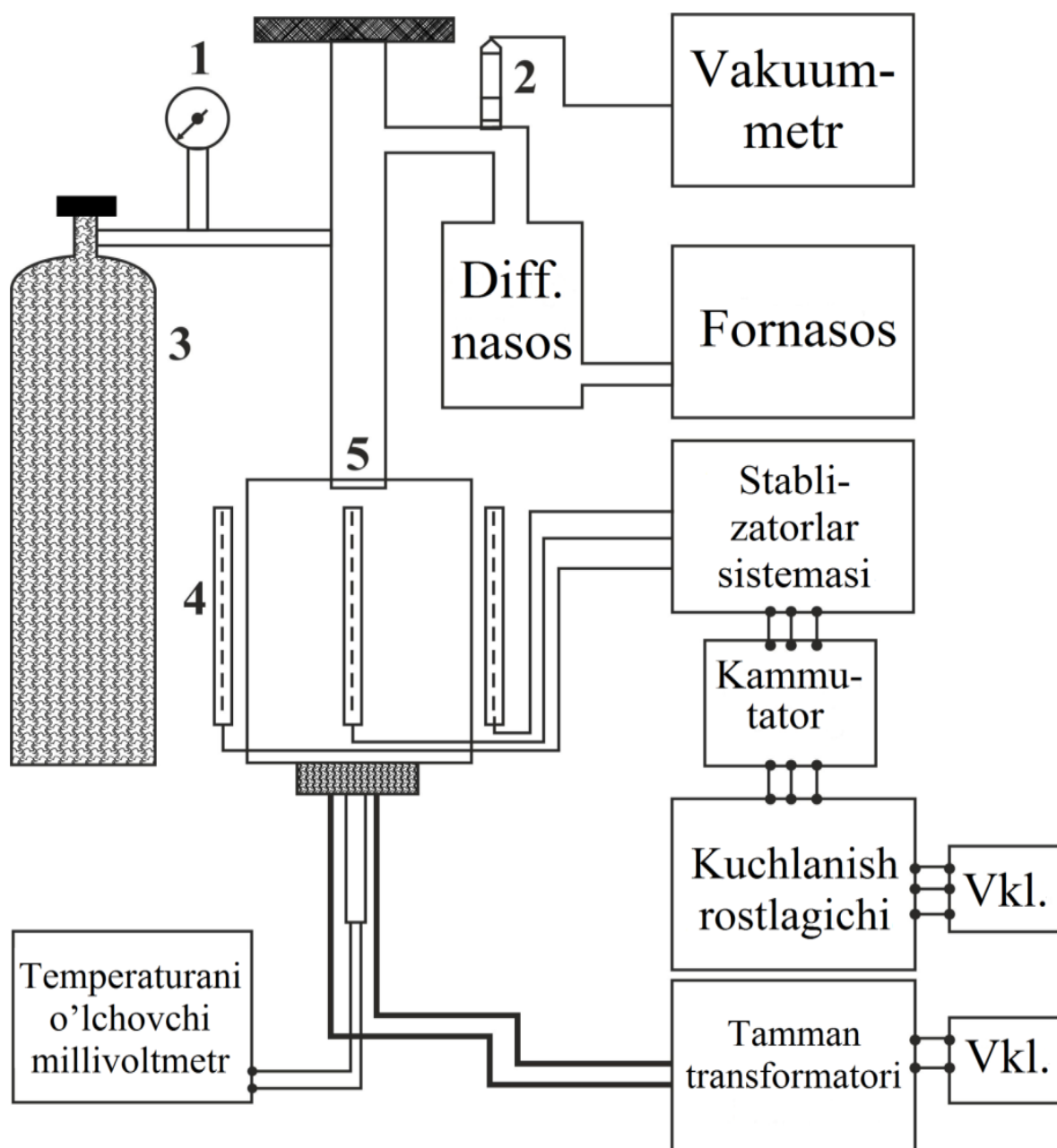
2.1 - Rasm. Uch fazali tok hosil qilgan aylanuvchi magnit maydoni olish sxemasi .

2.3. AYLANUVCHI MAGNIT MAYDONI USULIGA ASOSLANGAN QURILMANING UMUMIY XARAKTERISTIKASI.

O'lchash qurilmasining umumiy ko'rinishi 2.2 - rasmda keltirilgan [13]. Aylanuvchi magnit maydoni stator yordamida xosil qilinadi .O'qlari 120° burchak ostida joylashgan uch juft cho'lg'amga ega bo'lgan stator uch fazali tok manbai bilan ta'minlanadi (1). Stator suv bilan sovutiluvchi magnit xususiyatiga ega bo'lmagan materialdan tayyorlangan korpus xajmi ichida magnit maydon xosil qiladi .O'lchash uchun namuna maxsus formadagi alund tigel (2) ichiga joylashtiriladi. Namuna elastikligi juda kichik bo'lgan (10) volfram simga osilib, unga (8) oynacha maxkamlanadi. Namunada xosil bo'lgan magnit maydoni bilan tashqi magnit maydon ta'siri ostida namuna ma'lum burchakka og'adi, bu vaqtda yorug'lik nur shu'lasini (8) oynachadan qaytib (9) qayd qilish shkalasiga tushadi va shkala ko'rsatkichi yozib olinadi. Namunani qizdirish maxsus bifilyar konstruktsiyali grafit yoki molibden plastinkalardan tayorlangan (4) isitish pechi yordamida o'tkaziladi. Isitgichning bunday konstruktsiyasida yasalishiga sabab, u hosil qilgan magnit maydon statorning maydonidan juda kichik bo'ladi. Bu tajribaning asosiy shartlaridan biri xisoblanadi. Qurilmaning qulay tomoni shundan iboratki, bu qurilma orqali vakuum sharoitida xam tajriba olish mumkin. Vakuumda ishlash yana quyidagi qulayliklarga ega:



2.2- Rasm. Qurilmaning umumiy ko'inishi



2.3- Rasm. Solishtirma elektr qarshilikni o'lchashda qo'llaniladigan va aylanuvch magnit maydoni usuliga asoslangan qurilmaning blok – cxemasi.

1. Namunaning oksidlanishdan saqlaydi.
2. Qurilma tebranishini susaytiradi.
3. Eritmaning qovushqoqligini aniqlashda qulaylik tug'diradi.
4. qattiq namunalar uchun tebranishning ozgina susayishi rezonans sababli qurilmaning sergakligini sezilarli oshiradi.

Temperatura rejimi Tammanning maxsus transformatori qurilmasi yordamida asta-sekin amalga oshiriladi. Bu transformatorning birinchi cho'lg'amiga avtotransformator orqali kuchlanish beriladi. Transformatorning ikkinchi chulg'ami esa tokopodvod (6) orqali grafitdan yasalgan pechga ulanadi. Bunday ulanish chiqishlarda tokni bir necha yuz amper, ya'ni 150-450 A gacha miqdorda olishga imkon beradi. Stabil temperaturali maydon xosil qilish maqsadida keramik va molibdendan yasalgan ekranlardan foydalaniladi (5). Volfram–volframreniyli termoparasi orqali temperaturada o'lchanadi (3). O'lchashlar toza geliy atmosferasida o'tkaziladi, buning uchun sistema oldindan 10^{-4} mm.sm.ust gacha vakumlashtiriladi. Namunaning solishtirma elektr qarshiligi quydagi formula orqali xisoblanadi.

$$\rho_{\text{nam}} = \rho_{\text{et}} (V_{\text{nam}} / V_{\text{et}})^{(5/3)} (\varphi_{\text{et}} / \varphi_{\text{nam}}) \quad (2.12)$$

Solishtirma elektr qarshilikni yuqori temperaturalarda ($20^{\circ}\text{C} - 2000^{\circ}\text{C}$) o'lchash qurilmasining blok – sxemasi 2.3 – rasmda keltirilgan. Etalon sifatida biz molibden metalidan foydalandik, uning elektr qarshiligi yaxshi o'rganilgan.

2.4. Namuna tayyorlash haqida.

Namuna tayyorlashda uning hajmiga katta e'tibor berish kerak. Nima uchun deganda aylanuvchi magnit maydoni (AMM) namunaga ta'sir qilganida, unda Fuko toki (uyurmaviy tok) hosil bo'ladi. Agar namunaning hajmi etarlicha katta bo'lsa, hosil bo'luvchi Fuko toki ham katta bo'ladi.

Biz tajribada qo'llagan usulimiz nisbiy usuldir. Solishtirma elektr qarshiligi oldindan ma'lum bo'lgan biror moddani yoki birikmani etalon sifatida olib, uning V_{et} – hajmini (d_{et} – zichligini, m_{et} – massasini bilgan holda) hisoblab topamiz.

$$V_{et} = m_{et} / d_{et} \quad (2.13)$$

Endi biz solishtirma elektr qarshiligi noma'lum bo'lgan namunani tayyorlashda uning V_{nam} – hajmini (2.13) dagi V_{et} – ga tenglashtirib olamiz.

$$V_{nam} = V_{et} \quad (2.14)$$

$$\text{bunda, } V_{nam} = m_{nam} / d_{nam} \quad (2.15)$$

Hajmlarni tenglashtirishga sabab, etalonga va namunaga ta'sir qiluvchi magnit maydoni kuchlanganligini bir xilligini saqlab qolishdir. U holda

$$m_{nam} = V_{et} * d_{nam} \quad (2.16)$$

Agar bizga 2 yoki 3 komponentali namunalar tayyorlash kerak bo'lsa, ularning foizli ulushlari (%) ni bilish zarur bo'ladi. Masalan (bunda A va B lar misol sifatida ixtiyoriy ravishda olingan):

AB_3 - A (25 %), V (75 %)

AB_2 - A (33.3 %), V (66.6 %)

AB - A (50 %), V (50 %)

A_2B - A (66.6 %), V (33.3 %)

Bizga AB_3 birikmadan 2 grammlı namuna tayyorlash kerak bo'lsin, buning uchun quyidagi formula orqali A – dan qancha gramm yoki B – dan qancha gramm olishni hisoblash mumkin.

$$\left. \begin{aligned} P_A &= \frac{P_0 \cdot A \cdot a}{A \cdot a + B \cdot b}, \\ P_B &= \frac{P_0 \cdot B \cdot b}{A \cdot a + B \cdot b}, \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

Bu erda P_0 – namunaning umumiy og'irligi,

A va a - A – ning ximiyaviy atom og'irligi va foizi (%).

B va b - B – ning ximiyaviy atom og'irligi va foizi (%).

P_A va P_B - A va B larning gramm ulushlari.

Bizda $P_0 = 2$ gramm, $a = 33.3\%$, $b = 66.6\%$. Agar A - ni Tb (terbiy), B – ni In (indiy) deb olsak, $A = 65$, $B = 49$ - ga teng bo'ladi. U holda bu qiymatlarni (2.17) formulaga qo'ysak, quyidagi natija kelib chiqadi.

$$P_A = 0.80 \text{ gramm},$$

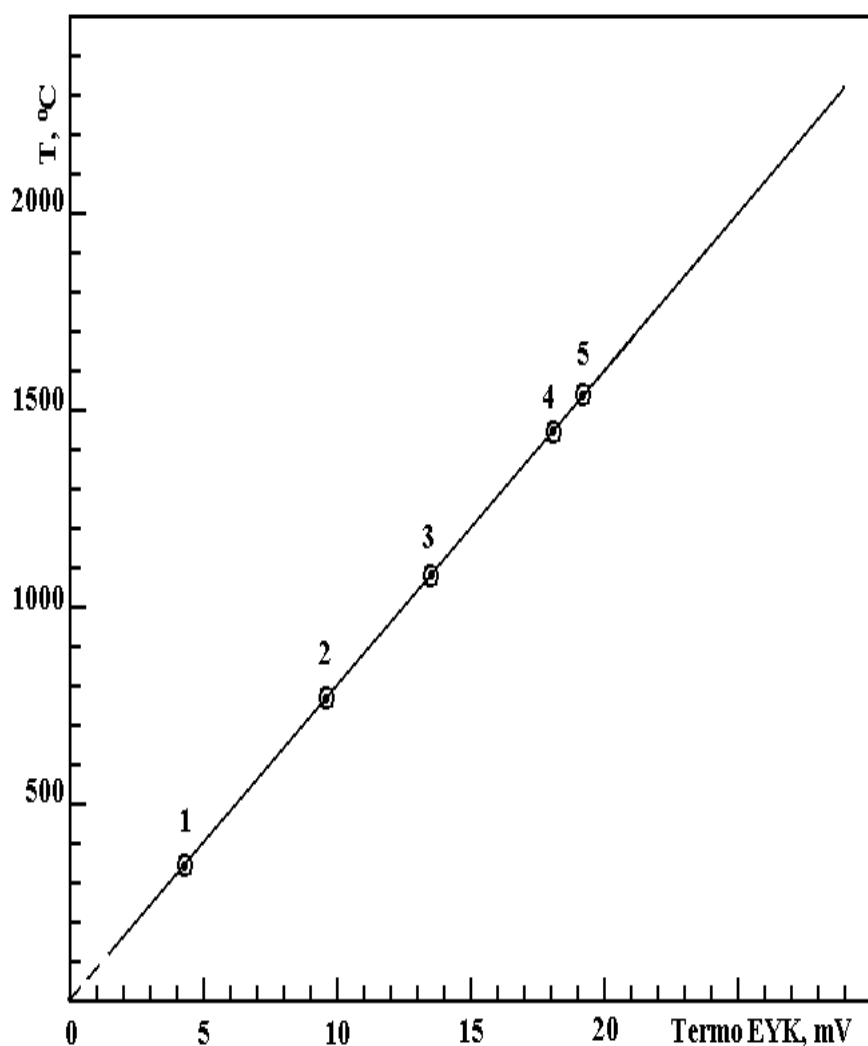
$$P_B = 1.20 \text{ gramm}.$$

$$P_0 = P_A + P_B = 2 \text{ gramm}.$$

2.5. Qurilmani gradirovka qilish.

Ushbu usulda termoparalarni yasash kontakt payvand yordamida amalga oshiriladi. Yasalgan termoparaning ulanish simlarini millivoltmetrga ulash kerak. Qurilmada tajriba natijalarini olishdan oldin temperatura bilan millivoltmetr kursatkichi o'rtasidagi o'zaro bog'lanish grafigi chiziladi, ya'ni qurilma gradirovka qilinadi. Buning uchun biz gradirovka qilish uchun zarur elementlarni yig'ib olamiz. Har birini alohida-alohida qurilmaga joylashtirib, ularning xossalari temperatura ta'siri tufayli o'zgarib boshlaydi. Misol sifatida nikel, temir, kobalt, mis va hakozolarni olishimiz mumkin. Biz esa qurilmani gradirovka qilish uchun nikel, temir va misni oldik. Gradirovka grafigida asosiy fiksatsiya qilinadigan nuqtalar nikel va temirning Kyuri va erish temperaturalari, misning esa erish temperaturasi hisoblanadi. Bizga adabiyotlardan ma'lumki, nikel va temirning Kyuri temperaturasi mos ravishda 358°C va 770°C ni, ularning erish temperaturasi esa mos ravishda

1453 °C va 1534 °C ni tashkil etadi. Misning erish temperaturasi esa 1083 °C ga teng. Ushbu temperaturalar millivol'tmetrning qaysi ko'rsatkichiga mos kelsa, usha temperatura bilan millivol'tmetr ko'rsatkichi kesishuv joyiga nuqtalar qo'yilib chiqiladi. Va bu nuqtalar orqali gradirovka chizig'i o'tqaziladi. Hosil bo'lgan gradirovka grafigidan foydalanib, millivol'tmetr ko'rsatkichida temperatura necha gradus bo'lganligini bilib olamiz. Quyidagi 2.4 – rasmda ushbu gradirovka grafigi keltirilgan.



2.4 – Rasm. Gradirovka grafigi.

1- Nikelning Kyuriy temperaturasi, 2 - Temirning Kyuriy temperaturasi, 3 – Misning erish temperaturasi, 4 - Nikelning erish temperaturasi, 5 - Temirning erish temperaturasi,

2.6. Tajriba o'tkazishdagi xatoliklar.

Ushbu metod yordamida namunalarimizning solishtirma elektr qarshiligini ulchashning sistematik xatoligi quydagicha aniqlash mumkin.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \pm \left[\frac{\Delta\rho_{et}}{\rho_{et}} + \frac{\Delta V_{et}}{V_{et}} + \frac{\Delta V_{nam}}{V_{nam}} + \frac{\Delta\varphi_{et}}{\varphi_{et}} + \frac{\Delta\varphi_{nam}}{\varphi_{nam}} + \frac{\Delta T}{T} \right] \quad (2.18)$$

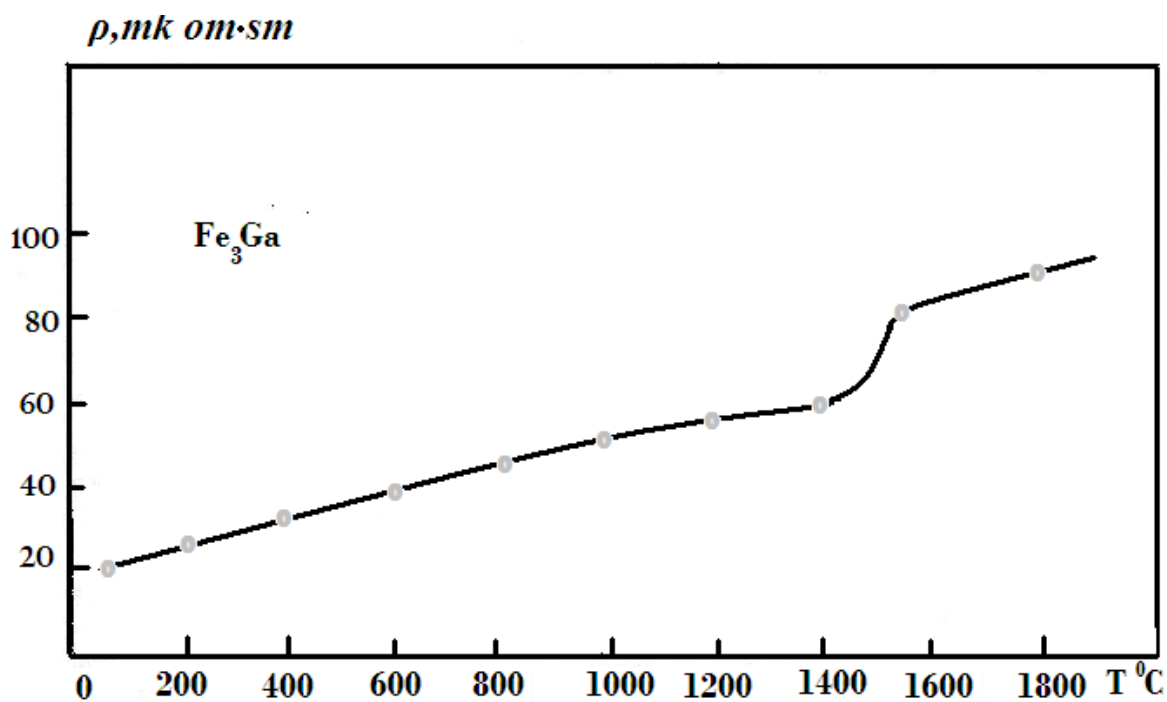
Adabiyotlarda keltirilgan natijalarga asosan yuqori temperaturada molibdenning solishtirma qarshiligining maksimal xatoligi 1% dan oshmaydi. Sistemalik xatoga eng katta xatolik namunaning xajmini aniqlashdan keladi, $V = \frac{m}{d}$ bu erda m – namunaning massasi, d – uning zichligi. Namuna zichligini olchashdagi xatolik 1% lar atrofida. Namuna va etaloning burilish burchagini aniqlashdagi xatoliq xam 1% atrofida. Temperaturani olchashdagi xatolik tufayli solishtirma qarshilikni olchash xatoligi 0,5% atrofida boladi. Bu Sistemalik xatoliklardan tashqari namuna va etalonning formasidagi xar xilliq tufayli xam tasodifiy xatoliklar bo`lib, ular 1,5% atrofida bo`ladi. Shunday qilib, yuqorida aytilganlardan kelib chiqadiki qurilmada ulchash xatoligi maksimum qiymati 5% dan ortmaydi.

III BOB. Tajriba natijalari va ularni tahlili.

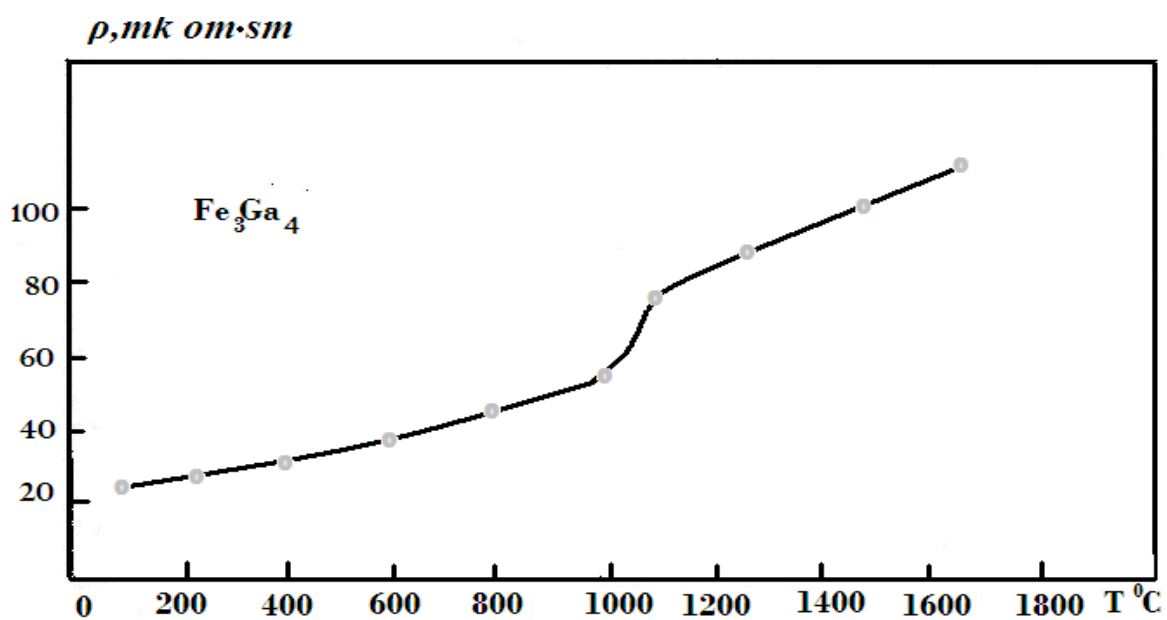
3.1. Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligini temperaturaga bog'liqligi .

Malakaviy bitiruv ishida Fe - Ga sistemasiga kiruvchi to'rtta intermetallik birikmalarning solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligini xona temperaturasidan 1800 °C gacha bo'lgan oraliqda aylanuvchi magnit maydoni metodi yordamida o'lchandi. Intermetallik birikmalarning tarkibi quyidagicha: Fe₃Ga, Fe₆Ga₅, Fe₃Ga₄ va FeGa₃. Shu intermetallik birikmalarning solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligi bo'yicha olingan eksperimental natijalar 3.1 - 3.4 rasmlarda ko'rsatilgan. 3.1 rasmdan korinadiki Fe₃Ga intermetallik birikmasi uchun xona temperaturasida solishtirma qarshilikning qiymati 21 mK·cm ga teng. Temperatura ortib borishi bilan solishtirma elektr qarshilikning qiymati chiziqli ravishda ortib boradi. Temperatura erish temperaturasiga yetganda, ya'ni 1430 °C temperaturada solishtirma qarshilik sakrab ortadi. Solishtirma elektr qarshilikning bunday sakrab ortishiga sabab intermetallik birikmaning kristall strukturasi buzilishi natijasida elektronlarning tartibli harakatiga xaotik joylashib qolgan ion qoldiqlarining ko'rsatadigan qarshiligining sakrab ortishidir [14-15]. 3.5 - rasmda Fe-Ga sistemasi uchun fazaviy holat diagrammasining ko'rinishi keltirilgan [16] rasmdan korinib turibdiki bu sistemada to'rtta intermetallik birikmalari mavjud bo'lib, ularning erish temperaturalari likvidus va solidus chiziqlarining orasida yuz beradi. Fe₃Ga intermetallik birikmasining fazaviy holat diagrammasi bo'yicha erish temperaturasi eksperimentimizda kuzatilayotgan erish temperaturasi bilan juda yaxshi mos keladi. Fe₃Ga intermetallik birikmasi suyuq holatga o'tgandan keyingi solishtirma elektr qarshiligining temperatura bo'yicha o'zgarishi ham chiziqli ravishda bo'ladi. Bu intermetallik birikmaning solishtirma elektr qarshiligining temperatura koeffitsientini namunaning qattiq va suyuq holatlari uchun hisoblandi. Solishtirma elektr qarshilikning temperaturaga bog'liqligidan foydalanib, namunalar uchun solishtirma qarshilikning temperatura koeffitsienti quyidagi ifoda yordamida hisoblanadi.

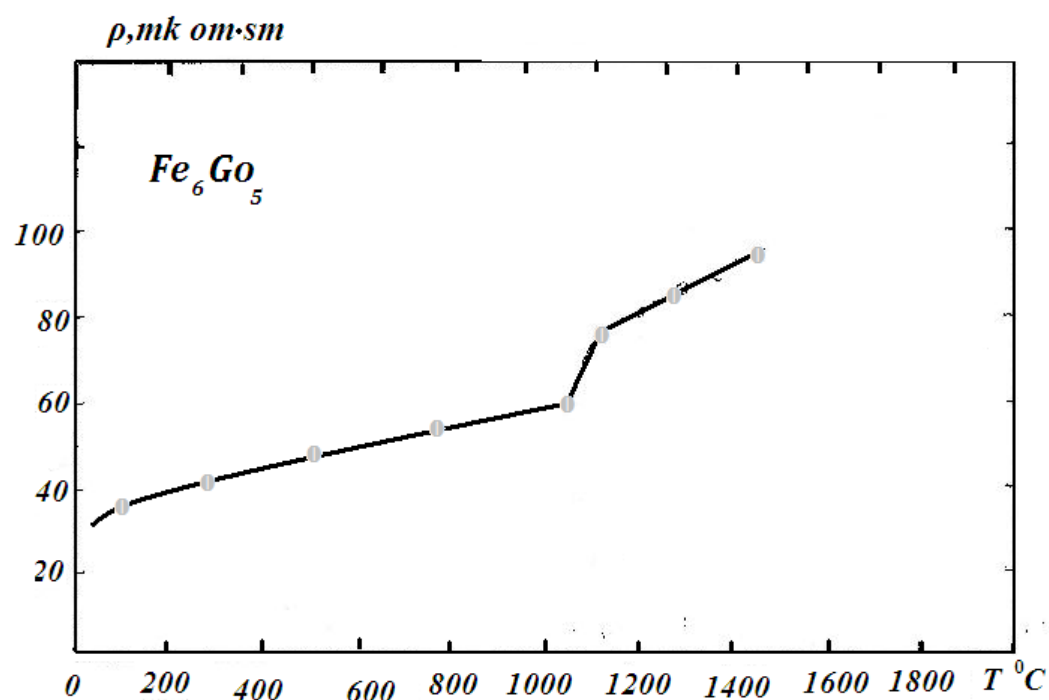
$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (3.1)$$



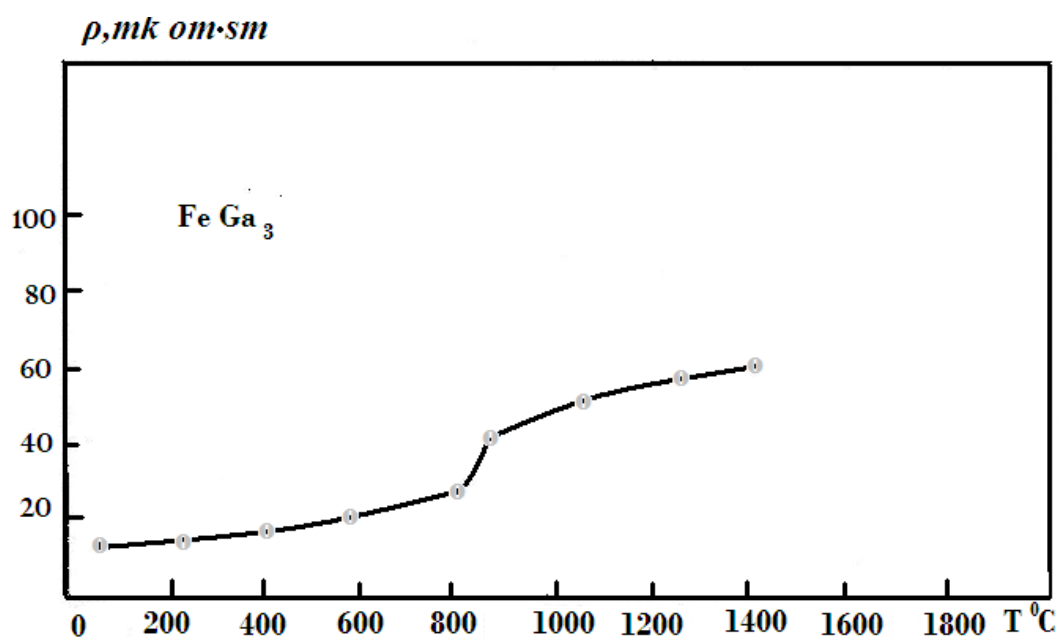
3.1-Rasm. Fe_3Ga intermetallik birikmasini solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligi bo'yicha olingan eksperimental natijalar grafigi.



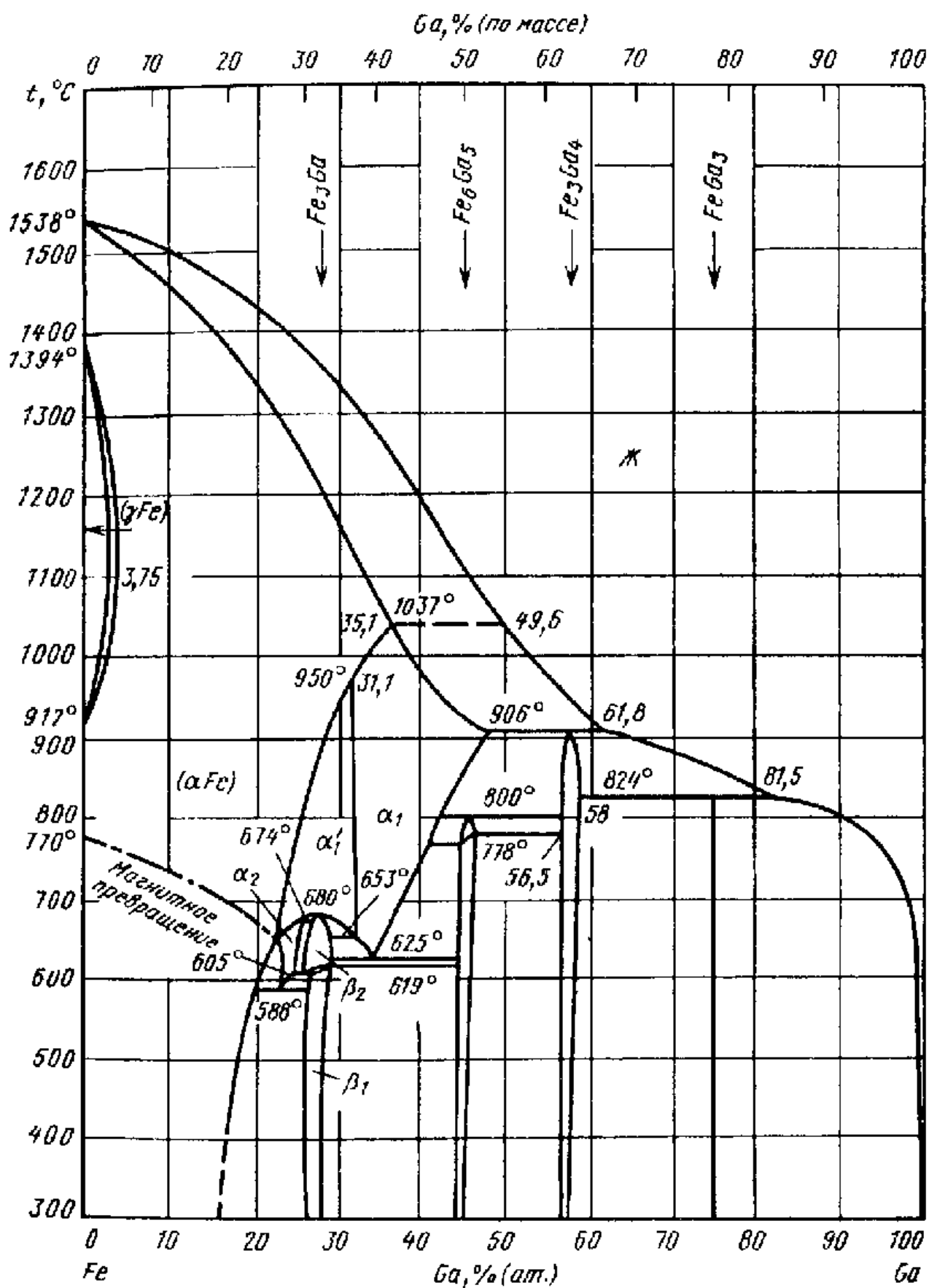
3.2-Rasim Fe_3Ga_4 Intermetallik birikmasini solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligi bo'yicha olingan eksperimental natijalar grafigi.



3.3-Rasim Fe_6Ga_5 Intermetallik birikmasini solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligi bo'yicha olingan eksperimental natijalar grafigi.



3.4-Rasim FeGa_3 intermetallik birikmasini solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligi bo'yicha olingan eksperimental natijalar grafigi.



3.5– Rasm. Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalari fazaviy holat diagrammasining koʻrinishi.

3.1-jadval

Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligini qattiq va suyuq holatdagi temperatura koeffisienti natijalari.

Namunalar	$\alpha \cdot 10^{-4}, [^{\circ}C^{-1}]$ qattiq holatda	$\alpha \cdot 10^{-4}, [^{\circ}C^{-1}]$ suyuq holatda
Fe ₃ Ga	4.8	9,1
Fe ₆ Ga ₅ ,	3,85	5,3
Fe ₃ Ga ₄	6,2	7,14
FeGa ₃	7.6	4,00

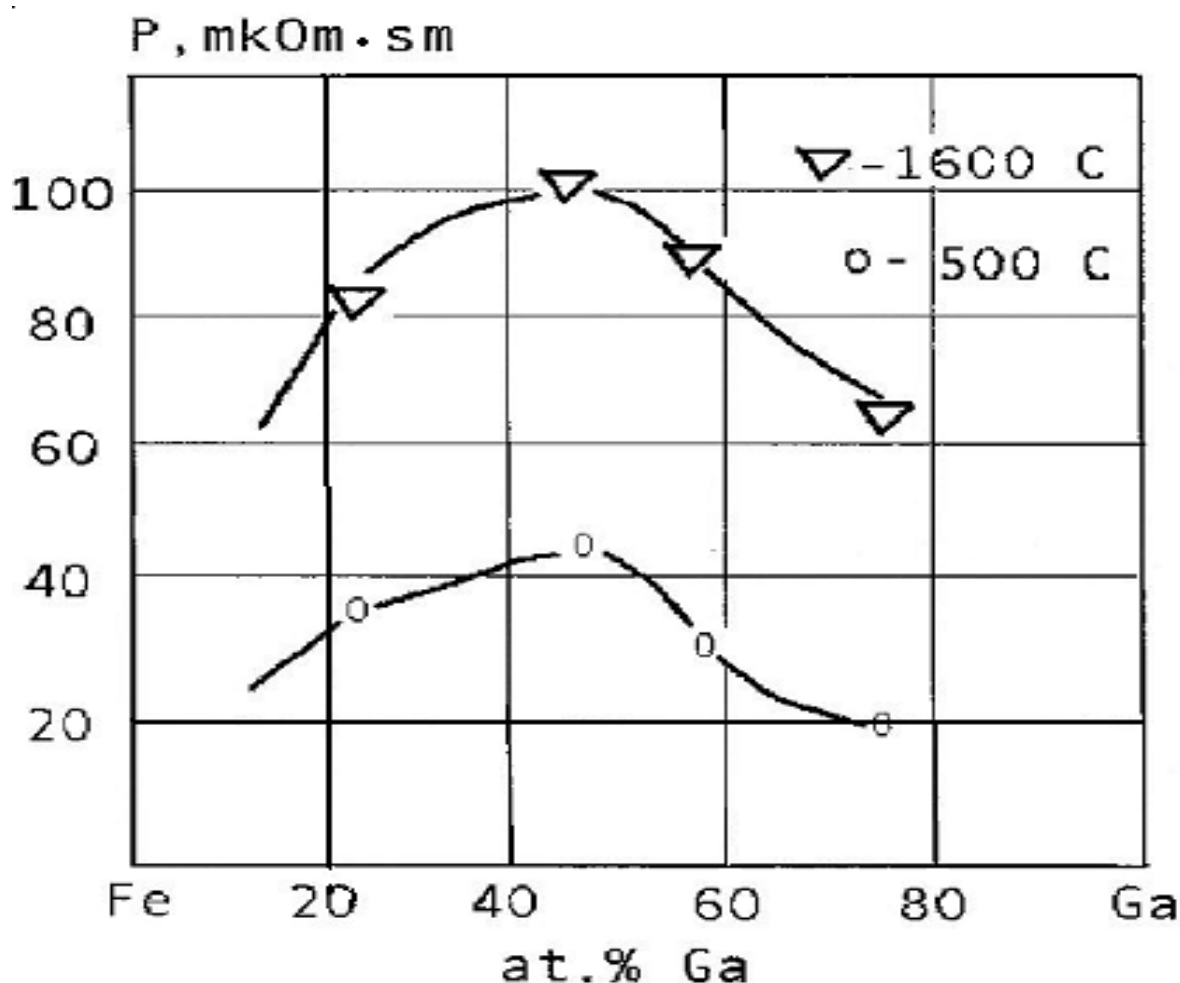
Hisoblash natijalari 3.1 jadvalda keltirilgan. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligini temperatura koeffisienti . qattiq holatda ham, suyuq holatda ham musbat bo'lar ekan.

3.2. Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalari solishtirma qarshiligining namuna tarkibidan bog'liqligi

Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalari solishtirma qarshiligining namuna tarkibidan bog'liqligi bo'yicha natijalar 3.6 - rasmda keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki tarkibiga bog'liqlik grafigi aniq ko'rinib turgan maksimumga ega bo'lib bu maksimum Fe_6Ga_5 , namunaga to'g'ri keladi. Solishtirma elektr qarshilikning tarkibiga bog'liqlik grafigi temperaturaning ikki qiymati uchun chizilgan. 500°C temperatura uchun chizilgan grafik 1600°C uchun chizilgan grafikka nisbatan ancha pastda yotib, uning simmetriyasi maksimumga nisbatan ancha buzilgan. 1600°C uchun chizilgan grafikning markazga nisbatan simmetriyasi esa ancha aniq ko'rinishga ega. Bu esa namunalarning past temperaturalarda Fermi sathiga to'g'ri keluvchi holatlar zichligining qiymati ancha ahamiyatga ega ekanligidan dalolat beradi. Yuqori temperaturalarda esa holatlar zichligining aniq xususiyatlari elektron - fonon o'zaro ta'sir tufayli ancha yuvilib ketishi tufayli solishtirma elektr qarshilikning tarkibiga bog'liqligida anomaliyalarga olib kelmasligini ko'rsatadi. Ko'rinib turibdiki komponentalarning umumiy energetik shkalada bunday joylashishida polosachalarning og'irlik markazlari orasidagi masofa spinlari pastga yo'nalgani uchun spinlari yuqoriga joylashganlarinikidan kamroq. Ammo Fermi sathida holatlar zichligining qiymati polosachalarda spinlarining har xil qiymatlilari uchun sezilarli farq qiladi. Hisoblashlardan kelib chiqadiki, buning natijasida spini yuqoriga yo'nalgan polosachada elektronlar sochilishining intensivligi spini pastga yo'nalgan polosachalarnikidan kamroq bo'ladi va shuning uchun spini yuqoriga yo'nalgan o'tkazuvchan elektronlarning so'nishining qiymati kamroq. Shuning uchun o'tkazuvchanlik bu qotishmada asosan spini yuqoriga yonalgan polosa bo'yicha sodir bo'ladi deb hisoblash mumkin

Namunalar suyuq holatining solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligini tushuntirishda ishlatiladigan sodda nazariya Zaymanning difraksion nazariyasi hisoblanadi [1.3§ keltirilgan]. Bu nazariyaga asosan suyuq metal xuddi xaotik ravishda joylashgan ionlar to'plami va ularning orasida xarakatlanadigan o'tkazuvchan elektronlar sistemasidan iborat deb qaraladi. O'tkazuvchan elektronlar

ionlarning yig'indi potensial maydonidan sochiladi. Elektronlarning ionlar tomonidan sochilishi Born yaqinlashishida deb qaraladi va ionlarning xolatlari bo'yicha o'rtachalanib olinadi.



3.6 – Rasm. Fe-Ga sistemasi birikmalari solishtirma qarshiligining tarkibga bogliqligi

Metallar qarshiligining temperaturaga bog'liqligini analiz qilish uchun (1.25) ifoda ancha qulay. Unga asosan solishtirma qarshilikning temperaturaga bog'liqligi struktura faktori $S(2K_F)$ ning temperaturaga bog'liqlidir. $2K_F$ odatda struktura faktorining asosiy maksimumiga yaqin joylashganligi uchun ρT bog'liqlik $2K_F$ va $2K$ Laming nisbiy joylashuvidan aniqlanadi. Ma'lumki temperatura ortishi bilan struktura faktorining asosiy maksimumining balandligi kamayadi va eni qisqaradi. Shuning uchun $2K = K_F$ bo'lganda $S(2K_F)$ temperatura ortishi bilan kamayadi va $2K < K_F$ bo'lganda $3(2K_F)$ temperatura ortishi bilan ortadi. (3.3) ifodaga asosan solishtirma elektr qarshilik ham xuddi $S(2K_F)$ kabi o'zgaradi. Shunday qilib $2K_F \ll K_F$ bo'lganda solishtirma qarshilikning temperatura koeffitsiyenti manfiy bo'ladi va aksincha

$2K_F > K_P$ yoki $2K_F \ll K_P$ bo'lganda solishtirma qarshilikning temperatura koeffitsiyenti musbat bo'ladi. 3.1 jadvaldan ko'rinib turibdiki o'rganib chiqilgan intermetallik birikmalarining barchasini solishtirma qarshiligining temperatura koeffitsiyenti musbat ishoraga ega. Demak bu qotishmalarda Fermi sirtiga to'g'ri keluvchi to'lqin vektorining ikkilangan struktura faktorining asosiy maksimumidan ancha uzoqda joylashgan ekan.

XULOSA

Xulosa qilib aytganda ushbu ishda quyidagi asosiy vazifalar bajarildi.

3.1 Fe-Ga sistemasi solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligiga bag'ishlangan, adabiyotlarda mavjud bo'lgan nazariy va eksperimental ma'lumotlar to'planib tahlil etildi.

3.2 Metallar va ularning birikmalarining solishtirma elektr qarshiligini xona temperaturasidan 1800°C gacha temperaturalarda o'lchashga mo'ljallangan «Aylanuvchi magnit maydoni» o'lchash qurilmasi va uning tarkibiy qismlarining ishlash prinsiplari o'rganildi.

3.3 Fe_3Ga , Fe_6Ga_5 , Fe_3Ga_4 , va FeGa_3 intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog'liqligi xona temperaturasidan to 1800°C gacha temperatura oralig'ida tajriba yo'li bilan o'lchandi va namunalarning qattiq va suyuq holatlari uchun solishtirma qarshilikning temperatura koeffitsienti hisoblandi.

3.4 Fe-Ga sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga va tarkibiga bog'liqligi metallar suyuq holati uchun Zaymanning difraksion modeli asosida tahlil etildi.

Foydalanilgan adabiyotlar

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Шматко О.А., Усов Ю.В. Электрические и магнитные свойства металлов и сплавов. Киев: науково Думка. 1987, 135, 144, 257-258с
2. Ирхин В. Ю., Ирхин Ю. П. Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f – металлах и их соединениях. Екатеринбург: УрО РАН, 2004, 139-176, 200-265 с
3. Ирхин Ю. П., Ирхин, В. Ю. Электронные строение и физические свойства переходных металлов ПМ. Свердловск. 1989, 115с
4. Зиновьев В.Е. Кинетические свойства металлов при высоких температурах. М. Металлургия. 1984, 200 с
5. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971, 1031с.
6. тейлор Дарби
7. фабер
8. Эванс
9. Мухоподхай
- 10.Обухов А.Г. Волошинский А.Н. Кинетические явления в металлах и сплавах. Екатеринбург, УрГУ. 2000, с. 297
- 11.Харков Е. И., Пысов В. И., Федоров В. Е. Физика жидких металлов Киев. Высшая школа. 1979. С 248.
- 12.Регель А.Р. Безэлектродный метод измерения электропроводности и возможности его применения для задач физико-химического анализа. //Ж. Неорганическая химия, 1956, т.1, с. 1271-1277.
- 13.Кувандигов О.К., Ботин А.С., Хамраев Н.С., Абаев У.С. Высокотемпературная установка для исследование электрических свойств 3d-4f металлов. В сб. Акустические и электромагнитные свойства конденсированных сред. Самарканд, 1980, с 98-100
- 14.
- 15.

16. Carter G.C., Bennet L.H., METALLIC SHIFTS IN NMR. A review of the theory and comprehensive critical data compilation of metallic materials. Oxford. New York. Toronto. Sydney. Paris. Frankfurt. Part III, v.20, 1977, p.1177

http://electro-t.info/ref/pr6jkovo1_provodimosti.html

<http://irc.spbu.ru/Library/Method/index.html>

<http://www.college.ru/physics/index.php>