

**O'ZBEKISTON RES'UBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI**

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI
FIZIKA FAKULTETI**

Qo'l yozma huquqida

UDK: 538.214.538.63

OLLOBERDIYEV NURBEK

Nikel asosidagi qotishmalarning magnit xossalarini o'rganish.

Mutaxassislik: 5A140204 Kondensirlangan muhit fizikasi va materialshunoslik.

MAGISTR AKADEMIK DARAJASINI OLISH UCHUN YOZILGAN

DISSERTATSIYA

Ilmiy rahbar:

f-m.f.n. Rajabov R. M

YaDAK raisi: _____

A'zolari: _____

Samarqand – 2016.

MUNDARIJA

KIRISH

I BOB. ADABIYOTLAR SHARHI

- 1.1. Temir guruhi metallarining (TGE) elektron tuzilishi
- 1.2. Paramagnetizmning Van-Flek nazariyasi
- 1.3. Temir va lantanoidlar guruhi metallarida almashinish o'zaro ta'sirining mohiyati
- 1.4. TGE atom ionlarining asosiy energetik xolati xarakteristikalar va magnit momenti
- 1.5. Nikel va uning qotishmalarining toza va birikma holatdagi xossalari bo'yicha so'nggi yillardagi tajriba natijalari.
- 1.6. Tadqiqot muamosining qo'yilishi
1 bob bo'yicha xulosalar

II BOB. O'LCHASH QURILMASI VA UNING TAVSIFI.

- 2.1. Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash usuli
- 2.2. Yuqori temperaturalarda magnit qabul qiluvchanlikni o'lchaydigan qurilmaning tuzilishi va ishlash prinsipi
- 2.3. Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchashdagi xatoliklar
2 bob bo'yicha xulosalar

III BOB.TAJRIBA NATIJALARI VA ULARNI TAHLILI.

- 3.1. Ni-Mn-Co-Ga sistemasi birikmalarining qattiq va suyuq holatlardagi magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi
- 3.2. Ni-Mn-Co-Ga sistemasi birikmalarida asosiy magnit xarakteristikalar:Kyuri-Veyss doimiysi, paramagnit Kyuri temperaturasi va magnit momentini hisoblash natijasi
3 bob bo'yicha xulosalar

Xulosalar

Adabiyotlar ro'yxati

KIRISH.

Mavzuning dolzarbligi. Elektrotexnika, radiotexnika va avtomatikaning keng miqyosda rivojlanishi tufayli prinsipial yangi elektr, magnit, elastik va optic xossalarga ega bo'lgan materiallarga ehtiyoj oshib boradi. Hozirgi vaqtda 3d metallari va ularning intermetallik birikmalaridan tayorlangan materiallar radioelektronika, hisoblash texnikasida va materialshunoslikda intensiv qo'llanilmoqda. Xususan, ularning magnit xossasiga ko'ra katta energiyali doimiy magnitlar tayorlashda, siyrak er elementlari asosidagi ferrit-granatlardan xotira saqlovchi va logic qurilmalar, silindrik magnit domenli ortoferritlardan magnitooptik qurilmalar yasashda foydalanilmoqda. Bundan tashqari magnitlanayotgan jism ichida bir jinslimas aralashma, yoriqlar yoki kovaklar bo'lsa tashqi maydon deformasiyasiga tasir ko'rsatadi. Bunday jismga temir kukunlari sepilsa va siljitsa kukun ana shu defektlarda to'planadi. Magnitlashning bu usuli magnit defektoskopiyaning ochilishiga olib keldi. Yuqorida qayd qilingan fikrlarga asosan metallar va ularning qotishmalarining magnit xossalarini dolzarb masalalardan biri sanaladi. Shuning uchun ushbu magistrlik dissertatsiyasida: Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi qotishmalarning magnit xossasini tadqiqot qilish maqsad qilib qo'yildi.

Magistrlik dissertasiyaning asosiy maqsad va vazifalar:

- Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$; $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ va $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ qotishmalarning magnit qabul qiluvchanligini xona temperaturasidan to 1000°C temperatura oralig'ida eksperimental o'rganish;
- O'rganilayotgan namunalarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanish $\chi^{-1}(T)$ natijalaridan foydalanib, namunalarning asosiy magnit xarakteristikalarini – paramagnit Kyuri temperaturasi (θ_p),

Kyuri–Veyss doimiysi (C) va kimyoviy formula birligiga to'g'ri keladigan magnit momentni (μ_{for}) hisoblashdan iborat.

Magistrlik dissertatsiyasi tadqiqot ob'ekti:

- Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$; $Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$ va $Ni_{2.1}Mn_{0.84}Co_{0.06}Ga$ qotishmalar.

Magistrlik dissertatsiyasi tadqiqot uslubi:

- Tadqiqotlarda magnit qabul qiluvchanlikni o'lchashning Faradey usulidan foydalanildi. Bu usul bir jinsli bo'lmagan magnit maydonida joylashtirilgan namunaga magnit maydon tomonidan ta'sir qiluvchi kuchni o'lchashga asoslangan.

Magistrlik dissertatsiining ilmiy yangiligi:

- Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$; $Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$ va $Ni_{2.1}Mn_{0.84}Co_{0.06}Ga$ qotishmalarining $\chi(T)$ bog'lanishini xona temperaturasidan to $1000^{\circ}C$ temperatura oralig'ida eksperimental o'rganildi;
- Eksperimental o'lchash natijalaridan foydalanib $Ni_{2.13}Mn_{0.84}Co_{0.03}Ga$; $Ni_{2.07}Mn_{0.84}Co_{0.09}Ga$ va $Ni_{2.1}Mn_{0.84}Co_{0.06}Ga$ qotishmalarining asosiy magnit xarakteristikalari (θ_p , C, μ_{for} , μ_{eff}) hisoblandi.

Tadqiqot natijalarining amaliy ahamiyati va tadbiqu:

- Tadqiqot obyektlari materialshunoslikda, metallurgiyada zarur bo'lgan detallar tayyorlashda xom ashyo bo'lib xizmat qiladi. Olingan natijalar magnit hodisalar fizikasini, fizikaviy materialshunoslikning rivojlanishida ahamiyatga ega bo'lib, 3d metallar va ularning qotishmalarining elektr, magnit va galvanomagnit xossalarini o'rganishda, ularda amal qiladigan almashinuv va spin orbital o'zaro ta'sirning tabiatini tushuntirishni takomillashtirishga xizmat qiladi.

Magistrlik dissertasida himoya qilinadi:

- Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$; $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ va $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ qotishmalarning magnit qabul qiluvchanligini (20-1000⁰C) temperaturaga bog'lanish natijalari;
- O'rganilayotgan namunalarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanish $\chi^{-1}(\text{T})$ natijalaridan foydalanib, namunalarning asosiy magnit xarakteristikalarini – paramagnit Kyuri temperaturasi (θ_p), Kyuri–Veyss doimiysi (C) va kimyoviy formula birligiga to'g'ri keladigan magnit momentni (μ_{for}) hisoblash natijalari;

Magistrlik dissertasining strukturasi: Magistrlik dissertasi kirish, uchta bob, xulosalar, va adabiyotlar ro'yxatidan iborat bo'lib ____ betdan iborat bo'lib ____ sahifada bayon qilingan. Ishda ____ ta rasm, ____ jadval mavjud.

I BOB. ADABIYOTLAR SHARHI.

1.1. Temir guruhi metallarining (TGM) elektron tuzilishi.

Temir guruhi metallari o'tuvchi metallar sinfiga mansub bo'lib, Mendeleev davriy sistemasidagi skandiydan ($Z=21$) misgacha ($Z=29$) bo'lgan metallar kiradi. Ularning erkin atomlarida 3d – elektron qobiq kechikib to'ladi.

TGM atomlarida 3d- qobiqqacha bo'lgan qobiqlar elektronlar bilan to'lgan argon ($Z=18$) atomining elektron konfiguratsiyasiga egadir [1]: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$.

Bu atomlarning tashqi elektron qobiqlari $3d^n 4s^2$ qonuniyat bo'yicha to'ladi, bunda $n=1$ dan (Sc, $Z=21$) $n=10$ gacha (Cu, $Z=29$) o'zgaradi.

Temir guruhi atomlaridan kristall panjara hosil bo'lish jarayonida ularning 4s– qobiqlardagi barcha elektronlar va qisman 3d– qobiq elektronlari kristall panjara tugunlari orasidagi umumlashgan “erkin” elektronlarga aylanadi va ion holatiga o'tgan atomlar panjara tugunlarida joylashadi. Bu metallarning qattiq holatida tugunlarda o'troqlashgan 3d– qobiqning radiusi (r_{3d}) kristall panjara davrining yarmiga ($a/2$) yaqindir ($r_{3d} \approx a/2$). Shu sababga ko'ra, 3d– elektronlar kristall panjara tugunlarida „yalong'och” holatda, ya'ni tashqi ta'sirlardan xususan, kristall panjara elektr maydonidan ekranlashmagan (himoyalanmagan) holatda bo'ladilar. TGM metallaridan Cr, Mn, Fe, Co va Ni kuchli magnit xossaga (magnit tartiblangan holatga) ega bo'lgan metallar bo'lib hisoblanadi.

Temir guruhi metallari atomlari va ionlarining elektron tuzilishi haqida asosiy ma'lumotlar 1.1 – jadvalda keltirilgan

Temir guruhi metallari atomlari va ionlarining elektron tuzilishi

1.1- jadval

Z	Elema	Atomlar uchun		Ionlar uchun					
		Elektron konfiguratsiya	Term	Ion	Elektron konfiguratsiya	S	L	J	Term
24	Cr	$3d^5 4s^1$	7F_9	Cr^{3+}	$3d^3$	3/2	3	3/2	${}^3F_{3/2}$
25	Mn	$3d^5 4s^2$	${}^6S_{5/2}$	Mn^{3+}	$3d^4$	2	2	0	5D_0
		$3d^5 4s^2$	${}^6S_{5/2}$	Mn^{2+}	$3d^5$	5/2	0	5/2	${}^6S_{5/2}$
26	Fe	$3d^6 4s^2$	5D_4	Fe^{3+}	$3d^5$	5/2	0	5/2	${}^6S_{5/2}$
		$3d^6 4s^2$	5D_4	Fe^{2+}	$3d^6$	2	2	2/4	5D_4
27	Co	$3d^7 4s^2$	${}^4F_{9/2}$	Co^{2+}	$3d^7$	3/2	3	9/2	${}^4F_{9/2}$
28	Ni	$3d^8 4s^2$	3F_4	Ni^{2+}	$3d^8$	1	3	4	3F_4
29	Cu	$3d^{10} 4s^1$	${}^5S_{1/2}$	Cu^{1+}	$3d^9$	1/2	2	5/2	${}^2D_{5/2}$
		$3d^{10} 4s^1$			$3d^{10}$	0	0	2/0	1S_0

1.2. Paramagnetizmning Van-Flek nazariyasi.

Ionlardagi kechikib toʻladigan elektron qobiqdagi elektronlarning energetik sathlari energiyasi E -ni bilgan holda Van-Flek tomonidan ishlab chiqilgan paramagnetizmning kvant-mexanik nazariyasi natijalaridan [1,5] foydalanib, shunday erkin ionlar sistemasidagi paramagnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bogʻliqligini hisoblash mumkin.

Sistema ogʻir KYeM ionlaridan tashkil topgan deb faraz qilaylik. Sistemadagi har bir ionning asosiy va birinchi uygʻongan holat energiyasi farqi issiqlik energiyasidan juda katta boʻlganda ($\Delta E \gg k_B T$) Van-Flek nazariyasi shu sistemaning solishtirma magnit qabul qiluvchanligi uchun quyidagi ifodani beradi:

$$\chi = \frac{N_A}{M} \frac{g_J^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B T} + \frac{N_A \alpha_J}{M} \quad (1.3)$$

Bunda, N_A -Avagadro soni; M -berilgan KYeM ning atom massasi; k_B -Boltsman doimiysi; T -Absolyut temperature; μ_B -Bor magnetoni; g_J -Lande sektori.

Lande sektori quyidagicha aniqlanadi:

$$g_J = 1 + [S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)] / 2J(J+1). \quad (1.4)$$

(1.3) dagi ikkinchi qoʻshiluvchi temperaturaga bogʻliq boʻlgan Van-Flek paramagnetizmi. Undagi α_J quyidagicha aniqlanadi:

$$\alpha_J = \frac{\mu_B^2}{6(2J+1)} \left[\frac{F_{J+1}}{E_{J+1} - E_J} - \frac{F_J}{E_J - E_{J-1}} \right].$$

Bu ifodadagi F quyidagicha aniqlanadi:

$$F_J = \frac{1}{J} [(S+L+1)^2 - J^2] \cdot [J^2 - (S-L)^2]. \quad (1.5)$$

(1.3) ifodadagi birinchi qoʻshiluvchi magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bogʻliq qismini $\chi(T)$ aniqroq qilib aytganda KEM ning kristall panjarasi tugunlarida oʻrtoqlashgan 4f-qobiq elektronlarining magnit qabul qiluvchanligini, ikkinchi qoʻshiluvchi $\frac{N_A}{M} \alpha_J = \chi_0$ temperaturaga bogʻliq boʻlmagan qismini ifodalaydi. Demak (1.3) ifodadan koʻrinadiki $\Delta E \gg k_B T$ shart bajarilganda

yuqori temperatura va kuchsiz magnit maydonda $\left(\frac{\mu_B H}{k_B T} \ll 1\right)$ KYeM ning erkin ionlari sistemasining magnit qabul qiluvchanligi, ionlar asosiy holatining to'la mexanik moment kvant soni J ga temperaturasi T bilan aniqlanar ekan. $\chi_0 = \frac{N_A}{M} \alpha_J = 0$ bo'lganda (1.3) ifoda quyidagi klassik Xund formulasiga aylanadi:

$$\chi = \frac{N_A}{M} g_J^2 J(J+1) \mu_B^2 / 3k_B T \quad (1.7)$$

Agar

$$C = \frac{N_A}{M} g_J^2 J(J+1) \mu_B^2 / 3k_B = \frac{N_A}{M} \frac{\mu_{eff}^2}{3k_B} \quad (1.8)$$

belgilash kiritilsa, (1.7) ifoda Kyuri empirik qonuninig analitik ifodasiga aylanadi:

$$\chi = \frac{C}{T}. \quad (1.9)$$

(1.8) ifodada belgilangan μ_{eff} kattalik

$$\mu_{eff} = g_J [J(J+1)]^{\frac{1}{2}} \mu_B \quad (1.10)$$

KYeM erkin ioni effektiv magnit momentining nazariy qiymatini aniqlaydi. Bu kattalikning tajribaviy qiymatini aniqlash uchun (1.8) dan quyidagi ifodani olish mumkin:

$$\mu_{\phi} = \frac{1}{\mu_B} \left(\frac{3k_B}{N_A} \right)^{1/2} (MC)^{1/2} \mu_B = 2,83(MC)^{1/2} \mu_B. \quad (1.11)$$

KYeM ionlarning magnit o'zaro ta'siri, energiyaga proporsional bo'lgan, Kyurining paramagnit temperaturasi deb ataladigan, θ_p kattalikni (1.3) ifodaning birinchi hadi maxrajida $T \rightarrow (T - \theta_p)$ almashtira olish bilan hisobga olish mumkin [1,3]. Buni hisobga olganda (1.9) ifoda Kyuri-Veyss qonunining analitik ifodasiga aylanadi:

$$\chi = C / (T - \theta_p). \quad (1.12)$$

Yengil kamyob yer metallari uchun χ_0 ning qiymatini hisobga olmasligi mumkin emasligini hisobga olsak (1.3) dan Kyuri-Veyss qonunining umumlashgan ifodasini olamiz:

$$\chi = \frac{C}{(T - \theta_p)} + \chi_0. \quad (1.13)$$

Temir guruhi metallari atomlari(ionlari)ning 3d-qobiq elektronlarining uyg'ongan va asosiy energetik sathlar energiyalarining farqi $\Delta E \ll k_B T$ (T-absolyut temperatura) bo'lgani uchun Van – Flek nazariyasidan bu elementlar magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishini hisoblash uchun quyidagi ifodani olish mumkin [5]:

$$\chi = \frac{N_A}{M} \frac{\mu_B^2}{3k_B T} [4S(S+1) + L(L+1)], \quad (1.14)$$

bu ifodada ham quyidagicha belgilash kiritamiz:

$$C = \frac{N_A}{M} \frac{\mu_B^2}{3k_B T} [4S(S+1) + L(L+1)] = \frac{N_A}{M} \frac{\mu_{ef}^2}{3k_B}. \quad (1.15)$$

$$\text{Bundagi} \quad \mu_{ef} = [4S(S+1) + L(L+1)]^{\frac{1}{2}} \mu_B. \quad (1.16)$$

(1.15) ga asosan (1.14)dan (1.12) ko'rinishdagi quyidagi Kyuri-Veyss qonunining empirik ifodasini olish mumkin.

Shuni alohida qayd etish kerakki, (1.16) ifoda bo'yicha nazariy hisoblangan μ_{ef} ning qiymati, TGM bitta atomiga to'g'ri keladigan magnit momentning tajribaviy qiymatidan ancha katta bo'lib chiqadi. Buning sababi quyidagicha: temir guruhi elementlarining kristall holatida panjara tugunidagi 3d elektronlar, shuningdek ularning orbital magnit momenti, qo'shni tugunlardagi ionlarning kuchli elektr maydoni ta'siridan yaxshi himoya qilinmagan. Shu ta'sir natijada ionlar magnit momentlarining orbital tashkil etuvchisi, kristallda aniq bir yo'nalish olib, qotib („muzlab“) qoladi. Orbital momentning kristall maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasi ion ichidagi spin – orbital bog'lanish energiyasidan ancha katta bo'ladi. Shu tufayli magnit momentning (1.16) ifodadagi orbital tashkil etuvchisini hisobga olmaydigan darajada kichik deb qarash mumkin ($L \approx 0$). U holda (1.16) ifodani quyidagicha yozish mumkin.

$$\mu_{ef} = 2[S(S+1)]^{\frac{1}{2}} \mu_B. \quad (1.17)$$

Agar multipletlik - $2S+1$, yoki $3d$ qobiqdagi juftlashmagan elektronlar soni - N aniq bo'lsa, μ_{ef} ning qiymatini (1.17) dan kelib chiqadigan quyidagi ifoda yordamida ham topish mumkin ($S = \frac{N}{2}$):

$$\mu_{ef} = \sqrt{N(N+2)} \mu_B. \quad (1.18)$$

TGM bitta atomiga to'g'ri keladigan magnit moment-effektiv magnit momentining tajribaviy qiymatini ham (1.15) dan olinadigan (1.11) ifodada foydalanib topiladi. Shuni alohida qayd etish lozimki, TGM ionlari uchun (1.17) yoki (1.18) ifodalar bo'yicha hisoblash natijalar tajriba natijalari bilan yaxshi mos tushadi. KYeM va TGM ionlarining asosiy magnit xarakteristikalarini mos ravishda 1.3 va 1.4 – jadvallarda keltirilgan.

TGM (Fe, Co, Ni) ionlarining asosiy magnit xarakteristikalari [1].

Ion	3d elektronlar soni	N	μ_{eff}, μ_B , nazariy		$\mu_{\text{eff}},$ μ_B tajr.	Spin orbital yoyilish parametri, (Ye_{3d}) sm^{-1}
			$\sqrt{N(N+2)}$	$g_J \sqrt{J(J+1)}$		
Sc^{3+}	0	0	0	0	-	-
Ti^{3+}	1	1	1.73	1.55	1.8	154
Y^{3+}	2	2	2.83	1.63	2.8	105
Cr^{3+}	3	3	3.87	0.77	3.8	91
Mn^{3+}	4	4	4.9	0	4.9	88
Mn^{2+}	5	5	5.92	5.92	5.9	0
Fe^{3+}	5	5	5.92	5.92	5.9	0
Fe^{2+}	6	4	4.9	6.7	5.4	-103
Co^{2+}	7	3	3.87	6.63	4.8	-178
Ni^{2+}	8	2	2.83	5.59	3.2	-325
Cu^{2+}	9	1	1.73	3.55	1.9	-829
Cu^{1+}	10	0	0	0	-	-

1.3. TEMIR GURUHI METALLARIDA ALMASHINISH O'ZARO TA'SIRINING MOHIYATI.

Dia- va paramagnetiklardan farqli ravishda ferromagnetiklarning kichik-kichik sohalari, tashqi magnit maydoni bo'lmaganda ham o'z-o'zidan to'yinishgacha magnitlanish xossasiga ega bo'ladi. Bu sohalar ichida atomlarning magnit momentlari o'zaro parallel joylashgan bo'ladilar. Ana shu sohalar domenlar deb atalib, tashqi magnit maydonit bo'lmaganda, ularning magnit momentlari magnetikning butun hajmi bo'ylab o'zaro tartibsiz yo'nalgan bo'ladi. Tashqi maydon ta'sirida domenlarning magnit momentlari tartiblanib, ferromagnit magnitlanadi. Temperatura oshishi bilan atomlarning issiqlik harakati bunday magnit tartiblanishni buza boradi. Temperatura Kyuri temperaturasiga yetganda ferromagnetikning o'z-o'zidan magnitlanishi butunlay yo'qolib u paramagnetikka aylanadi. Bundan Kyuri

temperaturasi ferromagnit modda atomlari magnit momentlarini tartiblovchi ichki o'zaro ta'sir energiyasining o'lchovi hisoblanishi kelib chiqadi.

Ferromagnetiklarning magnit xossalarini tushuntirish bo'yicha Veyssning klassik nazariyasi va Frenkel hamda Geyzenberglar tomonidan ishlab chiqilgan kvant nazariya mavjuddir. Giromagnit nisbatlarni o'lchash bilan bog'liq tajribalarda, ferromagnetizmni atomning kechikib to'ladigan qobig'ida joylashgan elektronlarning o'z o'qi atrofida aylanishi bilan bog'liq ekanligi, ya'ni spin tabiatiga ega ekanligi isbotlandi. Keyin, 1928 yilda bir-biridan bexabar holda Frenkel va Geyzenberglar ferromagnit holat, sof kvant xarakterga ega bo'lgan, almashinish o'zaro ta'sir deb ataladigan ichki o'zaro ta'sir natijasida hosil bo'lishini ko'rsatdilar.

Hozirgi kunda almashinish o'zaro ta'sir mexanizmini tushuntiruvchi uchta model mavjuddir: Lokallashgan (o'troqlashgan) elektronlar (Geyzenberg) modeli, umumlashgan elektronlar modeli yoki ferromagnetizmning zonalar nazariyasi (Frenkel modeli) va bilvosita o'zaro ta'sir modeli [1,7].

Shulardan ushbu ishda qo'yilgan maqsadga bevosita aloqador bo'lgan birinchi va uchinchi modellarning mohiyatini qisqacha qarab chiqamiz.

1) O'troqlashgan elektronlar (Geyzenberg) modeli [1,7].

Bu modelning mohiyatini ikki atomli vodorod molekulasida misolida qarab chiqamiz(chunki, metallni N-ta iondan tashkil topgan ulkan molekula deb qarash mumkin). Gayler-London sxemasi deb ataladigan sxema bo'yicha, vodorod molekulasining energiyasi undagi elektronlar spin magnit momentlarining o'zaro qanday yo'nalganligiga bog'liqdir. Molekulaning to'la energiyasi ikkita yadroning va elektronning Kulon elektrostatik o'zaro ta'sir energiyalari hamda elektronlar to'ltin funksiyalarining (orbitalarining) bir-birini qoplashi tufayli yuzaga keladigan almashinish o'zaro ta'sir energiyalarining yig'indisidan tashkil topadi.

Vodorod atomlari orasidagi elektronlarning o'zaro shunday almashinish harakati bilan ferromagnit 3d-metallardagi umumlashgan(valent) elektronlar harakatini o'xshash deb, bu harakat bilan bog'lik bo'lgan gameltonian-almashinish gamiltoniani uchun Geyzenberg quyidagi ifodani berdi:

$$H_{aLM} = -2A \sum_{i,j} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (1.19)$$

Bunda $\vec{S}_i$ va $\vec{S}_j$ -mos ravishda, metall kristall panjarasining i-va j-tugunlarida joylashgan ionlarning to'lmagan 3d-qobiqlaridagi elektronlarning yig'indi spinlari. A-fakat yaqin qo'shni ionlar uchun noldan farqli bo'lgan, almashinish integrali deb ataladigan kattalik.

O'troqlashgan elektronlar (spinlar) modeli bo'yicha [1] ferromagnit holat xosil bo'lishining zaruriy sharti-almashinish integrali ishorasining musbat bo'lishidir. Ikkita elektronli oddiy sistema uchun Geyzenberg almashinish integrali quyidagi ko'rinishga ega buladi:

$$A = \int e^2 \left[\frac{1}{r_{12}} - \frac{z_a}{r_{1a}} - \frac{z_b}{r_{2b}} \right] \psi_a(1) \psi_b(2) \psi_a(2) \psi_b(1) d\tau_1 d\tau_2, \quad (1.20)$$

bunda z_a -va z_b -atom nomerlari yoki yadroning "effektiv" zaryadlari, r_{1a} va r_{2b} mos yadro va elektronlar orasidagi masofalar, r_{12} -kristalning ikki tugunida o'troqlashgan elektronlar orasidagi masofa, e^2/r_{12} -shu elektronlarning Kulon o'zaro itarishish energiyasi, $-\frac{e^2 z_a}{r_{1a}} - \frac{e^2 z_b}{r_{2b}}$ -shu elektronlarning z_a va z_b yadrolar bilan o'zaro ta'sir energiyasi, $\psi(1)$ va $\psi(2)$ -elektronlarning (kristall tugunlari orasidagi masofaga bog'liq bo'lgan) ortogonal to'liq funksiyalari.

Almashinish integrali musbat bo'ladi ((12)-ifoda bo'yicha) agar birinchidan, elektronlarning to'liq funksiyalari yadro yaqinida kichik bo'lsa va ikkinchidan d-elektronlar orbitasining radiusi (r_d) panjara tugunlari orasidagi masofaning(a)yarmi tartibida va undan katta bo'lsa ($r_d \geq a/2$). Bu shart 3d- elektron qobiqlarga ega bo'lgan metallar uchun, ya'ni temir guruhi metallari (Fe,Ni,Co) uchun bajarilar ekan.

2) Bilvosita almashinish o'zaro ta'sir (s-d- yoki s-f-almashinish) modeli.

Shubin va Vonsovskiylar tomonidan birinchi marta ishlab chikilgan bu model asosida metall kristallidagi elektronlarni quyidagi ikkita guruxga bo'lish mumkin degan faraz yotadi: umumlashgan o'tkazuvchanlik elektronlari va tugunlarda o'troqlashgan d- yoki f-elektronlar. d- metallarning ko'pchilik qattiq eritmalarida va kamyob yer metallarida(KEM) o'troqlashgan elektronlarning bevosita, ya'ni

to'g'ridan-to'g'ri o'zaro almashinishi yuz bera olmas ekan. Buning sababi bu o'troqlashgan elektronlar to'lqin funksiyalarining bir-birini qoplamasligidir ($a/2 \gg r_{4f}$). Biroq umumlashgan o'tkazuvchanlik s-elektronlar orqali ularning aloqasi (o'zaro ta'siri) yuz beradi. Shunday bilvosita (ya'ni o'tkazuvchanlik s-elektronlari orqali) o'zaro ta'sir tufayli d- yoki f-elektronlarning magnit momentlari tartibga keladi.

Bunday o'zaro ta'sir nazariyasi kamyob yer metallari uchun birinchi marta Ruderman, Kittel, Kosuyya va Iosidalar tomonidan ishlab chiqilgan. Shuning uchun ham KEMdagi bilvosita o'zaro ta'sirga RKKI o'zaro ta'siri deb ham ataladi. RKKI o'zaro ta'sirining mohiyati quyidagicha: Kristallning i-tugunida joylashgan 4f-qobiqning $\vec{S}_i$ -cpini hosil qiladigan effektiv magnit maydoni ta'sirida s - o'tkazuvchanlik elektronlari qutblanadi. Qo'shni j -tugunda joylashgan 4f-qobiqning $\vec{S}_j$ -spini shu qutblangan elektronlar bilan o'zaro ta'sirlashadi. O'troqlashgan $\vec{S}_i$ - va $\vec{S}_j$ - spinlarning o'tkazuvchanlik elektronlari orqali shunday bilvosita yoki RKKI o'zaro ta'siri uzoq ta'sir va assillyaasiyalanish xarakteriga ega o'zaro ta'sir hisoblanadi. Bilvosita (yoki s-f) almashinish o'zaro ta'sir integrali uchun quyidagi ko'rinishdagi ifoda olingan [1,7,8].

$$A_{\phi\phi} = \frac{9\pi A_{sf}^2(0)}{E_F} \left(\frac{n_s}{N} \right)^2 F[2k_F(\vec{R}_i - \vec{R}_j)] \quad (1.21)$$

bunda $A_{sf}^2(0)$ -s-f- o'zaro ta'sir doimiysi, E_F va K_F - fermi sirtining energiyasi va to'lqin vektori, N -panjara tugunlari soni, $\frac{n_s}{N}$ -bitta atomga(tugunga) to'g'ri keladigan o'tkazuvchanlik elektronlari soni, $(\vec{R}_i - \vec{R}_j)$ i-vaj-tugunlarda joylashgan ionlar orasidagi masofa, $F[2K_F(\vec{R}_i - \vec{R}_j)] = F(x)$ – quyidagi ko'rinishga ega bo'lgan Ruderman-Kittel funksiyasi deb ataladigan funksiya:

$$F(x) = (x \cos x - \sin x) / x^4 \quad (1.22)$$

3) Kyuri temperaturasi va almashinishning integrali.

Yuqorida aytilganidek Kyuri temperaturasi kristall panjara tugunlarida joylashgan ionlar ichida o'troqlashgan 3d- yoki 4f- elektronlarning magnit momentlarini tartibga soluvchi ichki almashinish o'zaro ta'sir(V-bandda

karalgan)energiyasining o'rchovidir. Shu nuqtai nazardan Kyuri temperaturasi va almashinish integrali orasidagi o'zaro bog'lanish bo'lish kerak.

3d-metallari uchun bu borada,

$$\frac{k\theta_p}{A} = \left[\ln \frac{z}{z-2} \right]^{-1} \quad (1.23)$$

bog'lanish [7] va

$$\frac{k\theta_p}{A} = \frac{5}{96} (z-1)[S(S+1)-1] \quad (1.24)$$

bog'lanish [8] olingan. Bu ifodalardagi k-Bolsman doimiysi, z-koordinasiya soni(masalan Ni-uchun z=12), S-3d- qobiqning to'liq spin kvant soni.

4f-metallari uchun Kyuri temperaturasi va almashinish integralini o'zaro bog'laydigan quyidagi ifoda olingan [1,8]:

$$\theta_p = \frac{3\pi}{kE_F} \cdot \left(\frac{n_s}{N}\right)^2 A_{sf}^2(0)(g_j-1)^2 J(J+1) \sum_{i,j} F(2\vec{K}_F | \vec{R}_i - \vec{R}_j |) \quad (1.25).$$

Bu ifodadan (8) ni hisobga olsak quyidagini olamiz:

$$\frac{k\theta_p}{A_{\phi\phi}} = \frac{(g_j-1)^2 J(J+1)}{3} \quad (1.26)$$

Bundagi J-4f-qobiqdagi elektronlarning to'liq mexanik momentining kvant soni, g_j - Lande faktori bo'lib quyidagicha aniqlanadi:

$$g_j = 1 + [S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)] / 2J(J+1) \quad (1.27).$$

Bunda S- va L- mos ravishda, panjara tugunidagi KEM^{3+} ionining 4f-qobig'idagi elektronlarning to'liq spin va orbital mexanik momentlarning kvant sonlari. S,L va J- kvant sonlari Xund qoidalaridan foydalanib aniqlanadi.

1.4§. TGE atom ionlarining asosiy energetik holati xarakteristikallari va magnit momenti

TGE atomlari va ionlarini asosiy energetik xolat xarakteristikallari quyidagicha aniqlanadi. Buning uchun shu atom va ionning elektron konfiguratsiyalari keltirilgan 1.1-jadvalda va Xund qoidalaridan foydalaniladi. Quyida hisoblashlardan namunalar keltirilgan.

1) a) Mn - atomi uchun 1.1 -jadvaldan Mn -atomi elektron konfiguratsiyasi [Ar] 3d⁵4s² yoki qisqacha 3d⁵ -Xundning birinchi qoidasiga asosan bu beshta elektron 3d -qobiqda quyidagi tartibda joylashadi:

$$m_l = +2, +1, 0, -1, -2 \quad m_s = \uparrow \cdot \uparrow \cdot \uparrow \cdot \uparrow \cdot \uparrow$$

Xund qoidalariga asosan Mn atomi asosiy xolati xarakteristikalarini quyidagicha topiladi:

$$S = \sum m_s = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = \frac{5}{2} \quad L = \sum m_l = 2 + 1 + 0 - 1 - 2 = 0 \quad J = L - S = 5/2$$

X_J^{2S+1} atom asosiy xolat termi $X_J^{2S+1} = S_{5/2}^6$ ko'rinishda bo'ladi

b) ²⁺Mn -ioni uchun. Bu ion uchun xam elektron konfiguratsiya 3d⁵ elektron konfiguratsiya ko'rinishda bo'ladi. Chunki, atomda 4s² elektronlar chiqadi.

Demak, ²⁺Mn ionlar uchun xam Mn atom bilan elektron konfiguratsiya bir xil bo'lgani uchun asosiy xolati xarakteristikalarini

$$S = \sum m_s = \frac{5}{2} \quad L = \sum m_l = 0 \quad J = L - S = 5/2 \quad X_J^{2S+1} = S_{5/2}^6 \text{ ko'rinishda bo'ladi}$$

v) ³⁺Mn ioni uchun 1.1-jadval bo'yicha bu ion uchun elektron konfiguratsiya [Ar] 3d⁴ yoki qisqacha 3d⁴. Bu 4 ta elektron 3d qobiqda quyidagicha joylashadi;

$$m_l = +2, +1, 0, -1, -2 \quad m_s = \uparrow \cdot \uparrow \cdot \uparrow \cdot \uparrow \text{ Xund qoidalariga asosan}$$

$$S = \sum m_s = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 2 \quad L = \sum m_l = 2 + 1 + 0 - 1 = 2 \quad J = L - S = 0$$

X_J^{2S+1} atom asosiy xolat termi $X_J^{2S+1} = D_0^5$ ko'rinishda bo'ladi

2) a) Fe- atomi ichidagi elektron konfiguratsiyasi [Ar] 3d⁶4s² yoki qisqacha 3d⁶. Bu oltita elektron 3d qobiq bo'ylab quyidagicha joylashadi:

$$m_l = +2, +1, 0, -1, -2 \quad m_s = \uparrow \downarrow \cdot \uparrow \cdot \uparrow \cdot \uparrow \cdot \uparrow \text{ Xund qoidalariga asosan}$$

$$S = \sum m_s = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 2 \quad L = \sum m_l = 2 + 2 + 1 + 0 - 1 - 2 = 2$$

$J = L + S = 4$ X_J^{2S+1} atom asosiy xolat termi $X_J^{2S+1} = D_4^5$ ko'rinishda bo'ladi

b) ²⁺Fe -ioni uchun.

Bu ion uchun 1.1-jadvaldan electron konfiguratsiyasi -[Ar] 3d⁶. Demak, ²⁺Fe ionida va temir atomida 3d qobiqdagi elektronlar soni bir xil. Shuning uchun ham ²⁺Fe ioni asosiy holat termi temir atomi singari $X_J^{2S+1} = D_4^5$ ko'rinishda bo'ladi

v) ^{3+}Fe -ioni uchun elektron konfiguratsiyasi $[\text{Ar}] 3d^5$. Bu ^{2+}Mn ion elektron konfiguratsiyasi bilan bir xildir. Demak, ^{3+}Fe ionini asosiy xolatining elektron xarakteristikalarini ^{2+}Mn ion bilan bir xil bo'lar ekan: $S=5/2$, $L=0$, $J=5/2$ va $^6S_{5/2}$. Yuqoridagidek ko'rinishda TGE elementlarining barcha atom va ionlari asosiy holati elektron xarakteristikalarini aniqlash mumkin. Shunday qilib, olingan natijalar 2-jadvalda keltirilgan.

Istalgan erkin atom yoki ionning magnit momentini atomlarning vektor modelidan foydalanib hisoblash mumkin. Shu joyda KEM atom yoki ion magnit momentini hisoblash mumkin bo'lgan ifodani: ya'ni

$$\mu_J = g_L \sqrt{J(J+1)} \cdot \mu_B \quad (1)$$

TGE atomi yoki ionning magnit momentini hisoblashga qo'llasak,

$$\mu_S = 2\sqrt{S(S+1)} \cdot \mu_B \quad (2)$$

hosil bo'ladi. Bu ifodalar 1.4 paragrafda KEM kristall panjarasi tugunlarida o'troqlashgan (ionlashgan) 4f -elektronlar va TGE kristall panjarasi tugunlarida o'troqlashgan 3d- elektronlarga ega bo'lgan "erkin ionlar" modeli bo'yicha Van-flek nazariyasi asosida xam olingan edi. Biroq metall ichida μ_J (yoki μ_S ga) bitta ionga tog'ri keladigan effektiv magnit moment (μ_{eff}) deb atalishi aytiladi. Endi ushbu paragrafda shu ifodalardan foydalanib TGE atom xamda ionlarining magnit momentini hisoblash natijalari keltiriladi. Bunda qarayotgan atom yoki ion magnit momentini hisoblash zarur bo'lgan kvant sonlarini qiymati 1.2- jadvallardan olinadi.

1.3 jadval TGE ionlari asosiy energetik holatining xarakteristiklari

Z	Atom	Elektron konfiguratsiya	M ₁ (3d yoki 4S)					S=Σm _s	L=Σm _l	J=Σm _j	$^{2S+1}L_J$
			+2	+1	0	-1	-2				
21	Sc ³⁺	3d ⁶						0	0	0	¹ S ₀
22	Ti ³⁺	3d ¹	↑					½	2	3/2	² D _{3/2}
23	Y ³⁺	3d ²	↑	↑				1	3	2	³ H ₂
24	Cr ³⁺	3d ³	↑	↑	↑			3/2	3	3/2	⁴ F _{3/2}
25	Mn ³⁺	3d ⁴	↑	↑	↑	↑		3	2	0	⁵ D ₀
	Mn ²⁺	3d ⁵	↑	↑	↑	↑	↑	2	0	5/2	⁶ S _{5/2}
26	Fe ³⁺	3d ⁵	↑↓	↑	↑	↑	↑	5/2	0	5/2	⁶ S _{5/2}
	Fe ²⁺	3d ⁶	↑↓	↑	↑	↑	↑	5/2	2	4	⁵ D ₄
27	Co ²⁺	3d ⁷	↑↓	↑↓	↑	↑	↑	2	3	9/2	⁴ F _{9/2}
28	Ni ³⁺	3d ⁸	↑↓	↑↓	↑↓	↑	↑	3/2	3	4	³ F ₄
29	Cu ³⁺	3d ⁹	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	1	2	5/2	² D _{5/2}
	Cu ²⁺	3d ¹⁰	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	0	0	0	¹ S ₀

TGE atom va ionlarining magnit momentini hisoblash. TGE atom yoki ioni magnit momentini hisoblash uchun (1) ifodadan foydalaniladi. Hisoblashlardan namunalar keltiramiz

1) a) Fe- atomi uchun yuqorida hisoblangan $S=2$, $L=2$, $J=4$ ekanligini bilgan holda Lande faktorini hisoblaymiz

$$g_L = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = 1 + \frac{4(4+1) + 2(2+1) - 2(2+1)}{2 \cdot 4(4+1)} = \frac{3}{2}$$

(1) ifoda bo'yicha μ_J ni hisoblaymiz:

$$\mu_J = g_L \sqrt{J(J+1)} \cdot \mu_B = \frac{3}{2} \sqrt{4(4+1)} \cdot \mu_B = 6.71 \mu_B$$

b) ^{3+}Fe - ioni uchun yuqorida hisoblangan $S=5/2$, $L=0$, $J=5/2$ ekanligini bilgan holda Lande faktorini hisoblaymiz

$$g_L = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = 2$$

(2) ifoda bo'yicha μ_S ni hisoblaymiz:

$$\mu_S = g_L \sqrt{S(S+1)} \cdot \mu_B = \frac{3}{2} \sqrt{2(2+1)} \mu_B = 5.48 \mu_B$$

c) ^{2+}Fe - ioni uchun yuqorida hisoblangan $S=2$, $L=2$, $J=4$ ekanligini bilgan holda Lande faktorini hisoblaymiz

$$g_L = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = \frac{3}{2}$$

(1) ifoda bo'yicha μ_J ni hisoblaymiz:

$$\mu_J = g_L \sqrt{J(J+1)} \cdot \mu_B = \frac{3}{2} \sqrt{4(4+1)} \cdot \mu_B = 6.71 \mu_B$$

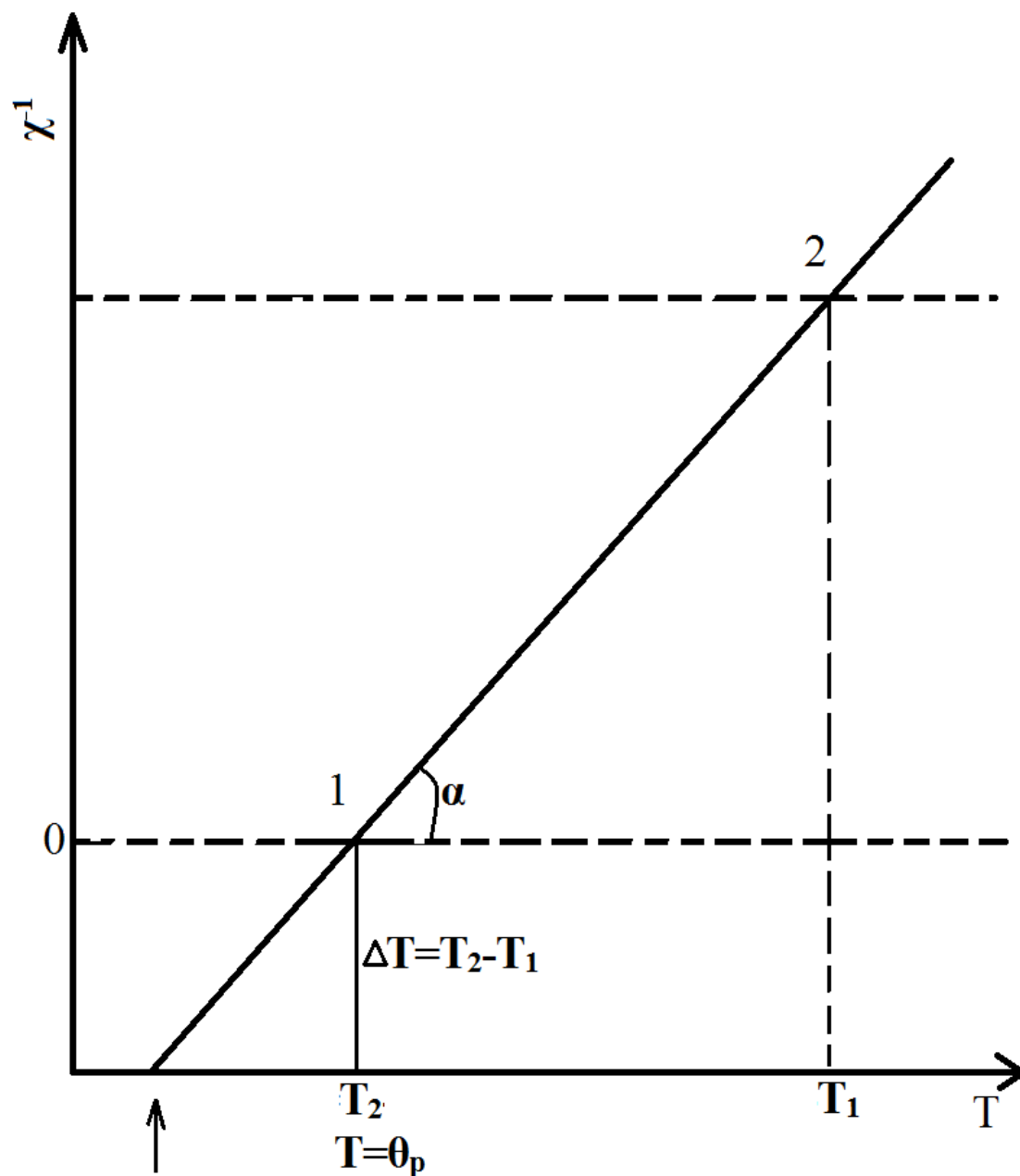
(2) ifoda bo'yicha μ_S ni hisoblaymiz $\mu_S = 2\sqrt{S(S+1)} \cdot \mu_B = 2\sqrt{2(2+1)} \mu_B = 4.9 \mu_B$

Shunday tartib (usul) bilan TGE larining qolgan barcha atom va ionlari uchun magnit moment μ_J va μ_S qiymatlari hisoblanadi. Hisoblash natijalari 3 va 4-jadvalda keltirilgan.

1.4. jadval TGE ionlari asosiy energetik holatining xarakteristikalar

Z	Atom	N el. soni		$^{2S+1}\chi_J$	g_J	$\mu_J = g_J \sqrt{J(J+1)} \cdot \mu_B$	$\mu_S = 2\sqrt{S(S+1)} \cdot \mu_B$
		3d	4f				
21	Sc	1	0	$^2D_{3/2}$	4/5	1.55	1.73
22	Ti	2	0	3H_2	2/3	1.63	2.82
23	Y	3	0	$^4F_{3/2}$	2/5	3.87	3.87
24	Cr	5	1	7S_3	2	1.39	6.92
25	Mn	5	0	$^6S_{5/2}$	2	5.48	5.48
26	Fe	6	0	5D_4	3/2	6.71	6.72
27	Co	7	0	$^4F_{9/2}$	4/3	6.63	3.87
28	Ni	8	0	3F_4	5/4	5.59	2.83
29	Cu	10	1	$^2S_{1/2}$	2	1.41	1.73

TGE ionlari magnit momentini tajribada aniqlash va ularni hisoblash natijalari bilan taqqoslash.



1.1-rasm $\chi^{-1}(T)$ bog'lanish buyicha paramagnit Kyuri tempemturasi θ_p va Kyuri-Veyss doimiysi C ni aniqlash.

Paramagnetizmning Van-Flek nazariyasisiga modda paramagnetik ioni atomi magnit momentini Kyuri-Veyss qonuni asosida tajribada aniqlash mumkin. Buning uchun, TGM paranagnit kabiil kihrvchanlikning temperaturaga

bogllkligi $\chi(T)$ ni o'lchash natijalari bo'yicha TGM ioni magnit momentini aniqlash uchun quyidagicha kirishiladi, TGM ning turli temperaturada tajribalada o'lchanilgan magnit qabul qiluvchanlikning teskari qiymatini otdinata o'qiga temperaturani esa absissa o'qiga qo'yib, $\chi^{-1}(T)$ bog'lanish grafigi chiziladi. Bu grafikni temperatura o'qi bilan kesishish nuqtasi buyicha paramagnit Kyuri tempemturasi θ_p topiladi (1-rasm). Grafikda ixtiyoriy ikkita 1. (T_1, χ_1^{-1}) 2. (T_2, χ_2^{-1}) ikkita koordinatalari orqali Kyuri-Veyss doimiysi C - quyidagicha aniqlanadi. Kyuri-Veyss qonuniga ko'ra va $\chi^{-1}(T)$ tajribaviy bog'lanish xlsobga ollb

$$\chi_1^{-1} = (T_1 - \theta_p) / C$$

$$\chi_2^{-1} = (T_2 - \theta_p) / C$$

Bu tenglamalarning ikkinchisini birinchisidan hadma-had ayirib Kyuri-Veyss doimiysi C uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz

$$C = \frac{T_2 - T_1}{\chi_2^{-1} - \chi_1^{-1}} = \frac{\Delta T}{\Delta \chi^{-1}} = \text{ctg } \alpha$$

Bir nechta shunday juft nuqtalar uchun C ning qiymatlari aniqlanadi va ulanni o'rtacha qiymati topiladi. Kyuri-Veyss doimiysining urtacha qiymatini bilgan holda

$$\mu_{\text{eff}} = 2.83\sqrt{CM} \mu_B$$

ifodaga qo'yib TGM bitta ioniga tug'ri keladigan effektiv magnet moment hisoblanadi.

Temir gurixi elementlari bitta ionga to'g'ri keladigan magnit moment effektiv magnit momentini xam yuqorida bayon qilinganidek topilgan qiymatlari 4- jadvalda keltirilgan.

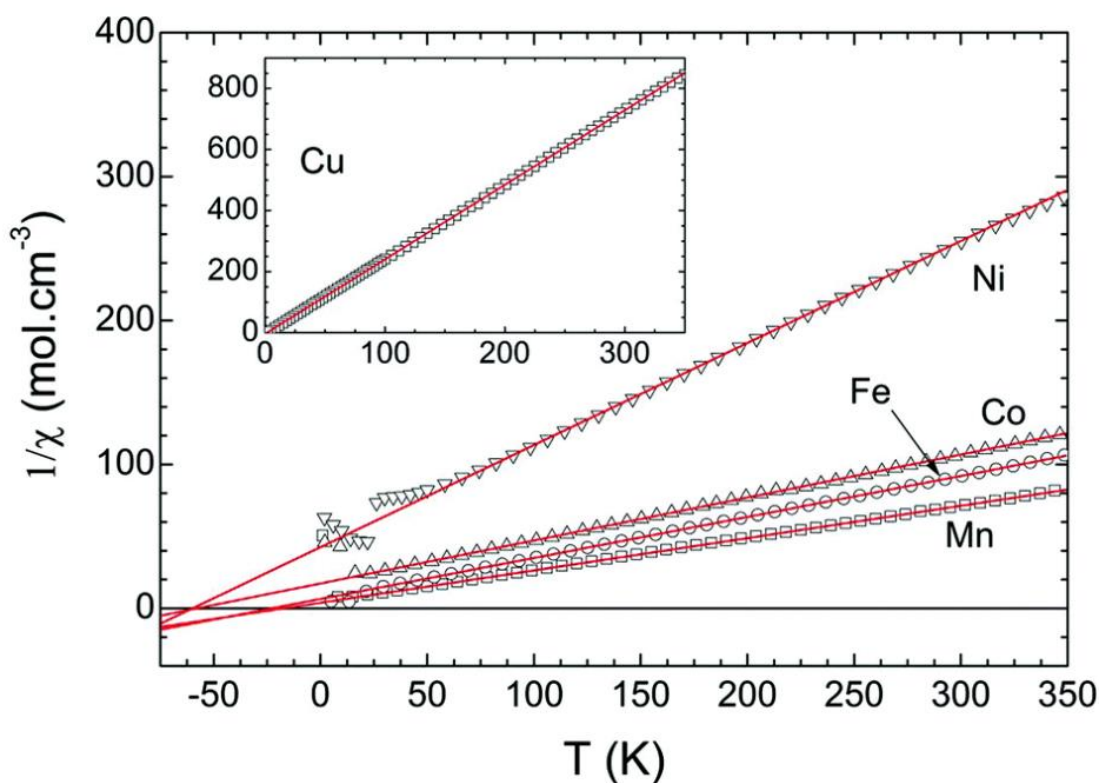
1.5. jadval TGE ionlari asosy energetik holatining xarakteristikalari

Z	TGE	A g/mol	Qattiq holat					
			$C \cdot 10^2$, K·gr·sm	θ_p , K	μ_{eff} , μ_B	ion	μ_J , μ_B	μ_S , μ_B
21	Sc	44.96			0	Sc ³⁺	0	0
22	Ti	47.88			1.8	Ti ³⁺	1.5	1.55
23	Y	50.94			2.8	Y ³⁺	1.63	1.63
24	Cr	52.0			3.8	Cr ³⁺	0.77	0.77
25	Mn	54.94			5.9	Mn ³⁺	5.92	5.92
26	Fe	55.85	2.81 9.3 2.5	1053 -027 1100	3.54 6.47 3.34	Fe ³⁺	5.92 6.7 2	5.92 4.9
27	Co	58.93	2.22	1408	3.23	Co ³⁺	6.63	3.87
28	Ni	58.71	0.8	630	2.0	Ni ³⁺	5.59	2.83
29	Cu	63.55	-		1.9	Cu ³⁺	3.55	1.73

1.5. Nikel va uning qotishmalarining toza va birikma holatdagi xossalari bo'yicha so'nggi yillardagi tajriba natijalari [3].

Nikel va uning qotishmalarining magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog'liqligi bo'yicha toza holatda olingan va uning uchlik

qotishmalari adabiyotlarda yetarlicha qilingan ishlar mavjud. So`nggi olingan natijalar bo`yicha quyidagi grafikdan ham ko`rishimiz mumkin.



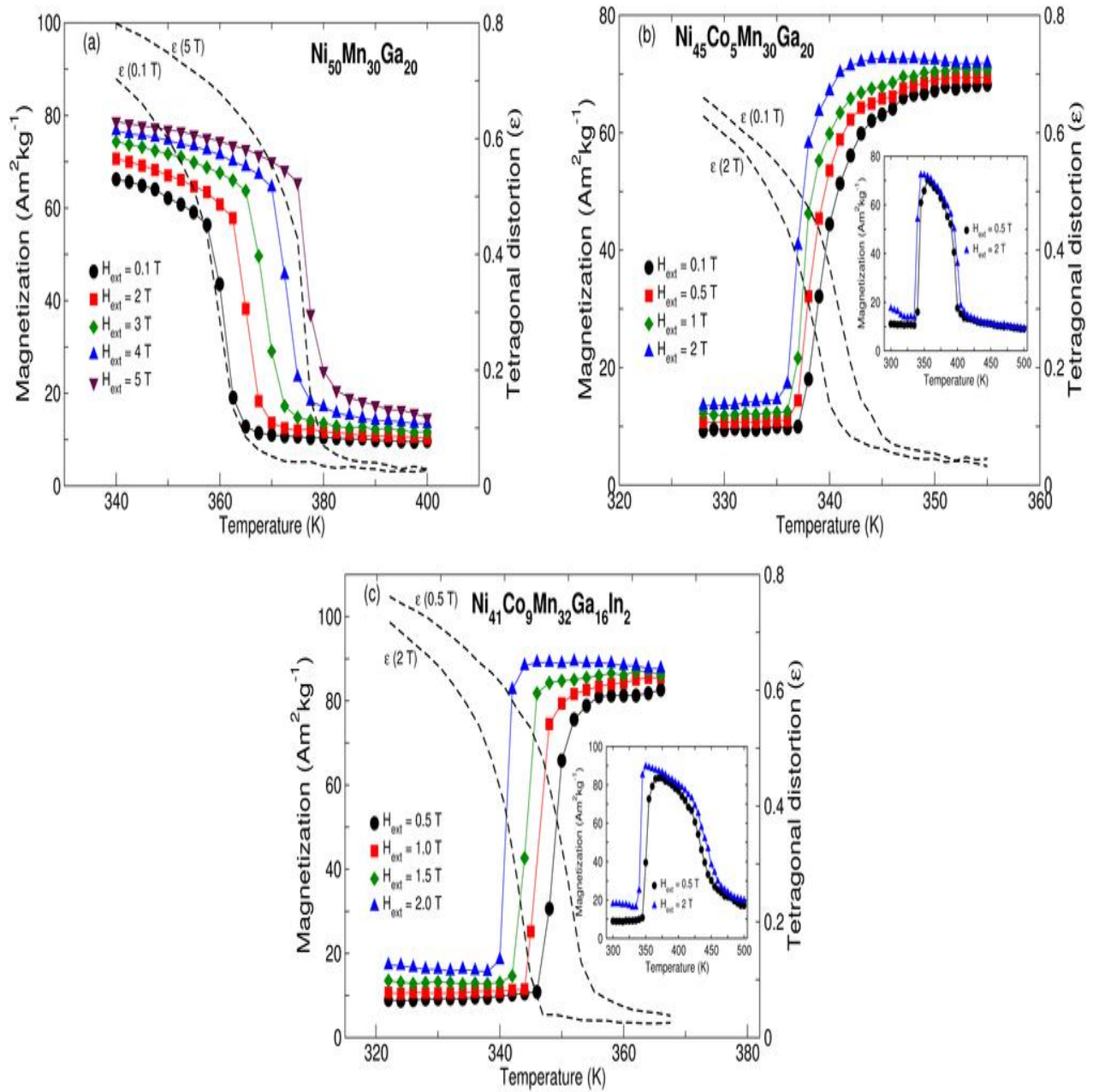
1.2-rasm. Magnit qabul qiluvchanlikning teskari qiymatining toza holatdagi Cu, Fe, Co, Mn, Ni elementlarning 0 K dan to 350K temperatugacha bo`lgan temperaturaga bog`liqligi.

1.2-rasmdan ko`rinib turibdiki Cu elementining magnit qabul qiluvchanlikning teskari qiymatining temperaturaga bog`liqligi chiziqli bo`lib temperatura oshishi bilan chiziqli oshib borayotganligini ko`rishimiz mumkin. Bu esa Kyuri-Veyss qonuniga bo`ysunishini ta`sdiqlaydi. Nikel elementi ham xuddi shunday chiziqli bog`liqligini ko`rishimiz mumkin, lekin 0-50K oralig`ida nikel elementi chiziqlilik o`zgarishini ko`rishimiz mumkin. Bu magnit qabul qiluvchanlikning teskari qiymatida keskin o`zgarishlar bo`lishini ko`rsatadi. Bundan tashqari grafikdan ko`rishimiz mumkinki, Fe, Mn, Co elementlari ham chiziqli bog`lanish borligini

ko`rishimiz mumkin. Grafikdan xulosa qilib aytganda bu elementlar magnit qabul qiluvchanlikning teskari qiymati temperaturaga bog`liqligi chiziqli bo`lib, Kyuri-Veyss qonuniga bo`ysunishini ko`rishimiz mumkin. Ushbu ishda bu elementlarning yuqori temperaturalarda o`lchangan qiymatlari bilan keyingi bobda ko`rsatib o`tamiz.

Quyidagi rasmda nikel qotishmalarining ya'ni $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{30}\text{Ga}_{20}$, $\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{30}\text{Ga}_{20}$ va $\text{Ni}_{41}\text{Co}_9\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{16}\text{In}_2$ birikmalarining magnitlanganlikning temperaturaga bog`liqlik grafigi keltirilgan. Bundan tashqari ularning deformatsiyaga bog`liqlik grafigi ham keltirilgan bo`lib temperaturaga uzviy bog`liqligini ko`rishimiz mumkin. Magnitlanganlikning temperaturaga bog`liqlik grafigini olib qaraydigan bo`lsak,  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{30}\text{Ga}_{20}$  qotishmada magnitlanganlik temperatura  $-30^{\circ}\text{C}$  dan to  $+30^{\circ}\text{C}$  gacha o`zgartirilganda kamayib borishini ko`rishimiz mumkin. Ma'lum bir temperaturada magnitlanganlik keskin kamayib ketishini ham ko`rishimiz mumkin, temperaturani oshirib borganimiz sari magnitlanganlik kamaymay qolishini ko`rishimiz mumkin bu esa ushbu qotishma qoldiq magnitlanishga ega ekanligini ko`rishimiz mumkin. Tashqi magnit maydon kuchlanganligi turlicha bo`lgan holatlar uchun ham turlicha ko`rinishga ega bo`lishini ko`rishimiz mumkin. Tashqi magnit maydon kuchlanganligi kattalashib borgan sari qoldiq magnitlanganlik ham katta bo`lishini ko`rishimiz mumkin.

$\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{30}\text{Ga}_{20}$ birikmaning deformatsiyasining temperaturaga bog`ligini ham shtrix chiziq orqali tasvirlangan. Bu chiziqdan ko`rinadiki deformatsiya kattaligi temperatura oshishi bilan kamayib ketar ekan.



1.3-rasm. Nikel qotishmalarining magnitlanganlik va deformatsiyasining temperaturaga bog`liqligi.

$\text{Ni}_{45}\text{Co}_5\text{Mn}_{30}\text{Ga}_{20}$ birikma magnitlanganligining temperaturaga bog`liqligini qarab chiqadigan bo`lsak, bu birikmaning magnitlanganligi temperatura 300-360K oraliqda magnitlanganlik oshib boradi. 335-340K oraliqda keskin ortishini ko`rishimiz mumkin, lekin temperaturani yanada oshirishimiz natijasida magnitlanganlik xuddi $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{30}\text{Ga}_{20}$ qotishma kabi keskin kamayib qoldiq

magnitlanganlik paydo bo`ladi. Bu jarayon 350-500K oraliqda yuz beradi. Albatta tashqi magnit maydon kuchlanganligi har xil bo`lgani uchun ular qisman bir-biridan farq qiladi buni rasmdan ham ko`rishimiz mumkin. Deformatsiyaning temperaturaga bog`liqligi xuddi avvalgi birikma kabi kamayib o`zgaradi.

$\text{Ni}_{41}\text{Co}_9\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{16}\text{In}_2$ birikma magnitlanganligining temperaturaga bog`liqligini qarab chiqadigan bo`lsak, bu birikmaning magnitlanganligi temperatura 320-370K oraliqda magnitlanganlik oshib boradi. 340-350K oraliqda keskin ortishini ko`rishimiz mumkin, lekin temperaturani yanada oshirishimiz natijasida magnitlanganlik xuddi  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{30}\text{Ga}_{20}$  qotishma kabi keskin kamayib qoldiq magnitlanganlik paydo bo`ladi. Bu jarayon 370-500K oraliqda yuz beradi. Albatta tashqi magnit maydon kuchlanganligi har xil bo`lgani uchun ular qisman bir-biridan farq qiladi buni rasmdan ham ko`rishimiz mumkin. Deformatsiyaning temperaturaga bog`liqligi xuddi avvalgi birikma kabi kamayib o`zgaradi.

1.6. Tadqiqot muammosining qo'yilishi

Yuqorida keltirilgan adabiyotlar sharhidan shu narsa kelib chiqadiki, bugungi kungacha toza metallar xususan, toza nikel, marganes, kobolmt larning, ular asosidagi binar qotishmalarning magnit xossalari, ularning qattiq holati, erish jarayoni va suyuq holatini qamraydigan yuqori temperaturalarda yetarli darajada o`rganilgan. Biroq ularning kop komponentali uchlik, to`rtlik qotishmalarining magnit xossalari shunday yuqori temperaturalarda, ya`ni ularning paramagnit qattiq va suyuq holatlarida kam o`rganilgan.

Shulardan kelib chiqqan magistrlik dissertasiyasida quydagi vazifalarni bajarish asosiy maqsad qilib qo'yildi:

- Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$; $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ va $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ qotishmalarning magnit qabul qiluvchanligini xona temperaturasidan to 1000°C temperatura oralig'ida eksperimental o'rganish;
- O'rganilayotgan namunalarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanish $\chi^{-1}(\text{T})$ natijalaridan foydalanib, namunalarning asosiy magnit xarakteristikalarini – paramagnit Kyuri temperaturasi (θ_p),

I-BOB BO`YICHA XULOSA

I-Bobning tahlili shuni ko'rsatadiki, 3d va 4f metallarga bo'lgan qiziqish ortib bormoqda, sababi ularning qo'llanilishi bilan bog'liq ekan. Ilmiy adabiyotlarda bugungi kunda toza 3d va 4f metallarning kinetic (elektr xossalari va magnit qabul qiluvchanligi, magnitlanishi) xossalari bo'yicha ma'lumotlar ularning qattiq, erish va suyuq holati uchun yetarlicha bo'lib, ammo ularning kop komponentali uchlik, to'rtlik qotishma va intermetallic birikmalarining kinetic va magnit xossasi bo'yicha ma'lumotlar adabiyotlarda kam uchraydi. Shuning uchun ushbu magistrlik dissertasiyasida tadqiqot muamosi yuqoridagidek qo'yildi.

II BOB. O'LCHASH QURILMASI VA UNING TAVSIFI.

2.1. Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash usullari.

Ko'rilayotgan masalaning xarakteriga qarab magnit qabul qiluvchanlikni o'lchashning bir necha xil usullari qo'llaniladi. Moddalarning magnit xarakteristikalarini tekshirishda ularga magnit maydonning ta'siriga bog'liq ravishda bir necha xil tekshirish usullari mavjud [10-13]. Kuchsiz magnit xossasiga ega bo'lgan moddalarning paramagnit qabul qiluvchanligini tekshirishda usullar ikki guruhga bo'linadi.[14, 16]

Birinchi guruhga o'zaro yoki o'zinduksiya koeffisientining o'zgarishini aniqlaydigan usullar kiradi. Bu usullar o'zining eksperimental jihatidan qiyinligi sababli keng qo'llanilmaydi.

Ikkinchi guruhga kirgan usullar bir jinsli bo'lmagan magnit maydoniga kiritilgan namunaga ta'sir qiluvchi mexanik kuchni o'lchashga asoslangan. Umumiy fizika kursidan ma'lumki, magnit maydoni bir jinslimasligi faqat x o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, unga shu yo'nalish bo'yicha namunaga quyidagi kuch ta'sir qiladi:

$$F_x = V \vec{M}_y \left(\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} \right), \quad (2.1)$$

Bu yerda

V – namuna hajmi,

$\vec{M}_y$ - y o'qi bo'yicha namunaning magnitlanish vektori,

$\left(\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} \right)$ - magnit maydon kuchlanganligi gradiyentining x yo'nalishidagi tashkil

etuvchisi. Bunda F_x - kuch elektromagnit magnit o'qiga perpendikulyar deb hisoblanadi.

Ma'lumki, $\overline{M}$ - magnitlanishning maydon kuchlanganligiga nisbati hajmiy magnit qabul qiluvchanlik deyiladi:

$$\chi_v = \frac{M}{H},$$

Ko'pincha magnetiklarni xarakterlash uchun hajmiy magnit qabul qiluvchanlik o'rniga solishtirma magnit qabul qiluvchanlik χ ishlatiladi:

$$\chi = \frac{\chi_v}{\rho}, \quad (2.2)$$

ρ - modda zichligi.

x o'qi bo'yicha ta'sir qiluvchi kuch (2.1) ni solishtirma magnit qabul qiluvchanlik orqali quyidagicha ifodalaymiz:

$$F = m \frac{\chi_v}{\rho} H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = m \chi H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right), \quad (2.3)$$

(2.3) ifoda ikkinchi guruh usullari yordamida magnit qabul qiluvchanlikni aniqlashda asosiy formula hisoblanadi. Bu guruhda keng tarqalgan usullar ikkita:

1. Guining integral usuli,
2. Faradeyning differensial usuli.

Gui usulini qo'llashda katta o'lchamli namunalar ishlatiladi. Bu holda silindr shaklidagi namuna elektromagnit qutblar orasiga shunday joylashadiki, bunda uning bir uchi eng kichik kuchlanishli maydonda ($H_1=0$), ikkinchi uchi maksimal kuchlanishli maydonda ($H_2=0$) turadi. Bu holda namunaga tas'ir qiluvchi kuch quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$F_x = \frac{1}{2} \chi S (H_2^2 - H_1^2)$$

bunda S – silindrning ko'ndalang kesim yuzi.

Demak, Gui usulida agar H_2 ning qiymati ma'lum bo'lsa, x ni topish, F_x ni topish bilan hal bo'ladi. Biroq Gui usuli quyidagi kamchiliklarga ega:

1. Bu usul katta o'lchamli namunalarda foydalaniladi. Bu iqtisodiy jihatdan maqsadga muvofiq emas. Masalan, qimmatbaho va radioaktiv metallarning ko'p miqdorini namuna tayyorlashga to'g'ri keladi.
2. Konteynerlarda tekshirilayotgan namuna va etalon bir jinsli joylashtirilishi zarur.

Faraday usuli esa bu kamchiliklardan xoli, bu usulda kichik o'lchamdagi namunalardan foydalanish mumkin va (2.3) da $H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)$ nisbat o'zgarmas deb hisoblash mumkin. (2.3) bilan magnit qabul qiluvchanlikni hisoblash uchun maydon gradiyenti qiymatini bilish kerak. Buni to'g'ridan – to'g'ri aniqlash mumkin emas. Shuning uchun Faradey usulidan odatda nisbiy usul sifatida foydalaniladi. Tajriba vaqtida magnit maydonning aynan bir sohasiga $\left(H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = const \right)$ bo'lgan namuna va qabul qiluvchanligi oldindan ma'lum bo'lgan modda etalon navbatma – navbat joylashtiriladi. Bu shartlarni hisobga olgan holda (2.3) dan quyidagi ifodani hosil qilamiz:

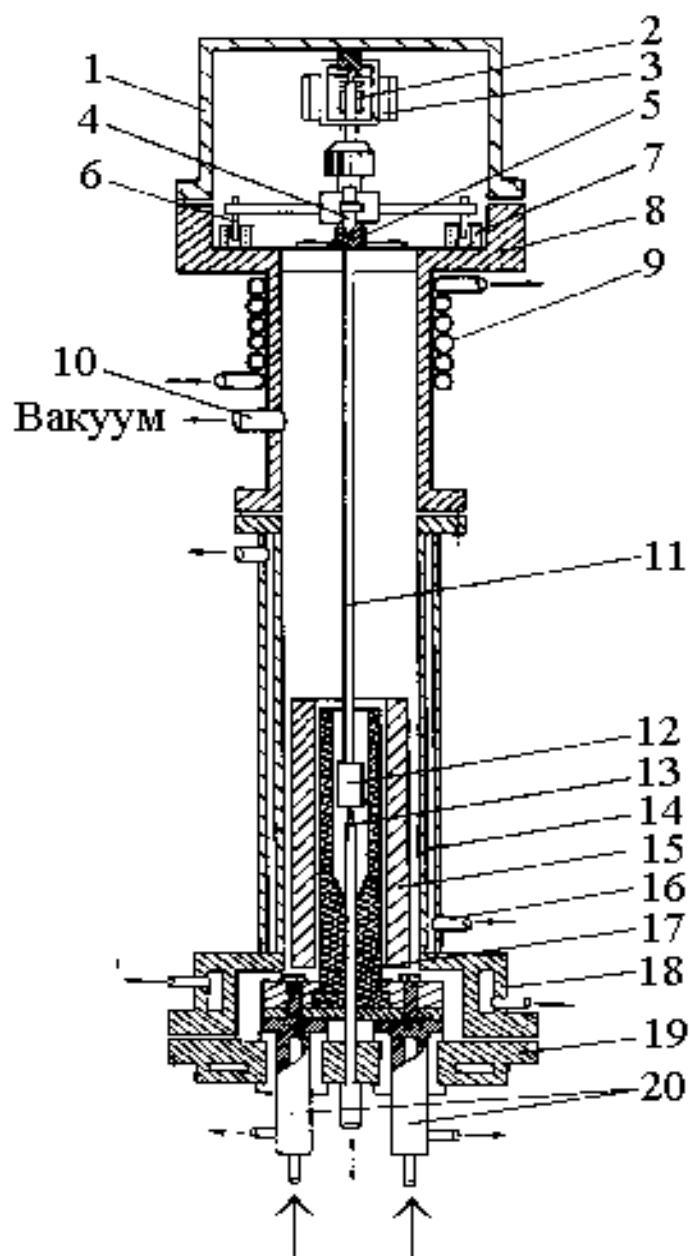
$$\chi = \frac{m_{et}}{m} \chi_{et} \frac{F_{\chi}}{F_{et}}, \quad (2.4)$$

Tajriba shart –sharoitlari qulay bajarilgan holda bu usul yuqori aniqlik bilan solishtirma magnit qabul qiluvchanlikni (χ) o'lchashga imkon beradi. Bundan shunday xulosa kelib chiqadiki, yuqori temperaturalarda solishtirma magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash uchun Faradey usuli qulaydir. Ushbu ishda shu sababli Faradey usulidan foydalaniladi.

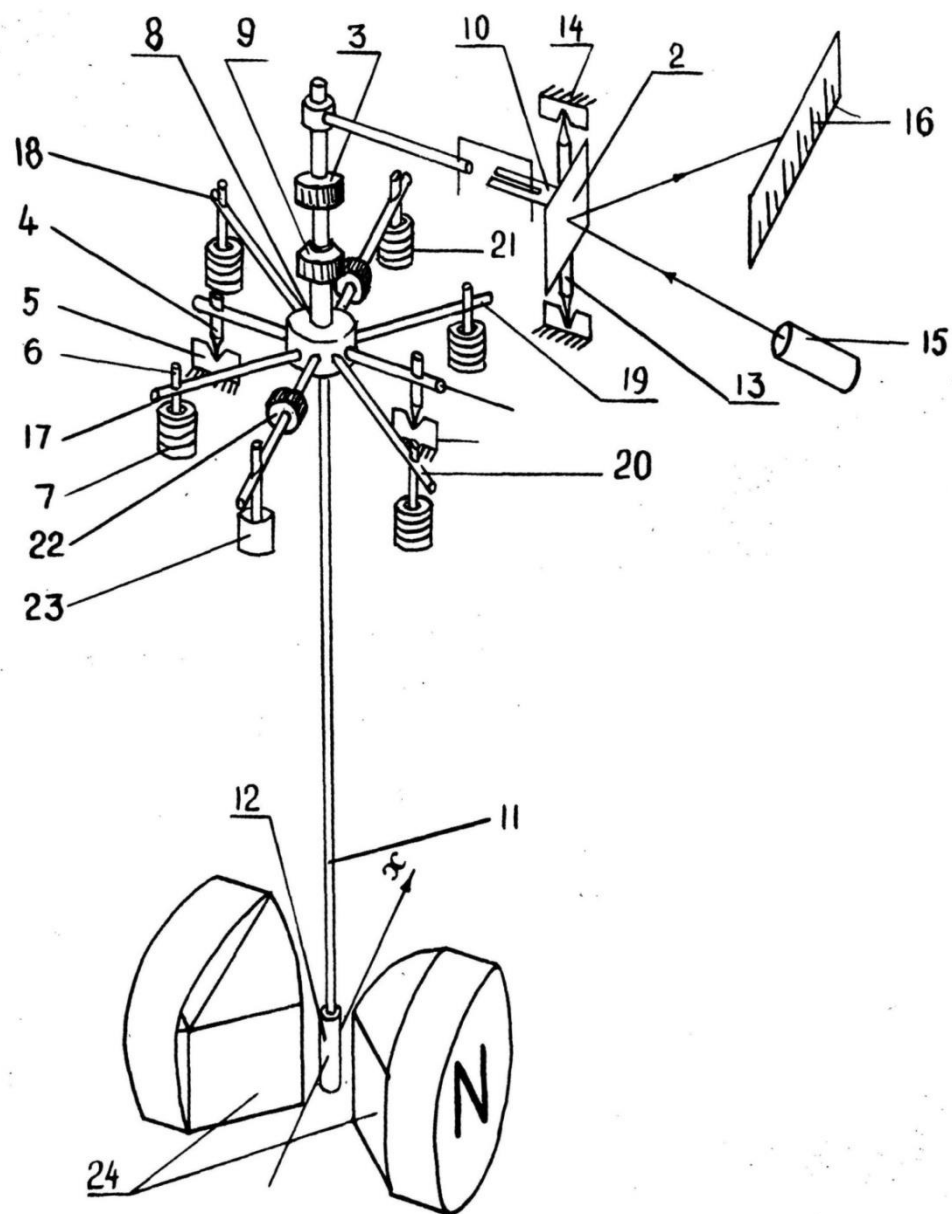
2.2. O'lchash qurilmasining tuzilishi va ishlash prinsipi.

Tekshirilayotgan masalaning qo'yilishiga qarab xilma – xil qurilmalar yasalgan. Ushbu ishda Faradey usuliga asoslangan qurilmadan foydalanamiz. Qurilmning asosiy qismi 2.1 – rasmda keltirilgan bo'lib , uvertikal mayatnikli tarozi , elektromagnit qizdirgich va vakuum kamerasidan iborat. Uning asosiy qismi vertikal mayatniksimon magnit tarozidir [14-15].

2.2 – rasmda keltirilgan mayatniksimon tarozi 5 – agat chuqurchalariga uchlari kirib turadigan 4 – korund ignalarga tayanib uning 11 – osmasi vertikal holda turadi. Bu mayatniksimon tarozi faqat x o'qi bo'ylab o'tadigan gorizontal atrofida erkin tebrana oladi. Tarozining sezuvchanligi 3 – yuk yordamida uzaytirilishi mumkin. Tarozining asosiy elementi diametri 2mm bo'lgan molibden simdan yasalgan 11 – osma bo'lib 9 – sanga yordamida 8 – diskka mahkamlangan. Osmaning pastki uchida tekshiriladigan namuna solingan tigel joylashadigan molibdendan yasalgan 12 – konteyner o'rnatilgan. 8 – diskka 17 – 20 dyural sterjendan iborat krestovena o'rnatilgan bo'lib, u tarozi yelkasi rolini bajaradi. Krestovenaning uchlari , 7 – salenoidlar maydoni bilan o'zaro ta'sirlashadigan 6 – doimiy magnitlar mahkamlangan. Vakuum kamrrasining yuqori asosiga o'rnatilgan vertikal ustundagi agat chuqurlariga kirib turgan korund nina uchlari tayanib erkin aylana oldigan 13 – sterjenga 2 - ko'zgu mahkamlangan. Ko'zgu orasidagi 10 – ayri plastinkaga, mayatnikning yuqori qismiga gorizontal sterjenga molibden mahkamlangan sim kirib turadi. Simning uzunligi 15 – yoritgich, 2 – ko'zgu va 16 – shkala orasidagi masofa shunday tanlanganki, shkala bo'ylab siljiydigan shu'ladagi ipning siljishidagi , 11 – osma uchidagi tekshirilayotgan modda namunaga kontrynerning magnit maydoni ta'siridagi siljishi 120 marta kuchaygan holda aks etadi. Elektromagnit maydonning o'lchashlarga salbiy ta'sirini yo'qotish uchun tarozining hamma



2.1 –rasm. Metallar va qotishmalarning qattiq va suyuq holatlarida magnit qabul qiluvchanligini o'lchash qurilmasi (ishlash prinspi matnda tushunyirilgan).



2.2 – rasm. Yuqori temperaturalarda magnet qabulqiluvchanlikni o'lchovchi mayatniksimon magnet tarozi.

Tarozining muvozanatdan chetlanishini qayd etish prinsipi quyidagicha (2.2 – rasmga qarang). Yiritgichdan ko'zguga yorug'lik tushib va undan qaytib qismlari nomagnit materiallardan yasalgan. Tarozisi sistemasi tebranishlarni tez so'ndirish uchun u moyli demfer 23 bilan ta'minlangan kuzatish shkalasiga tushadi. Magnit maydoni 24 ulanganda maydon tomonidan namunaga ta'sir qiluvchi kuch osmani chetlashtiradi va shu'la shkala bo'yicha o'rta nol holatdan siljiydi. 17 – 20 solenoidlardagi tok kuchining o'zgarishi bilan (R33 – qarshiliklar magazini yordamida) osmani dastlabki nol o'rniga qaytaruvchi moment hosil qilinadi va shu'la dastlabki nol nolatga qaytadi. Solenoidlar zanjirdagi etalon qarshiligidagi kuchlanish tushuvi solenoidlardagi tokka proporsional bo'lib, raqam ko'rsatgichli elektron voltmetr (VK – 2-20) yordamida o'lchanadi. Solenoiddagi tokning manbai sifatida U199 rusumli o'zgarmas tok stabilizatori ishlatiladi. $F_x \sim U$ bo'lganligi uchun (2.4)dan quyidagini topamiz:

$$\chi = \frac{m_{et}}{m} \chi_{et} \left(\frac{U_t - U_{tigt}}{U - U_{tig}} \right) \quad (2.5)$$

bu yerda, U_t va U_{tigt} – t temperaturada tekshiriladigan namunali va namunasiz tigellar uchun solenoid zanjirlaridagi etalon qarshiliklarda kuchlanishlar tushuvi, U va U_{tig} temperaturada etalonsiz tigellar uchun kuchlanishlar tushuvi. Etalon sifatida Mor tuzi ($FeSO_4(NH_4)SO_4 \cdot 6H_2O$) ishlatiladi. Uning T uy temperaturasiidagi solishturma magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligini quyidagicha :

$$\chi_{et} = 9500 \cdot 10^{-6} (T + 1) \text{ sm}^3 \text{ g}^{-1} , \quad (2.6)$$

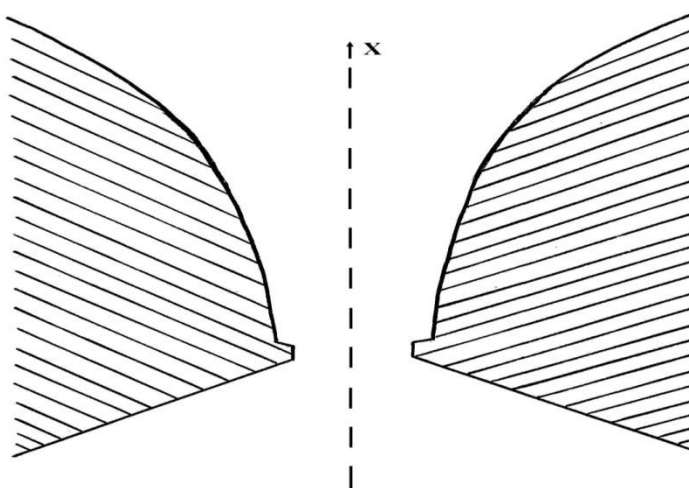
Qizdirgich. Namuna solishtirma magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligini o'rganish uchun 2.2 – rasmdagi kamera ichida kesimi ko'rsatilgan 17 – trubkasimon qizdirgichdan foydalaniladi. U bifilyar holda grafitdan yasalgan bo'lgani uchun undan o'tgan tokning maydoni konteynerga ta'sir qilmaydi. Namuna joylashtiriladigan o'zgarmas izotermik temperatura sohasini olish uchun

isitgich beriliy oksididan tayyorlangan silindr ekran (15) bilan o'rnatilgan . Shunday holda isitgich ichida uzunligi 25mm bo'lgan bir jinsli temperatura sohasi hosil bo'ladi. Isitgich suv bilan sovutiladigan mis (20)ga mahkamlangan va qisqichlarga quvvati 40 kVt bo'lgan Tammon transformatorning ikkinchi o'rami o'ralgan. Qizdirgich ichidagi temperatura shu transformatorning birinchi o'ramiga ulangan TNN – 40 o'zgaruvchan kuchlanish 1700°C da 8 kVt ni tashkil etadi. Temperaturani o'lchashda volfram – reniy VR-5 va VR– 20 tarkibli simlardan differensial tipda tayyorlangan 13 – termoparadan foydalaniladi.

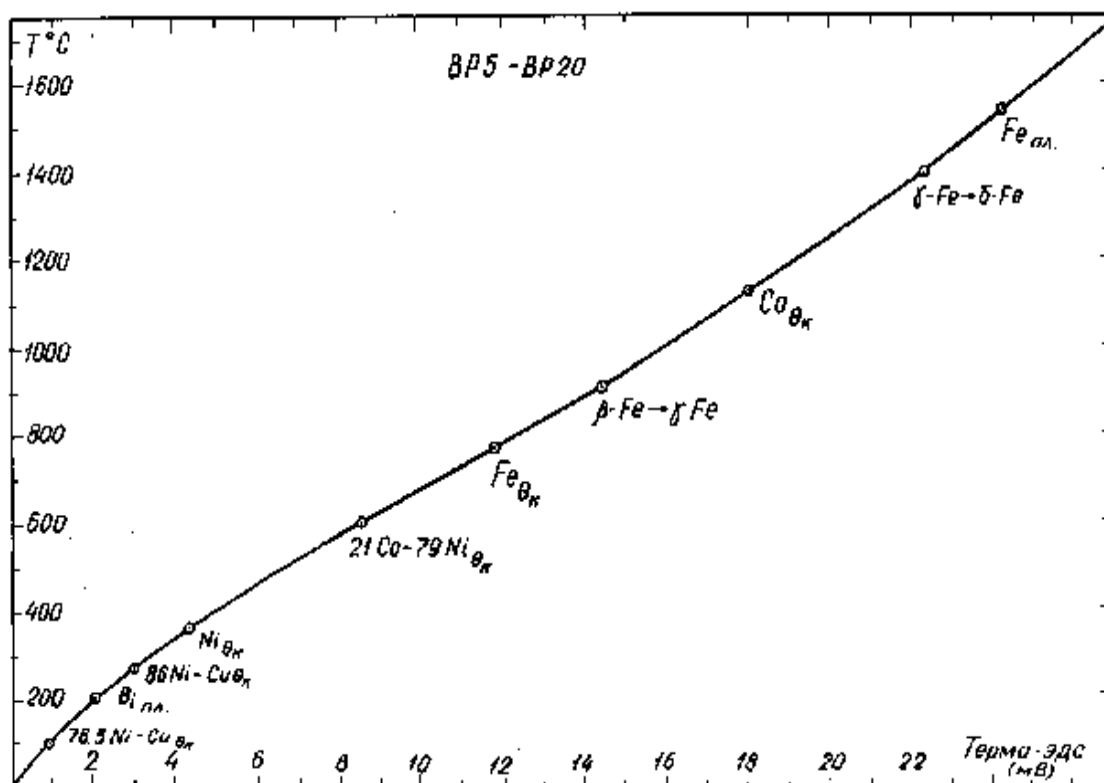
Termoparaning sovuq kavshari “ Nu1 – V “ rusumli termostat ichidagi 0°C sharoitda issiq kavshari esa konteyneri ostiga undan 2 mm pastda joylashtiriladi. Termo EYUK ni qayd etish bir vaqtda VK – 2-20 rusumli elektron voltmeter va PP – 63 potensiometri vositasida amalga oshiriladi. Tajriba sharoiti uchun termoparani darajalash temirning erish temperaturasi (1540°C) va polimorf o'tishlar temperaturalari [$\alpha - \gamma(910^{\circ}\text{C})$, $\gamma - \beta(1320^{\circ}\text{C})$]. Bi erish temperaturasi (270°C) , ba'zi qattiq eritmalarning Kyuri temperaturalari [Cu 25.5% - Ni 74.5% (95°C) va Co 21–Ni 79 at %(595°C)], hamda Co, Fe, Ni larning Kyuri nuqtalari (Co– 1130°C , Fe– 768°C , Ni– 358.2°C) bo'yicha amalga oshirladi. Namuna temperaturasining termopara temo EYUK bilan shu tartibda aniqlangan bog'lanish (darajalash egri chizig'i) 2.3 – rasmda ko'rsatigan.

Elektromagnit. Magnit maydoni hosil qilish uchun FL–1 laboratoriya elektromagnit ST–2000 o'zgaruvchan kuchlanish stablizatori , tog'rilagich va filtr bloklarini o'z ichiga olgan tok manbaiga ulandi.

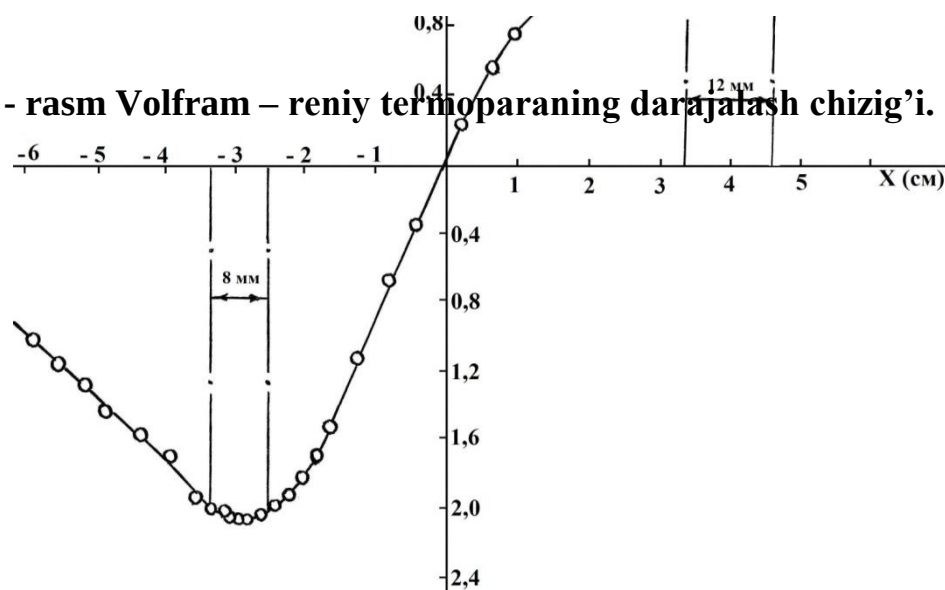
Magnit maydon qiymatini nazorat qilish elektromagnit zanjiriga ketma – ket ulangan etalon qarshilikdagi kuchlanish tushishini VK – 220 rusumli elektron voltmeter yordamida o'lchash yo'li bilan amalga oshiriladi



2.3– rasm Elektromagnit qutblari.



2.4 - rasm Wolfram – reniy termoparaning darajalash chizig'i.



2.5- rasm. Bo'sh tigel uchun (kompensatsiya toki) uning tigeling maydondagi holatiga bog'lab o'rganish grafigi.

Bir jinsli bo'lmagan magnit maydoni hosil qilish uchun elektromagnit o'zagiga 2.4 – rasmda vertikal kesimi ko'rsatilgan maxsus shkaladagi qutblar mahkamlangan.

Bunday shkaladagi qutblar orasiga x o'qi bo'ylab 12 mm sohada $H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)$

ifodaning qiymati o'zgarmas qoladi. O'lchashlarda xuddi mana shu sohaga etalon va namuna (konteyner) joylashtiriladi. Buni bo'sh tigel uchun F_x ga proporsional bo'lgan J_k – qiymatini tigel holatini elektromagnit qutblari orasida aniqlovchi x koordinataga bog'lanishini 2.5 – rasmda keltirilgan.

Vakuu kamerasi. Magnit tarozi va isitgich suv bilan sovitiladigan vakuum kamerasi ichida joylashtirilgan kamera quyidagi qismlardan iborat (2.1–rasm). 1– darchali qalpoq , darchasi 3–organic shisha (ko'zguga tushgan va qaytgan nur o'tadigan) bilan yopilgan bo'lib , u 8–taglikka mahkamlanadi. Ichidan suv oquvi sovutgich – emeyevik taglik ostiga o'ralgan. Kameraning 10–nay orqali kameradan havo so'rib olinadi. Yoki unga geliy gazi kiritiladi. 14–suv kuylagi , 18–flanets , 19 – taglik , 17–qizdirgich va 20–tok ulagichlar suv yordamida sovutiladi.

Kameradagi vakuum forvakuum nasosi VN–2 MG va vakuum agregat (VA–01–1) yordamida hosil qilinadi. Kamerada vakuum (10^{-4} mm simob ustuni) hosil qilingandan so'ng tekshirilayotgan namunaning bug'lanishini oldini olish uchun 0,1–0,2 atm. Ortiqcha bosimidagi spektral jihatdagi sof geliy solinadi.

2.3. Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash xatoliklari.

Tajriba asosida magnit qabul qiluvchanlikni (2.5) ifoda yordamida hisoblanadi. Bu ifoda asosida yo'l qo'yiladigan xatolikni topish uchun uni logarifmlash va differensiallashdan so'ng nisbiy xatoni topish uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$\frac{\Delta \chi}{\chi} = \left| \frac{\Delta m_{et}}{m_{et}} \right| + \left| \frac{\Delta m}{m} \right| + \left| \frac{\Delta \chi_{et}}{\chi_{et}} \right| + \left| \frac{\Delta U_t}{U_t} \right| + \left| \frac{\Delta U}{U} \right| + 2 \left| \frac{\Delta U_{tig}}{U_{tig}} \right| \quad (2.7)$$

Bundagi har bir xatolikni baholaymiz . $\left| \frac{\Delta m_{et}}{m_{et}} \right|$, $\left| \frac{\Delta m}{m} \right|$ lar analitik tarozining tortish

aniqligi bilan aniqlanadi va xatolik 0.02–0.03 % dan oshmaydi. $\left| \frac{\Delta \chi_{et}}{\chi_{et}} \right|$ etalonning

xona temperaturasidagi magnit qabul qiluvchanligini aniqlanishi darajasiga bog'liq bo'lib , 0,2 % dan oshmaydi. Etalon qarshilikda kuchlanish tushishini o'lchashdan xatolik VK – 220 voltmetrning aniqlik sinfi va kompensatsiya vaqtida shkaladagi shu'la chizig'ini ko'z bilan kuzatishdagi noaniqlik ($\pm 0,2$ mm) bilan bog'liq.

$\left| \frac{\Delta U_t}{U_t} \right|$, $\left| \frac{\Delta U_{tig}}{U_{tig}} \right|$, $\left| \frac{\Delta U}{U} \right|$ larning maksimal qiymati mos ravishda 0,3 % , 0,4 % va 0,6%

dan oshmaydi.

Shunday qilib , (2.7) bo'yicha nisbiy xatolik $\left| \frac{\Delta \chi}{\chi} \right|$ 2% dan oshmaydi. Ikkinchi tomondan quyidagi sabablar ham o'lchash xatoligini oshiradi.

1. Konteynerning har safar elektromagnit qutblari orasida aynan

$$H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = const \text{ bo'lgan sohasiga aniq tushmasligi } (\pm 0,2 \text{ mm}).$$

2. Elektromagnit orqali bir xil tok berishdagi xatolik.
3. Namunalarning yuqori temperaturadagi bug'lanishi.
4. Namuna temperaturasini o'lchashdagi xatolik ($\pm 0,5^{\circ}\text{C}$). Shu sabablar bo'yicha xatoliklarni baholash shuni ko'rsatadiki, ularga mos ravishda 0,1% , 0,05 % , 0,3 % va 0,01 % . Shunday qilib, umumiy nisbiy xatolik 2,5 – 3 % dan oshmaydi.

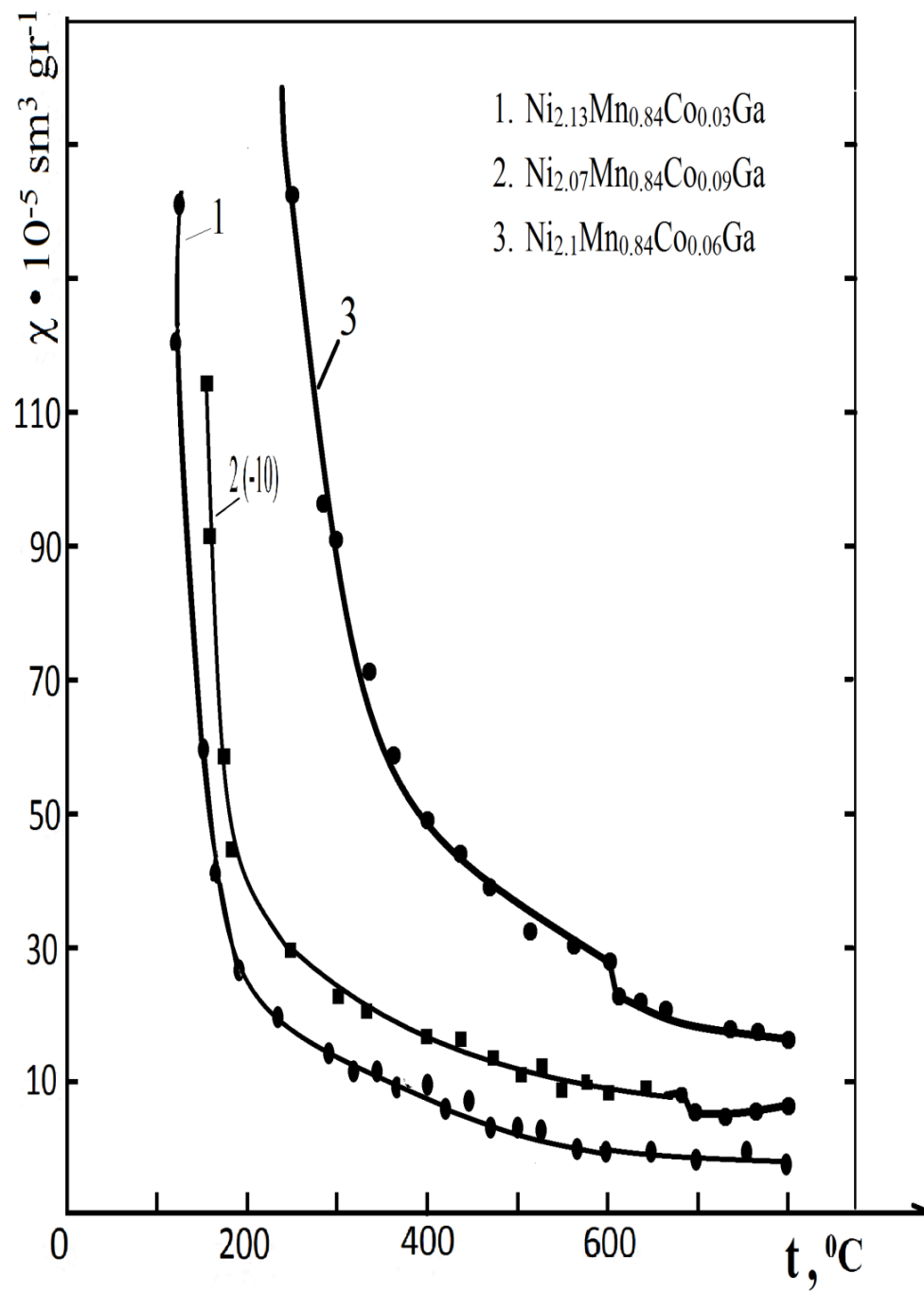
II-BOB bo'yicha xulosa: Bu bob tahlili ko'rsatadiki, ko'rilayotgan masalaning xarakteriga qarab magnit qabul qiluvchanlikni o'lchovchi qurilmalarni ikki guruhga bo'lish mumkin ekan. 1-guruh o'zinduksiya koeficientini o'zgarishiga qarab magnit qabul qiluvchanlikni o'lchashga asoslangan Guyi usuli bo'lib bu usul kamchiligi

namuna hajmining ko'p bo'lishini talab etadi. Bu esa KYeM lari bilan olib borilayotgan tajribalar uchun iqtisodiy jihatdan qimmat hisoblanadi. Shuning uchun biz Faradey usulidan foydalandik. Bu usul yuqorida ko'rsatilgankamchiliklardan xoli bo'lib, nodir metallar bilan ishlaganda iqtisodiy jihatdan effekti ancha samarali hisoblanadi.

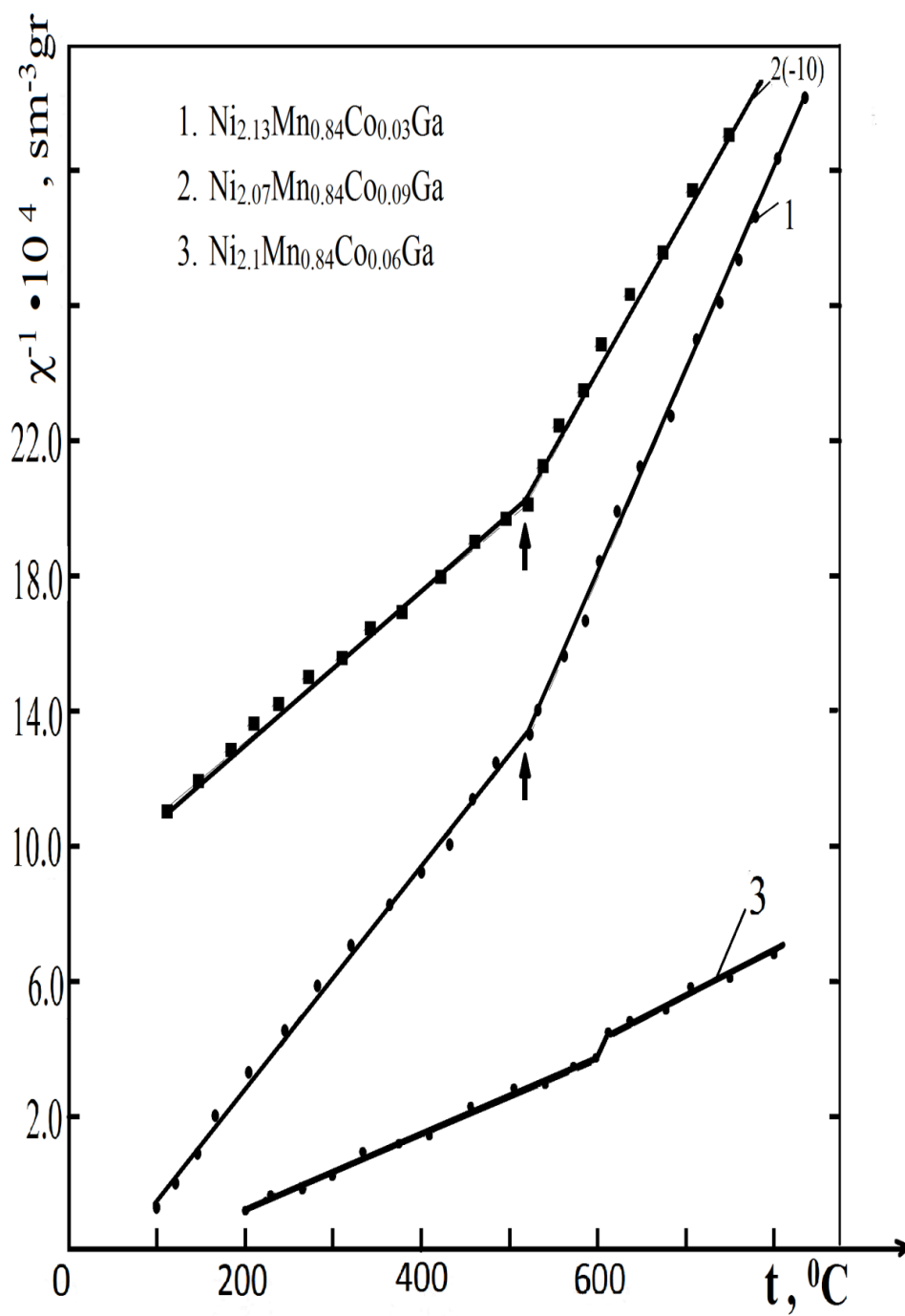
III BOB. TAJRIBA NATIJALARI VA ULARNING TAHLILI.

3.1 Ni-Mn-Co-Ga sistemasi sistemasi qotishmalarining magnit xossalari.

Magistrlik dissertasiyasida Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi 1. $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$, 2. $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$, 3. $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligi paramagnit sohasida ya'ni xona temperaturasidan to 800°C oraliqda eksperimental o'rganildi. O'rganilgan namunalarning magnit qabul qiluvchanligini to'g'ri qiymati 3.1 – rasmda keltirilgan. Bu rasmdan ko'rinib turibdiki, uchala namunaning ham magnit qabul qiluvchanligi temperatura oshishi bilan kamayib boradi. Temperatura oshishi bilan namunalarning magnit qabul qiluvchanligining kamayishi namunalarda uzoq tartibning kamayishi bilan tushuntirish mumkin. 3.2 – rasmda namunalar magnit qabul qiluvchanligining tahlili ya'ni uning teskari qiymatining temperaturaga bog'liqligi keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, namunalarning magnit qabul qiluvchanligining teskari qiymati temperatura oshishi bilan chiziqli oshib boradi va temperaturaning ma'lum qiymatida sinishlar kuzatiladi. Bu sinishlar 1. $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$ namunasi uchun 525°C , 2. $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ namunasi uchun 515°C va 3. $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ namunasida 615°C ga to'g'ri keladi. 3.2-rasmdan ko'rinadiki, o'rganilgan namunalarda 1. $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$ namunasi uchun $90-525^{\circ}\text{C}$ va $525-800^{\circ}\text{C}$ da. 2. $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ namunasi uchun esa $60-515^{\circ}\text{C}$ va $515-800^{\circ}\text{C}$ da. 3. $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ namunasi uchun esa $200-600^{\circ}\text{C}$ va $620-800^{\circ}\text{C}$ da magnit qabul qiluvchanlikni teskari qiymatini temperaturaga bog'liqligi chiziqli qonuniyatga bo'ysunadi. Bu esa shundan dalolat beradiki, o'rganilgan namunalarning magnit qabul qiluvchanligini temperaturaga bog'liqligi Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysunishdan darak beradi. 525°C , 515°C va 600°C temperaturalarda namunalarning magnit qabul qiluvchanligini teskari qiymatini temperaturaga bog'lanish chizig'ining tikligi ($\chi \propto \frac{d\chi^{-1}}{dT}$) o'sadi, ya'ni namunalarning magnit qabul qiluvchanligi kamayadi.



3.1-rasm. Ni-Mn-Co-Ga sistemasi qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog`liqligi.



3.2-rasm. Ni-Mn-Co-Ga sistemasi qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligining teskari qiymatini temperaturaga bog`liqligi.

1. $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$, 2. $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ va 3. $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ namunalarini $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishidagi mos ravishda 525°C , 515°C va 620°C dagi anomal o'zgarishlarni namunalarda bu temperaturalarda polimorf faza o'tish deb qarab, kristall panjarasining davrini o'zgarishidan darak beradi deb baholash mumkin.

3.2. Ni-Mn-Co-Ga sistemasi qotishmalarining magnit xarakteristikalarini aniqlash.

3.1. da bayon qilingan Ni-Mn-Co-Ga sistemasi qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligini temperaturaga bog'liqligining tajriba natijalariga asoslanib chizilgan, $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishdan foydalanib 1, 2 va 3-namunalarning asosiy magnit xarakteristikalarini Kyuri-Veyss doimiysi-C, paramagnit, Kyuri temperaturasi- θ_p topildi. C- ning qiymatidan foydalanib namuna ya'ni birikmaning bitta ximiyaviy formulasiga to'g'ri keladigan magnit momenti μ_ϕ hisoblandi. Hisoblashlar kompyuterda bajarildi. Buning uchun quyidagi tartibda kirishildi.

Yuqorida 3.2-rasmda keltirilgan $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlar (3.1) ko'rinishdagi Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysunadi. (3.1) formulaga ko'ra: $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishni OT o'qqa ekstrapolyasiya qilib kesishgan nuqtasi orqali θ_p topiladi va bu bog'lanishni OT o'q bilan hosil qilgan burchagini kotangensi Kyuri doimiysini beradi:

$$C = \frac{T_2 - T_1}{\chi_2^{-1} - \chi_1^{-1}} = \frac{\Delta T}{\Delta \chi^{-1}} = \text{ctg} \propto \quad (3.1).$$

Asosiy paramagnit kattalik – C va θ_p – larning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlariga eng kichik kvadratlar usulini (EKKU) qo'llash bilan aniqlanadi. Bu quyidagicha amalga oshirildi. Kyuri-Veyss qonunining ifodasiga eng kichik kvadratlar usuli (EKKU) qo'llaniladi. Shu maqsadda [26, 27,28] ishlarda bayon qilingan tavsiyalardan foydalanib ifoda quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\chi^{-1} = \frac{T - \theta_p}{C} = \frac{T}{C} - \frac{\theta_p}{C} \quad (3.2)$$

Bu bog'lanishda

$$\gamma = \chi^{-1}, \quad x = T, \quad A = \frac{1}{C}, \quad B = \frac{\theta_p}{C} \quad (3.3)$$

Belgilashlar kiritib quyidagi chiziqli tenglamani olamiz.

$$\gamma = AX + B \quad (3.4)$$

Bu tenglamaning A va B koeffitsiyentlarini EKKU ning normal tenglamalarini yechishdan kelib chiqadigan quyidagi ifodalar yordamida hisoblanadi.

$$A = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2} \quad (3.5)$$

$$B = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2} \quad (3.6)$$

Bu ifodadagi n, y kattalakni x ga bog'liq ravishda o'lchashlar soni A va B koeffitsiyentlarini (3.5) va (3.6) ifodalar bo'yicha EHM da hisoblash dasturini tuzish uchun quyidagi algoritm tuziladi.

1. O'lchashlar soni va tajribada o'lchangan x_i va y_i kattaliklarni mashina xotirasiga kiritish.
2. $\sum_{i=1}^n x_i, \sum_{i=1}^n y_i, n \sum_{i=1}^n x_i^2, \sum_{i=1}^n x_i y_i$ yig'indilarni hisoblash.
3. A va B koeffitsiyentlarni (3.5) va (3.6) ifodalar bo'yicha hisoblash.
4. C va θ_p kattalikni $C = \frac{1}{A}, \theta_p = -BC$ ifodalar bo'yicha hisoblash.
5. Hisoblangan kattaliklarni chiqarish.

Shu algoritm asosida hisoblash dasturini tuzishdan oldin (3.5) va (3.6) ifodalarda quyidagicha belgilashlar (operatsiyalar) kiritamiz.

$$xx = \sum_{i=1}^n x_i^2, \quad yy = \sum_{i=1}^n y_i^2, \quad xy = \sum_{i=1}^n x_i y_i, \quad x2 = \sum_{i=1}^n x_i^2,$$

(3.5) va (3.6) ifodalarni shu operatorlar bo'yicha yozamiz:

$$A = \frac{nx y - xxy y}{nx^2 - (xx)^2} \quad (3.7)$$

$$B = \frac{x^2 y y - xxy y}{nx^2 - (xx)^2} \quad (3.8)$$

Shunday algoritm asosida Turbo Paskal Beyosk tilida tuzilgan hisoblash dasturi ushbu bob oxirida ilova qilinadi.

Hisoblab topilgan Kyuri-Veyss doimiysining qiymatidan foydalanib tog' jinslari minerallarning ximiyaviy formula birligiga to'g'ri keluvchi $\mu_{\phi op}$ va birikmalar bitta atomiga (magnitfaol) to'g'ri keluvchi ($\mu_{\phi \phi}$) magnit momentlar hisoblandi. ya'ni:

$$\mu_{eff} = 2.83(CM)^{\frac{1}{2}}\mu_B \quad (3.8)$$

Birikmalar ximiyaviy formula birligiga to'g'ri keladigan magnit momenti quyidagi formula bo'yicha hisoblanadi.

$$\mu_{\phi \phi} = 2.83\sqrt{C(nM_1 + mM_2)} \quad (3.9)$$

Bunda M_1 va M_2 mos ravishda magnit va nomagnit elementlarning atomlar massalari. Agar birikma komponentalaridan biri nomagnit element bo'lsa. Ya'ni magnit momentiga ega bo'lmasa birikmadagi bitta magnit faol metall atomiga to'g'ri keladigan effektiv magnit momentini hisoblash maqsadga muvofiqdir. Mana shu hisoblashlarni bajarib natijalarni quyidagi jadvalga kiritamiz.

Bu jadvalda yuqoridagilarni inobatga olgan holda quyida bajarib qotishmalarining magnit xarakteristikalarini keltirib o'tiladi.

Namuna	Temperatura oralig`i	θ_p , ($^{\circ}\text{C}$)	$C \cdot 10^{-4}$, [K·sm ³ /gr]	μ_{ϕ} , [μ_0]
1. Ni _{2.13} Mn _{0.84} Co _{0.03} Ga	110-520	90	35.71	2.63
	520-800	260	19.83	1.96
2. Ni _{2.07} Mn _{0.84} Co _{0.09} Ga	120-520	75	50.85	3.14
	520-800	320	22.22	2.08
3. Ni _{2.1} Mn _{0.84} Co _{0.06} Ga	200-600	413	105.7	4.53
	615-800	463	83.6	4.029

XULOSA

Magistrlik dissertatsiyasida bajarilgan ishlarni umumlashtirib quyidagicha xulosalar qilindi

1. Metallar va ularning qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligini temperaturaga bog'liqligini qattiq va suyuq holatda o'lchovchi Faradey usuliga asoslangan qurilmaning tuzilishi, tarkibiy qismlari va ularning ishlash prinsipi o'rganildi.
2. Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$; $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ va $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligini xona temperaturasidan to 1000°C temperatura oralig'ida eksperimental o'lchandi;
3. Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$; $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ va $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligining teskari qiymatining temperatura bilan bog'liqlik grafiklaridan ko'radigan bo'lsak mos ravishda $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$ 525°C ; $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ 515°C va $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ -615°C temperaturalarda polimorf faza o'tish kuzatilib, bu temperaturagacha va so'ngra temperatura oralig'larida barcha namunalarda magnet qabul qiluvchanlikni chiziqli oshishi kuzatiladi. Bu chiziqlilik esa namunalar magnet qabul qiluvchanligi Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysunishidan dalolat beradi.
4. Ni-Mn-Co-Ga sistemasiga kiruvchi $\text{Ni}_{2.13}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.03}\text{Ga}$; $\text{Ni}_{2.07}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.09}\text{Ga}$ va $\text{Ni}_{2.1}\text{Mn}_{0.84}\text{Co}_{0.06}\text{Ga}$ qotishmalarining magnit qabul qiluvchanligining teskari qiymatini temperaturaga bog'liqligining tajribaviy qiymatlaridan foydalanib ularning asosiy paramagnit xarakteristikalari –

paramagnit Kyuri temperaturasi- θ_p , Kyuri-Veyeyes doimiysi-C, birikma formula birligiga to'g'ri keladigan magnit moment- μ_ϕ hisoblandi. θ_p va μ_{eff} ning qiymati Co ning kontsentratsiyasi oshishi bilan oshishi kuzatildi.

FOYDANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. - М.: Наука, 1971, с.1032.
2. Кондорский Е. И. Зонная теория магнетизма. Ч.2-М.: Изд-во МГУ, 1977, с.94.
3. Vladimir Sokolovskiy, Anna Grünebohm, Vasiliy Buchelnikov. Ab Initio and Monte Carlo Approaches For the Magnetocaloric Effect in Co- and In-Doped Ni-Mn-Ga Heusler Alloys.- Entropy 2014, 16(9), 4992-5019.
4. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений.-М.: Мир, 1974, 374 с.
5. Ормонт Б. Ф. Структура неорганических веществ, «Гос.изд.техн.теорет.лит.» М. –А. 1950.
6. В. А. Буравихин, В. А. Егоров. Кристаллическая структура редкоземельных интерметаллидов. Иркутск. 1976.
7. Zin S., Tiefel T.H., Mc Cormack M. Etal. Thousandfold change in resistiuity in magnetoreisistance La-Ca-Mn-O films.// Science.-1994.-V.264.-P.413-416.
8. Г. С. Кринчик, "Физика магнитных явлений". М.Из-во. МГУ, 1976 г. стр. 145-155
9. С. Тикадзуми., "Физика ферромагнетизма",М. Мир., 1983 г. стр. 134-153
- 10.Боков В. А. Физика магнетиков, Санкт-Петербург, 2002,
11. Вертман А.А., Самарин А.М., Измерения магнитной восприимчивости жидких металлов. Зав.лаб., 1958, т.24, с.309-310
12. Чечерников В. И. Магнитные измерения. М.: МГУ. 1969.с.388

13. Калинин В.Т., Ракитин Ю.В. Введение в магнитохимию. Метод статистической магнитной восприимчивости в химии. М.: Наука, 1980, с 302
14. Кувандиков О.К., Ботин А.С., Хамраев Н.С., Абаев У.С. В сб. Акустические и электромагнитные свойства конденсированных сред. Самарканд, 1980, с 98-100
15. О.К. Кувандиков, Х.О. Шакаров, А. Абдурахмонов. Исследование магнитных свойства интерметаллидов в системе РЗМ-In в твёрдом и жидком состояниях. Металлофизика и новейшие технологии. Украина(г. Киев), 2013, Т. 35, №7, СС.879-888.
16. О.К. Кувандиков, Х.О. Шакаров, З.М. Шодиев, Б.У. Амонов, А.Абдурахмонов. Изучение магнитных свойства интерметаллидов в системе Er-Cu в твёрдом и жидком состоянии. Металлофизика и новейшие технологии. Украина(г. Киев), 2013, Т. 35, №6, СС.743-749.
17. Araj S. and Colvin R.V. Paramagnetism of Polycrystalline Gadolinium, Terbium and Dysprosium Metals. - J. Appl. Phys., 1961, vol.32, №3, pp.336-337.
18. Х.О. Шакаров. Металлофизика и новейшие технологии. Украина(г. Киев), 2013, Т. 35, №8, СС.1013-1020. Парамагнитная температура Кюри и косвенное обменное взаимодействие в системе РЗМ- In.
19. Colvin R.V., Araj S., Peck J. M. Paramagnetic Behavior of Metallic Cerium and Europium. - Phys. Rev., 1961, v.122, №1, pp.14-18.
20. Bush G., Guntherodt H. J. Electronic properties of liquid metals and alloys.- Solid State physics, 1974, vol.29, pp.302-311.
21. Burr C.R., Ehara S. High - temperature magnetic susceptibility of lanthanum as.and cerium metals. - Phys. Rev., 1966, vol.144, №2, pp.551-555.

22. Невзарова Э. Г., Гальтеков Б. П., Радовский И. З., Гельд Г. В. Магнитная восприимчивость никеля и железа при высоких температурах. – Изв. ВУЗов, Черная металлургия, №9, 1972, с. 108-109.
23. Тураев У. Магнитная восприимчивость переходных металлов в твердом и жидком состоянии. Автореферат, Свердловск, 1976.
24. Argyriou D.N., Mitchel J.F., Potter C.D. Lattice Effects and Magnetic Order in the Canted Ferromagnetic Insulator $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_{3\pm\delta}$ //Phys. Rev. Lett.–1996.-V.76.-P.3826-3829
25. Colvin R.V., Aarj S., Peck J. M. Paramagnetic Behavior of Metallic Cerium and Europium. - Phys. Rev., 1961, v.122, №1, pp.14-18.
26. Антропов В. А. Магнитная восприимчивость и электронная структура бинарных сплавов кобальта никеля с некоторыми нормальными металлами при высоких температурах. Канд. диссертация. Свердловск, 1977.
27. Radaelli P.G., Marezio M., Hwang H.Y. et al. Charge localization by static and dynamic distortions of the MnO_6 octahedra in perovskite manganites//Phys. Rev. B.–1996.–V.54.–P.8992–8995

