

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI**

**ALISHER NAVOIY NOMIDAGI SAMARQAND DAVLAT
UNIVERSITETI**

Qo'l yozma huquqida

UDK: 538.214.538.222

TURSUNQULOVA GULDASTA

**KYeMAl₃(KYeM=Gd,Ho,Er) va ular asosidagi boratlarning magnit
xossalari kondensirlangan holatda o'rganish.**

**Mutaxassislik: 5A140204- "Kondensatsiyalangan muhitlar
fizikasi va materialshunoslik"**

**MAGISTR
AKADEMIK DARAJASINI OLIH UCHUN YOZILGAN
D I S S E R T A T S I Y A**

Ish ko'rib chiqildi va himoyaga qo'yildi.

**«Umumiy fizika» kafedrasini mudiri,
fizika – matematika fanlari nomzodi,**

dots. R.M. Rajabov _____

«____» _____ 2016 yil

Ilmiy rahbar: fizika –

**matematika fanlari nomzodi,
dots. X.O. Shkarov**

«____» _____ 2016 yil

Samarqand – 2016

MUNDARIJA

KIRISH.....	3
I.BOB. MAVZUGA OID ILMIY ADABIYOTLAR SHARHI.....	7
1.1.Kamyob Yer metallarining (KYeM) elektron tuzilishi.....	7
1.2. Paramagnetizmning Van-flek nazariyasi.....	11
1.3.KYeMda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir nazariyasi.....	15
1.4. Kamyob Yer metalli boratlarning kristall tuzilishi.....	18
1.5. Kamyob Yer metalli boratlarning kondensirlangan holatining paramagnit xossalari.....	19
I-bobga doir xulosalar.....	20
II.BOB. O'LCHASH USULI VA QURILMASI.....	21
2.1. Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash usullari.....	21
2.2. Magnit qabul qiluvchanlikni yuqori temperaturalarda o'lchash qurilmasining tuzilishi va ish prinsipi.....	24
2.3. Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash xatoliklari.....	31
II-bobga doir xulosalar.....	33
III.BOB. TADQIQOT NATIJALARI VA ULARNING MUHOKAMASI.....	34
3.1.Toza og'ir KYeM va KYeMAl ₃ (KYeM=Gd, Ho, Er) birikmalarining magnit qabul qiluvchanligini yuqori temperaturalarda o'lchash natijalari.....	34
3.2. KYeMAl ₃ (KYeM=Gd, Ho, Er) boratlarning magnit qabul qiluvchanligini kondensirlangan holatda o'lchash natijalari.....	38
3.3. Tajriba natijalaridan foydalanib o'rganilgan boratlarning asosiy magnit xarakteristikalarini aniqlash.....	42
3.4. Toza og'ir KYeM va KYeMAl ₃ (KYeM=Gd, Ho, Er) birikmalarda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usul bilan o'rganish.....	47
III-bobga doir xulosalar.....	58
XULOSALAR.....	61
FOYDALANGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI.....	63

KIRISH

Mavzuning asoslanishi va dolzarbligi. Keyingi yillar ichida kamyob Yer metallarining (KYeM) va ular aralashgan murakkab birikmalarning turli xil xossalarini, shu jumladan magnit xossalarini o`rganishga katta e`tibor berilmoqda. Bunday moddalarga qiziqish ularning metallurgiyada, energetikada, hisoblash texnikasida va boshqa sohalarda keng qo`llanilishi va ilmiy-nazariy ahamiyati bilan bog`liqdir.

4f- va 3d-elementlar tarkibiga kiruvchi murakkab birikmalar, yangi fizik xossalarni o`zida mujassamlashtirgan va kelajakda keng qo`llanilish imkoniyati katta bo`lgan xom oshyo hisoblanadi. Chunki nisbatan oddiy tarkibga ega bo`lgan birikmalarni o`rganish bugungi kunda nihoyasiga yetmoqda. Kelajagi porloq bo`lgan shunday murakkab tarkibli birikmalarga kamyob Yer metallari tarkibiga kiradigan $RM_3(BO_3)_4$ ($R=KYeM$; M =alyuminiy, skandiy, temir, magniy) oksiboratlar ham kiradi. Ularning tuzilishi tabiiy xantit karbonat $[CaMg_3(CO_3)_4]$ tuzilishi bilan bir xil hisoblanadi[1]. Shu oksiboratlardan $KYeMAl_3(BO_3)_4$ -alyuminoboratlar yaxshi lyuminestsent va nochiziqli optik xususiyatlarni o`zida birga mujassamlashtirgan bo`lib, lazer nurlarini olishda amalda keng qo`llanilib kelinmoqda[1].

$KYeMAl_3(BO_3)_4$ -alyuminoboratlarnin magnit xossalarini o`rganish ularning murakkab kristall va magnit strukturalarini tushunish nuqtai nazaridan alohida ilmiy ahamiyatga egadir. Bugungi kunda  $KYeMAl_3(BO_3)_4$ -alyuminoboratlarnin magnit xossalari va elektron tuzilishi haqidagi tajriba ma`lumotlari juda kam. Ularning magnit xossalari yuqori temperaturalarda deyarli o`rganilmagan.

Tadqiqod obyekti: Og`ir KYeM, $KYeMAl_3$ va $KYeMAl_3(BO_3)_4$ ($KYeM=Gd, Ho, Er$) alyuminoboratlar.

Tadqiqot pretmeti: Og'ir KYeM, KYeMAl₃ va KYeM Al₃(BO₃)₄ (KYeM=Gd, Ho, Er) alyuminoboratlarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishi [$\chi(T)$] va bu bog'lanishdan aniqlanadigan asosiy magnit xarakteristikalar.

Tadqiqod usuli: Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchashning Faradey usuli, $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishga ishlov berishning eng kichik kvadratlar usuli va almashinuv o'zaro ta'sirni o'rganishning yarim empirik usuli.

Tadqiqotning maqsadi: Ushbu magistrlik dissertatsiyasida og'ir KYeM, KYeMAl₃ va KYeMAl₃(BO₃)₄ (KYeM=Gd, Ho, Er) alyuminoboratlarning $\chi(T)$ bog'lanishlarini yuqori temperaturalarda kondensirlangan holatda o'lchash, o'lchash natijalaridan foydalanib ularning asosiy magnit xarakteristikalarini aniqlash va og'ir KYeM hamda KYeMAl₃ birikmalarida amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usul bilan o'rganish.

Tadqiqotning vazifalari quyidagilardan iborat:

1. KYeMAl₃ va KYeMAl₃(BO₃)₄ (KYeM=Gd, Ho, Er) birikmalarni sintez qilish;
2. Og'ir KYeM, KYeMAl₃ va KYeMAl₃(BO₃)₄ (KYeM=Gd, Ho, Er) alyuminoboratlarning $\chi(T)$ bog'lanishlarini yuqori temperaturalarda kondensirlangan holatda o'lchash;
3. O'rganilgan namunalarning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlaridan foydalanib, ularning quyidagi asosiy magnit xarakteristikalarini aniqlash: paramagnit Kyuri temperaturasi(θ_p), Kyuri-Veyss doimiysi(C), bitta KYeM atomiga to'g'ri keladigan effektiv magnit moment(μ_{eff}) va ximiyaviy formula birligiga to'g'ri keladigan magnit moment(μ_f);
4. Og'ir KYeMda va KYeMAl₃(KYeM=Gd, Ho, Er) birikmalarda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usul bilan o'rganish.

5. O'lchash va hisoblash natijalarini chuqur tahlil qilib tegishli xulosalar chiqarish.

Tadqiqodning ilmiy yangilidi: Bu magistrlik dissertatsiyasida KYeM Al_3 (KYeM=Gd, Ho, Er) birikmalarning $\chi(T)$ bog'lanishlari 20-1700°C temperaturalar oralig'ida va $\text{KYeMAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (KYeM=Gd, Ho, Er) alyuminoboratlarning $\chi(T)$ bog'lanishi 20-900°C temperaturalar oralig'ida birinchi marta o'lchangan. O'lchash natijalaridan foydalanib namunalarning asosiy magnit xarakteristiklari (θ_p , C , μ_{eff} , μ_f) aniqlangan va KYeM Al_3 birikmalarda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usul bilan birinchi marta o'rganilgan.

Tadqiqoning natijalarining nazariy va amaliy ahamiyati: Ushbu magistrlik dissertatsiyasida olingan natijalar KYeMli alyuminoboratlarning paramagnit holatining nazariyasini yuqori temperaturalarda takomillashtirishga, KYeMning nomagnit metallar bilan birikmalarida amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir nazariyasini takomillashtirishga va ko'p funksiyali yangi materiallar olish uchun xizmat qiladi.

Himoya qilinadi: 1) KYeMAl_3 (KYeM=Gd, Ho, Er) birikmalarning $\chi(T)$ bog'lanishlarini 20-1700°C temperaturalar oralig'ida va $\text{KYeMAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (KYeM=Gd, Ho, Er) alyuminoboratlarning $\chi(T)$ bog'lanishlarini esa 20-900°C temperaturalar oralig'ida birinchi marta o'lchash bo'yicha olingan tajriba natijalari;

2) O'rganilgan namunalarning $\chi(T)$ - tajribaviy bog'lanishlarini tahlil qilish natijalari;

3) Tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlarga eng kichik kvadratlar usulini qo'llab o'rganilgan namunalarning asosiy magnit xarakteristikalarini (θ_p , C , μ_{eff} , μ_f) kompyuterda hisoblash natijalari;

4) Og'ir KYeM va KYeMAl_3 birikmalarida amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usul bilan o'rganish natijalari.

Ishning tuzilishi va hajmi. Magistrlik dissertatsiyasi kirish, uchta bob,

xulosalar va 40 ta nomdagi foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan tashkil topgan bo'lib, 67- bet lotin alifbosida bosma shaklda bayon qilingan. Uning mazmuni 13 ta rasm va 8 ta jadval yordamida ko'rgazmali bayon qilingan.

Ishning qisqacha mazmuni: Kirish qismida dissertatsiya mavzusining dolzarbligi asoslangan; tadqiqot obekti, predmeti va usuli, tadqiqotning maqsadi va vazifalari, ilmiy yangiligi nazariy va amaliy ahamiyati hamda ishning tuzilishi va hajmi bayon qilingan.

Birinchi bobda dissertatsiya mavzusiga oid, bugungi kunda adabiyotlarda mavjud bo'lgan, nazariy va tajribaviy ishlarga (KYeMning elektron tuzilishi, KYeM uchun paramagnetizmning Van-Flek va bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir nazariyalari, KYeMli boratlarning kristall tuzilishi va ularning magnit xossalarini yuqori temperaturalarda o'rganish natijalari)sharh berilgan. Bob oxirida tegishli xulosalar qilingan.

Ikkinchi bobda tekshiriladigan namunalarning magnit qabul qiluvchanligini o'lchash usuli, o'lchash qurilmasining tuzilishi va ishlash prinsipi hamda o'lchash xatoliklari bayon qilingan. Bob oxirida tegishli xulosalar qilingan.

Uchinchi bobda toza og'ir KYeM, KYeMAl₃ va KYeMAl₃(BO₃)₄ (KYeM=Gd,Ho,Er) boratlar $\chi(T)$ bog'lanishlarini o'lchash natijalari va bu natijalardan foydalanib namunalarning asosiy magnit xarakteristikalarini (θ_p , C , μ_{eff} , μ_f) aniqlash natijalari bayon qilingan. Shuningdek, toza og'ir KYeM va KYeM Al₃ birikmalarda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usul bilan o'rganish natijalari bayon qilingan. Bob oxirida tegishli xulosalar qilingan

Dissertatsiya ishining oxiridagi xulosalarda ishda olingan natijalar umumlashtirilgan.

I-BOB. MAVZUGA OID ILMIY ADABIYOTLAR SHARHI

1.1. Kamyob Yer metallarining(KEM) elektron tuzilishi.

Kechikib to'ladigan elektron qobig'larga (3d,4d,5d,6d,4f,5f) ega bo'lgan atomlardan tashkil topgan metallar o'tkazuvchan metallar nomi bilan ataladi. Kamyob Yer metallari (KEM) va temir guruhi metallari (TGM) o'tkazuvchan metallardir.

KEMga 4f-elektron qobig'i kechikib to'ladigan lantandan ($z=57$) lyutetsiygacha ($z=71$) bo'lgan elementlar kiradi. KEMning erkin atomlarida elektronlarning qobiqlar bo'yicha joylashishi, 4f,5d va 6s-qobiqlarni hisobga olmaganda, xuddi ksenon($z=46$) atomidagidek bo'ladi. KEM atomlarida 4f-gacha bo'lgan ichki qobiqlar elektronlar bilan to'lgan bo'lib, ularning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10}$, tashqi elektron qobiqlar konfiguratsiyasi esa $4f^n 5s^2 5p^6 5d^{0-1} 6s^2$ kabi aniqlanadi [2-5]. Bundagi n -4f qobiqdagi elektronlar soni bo'lib, $n=0$ (La) dan $n=14$ (Lu) gacha o'zgaradi.

Kristall holatda KEM atomlari uch karra ionlashgan holatda, kristall panjara tugunlarida joylashadilar. $5d^1 6s^2$ -qobiqlardagi elektronlar esa kristallda umumlashgan, ya'ni elektr tok hosil qiladigan elektronlarga aylanadi. Bu metallar 4f-qobig'ning effektiv radiusi (r_{4f}) kristall panjara tugunlari orasidagi eng qisqa masofa – a panjara davridan ancha kichikdir, ya'ni, $r_{4f} \gg a/2$. Ulardagi 4f-qobig'lardagi elektronlar kristall panjara tugunlarida o'troqlashgan bo'lib, tashqi $5s^2 5p^6$ -to'lgan qobiqlar bilan ionlar maydonidan ekranlashgan(himoyalangan). Shuning uchun ham 4f-elektronlar KEM da xuddi erkin atom va ionlardek energetik holatda bo'ladi. KEM ning "Erkin ion" modelining mohiyati shundan iboratdir. KEM uchun "Erkin ion" modelining o'ziga xos tomoni shundaki, birinchidan, 4f-elektronning tugunlararo bevosita ta'siri (f-f-ta'sir) mavjud emas deb qaraladi; ikkinchidan esa, tugunlardagi 4f-elektronlar orasida, spin-orbital ($\vec{L}^* \vec{S}$) o'zaro ta'sir deb ataladigan, ta'sir kuchli bo'lib, bunda 4f-elektronning S-spin va L-orbital momentlari Rassel-Saunders tipida qo'shilib, ionning to'la mexanik

momenti - J Xundning uchinchi qoidasiga asosan topiladi: 4f-qobiq yarmigacha to'lganda (yengil KEM uchun) $J=L-S$, yarmidan ortig'iga bo'lganda (og'ir KEM uchun) $J=L+S$ kabi topiladi.

Spin-orbital bog'lanish energiyasi 4f-elektronlarning birinchi uyg'ongan va asosiy holat energiyalarining farqi (ΔE) orqali aniqlanadi. KEM ionlaridagi eng past energiya sathlarining joylashish tartibi bu metallarning magnit xossalarini belgilaydi. Energetik sathlar haqidagi malumotlar esa fluorestent va infraqizil nuqtalarning optik yutilish spektridan tajribada aniqlanadi. Nazariy jihatdan energetik sathlar sxemasi Gaudsmit [6] va Landening intervallar qoidasi [7] yordamida aniqlanadi. Gaudsmit qoidasi quyidagicha:

$$\Delta E = \frac{8\pi^4 m e^2 (2L + 1)}{(c^3 n^5 h^3 l(l + 1)(2L + 1))(Z - \sigma)} \quad (1.1)$$

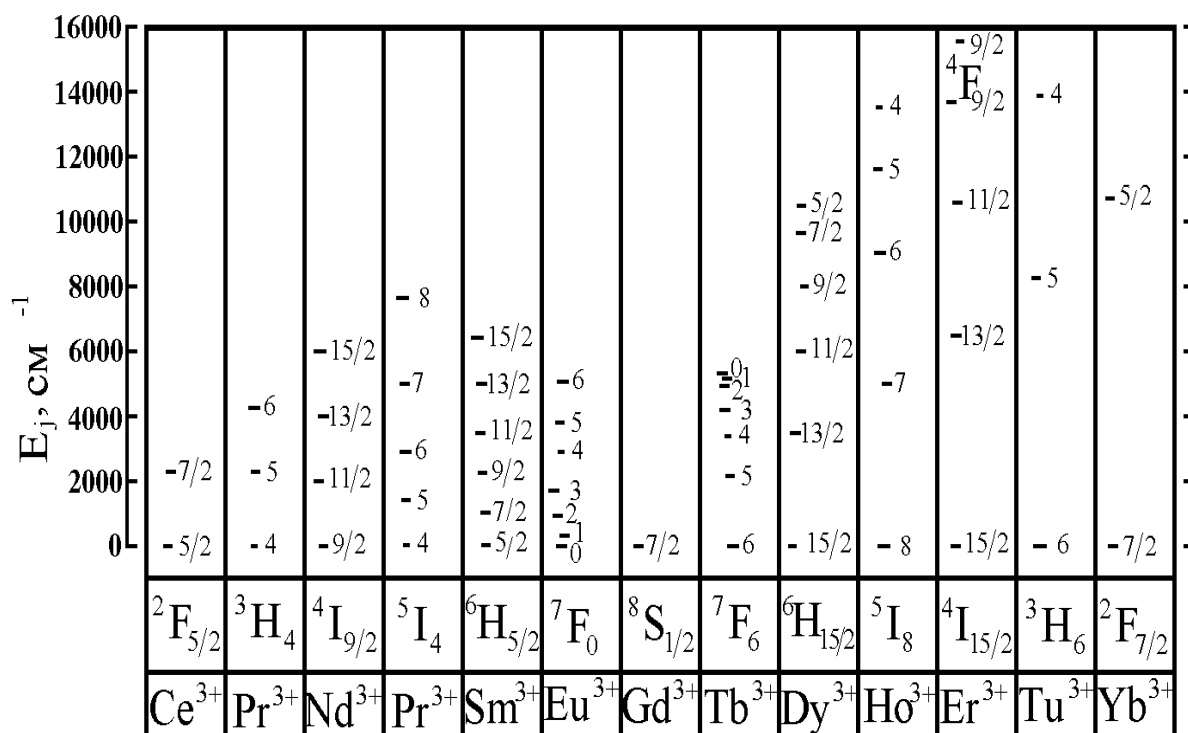
Bunda, ΔE -asosiy va uyg'ongan sathlar energiyalarining farqi, e - elektronning zaryadi, m - elektronning massasi, h - Plank doimiysi, n - va l – mos ravishda, bosh va orbital kvant sonlari, L - 4f - qobiqdagi elektronlarning to'la orbital kvant soni, Z - atomning tartib nomeri, σ - ekranlash doimiysi.

Landening intervallar qoidasining mohiyati quyidagicha:

$$E_J - E_{J-1} = A E_J \quad (1.2)$$

Buda, $E_J - J$ ga mos energetik sath energiyasi, A – spin orbital bog'lanish doimiysi.

(1.1) Ifodada $35 \leq \sigma \leq 36$ deb qabul qilib va (1.2) ifoda bilan hisoblash natijalari (1.1.rasm) va spektroskopik tajribalarning natijalari shuni ko'rsatadiki, og'ir KEM uchun $\Delta E \geq 1000 \text{ sm}^{-1}$. Issiqlik energiyasi (kT) 300K da $208,5 \text{ sm}^{-1}$ ga, 1500K da esa $1042,25 \text{ sm}^{-1}$ ga tengdir. Bu esa og'ir KEM uchun $\Delta E \geq kT$ shart bajariladi deb aytishga imkon beradi. KEM atomlari va ionlarining elektron tuzilishi haqidagi malumotlar 1.1 – jadvalda keltirilgan.



1.1-rasm. KEM³⁺ erkin ionlaridagi 4f-elektronlarning energetik sathlari.

KEM atomlari va ionlarining elektron tuzilishi

Z	Element	Atomlar uchun		KEM ³⁺ ionlari uchun					
		Elektron konfiguratsiya	Term	Elektron konfigur-ya	S	L	J	Term	E _{J+1} , sm ⁻¹
57	La	4f ⁰ 5S ² 5P ⁶ 5d ¹ 6S ²	² D _{3/2}	4f ⁰ 5S ² 5P ⁶	0	0	0	¹ S ₀	-
58	Ce	4f ¹ 5S ² 5P ⁶ 5d ¹ 6S ²	³ H ₄	4f ¹ 5S ² 5P ⁶	1/2	3	5/2	² F _{5/2}	2253
59	Pr	4f ³ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	⁶ I _{9/2}	4f ³ 5S ² 5P ⁶	1	5	4	³ H ₄	2171
60	Nd	4f ⁴ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	⁵ I ₄	4f ⁴ 5S ² 5P ⁶	3/2	6	9/2	⁴ I _{9/2}	2028
61	Pm	4f ⁵ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	⁶ H _{5/2}	4f ⁵ 5S ² 5P ⁶	2	6	4	⁵ I ₄	-
62	Sm	4f ⁶ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	⁷ F ₀	4f ⁶ 5S ² 5P ⁶	5/2	5	5/2	⁶ H _{5/2}	1100
63	Eu	4f ⁷ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	⁸ S _{7/2}	4f ⁶ 5S ² 5P ⁶	3	3	0	⁷ F ₀	350
64	Gd	4f ⁷ 5S ² 5P ⁶ 5d ¹ 6S ²	⁹ D ₂	4f ⁷ 5S ² 5P ⁶	7/2	0	7/2	⁸ S _{7/2}	-
65	Tb	4f ⁸ 5S ² 5P ⁶ 5d ¹ 6S ²	⁸ H _{17/2}	4f ⁸ 5S ² 5P ⁶	3	3	6	⁷ F ₆	2101
66	Dy	4f ¹⁰ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	⁵ I ₈	4f ⁹ 5S ² 5P ⁶	5/2	5	15/2	⁶ H _{15/2}	3200
67	Ho	4f ¹¹ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	⁸ I _{15/2}	4f ¹⁰ 5S ² 5P ⁶	2	5	8	⁵ I ₈	5050
68	Er	4f ¹² 5S ² 5P ⁶ 6S ²	³ H ₆	4f ¹¹ 5S ² 5P ⁶	3/2	6	15/2	⁴ I _{15/2}	8000
69	Tm	4f ¹³ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	² F _{7/2}	4f ¹² 5S ² 5P ⁶	1	5	6	³ H ₆	8250
70	Yb	4f ¹⁴ 5S ² 5P ⁶ 6S ²	¹ S ₀	4f ¹³ 5S ² 5P ⁶	1/2	3	7/2	² F _{7/2}	10300
71	Lu	4f ¹⁴ 5S ² 5P ⁶ 5d ¹ 6S ²	²² D _{3/2}	4f ¹⁴ 5S ² 5P ⁶	0	0	0	¹ S ₀	-

1.2. Paramagnetizmning Van-Flek nazariyasi.

Erkin ionlardagi kechikib to'ladigan elektron qobiqdagi elektronlarning energetik sathlari energiyasi E -ni bilgan holda Van-Flek tomonidan ishlab chiqilgan paramagnetizmning kvanto-mexanik nazariyasi natijalaridan [2,8,9] foydalanib, shunday erkin ionlar sistemasidagi paramagnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog'liqligini hisoblash mumkin.

Sistema og'ir KEM ionlaridan tashkil topgan deb faraz qilaylik. Sistemadagi har bir ionning asosiy va birinchi uyg'ongan holat energiyasi farqi issiqlik energiyasidan juda katta bo'lganda ($\Delta E \gg k_B T$) 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 KEM 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 qo'shiluvchi temperaturaga bog'liq bo'lgan Van-Flek paramagnetizmi. Undagi α_J quyidagicha aniqlanadi:

$$\alpha_J = \frac{\mu_B^2}{6(2J+1)} \left[\frac{F_{J+1}}{E_{J+1} - E_J} - \frac{F_J}{E_J - E_{J-1}} \right]. \quad (1.5)$$

Bu ifodadagi F quyidagicha aniqlanadi:

$$F_J = \frac{1}{J} [(S+L+1)^2 - J^2] \cdot [J^2 - (S-L)^2]. \quad (1.6)$$

(1.3) ifodadagi birinchi qo`shiluvchi magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog`liq qismini $\chi(T)$, aniqroq qilib aytganda KEM ning kristall panjarasi tugunlarida o`rtoqlashgan 4f-qobiq elektronlarining magnit qabul qiluvchanligini,

ikkinchi qo`shiluvchi  $\frac{N_A}{M}\alpha_J = \chi_0$  temperaturaga bog`liq bo`lmagan qismini ifodalaydi. Demak (1.3) ifodadan ko`rinadiki $\Delta E \gg k_B T$ shart bajarilganda yuqori temperatura va kuchsiz magnit maydonida $\left(\frac{\mu_B H}{k_B T} \ll 1\right)$ KEM ning erkin ionlari sistemasining magnit qabul qiluvchanligi, ionlar asosiy holatining to`la mexanik moment kvant soni J va temperaturasi T bilan aniqlanar ekan.

$\chi_0 = \frac{N_A \alpha_J}{M} = 0$ 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

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

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

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

KEM ionlarning magnit o`zaro ta`siri, energiyaga proportsional bo`lgan, Kyurining paramagnit temperaturasi deb ataladigan, θ_p kattalikni (1.3) ifodaning birinchi hadi maxrajida $T \rightarrow (T - \theta_p)$ almashtirish olish bilan hisobga olish mumkin [2,6]. 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 olmaslig mumkin emasligini hisobga olsak (1.3) dan Kyuri-Veyss qonunining umumlashgan ifodasini olamiz:

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

KEM ionlarining asosiy magnit xarakteristikalari 1.2 – jadvalda keltirilgan.

KEM³⁺ ionlarining asosiy magnit xarakteristikalari[2-4,6,10]

KEM ³⁺	J (asosiy sath)	g _J	$\mu_J = g_J \cdot [J(J+1)]^{1/2} \mu_B$ nazariy	μ_{eff}, μ_B Van-Flek para. bilan, nazariy	μ_{eff}, μ_B tajr.	E _{J+1} , sm ⁻¹
La	0	0	0	0	diam.	-
Ce	5/2	6/7	2,54	2,56	2,39	2253
Pr	4	4/5	3,58	3,62	3,60	2171
Nd	9/2	8/11	3,62	3,68	3,62	2028
Pm	4	3/5	2,68	2,83	-	-
Sm	5/2	2/7	0,84	1,55	1,54	1100
Eu	0	0	0	3,4	3,61	350
Gd	7/2	2	7,94	7,94	8,2	-
Tb	6	3/2	9,72	9,72	9,60	2101
Dy	15/2	4/3	10,63	10,63	10,5	3200
Ho	8	5/4	10,60	10,60	10,5	5050
Er	15/2	6/5	9,59	9,59	9,5	5000
Tm	6	7/6	7,57	7,57	7,2	8250
Yb	7/2	8/7	4,54	4,54	4,4	10300
Lu	0	0	0	0	diam.	-

1.3. KYeMda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir nazariyasi.

Kechikib to'ladigan qobiqqa(3d,4f) ega bo'lgan va kristall panjara tugunlarida o'troqlashgan, ionlardan tashkil topgan metallarning kuchli magnit xossasini (magnit tartiblangan holatini) shu qobiq elektronlarning tugunlararo magnit o'zaro ta'siri hosil qiladi. Bunday o'zaro ta'sir **almashinuv o'zaro ta'sir** nomi bilan ataladi.

Kamyob Yer metallarining kristall panjarasi tugunlarida, 4f – kechikib to'ladigan elektron qobiqqa ega bo'lgan, KEM^{3+} ionlari joylashadilar. 4f qobiq elektronlari tashqi $5s^2 5p^6$ qobiqlardagi elektronlar bilan tashqi ta'sirlardan himoyalangan bo'ladi. Shu sababga ko'ra ularning tugunlararo bevosita o'zaro ta'siri (f – f o'zaro ta'sir deb ham ataladigan o'zaro ta'sir) amalga oshmaydi. Demak ularning magnit tartiblangan holatini bunday bevosita o'zaro ta'sir hosil qila olmaydi.

Tajribalar ko'rsatadiki, bunday holat past temperaturalarda (masalan Gd uchun $T < 292$ K da) hosil bo'lar ekan. Bunday tartiblangan holatni 4f – qobiq elektronlarning o'tkazuvchan - $5d^1$ va $6s^2$ -elektronlar (ya'ni tugunlar orasida umumlashgan elektronlar) orqali o'zaro ta'siri hosil qilar ekan. Bunday o'zaro ta'sir f – s – f, qisqacha s-f o'zaro ta'sir yoki **bilvosita almashinuv o'zarota'sir** deyiladi [2]. Bunday o'zaro ta'sir nazariyasi KEM uchun birinchi marta Ruderman, Kittel, Kasuya va Iosidalar tomonidan ishlab chiqilgani uchun bunday bilvosita almashinuv o'zaro ta'siri ularning nomi bilan **RKKI o'zaro ta'siri**, bunga oid nazariya - **RKKI nazariyasi** ham deb yuritiladi. Bu nazariya [2,11-13]da batafsil yoritilgan.

RKKI o'zaro ta'siri quyidagicha yuz beradi[3,5]: Kristal panjaraning, holati $\vec{R}_n$ -radius vektor bilan aniqlanadigan, ixtiyoriy n-tugunida o'troqlashgan 4f-elektronlar tugunlar orasida umumlashgan ("erkin" yoki o'tkazuvchan) elektronlarga ta'sir qiladi va ularni magnit qutblaydi. Bunday qutblangan

umumlashgan elektronlar, o'z navbatida, holati $\vec{R}_m$ -radius vektor bilan aniqlanadigan, panjaraning m-tugunida o'troqlashgan 4f- elektronlarga ta'sir qiladi. Natijada n va m-tugunlarda joylashgan 4f qobiqlardagi elektronlarning magnit momentlari o'zaro tartibga keladi.

“Erkin” elektronlarning magnit qutblanishi quyidagicha yuz beradi: “erkin” elektronlar modelidan ma'lumki, odatdagi sharoitlarda umumlashgan elektronlarni, spini (magnit momenti) “yuqoriga” (+) va “pastga” (-) yo'nalgan elektronlarga bo'lish mumkin. Odatdagi sharoitlarda spini “yuqoriga” va “pastga” yo'nalgan elektronlarning konsentratsiyasi o'zaro teng bo'ladi. Shu sababli erkin elektronlar sistemasi magnitlanmagan bo'ladi. Ixtiyoriy n-tugunda joylashgan 4f-qobiq elektronlarining magnit ta'siri natijasida spini “yuqoriga” yo'nalgan erkin elektronlarning magnit momentlari shu 4f-qobiqning magnit momentiga parallel joylashadi. Spini “yuqoriga” yo'nalgan elektronlar tartiblangan magnit momentlarining yo'nalishi bo'ylab, spini “pastga” yo'nalgan elektronlarning magnit momentlari ham qisman (yoki to'la) tartibga keladi. Natijada erkin elektronlar sistemasining natijaviy magnit momenti no'ldan farqli bo'lib qoladi, ya'ni ular magnit qutblanadilar.

Ma'lumki, $T=\theta_p$ temperaturada KEMning magnit tartibli holati buzilib magnit tartibsiz holat-paramagnit holatga o'tadi. Demak, KEMning paramagnit Kyuri temperaturasi - θ_p RKKI o'zaro ta'sir energiyasining o'lchovi hisoblanadi. KEM uchun θ_p ning tajribaviy qiymatini tushuntirish uchun quyidagi ifoda olingan[2,11-13]:

$$\theta_p = \frac{3\pi^2}{k_B \Omega^2 E_F} A_{sf}^2(0) (g_I - 1)^2 I(I+1) \sum_{n \neq m} F(2\vec{k}_F(\vec{R}_n - \vec{R}_m)), \quad (1.14)$$

bu yerda n – umumlashgan elektronlar konsentratsiyasi; $A_{sf}(0)$ - bilvosita s-f o'zaro ta'sir doimiysi (integrali); E_F -Fermi sathi energiyasi; k_F – Fermi sirtining to'lqin vektori; $(\vec{R}_n - \vec{R}_m)$ – n- va m-tugunlar orasidagi masofa;

$$F(x) = F(2\vec{k}_F(\vec{R}_n - \vec{R}_m)) = (x \cos x - \sin x) / x^4 \quad (1.15)$$

– Ruderman – Kittel funksiyasi.(1.14) ifodadagi

$$G = (g_J - 1)^2 J(J + 1) \quad (1.16)$$

kabi aniqlanuvchi G – kattalikka de Jen faktori deyiladi. Bu ifodadagi g_J -Lande faktori deyilib quyidagicha aniqlanadi:

$$g_J = 1 + \frac{J(J + 1) + S(S + 1) - L(L - 1)}{2J(J + 1)}, \quad (1.17)$$

bundagi L , S va J 4f -qobiqdagi elektronlarning to'la orbital, to'la spin va to'la mexanik moment kvant sonlari.

Ikkinchi tomondan, KEM dagi almshinuv o'zaro ta'sirni tafsiflovchi parametr(integral) ni hisoblash uchun RKKI nazariyasi doirasida quyidagi ifoda olingan[2,5,11]:

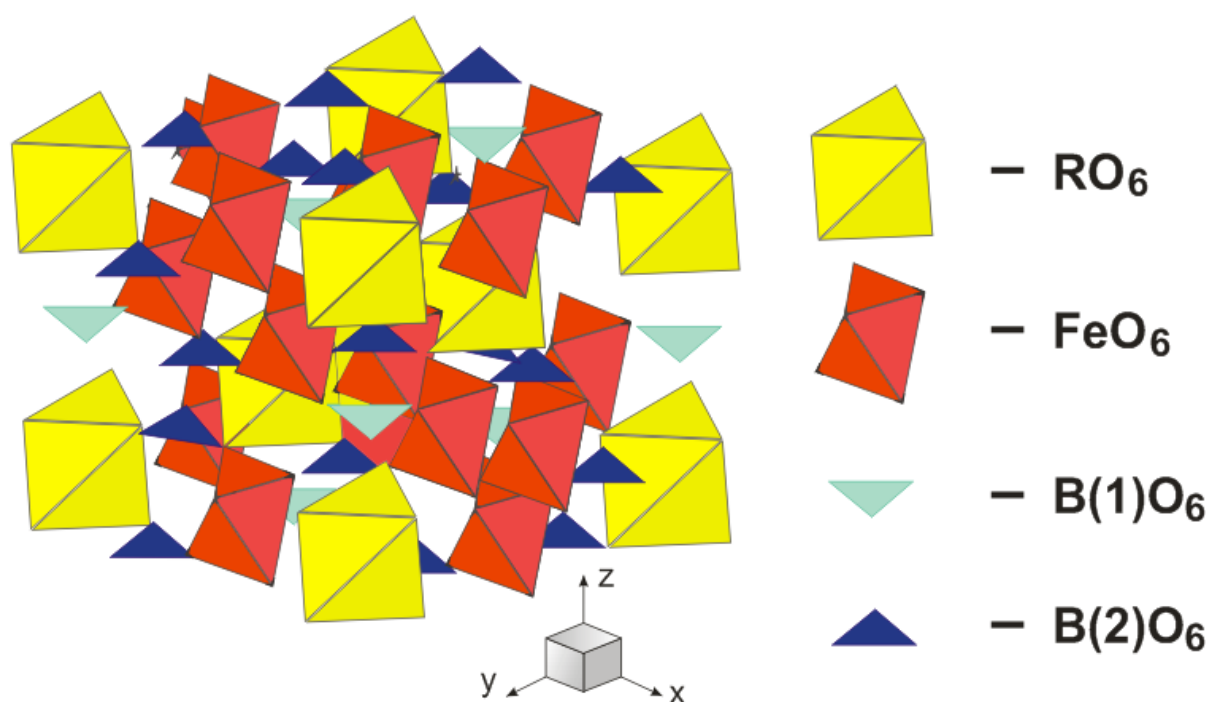
$$A = \frac{9\pi^2}{\Omega^2 E_F} A_{sf}^2(0) \sum_{n \neq m} F(2\vec{k}_F(\vec{R}_n - \vec{R}_m)). \quad (1.18)$$

Buni hisobga olgan holda (1.19)dan quyidagi ifodani olamiz:

$$\theta_p = \frac{1}{3k_B} AG. \quad (1.19)$$

1.4. Kamyob Yer metalli boratlarning kristall tuzilishi.

Umumiy $RM_3(BO_3)_4$ ($R=Y, La$ va hokazo kamyob Yer metalli; $M=Al, Ga, Cr, Fe, Sc$) ximiyaviy formulaga ega bo'lgan boratlarning kristall tuzilishi xantit minerali $[CaMg_3(CO_3)_4]$ kristall tuzilishi bilan bir xil bo'lib, R_{32} turdagi fazoviy gruppaga mansubligi aniqlangan[1,14,15]. Kamyob Yer metalli ferroboratlarning elementar yacheykasi (1.2 rasmda ko'rsatilgan) R_{32} ($^7D_{3/2}$) trigonal fazoviy gruppaga mansub bo'lib, u uchta ximiyaviy formula birligidan tashkil topgan: RO_6 ($R-O$ ning prizmal qurshovida joylashgan), FeO_6 (Fe^{3+} ioni O ning oktaedr qurshovida joylashgan) va ikkita turdagi BO_3 (uchburchak gruppasi). Uch o'lchovli kristall fazosida FeO_6 oktaedrlari qirralari bilan shunday bog'langanki, natijada kristallning C_3 o'qi bo'ylab o'zaro kuchsiz bog'langan bir o'lchamli vintsimon zanjir hosil bo'ladi.



1.2-rasm. $RFe_3(BO_3)_4$ –boratning kristall yacheykasi.

1.5. Kamyob Yer metalli boratlarning kondensirlangan holatining paramagnit xossalari.

Kamyob Yer metalli boratlarning $[RM_3(BO_3)_4]$ magnit xossalarini, ularning paramagnit holatida o`rganilgan, ilmiy ishlar bugungi kunda juda kam o`rganilgan. Ularga misol qilib [16-19] ishlarni ko`rsatish mumkin.

[16] ishda $HoAl_3(BO_3)_4$ monokristall holatdagi boratning magnit qabul qiluvchanligi 20-300K temperatura oralig`ida o`lchangan. Bu birikma shu temperatura intervalida paramagnit holatda bo`lar ekan. Uning  $\chi(T)$  bog`lanishi Kyuri-Veyss qonuniga bo`y sinadi va $\theta_p=1K$ ekan.

[17] ishda ximiyaviy formulasi $RBO_3(R=Ln,Pr,Sm, Eu, Yb)$ bo`lgan ortoboratning magnit qabul qiluvchanligi 4,2-300K temperatura oralig`ida o`lchangan.  $PrBO_3$  va  $YbBO_3$  boratlarning  $\chi(T)$  bog`lanishi Kyuri-Veyss qonuniga bo`y sunar ekan va ular uchun θ_p -lar aniqlangan.

[18] ishda SamDu “Umumiy fizika va magnetizm” kafedrası ilmiy tadqiqotchilari tomonidan $RAI_3(BO_3)_4$ ($R=Y, Nd, Gd$) kamyob Yer metalli alyuminoboratlarning temperaturaga bog`lanishini 20-850<sup>0</sup>C temperaturalar oralig`ida o`lchash natijalari keltirilgan. Tajribaviy  $\chi^{-1}(T)$  bog`lanishlarning tahlili bo`yicha,  $Gd_{0.7}Y_{0.8}Al(BO_3)_4$ ,  $NdAl(BO_3)_4$  va  $Nd_{0.65}Y_{0.35}Al(BO_3)_4$  boratlarning bunday bog`lanishlarida ikki marta sinish kuzatiladi. Sinishga mos keladigan temperaturalar oralig`da  $\chi^{-1}(T)$  bog`lanishlar chiziqli tabiatga ega bo`lib Kyuri-Veyss qonuniga bo`ysinishi aniqlangan. $\chi^{-1}(T)$ bog`lanishning sinishlari boratlarning kristall panjarasidada strukturaviy fazaviy o`tishlar bilan bog`lab tushintirilgan.  $\chi^{-1}(T)$  tajribaviy bog`lanishlardan foydalanib ularning asosiy magnit xarakteristikolari aniqlangan.

[19] ishda $Tb_{1-x}Er_xFe_3(BO_3)_4$ ($x=0,75; 1$) boratning $\chi(T)$ bog`lanishini 4,2-350K temperatura oralig`ida o`lchash natijalari keltirilgan. Bu boratlar  $T>T_N=38K$  temperaturalarda antiferromagnit tartiblanishga ega bo`lar ekan. Ularning $\chi(T)$

bogʻlanishlari $T > T_N$ temperaturalarda, yaʼni T_N dan 350K gacha Kyuri-Veyss qonuniga boʻy sunar ekan.

I-bobga doir xulosalar

Magistrlik dissertatsiyasida tadqiq qilinadigan obektlarga dahildor boʻlgan, ularning quyidagi xossalarini ilmiy adabiyotlarda oʻrganilganlik darajasiga sharh berilgan:

1. KEMning elektron tuzilishi;
2. Paramagnetizmning Van-Flek va KEMda amal qiladigan bilvosita almashinuv oʻzaro taʼsir nazariyalari;
3. Kamyob Yer metalli boratlarning kristall tuzilishi va paramagnit xossalari.

II-BOB. O'LCHASH USULI VA QURILMASI.

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 [20,21]. Kuchsiz magnit xossaga ega bo'lgan moddalarning paramagnit qabul qiluvchanligini tekshirish usullari ikki guruhga bo'linadi.

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

Ikkinchi guruhga kirgan usullar birjinsli bo'lmagan magnit maydoniga kiritilgan namunaga ta'sir qiluvchi mexanik kuchni o'lchashga asoslangan. Umumiy fizika kursidan ma'lumki [22], magnit maydoni bir jinslimasligi faqat $\mathcal{K}$ o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, unga kiritilgan na'munaga shu yo'nalish bo'yicha quyidagi kuch ta'sir qiladi:

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

Bu yerda V – namuna hajmi, $\overline{M}_y$ - y o'qi bo'yicha namunaning magnitlanish vektori; $\left(\frac{\partial \overline{H}_y}{\partial x} \right)$ - magnit maydon kuchlanganligi gradiyentining x yo'nalishidagi tashkil etuvchisi. (2,1) dagi F_x - kuch elektromagnit 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:

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

bunda ρ - modda zichligi. X o'qi bo'yicha ta'sir qiluvchi kuch (2.1) ni solishtirma magnit qabul qiluvchanlik orqali quyidagicha ifodalaymiz:

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

Bu 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 qutblari orasiga shunday joylashtiriladiki, bunda uning bir uchi eng kichik kuchlanishli maydonda ($H_1=0$), ikkinchi uchi esa maksimal kuchlanishli maydonda ($H_2 \neq 0$) turadi. Bu holda namunaga tas'ir qiluvchi kuch quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

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

bunda S – silindrning ko'ndalang kesim yuzi.

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

1. Bu usulda katta o'lchamli namunalardan foydalaniladi. Bu iqtisodiy jihatdan maqsadga muvofiq emas. Masalan, qimmatbaho va radioaktiv

metallarning ko'p miqdoridan na'muna tayyorlashga to'g'ri keladi.

2. Konteynerga (tigelga) tekshirilayotgan na'muna va etalon bir jinsli joylashtirilishi zarur.

Faradey usuli esa bu kamchiliklardan xoli. Bu usulda kichik o'lchamdagi namunalardan foydalanish mumkin va (2.3) dagi $H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)$ munosabatni o'zgarmas deb hisoblash mumkin. (2.3) bilan magnit qabul qiluvchanlikni hisoblash uchun maydon gradienti 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 maydonining aynan bir sohasiga $[H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = \text{const}]$ bo'lgan na'muna va magnit qabul qiluvchanligi oldindan ma'lum bo'lgan modda-etalon navbatma – navbat joylashtiriladi. Bu shartlarni hisobga olgan holda (2.3) dan quyidagi ifodani hosil qilamiz ($F_x = F$):

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

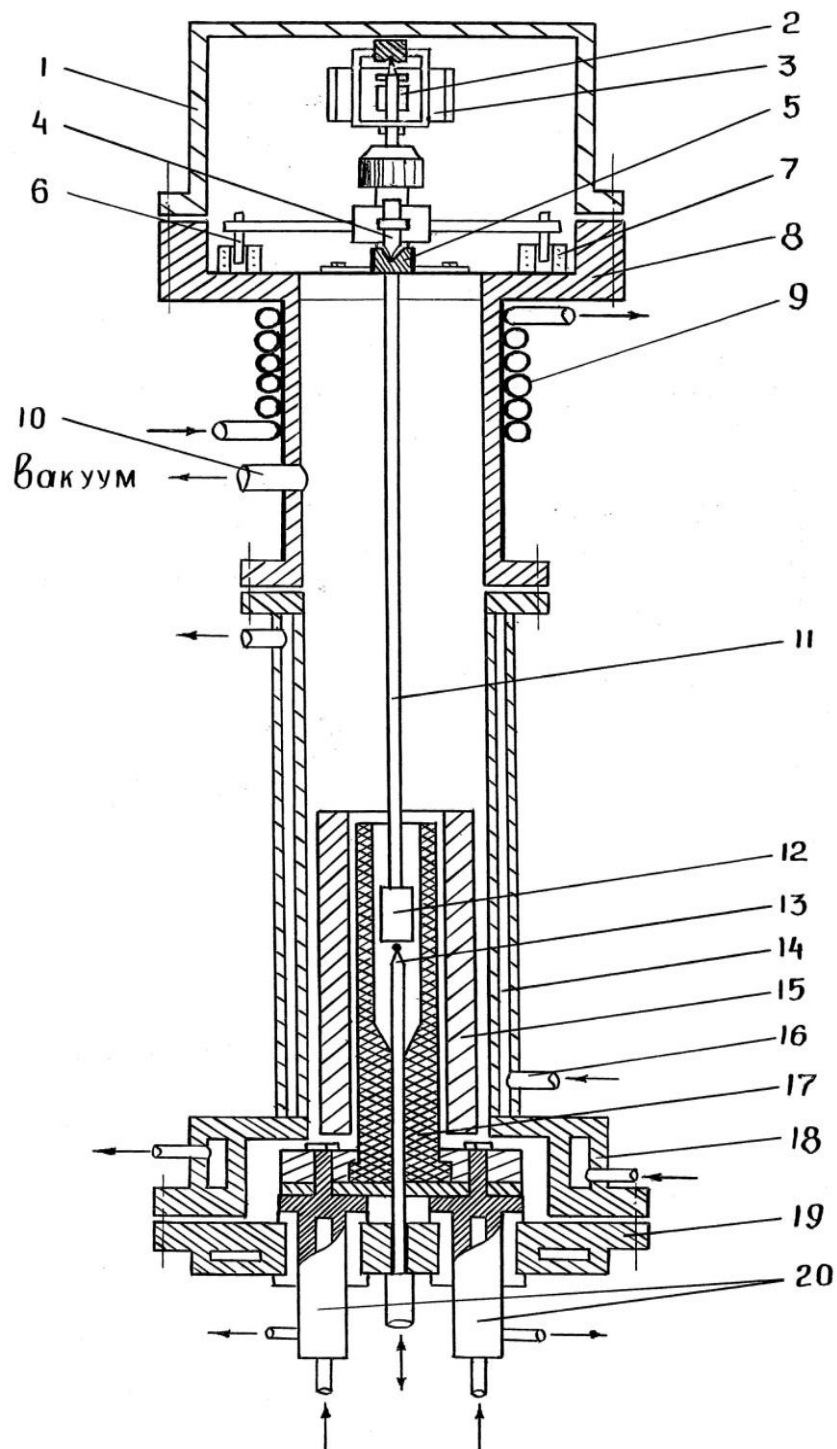
Bundagi χ, F, m va $\chi_{et}, F_{et}, m_{et}$ mos ravishda na'muna va etalonga tegishli kattaliklar. Tajriba shart –sharoitlari qulay bajarilgan holda bu usul yuqori aniqlik bilan solishtirma magnit qabul qiluvchanlikni (χ) o'lchashga imkon beradi. Bundan shunday xulosa kelib chiqadiki, yuqori temperaturalarda solishtirma magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash uchun Faradey usuli qulaydir. Ushbu ishda shu sababli shu usuldan foydalanildi.

2.2. Magnit qabul qiluvchanlikni yuqori temperaturalarda o'lchash qurilmasining tuzilishi va ish prinsipi.

Tekshirilayotgan masalaning qo'yilishiga qarab xilma – xil qurilmalar yasalgan. Bu qurilmalar bir qatorda ishlarda [21-26] yoritilgan. Na'munalarning solishtirma magnit qabul qiluvchanligini o'lchashda [23-26] ishlarda bayoni keltirilgan qurilmadan foydalandik. Bu qurilma vertikal mayatnikli magnit tarozi, elektromagnit, qizdirgich va vakuum kamerasidan iborat. Qurilmaning eng asosiy qismi vertikal mayatniksimon magnit tarozidir. (2.2 – rasm).

Mayatniksimon magnit tarozi (2.2 – rasmda keltirilgan) mayatniksimon tarozining ikkita korund ignasi-4, ikkita agat chuqurchaga-5 kirib turadi (tayanadi). Odatda tarozining 11-osmasi vertikal halatda turadi. Bu osma (mayatnik) faqat α o'qi bo'ylab, 4-ignalar uchidan o'tadigan gorizontal o'q atrofida erkin tebrana oladi. Taroziining sezuvchanligi 3-yuk yordamida o'zgartirilishi mumkin. Taroziining osmasi diametri 2mm bo'lgan molibden simdan yasalgan. U 9-sanga yordamida 8-diskka maxkamlangan. Osmaning pastki uchida, tekshiriladigan na'muna solingan tigel joylashtiriladigan, 12-kontiner o'rnatilgan. 8-diskka 17-20 duyural sterjenlar krestavina shaklida o'rnatilgan bo'lib, ular tarozining elkasi rolini bajaradi. Krestavinaning uchlariga, 7-tokli salenoidlar magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashadigan 6-doimiy magnitlar vertikal holatda mahkamlangan. Vakuum kamerasining yuqori ichki asosiga vertikal ustun o'rnatilgan. (2.1-rasm). Ustunning tepasiga o'rnatilgan ramkaning uchiga ikkita agat chuqurcha-14 mahkamlangan. Shu chuqurchalariga kirib turgan ikkita korundning uchlari n o'tadigan vertikal-13 o'q (sterjen) ga 2-ko'zgu mahkamlangan. Ko'zgu shu o'q atrofida erkin aylana oladi. Ko'zgu orqasiga mahkamlangan 10-plastinka ayrisiga tarozi mayatnigining yuqori uchiga gorizontal o'rnatilgan sterjenga mahkamlangan molibden sim kirib turadi. Shu simning uzunligi va 15-yoritgichdan 2-ko'zgugacha va ko'zgudan 16-shkalagacha bo'lgan masofa shunday tanlanganki, shkala bo'lab siljiydigan 15-yoritgich shulasi ipning siljishida, 11-osma uchidagi 12-

kontrenerning magnit maydoni ta'siridagi χ o'q bo'ylab siljishi 120 marta kuchaygan holda aks etadi. Elektromagnit maydonining o'lchashlarga salbiy



2.1 – rasm. Metallar va qotishmalarning qattiq va suyuq holatlaridagi magnit qabul qiluvchanligini o'lchash qurilmasining asosiy qismi- vakuum kamerasing kesimi (ishlash prinsipi matnda tushuntirilgan).

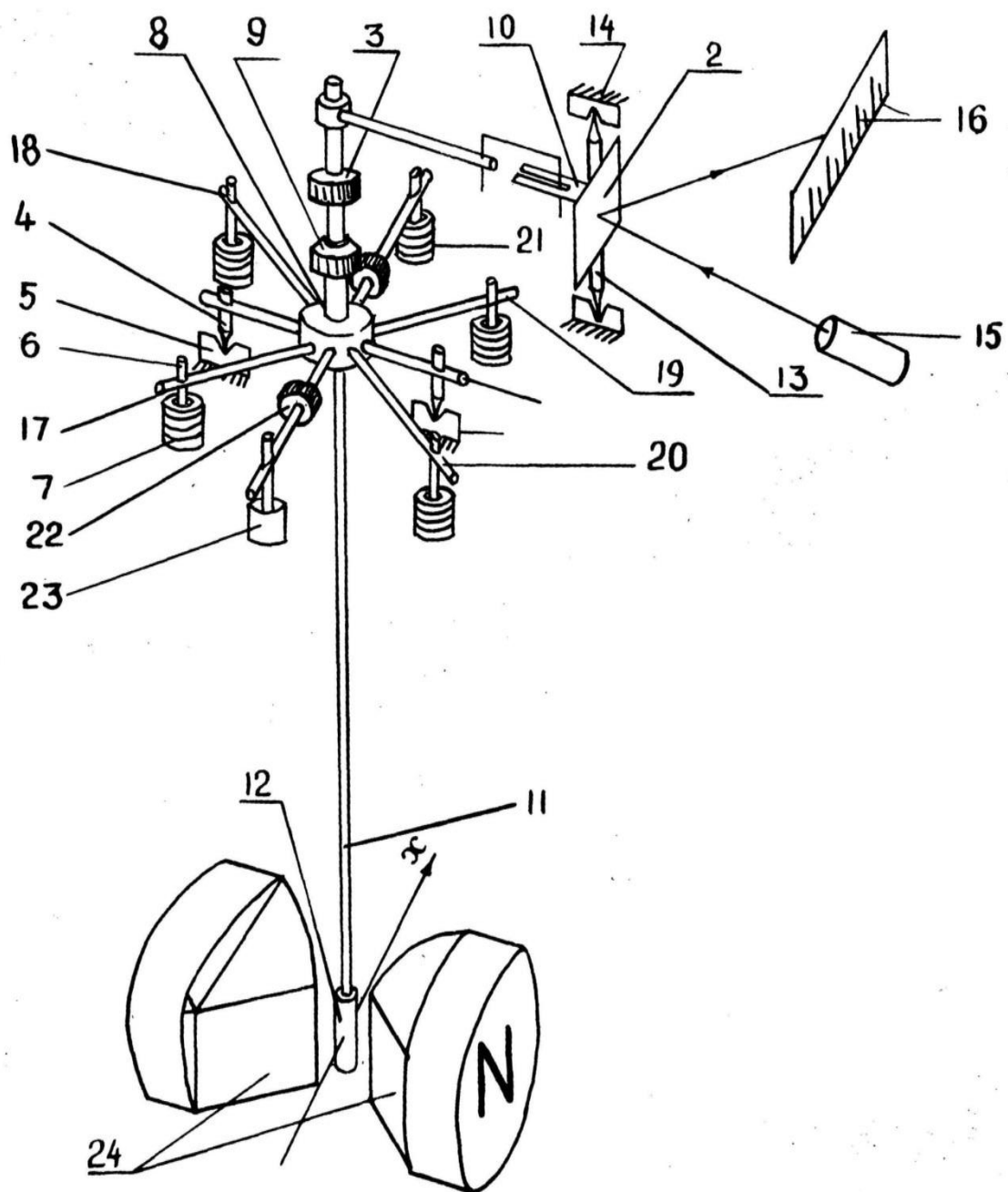
ta'sirini yo'qotish uchun tarozining hamma qismlari nomagnit materiallardan (molibden, mis, dyuralyumen, latun) yasalgan. Tarozi sistemasi tebranishlarini tez so'ndirish uchun u moyli demfer-23 bilan ta'minlangan.

Tarozining muvozanatdan chetlanishini qayd etish prinsipi quyidagicha (2.2 – rasmga qarang). Yoritgichdan ko'zguga yorug'lik tushib va undan qaytib kuzatish shkalasiga tushadi. Magnit maydoni-24 ulanganda maydon tomonidan na'munaga ta'sir qiluvchi (2.3) kuch na'sirida osma vertikal muvozanat holatdan chetlanadi va shu'la shkala bo'yicha o'rta “nol” holatdan siljiydi. 17 – 20 solenoidlarga tok berib, tokning kuchi o'zgartirilishi bilan (P33 – qarshiliklar magazini yordamida) osmani dastlabki holatga, yani shkaladagi shu'lani “nol” holatiga qaytaruvchi moment hosil qilinadi va shu'la dastlabki “nol” nolatga qaytariladi. Solenoidlar elektr zanjirdagi etalon qarshiligidagi (R_e) kuchlanish tushuvi $U = R_e I$ solenoidlardagi tokka (I) proporsional bo'lib, raqam ko'rsatgichli elektron voltmeter (BK – 2-20) yordamida o'lchanadi. Solenoidlarga beriladigan tokning manbai sifatida Y1999 rusumli o'zgarmas tok stabilizatori ishlatiladi. $F_x \sim U$ bo'lganligi uchun (2.4)dan quyidagini topamiz:

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

bu yerda, U_t va U_{tigt} – t mos ravishda temperaturali tekshiriladigan namunali va namunasiz tigellar uchun solenoid zanjirlaridagi etalon qarshilikda kuchlanish tushuvlari; U_{et} va U_{tig} uy temperaturasiidagi etalonli va etalonsiz tigellar uchun etalon qarshilikda kuchlanish tushuvlari. Etalon sifatida Mor tuzi ($\text{FeSO}_4(\text{NH}_4)\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) ishlatildi. Uning T uy temperaturasiidagi solishtirma magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligini quyidagicha :

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

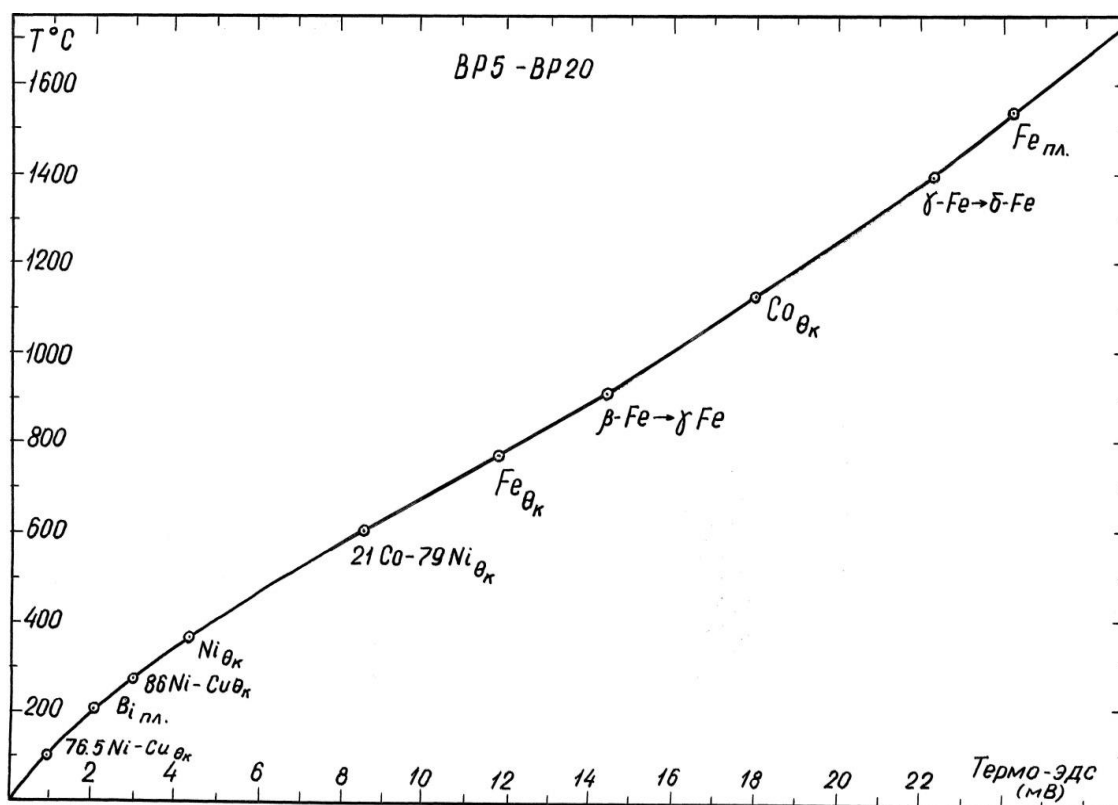


2.2 – rasm. Yuqori temperaturalarda magnit qabulqiluvchanlikni o'lvovchi mayatniksimon magnit tarozi.

Qizdirg'ich. Namuna solishtirma magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligini o'rganish uchun 2.1 – rasmdagi kamera ichida kesimi ko'rsatilgan trubkasimon grasitdan yasalgan qizdirgichdan foydalanildi.

U bifulyar holda yasalgani uchun undan o'tgan tokning magnit maydoni na'munali konteynerga ta'sir qilmaydi. Qizdirgich ichida na'muna joylashtiriladigan o'zgarmas (izotermik) temperatura sohasini olish uchun isitgich berilliy oksididan tayyorlangan silindr ekran (15) bilan o'ralgan. Shunday holda isitgich ichida (o'rtasida) uzunligi 25 mm bo'lgan bir jinsli temperatura sohasi hosil bo'ladi. Isitgich suv bilan sovutiladigan va tok ulanadigan mis taglik (20)ga mahkamlangan. Qisqichlarga quvvati 40 kVt bo'lgan Tammon transformatorning ikkinchi o'ramidan tok beriladi. Qizdirgich ichidagi temperatura shu transformatorning birinchi o'ramiga ulangan THH – 40 kuchlanish rostlagichi yordamida o'zgartirildi. Qizdirgichning quvvati uning temperaturasi 1700°C bo'lganda 8 kVt ni tashkil etdi. Temperaturani o'lchashda, volfram – reniy BP – 5 va BP – 20 tarkibli simlardan differensial holda tayyorlangan, 13 – termoparadan foydalanildi.

Termoparaning sovuq kavshari “ Ноль – В “ rusumli termostat ichidagi 0°C sharoitda, issiq kavshari esa na'munali konteyner ostiga undan 2 mm pastda joylashtirildi. Termo EYUK ni qayd etish bir vaqtda BK – 2-20 rusumli elektron voltmetr va ПП – 63 rusumli potensiometri vositasida amalga oshirildi. Tajriba sharoiti uchun termoparani darajalash temirning erish temperaturasi (1540°C) va polimorf o'tishlar temperaturalar $[\alpha - \gamma(910^{\circ}\text{C}), \gamma - \beta(1392^{\circ}\text{C})]$; Buning erish Ni temperaturasi (270°C); ba'zi qattiq eritmalarining Kyuri temperaturalar $[\text{Cu } 14 - \text{Ni } 86 \text{ at } \% (2,95^{\circ}\text{C}), \text{Cu } 25,5 - \text{Ni } 74,5 \% (95^{\circ}\text{C}) \text{ va } \text{Co } 21 - \text{Ni } 79 \text{ at } \% (595^{\circ}\text{C})]$ hamda Co, Fe va Ni larning Kyuri nuqtalari (Co – 1130°C , Fe – 768°C , Ni – $358,1^{\circ}\text{C}$) bo'yicha amalga oshirildi. Namuna temperaturasining termopara termo-EYuK bilan, shu tartibda aniqlangan, bog'lanishi (darajalash egri chizig'i) 2.3 – rasmda keltirilgan.



2.3 – rasm. Volfram – reniy termoparasining darajalash chizig’i.

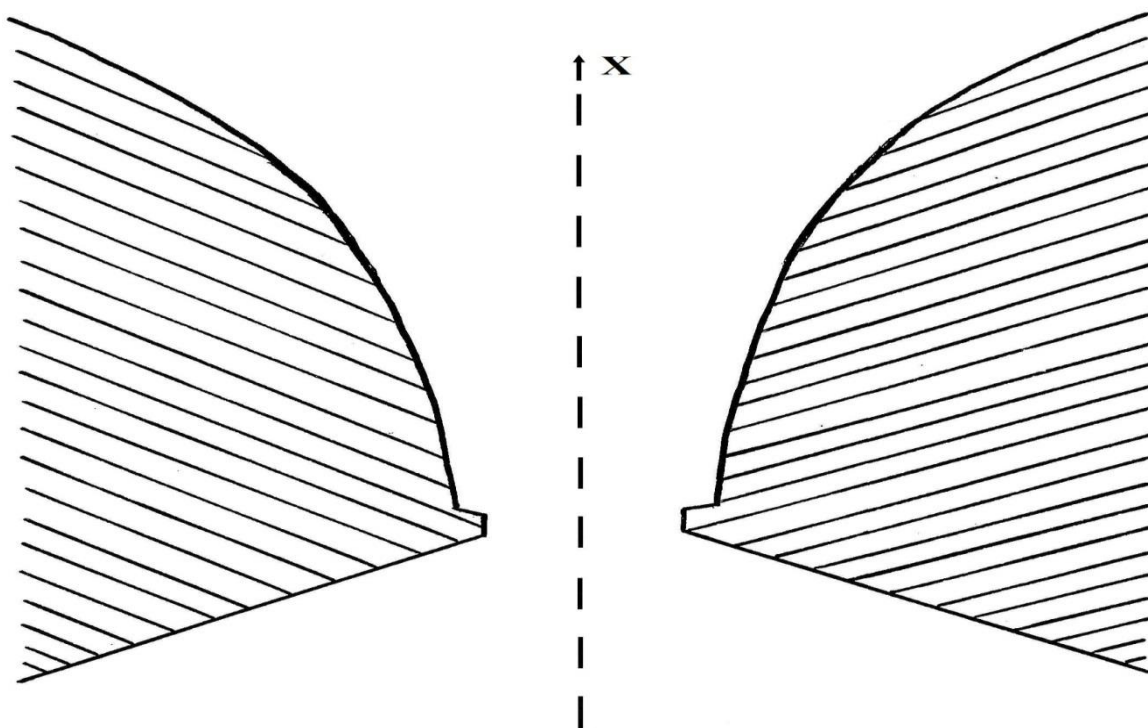
Elektromagnit. Magnit maydoni hosil qilish uchun ФЛ – 1 rusumli laboratoriya elektromagnitdan foydalanildi. Unga ST – 2000 rusumli o’zgaruvchan kuchlanish stabilizatori tog’rilagich va filtr bloklari orqali o’zgarmas tok berildi.

Magnit maydoni qiymatini nazorat qilish elektromagnit zanjiriga ketma ket ulangan etalon qarshilikdagi kuchlanish tushishini BK – 2-20 rusumli elektron voltmeter yordamida o’lchash yo’li bilan amalga oshiriladi.

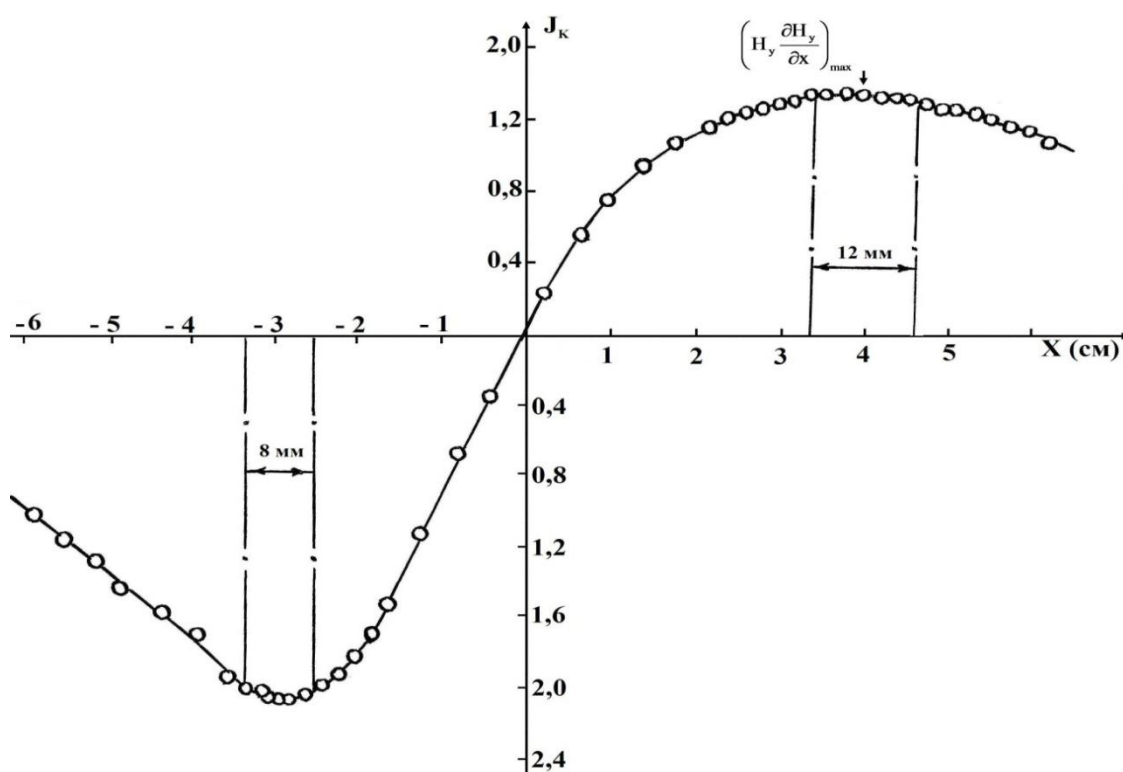
Bir jinsli bo’lmagan magnit maydoni hosil qilish uchun elktromagnit o’zagiga, 2.4 – rasmda vertikal kesimi ko’rsatilgan, maxsus shkaladagi qutblar mahkamlangan. Bunday shkaladagi qutblar orasiga λ o’qi bo’ylab 12 mm sohada

$H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)$ ifodaning qiymati o’zgarmas bo’lib qoldi. O’lchashlarda xuddi mana

shu sohaga etalon va na’muna (konteyner) joylashtiriladi. Bunday soha kompensatsiya g’altaklari -7 dan oqadigan (2.2-rasm) tok kuchi J_k qiymati bilan tigelnig elktromagnit qutblari orasidagi holati (λ koordinatasi) orasidagi bog’lanishi ko’rinishida 2.5 – rasmda keltirilgan.



2.4 – rasm. Elektromagnit qutblarining gorizontol kesimi.



2.5 – rasm. Kompensatsiya g'altaklaridan o'tayotgan tok kuchi bilan bo'sh tigelning maydondagi holatiga bog'liqligi.

Vakuu kamerasi. Magnit tarozi va isitgich suv bilan sovitiladigan vakuum kamerasi ichida joylashtirilgan. Kamera quyidagi qismlardan iborat (2.1 – rasm). 1-qalpoq darchali, 3-darchasi organik shisha (ko'zguga tushgan va qaytgan nur o'tadigan) bilan yopilgan bo'lib, u 8 – taglikka asosga mahkamlanadi. Ichidan suv oquvchi 9-sovutgich (emeyevik) taglik ostiga o'ralgan. Kameraning 10 – nay orqali kameradan havo so'rib olinadi, yoki unga geliy gazi kiritiladi. 14 – suv kuylagi, 18 – flanes, 19 – taglik, 17 – qizdirgich va 20 – tok ulagichlar suv yordamida sovutiladi.

Kameradagi vakuum BH – 2 MΓ rusumli forvakuum nasosi va BA–01–1 rusumli vakuum agregat yordamida hosil qilinadi. Kamerada vakuum (10^{-4} mm simob ustuni) hosil qilingandan so'ng, tekshirilayotgan namunaning bug'lanishini oldini olish uchun, unga 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 o'lchash xatoligini topish uchun uni logarifmlash va differensiallashtirishdan so'ng nisbiy xatoni topish uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = \left| \frac{\Delta m_{et}}{m_{et}} \right| + \left| \frac{\Delta m_{\chi}}{m_{\chi}} \right| + \left| \frac{\Delta \chi_{et}}{\chi_{et}} \right| + \left| \frac{\Delta U_1}{U_1} \right| + 2 \left| \frac{\Delta U}{U} \right|, \quad (2.7)$$

Bundagi har bir xatolikni baholaymiz : $\left| \frac{\Delta m_{et}}{m_{et}} \right|$ -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 "BK 2-20" voltmetrning aniqlik sinfi va kompensatsiya vaqtida shkaladagi shu'la chizig'ini ko'z bilan kuzatishdagi noaniqlik ($\pm 0,2 \text{ mm}$) bilan bog'liq bo'lib, $\left| \frac{\Delta U_1}{U_1} \right|, \left| \frac{\Delta U_{et}}{U_{et}} \right|, \left| \frac{\Delta U}{U} \right|$ -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 orasidagi, aynan $H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = \text{const}$ bo'lgan sohaga aniq tushmasligi ($\pm 0,2 \text{ mm}$); Bunda χ ni o'lchashdagi maksimal xatolig 0.1 % dan oshmaydi.
2. Elektromagnit orqali bir xil tok berishdagi xatolik; Bu sabab tufayli xatolik 0.05 % ni tashkil qiladi.
3. Namunalarning yuqori temperaturadagi bug'lanishi; Bu tufayli xatolik 0.3 % dan oshmaydi.
4. Namuna temperaturasini o'lchashdagi xatolik ($\pm 0,5 ^\circ \text{C}$) . Bu tufayli xatolik 0.01 % ni tashkil qiladi.
5. Kuzatuv shkalasidagi sho'la ichidagi vizir chizig'ini kompensatsiya paytida shkalaning no'l holatida joylashganligini ko'z bilan payqashdagi xatolik ($\pm 0.2 \text{ mm}$). Bu tufayli xatolik 0.4 % ni tashkil qiladi.

Shunday qilib, umumiy nisbiy xatolik 2,5 – 3 % dan oshmaydi.

II bobga doir xulosalar.

1. Tadqiqod ob'ektlarining magnit qabul qiluvchanligini o'lchash usullari, xususan ushbu ishda foydalanilgan Faradey usulining mohiyati bayon qilindi.

2. Tadqiqod ob'ektlarining magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishini qattiq va suyuq holatlarda o'lchaydigan qurulmasining tuzulishi hamda ish prinsipi bayon qilindi.

3. Magnit qabul qiluvchanlikni yuqori temperaturalarda (qattiq va suyuq holatlarda) o'lchash xatoliklari batafsil tahlil qilinib, nisbiy xatolik 3% dan oshmasligi asoslandi.

III-BOB. TADQIQOT NATIJALARI VA ULARNING MUHOKAMASI

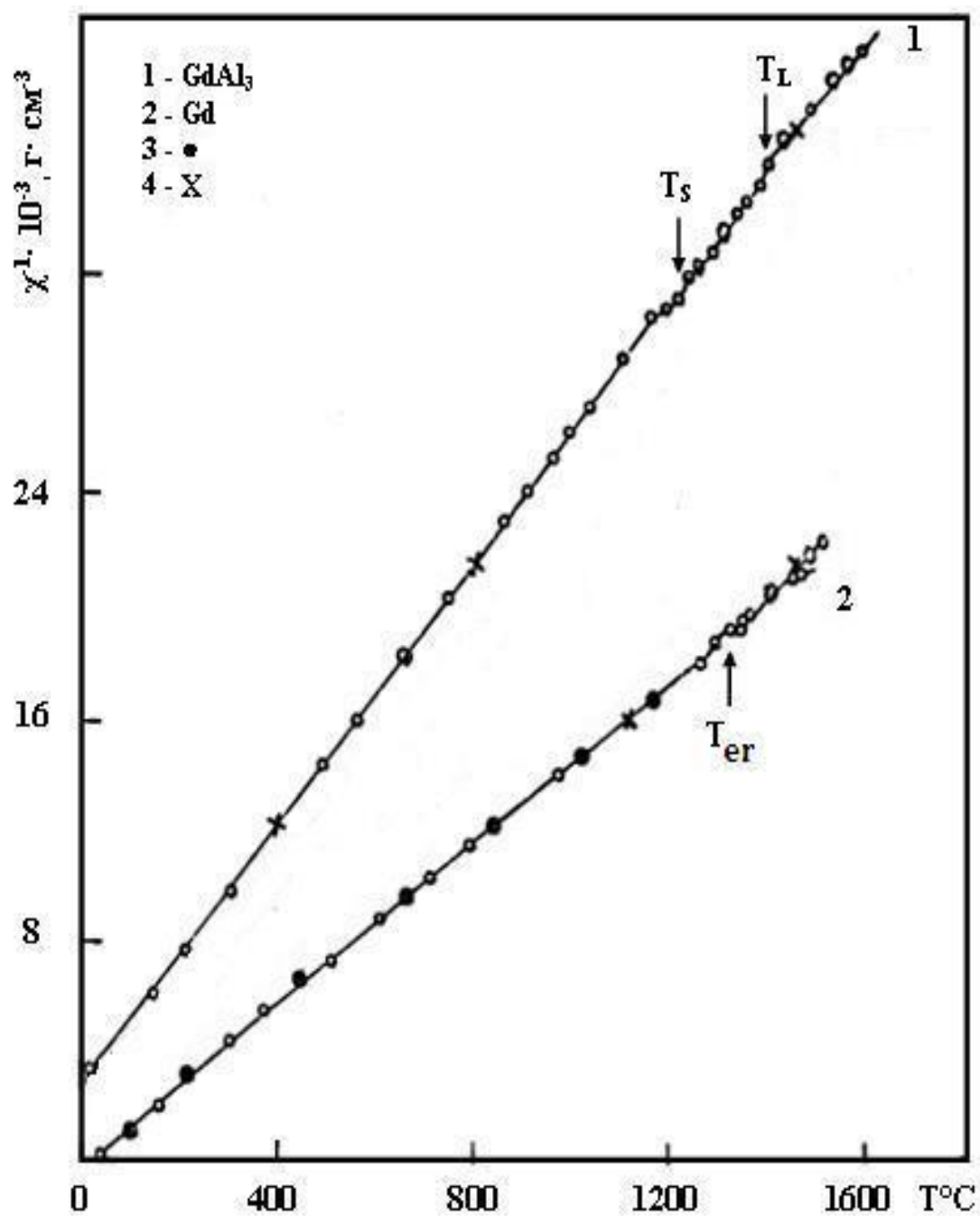
3.1.Toza og'ir KYeM va KYeMAl₃ (KYeM=Gd,Ho,Er) birikmalarning magnit qabul qiluvchanligini yuqori temperaturalarda o'lchash natijalari.

Toza og'ir KYeM(OKYeM) va alyuminiy orasidagi birikmalarning magnit xossalarini, ularning qattiq holati, erish jarayoni va suyuq holatini qamraydigan yuqori temperaturalar oralig'ida (20-1700°C) birinchi marta [6, 27-35] ishlarda Faradey usuli bilan o'lchangan. Ushbu ishda og'ir KYeM (KYeM=Gd,Ho,Er)larning $\chi(T)$ bog'lanishlari 20-1700 °C temperaturalar oralig'ida qayta o'lchandi. Shuningdek, KYeMAl₃ (KYeM=Gd,Ho,Er) birikmalarining $\chi(T)$ bog'lanishlari 20-1700 °C temperaturalar oralig'ida qattiq va suyuq holatlarda o'lchandi. O'lchash natijalari 3.1-3.3 rasmlarda $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlar ko'rinishida keltirilgan.

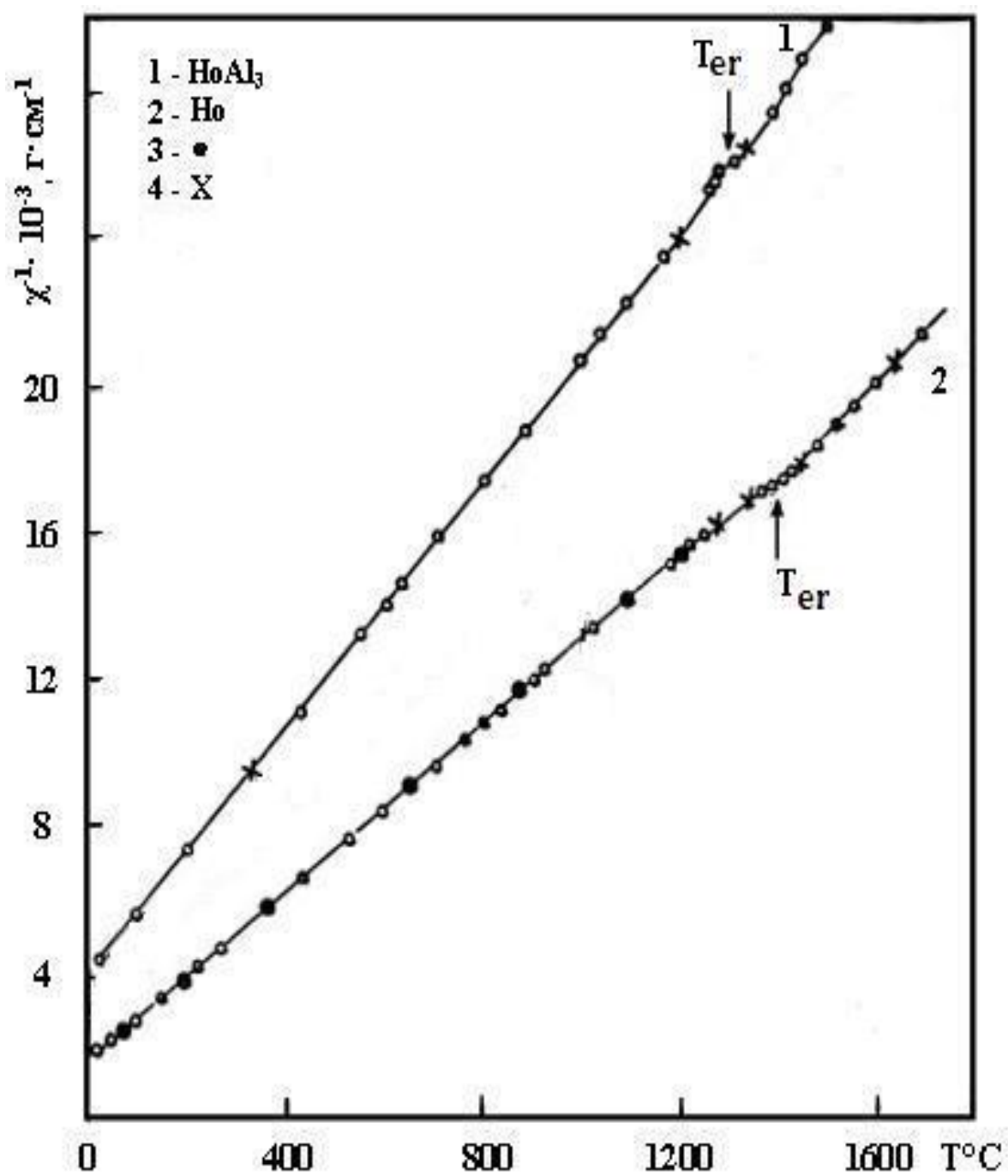
Na'munalarning 3.1-3.3 rasmlardagi $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlarni tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, Gd va GdAl₃lar uchun bu bog'lanishlar (3.1-rasm) qattiq holda ham, suyuq holda ham chiziqli tabiatga ega va shuning uchun ham ular (1.12) ko'rinishdagi Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinadi.

3.2-3.3 – rasmlardagi $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlarni tahlil qilish yana shuni ko'rsatadiki, toza Ho,Er metallar va HoAl₃, ErAl₃ birikmalarining $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlari ham chiziqli tabiatga ega va shuning uchun ham ular (1.12) ko'rinishdagi Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinadi.

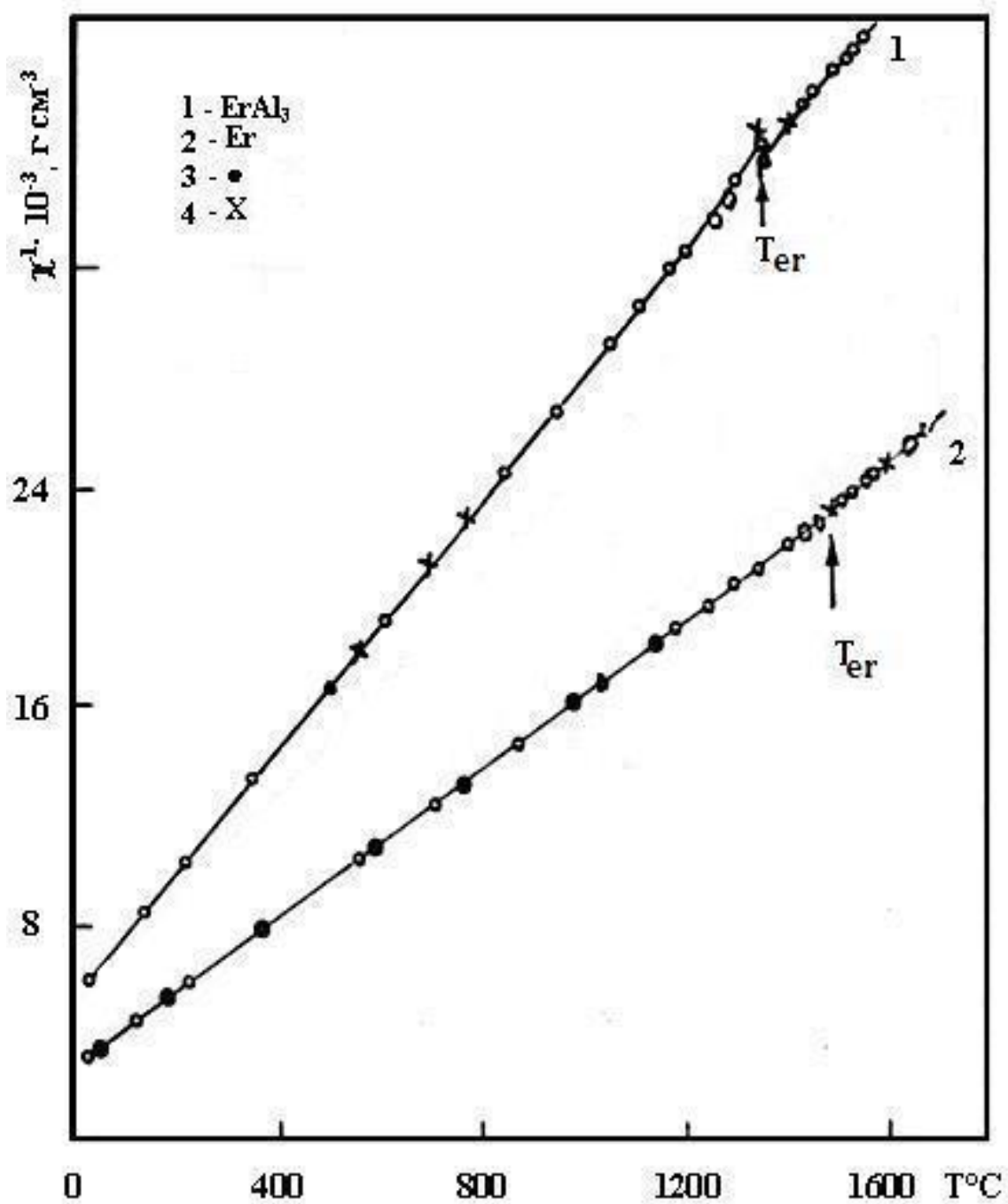
3.1-3.3 rasmlarni tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, toza KYeMga kuchsiz pazamagnit metall Al qo'shilishi bilan toza KYeMning magni qabul qiluvchanligi kamayadi. Buni birikmalarda 4f elektronlar konsentratsiyasining kamayishi bilan tushuntirish mumkin. 3.1-3.3 rasmlardan ko'rinib turibdiki, toza Gd,Ho,Er metallar va GdAl₃, HoAl₃, ErAl₃ birikmalarning erish jarayonida ularning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlarda kata o'zgarish yuz bermaydi. ErAl₃ birikmadan boshqa barcha na'munalarning erish jarayonida $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlarda sinish kuzatiladi; ErAl₃ birikmaning erish jarayonida esa, kuchsiz sakrash yuz beradi.



3.1-rasm Gd va GdAl_3 uchun $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlar. 3-[28]-ishning natijasi, 4- sovutish jarayonida o'lchangan.



3.2-rasm Ho va HoAl₃ uchun $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlar. 3-[27]-ishning natijasi, 4- sovutish jarayonida o'lchangan.



3.3-rasm Er va ErAl₃ uchun $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlar. 3-[27]-ishning natijasi, 4-sovutish jarayonida o'lchangan.

3.2. K Y e M Al_3 ($\text{K Y e M}=\text{Gd, Ho, Er}$) boratlarning magnit qabul qiluvchanligini kondensirlangan holatda o'lchash natijalari.

Tadqiqot obyektlari – gadolinyli, golmiyli va erbiyli alyuminoboratlar $[\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4, \text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4 \text{ va } \text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4]$ M.V. Lomonosov nomidagi Moskva Davlat Universiteti "Kristallografiya va kristalloximiya" kafedrasining ilmiy laboratoriyasida polikristallik holatda sintez qilindi.

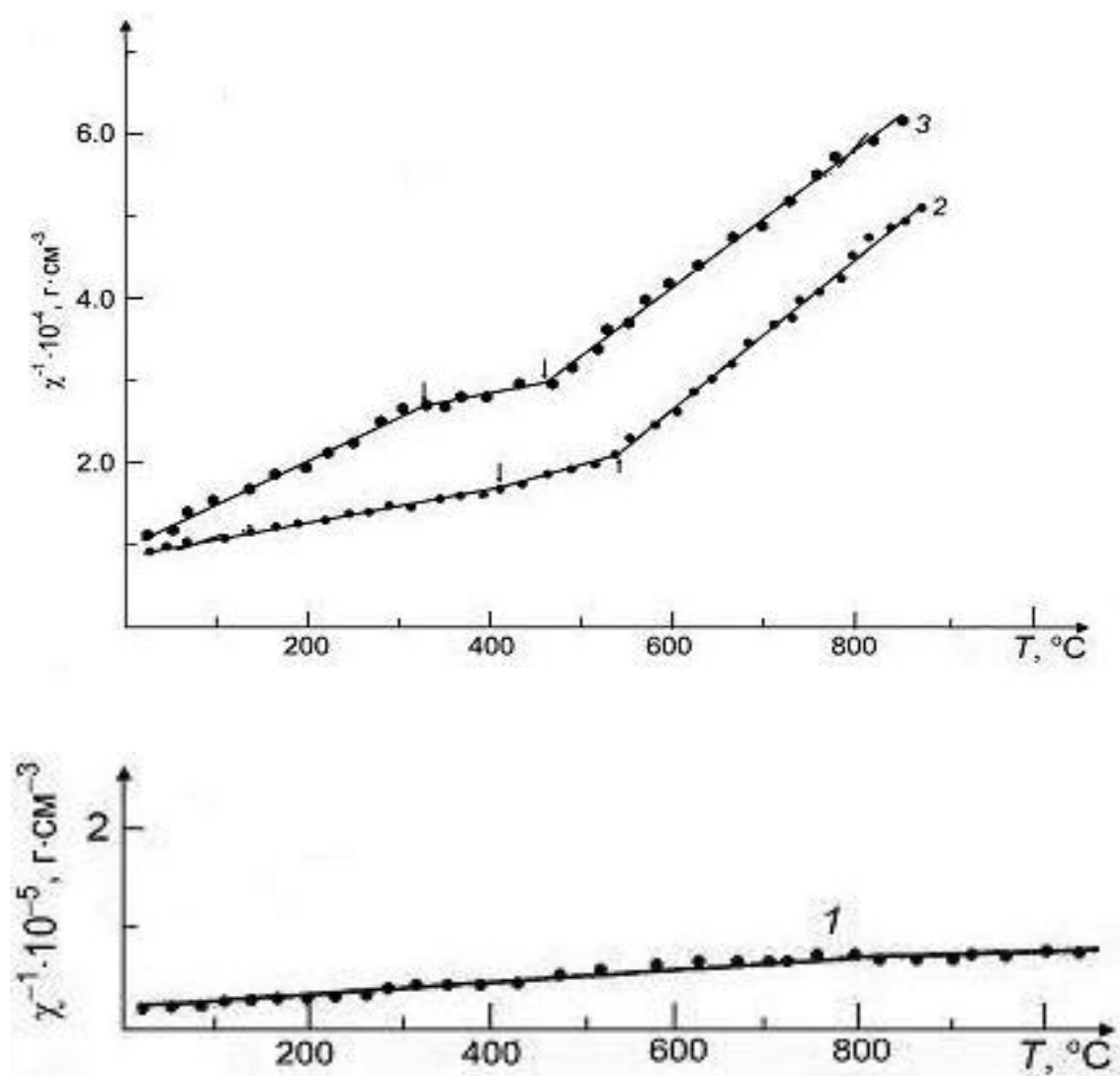
$\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$, $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ va $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$ boratlar magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishi $[\chi(T)]$ II-bobda bayon qilingan Faradey usuli bilan 100-850°C temperaturalar oralig'ida o'lchandi. Ularning magnit qabul qiluvchanligi teskari qiymatining temperaturaga bog'lanishlari $[\chi^{-1}(T)]$ 3.4-rasmda keltirilgan[36].

3.4-rasmni tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, uchala o'rganilgan boratlarning magnit qabul qiluvchanligining teskari qiymati temperatura ortishi bilan oshadi(to'g'ri qiymati esa kamayadi). $\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ boratdan tashqari barcha boratlarning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishi ikki marta sinib, temperatura o'qiga nisbatan qiyaligi o'zgaradigan to'g'ri chiziqlardan iboratdir. Boshqacha aytganda bu bog'lanishlar temperaturaga bog'liq ravishda ikki marta sinadi va ularda uchta chiziqli soha kuzatiladi. $\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ boratning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishida bir marta sinish yuz beradi va ikkita chiziqli soha kuzatiladi.

$\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ boratning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishidagi sinish 800°C temperaturada yuz beradi. $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ boratning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishidagi birinchi sinish 330°C temperaturada, ikkinchi sinish esa 460°C temperaturada yuz beradi. $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$ boratning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishidagi birinchi sinish 410°C temperaturada, ikkinchi sinish esa 540°C temperaturada yuz beradi. Shuni alohida qayd qilish kerakki, $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishning temperatura o'qiga nisbatan qiyaligi($d\chi^{-1}/dt$) $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ va $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$ boratlar uchun birinchi sinishdan so'ng oshadi, ikkinchi sinishdan

so'ng esa(birinchi sinishga nisbatan) kamayadi. $\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ boratning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishning temperatura o'qiga nisbatan qiyaligi 800°C temperaturada yuz beradigan sinishdan so'ng kamayadi.

Shunday qilib, o'rganilgan alyuminoboratlarning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlari sinishga mos temperaturalar orasida chiziqli tabiatga ega. Bu tajribaviy dalil ularning $\chi(T)$ bog'lanishlari sinish temperaturalari orasida (1.12) ko'rinishdagi($\chi=C/(T-\theta_p)$) Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinishidan guvohlik beradi.



3.4- rasm. $\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (1), $\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (2) va $\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (3) -boratlarning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishi.

O'rganilgan boratlar $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlarida kuzatilgan sinishlarni quyidagicha tushuntirish mumkin: Ularning ximiyaviy formulasi tarkibiga kiruvchi komponentalardan faqat Gd, Ho va Er magnit faol komponentalar bo'lib, ularning magnit xossalarini 4f-qobiq elektronlari hosil qiladi. Bu elektronlar ularning kristall panjarasi tugunlarida Gd^{3+} , Ho^{3+} va Er^{3+} ionlari ichida o'troqlashgan bo'ladi. Bu metallar uy temperaturasidan past temperaturalarda (Gd uchun $\theta_p=313K$, Ho uchun $\theta_p=90K$ Er uchun $\theta_p=58K$) magnit tartiblangan holatga ega bo'ladilar. Boratlar tarkibiga kiruvchi boshqa komponentalar-Al va $(BO_3)_4$ - radikal kuchsiz paramagnit xossaga ega. Demak o'rganilgan boratlarning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlarda kuzatilgan sinishlarni magnit fazoviy o'tishlar bilan bog'lab tushuntirib bo'lmaydi. Haqiqatdan ham [14] ish muallifining fikricha, xantit strukturali kristall panjaraga ega bo'lgan boratlarda, masalan $KYeMFe_3(BO_3)_4$ ($KYeM=Nd, Tb, Dy$)-da, magnit fazoviy o'tishlar uy temperaturasidan past temperaturalarda yuz beradi. Xullas, o'rganilgan boratlarning $\chi^{-1}(T)$ tajribaviy bog'lanishlarida kuzatilgan sinishlarning sababini magnit fazoviy o'tishlar bilan emas, balki faqat ularning kristall panjarasida yuz beradigan strukturaviy fazoviy o'tishlar bilan tushintirish mumkin.

Bunday fazoviy o'tishlar quyidagicha yuz beradi: §1.4 da bayon qilinganidek, $KYeMAl_3(BO_3)_4$ boratlar kristall panjarasining elementar yacheykasi (1.2-rasm) tabiiy xantit minerali $[CaMg_3(CO_3)_4]$ kristall panjarasining elementar yacheykasi bilan bir xil tuzilishga ega. Bu yacheykaning ximiyaviy formulasi quyidagi uchta formula birligidan tashkil topgan: $KYeMO_6$, AlO_6 va BO_3 . $KYeMAl_3(BO_3)_4$ kristallining uch o'lchamli fazosida AlO_6 oktaedrlari o'zaro qirralari bilan birlashib borat kristallining C_3 o'qi bo'ylab cho'zilgan holda bir o'lchamli spiralsimon kuchsiz bog'langan zanjir hosil qiladi[14,15]. Temperatura ortishi bilan AlO_6 oktaedr kristalining parametri o'zgaradi va shu sababli o'rganilgan boratlarning kristall panjarasida strukturaviy fazoviy o'tish yuz beradi. Bu fazoviy o'tishlar boratlarning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishda sinish ko'rinishida aks etadi(3.4-rasm).

Endi tajriba natijalarini nazariy jihatdan tushuntirishga o'tamiz. O'rganilgan boratlarning magnit hossasini, asosan, ularning tarkibiga kiruvchi va shu boratlar kristall panjarasining tugunlarida o'troqlashgan KEM ionlari- Gd^{3+} , Ho^{3+} yoki Er^{3+} ichidagi 4f-qobiq elektronlari hosil qiladi. Bu elektronlarning kristall panjara tugunlaridagi energetik holati, shu ionlar erkin holidagi energetik holati bilan (hatto toza KYeMda ham) bir xil bo'ladi. Shuning uchun boratlar kristall panjarasidagi $KYeM^{3+}$ ionlarini erkin ionlar sistemasi (magnit xossa nuqtai nazaridan) deb qarash mumkin.

§1.2dan ma'lumki, $KYeM^{3+}$ erkin ionlar sistemasining $\chi(T)$ bog'lanishi uchun, keng mul'tipletlar holida ($\Delta E \gg k_B T$), Van-Flek nazariyasining (1.3) ifodasidagi $\frac{N_A}{M} \alpha_J = 0$ bo'lgan holda quyidagi ifodani olish mumkin:

$$\chi = \frac{N_A}{M} \frac{g_J^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B T} = \frac{N_A}{M} \frac{\mu_{eff}^2}{3k_B T}, \quad (3.1)$$

bundagi $\mu_{eff} = g_J [J(J+1)]^{\frac{1}{2}} \mu_B$ - bitta $KYeM^{3+}$ ioniga to'g'ri keladigan effektiv magnit moment ($J=4f$ -qobiq elektronlari to'liq mexanik momentining kvant soni); M - $KYeM$ ning atomar massai.

$KYeM^{3+}$ ionlarining borat kristalli ichidagi magnit o'zaro ta'siri (3.1)da $T \rightarrow T - \theta_p$ almashtirish olish bilan hisobga olinadi. Chunki §1.3 bo'yicha θ_p borat kristalli panjarasi tugunlarida o'troqlashgan $KYeM^{3+}$ ionlari ichidagi 4f-qobiq elektronlarining bilvosita almashinuv(magnit) o'zaro ta'sirining energetik o'lchovi hisoblanadi($k_B \theta_p$). ($T=\theta_p$) temperaturada borat magnit tartibli holatdan magnit tartibsiz(paramagnit) holatga o'tadi. $T \rightarrow (T - \theta_p)$ almashtirishdan so'ng (3.1)dan (1.12) ko'rinishdagi Kyuri-Veyss qonuning ifodasi, ya'ni quyidagi ifoda olinadi:

$$\chi = C / (T - \theta_p), \quad (3.2)$$

bunda

$$C = \frac{N_A}{M} \frac{\mu_{eff}^2}{3k_B}, \quad (3.3)$$

bunda M-boratning molyar massasi.

Boratlarning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlarida (3.4-rasm) kuzatilgan sinishlar oralig'idagi to'g'ri chiziqlar (3.2) ifodadan olinadigan quyidagi chiziqli funksiyaning grafigi hisoblanadi:

$$\chi^{-1} = \frac{T - \theta_p}{C} = \frac{T}{C} - \frac{\theta_p}{C} \quad (3.4)$$

bundagi $1/C$ va θ_p/C larni bu chiziqli funsiyaning o'zgarmas koefitsientlari deyish mumkin.

3.3. Tajriba natijalaridan foydalanib o'rganilgan boratlarning asosiy magnit xarakteristikalarini aniqlash.

O'rganilgan namunalarning $[Gd, Ho, Er, KYeMAl_3, KYeMAl_3(BO_3)_4]$ (KYeM=Gd, Ho, Er) asosiy magnit xarakteristikalarini, ularning §3.1 va §3.2 da bayon qilingan tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlaridan (3.1-3.4-rasmlar) foydalanib aniqlanadi. Bu quyidagicha amalga oshiriladi. Kyuri-Veyss qonuning (3.4) ko'rinishdagi ifodasiga eng kichik kvadratlar usuli (EKKU) qo'llanildi. Shu maqsadda [37,38] ishlarda bayon qilingan tavsiyalardan foydalanib, (3.4) ifodada $y = \chi^{-1}$, $x = T$, $A = 1/C$, $B = \frac{\theta_p}{C}$ belgilashlar kiritib undan quyidagi chiziqli tenglamani olamiz:

$$y = Ax + B. \quad (3.5)$$

Bu tenglamaning A va B koefitsientlarini, EKKU ning normal tenglamalarini yechishdan kelib chiqadigan, quyidagi ifodalar yordamida hisoblanadi [37]:

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

$$B = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i^2 \sum_{i=1}^n y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n x_i y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n y_i \right)^2} \quad (3.7)$$

Bu ifodalardagi n -y kattalikni x ga bog'liq ravishda o'lchashlar soni, A va B - koefitsientlarni (3.6) va (3.7) ifodalar bo'yicha EHM da hisoblash dasturini tuzish uchun quyidagi algoritm tuzildi:

1. O'lchashlar soni (n) va tajriba o'lchangan x_i va y_i kattaliklarni mashina xotirasiga kiritish;

2. $\sum_{i=1}^n x_i y_i, \sum_{i=1}^n x_i, \sum_{i=1}^n y_i, \sum_{i=1}^n x_i^2$ - yig'indilarni EHM da hisoblash;

3. A va B koefitsientlarni (3.6) va (3.7) ifodalar bo'yicha hisoblash;

4. C va θ_p kattaliklarni $C=1/A$ va $\theta_p = -BC$ ifodalar bo'yicha hisoblash;

5. Hisoblangan kattaliklarni EHM xotirasidan chiqarish.

Shu algoritmdan foydalanib hisoblash dasturini tuzishdan oldin (3.6) va (3.7) ifodalardga quyidagicha belgilashlar kiritildi:

$$XX = \sum_{i=1}^n x_i, \quad YY = \sum_{i=1}^n y_i, \quad XY = \sum_{i=1}^n x_i y_i, \quad X2 = \sum_{i=1}^n x_i^2.$$

(3.6) va (3.7) ifodalarni shu operatorlar bo'yicha yozamiz:

$$A = \frac{n \cdot XY - XX \cdot YY}{n \cdot X2 - (XX)^2}, \quad (3.8)$$

$$B = \frac{X2 \cdot YY - XX \cdot XY}{n \cdot X2 - (XX)^2}. \quad (3.9)$$

Shunday algoritm yordamida Turbo Paskal tilida tuzilgan hisoblash dasturi III-bob oxirida ilova qilingan.

Hisoblab topilgan Kyuri-Veyss doimiysining (C) qiymatidan foydalanib, toza og'ir KYeMning bitta atomiga to'g'ri keldigan effektiv magnit moment quyidagi ifoda bo'yicha hisoblandi:

$$\mu_{eff} = 2.83\sqrt{CM} \mu_B, \quad (3.10)$$

Bunda M-KYeMning atomar massasi.

O'rganilgan KYeMAl₃(KYeM=Gd,Ho,Er) birikmalarda bitta KYeM atomiga to'g'ri keladign effektiv magnit moment quyidagi ifoda bo'yicha hisoblandi[24]:

$$\mu_{eff} = 2.83\sqrt{C(M_1 + \frac{xM_2}{100-x})} \mu_B, \quad (3.11)$$

bundagi M₁ va M₂ – mos ravishda, KYeM va alyuminiyning atomar massalari; x – alyuminiyning at.%lardagi konsentratsiyasi.

O'rganilgan boratlarning ximiyaviy formulasi birligiga to'g'ri keluvchi magnit momenti quyidagi ifoda bo'yicha hisoblandi:

$$\mu_f = 2.83\sqrt{CM} \mu_B, \quad (3.12)$$

bundagi M-boratning molyar massasi [masalan, GdAl₃(BO₃)₄ uchun M=M_{Gd}+3M_{Al}+4M_B+12M_O].

O'rganilgan og'ir KYeM va KYeMAl₃ brikmalarning hisoblangan asosiy magnit xarakteristiklari 3.1-jadvalda keltirilgan. KYeMAl₃(BO₃)₄ (KYeM=Gd,Ho,Er) boratlarning hisoblangan asosiy magnit xarakteristiklari esa 3.2-jadvalda keltirilgan.

3.1-jadvalni tahlil qilish shuni ko'rsatadiki toza og'ir KYeM uchun μ_{eff} ning va KYeMAl₃birikmalari uchun μ_f ning tajribaviy qiymatlari qattiq holatda ham, suyuq holatda ham KYeM³⁺ erkin ionlari magnit momentlarining nazariy qiymatlariga (1.2-jadval) yaqin ekanligini ko'rish mumkin. Bu dalilga tayanib, toza

**Og'ir KYeM va KYeMAl₃ birikmalarning asosiy magnit
xarakteristikalari.**

Na'muna	Qattiq holat		Suyuq holat	
	θ_p, K	μ_{eff}, μ_B	θ_p, K	μ_{eff}, μ_B
Gd	313	8,10	323	8,60
Tb	233	9,60	339	9,17
Dy	160	10,58	180	10,48
Ho	90	10,70	500	9,60
Ho Al ₃	6	11,00	260	10,05
Er	58	9,71	110	9,51
Er Al ₃	6	9,49	174	9,02
Tm	18	7,63		

KYeM va o'rganilgan na'munalardagi 4f-elektronlarning energetik holatiga, alyuminiy va yuqori temperatura deyarlik ta'sir ko'rsatmaydi deyish mumkin. Shuningdek, o'rganilgan birikmalarda 4f-elektronlarning energetik holati erkin KYeM³⁺ ionlarining asosiy energetik holatiga yaqin bo'ladi degan muhim xulosaga kelish mumkin. Bu o'z navbatida o'rganilgan na'munalarning $\chi(T)$ bog'lanishlarini, erkin ionlar modeliga asoslangan paramagnitizmning Van-Flek nazariyasi bo'yicha talqin qilish mumkinligidan dalolat beradi

3.2-jadvalni tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, o'rganilgan boratlarning asosiy magnit xarakteristikalari, ya'ni θ_p, C va μ_f - larning qiymatlari uchun umumiy bir qonuniyat kuzatilmaydi. Har bir borat uchun $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishning

Boratlarning asosiy magnit xarakteristikalari

Borat	Temperatura oralig`i, K	θ_p , K	$C \cdot 10^{-3}$, $\text{Sm}^3 \cdot \text{K} \cdot \text{g}^{-1}$	μ_f , μ_B
$\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$	20-810	123	123.6	7.55
	810-980	-907	286.1	10.95
$\text{HoAl}_3(\text{BO}_3)_4$	20-330	-83	200	8,78
	340-460	-457	500	13,9
	470-850	388	120	6,8
$\text{ErAl}_3(\text{BO}_3)_4$	20-410	-177	508	14
	420-540	-83	368.5	12
	550-850	598	107.6	6,5

ikkinchi sinishidan oldingi holatlar (1 va 2-fazalar) uchun θ_p ning qiymati manfiy. Bu o'rganilgan boratlarning shu holatlaridan antiferromagnit tartiblanish hosil bo'lishidan dalolat beradi. $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishning 3-fazasiga to'g'ri keladigan holatning magnit momenti μ_f qolgan fazalarga (1,2-fazalar) to'g'ri keladigan holatlarning magnit momentidan kichik.

3.4. Toza og'ir KYeM va KYeMAl₃ (KYeM=Gd,Ho,Er) birikmalarda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usul bilan o'rganish.

3.4.1. Bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni o'rganishning yarim empirik usuli.

§1.3 da aytilganidek, KYeMning magnit xossasini, kristall panjara tugunlarida o'troqlashgan 4f-elektronlar hosil qiladi. §1.1 da aytilganidek, 4f-elektronlar, kristall panjara tugunlarida o'troqlashgan holatda joylashgan, KYeM³⁺ ionlari ichida 5s²5p⁶ elektronlar bilan kristall panjara maydoni ta'siridan himoyalangan bo'ladi. KYeMda magnit tartiblangan holatni 4f-elektronlarning, panjara tugunlari orasida erkin harakatlanuvchi, 5d¹ va 6s² elektronlar orqali o'zaro ta'siri hosil qiladi. Bunday o'zaro ta'sirga **bilvosita almashinuv o'zaro ta'siri** deyiladi. Bunday o'zaro ta'sirining energetik o'lchovi vazifasini, magnit tartiblanish - magnit tartibsizlik(paramagnit holat) fazaviy o'tish temperaturasi-paramagnit Kyuri temperaturasi- θ_p bajaradi. θ_p va bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir parametri (yoki integrali) A orasida, §1.3da keltirilgan, (1.19) bog'lanish, ya'ni toza KYeM uchun quyidagi bog'lanish mavjud:

$$\theta_p = \frac{AG}{3k_B}. \quad (3.13)$$

Bu ifodadan quydagini olamiz:

$$\frac{A}{k_B} = \frac{3\theta_p}{G}. \quad (3.14)$$

Bu ifodadagi de Jen faktori G toza KYeM uchun quyidagicha aniqlanadi:

$$G=(g_J - 1)^2 J(J+1). \quad (3.15)$$

Bundagi Lande fanktori g_J quyidagicha aniqlanadi:

$$g_J=1 + \frac{[J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)]}{2J(J+1)}. \quad (3.16)$$

Bundagi L , S va J - 4f-elektronlarning, Xund qoidalarini bo'yicha aniqlanadigan, to'la orbital, to'la spin va to'la mexanik moment kvant sonlari.

KYMAl_3 ($\text{KYM}=\text{Gd}, \text{Ho}, \text{Er}$) birikmalarida amal qiladigan bilvosita o'zaro ta'sir uchun (3.13) dagi de Jen faktori additivlik qoidasiga asosan quyidagicha aniqlanadi:

$$G=(1-x)G_{\text{KYM}}+ xG_{\text{Al}}, \quad (3.17)$$

bundagi x -alyuminiyning atom ulushlardagi konsentratsiyasi, G_{KYM} va G_{Al} -mos ravishda KYM va Al uchun de Jen faktorlari. Uch valentli Al ioni asosiy energetik holatining terimi 1S_0 bo'lgani uchun $G_{\text{Al}}=(g_J - 1)^2J(J+1)=0$ bo'ladi. Buni va (3.17)ni hisobga olib o'rganiloyotgan birikmalarning paramagnit Kyuri temperaturasi uchun (3.13)dan quyidagini olamiz:

$$\theta_p = \frac{A}{k_B} (1-x)(g_J - 1)^2 J(J+1). \quad (3.18)$$

Geksogonal tipdagi kristall panjara tugunlarida joylashgan KYM^{3+} ionlarining tashqi elektron qobiqlari ($5s^25p^6$) amalda bir xil bo'lib, bir metall dan ikkinchi metallga o'tganda deyarlik o'zgarmaydi. Almashinuv o'zaro ta'sir integrali A (1.18)ga asosan n , $A_{\text{sf}}(0)$, Ω , E_F va panjara yig'indisi $\sum_{n \neq m} F(2\vec{k}_F(\vec{R}_n - \vec{R}_m))=F(y)$ larga bog'liq. Bu kattaliklarning barchasini deyarlik o'zgarmas deb qarash mumkin[39]. Shuning uchun ham, (3.13) va (3.18) ifodalarga asosan toza KYM va ularning Al bilan birikmalarining paramagnit Kyuri temperaturasi de Jen faktoriga to'g'ri proporsional bo'ladi deyish mumkin. Bu ifodalar RRKI nazariyasining ushbu bashoratini yarim empirik usul bilan tekshirib ko'rish imkoniyatini beradi.

§3.1 va §3.3ga asosan KYM va ularning Al bilan birikmalarida KYM^{3+} ioniga to'g'ri keladigan effektiv magnit momentning qiymati KYM^{3+} erkin ionlari magnit momentning qiymatiga qoniqarli darajada mos keladi(3.1-jadval). Bu dalil KYM va o'rganilayotgan birikmalarning magnit xossasiga sababchi bo'lgan 4f-

elektronlar ularning kristall panjarasi tugunlarida, xuddi toza KYeMdagidek, o'troqlashganligini tasdiqlaydi. Paramagnit metal Al va yuqori temperatura 4f-elektronlarning o'rganilgan namunalardagi energetik holatiga deyarlik ta'sir ko'rsatmaydi. Asosiy va birinchi uyg'ongan energetik sathlar energiyalarining farqi issiqlik energiyasi- $k_B T$ dan ancha katta. Shuning uchun KYeM va uning Al bilan birikmalari uchun de Jen faktori G ni (3.15) va (3.17) ifodalar bo'yicha hisoblashda KYeM³⁺ erkin ionlari uchun J va g_J larning qiymatlaridan ($J=7/2$ va $g_J=2$, $J=8$ va $g_J=5/4$, $J=15/2$ va $g_J=6/5$, mos ravishda Gd³⁺, Ho³⁺ va Er³⁺ ionlari uchun) foydalanish mumkin (1.1 va 1.2-jadvallar).

Toza KYeMda amal qiladigan bilvosita o'zaro ta'sir uchun (3.14) ifoda quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{A}{k_B} = \frac{3\theta_p}{G_{\text{KYeM}}}. \quad (3.19)$$

Bundagi G_{KYeM} –KYeM uchun de Jen faktori bo'lib, (3.15) ifoda yordamida hisoblanadi.

KYeMAl₃ (KYeM=Gd, Ho, Er) sistemalaridagi birikmalar uchun (3.17)ni va yuqoridagi fikrlarni hisobga olib (3.18)dan, o'rganilayotgan birikmalardagi bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir parametrini hisoblash uchun, quyidagini olamiz:

$$\frac{A}{k_B} = \frac{3\theta_p}{(1-x)G_{\text{KYeM}}}. \quad (3.20)$$

Shunday qilib, (3.13) va (3.18) ifodalar yordamida toza KYeM va ularning Al bilan birikmalari paramagnit Kyuri temperaturasi va de Jen faktori orasida proporsionallik mavjudligi haqidagi RRKI nazariyasining xulosasini tekshirib ko'rish imkoniyatiga ega bo'lsak, (3.19) va (3.20) ifodalar yordamida esa toza KYeM va ularning Al bilan birikmalarida amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir parametrini (A/k_B) yarim empirik usulda hisoblash imloniyatiga ega bo'lamiz.

3.4.2.Toza og'ir KYeMda (KYE_M=Gd,Tb,Dy,Ho,Er,Tm) amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir parametrlarini hisoblash.

§3.4.1da bayon qilingan, toza og'ir KYeM (OKYeM)da amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirining energetik o'lchovi(xarakteristikasi) hisoblanadigan, paramagnit Kyuri temperaturasi θ_p ning de Jen faktoriga G chiziqli proporsional bo'lishi haqidagi RKKI nazariyasining bashoratini va almashinuv o'zaro ta'sir parametri toza OKYeM uchun ushbu paragrfdan o'rganiladi.

θ_p va G orasidagi proporsionallikni, ya'ni RKKI nazariyasining bashoratini tekshirish (3.13) ifoda, ya'ni

$$\theta_p = \frac{AG_{KYeM}}{3k_B} .$$

ifoda bo'yicha, almashinuv o'zaro ta'sir parametrini hisoblash esa (3.19) ifoda bo'yicha, ya'ni

$$\frac{A}{k_B} = \frac{3\theta_p}{G_{KYeM}} .$$

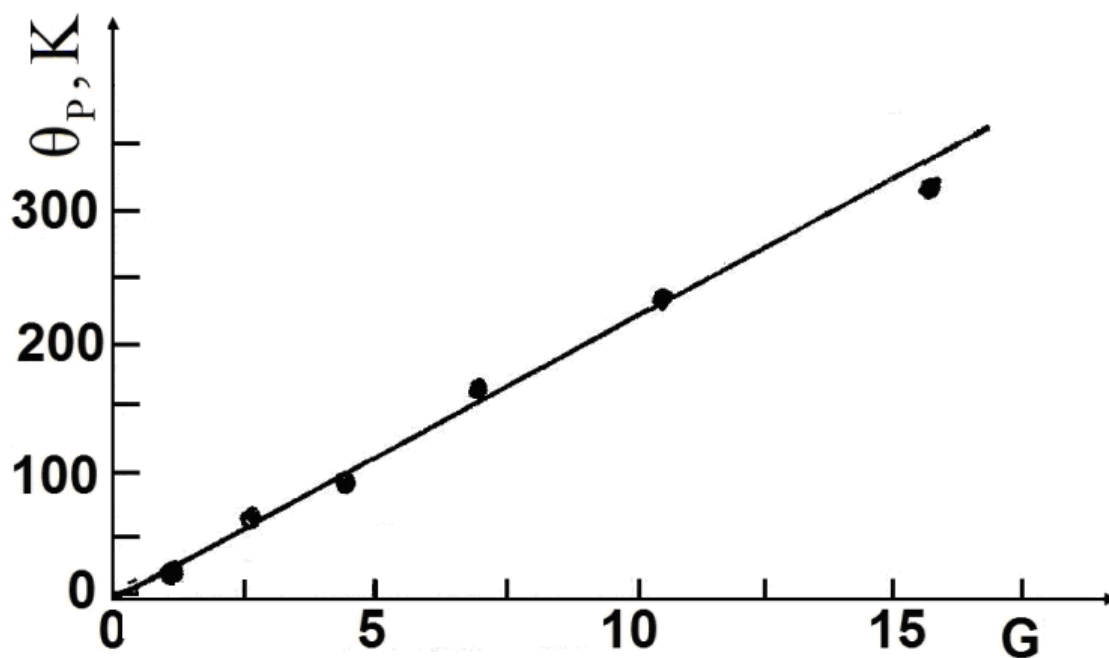
ifoda bo'yicha bajarildi. Bu ifodalardagi de Jen faktori G_{KYeM} ni (3.15) ifodadan foydalanib hisoblandi. (3.15) ifodadagi g_J va J larning qiymatlari 1.1 va 1.2 jadvallardan, θ_p ning qiymatlari esa 3.1 jadvaldan olindi.

Toza OKYeM uchun RKKI nazariyasining bashoratini tekshirish va almashinuv o'zaro ta'sir parametrini hisoblash bo'yicha olingan natijalar, mos ravishda, 3.3 va 3.4-jadvallarda keltirilgan. 3.3-jadvaldan foydalanib ko'rgazmali ravishda chizilgan θ_p va G orasidagi bog'lanish 3.5-rasmda tasvirlangan. Hisoblashlarda na'munalar uchun θ_p ning tajribaviy qiymatlari 3.1-jadvaldan olindi

3.3- jadvaldan va 3.4-rasmdan ko'rinib turibdiki OKYeM uchun $\theta_p(G)$ bog'lanish chiziqli ko'rinishga ega. Demak, RKKI nazariyasining θ_p va $G=(g_J-1)^2J(J+1)$ orasidagi proporsionallik haqidagi bashorati haqiqatdan ham toza OKYeM uchun bajariladi. Bu shundan dalolat beradiki OKYeMning magnit tartiblangan holatini RKKI tipidagi o'zaro ta'sir hosil qiladi.

Toza OKYeM uchun θ_p va de Jen faktorining qiymatlari.

OKYeM	θ_p, K	g_J	J	$(g_J-1)^2 J(J+1)$
Gd	313	2	7/2	15.75
Tb	233	3/2	6	10.50
Dy	160	4/3	15/2	7.08
Ho	90	5/4	8	4.5
Er	58	6/5	15/2	2.55
Tm	18	7/6	6	1.16

3.5-rasm KYeM (KYeM=Gd,Tb,Dy,Ho,Er,Tm) uchun $\theta_p(G)$ bog'lanish.

**Toza OKYeM uchun bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir parametri
qiymatlari**

KYeM	Qattiq holat		Suyuq holat	
	θ_p, K	$A/k_B, K$	θ_p, K	$A/k_B, K$
Gd	313	59.62	323	61.52
Tb	233	66.57	339	96.86
Dy	160	67.77	180	76.24
Ho	90	60.00	500	333.33
Er	58	68.24	110	129.41
Tm	18	46.55		

3.4-jadvalni tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, A/k_B parametirning qiymati, T_m dan boshqa OKYeMning qattiq holati uchun taxminan bir xil. OKYeM qattiq holatdan suyuq holatga o'tganda A/k_B parametirning qiymati oshadi. Buni qattiq holat – suyuq holat fazaviy o'tishda θ_p qiymatining oshishi bilan tushuntirish mumkin.

3.4.3.Og'ir KYeAl₃ (OKYeM=Gd, Ho,Er) birikmalarda amal qiladigan bilvosita o'zaro ta'sir parametrini hisoblash.

Ushbu paragrafda OKYeAl₃ (OKYeM=Gd, Ho,Er) sistemasidagi birikmalarda amal qiladigan almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usulda o'rganish natijalari keltirilgan.

Dastlab, o'rganilayotgan birikmalarda θ_p ning de Jen faktoriga proporsionalligi haqidagi RKKI nazariyasining bashorati tekshirildi va so'ngra birikmalarda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir parametri hisoblandi. RKKI nazariyasining bashorati (3.18) ifodadan, ya'ni

$$\theta_p = \frac{A}{k_B} (1-x)(g_J - 1)^2 J(J+1)$$

ifodadan foydalanib tekshirildi. Tekshirish natijalari 3.5-jadvalda va ko'rgazmali ravishda 3.6-rasmda keltirilgan.

Bilvosita o'zaro ta'sir parametri- A/k_B ning qiymatlari (3.20) ifodadan, ya'ni

$$\frac{A}{k_B} = \frac{3\theta_p}{(1-x)G_{\text{KEM}}} = \frac{3\theta_p}{(1-x)(g_J - 1)^2 J(J+1)}$$

ifodadan foydalanib hisoblandi. Hisoblash natijalari 3.6-jadvalda keltirilgan[40].

Birikmalar uchun θ_p va A/k_B larning qiymatlarini hisoblash ifodalaridagi g_J va J larning qiymatlarini 1.2- jadvaldan, θ_p ning qiymatlarini esa 3.1-jadvaldan olindi.

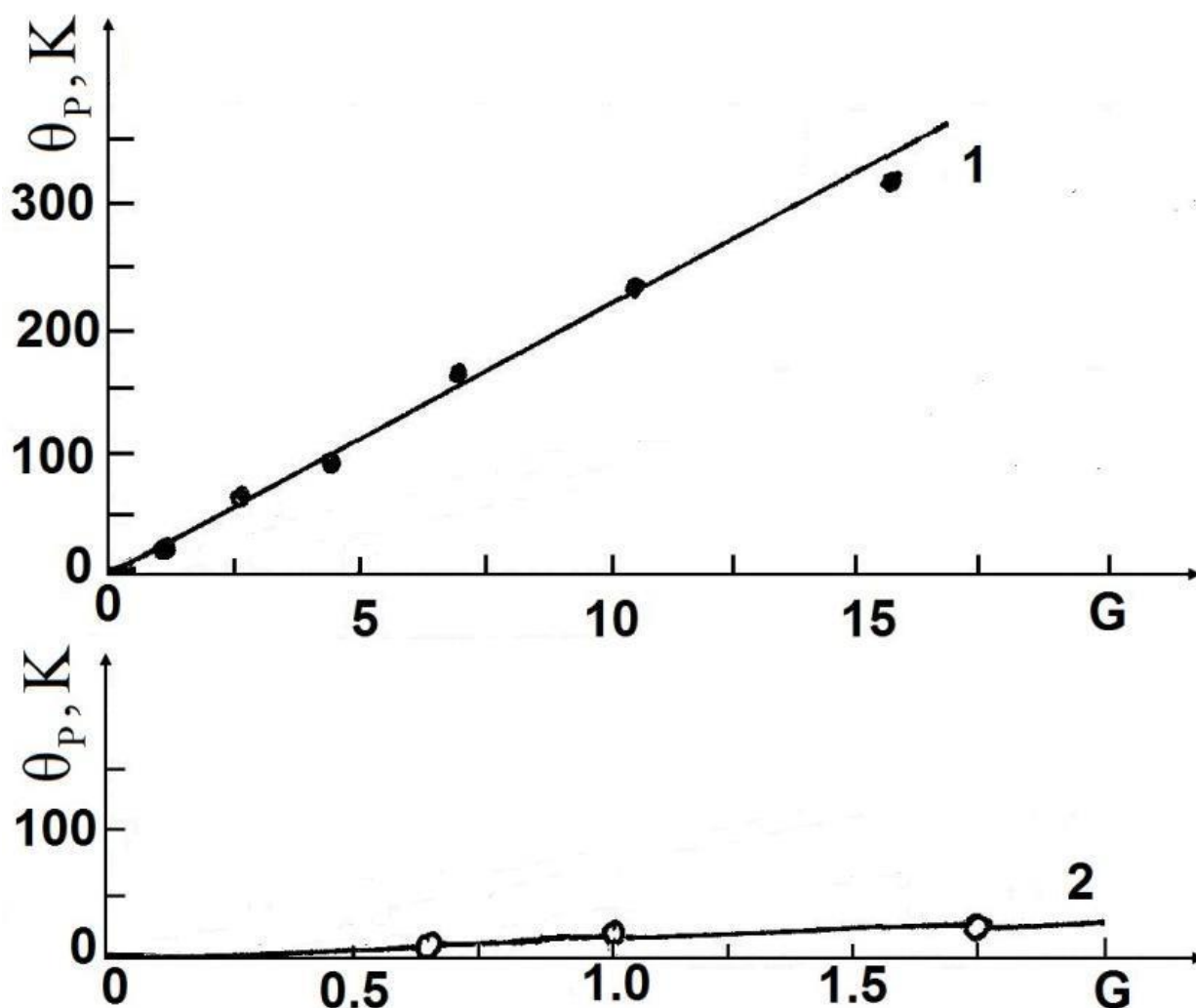
3.5-jadval va 3.6-rasmni tahlil qilib quyidagilarni aytish mumkin: 3.6-rasmning yuqori qismidagi 1-grafik orqali toza KYeM(KYeM=Gd,Tb,Dy,Ho,Er, Tm) uchun va 2-grafik orqali esa, KYeAl₃ (KYeM=Gd, Ho,Er) birikmalar uchun $\theta_p(G)$ bog'lanish tasvirlangan. 1-grafikdan ko'rinib turibdiki, yuqorida (§3.4.2da) aytilganidek u chiziqli ko'rinishga ega. 2-grafikdan ko'rinib turibdiki, u ham, toza OKYeM uchun 1-grafikga o'xshab chiziqli ko'rinishga ega.

Shunday qilib, 3.6-rasmdagi 1- $\theta_p(G)$ bog'lanish, toza OKYeM uchun 1- $\theta_p(G)$ bog'lanishga o'xshab chiziqli ko'rinishga ega. Bu dalil o'rganilgan birikmalar uchun $\theta_p(G)$ bog'lanish (2-grafik) toza OKYeM uchun $\theta_p(G)$

bog'lanishning (1-grafik) tabiati bilan qoniqarli darajada mos keladi. Bunday moslikni yoki ekvivalentli ($x=\text{const}$) birikmalar (KYMAl_3) uchun ham $\theta_p(G)$ bog'lanishning chiziqli bo'lishini quyidagicha izohlash mumkin. §3.4.1da qayd qilinganidek, birikma kristall panjara tugunlarida joylashagan KYM^{3+} ionlarining tashqi elektron qobiqlari ($5s^25p^6$) amalda bir xil bo'lib, bir birikmadan ikkinchi birikmaga (ekvivalentli) o'tganda deyarlik o'zgarmaydi (toza OKYEMdagidek). Almashinuv o'zaro ta'sir integrali A (1.18)ga asosan n , $A_{sf}(0)$, Ω , E_F va panjara yig'indisi $\sum_{n \neq m} F(2\vec{k}_F(\vec{R}_n - \vec{R}_m)) = F(y)$ larga bog'liq. Bu kattaliklarning barchasini deyarlik o'zgarmas deb qarash mumkin[38]. Shuning uchun ham, (3.18) ifodaga asosan o'rganilgan birikmalarining paramagnit Kyuri temperaturasi de Jen faktoriga to'g'ri proporsional bo'ladi deyish mumkin. Bu ifodalar RRKI nazariyasining ushbu bashoratini birikmalar uchun yarim empirik usul bilan tekshirib ko'rish imkoniyatini beradi. Demak, o'rganilgan birikmalarda θ_p ning o'zgarishi RKKI nazariyasi bashoratiga juda yaqindir. Bu shundan guvohlik beradiki, o'rganilgan birikmalarda amal qiladigan almashinuv o'zaro ta'sir, toza OKYEMda amal qiladigan RKKI tipidagi bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirning o'zidir.

KYeMAl₃ (KYeM-Gd,Ho,Er) birikmalar uchun θ_p va de Jen faktorining qiymatlari.

Birikma	θ_p, K	g_J	J	$(1-x)(g_J-1)^2 J(J+1)$
GdAl ₃	168	2	7/2	2.18
HoAl ₃	6	5/4	8	1.13
ErAl ₃	6	6/5	15/2	0.64



3.6-rasm. OKYeM va OKYeMAl₃ birikmalar uchun $\theta_p(G)$ bog'lanishlar:
1-OKYeM (OKYeM=Gd,Tb,Dy,Ho,Er,Tm); 2-OKYeMAl₃(OKYeM=Gd,Ho,Er).

**(Gd,Dy,Ho,Er)-Al sistemasidagi na'munalar uchun bilvosita almashinuv
o'zaro ta'sir parametrining qiymatlari.**

Na'muna	Qattiq holat		Suyuq holat	
	θ_p, K	$A/k_B, K$	θ_p, K	$A/k_B, K$
Gd	310	59,04	343	65,33
GdAl ₃	168	128,0	138	105,1
Ho	90	60	500	333
Ho Al ₃	6	16,00	260	693,4
Er	58	68,24	110	129,4
Er Al ₃	6	28,22	174	818,5

3.6-jadval tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, A/k_B pametrning qiymati birikmalarda alyuminiy konsentratsiyasining o'zgarishiga sezilarli darajada bog'liq. A/k_B parametrning alyuminiy konsentratsiyasiga bog'lanishida, Shuni alohida qayd etish kerakki, A/k_B parametrning qiymati, GdAl₃ birikmadan boshqa, barcha o'rganilgan birikmalarda magnit matritsa (OKYeM) uchun A/k_B parametrning qiymatiga nisbatan kamayadi; GdAl₃ birikmada esa oshadi. 3.6-jadvaldan ko'rinib turibdiki o'rganilgan sistemalardagi na'munalar qattiq holatdan suyuq holatga o'tganda A/k_B parametrning qiymati oshadi.

§1.3dan malumki [(1.18) ifoda], A/k_B parametrning kattaligi va ishorasi, (1.15) ifoda bilan aniqlanadigan, Ruderman-Kittel funksiyasi - $F(x)$ ning magnit ionlar orasidagi masofaga ($|\vec{R}_n - \vec{R}_m|$) bog'liqligi bilan aniqlanadi. Demak OKYeM kristall panjarasida paramagnit matritsa- Al³⁺ ionlari joylashganda magnit matritsa OKYeM³⁺ ionlari orasidagi masofa o'zgaradi. Bu sabab va Al³⁺ ionlari

konsentratsiyasining oshishi o'z navbatida A/k_B parametrining o'zgarishiga olib keladi. Shunday qilib, o'rganilgan birikmalarda, toza OKYeMdagidek, RKKI turdagi almanishinuv o'zaro ta'siri amal qiladi deyishimiz mumkin. Demak o'rganilgan birikmalardagi magnit tartiblangan holatini ham, toza OKYeM dagidek, RKKI turdagi o'zaro ta'sir hosil qiladi degan xulosaga kelish mumkin.

III-bobga doir xulosalar

1. Toza og'ir KYeM va KYeMAl₃ (KYeM=Gd, Ho, Er) birikmalarning $\chi(T)$ – bog'lanishlarini 20-1700°C temperaturalar oralig'ida o'lchash natijalari bayon qilindi va nazariy jihatdan tushuntirildi;

2. KYeMAl₃(BO₃)₄ (KYeM=Gd, Ho, Er) boratlarning $\chi(T)$ – bog'lanishlarini 20-850°C temperaturalar oralig'ida o'lchash natijalari bayon qilindi va nazariy jihatdan tushuntirildi;

3. O'rganilgan boratlardan tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlari Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinishi ko'rsatildi;

4. O'rganilgan namunalarning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlariga EKKU usulini qo'llab EHM yordamida ularning asosiy magnit xarakteristikalarini (θ_p , C, μ_{eff} va μ_f) hisoblandi;

5. Toza og'ir KYeM va KYeMAl₃(KYeM=Gd, Ho, Er) birikmalarda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sirni yarim empirik usul bilan o'rganish natijalari bayon qilindi.

III-Bobga ilova.

O`rganilgan namunalarning asosiy paramagnit xarakteristikalarini EHM da hisoblash uchun Turbo Beysik tilida tuzilgan dastur.

10. REM

20. REM EKKU

30. INPUT

40. DIM X(N), Y(N)

50. REM X(I), Y(I)

60. FOR I=1 TO N

70. READ X(I), Y(I)

80. NEXT

FOR I=1 TO N

X(I)=X(I)*1000

NEXT

90. XX=0, YY=0: X2=0

100. FOR I=1 TO N

110. XX=XX+X(I): X2=X2+X(I)^2

120. YY=YY+Y(I): XY=XY+X(I)+Y(I)

130. NEXT

140. A=(N*XY-XX*YY)/_N*X2-XX^2)

150. B=(X2*YY-XX*YY)/(N*X2-XX^2)

160. $C=1/A$; TETA=-B/A

170. NEXT

180. PRINT "A=" ; A:PRINT

190. PRINT "B=" ; B:PRINT

200. PRINT "C=" ; C:PRINT

210. PRINT "TETA=" ; TETA : PRINT.

XULOSALAR

Magistrlik dissertatsiyasida qo'yilgan maqsad va vazifalar bo'yicha bajarilgan ishlarni umumlashtirib, quyidagicha xulosalash mumkin:

1. Og'ir KYeM va KYeMAl₃ (KYeM=Gd,Ho,Er) birikmalar magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishi [$\chi(T)$] 20-1700°C temperaturalar oralig'ida kondensirlangan (qattiq va suyuq) holatda o'lchandi. Tajribaviy $\chi(T)$ bog'lanishlar qattiq holatda ham, suyuq holatda ham Kyuri-Veyss qonuniga bo'sinishi aniqlandi.

2. KYeMAl₃(BO₃)₄ (KYeM=Gd,Ho,Er) alyuminoboratlarning tajribaviy $\chi(T)$ bog'lanishi birinchi marta 20-850°C temperaturalar oralig'ida o'lchandi. Bu bog'lanish Kyuri-Veyss qonuniga bo'sinishi aniqlandi. O'rganilgan GdAl₃(BO₃)₄ birikmaning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishida bitta sinish, boshqa birikmalarnikida esa ikki marta sinish kuzatildi. Bu sinishlar, boratlarning kristall panjarasida yuz beradigan strukturaviy fazaviy o'tishlar bilan bog'lab tushintirildi. Har bir fazaning $\chi(T)$ bog'lanishi Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinishi aniqlandi.

3. O'rganilgan barcha namunalarning $\chi(T)$ bog'lanishlari paramagnetizmning Van-Flek nazariyasi asosida tushintirilgan.

4. O'rganilgan boratlarning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishlariga EKKU ni qo'llab, EHM yordamida ularning asosiy magnit xarakteristikalar (θ_p , C , μ_{eff} , μ_f) aniqlandi.

5. Toza og'ir KYeM uchun paramagnet Kyuri temperaturasi tajribaviy qiymatining de Jen faktoriga proporsional bo'lishi haqidagi RKKI nazariyasi bashoratining bajarilishi tekshirib ko'rildi. O'rganilgan KYeMAl₃ (KYeM=Gd,Ho,Er) birikmalar uchun ham RKKI nazariyasining shu bashorati, ya'ni paramagnet Kyuri temperaturasi tajribaviy qiymatining de Jen faktoriga proporsional bo'lishi haqidagi bashoratining o'rinli ekanligi birinchi marta isbotlandi.

6. Toza og'ir KYeM va KYeMAl₃ (KYeM=Gd,Ho,Er) birikmalarda amal qiladigan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir parametrini, namunalar paramagnit

Kyuri temperaturasining tajribaviy qiymatidan foydalanib, yarim empirik usulda hisoblandi. Bu ish o'rganilgan birikmalar uchun birinchi marta bajarildi. Hisoblash natijalariga tayanib bu birikmalarda ham toza og'ir KYeMda amal qiladigan, RKKI tipidagi almashinuv o'zaro ta'sir amal qilishligi aniqlandi. Aynan mana shu tipdagi o'zaro ta'sir shu birikmalar magnit tartiblangan holatining hosil bo'lishida hal qiluvchi rol o'ynashi isbotlandi.

FOYDALANGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Леонюк Н.И. Кристаллические бораты-оптические материалы нового поколения//Природа. 2007.-№12.-с.52-60.
2. Вонсовский С.В. «Магнетизм». – М.: Наука, 1971 – 1032с,
3. Тейлор К. , Дарби М. «Физика редкоземельных соединений».-М.: Мир, 1974 – 374с.
4. Белов К.П., Велянчикова М. «Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики». –М.: Наука, 1965 – 320с.
5. Тейлор К. Интерметаллических соединений редкоземельных металлов. – М.: Мир, 1974 – 374с.
6. Аражис С. , Колвин Р. Парамагнитная восприимчивость редкоземельных металлов при повышенных температурах. В.Сб.: «Новые исследования редкоземельных металлов». – М.: Мир, 1984. с.100-135.
7. Кондон Е. , Шортли Г. «Теория атомных спектров». – М.: И.Л. 1949, с. 189-191.
8. Van Flack J.H. The theory of electric and magnetic suscrtibilities. – Oxford: Univ. pess, 1932 – 384р.
9. Сельвуд П.И. Магнетохимия. – М.: И.Л. 1958 – 460с.
10. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений.-М: Изд-во МГУ,1976.-367 с.
11. Ruderman M.A. and Kittel C. Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic moments of conduction Electrons//Phys. Rev.–1954.–Vol.96.– N1.– pp. 99-102.
12. Kasuya T. A Theory of Metallic Ferro-and Antiferromagnetism on Zener's Model.//Prog. Theor. Phys. (Kyoto).– 1956.– V.16.– №1.– pp. 45-55;
Electrical lesistance of Ferromagnetic Metals//Prog.Theor. Phys. (Kyoto).– 1966.– V.16.– pp. 58-63.

13. Yosida K. Magnetic properties of Cu-Mn Alloy//Phys.Rev.–1957.– V.106.– N5.– pp. 893-898.
14. Волков Д.В. «Магнитные и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов $RFe_3(Bo_3)_4$ ($R=Nd,Tb,DY$). Канд. дис. Москва, 2007.
15. Харламова С.А. Синтез, структура, магнитные и оптические свойства редкоземельных галло-ферроборатов с структурой хантита. Автореферат канд. дис. Красноярск, 2004.
16. Neody D., Jen H., Saha R.K., Wanklyn B.M. // Proc. 33 rd solid state Phys Sump. Bombay, 1991.- vol. 33.-1-4.- p.271.
17. Puche R., Jerez A., Pico C. Synthesis, characterization and magnetic properties of some $Ln Bo_3$ ($Ln=Pr,Sm,Eu,Yb$) compounds.// J Less. – Common. Metals. – 1951.- vol.167.- No.2.- p.387-393.
18. Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Шодиев З.М. Аномальные изменения магнитных свойств соединений иттрия с $[Nd,Gd]Al_3(Bo_3)_4$ при высоких температурах.// Uzbek. Journal Phys. 2002.- vol.4.- No.4.- p.295-296.
19. Демидов А.А., Волков Д.В. Магнитные свойства $Tb_{1-x}Er_xFe_3(Bo_3)_4$ ($x=0.75, 1$).// Физика твердого тела. 2012.- том.54.- вып.3.- с.505-515.
20. Сельвуд П.И. Магнетохимия. – М.: ИЛ. 1958 – 460с.
21. Чечерников В.И. Магнитные измерения.–М.:Изд-во МГУ.– 1969.-388с.
22. Вертман А.А. Смарин А.Н. «Измерение магнитной восприимчивости жидких металлов». // Завдск. лаб. 1958, с. 309-310.
23. Кувандиков О.К., Шакаров Х.О. Методы измерения некоторых физических величин в общем курсе физики.// Руководство для НИРС и УИРС. – Самарканд. Изд. СамГУ, 1984. – 45с.
24. Шакаров Х.О. Магнитная восприимчивость интерметаллических соединений лантаноидов с иттрием при высоких температурах.// Кандидатская диссертация, Самарканд, 1983.

- 25.Кувондигов О.К., Шакаров Х.О., Иргашев К.М. Высокотемпературная установка для измерения магнитной восприимчивости 3d и 4f – металлов в твердом и жидком состояниях.//В.Сб.:Оптико-акустические, электрические, магнитные исследования конденсированных сред. – Самарканд, Изд. СамГУ, 1982. – с.122-130.
- 26.Kuvondikov O.K., Shakarov X.O., Shodiyev Z.M., Rustamov A. Analysis of the magnetic properties of $(La_{1-x}Sr_x)_{0.93}K_xMnO_3$ manganites at high temperatures.// Journal of communications technology and electronics. 2007.- vol. 52.- No.9. – p. 1058-1061.
- 27.Arajs S., Miller D.S. Magnetic Behavior of Polycrystalline neodymium, holmium and erbium from 300 to 1500⁰K//J.Appl.Phys..– 1960.–Vol.31.– N5.–pp.325S-326S.
- 28.Arajs S. and Colvin R.V. Paramagnetism of Polycrystalline Gadolinium, Terbium and Dysprosium Metals// J. Appl. Phys..– 1961.– Vol.32.– №3.– pp. 336S -337S.
- 29.Müller M., Huber E.,Güntherodt H.J. Magnetic susceptibility of liquid heavy Rare Earth Metals//J.de Physique.–1979.–T.40.– Suppl.N5.–pp. c5-260-c5-261.
- 30.Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Хамраев Н.С., Усанов Ш.Х. Магнитная восприимчивость интерметаллических соединений диспрозия и эрбия с алюминием при высоких температурах//В сб. научных статей: «Физика магнитных материалов». Калинин, из-во Калининского государственного университета.– 1986.– с.34-36.
- 31.Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Усанов Ш.Х., Сайфуллаева Д. Магнитные свойства интерметаллидов в бинарных системах R-Al (R=Gd, Dy, Ho, Er) в твердом и жидком состояниях//В сб. научных статей: «Спектроскопия конденсированных сред». –Самарканд, из-во СамГУ.– 1990.– с.83-87.

- 32.Кувандиков О.К., Шакаров Х.О. Магнитные свойства интерметаллических соединений редкоземельных металлов с алюминием при высоких температурах//Узб. физ. журнал.– 1998.– №3.– с.62-67.
- 33.Кувандиков О.К., Шакаров Х.О. Магнитная восприимчивость интерметаллидов в системе РЗМ-Al при высоких температурах// Известия вузов.– Физика.– №3.– 2004.– с.78-81.
- 34.Kuvandikov .O.K, Shakarov. Kh.Magnetic Susceptivisity of intermetallic compounds in REM –Al sytem at higt temperatures// Russian physics journal. -2004.-V.-47. -№. 3.-PP.315-318.
- 35.Кувандиков О.К., Шакаров Х.О. Исследования магнитных свойств интерметаллидов в системе РЗМ-Al в твердом и жидком состояниях. Металлофизика и новейшие технологии, Украина.– 2004.– т.26.– №10.– с.1323-1331.
- 36.Муродова З.М., Турсункулова Г.К., Шодиев Ж.М. (Научные руководитель: Х.О.Шакаров) Магнитные свойства редкоземельных алюминоборатов RAl_3 ($R=Tb, Er, Ho$) при высоких температурах. Материалы 53-й между народной научной студенческой конференции. (МНСК – 2015) , 11-17 апреля 2015 г. Физические методы в естественных науках .Г. Новосибирск - 2015.-с.27
- 37.Шакаров Х.О., Усмонов Б.Н. Применение микро ЭВМ в НИРС по физике. Методические рекомендации. Самарканд, Изд. СамГПИ, 1959. – 37с.
- 38.Shakarov X.O. “Fizikadan laboratoriya mashg`ulotlarida kompyuterdan foydalanish.”Uzluksiz ta`lim tizimida yangi pedagogik va informatsion texnologiyalar” mavzusidagi ilmiy – amaliy konferensiya materiallari, 2 – qism, 109-111b, Samarqand, 2003, 13 – 14 may.

- 39.Никитин С. А. Температура магнитного упорядочения и интеграл косвенного обмена в редкоземельных сплавах тербий – иттрий и тербий – гадолиний// ЖЭТФ.– 1979.– т.77.– вып.1.– с.343-351.
- 40.Турсункулова Г.К., Жуланов Х.К., Садуллаев Т.И. (Научные руководитель: Х.О.Шакаров) Полуэмпирические исследование косвенное обменное взаимодействие в системе РЗМ-Al. Материалы 53-й между народной научной студенческой конференции. (МНСК – 2015) , 11-17 апреля 2015 г. Физические методы в естественных науках .Г. Новосибирск - 2015.-с.39