

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS
TA‘LIM VAZIRLIGI
SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI
FIZIKA FAKULTETI
UMUMIY FIZIKA KAFEDRASI**

Qo‘l yozma huquqida

UDK: 538.214.538.222

**5A140204-Kondensatsiyalangan muhitlar fizikasi va materialshunoslik
mutaxassisligi**

Magistr akademik darajasini olish uchun yozilgan

**3-d ELEMENTLARI ASOSIDAGI TOG‘ JINSLARINING ELEKTRON
STRUKTURASI VA ULARDA ALMASHINUV O‘ZARO TA‘SIR
TABIATINI O‘RGANISH.**

DISSERTATSIYA ISHI

Bajaruvchi:

Ochilov Akbar Ahmadovich

Ilmiy rahbar: dots: Z. M. SHodiyev

Magistr akademik darajasini olish uchun dissertatsiya ishi “Umumiy fizika” kafedrasida bajarildi. Kafedraning 2017-yil ____ iyundagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etildi (bayonnoma N____).

Kafedra mudiri:

dots.:Rajabov R. M.

Magistr akademik darajasini olish uchun dissertatsiya ishi YaDAKning 2017-yil ____ iyundagi majlisida himoya qilindi va ____ foizga baholandi (bayonnoma N____).

YaDAK raisi: _____

A’zolari: _____

SAMARQAND – 2017

MUNDARIJA.

KIRISH.	3
I-BOB. ADABIYOTLAR SHARHI	6
§ 1.1. Temir guruhi metallari elektron strukturasining tuzilishi.....	6
§ 1.2. Metall oksidlarning kristall strukturasini va ularning turlari.....	15
§ 1.3. Shpinelli kristall strukturaga ega bo'lgan mineral oksidlarining magnit xossalari.....	19
§ 1.4 Antiferromagnetizmning fenomenologik nazariyasi. Bilvosita almashinuv o'zaro ta'siri.....	27
§1.5. Ferrimagnetizm. Paramagnit sohada molekulyar maydon nazariyasi.....	33
I-bobga doir xulosalar.....	39
II-BOB Tadqiqot usuli va qurilmasi	40
§ 2.1. Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash usullari.....	40
§ 2.2. Yuqori temperaturalarda magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash qurilmasining tuzilishi va ish prinsipi.....	42
§ 2.3. Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash xatoliklari.....	48
II-bobga doir xulosalar... ..	49
III-BOB.	50
§ 3.1. Alyuminiy-litii ferritlaridagi almashinuv o'zaro ta'sirini tadqiq qilish.	
§3.2. Skandiy-magnii ferritlaridagi molekulyar maydon koeffitsientlarini aniqlash.....	58
§3.3. Magnezioferrit va magnetitlarning magnit qabul qiluvchanligi va ularning asosiy magnit xarakteristikalarini.....	63
III-bobga doir xulosalar	65
XULOSALAR	66
FOYDALANGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI	67.

Kirish.

Mavzuning dolzarbligi. Tabiiy ferrimagnetiklarning magnit xossalarini o'rganish geologomineralogik va geofizik masalalarni yechimini topishda muhim o'rin tutadi. Minerallar magnit xossalarining ilmiy jihatdan asoslanishifundamental xarakterga ega bo'lib faqat nazariy jihatdan emas balki amaliy jihatdan ham aktual hisoblanadi. Shu minerallarning magnit xossalari haqida keng tajribaviy ma'lumotlarga ega bo'lish tog' jinslari magnetizmi muammolaridan biridir. Bunday ma'lumotlar temir sulfidli rudalarni razvedka qilish jarayoni uchun ham zarurdir. Ikkinchi tomondan, minerallarning fizik xossalarini, shu jumladan magnit xossalarini o'rganishga bo'lgan qiziqish ularning elektron tuzilishining o'ziga xosligi va amalda mineral xom oshyo sifatida keng qo'llanilishi bilan ham bevosita bog'liqdir. Bu minerallar tarkibida 3d- qobiq elektronlari kechikib to'ladigan temir guruhi metallari (TGM) ning mavjud bo'lishi, ularning kinetik, optik, magnit va boshqa fizikaviy va ximiyaviy xossalarining o'ziga xosligiga sabab bo'ladi. Tog' minerallarning magnit xossalarini o'rganish ilmiy jihatdan ham ahamiyatlidir. Chunki, bu minerallarda amal qiluvchi almashinuv o'zaro ta'sir tabiati xali to'la aniqlanmagan. Ularning o'ziga xos magnit xossalarini 3d-energetik sathlar bilan bog'lab tushuntiradigan yangi nazariy modellar yaratilishi zarur. Ilmiy va amaliy ahamiyatga ega bo'lgan bu masalani xal etish uchun ularning elektron kristall va magnit tuzilishi haqida to'la malumotga ega bo'lish kerak bo'ladi. Hozirgi kunda mavjud bo'lgan bunday malumotlar yetarli emas. Kechikib to'ladigan 3d-elektron qobiqli minerallarning magnit xossalari (qabul qiluvchanligi) shu qobiqlarning elektronlar bilan to'lish darajasini va bu elektronlarning kristall panjara tugunlarida o'troqlashish darajasini bevosita o'zida aks ettiradi. Bundan tashqari bu minerallar magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishi ularning kristall panjarasida yuz beradigan strukturaviy allotropik va magnit fazaviy o'tishlarni xam sezadigan fizik xossalaridan biri hisoblanadi.

Tadqiqotning maqsadi: 1. minerallar:magnetit va magnezioferritlarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishini $[\chi(T)]$ (450-1000⁰C)

temperatura oralig'ida o'lchash va o'lchash natijalaridan foydalanib, ularning asosiy magnit xarakteristikalarini aniqlash.

2. Minerallar Magnetit- FeFe_2O_4 va magnezioferrit- MgFe_2O_4 larning molekulyar maydoni koeffisientlarini tadqiq qilish va topilgan α , β , n koeffisientlar bo'yicha J_{AA}, J_{AB}, J_{BB} almashinish integrallarini aniqlash.

Tadqiqot vazifalari: 1. Minerallar: magnetit va magnezioferritlarning magnit qabul qiluvchanligini (450-1000°C) temperaturalar oralig'ida paramagnit holatda o'lchash va o'lchash natijalarini tahlil qilish;

2. O'rganilgan minerallarning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bog'lanish grafigidan foydalanib, ularning asosiy magnit xarakteristikalari: paramagnit Kyuri temperaturasi (θ_p), Kyuri-Veyss doimiysi (C), ximiyaviy formula birligiga to'g'ri keluvchi magnit momenti (μ_{form}) ni aniqlash;

3. Minerallar Magnetit- FeFe_2O_4 va magnezioferrit- MgFe_2O_4 larning molekulyar maydoni koeffisientlarini tadqiq qilish va topilgan α , β , n koeffisientlar bo'yicha J_{AA}, J_{AB}, J_{BB} almashinish integrallarini Rado va Follan usulidan foydalanib aniqlash.

4. Olingan natijalarini chuqur tahlil qilib tegishli xulosalar chiqarish.

Tadqiqot obyekti: 3d-elementlari asosidagi tog' jinslari minerallari (*magnetit va magnezioferrit*).

Tadqiqot predmeti: minerallar: magnetit va magnezioferritlarning $\chi(T)$ bog'lanishi, bu bog'lanishdan aniqlanadigan asosiy magnit xarakteristikalar (θ_p , C, μ_f), molekulyar maydoni koeffisientlari α , β , n , ushbu minerallarda amal qiladigan J_{AA}, J_{AB}, J_{BB} almashinish integrallari.

Tadqiqot usuli: Magnit qabul qiluvchanlikni o'lchashning Faradey usuli, molekulyar maydon koeffitsientlarini hisoblashning Rado va Follan usuli.

Ilmiy yangilik: 1. minerallar: magnetit va magnezioferritlarning $\chi(T)$ bog'lanishlari ularning paramagnit holatida, ya'ni yuqori temperaturalar (450-1000°C) oralig'ida o'lchandi.

2. Minerallar: magnetit va magnezioferritlarning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bogʻlanish grafiklaridan foydalanib, ularning asosiy magnit xarakteristikalarini (θ_p, C, μ_{form}) aniqlandi.

3. Minerallar magnetit- FeFe_2O_4 va magnezioferrit- MgFe_2O_4 larning molekulyar maydoni koeffisientlari α, β, n dan foydalanib J_{AA}, J_{AB}, J_{BB} almashinish integrallarini Rado va Follan usuli yordamida aniqlash.

Tadqiqot natijalarining ilmiy va amaliy ahamiyati: Ushbu magistrlik dissertatsiyasi ishida olingan natijalar minerallarning paramagnit holati, ularda amal qiladigan almashinuv oʻzaro taʼsir nazariyalarini yuqori temperaturalar sohasida takomillashtirish haqidagi maʼlumotlarni boyitishda va yangi magnit materallar yaratishda qoʻllaniladi.

Himoya qilinadi: 1. minerallar: magnetit- FeFe_2O_4 va magnezioferrit- MgFe_2O_4 larning $\chi(T)$ bogʻlanishlarini yuqori temperaturalarda oʻlchashi;

2. Namunalarning tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ bogʻlanishlaridan foydalanib, ularning asosiy magnit xarakteristikalarini (θ_p, C, μ_{form}) aniqlash natijalari.

3. Minerallar Magnetit- FeFe_2O_4 va magnezioferrit- MgFe_2O_4 larning molekulyar maydoni koeffisientlari α, β, n dan foydalanib J_{AA}, J_{AB}, J_{BB} almashinish integrallarini Rado va Follan usuli yordamida olingan hisoblash natijalari.

Magistrlik dissertatsiyasi ishining tuzilishi va hajmi. Magistrlik dissertatsiyasi ishi kirish, uchta bob, xulosalar va ta nomdagi foydalanilgan adabiyotlar roʻyxatidan tashkil topgan boʻlib, -bet lotin alifbosida bosma shaklda bayon qilingan. Uning mazmuni ta rasm va ta jadval yordamida koʻrgazmali bayon qilingan.

I BOB. ADABIYOTLAR SHARHI

§ 1.1. Temir guruhi metallari elektron strukturasi tuzilishi.

Elektronlarning qobiqlarda joylashishi to'rtta kvant soni bilan xarakterlanadi:

- 1) n-bosh kvant soni 1 dan ∞ gacha butun son qiymatlarga ega.
- 2) Orbital kvant soni l esa, 0 dan n-1 gacha (hammasi bo'lib n ta) butun sonlarga teng qiymat oladi.
- 3) Magnit kvant soni (m_l) esa -l dan +l gacha butun son qiymatlarni (hammasi bo'lib $2l+1$ ta qiymatni) oladi.
- 4) Spin kvant soni (m_s) esa +1/2 va -1/2 qiymatlarinigina oladi.

Berilgan bosh kvant soni n ga to'g'ri keladigan elektronlarning maksimal soni ya'ni berilgan qobiqda $2n^2$ dan ko'p bo'lmagan elektron joylasha oladi, atomda elektronlar buluti lotin harflari bilan belgilanadi.

n=0	1	2	3	4
K	L	M	N	O

Orbital kvant soni l esa 0 dan n-1 gacha bo'lgan n ta butun songa teng qiymatlar qabul qiladi va uni qobiq deb ataymiz. Qobiqlarni belgilash uchun quyidagi simvolik belgilash qabul qilingan:

l=0	1	2	3	4	5
s	p	d	f	g	h

Pauli prinsipini hisobga olib, u yoki bu qobiqqa qancha elektron bo'lishini ko'rib chiqamiz, berilgan n va l qiymatli elektronlar soni $2(2l+1)$ ta, chunki l ning berilgan qiymatida m_l da m_s ikki qiymat qabul qiladi, n ning berilgan qiymatida l kattalik 0 dan n-1 gacha bo'lgan n ta qiymat qabul qiladi.

Qobiqlarda elektronlar joylashishi s-2 ta, p-6 ta, d-10 tadan ziyod joylasha olmaydi va hokazo.

Atomda elektronlar konfiguratsiyasi quyidagi belgilashlar orqali yoziladi, dastlab qobiqlar sonini bildiradigan son (n), ikkinchi harf l qobiqni bildiradi va darajadagi (g) ushbu qobiqdagi elektronlar sonini bildiradi.

Berilgan elektronlar konfiguratsiyasi energetik jihatdan, orbital moment $\vec{L}$ va to'la spin moment $\vec{S}$ larning natijaviy qiymati $\vec{J} = \vec{L} \pm \vec{S}$ munosabat orqali ifodalanadi va ularning o'zaro joylashishi ya'ni J o'zgarishi term deb ataladi. Atomlar va ionlar termi ham xuddi elektronlardagi singari lotin alifbosining bosh harflari kabi belgilanadi.

$$\begin{array}{ccccccccc} L=0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & & & \\ S & P & D & F & G & H & & & \end{array}$$

Simvolik bosh harflarning chap tomonining yuqori qismida $2S+1$ (termning multipletligi) joylashadi. O'ng tomonining pastki qismida esa J ning qiymati joylashgan. Masalan $^2P_{1/2}$ –termning belgilanishi: $L=1$, $S=1/2$, $J=1/2$. 1 jadvalda elektronlar qobiqlarining ketma-ket joylashib borishi ko'rsatilgan. Bu qobiqlarning elektronlar bilan to'lish ketma-katligi Xund qoidasining empirik usuli yordamida aniqlanadi [1].

Agar elektron qobiqlar yarmigacha elektronlar bilan to'lgan bo'lsa, u holda berilgan termning energiyasi oshadi, J esa minimal qiymatga ega bo'lishi kerak: $J=|L-S|$ ya'ni L va S $\uparrow\downarrow$;

Agar qobiq elektronlar bilan yarmidan ziyod to'lgan bo'lsa u holda J maksimal qiymatga erishadi $J=|L+S|$ (L va S o'zaro parallel bo'ladi).

Xundning birinchi qoidasi Gudinaf quyidagi qiziq fikrni berdi, elektronlar o'rtasida yuz beradigan elektrostatik itarishishning mavjudligi sababli, bitta orbitada ikkita elektron bo'lishi mumkin, demak, bunday holda elektronlarning bir-biridan itarishish ehtimoliyati katta bo'ladi. Agar elektronlar spini $\uparrow\uparrow$ bo'lsa, Pauli prinsipiga binoan bu elektronlar bitta orbitada joylashishi mumkin emas, shuning uchun ham bir xil spinga ega bo'lgan elektronlarning bitta orbitada joylashish ehtimoliyati mavjud emas, demak, elektrostatik itarishish energiyasi kamayadi. Xundning ikkinchi qoidasi spin orbital o'zaro ta'sirning asosiy qiymatini belgilaydi. $L \geq S$ da komponentlarning nozik strukturalari soni $2S+1$ ga teng va $S \geq L$ da $2L+1$.

Elektronlarning qobiqlar bo'yicha joylashish sxemasi. 1.1-jadval.

	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	Qobiqlarda elektronlarning maksimal soni
1	$1s^2$						2
2	$2s^2$	$2p^6$					8
3	$3s^2$	$3p^6$	$3d^1_0$				18
4	$4s^2$	$4p^6$	$4d^1_0$	$4f^1_4$			32
5	$5s^2$	$5p^6$	$5d^1_0$	$5f^1_4$	$5g^1_8$		50
6	$6s^2$	$6p^6$	$6d^1_0$	$6f^1_4$	$6g^1_8$	$6h^2_2$	72

Misol sifatida Xund qoidasidan foydalanib ba'zi ionlarning asosiy holat termlarini quyidagicha aniqlashimiz mumkin.

Fe^{2+} ioni 3d-qobig'i to'lishiga 6 ta elektron yetishmaydi:

$$S_{\text{Fe}^{2+}} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = \frac{4}{2} = 2.$$

$$L_{\text{Fe}^{2+}} = 2 + 1 + 0 - 1 - 2 + 2 = 2.$$

$$J_{\text{Fe}^{2+}} = 2 + 2 = 4.$$

Demak asosiy holat termi 5D_4 bo'ladi. 2-jadvalda qobiqlar konfiguratsiyasining elektronlar bilan to'lib borish ketma-ketligi keltirilgan, kaliy atomida (K, Z=19) va undan keyingi element kalsiy (Ca, Z=20) da 3d qobiq elektronlar bilan to'lmasdan (xuddi Ar, Z=18) aksincha 3p-holat, keyingisida esa 4s-holat to'lib bora boshlaydi. Faqat skandiyda (Sc, Z=21) 3d-qobiq kechikib to'lib bora boshlaydi.

3d-qobiqning (temir guruhi metallarida) elektron konfiguratsiyasining elektronlar bilan to'lib borish ketma-ketligida buzilish kuzatiladi [2]. Masalan, xrom atomida (Cr, Z=24) to'g'ri $3d^4 4s^2$ konfiguratsiya o'rniga $3d^5 4s$ konfiguratsiya ishlatiladi, Cu atomida $3d^9 4s^2$ konfiguratsiya o'rniga $3d^{10} 4s$ konfiguratsiya kuzatiladi. Go'yoki xarakter jihatdan bu yerda 4s- va 3d-holatlar o'rtasida xuddi musobaqa bo'layotgandek, bunday qonuniyatdan chetlanishni ionlarning termida

ham kuzatish mumkin. Faqatgina d qobiq elektronlar bilan to'lmagan (s- yoki p-qobiq emas). Ular faqat Fe^{++} va Fe^{+++} ionlari $3d^6$ va $3d^5$ konfiguratsiyasida uchraydi.

TGM atomlari va ionlarining elektronn tuzilishi. 1.2-jadval

Z	Element	Atom uchun		Ion uchun					
		Elektron konfiguratsiya	Asosiy holat Termi	Ion	Elektron konfiguratsiya	S	L	J	Asosiy holat termi
21	Sc	$3d^1 4s^2$	$^3D_{3/2}$	Sc^{3+}	$3d^0$	0	0	0	1S_0
22	Ti	$3d^2 4s^2$	3F_2	Ti^{3+}	$3d^1$	$1/2$	2	$3/2$	$^3D_{3/2}$
23	V	$3d^3 4s^2$	$^3F_{3/2}$	V^{3+}	$3d^2$	1	3	2	3F_2
24	Cr	$3d^5 4s^1$	2F_3	Cr^{3+}	$3d^3$	$3/2$	3	$3/2$	$^3F_{3/2}$
25	Mn	$3d^5 4s^2$	$^3S_{5/2}$	Mn^{3+}	$3d^4$	2	2	0	5D_0
				Mn^{2+}	$3d^5$	$5/2$	0	$5/2$	$^6S_{5/2}$
26	Fe	$3d^6 4s^2$	2D_4	Fe^{3+}	$3d^5$	$5/2$	0	$5/2$	$^6S_{5/2}$
				Fe^{2+}	$3d^6$	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	Fe	$3d^{10} 4s^1$	$^2S_{1/2}$	Cu^{2+}	$3d^9$	1	2	$5/2$	$^5D_{5/2}$
				Cu^{1+}	$3d^{10}$	0	0	0	1D_0

3d- va 4f-holatlarining elektronlar bilan to'lib borishidagi normal qonuniyatdan chetlanishini quyidagicha tushuntirish mumkin: shunday qilib, elektronlar faqat

yadro tomon siljimasdan, aksincha boshqa elektronlar tomon ham siljiydi va E_{nl} energiya hosil bo‘ladi, ya’ni faqat n dan bog‘liq bo‘lmasdan balki, l dan ham bog‘liqdir. Berilgan n da energiya l ning oshishi bilan oshib boradi.

Bitta qobiqqa tegishli elektronlarning energiyasi taxminan bir xil bo‘ladi va elektronlar yadrodan o‘rtacha bir xil masofada aylanadi, n qancha katta bo‘lsa, qobiq yadrodan shuncha uzoq va elektronlarining atom bilan bog‘lanish energiyasi shuncha kichik bo‘ladi, 1 jadvalda $l=0, 1, 2$ uchun sferik va Dekart koordinatalari uchun sferik garmonika berilgan.

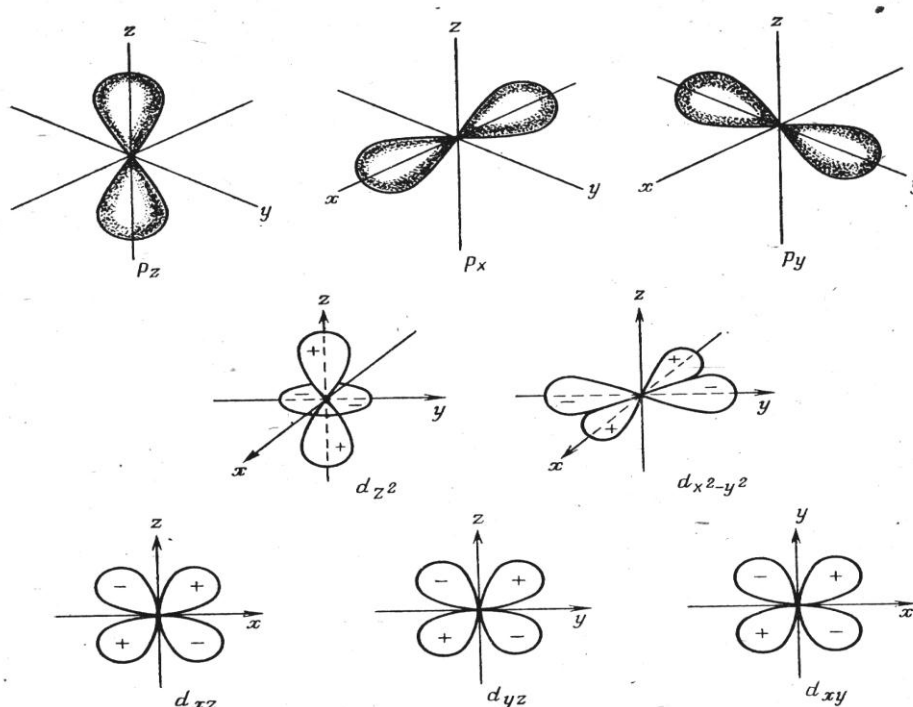
S-orbital sferik simmetrik taqsimotga ega, p- va d- orbitalarning fazoda taqsimoti 1.1-rasmda keltirilgan. Bunday atom orbitalarining namoyish qilinishi molekulyar orbitalarni namoyish qilish uchun foydali bo‘lib, va bilvosita almashinuv nazariyasini qarab chiqishda qo‘l keladi, hozircha p-holatning bo‘linishda qatnashmaslik sababini fizik jihatdan chegaralab turishimiz mumkin va kubik simmetriya maydonda d-holat belgilangan tartibda bo‘linishga ega.

Magnitoaktiv ion kubning markazida joylashgan bo‘lsin, (ularni ligandlar deyiladi), shunday qilib, ligandlarning magnitoaktiv ionlarni bunday qurshab olishi oktaedrik simmetriyani hosil qiladi. U holda 1.1-rasmdan ko‘rinadiki, p-sath bir xil energiyaga ega bo‘lishi kerak, d-sathda esa zaryadlarning elektrostatik o‘zaro itarishish ta’siri natijasida nisbatan past triplet sath $G_{25}(t_{2g})$, nisbatan yuqoriroq dublet $G_{12}(e_g)$ energiyaga ega bo‘ladi.

Kubning qirralariga to‘rtta ligand ionlarini joylashtirsak, tetraedr hosil bo‘ladi va paramagnit ionlar tetraedr qurshovida qoladi, d-sathga nisbatan situatsiya qarama-qarshi o‘zgaradi, ya’ni e_g -sath asosiy holatda bo‘ladi, t_{2g} -sath esa uytg‘ongan holatga o‘tadi. Kubik panjarada e_g va t_{2g} – sathlar bo‘linishini ham baholash mumkin. Oktaedrik qurshovdagi bitta d – elektron uchun t_{2g} sathning kamayishini x orqali, mos ravishda e_g sathning oshishini y deb belgilasak va alohida shuni takidlash kerakki, d -qobiq o‘nta elektron bilan to‘lganda orbitaning bo‘linishi sferik simmetriya yig‘indisidan oshib ketmasligi kerak.

$$x - y = 10Dq, \quad 0 = 4x + 6y$$

$10Dq$ – kubik maydonda d – sathning sathlarga bo‘linish kattaligi, bundan $x=6Dq, y=-4Dq$ shunday qilib, sathning energetik markazi o‘zgarmasdan saqlanib qoladi.



1.1-rasm. p- va d- orbitalarning fazoda taqsimoti.

Shunga qaramasdan masalaning muhim tomoni shundan iboratki, kristall maydon ta'sirida barcha beshta d – sathning bo‘linishi saqlanadi, umuman olganda sistemaning energiyasi kamayadi, shuning uchun ham ko‘pchilik d – elektronlar pastki sathga joylashishi mumkin.

Atomlar konfiguratsiyasining bunday geometrik buzilishiga Yan-Teller effekti deyiladi.

Kristallarda orbital magnit momentining kristall maydon tomonidan “muzlatishilishi” haqidagi muhim masalani qarab chiqamiz.

$d_{x^2-y^2}$ – holat uchun

$$\bar{L}_z = i \int (x^2 - y^2) \left(y \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y} \right) (x^2 - y^2) dx dy$$

Shunday qilib, L orbital momentning o‘rtacha qiymati aynigan holat uchun nolga teng, biz bu holatni paramagnit ionlarning orbital magnit momenti va harakat miqdor momenti kristall maydon ta'sirida “muzlatilgan” deyishimiz mumkin,

$3d$ – ionlarning panjaraviy magnit momentlarining qiymati d – qobiqdagi faqat spin magnit momentlarini hisobiga olgan nazariy qiymatlari bilan yaxshi mos keladi.

Kristalda paramagnit ionlar elektronlari uchun gamiltonnianni quyidagi ko‘rinishda yozishimiz mumkin

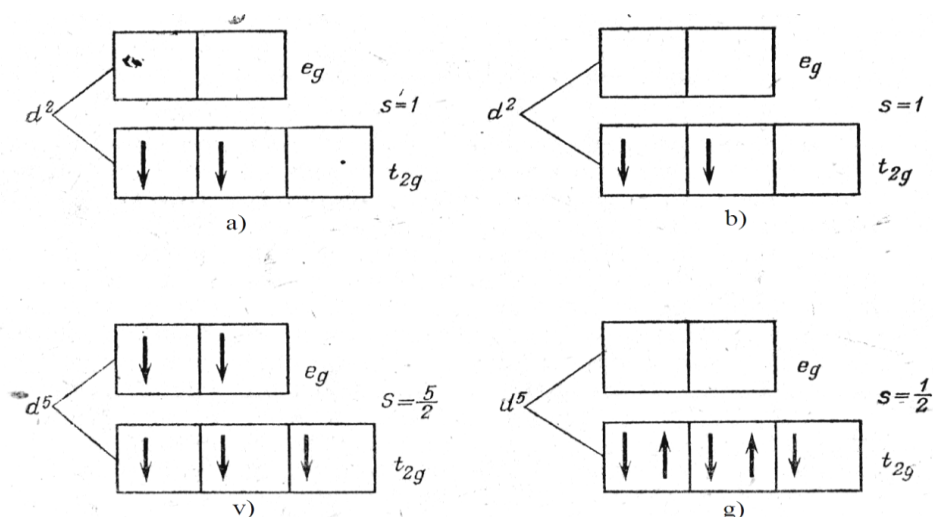
$$\hat{H} = \hat{H}_{\nabla} + \hat{V}_i + \hat{V}_{ij} + \hat{H}_{LS} + \hat{V}_{krist.}$$

Bu ifodaning to‘rtta a‘zosi erkin ionlar gamiltonianiga mos keladi, bu yerda $\hat{H}_{\nabla}$ – kinetik energiya a‘zosi, $\hat{V}_i$ – elektron yadro bilan o‘zaro tasiri, $\hat{V}_{ij}$ – elektronlarning bir-birlari bilan o‘zaro tasirlashuvi, $\hat{H}_{LS}$ – spin-orbital o‘zaro ta‘sir.

Odadta kristall maydon intensivligini uchta holga bo‘lish mumkin.

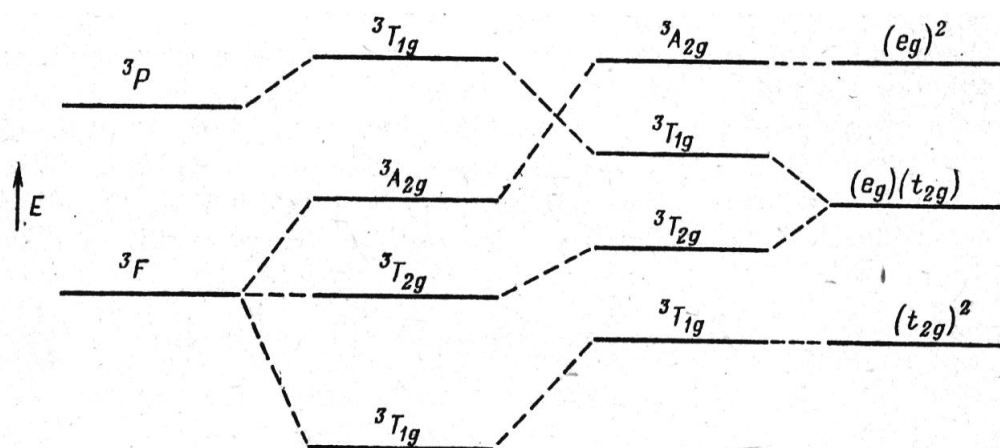
1. $V < H_{LS}$ – kamyob yer metallarining kuchsiz maydon holi.
2. $H_{LS} < V < V_{ij}$ – ionlari o‘rtasidagi maydon holi.
3. $V > V_{ij}$ – kuchli maydon bo‘lgandagi hol.

Bu uch holda muhim farq bo‘lmasdan-ular bosqichma-bosqich bir-biriga o‘tadi.



1.2-rasm. d – ionlarning oraliq holda va kuchli oktaedrik kristall maydonidagi elektronlar konfiguratsiyasi: a) va v)-oraliq, b) va g)-kuchli maydon: a), b), v)-orbital triplit, v)-orbital singlet.

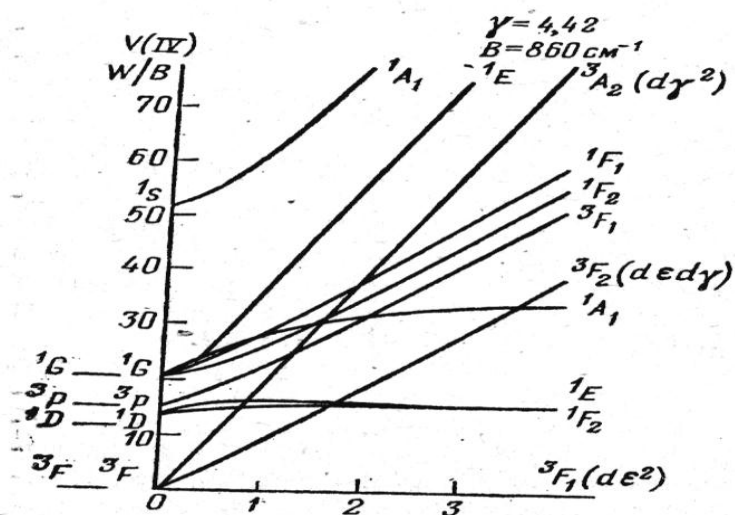
Kuchsiz kristall maydonida J “yaxshi” kvant sonida qoladi. Ma’lum bo’lishicha, masalankuchli maydonda oktaedrik simmetriyada t_{2g} – orbital elektronlar bilan to’ladi, keyin esa e_g – sath to’la boradi. Haqiqatan ham kuchli maydon ta’sirida d_{z^2} va $d_{x^2-y^2}$ orbitalar bilan ligandlar o’rtasidagi o’zaro ta’sir kuchli bo’ladi. Dastlab ikkita d – elektron uchun $3d^2$ konfiguratsiyani, ya’ni ikkita 3p va 3F triplet hol uchun qarab chiqamiz. Kuchsiz maydon ta’sirida 3F holat $^3A_{2g}$, $^3T_{2g}$, $^3T_{1g}$ komponentalarga bo’linadi, u vaqtda 3p bo’linmasdan, aksincha $^3T_{1g}$ ga o’tadi (1.3-rasm).



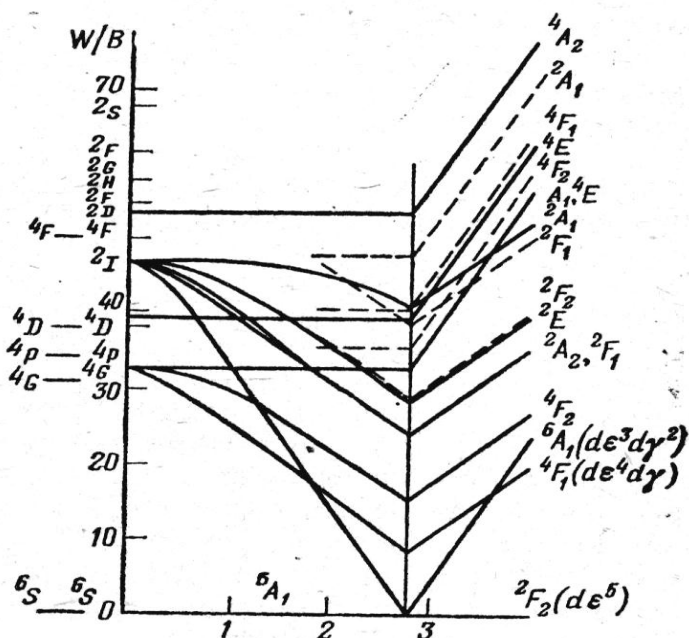
1.3-rasm. d – elektron uchun $3d^2$ konfiguratsiya. (ikkita 3p va 3F triplet hol)

$^3T_{1g}$ va $^3A_{2g}$ sathlarning kesishishi oraliq maydonlarda yuz beradi. Konfiguratsiya d^5 kuchli maydon ta’sirida yuqori spinli holat $s=5/2$ dan past spinli holat $s=1/2$ ga o’tadi, bunday o’tishlar d^4, d^5, d^6 va d^7 konfiguratsiyalar uchun o’rinliliigi tajribadan kuzatilgan, ularni yuqori spinli va past spinli sathlarning kesishishi nuqtasida kuzatish qiziqarlidir, bu sohada qiziq fazaviy o’tishni kuzatish mumkin va bu esa d – qobiq radiusining o’zgarishi bilan bog’liqdir, bu teorema Kramers tomonidan isbot qilingan.

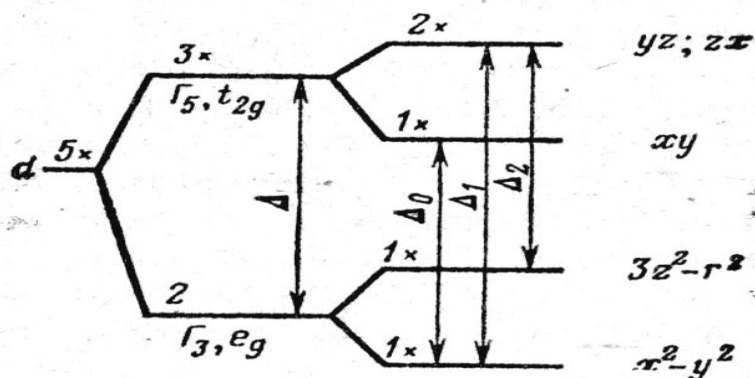
Qaralyotgan effektlar d^2 – va d^5 – konfiguratsiyalarning bo’linish diagrammalari oktaedrik maydon uchun Tanabe va Suganolar tomonidan hisoblangan. Bu diagrammadan ko’rinadiki, hususiy holda d^2 konfiguratsiyaning spin holati kristall maydon ta’sirida o’zgarmaydi, d^5 konfiguratsiya uchun esa $Dq/B \cong 3$ da o’zgarish yuz beradi.



1.4-rasm. Oktaedrik maydonda d^2 – konfigurasiyaning bo‘linish diagrammasi.

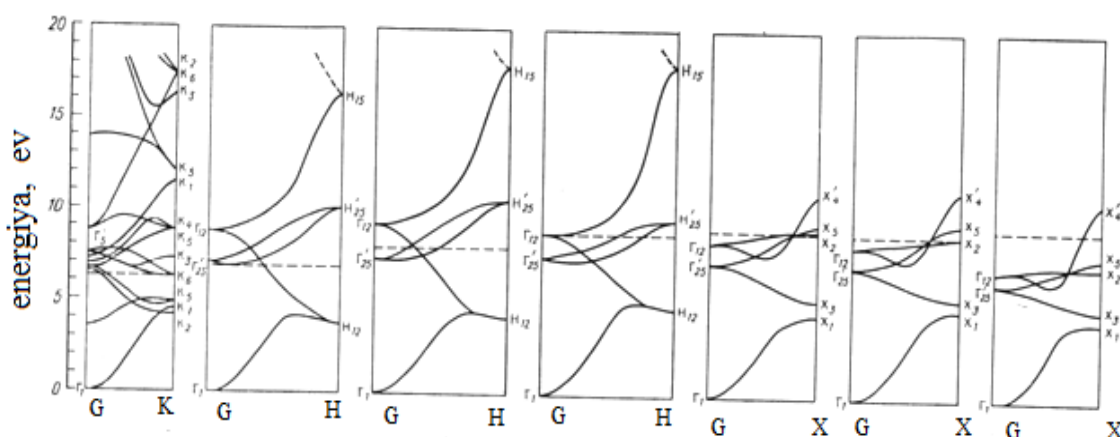


1.5-rasm. Oktaedrik maydonda d^5 – konfigurasiyaning bo‘linish diagrammasi.



1.6-rasm. Kubdan tetragonalgacha kristall maydon simmetriyasining pasayishi d – elektronlarning sathlarga bo‘linishiga ta’siri.

3d-oʻtkinchi metallarning zonalar strukturasi Mattheys ishlarida hisoblangan, hisoblash natijalari 1.7-rasmda koʻrsatilgan. Birikmalar uchun umumiy qonuniyat chiqarish murakkab, sababi ular turli xil kristall srukturaga ega [6]. (Kristall strukturasi har bir rasm tagida koʻrsatilgan: G.ZQ-geksogonal zich qatlam; YMK-yoqlari markazlashgan kub; HMK-hajmlari markazlashgan kub). V, Cr, Fe, Co, Ni va Cu elementlarini qarab chiqishda bunday muammo paydo boʻlmaydi sababi bu elementlar bir xil kristall strukturaga ega. Ikkala holda ham d – holatiga mos keluvchi beshta zona mavjuddir.



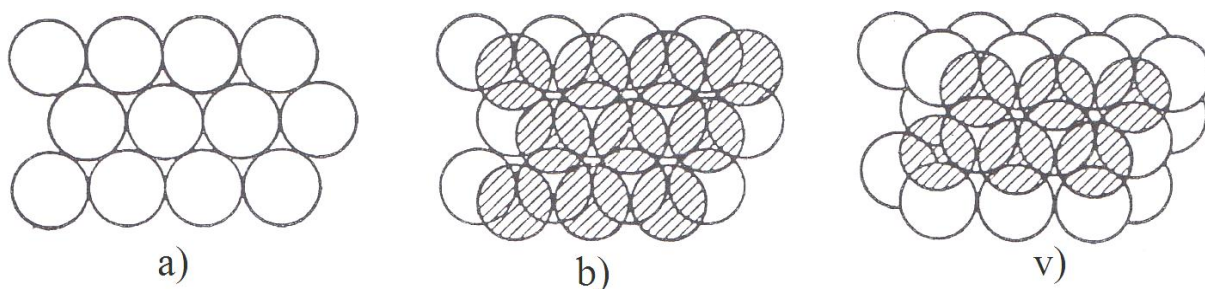
1.7-rasm. Bryullen zonasining simmetriya yoʻnalishiga mos ravishda bir qator oʻtkinchi metallar ($Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu$) ning elektron zonalar energiyasining toʻlqin vektoridan bogʻliqligi (yoqlari markazlashgan va hajmi markazlashgan kubik kristall $[100]$ yoʻnalishi simmetriya yoʻnalishi deb hisoblanadi).

§ 1.2. Metall oksidlarning kristall strukturasi va ularning turlari.

Odatda metall kationi M^{n+} va kislorod anioni O^{2+} birikkanda oksid MO_x ($x=n/2$) hosil boʻladi. Koʻpgina hollarda metal ionining valentligi ikki yoki uchvalentli baʼzan bunday oksidlarda bir yoki toʻrt valentli boʻladi. Shunday qilib, MO_x formulani yozishda koʻp uchraydigan oksidlar uchun indeks x 1 dan 2 gacha qiymatlarni qabul qiladi. Bundan MO_x molekullari elementar zarrachalar sifatida kristall panjara bir-biriga nisbatan doimiy tarzda joylashadi. Ular oksidlar holidagi qattiq ikki xil koʻrinishdagi ionlarni (M^{n+} va O^{2+}) hosil qiladi. Bunda

kristallni hosil qiluvchi M^{n+} va O^{2-} ionlarning $+ne$ va $-2e$ zaryadlari orasidagi Kulon ta'sirlashuvi hisobiga paydo bo'ladigan o'zaro tortishish kuchidir. Bunday kristallar odatda ionli kristallar deb ataladi.

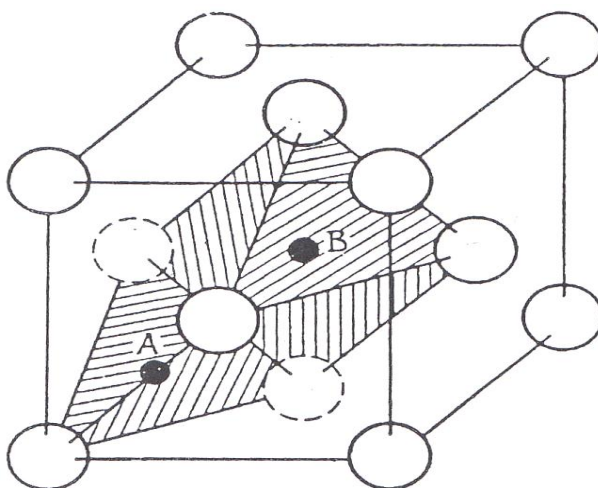
Oksidli kristallarni hosil qiluvchi ikki xil ionlar o'zlarining o'lchamlari bilan farq qiladi. Aynan kislorod ioni radiusi $r \approx 1.32 \text{ \AA}$ ga, M^{n+} ionlarining radiusi $r \approx 0.6 - 0.8 \text{ \AA}$ ga teng bo'ladi. Shuning uchun oksidlarning kristallari bir-biriga tegib turuvchi zich joylashgan sharsimon katta anionlar O^{2-} dan iborat bo'ladi va ular orasidagi bo'shliqlarda o'lchamlari kichik bo'lgan kationlar M^{n+} joylashgan strukturani hosil qiladi. Joylashgan struktura deganda fazoda eng zich shaklda joylashgan sharlar bilan to'ldirilgan struktura tushiniladi. Demak, ikki o'lchamli zich joylashish 1.8, a-rasmda ko'rsatilgan ko'rinishga ega bo'ladi. Ularning ustiga ya'na sharlar qatlamini terib, uch o'lchamli zich joylashgan strukturani hosil qilishga urinib ko'ramiz. Agar sharlarning ikkinchi qatlami terib chiqilgandan so'ng, uchinchi qatlamni terishni boshlasak, sharlarni ikki xil variantda joylashtirish mumkin ekanligini topamiz. Haqiqatan ham, yuqoridan qarasak uchinchi qatlamdagi sharlar birinchi qatlamdagi sharlarning aniq ustida yotishi yoki ular ikkinchi qatlamdan bo'shliqlarga tushishi (1.8, b-rasmdagi shtrixlangan sharlar) va ikkita avvalgi qatlamlar bilan mos kelmasligi ko'rinadi. Birinchi terilgan sharlar geksogonal zich joylashgan panjaraga, ikkinchisi esa yoqlari markazlashgan kubik zich joylashgan panjaraga mos keladi.



1.8-rasm. O'ta zich joylashgan panjaralar.

Shu tariqa zich joylashgan strukturani hosil qiluvchi O^{2-} ionlari orasidagi bo'shliqlarda M^{n+} kationlar joylashgan bo'ladi. 1.9-rasmda yoqlari markazlashgan kubik panjara shakllantirilgan O^{2-} kislorod ionlariga nisbatan M^{n+}

kationlar egallaydigan ikki xil holat ko'rsatilgan. Panjaraning A tugunlari to'rtta kislorod ionlari bilan qurshab olingan bo'lib, ularni o'zaro tutashtirganda tetraedr hosil bo'ladi. Shuning uchun ularni tetraedrik pozitsiyalar deb ataladi. B tugunlar oltita O^{2-} ionlari bilan qurshab olingan va shuning uchun ular oktaedrik pozitsiyalar deb ataladi. Metall oksidlari kristall strukturalarining turlari juda ko'p bo'lib, ularning barchasida M^{n+} kationlari yuqoridagi pozitsiyalarni egallaydi. Bundan tashqari ular dodekaedrik pozitsiyalarni ham egallashi mumkin.



1.9-rasm. Yoqlari markazlashgan kubik panjarada tetraedrik (A) va oktaedrik (B) holatlarning joylashuvi.

O^{2-} ionlarni sferik deb faraz qilib, kislorod va metall ionlarining joylashuvidan hosil bo'ladigan bo'shliqlarni M^{n+} ionlari bilan taqqoslaganda bu ionlar orasidagi hosil bo'layotgan bo'shliqlar kichik ekan. Shuning uchun ham real oksidlarda kislorod ionlari odatda to'g'ri zich joylashgan panjaraga xos tarzda kationlar egallagan pozitsiyadan itariladi va ular osongina siljiydi. Biroq metal ionlari M^{n+} egallashi mumkin bo'lgan panjara tugunlari vakant bo'lib qolsa, u holda bu tugunni qurshab olgan O^{2-} ionlari shu tugun atrofida siqiladi va kristall strukturada strukturaning dastlabki holatiga nisbatan qisman siljigan bo'ladi. Aslida manzara bundan ham murakkabroqdir. Chunki bunday holda musbat va manfiy zaryadlar orasidagi o'zaro bir-birini bog'lab turuvchi bo'lovchi kuch vazifasini o'tovchi elektrostatik tasirlashuv yo'qoladi va kislorod ionlari o'rtasida o'zaro bir-birini itarishishga intilish paydo bo'ladi.

Birikma tarkibiga manfiy ionlari anionlar (O^{2-}) kirganda, metal ionlari M^{n+} orasida ushbu anionlar loylashadi va bu metal kationlari orasida kislorod O^{2-} ionlari vositasida 3d- qobiqdagi elektronlar o'rtasida yuz beradigan almashinuv o'zaro ta'sir amalga oshadi. Agar bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir kation-anion-kation (M-O-M) orasidagi bog'lanish 180° ni tashkil qilsa, u holda bunday bog'lanishdagi har ikkala kation chekkasidagi spinlar antiparallel joylashadi.

Magnit oksidlarining magnit va kristall strukturalari. 1.3- jadval

MO_x da x ning qiymati	Molekulyar formulasi	Kristall strukturasining turlari	Birikmalarning nomlanishi	Magnit struktura (F-ferromagnetizm. ferri-ferrimagnetizm. KF-kuchsiz ferromagnetizm)
1,0	MO	NaCl		M=Eu (F)
1,33	MFe_2O_4	Shpinel	Ferrit	M=Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Mg, $Li_{0,5}Fe_{0,5}$ (ferri)
1,33	MCo_2O_4		Kobaltit	M=Mn, Fe, Co, Ni (ferri)
1,33	MCr_2O_4	>>	Xromit	M=Mn, Fe, Co, Ni, Cu (ferri)
1,33	MMn_2O_4	>>	Manganit	M=Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cd (ferri)
1,33	MV_2O_4	>>		M=Mn, Fe, Co (ferri)
1,33	M_2VO_4			M=Mn, Fe, Co (ferri)
1,33	M_2TiO_4			M=Mn, Fe, Co (ferri)
1,40	$CaFe_4O_7$	Geksogonal	Ca-diferrit	(ferri)
1,46	$MFe_{12}O_{19}$	Magnetop-lyumbit(M)	Geksaferriit	M=Ba, Pb, Sr, Ca, $Ni_{0,5}La_{0,5}$, $Ag_{0,5}La_{0,5}$ (ferri)
1,42	$M_2BaFe_{16}O_{27}$	Magnetop-lyumbit(W)		M=Mn, Fe, Ni, $Fe_{0,5}Zn_{0,5}$, $Mn_{0,5}Zn_{0,5}$ (ferri)
1,41	$M_2Ba_3Fe_{24}O_{41}$	Magnetop-	>>	M=Co, Ni, Cu, Mg,

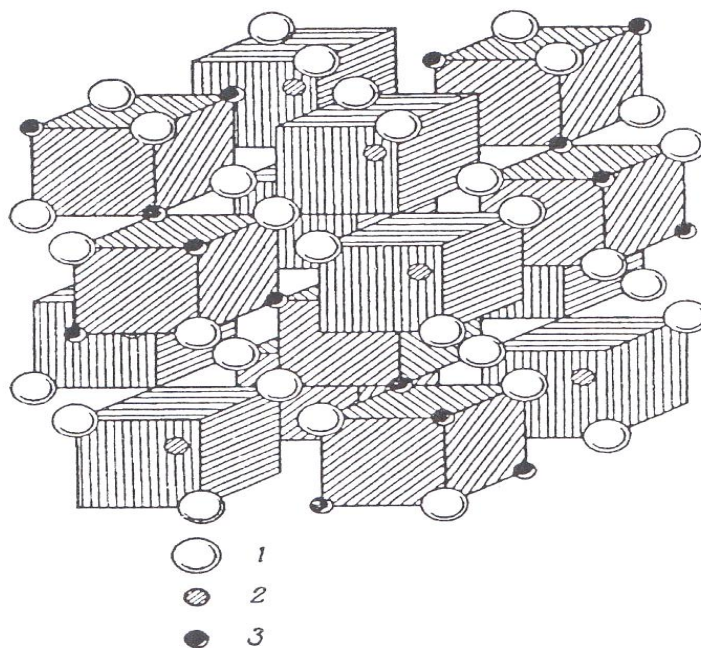
		lyumbit(Z)		$\text{Co}_{0,75}\text{Fe}_{0,25}$ (ferri)
1,38	$\text{M}_2\text{Ba}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$	Magnetop-lyumbit(Y)	>>	$\text{M}=\text{Mn, Co, Ni, Mg, Zn, Fe}_{0,25}\text{Zn}_{0,75}$ (ferri)
1,50	$\text{M}_{0,8}\text{Ti}_{0,8}\text{Fe}_{0,4}\text{O}_3$	Ilmenit		$\text{M}=\text{Mn, Fe, Co, Ni}$ (ferri)
1,50	MMnO_3			$\text{M}=\text{Co, Ni}$ (ferri)
1,50	$\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	Granat		$\text{R}=\text{Y, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu}$ (ferri)
1,50	RFeO_3		Ortoferrit	$\text{R}=\text{Y, La, Sm, Nd, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu}$ (CF)
1,50	MMnO_3			$\text{M}=\text{Bi, La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}, \text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}, \text{La}_{0,7}\text{Ba}_{0,3}, \text{La}_{0,6}\text{Pb}_{0,4}, \text{La}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}$ (F)
1,50	M_3MnO_6	>>		$\text{M}_3=\text{Gd}_2\text{Co, Ba}_2\text{Fe, Ca}_2\text{Fe}$ (ferri)
2,00	MO_2			$\text{M}=\text{Cr}$ (F)

Burchak 90^0 ga teng bo'lganida esa, metall ionlarida spinlarning parallel joylashuvi amalga oshishi mumkin. 1.3-jadvalda shu kungacha tadqiq qilingan va ferro-, ferri- va nokollinear magnetizmni namayon qiluvchi qator oksidlar uchun kristall (struktura) panjara va magnit strukturaai haqida ma'lumotlar keltirilgan.

§1.3. Shpinelli kristall strukturaga ega bo'lgan mineral oksidlarining magnit xossalari.

Shpinel turidagi magnit oksidlarning tipik vakillari MOFe_2O_3 molekulyar formulaga ega bo'lgan ferritlar hisoblanadi. Bu yerda $\text{M} - \text{Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Mg}$ va boshqa metallarning yoki ular kombinasiyasining ikki valentli ioni. Keltirilgan ferrit shpineli 1.10-rasmda ko'rsatilgan murakkab kristall strukturaga ega bo'lib uning elementar yacheykasida 56 ta ion: jumladan 32

ta O^{2-} kislorod ioni, A panjarada 8 ta va B panjarada esa 16 ta metall ionlari mavjud. Rasmdan ko‘rinib turibdiki, oq xalqalar bilan belgilangan O^{2-} ionlari yoqlari markazlashgan kubik (YMK) panjarani hosil qiladi.



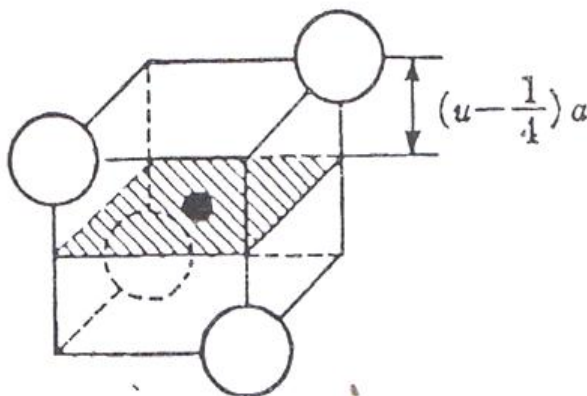
1.10-rasm. Keltirilgan shpinel struktura. 1-kislorod ioni O^{2-} ; 2-A panjara tugunlarida joylashgan (8a) metall ionlari; 3- B panjara tugunlarida joylashgan 16d) metall ionlari.

Bunda metall ionlari to‘rtta O^{2-} ionlari hosil qiladigan va A pozitsiyalar (A tugunlar) deb ataluvchi tetraedrik hamda oltita kislorod ionlari bilan qurshab olingan va B pozitsiyalar (B tugun) deb ataluvchi oktaedrik holatlarni egallaydi. A va B pozitsiyalar mos ravishda 8a va 16d deb ham ataladi. Panjaradagi A va B pozitsiyalarni qurshab oluvchi O^{2-} ionlarining soni 2:3 nisbatda bo‘lganligi uchun, birinchi pozitsiyalarda ikki valentli M^{2+} ionlarining elektrostatik energiyasi pasayishi mumkin. Bunday kristall panjaralar normal shpinel deb ataladi. Shunga qaramasdan ko‘pgina $MOFe_2O_3$ birikmalar (ferrimagnetizmni namoyon qiluvchi) o‘zgargan shpinel deb ataluvchi strukturani hosil qiladi. Bunda A tugunlarga Fe^{3+} ionlari va B tugunlarga esa qolgan Fe^{3+} va M^{2+} ionlari bir xil nisbatda joylashadi. Masalan, metal ioni sifatida ($M = Zn$) ($M=Zn$) rux metali ishtirok etsa bunday shpinellarni normal shpinellar deb

ataymiz. $M = Mn$ da esa ikki valentli marganes ionlarining 80% A tugunlarga 20% esa B tugunlarga joylashadi deb hisoblanadi. Har ikkala holatda ham metall ionlari sferik hisoblanishi, ya'ni Zn^{2+} 3d, Mn^{2+} esa $3d^5$ elektron strukturaga ega bo'lishi qiziqish uyg'otadi. Agar biz O^{2-} ionining radiusini R_0 , ferri-shpinel panjara doimiysini esa a bilan belgilasak, u holda A va B tugunlarni qurshab olgan sferalar radiusi uchun quyidagini olamiz

$$\begin{aligned} r_A &= \frac{\sqrt{3}}{8} a - R_0, \\ r_B &= \frac{1}{4} a - R_0. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Bu radiuslar mos tugundagi bo'shliqlarning hammasini tavsiflaydi.

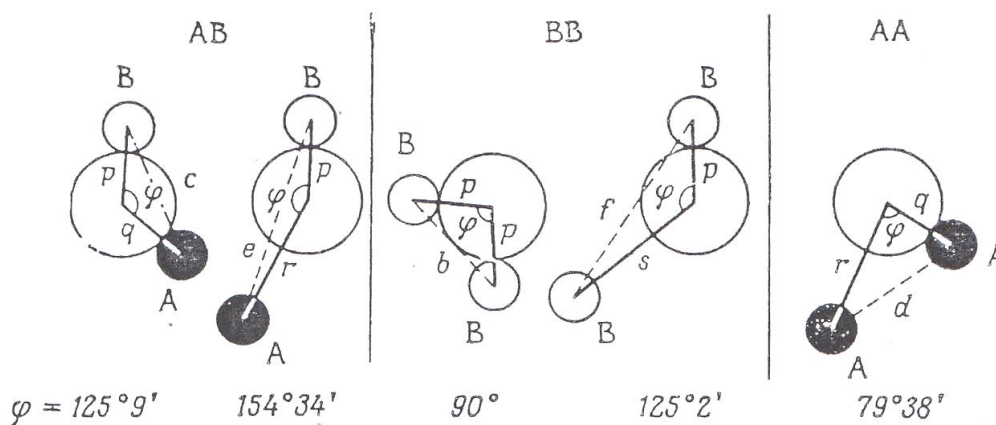


1.11-rasm. Shnelli strukturaga ega bo'lgan ferritlar uchun kislorod parameterini aniqlanish mexanizmi.

$R_0 = 1,32 \text{ \AA}$, $a = 8,50 \text{ \AA}$ bo'lsa, $r_A = 0,52 \text{ \AA}$, $r_B = 0,81 \text{ \AA}$ gat eng bo'ladi. Shu tariqa, A tugunlardagi metall ionlarining radiusi $(0,6 - 0,8 \text{ \AA})$ dan yetarlicha kichik.

Shu sababli A tugunlarga metall ionlari joylashganda, uni qurshab oluvchi O^{2-} ionlari bunday ko'chishi (siljishi) ni ma'nosi 1.11-rasmdan tushunarli bo'ladigan u parameter bilan tavsiflash qabul qilingan.

Agar O^{2-} ionlari normal pozitsiyalarda joylashgan bo'lsa, $u = 3/8 = 0,375$, biroq real ferritlarda $u = 0,386 - 0,385$. u kislorod parametrini hisobga olgan holda (1.1) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin



1.12-rasm. Bilvosita almashinuv o‘zaro ta‘sirida ishtirok etuvchi shpinelli panjaradagi ionlarning joylashuv konfiguratsiyasi.

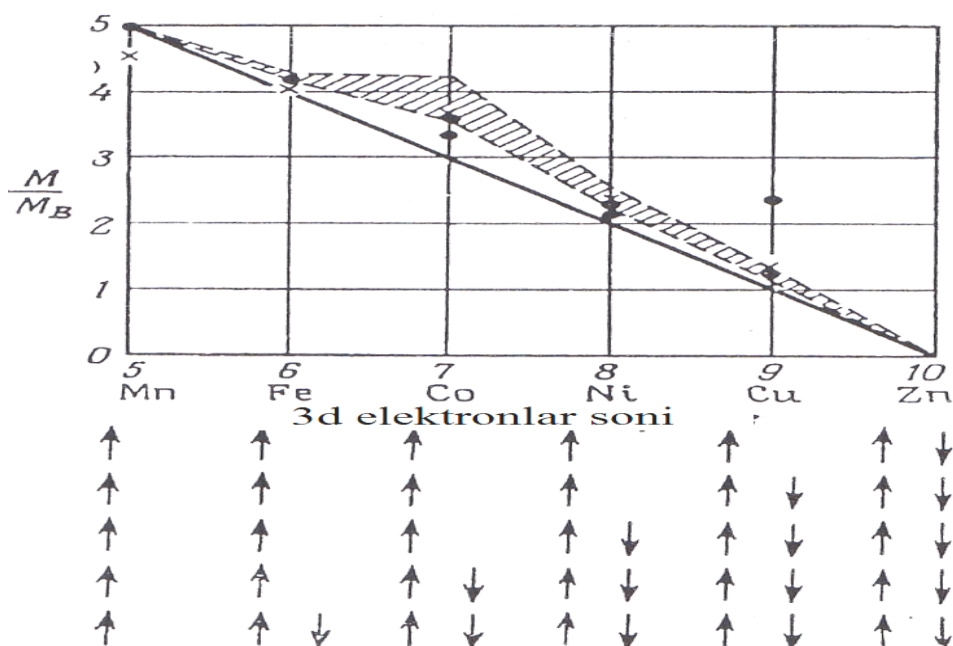
$$\begin{aligned} r_A &= \left(u - \frac{1}{4}\right)a\sqrt{3} - R_0, \\ r_B &= \left(\frac{5}{8} - u\right)a - R_0. \end{aligned} \quad (1.2)$$

$u = 0.385$ uchun hisoblashlar $r_A = 0,67 \text{ \AA}$ va $r_B = 0,72 \text{ \AA}$ qiymatlarni beradi. Bu esa har ikkala tugunlardagi bo‘shliqlarda metall ionlari joylasha olishi uchun mos o‘lchamlarini aniqlaydi. u kislorod parametrining qator oddiy ferritlar uchun qiymatlari 1.2-jadvalda berilgan.

Bunday oksidlarning magnit xossalarini muhokama qilishdan avval, ularning kristall strukturasi magnit ionlari o‘rtasida qanday bilvosita almashinuv ta‘silashuvi bo‘lishi mumkinligini aniqlab olamiz. Oksidli magnetiklarda M_1 va M_2 metall ionlari o‘rtasida bo‘ladigan almashinuv o‘zaro ta‘siri to‘g‘ridan-to‘g‘ri amalga oshmasdan aksincha oraliq ion hisoblanmish kislorod O^{2-} ionlari orqali amalga oshadi. Ferritlarda metall ionlarida amal qiladigan bilvosita almashinuv o‘zaro ta‘sir (M_1-O-M_2) metall ionlarining panjarada va panjaralararo o‘zaro joylashish burchagidan bog‘liqdir. Shpinel strukturasi 1.12-rasmda ko‘rsatilgan bir nechta ionli konfiguratsiyalarni ajratish mumkin bo‘lib, ular bir-biridan A va B tugunlarda joylashgan magnit ionlari orasidagi bilvosita almashinuv o‘zaro ta‘sir bilan farq qiladi. Umumiy holatda A-O-B konfiguratsiyada bog‘lanish burchagi

180° ga yaqinroqdir. (B–O–B yoki A–O–A ga nisbatan) Demak, aynan u kuchli bilvosita almashinuv o‘zaro ta’sirga ega degan xulosa kelib chiqadi.

Agar A–B– bog‘lanish manfiy qiymatli almashinuv o‘zaro ta’sir bilan tavsiflanadigan holatda magnit struktura qanday bo‘ladi? Dastlab kuchli magnitli ferritlar o‘rtasida tez-tez uchraydigan o‘zgargan shpinelni ko‘rib chiqamiz. Quyida bayon qilinuvchi



1.13-rasm. Ikki valentli metal ionlari keltirilgan shpenil strukturaga ega bo‘lgan ferritlarning magnit momentlari o‘zgarishining 3d elektronlardan bog‘liqligi.

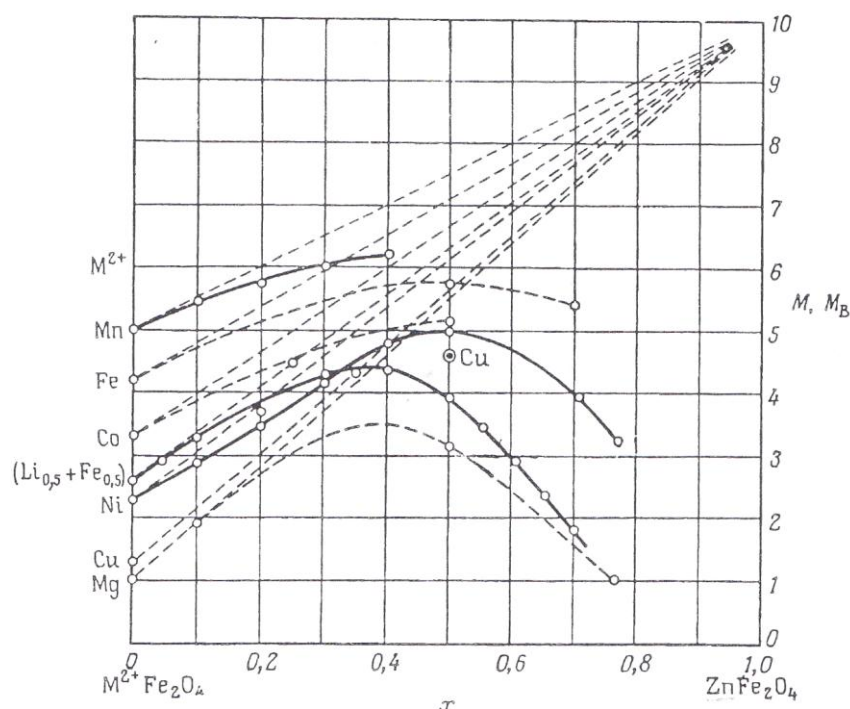
o‘z vaqtida Neel [2] taklif qilgan interpretatsiya uning ferrimagnetizmning kelib chiqishi haqidagi nazariy tasavvurlari uchun asos bo‘lib xizmat qiladi. O‘zgargan holatida A tugunlarga Fe^{3+} ionlari B tugunlarga esa Fe^{3+} va M^{2+} ionlari joylashadi. Ularning spinlari almashinuv o‘zaro ta’sir manfiy qiymatga ega bo‘lganligi sababli bir-biriga nisbatan antiparallel orientirlanadi. Bunday tartiblanishni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin.

$$(\overrightarrow{Fe^{3+}})_O \cdot (\overrightarrow{Fe^{3+}} \cdot \overrightarrow{M^{2+}})_{O_3}. \quad (1.3)$$

$Fe^{3+}(3d^5)$ ionning spin magnit momenti $5\mu_B$ ga teng. U holda M^{2+} ion $n\mu_B$ ga teng magnit momentiga ega deb hisoblab, bitta molekulaga to‘g‘ri keluvchi to‘yinish magnitlanish uchun, 0 K da quyidagi (1.3) ifodani olamiz.

$$M = \{(5+n)-5\} \mu_B = n\mu_B. \quad (1.4)$$

Shunday qilib, Fe^{3+} spinlari o‘zaro kompensatsiyalangan bo‘lib qoladi va faqat M^{2+} ionlarining magnit momenti qoladi. $\text{M}=\text{Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn}$ metall qatorida 3d qobiq ketma-ket 5,6,7,8,9 va 10 ta elektron bilan to‘ldiriladi. Bu elektronlar spinlarining orientatsiyasi har bir ionda Xund qoidasi bo‘yicha 1.13-rasmda strelkalar bilan ko‘rsatilganidek o‘zgaradi.



1.14-rasm. Ikki valentli metal ionlari qo‘shilgan ferritlarga nomagnit rux ionlarini qo‘shilishi natijasida magnit momentlari o‘zgarishini bog‘lanishi (0 K temperaturada).

Bundan shunday xulosa chiqarish mumkinki, kutilayotgan magnit momenti 5, 4, 3, 2, 1 va 0 μ_B qiymatlarni qabul qiladi va grafikda 5 va 0 nuqtalarni tutashtiruvchi to‘g‘ri chiziqli yotadi. Eksperimental nuqtalar asosan shu to‘g‘ri chiziqli yaqinida yotadi, ro‘y berayotgan yuqoriga chetlanishlar esa ko‘rinishidan orbital magnit momentning bir qismi muzlamasdan saqlanib qolishi bilan bog‘langan. Mn -ferrit-shpinel nazariy qiymat $5\mu_B$ bilan taqqoslaganda hamisha kichik magnit moment $4,6\mu_B$ ga ega bo‘lishini bu ferritda ionlarning taqsimlanishiga asoslanib tushuntirib bo‘lmaydi. Bunday chetlanishning asl sababi

B tugunlardagi Mn^{2+} ionlarining Mn^{3+} burilib qolishi natijasida ozod bo'lgan elektron, Fe^{3+} ionlarining bir qismiga o'tadi va ularni Fe^{2+} ga o'zgartiradi degan xulosaga kelish mumkin. Bunda hosil bo'lgan Mn^{3+} va Fe^{2+} ionlari $3d^4$ va $3d^6$ elektron konfiguratsiyaga va bir xil $4\mu_B$ magnit momentiga ega bo'ladi. Agar bu ferritning 80% ini tashkil qiluvchi normal shpinelning magnit momentini $5\mu_B$ ga, qolgan 20% ini tashkil qiluvchi o'zgargan shpinel uchun esa mos ravishda $(4+4)-5=3\mu_B$ ga teng deb olsak, u holda natijaviy moment

$$M = (0,8 \cdot 5 + 0,2 \cdot 3) M_B = 4,6 M_B, \quad (1.5)$$

ni tashkil qiladi va u tajribada kuzatilgan qiymat bilan to'la mos keladi.

Ba'zi ferri-shpinellarning magnit xossalarini o'rganishga to'xtab o'taylik. Zn-ferritni Neel nuqtasi 10K atrofida bo'lgan antiferromagnetik deb hisoblash mumkin. Biroq bu ferrit keskin sovutilganda u ba'zan katta momentli ferrimagnetizmni namoyon qiladi. Mn-Zn ferrit hamda Ni-Zn-ferrit magnit materiallar sifatida ko'p ishlatiladi.

Fe-ferrit yoki Fe_3O_4 eng qadimdan ma'lum bo'lgan magnetiklar hisoblanadi. B-panjara tugunlarida har ikkala ionlar Fe^{2+} va Fe^{3+} lokallashganligi uchun, ular o'rtasida elektronlarning sakrab o'tishi ro'y beradi va sakrash o'tkazuvchanligi paydo bo'ladi. Shuning uchun magnetitda qolgan ferritlar bilan taqqoslaganda anomal kichik solishtirma qarshilik kuzatiladi va uning o'zgarishi yuqori haroratlarda ham metallik tip bo'yicha ro'y beradi. 125K dan pastda elektronlarning sakrab o'tishi to'xtaydi va elektr qarshilik sakrab oshadi. Kristall esa o'zgaradi va past simmetriyali fazaga o'tadi. Bu haroratda rux beradigan o'tish Vervey nuqtasi deb ataladi. Biroq hozirgi vaqtda Vervey ilgari surgan elektronli tartiblanish g'oyasi [3] tortishuvlarga sabab bo'lmoqda. Ehtimol o'tish ma'lum panjara tebranishlari bilan elektron tebranishlar o'rtasidagi ta'sirlashuv natijasida ro'y beradi. Lekin bu masala bo'yicha yakuniy xulosalar haligacha chiqarilmagan [4].

Co-ferritda 1.2-jadval va 1.14-rasmdan ko'rinib turganidek to'yinishning absolyut magnit momenti $3.94\mu_B$ ni tashkil qiladi. Bu esa Xund qoidasiga ko'ra,

o'zgartirilgan shpinel uchun ko'rish mumkin bo'lgan $3.0\mu_B$ qiymatlardan yetarlicha katta. Bu farq favqulodda katta magnit anizotropiya namoyon bo'lishiga olib keladigan orbital magnit momentining bir qismi saqlanib qolishi bilan bog'liq.

Nikel ferritida Ni ionlarining valentligi faqat ikkiga teng bo'ladi. Shuning uchun B tugunlarda elektronlarning sakrab o'tishi ro'y bermaydi va oqibatda solishtirma elektr qarshilik juda katta qiymatga erishadi. Ni-Zn ferrit magnit o'zaklar uchun material sifatida keng (ayniqsa yuqori chastotalar diapazonida) ishlatiladi. Ferritdan foydalanish mumkin bo'lgan yuqori chastota chegarasi rux miqdoriga bog'liq.

Cu-ferrit shpinel yuqori haroratdan tez sovutilganda kubik strukturani egallaydi. Lekin sekin sovutilsa, qandaydir haroratdan pastda ferrit panjarasi 5-6 % ga o'zgaradi va u tetragonal bo'lib qoladi.

Mg-ferrit to'liq o'zgarmagan shpinel hisoblanadi. Undagi Fe^{3+} ionlarning bir qismi A tugunlarga kiradi. Bu esa ferrimagnitizmga olib keladi. Ionlarning taqsimlanishi oqibatida esa to'yinish magnitlanishi va Kyuri nuqtasi toblash haroratiga bog'liq ravishda kuchli o'zgaradi.

Li-ferrit o'zgargan shpinel bo'lib, tarkibi $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$. Unda Li^{1+} va Fe^{3+} ionlari B tugunlarni 1:3 nisbatda egallaydi. Bu ionlar taxminan 735^0C dan sovutilganda B tugunlar bo'yicha tartiblanadi [5].

Magnetit deb ataluvchi temir oksidi $\gamma-Fe_2O_3$ o'zgargan shpinelning vakant tugunlarga ega bo'lgan kristall strukturasi ega. Ionlarning taqsimlanishini quyidagi tarzda aks ettirish mumkin:



Bu yerda V- vakant tugun. Bu ferrit magnitli yozib olish qurilmalari uchun material sifatida ko'p ishlatiladi.

Ferrit shpineldagi Fe^{3+} ionlari Cr^{3+} ionlari bilan almashganda xromitlar deb ataluvchi oksidlar hosil bo'ladi. Ularning umumiy formulasi $MO \cdot Cr_2O_3$ yoki MCr_2O_4 shaklda bo'ladi. Bu yerda M xromitlarda hamma vaqt shpinel panjarasini hosil qiladigan Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, va boshqa metallarning ikki valentli

ionlarini anglatadi. Ko'pchilik holatlarda Cr^{3+} ionlari B tugunlarni egallab, normal shpinel hosil qiladi. Agar $n\mu_B$ bilan A-tugunlarni egallovchi M^{2+} ionlarning magnit momentini belgilasak, u holda ferrimagnetizmning Neel nazariyasiga asosan bu moment B tugundagi ikkita Cr^{3+} ionlarining momenti $6\mu_B$ ga antiparallel orientirlanadi (yo'naladi). 0K da bitta molekulaga to'g'ri keluvchi to'yinish magnitlanish momenti uchun quyidagini olishimiz mumkin.

$$M = (6 - n)\mu_B \quad (1.7)$$

Ammo bu ifoda ko'pchilik holatlarda eksperimental qiymatlar bilan mos kelmaydi. Bu past xaroratlarda konik spiral tipidagi ferrimagnetik tartiblanish hosil bo'lishi bilan bog'liq. Masalan, marganes xromiti MnCr_2O_4 18K dan pastda spinlarning spiralsimon tartiblanishi bo'ladi. Bunda spontan magnitlanish yo'nalishi $\langle 110 \rangle$ o'qlaridan biri bilan mos keladi. Mn va Cr momentlari bu o'qdan mos ravishda 68 va 94 yoki 47° ga og'gan bo'ladi [6].

Kobaltitlar- $\text{MO} \cdot \text{Co}_2\text{O}_3$ yoki MCo_2O_4 formula bilan tavsiflanadigan shpinel tipidagi oksidlardir. Bunda $\text{M}=\text{Mn, Fe, Ni}$ bo'lganda Kyuri nuqtalari 170, 450, va 350 K ni tashkil etadi, ya'ni umuman kobaltitlar uchun xos bo'lgan nuqtaning sezilarli yuqorida joylashgan. Molekulyar magnitlanishning to'yinishi esa katta emas va mos ravishda 0,1, 1,0, va $1,5\mu_B$ ga teng [7].

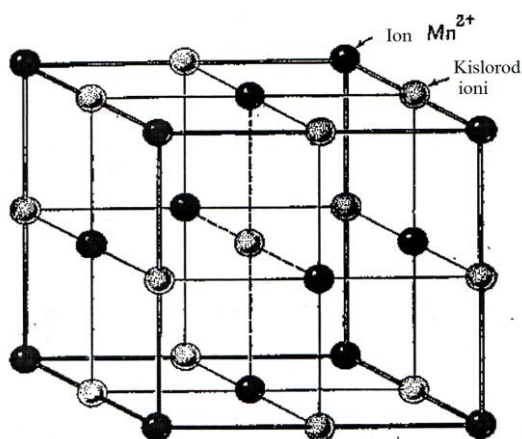
Mumkin bo'lgan barcha ionlarni, birinchi navbatda 2 hamda 3 valentli ionlarni kombinasiyalab turli xil aralash oksidlarni hosil qilish mumkin.

§ 1.4. Antiferromagnetizmning fenomenologik nazariyasi. Bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir.

Ferrimagnitning fenomenologik nazariyasi Veysning molekulyar maydon konsepsiyasiga ba'zi bir o'zgartirishlar kiritish kerak bo'ladi, molekulyar maydon doimiysini qarama-qarshi ishorali qilib olishni hisobga olish kerak bo'ladi. Nazariyani bunday umumlashtirish metallar va qotishmalarning makroskopik antiferromagnit xossasini tushuntirishga imkon beradi.

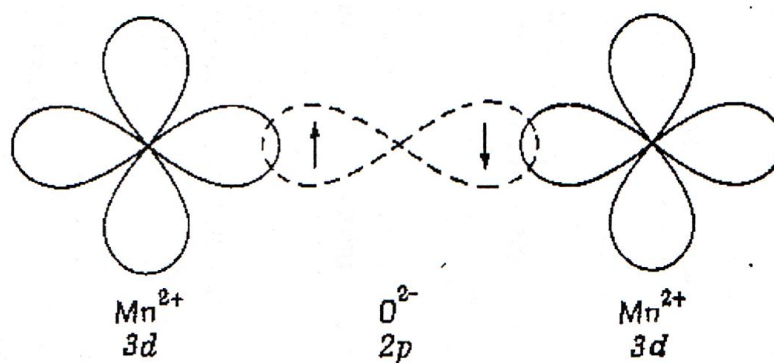
Bilvosita almashinuvchi o‘zaro ta’sir. Kubik tuzilishli antiferromagnit moddalar, masalan marganes oksidida, uning tuzilishi 1.15-rasmda ko‘rsatilgan Mn^{2+} metall ionlari doimiy magnit momentiga ega bo‘lib, panjarada O^{2-} kislorodning nomagnit ionlari bilan navbatlashib o‘rin egallaydi. Har bir metall ionining eng yaqin qo‘shnisi kislorod ioni bo‘ladi. Bu xususiy holda kislorodning har bir ioni 6 ta metall ionlari bilan o‘rab olingan bo‘ladi. Metall ionlari o‘rtasida to‘g‘ridan-to‘g‘ri almashinish o‘zaro ta’sirlari bo‘la olmaydi, chunki yaqin Mn^{2+} ionlari 3d-elektronlarining orbital to‘lqin funksiyasi (1.13-rasmda ko‘rgan) qoplanmaydi. Buning o‘rniga Mn^{2+} va O^{2-} ionlari to‘lqin funksiyalari qoplanishi o‘rinli bo‘ladi.

Kollinear o‘zaro ta’sir. Kislorod ioni jami 10 elektronga ega bo‘ladi: 1s qobiqda 2 ta (1.12 -rasmga) 2s qobiqda 2ta va 2p qobiqda esa 6 ta electron mavjud. Spini qarama-qarshi yo‘nalgan 2p-elektronlarning har bir jufti gantelsimon turidagi orbitada joylashadi (1.16-rasm), undan o‘ng va chap tomonida marganes ionlari joylashgan. O^{2-} ionining 2p qobig‘i elektronlar bilan to‘lganligi sababli, kislorod ionlari bevosita almashishda ishtirik eta olmaydi.



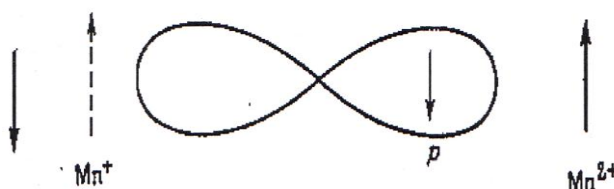
1.15-rasm. MnO antiferromagnit kristali kubik panjarasi, bu Mn^{2+} (qora sharchalar) va O^{2-} (yorug‘ sharchalar) ionlari navbatlashib joylashishdan tashkil topgan.

Ammo Kramers [8] faraz qiladiki, ya’ni kislorodning 2p-elektronidan hech bo‘lmaganida bittasi Mn^{2+} ionining 3d- yoki 4s- qobiqlaridagi bo‘sh holatlarni egallashi mumkin.



1.16-rasm. O^{2-} ionlarining 2p-elektronlari va Mn^{2+} ionlarining 3d elektronlari to'liqin funksiyalarining qoplashib ketishi va bu oxir-oqibatda marganes ionlari o'rtasidagi bilvosita o'zaro tasirga olib keladi.

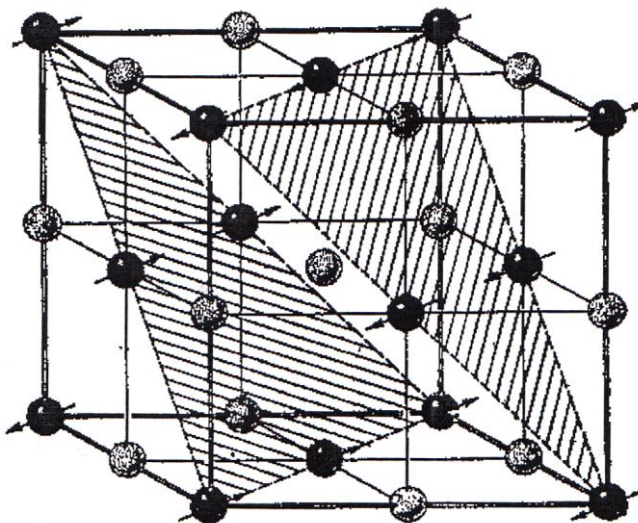
Bunda kislorod ioni bitta juftlashmagan elektron bilan birgalikda uyg'ongan holatda qoladi, bu esa uning paramagnetizmini ifodalaydi va marganesning boshqa ioni bilan Geyzenberg almashinuv o'zaro tasirini amalga oshishini taminlaydi, bu oldingi bobda ferromagnetizm holi uchun tushuntirib berilgan. Ammo kislorodning p-elektroni va marganes ioni o'rtasidagi almashinuv o'zaro ta'sir (1.17-rasmdagi) kuchli bo'lsa, u holda u antiferromagnit bo'lishi mumkin.



1.17-rasm. Uyg'ongan holatning oddiy holi unda kislorod ionining bitta p-elektroni qo'shni marganes ioniga o'tadi, bunda u o'zi bilan marganes ioni magnet momentiga antiparallel joylashishini taminlagan holda.

Nokollinear o'zaro tasir. 1.17-rasmda ko'rilgan kubik panjarada har bir magnet ionining keltirishicha magnet ioniga qaraganda yaqin ion bilan bog'lanishi kuchsizroq. Sababi shundan iboratki keyingi holdagi o'zaro tasir magnet ionini tutashtiruvchi to'g'ri chiziqda joylashgan kislorod ioni orqali amalga oshiriladi va unda kislorod p- qobiq elektronining to'liqin funksiyasi ishtirok etadi. Agar Mn-O-Mn ketma-ketligidagi bog'lanish kollinear bo'lmasa to'liqin funksiyasining qoplanishi kam bo'ladi, agar bog'lanishlarining o'rtasidagi burchagi 90° ga teng

bo'lsa, u holda o'zaro tasiri yanada kuchliroq bo'ladi. (1.18-rasm) Natijada qarama-qarshi orientirlashgan magnit momentini ikkita panjara hosil qiladi.



1.18-rasm. Qarama-qarshi orientirlashgan spinli ikkita panjara ostilari
(shtrixlangan yuza, qora sharchalar bilan to'ldirilgan).

Quyida keltirilib o'tiladigan antiferromagnetizmning fenomenologik nazariyasi bu holni hisobga oladi va molekulyar maydonning ikkita doimiysini ishlatadi: bittasi panjara ostilari har birining ichidagi almashinuv o'zaro tasirga tegishlidir (hammasiga bir xil o'xshash spinlarning yo'nalishlaridan tashqari) va boshqasi panjara ostilari o'rtasidagi almashinishini o'z tasirlari uchun panjara ostilari o'rtasidagi o'zaro tasir kislorod ioni orqali o'tuvchi bog'lanishlarning kollinear joylashishga javobgardir va shuning uchun panjara osti uchidagi o'zaro tasirga qaraganda u kuchliroq bo'ladi bunda almashinuv integral manfiy ishoraga ega bo'ladi. Bevosita almashinish o'zaro tasirini nisbiy kattaligi metall ionlarining bog'lanish yo'nalishlari o'rtasidagi burchakka bog'liq holda turli xil ferritlar va granitlar magnit panjara ostilari tuzilishini aniqlashda muhim rol o'ynaydi. Ushbu moddalarda ba'zi bir metall ionlari oktaedrik holatni egallaydi boshqasi esa tetraedrik shuni umumlashtirish almashinish o'zaro tasiri energiyasi turli xil ferromagnetizm nazariyasida molekulyar maydonning uchta doimiysini kiritish zarur bo'ladi, chunki magnit panjaralar bir-biriga o'xshash emas.

Antiferromagnetizmning fenomenologik nazariyasi. Molekulyar maydonning ferromagnetizmga qo‘llanilishi haqida Veys gipotezasi muvofiqiyatli natijalar berdi. Antiferromagnetizmning ferromagnetizmdan asosiy farqi shundan iboratki unda ikkita panjara mavjudligidir.

Yaqin qo‘shni ionlarning magnit momentlari antiparallel, keyingi panjaradagi ionlarning spinlari esa parallel joylashadi. Shuning uchun ham AA va BB hamda AB panjaralardagi almashinuv o‘zaro tasir parametrlarini inobatga olgan holda molekulyar maydon uchun A va B panjaralar uchun H_a va H_b lar uchun quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz [9]:

$$\begin{aligned} H_a &= H_0 + \lambda_{aa}M_a - \lambda_{ab}M_b, \\ H_b &= H_0 - \lambda_{ba}M_a + \lambda_{bb}M_b, \end{aligned} \quad (1.8)$$

Bu yerda H_0 -tashqi magnit maydoni. Antiferromagnetik uchun $\lambda_{aa} = \lambda_{bb}$ va bunda shunday holni, ya’ni A va B panjara ostilari o‘rtasidagi o‘zaro tasir manfiy λ_{ab} koeffisienti oldida “-” ishorasi aks ettirilgan.

Effektiv maydonlar uchun yuqorida keltirilib o‘tilgan ifodalar Neel temperaturasidan yuqoridagi (paramagnit sohada) magnitlanishning temperaturaviy bog‘lanishini hosil qilishga imkon beradi. Bu bog‘lanishni keltirib chiqarish uchun har bir panjarada magnitlanishini Kyuri-Veys qonuniga bo‘ysinadi deb faraz qilamiz va bunda Kyuri doimiysi C ni ikkala panjara uchun bir xil deb qaraymiz;

$$M_a = \frac{CH_a}{2T}, \quad M_b = \frac{CH_b}{2T}. \quad (1.9)$$

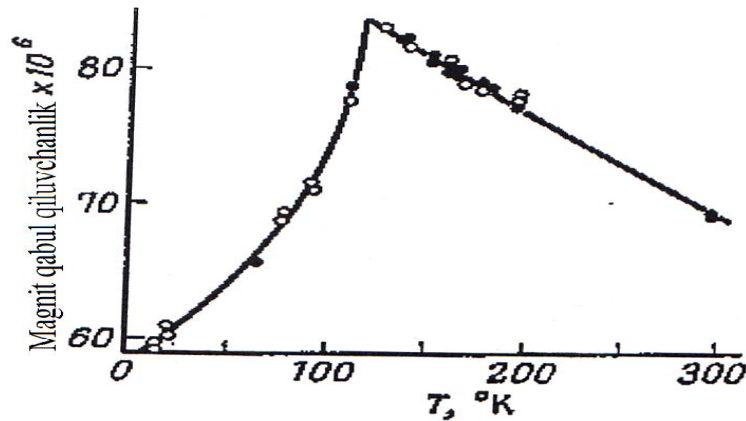
To‘liq magnitlanish M bu ifodalarning yig‘indisi kabi oshadi:

$$M = M_a + M_b = \frac{C}{2T} [2H_0 + (\lambda_{aa} - \lambda_{ab})M]. \quad (1.10)$$

Magnitlanishni aniqlanish uchun $\chi = M / H_0$ ni M ga (1.10) nisbatan yechadigan bo‘lsak quyidagiga ega bo‘lamiz.

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}, \quad \theta = \frac{C}{2} (\lambda_{aa} - \lambda_{ab}). \quad (1.11)$$

(3.4) ifoda tashqi ko‘rinishidan Kyuri-Veys qonuniga mos keladi, ammo bu holda θ kattalik manfiydir. θ temperatura o‘lchamligiga ega bo‘lishiga qaramasdan, unga biz qandaydir fizikaviy ma’no bera olmaymiz. (quyida θ Neel temperaturasi T_N ga proporsional ekanligi ko‘rsatilgan.) Antiferromagnetiklar o‘tishining kritik temperaturasi, yoki Neel nuqtasi Kyuri nuqtasiga o‘xshash bo‘ladi. Neel temperaturasini temperatura kabi aniqlash mumkin, undan pastida ikkala panjara osti ham mos holda M_a va M_b ga teng bo‘lgan ($H_0 = 0$) spontan magnet momentiga ega bo‘ladi,



1.19-rasm. MnO ning magnet qabul qiluvchanligining temperaturaga bog‘lanishi.

$H_0 = 0$ bo‘lganida (1.9) ko‘rinishdagi chiziqli tenglama M_a va M_b ga nisbatan bir jinsli bo‘ladi:

$$\begin{aligned} M_a &= \frac{C}{2T} (\lambda_{aa} M_a - \lambda_{ab} M_b) \\ M_b &= \frac{C}{2T} (-\lambda_{ab} M_a + \lambda_{aa} M_b) \end{aligned} \quad (1.12)$$

Agar determinantdagi noma’lum koeffisientlardan biri nolga teng holdagina faqat (1.11) sistema notrivial yechimga ega bo‘lishi mumkin: bu shartdan birdaniga kritik temperatura uchun ifodani hosil qilamiz.

$$T_N = \frac{C}{2} (\lambda_{aa} - \lambda_{ab}) \quad \text{yoki} \quad T_N = C \frac{\lambda_{aa} + \lambda_{ab}}{\lambda_{aa} - \lambda_{ab}} \quad (1.13)$$

Shuni aytish lozimki, ya'ni Neel temperaturasi T_N dan yuqoridagi magnit qabul qiluvchanlik (1.11) ifodaga ko'ra, giperbolik qonun bo'yicha o'zgaradi va $1/\chi$ paramagnit sohadagi kattalik temperaturaga chiziqli bog'liq bo'ladi, ya'ni uning grafigi $1/C$ qiyalik bilan to'g'ri chiziqdan iborat va θ/C nuqtada ordinata o'qini kesib o'tadi. Bu hol amalda uchta C , λ_{aa} va λ_{ab} doimiylardan ikkitasini aniqlashga imkon beradi. Yetishmaydigan uchinchi munosabatni T_N Neel temperaturasini bevosita aniqlash yo'li bilan hosil qilish mumkin. Bu esa namuna magnit qabul qiluvchanligining qiymatidan foydalangan holda tajribaviy ma'lumotlar asosida amalga oshiriladi. Antiferromagnit modda uchun oddiy bo'lgan egrilik 1.19-rasmda ko'rsatilgan. Egrilik maksimumi $T=T_N$ ga mos keladi.

§1.5. Ferrimagnetizm. Paramagnit sohada molekulyar maydon nazariyasi.

Ferrimagnetizm nazariyasi birinchi bo'lib Neel tomonidan [10] taklif qilingan, uni antiferromagnetizm nazariyasiga o'xshash qilib ko'rdi, faqat bu holda A-B panjara ostilari ekvivalent mosligi bilan farqlanadi. Molekulyar maydon doimiylari A-A, B-B, A-B almashinish o'zaro tasirlari uchun mos holda λ_{aa} , λ_{bb} , λ_{ab} deb belgilab olamiz; ulardan bazilari yoki hammasi manfiy bo'lishi mumkin. Har bir panjara magnit dipollariga uning qo'shni panjarasi tomonidan ta'sir qiluvchi to'liq effektiv molekulyar maydoni quyidagiga teng;

$$\begin{aligned}\Delta H_a &= \lambda_{aa}M_a + \lambda_{ab}M_b, \\ \Delta H_b &= \lambda_{ab}M_a + \lambda_{bb}M_b.\end{aligned}\tag{1.14}$$

Bunda tashqi magnit maydoni mavjud emas deb faraz qilinadi. (1.14) ifoda ferrimagnetizm holi uchun (1.8) umumlashgan ifodasidir. Molekulyar maydon doimiylari qiymat jihatdan turlicha bo'lishi mumkin; ular oldidagi ishoralar musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin. Har bir panjara magnitlanishi Kyuri qonuniga bo'ysinadi:

$$M_b = \frac{C_b}{T}(H_o + H_b), \quad M_a = \frac{C_a}{T}(H_o + H_{aa})\tag{1.15}$$

bu yerda C_a va C_b A va B panjaralar uchun Kyuri doimiysi bo'lib bir-biriga teng emas. Bu hol shuni aks ettiradiki, ya'ni ikki panjaradagi kristollografik jihatdan turli tugunlarda turli turdagi ionlardan tashkil topgan bo'lishi mumkin. Ya'ni, masalan quyidagiga ega bo'lamiz.

$$C_a = \frac{N_a \mu_B g^2 J_a (J_a + 1)}{3k} = \frac{N_a \mu_{eff}^2}{3k}$$

a indeksi A panjara tegishli.

(1.14) va (1.15) formulalardan H_a va H_b larni chiqaramiz va hosil qilingan tenglamalar sistemasini M_a va M_b panjara magnitlanishiga nisbatan yechib, quyidagini hosil qilamiz.

$$\begin{aligned} M_a &= \frac{C_a (T - \lambda_{bb} C_b) + C_a C_b \lambda_{ab}}{(T - C_a \lambda_{aa})(T - C_b \lambda_{bb}) - C_a C_b \lambda_{ab}^2} H_o, \\ M_b &= \frac{C_b (T - \lambda_{aa} C_a) + C_a C_b \lambda_{ab}}{(T - C_a \lambda_{aa})(T - C_b \lambda_{bb}) - C_a C_b \lambda_{ab}^2} H_o. \end{aligned} \quad (1.16)$$

umumiy holda paramagnit qabul qiluvchanlikning teskari qiymati uchun quyidagi ifodaga kelimiz:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{H_0}{M_a + M_b} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{K}{T - \theta}, \quad (1.17)$$

bu yerda $C = C_a + C_b$,

$$\frac{1}{\chi_0} = -\frac{1}{C^2} (\lambda_{aa} C_a^2 + \lambda_{bb} C_b^2 + 2\lambda_{ab} C_a C_b), \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} K &= -\frac{C_a C_b}{C^2} [C_a^2 (2\lambda_{ab} \lambda_{aa} - \lambda_{ab}^2 - \lambda_{aa}^2) + C_b^2 (2\lambda_{ab} \lambda_{bb} - \lambda_{ab}^2 - \lambda_{bb}^2) + \\ &+ 2C_a C_b (\lambda_{ab}^2 - \lambda_{ab} \lambda_{aa} - \lambda_{aa} \lambda_{bb})], \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\theta = -\frac{C_a C_b}{C} (2\lambda_{ab} - \lambda_{aa} - \lambda_{bb}). \quad (1.20)$$

O'xshash panjara ostilari holida, ya'ni $C_a = C_b$, $\lambda_{aa} = \lambda_{bb}$ bo'lganda $K=0$ ni olamiz va (1.17) formula yanada tanishroq ko'rinishni oladi. Bu natija A-B o'zaro ta'sir qanday ishora olishiga bog'liq bo'ladi. Antiferromagnetiklar holida, A-B o'zaro tasir manfiy bo'lganida λ_{ab} oldidagi ishorasini ham o'zgartiradi; bu vaqtda paramagnit sohasidagi antiferromagnetik magnit qabul qiluvchanlik (1.17) va (1.11) formula bilan mos tushadi.

A-B o'zaro tasir manfiy bo'lgan holda. (1.17) tenglama quyidagi asimtotik shaklda ko'rsatilganidek grafik tarzida tasvirlanadi.

$$\left(\frac{1}{\chi} \right)_A = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0}, \quad (1.21)$$

1.20-rasmdagi asimtota ordinata o'qini $1/\chi_0$ nuqtada kesib o'tadi. $[\frac{1}{\chi_0}$ ning qiymati (1.18) formula bilan belgilanadi] absissa o'qini esa

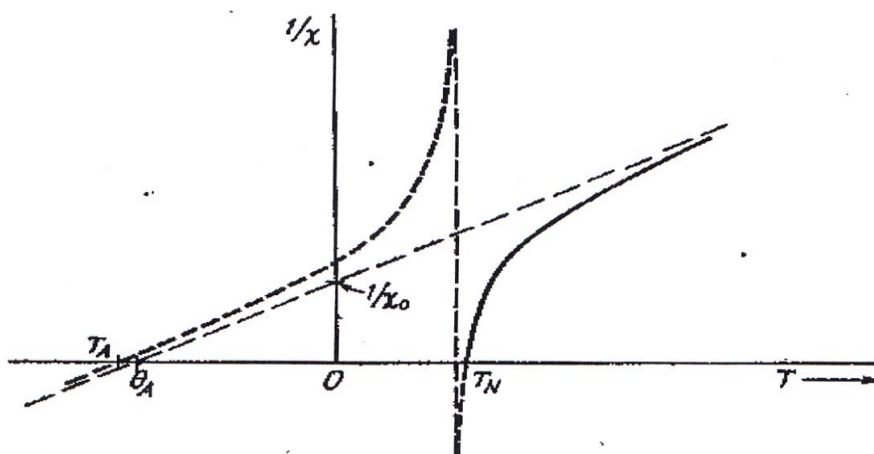
$$\theta_A = -\frac{C}{\chi_0}, \quad (1.22)$$

nuqtada kesib o'tadi, bu nuqta Kyurining asimtotik nuqtasi deyiladi. Agar θ_A ni (1.22) ko'rinishda (1.17) ga qo'yilsa, u holda quyidagini olamiz.

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T - \theta_A}{C} - \frac{\sigma}{T - \theta}. \quad (1.23)$$

(1.17) giperbola ham 1.20-rasmda berilgan. Ferrimagnetik Neel nuqtasi T_N dan yuqorida paramagnit bo'lib qoladi, $0 \leq T \leq T_N$ temperaturalar intervalida o'z-o'zidan magnitlanishga ega bo'ladi. Ferrimagnetikning ushbu temperaturalar intervalidagi xossalarini qarab chiqamiz. Neel temperaturasi T_N uchun ifodani (1.16) tenglamadagi istalgani orqali hosil qilishimiz mumkin, bunda o'ng tomonidagi bo'linuvchini nolga tenglashtirilib olinadi. Kvadrat tenglamaning T ga nisbatan yechilishi quyidagicha bo'ladi.

$$T_{N,A} = \frac{\lambda_{aa}C_a + \lambda_{bb}C_b}{2} \pm \frac{1}{2} \left[(\lambda_{aa}C_a - \lambda_{bb}C_b)^2 + 4\lambda_{ab}^2 C_a C_b \right]^{1/2}. \quad (1.24)$$



1.20-rasm. Ferrimagnetikning teskari magnet qabul qiluvchanligining temperaturaga bogʻliqligi (1.17) formula yordamida tuzilgan.

Magnet qabul qiluvchanlik yoki $T=T_N$ da [(1.24) dagi qavs oldida musbat ishora] yoki $T=T_A$ boʻlganida (minus ishorasi) boʻlganida cheksiz katta boʻlib qoladi. Bu 1.13-rasmda egriliklar bilan namoyish qilinadi.

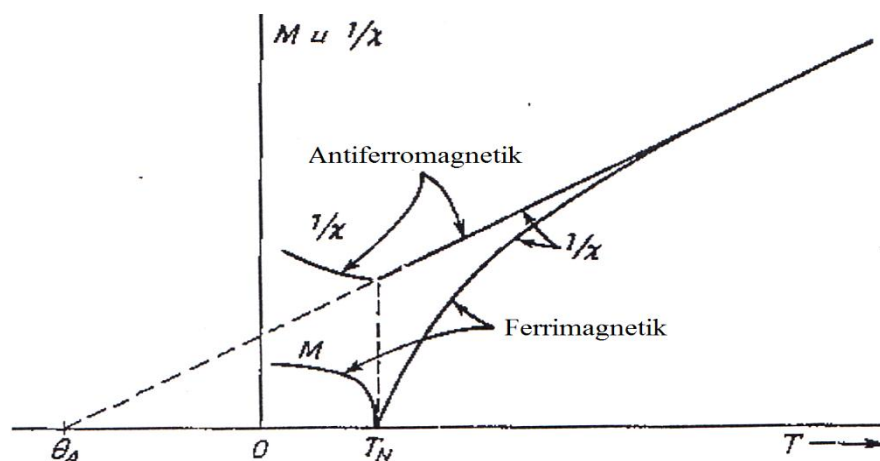
Ekspremental natijalar. Antiferromagnet moddalar bir xil panjaraga ega, ferrimagnetiklar bir xil emas (1.14-rasm). Ferrimagnet metallar uchun Kyuri temperaturasi qiymatlarini taqqoslash uchun quyidagi jadvalda keltirilgan.

Baʼzi bir ferromagnet moddalarning Neel temperaturasi. 1.4-jadval

Feerit-shpinel	T_N K	Ferrit-granat	T_N K
Fe_3O_4	575	$3\text{Y}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	287
$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	620	$3\text{La}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	465
AlFe_2O_4	339	$3\text{Pr}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	425
BaFe_2O_4	445	$3\text{Nd}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	300
BeFe_2O_4	190	$3\text{Sm}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	300
CdFe_2O_4	250	$3\text{Gd}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	291
CoFe_2O_4	520	$3\text{Tb}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	295
CuFe_2O_4	490	$3\text{Dy}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	290
MgFe_2O_4	315	$3\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	294
MnFe_2O_4	510	$3\text{Br}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$	283

NiFe ₂ O ₄	590	3Tm ₂ O ₃ · 5Fe ₂ O ₃	276
PbFe ₂ O ₄	435	3Yb ₂ O ₃ · 5Fe ₂ O ₃	275
SnFe ₂ O ₄	325	3Lu ₂ O ₃ · 5Fe ₂ O ₃	276
SrFe ₂ O ₄	450		

CoCr₂CO₄ paramagnit sohasida ferrimagnetikning teskari magnit qabul qiluvchanligi uchun ekspremental egrilik 1.15-rasmda keltirilgan.



1.21-rasm. Antiferromagnetik va ferrimagnetiklar teskari magnit qabul qiluvchanligining temperaturadan bogʻliqligi va ferrimagnetikning oʻz-oʻzidan magnitlanishi.

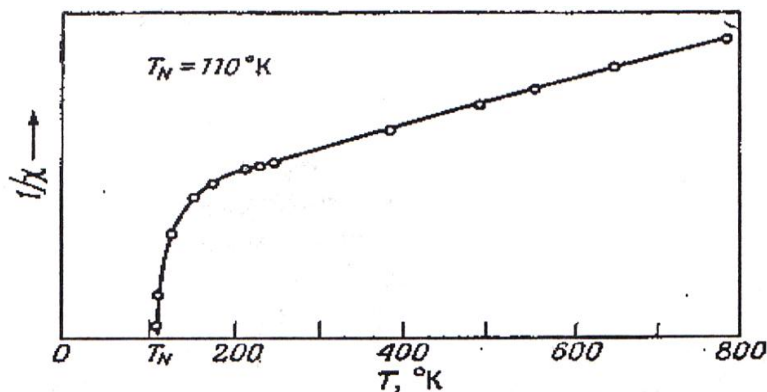
Magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga giperbolik bogʻlanish parametrlari, Kyuri doimiysi C ni θ_A , θ' va K kattaliklarni oʻz ichiga olgan. Bu kattaliklarning barchasi oʻz navbatida AA , BB va AB panjaralardagi almashinuv oʻzaro tasir parametrlari λ_{aa} , λ_{bb} va λ_{ab} ga bogʻliq boʻladi. Neel nuqtasidan T_N yuqoridagi paramagnet sohada magnit qabul qiluvchanlik uchun ekspremental egrilikdan foydalanib bu konstantalarni aniqlash mumkin, bunda ularni shunday tanlash kerakki natijada tajriba bilan eng yaxshi muvofiqlashtirishni hosil qilish lozim.

1.22-rasmda nazariy egriliklarning ekspremental maʼlumotlar bilan taqqoslanishi berilgan [11]. Paramagnit sohasidagi magnit qabul qiluvchanlikning qiyaligidan olingan parametrlar qiymatlari quyidagi tenglamalar asosida Neel

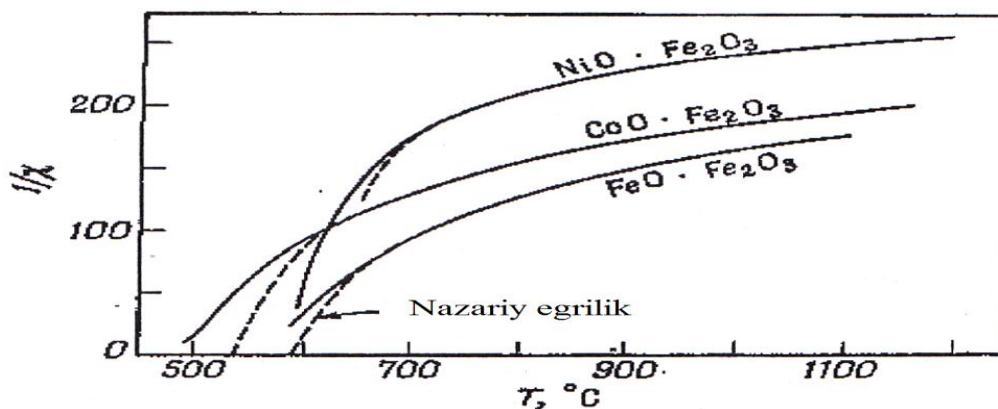
temperaturasidan past temperaturada magnitlanishning temperaturadan bog‘lanish egriligini hisoblash uchun Neel quyidagi ifodadan foydalandi:

$$\frac{M_A}{M_{SA}} = B_S \left(\frac{gS\mu_B H_A}{kT} \right), \quad \frac{M_B}{M_{SB}} = B_S \left(\frac{gS\mu_B H_B}{kT} \right). \quad (1.25)$$

Ferrimagnit sohadagi magnitlanishning bunday egriliklari temir, kobalt va nikel ferritlari uchun 1.22-rasmda keltirilgan. Neel o‘zining ishlarida Poten va Boshirollarning ekspremental ma’lumotlarini ham keltirilgan [12].



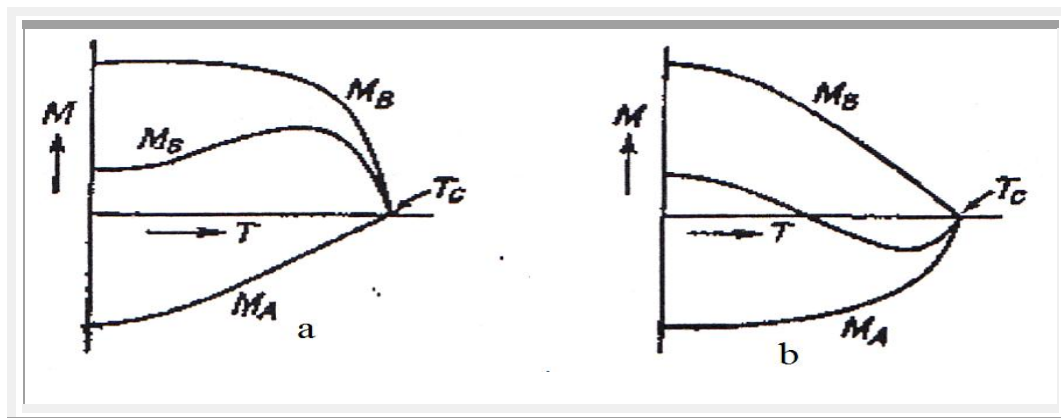
1.22-rsam. Paramagnet sohasidagi CoCr_2O_4 ferrimagnetikning teskari magnet qabul qiluvchanligining temperaturadan bog‘liqligi [13]



1.23-rasm. Paramagnit sohasidagi (Neel nuqtasidan pastda) uchta ferritlarning teskari magnet qabul qiluvchanligining temperaturadan bog‘liqligi.

Tutash egriliklar-tajribaviy ma’lumotlar [14] punktir egriliklar-nazariy (giperbola) [15] ishlaridan olingan. Natijaviy magnitlanish uchun egrilikning ko‘rinishi almashinish o‘zaro ta’siri parametrlarining qiymatiga va panjaralarning nisbiy magnitlanishiga bog‘liq bo‘ladi. Misol tariqasida 1.24-rasmda ikkita shunday egriliklar ko‘rsatilgan, 1.24 a-rasmdagi egrilikni hosil qilish uchun quyidagi

shartlarni bajarish lozim: $T=0K$ da B panjara magnitlanishi kerak. A-A tipidagi o'zaro ta'sir B-B ga qaraganda kuchsizroq bo'lishi lozim.



1.24-rasm. Neel nazariyasiga ko'ra, ferrimagnetiklar uchun o'z-o'zidan magnitlanishning temperaturaga bog'liqligining anomal egriliklari [16]. Xuddi shunga o'xshash 1.24 b-rasmdagi egrilik uchun A-A o'zaro ta'sirlar bir tartibda va manfiy bo'lishi lozim, B-B o'zaro ta'siri esa kam va musbat bo'lishi lozim. Nazariy hosil qilingan egriliklardan ba'zilari turli ferritlarda va granatlarda yoki ferritlar aralashmasida kuzatiladi. 1.24-rasm Kislorod ionini o'rab olgan uchta A, B_1 va B_2 magnit ionlari. a) A-B manfiy magnitlanish o'zaro tasiriga kuchli o'zaro tasir mos keluvchi magnit momentlarining antiparallel joylashishi; b) agar A-B, A-A, B-B o'zaro tasirlar bir tartibdagi bo'lganida bir-biriga burchak ostida joylashgan ionning magnit momentlari.

I-bobga doir xulosalar.

Magistrlik dissertatsiya ishida tadqiq qilingan ob'ektlarga doir bo'lgan ilmiy adabiyotlarda mavjud bo'lgan ma'lumotlarning o'rganilganlik darajasiga sharh berildi.

1. Temir guruhi metallari elektron strukturasi tuzilishi.
2. Metall oksidlarning kristall strukturasi va ularning turlari.
3. Shpinelli kristall strukturaga ega bo'lgan mineral oksidlarining magnit xossalari.
4. Antiferromagnetizmning fenomenologik nazariyasi. Bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir.
5. Ferrimagnetizm. Paramagnit sohada molekulyar maydon nazariyasi.

II BOB. Tadqiqot 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 [17,18,19] Kuchsiz magnit xossasiga ega bo'lgan moddalarning paramagnit qabul qiluvchanligini tekshirishda usullar ikki guruhga bo'linadi [18,19].

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

Ikkkinchi guruhga kirgan usullar bir jinsli bo'lmagan magnit maydoniga kiritilgan namunaga ta'sir qiluvchi mexanik kuchni o'lchashga asoslangan. Umumiy fizika kursidan ma'lumki [21], 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:

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

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

Ma'lumki, $\overline{M}$ -magnitlanishning maydon kuchlanganliga 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:

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

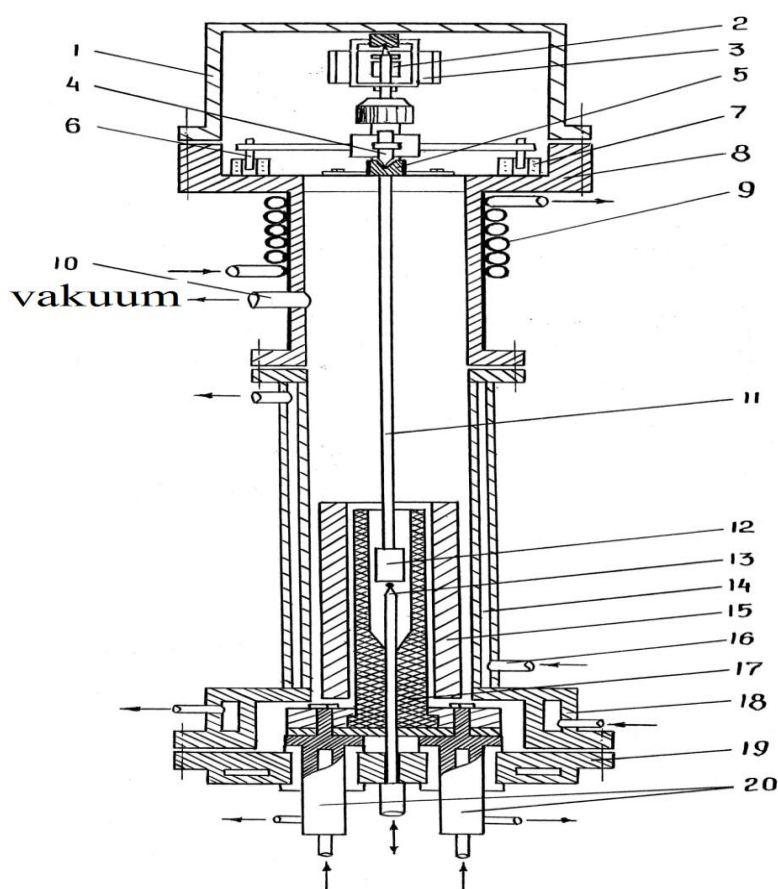
Tajriba shart –sharoitlari qulay bajarilgan holda bu usul yuqori aniqlik bilan solishtirma magnit qabul qiluvchanlikni (χ) o'lchashga imkon beradi. Bundan shunday xulosa kelib chiqadiki, yuqori temperaturalarda solishtirma magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash uchun Faradey usuli qulaydir. Ushbu ishda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

§ 2.2. Yuqori temperaturalarda magnit qabul qiluvchanlikni o'lchash qurilmasining tuzilishi va ish prinsipi.

Tekshirilayotgan masalaning qo'yilishiga qarab xilma – xil qurilmalar yasalgan. Bu qurilmalar bir qatorda ishlarda [18,22] yoritilgan. Ushbu qurilmning asosiy qismi 2.1–rasmda keltirilgan bo'lib, u vertikal mayatnikli tarozi, elektromagnit qizdirgich va vakuum kamerasidan iborat. Uning asosiy qismi vertikal mayatniksimon magnit tarozidir.

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 gorizontaal atrofida erkin tebrana oladi. Tarozining sezuvchanligi 3–yuk yordamida uzaytirilishi mumkin.

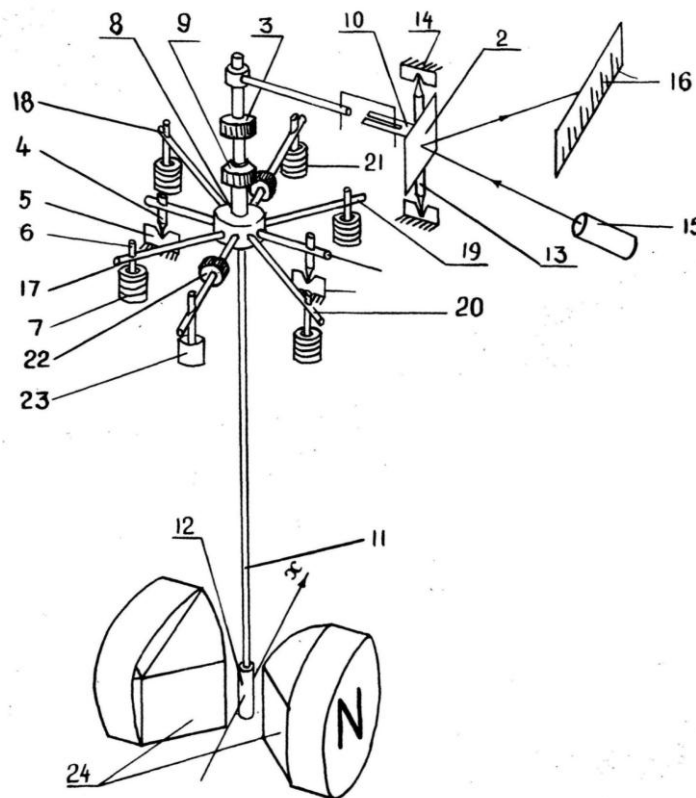
Tarozining asosiy elementi diametri 2mm bo'lgan molibden simdan yasalgan 11 – osma bo'lib 9–sanga yordamida 8–diskka mahkamlangan. Osmaning pastki uchida tekshiriladigan namuna solingan tigel joylashadigan molibdendan yasalgan 12–konteyner o'rnatilgan. 8–diskka 17–20 dyural sterjendan iborat krestovena o'rnatilgan bo'lib, u tarozi yelkasi rolini bajaradi. Krestovenaning uchlariga, 7–salenoidlar maydoni bilan o'zaro ta'sirlashadigan 6–doimiy magnitlar mahkamlangan. Vakuum kamrasining yuqori asosiga o'rnatilgan vertikal ustundagi agat chuqurlariga kirib turgan korund nina uchlariga tayanib erkin aylana oldigan 13–sterjenga 2-ko'zgu mahkamlangan.



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

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 qismi nomagnit metaldan yasalgan.



2.2–rasm. Yuqori temperaturalarda magnit qabulqiluvchanlikni o'lchovchi mayatniksimon magnit 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. Tarozi 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 salenoidlardagi tokka proporsional bo'lib, raqam ko'rsatgichli

elektron voltmeter (VK– 2-20) yordamida o‘lchanadi. Solenoiddagi tokning manbai sifatida U 199 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 ($\text{FeSO}_4(\text{NH}_4)\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) ishlatiladi. Uning T uy temperaturasidagi 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.

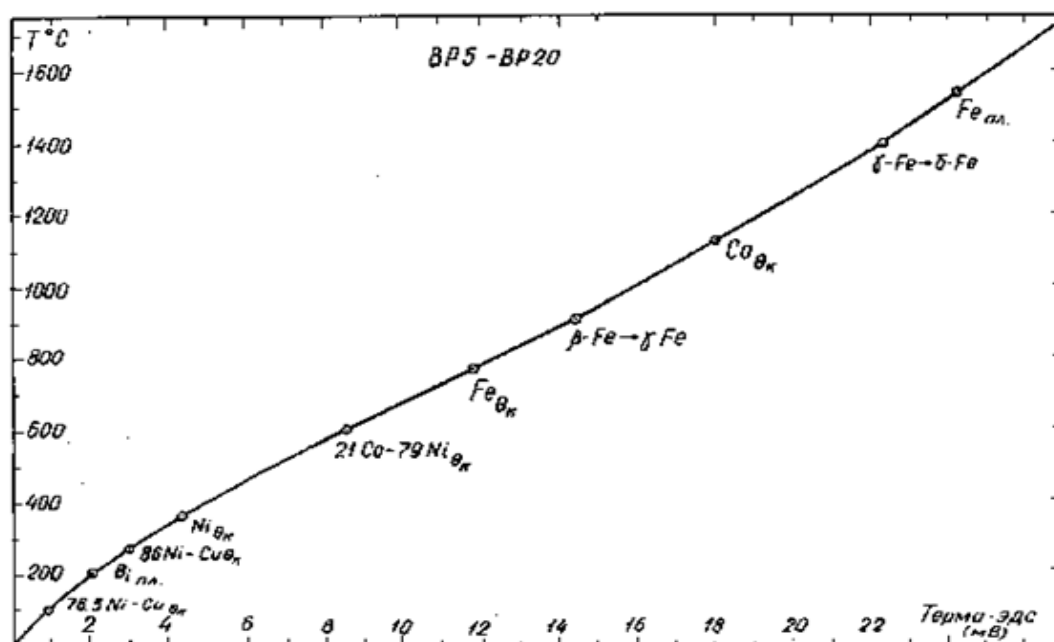
Termoparaning sovuq kavshari “Nu1–V“ rusumli termostat ichidagi 0°C sharoitda issiq kavshari esa konteyneri ostiga undan 2 mm pastda joylashtiriladi. Termo EYUK ni qayd etish bir vaqtda VK–2-20 rusumli elektron voltmeter va

PP-63 potensiometri vositasida amalga oshiriladi. Tajriba sharoiti uchun termoparani darajalash temirning erish temperaturasi (1540°C) va polimorf o'tishlar temperaturalarini [$\alpha - \gamma(910^{\circ}\text{C}), \gamma - \beta(1320^{\circ}\text{C})$]. Bi erish temperaturasi (270°C), ba'zi qattiq eritmalarning Kyuri temperaturalarini [Cu25.5 - Ni74.5% (95°C) va Co21 - 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 oshiriladi. Namuna temperaturasi termopara temo EYUK bilan shu tartibda aniqlangan bog'lanish (darajalash egri chizig'i) 2.3-rasmda ko'rsatigan.

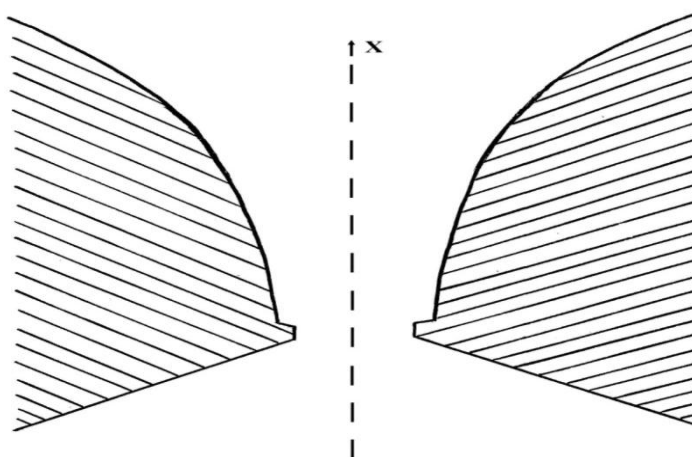
Elektromagnit. Magnit maydoni hosil qilish uchun FL-1 laboratoriya elektromagnit ST - 2000 o'zgaruvchan kuchlanish stabilizatori, to'g'rilagich va filtr bloklarini o'z ichiga olgan tok manbaiga ulandi.

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

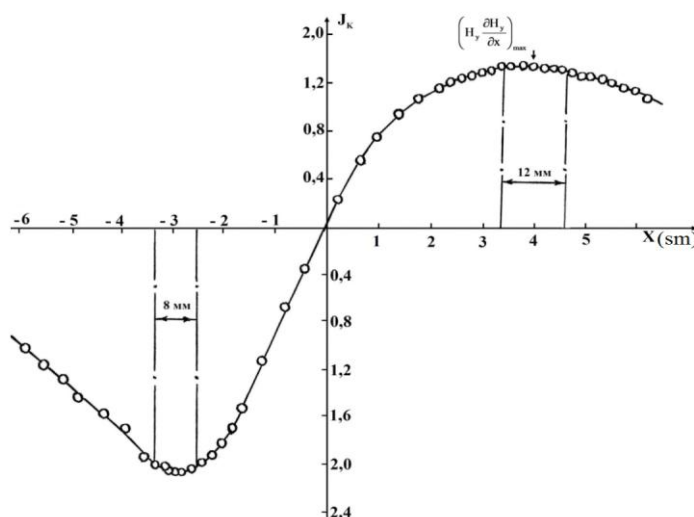
Bu balki, oktaedrik o'ringa $\text{Fe}^{3+}(r_{\text{Fe}^{3+}} = 0,67 \text{ \AA})$ ioni o'rniga yanada yirikroq $\text{Sc}(r_{\text{Sc}} = 0,83 \text{ \AA})$ ionining kiritilishi kation-anion-oktaedrik kation tetraedrik burchagining kattaligiga olib olib kelishi bilan bog'liqdir.



2.3-rasm. Volfram-reniy termoparaning darajalash chizig'i.



2.4 – rasm Elektromagnit qutblari.



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

Bir jinsli bo'lmagan magnet 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

boʻlgan J_k -qiymatini tigel holatini elktromagnit qutblari orasida aniqlovchi x koordinataga bogʻlanishini 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– archali qalpoq, darchasi 3–organik shisha (koʻzguga tushgan va qaytgan nur oʻtadigan) bilan yopilgan boʻlib , u 8 – taglikka mahkamlanadi. Ichidan suv oquvi sovutgich – emeyevik taglik ostiga oʻralgan. Kameraning 10–nay orqali kameradan havo soʻrib olinadi. Yoki unga geliy gazi kiritiladi. 14–suv kuylagi, 18–flanes, 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 soʻng tekshirilayotgan namunaning bugʻlanishini oldini olish uchun 0,1–0,2 atm. Ortiqcha bosimidagi spektral jihatdagi sof geliy solinadi.

§ 2.3. Magnit qabul qiluvchanlikni oʻlchash xatoliklari.

Tajriba asosida magnit qabul qiluvchanlikni (2.5) ifoda yordamida hisoblanadi. Bu ifoda asosida yoʻl qoʻyiladigan xatolikni topish uchun uni logarifmlash va differensiallashdan soʻng 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. $\left| \frac{\Delta\chi_{et}}{\chi_{et}} \right|$ etaloning

xona temperaturasidagi magnit qabul qiluvchanligini aniqlanishi darajasiga bogʻliq boʻlib , 0,2 % dan oshmaydi. Etalon qarshilikda kuchlanish tushishini oʻlchashdan xatolik VK – 220 voltmetrning aniqlik sinfi va kompensatsiya vaqtida shkaladagi shuʻla chizigʻini koʻz bilan kuzatishdagi noaniqlik ($\pm 0,2$ mm) bilan bogʻliq.

$\left| \frac{\Delta U_t}{U_t} \right|$, $\left| \frac{\Delta U_{tig}}{U_{tig}} \right|$, $\left| \frac{\Delta U}{U} \right|$ 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 $H_y \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = const$ bo'lgan sohasiga aniq tushmasligi ($\pm 0,2$ 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-bobga doir xulosalar.

1. Tadqiqot obyektlarining magnit qabul qiluvchanligini o'lchash usullari, xususan ushbu ishda ftdalanilgan Faradey usulining mohiyati bayon qilindi.
2. Tadqiqot obyektlarining magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishini qattiq va suyuq holatlarda o'lchaydigan qurilmasining tuzilishi hamda ish prinsipi bayon qilindi.

III-BOB. HISOBLASH USULLARI VA ULARNING TAHLILI.

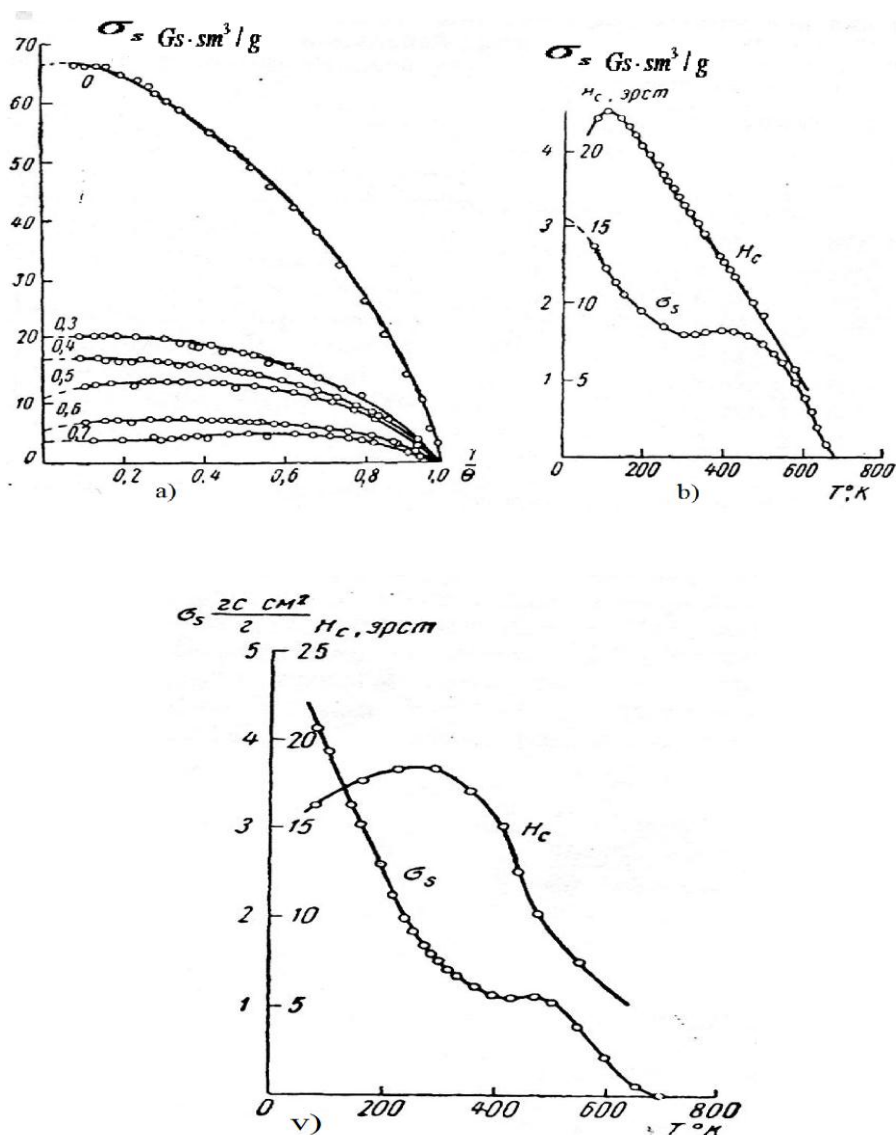
§ 3.1. Alyuminiy-litiy ferritlaridagi almashinuv o'zaro ta'sirini tadqiq qilish.

Shpinelli strukturasi ega bo'lgan aralashmali alyuminiy-litiy ferritlari tizimining temperaturaviy bog'liqligi va Kyuri nuqtasi o'lchandi. Rado va Folen usuli [23] bo'yicha molekulyar maydonning α , β va n koeffitsiyentlari qiymatlari aniqlangan. Litiy ferritiga Al^{3+} ning kiritilishi bilan AA-o'zaro ta'sirga qaraganda BB-o'zaro ta'sir kuchliroq ekanligi aniqlandi. Keltirilgan koeffitsiyentlar haqidagi olingan ma'lumotlar asosida xulosa qilish mumkinki, ya'ni panjara ostilari magnit momentlarining kompensatsiya temperaturasi ega bo'lgan ferritlarda har bir panjara ostilari ichidagi almashinuv o'zaro ta'siri muhim rol o'ynaydi degan xulosaga kelindi.

Murakkab magnitli-panjara ostili tuzilishga ega bo'lgan ferritlardagi magnit tartiblanishining paydo bo'lish mexanizmini tushunib olish uchun panjara ostilaridagi ham, panjara ostilari o'rtasidagi ham almashinuv o'zaro ta'siri xarakterini chuqur o'rganish zarur bo'ladi. Magnit-panjara ostili tuzilma ayniqsa θ_k kompensatsiya nuqtasiga ega bo'lgan ferritlarda yorqin yuzaga chiqadi. Mazkur shunday ferritlarning magnit xossalari tadqiq qilinadi. Ferritlardagi almashinuv o'zaro-ta'sirlarini tahlil qilish uchun bizlar molekulyar koeffitsiyenlar usulini qo'lladik. Yaqinda Rado va Folenning [23] ishida ferritning o'z-o'zidan magnitlanish qiymati bo'yicha molekulyar maydon koeffitsiyentlarini hisoblash usuli taklif qilingan. Mazkur usul kristal panjara ostilarida ham bir xil turdagi magnit ionlari mavjud bo'lganida qo'llanila olinadi. Ko'rsatib o'tilgan mualliflar tomonidan $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ ferriti uchun molekulyar maydoni koeffitsiyenlari hisoblab chiqilgan va $\sigma_s(T)$ ning tajribada olingan egriligi bilan hisoblab chiqarilgan α , β koeffitsiyentlar bo'yicha tuzilgan $\sigma_s(T)$ egriliklar o'rtasida yaxshi mos kelgan.

Rado va Folenning ishida tadqiqot obyekti sifatida $Li_{0.5}Fe_{2.5-\alpha}Al_{\alpha}O_4$ tizimi tanlangan bo'lib, bunda Shulkes va Blasslar [24] kompensatsiya temperaturasi ega bo'lgan $\sigma_s(T)$ egrilikni aniqlashdi. Ferritlarning ushbu tizimi uchun molekulyar maydon koeffitsiyentlarini hisoblab chiqarish mumkin bo'ladi, chunki

bu obyekt bir xil turdagi magnit ionlariga egadir. Namunalar oddiy keramik uslub bilan tayyorlangan. Termoishlov berish rejimi [25] ishdan olingan. Rado va Foin ferritlarning sakkizta tayyorlangan namunalarida 77°K dan Kyuri nuqtasigacha bo'lgan temperaturalar oralig'ida o'lchadi. 1-rasmda hamma tadqiq qilingan tarkiblar uchun o'z-o'zidan magnitlanishning temperaturaviy bog'liqligi keltirilgan. $\sigma_s(T)$ egriligining ko'rinishi Al^{3+} miqdorining oshishi bilan o'zgaradi. Bundan ko'rinadiki, ya'ni ular Q-P-N tipiga oid ekan. $a=0.8$ va $a=1.0$ tarkiblar uchun egriliklar kompensatsiya temperaturasiga ega bo'ladi $\sigma_s(T)$ egrilik n tipidagi).



3.1-rasm. $Li_{0.5}Fe_{2.5-\alpha}Al_{\alpha}O_4$ tizimidagi ferritlarning o'z-o'zidan magnitlanishinig

$\sigma_s(T)$ temperaturaviy bog'liqligi. a-a=0-0.7, b-a=0.8, v-a=1.0

1(b va v)-rasmda H_C koersitiv kuchlarning temperaturaviy bog'lanishi keltirilgan. Bundan ko'rinadiki, kompensatsiya temperaturasi yaqinlashish bilan H_C o'sib ketar ekan, Kyuri nuqtasining o'zida esa keskin tushib ketadi.

$\sigma_s(T)$ egrilikni $T=0$ ga ekstrapolyatsiyalash yo'li bilan n_s qiymati aniqlandi, va undan σ_0 (bir molekulaga to'g'ri keluvchi Bor magnetonlari soni) [24] ishdan ma'lumki, ya'ni Al^{3+} ionlari $a=0.4$ tarkibdan boshlab ham oktaedrik, ham tetraedrik Joylarni egallashi mumkin. n_B qiymatlaridan $Li_{0,5}Fe_{2,5-\alpha}Al_{\alpha}O_4$ ferritlar tizimidagi kationlarning taqsimoti aniqlangan bo'lib, bu birinchi jadvalda keltirilgan.

3.1-jadval

A	Namunalar	n_B	$\theta, ^\circ K$
0	$Fe[Li_{0,5}, Fe_{1,5}]O_4$	2,50	963
0,3	$Fe_{1,025}[Li_{0,5}, Fe_{1,175}Al_{0,3}]O_4$	0,76	826
0,4	$Fe_{0,988}Al_{0,012}[Li_{0,5}, Fe_{1,112}Al_{0,388}]O_4$	0,62	791
0,5	$Fe_{0,98}Al_{0,04}[Li_{0,5}, Fe_{1,04}Al_{0,46}]O_4$	0,33	749
0,6	$Fe_{0,93}Al_{0,07}[Li_{0,05}, Fe_{0,97}Al_{0,55}]O_4$	0,19	710
0,7	$Fe_{0,89}Al_{0,11}[Li_{0,5}, Fe_{0,91}Al_{0,59}]O_4$	0,099	665
0,8	$Fe_{0,764}Al_{0,143}[Li_{0,5}, Fe_{0,84}Al_{0,657}]O_4$	0,114	681
1,0	$Fe_{0,764}Al_{0,234}[Li_{0,5}, Fe_{0,736}Al_{0,766}]O_4$	0,137	676

Molekulyar maydon koeffitsiyentlari anomal $\sigma_s(T)$ ($a=0.0$, $a=0.3$) egrilikka ega bo'lmagan ferritlar uchun ham, kompensatsiya temperaturasi ega bo'lgan ferritlar ($a=0.8$, $a=1.00$ uchun ham hisoblandi.

Molekulyar maydonning α, β va n koeffitsiyentlarini hisoblash uchun bizlar Rado va Foinlar usulidan foydalandik. Usul asosida AAva BB-o'zaro ta'sirlarni xarakterlovchi molekulyar maydonning α va β koeffitsiyentlari AB o'zaro ta'sirga proporsional bo'lgan n koeffitsiyentga nisbatan sezirarli darajada kam bo'ladi degan faraz yotadi. Bunday holda $I_s = \mu I_B - \lambda I_A$ (I_A , I_B - A va B alohida tarzda panjara ostidagi 1 gramm-ionning magnitlanishi, λ va μ esa A va

B panjara ostilaridagi Fe^{3+} mos holdagi ionlarning soni). Ifodani α va β bo'yicha darajali qatorga yoyish mumkin:

$$I_s = \bar{I}_s + \bar{I}_{s\alpha}\alpha + \bar{I}_{s\beta}\beta \quad (3.1)$$

bu yerda

$$\bar{I}_{s\alpha} = \left(\frac{\partial I_s}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=\beta=0}, \quad \bar{I}_{s\beta} = \left(\frac{\partial I_s}{\partial \beta} \right)_{\alpha=\beta=0} \quad (3.2)$$

Bu yerdan

$$I_s - \bar{I}_s = F\alpha + G\beta$$

bu yerda

$$\begin{aligned} F &= \mu \bar{I}_{\beta\alpha} - \lambda \bar{I}_{A\alpha} \\ G &= \mu \bar{I}_{\beta\alpha} - \lambda \bar{I}_{A\beta} \end{aligned} \quad (3.3)$$

U holda

$$\frac{I_s - \bar{I}_s}{G} = \frac{F}{G}\alpha + \beta \quad (3.4)$$

Bu to'g'ri chiziqning tenglamasi bo'lib, undan W-koeffitsiyentlarni topiladi.

I_s kattalik o'z-o'zidan magnitlanishning temperaturaga bog'liqligining tajribada hosil qilingan egriligidan aniqlanadi (1-rasmga qaralsin), $I_s - \alpha = \beta = 0$ bo'lgandagi magnitlanish.

$$\bar{I}_s = (\mu - \lambda\varphi) I_0 B_j(y) \quad (3.5)$$

Bunda y va x parametrlari, hamda Brilliyen funksiyasi ham quyidagi formulalar bilan aniqlanadi:

$$B_i(y) = \frac{2j+1}{2j} \text{cth} \frac{2j+1}{2j} - \frac{1}{2j} \text{cth} \frac{1}{2j} y$$

$$\varphi = \frac{B_j(y)}{B_j(x)} \quad y = \frac{I_0 H_A}{RT} = \frac{I_0 n(\alpha \lambda I_A + \mu I_B)}{RT}$$

$$x = \frac{I_0 H_B}{RT} = \frac{I_0 n(\lambda I_A + \beta \mu I_B)}{RT} \quad (3.6)$$

H_A va H_B mos holda A panjara osti tugunidagi va B panjara osti tugunlaridagi ionlarga ta'sir qiluvchi ichki molekulyar maydonlar. F va G kattaliklar [23] quyidagiga teng bo'ladi.

$$F = \frac{I_0 \xi \lambda \left\{ (\bar{V} - 2r\bar{U})\bar{U}' - \bar{U}\bar{V}' + \xi \left[(2+r)\bar{U} - \frac{1}{r}\bar{V} \right] \bar{U}'\bar{V}' \right\}}{2(1 - \xi^2 \bar{U}'\bar{V}')} \quad (3.7)$$

$$-G = \frac{I_0 \xi \mu \left\{ \left(\bar{U} - 2\frac{1}{r}\bar{V} \right) \bar{V}' - \bar{V}\bar{U}' + \xi \left[\left(2 + \frac{1}{r} \right) \bar{V} - r\bar{U} \right] \bar{U}'\bar{V}' \right\}}{2(1 - \xi^2 \bar{U}'\bar{V}')} \quad (3.8)$$

Bu yerda

$$U = B_j(x) \quad \text{va} \quad V = B_j(y)$$

$$\alpha = \beta = 0 \quad \text{bo'lganda} \quad \bar{U} = B_j(x)$$

$$\alpha = \beta = 0 \quad \text{bo'lganda} \quad \bar{V} = B_j(y)$$

$$\xi = \frac{3j}{j+1} \frac{\theta}{T}, \quad r = \sqrt{\frac{\lambda}{\mu}}, \quad I_0 = Ngj\mu_B \quad (3.9)$$

n kattalik quyidagi formuladan aniqlanadi

$$n = \frac{3jR\theta}{(j+1)(\beta\mu + \lambda\varphi_c)I_0^2} \quad (3.10)$$

Bu yerda θ -Kyuri temperaturasi, $T = \theta$ bo'lganida $\varphi_c = \varphi$ bo'ladi, bunda

$$\varphi_c = \frac{\left\{ \alpha\lambda - \beta\mu + \left[(\alpha\lambda - \beta\mu)^2 + 4\lambda\mu \right]^{1/2} \right\}}{2\lambda} \quad (3.11)$$

(3.4) formuladan manfiy kvadrat ildizni hisobga olmaymiz, chunki I_A va I_B musbat sifatida aniqlangan,

$$\varphi = \frac{I_A}{I_B} = \frac{I_0 B_j(x)}{I_0 B_j(y)} = \frac{B_j(x)}{B_j(y)} \quad (3.12)$$

α, β va n koeffitsiyentlarni aniqlash vazifasi quyidagi transtendent tenglamani yozishdan iboratdir

$$\frac{U}{V} = \frac{1}{r^2} \frac{y}{x} \quad (3.13)$$

bu yerda

$$U = B_j(x), \quad V = B_j(y)$$

x ga qandaydir qiymatlar berib shunday y ni topamizki, bu (5) tenglamani qanoatlantirishi lozim. x ni tashlash $T_0 < T < \theta$ soha bilan chegaralangan, bu yerda

$$T = \theta \frac{3j}{j+1} \frac{V}{rx} \quad (3.14)$$

T_0 suyuq azot temperaturasi. (3.5) tenglamani yechishda tanlab olingan x va unga mos keluvchi y shunday bo'lishi lozimki, ya'ni (3.5) tenglamadan hosil qilingan T ning qiymati temperaturalar berilgan intervalida ($T_0 < T < \theta$) bo'lishi lozim.

(3.5) tenglamani yechish bilan yuqorida ko'rsatib o'tilgan (3.1-3.3) formulalar bo'yicha F , Ca Is funksiyalarni hisoblandi. Hosil qilingan ma'lumotlardan α, β, n koeffitsiyentlarning qiymatlarini hamda U_{AA} , U_{AB} , U_{BB} ($U_{BB} \approx n$, $U_{AA} \approx \alpha U_{AB}$, $U_{BB} \approx \beta U_{AB}$) keltirilgan koeffitsiyentlarning qiymatlarini topildi. Keltirilgan koeffitsiyentlar almashinuv o'zaro ta'sirlarini bevosita baholashga imkon beradi, chunki ular almashinish integrali bilan quyidagi tarzda bog'langan bo'ladi: $U_{AB} = 2A_{AB} / Ng^2 \cdot \mu_B^2$. Keltirilgan koeffitsiyentlarni hisoblash Nell tomonidan [24]taklif qilingan uslub bilan amalga oshirildi. Ushbu uslub ferritlar tizimiga qo'llaniladi, chunki ular faqat bir turdagi magnit ionlariga ega bo'ladi.

Hisoblash natijalari 2-jadvalda keltirilgan.

2-jadvaldan ko'rinadiki, ya'ni $a=0.0$ va $a=0.3$ tarkiblar uchun α va β koeffitsiyentlar n ga qaraganda kam ekan. Demak, Is magnitlanishning ushbu

koeffitsiyentlar bo'yicha yoyilishi hisoblashlarda qo'llanilgan mazkur ferritlar uchun to'lig'icha to'g'ri ekan.

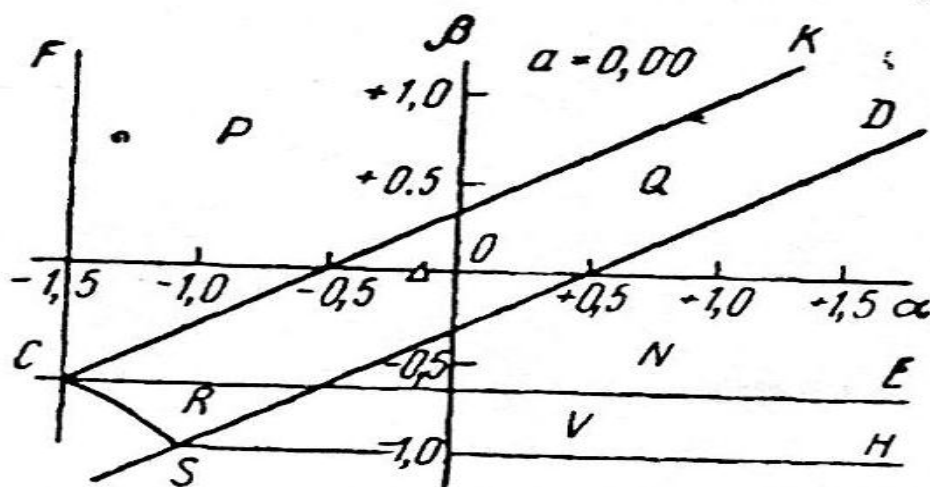
3.2-jadval.

A	λ	μ	α	β	N	U_{AA}	U_{AB}	U_{BB}
0,00	1,00	1,50	-0,172	-0,046	199,3	-3,43	-13,3	-1,223
0,3	1,025	1,175	0,532	0,484	121,5	7,343	-9,21	8,91
0,8	0,84	0,84	-10,12	-10,24	-19,5	29	1,913	39,15
1,0	0,764	0,736	-4,861	-5,031	-52,3	42,35	5,81	58,45

$a=0.8$ va $a=0.1$ tarkiblarni oladigan bo'lsak, u holda ular uchun α va β koeffitsiyentlari absolyut qiymatlari bo'yicha n dan kichik, ammo oldingi namunalardagi kabi unchalik sezirarli emas. Shuning uchun α va β lar bo'yicha magnitlanishning yoyilishi ushbu tarkiblar uchun unchalik qat'iylik bo'lgan emas. Aytilganlar asosida quyidagicha xulosa qilish mumkin, ya'ni panjara ostilari magnit momentlarining temperaturaviy kompensatsiyasiga ega bo'lgan ferritlar uchun har bir panjara ostilari ichidagi o'zaro almashinish o'zaro ta'sirlarini hisobga olmaslik mumkin emas. Shunday qilib, N tipidagi o'z-o'zidan magnitlanishdagi anomal egriliklarning paydo bo'lishida har bir panjara ostilaridagi almashinuv o'zaro ta'sirlari alohida tarzda muhim rol o'ynaydi. Topilgan α va β koeffitsiyentlar bo'yicha magnitlanishning temperaturaviy bog'liqligi egrilish tipini aniqlash uchun to'rtta tarkib uchun Neel diagrammalari tuzib chiqildi. Bizlar hamma tarkiblar uchun hisoblab chiqqan koeffitsiyentlar $\sigma_s(T)$ eksperimental egriliklarni yaxshi ifodalab beradi. Misol tariqasida 2-rasmda $a=0.00$ tarkib uchun Neel diagrammasi keltirilgan. Koeffitsiyentlarning mazkur jufti uchun ($\alpha = -0,172$ va $\beta = -0,046$) $\sigma_s(T)$ egrilik faqatgina θ tipida bo'lishi mumkin, aynan shu tajribada tasdiqlangan (1,a-rasmda qarasak).

Biz yuqorida ko'rsatib o'tganimizdek, almashinuv o'zaro ta'siri kattaligi xarakteristikasi U_{AA} , U_{BB} va U_{AB} keltirilgan koeffitsiyentlar hisoblanadi. 3.2-jadvaldan ko'rinadiki, ya'ni $a=0.0$ tarkib uchun koeffitsiyentlar $|U_{AB}| > |U_{AA}| > |U_{BB}|$. Shunday qilib, $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ ferritida AB-o'zaro ta'siri asosiy hisoblanadi. Tetraedrik

panjara ostidagi o‘zaro ta’siri oktaedrik panjara ostidagi o‘zaro ta’sirdan ko‘p bo‘ladi. Agarda kationlari taqsimotiga e’tibor qaratilsa, (3.1-jadval), bunday natija qonuniyatli hisoblanadi, chunki A-o‘rinlarda faqat Fe^{3+} kationlari mavjud bo‘ladi va demak, n A-panjara ostida B-panjara ostida mavjud bo‘lgan bilvosita almashinishdagi buzilishlar yo‘q, bunda uchta Fe^{3+} ioniga magnitlanmagan bitta Li^{2+} ioni to‘g‘ri keladi. $a=0.3, 0.8, 1.0$ tarkiblar uchun keltirilgan U_{AA} koeffitsiyent U_{BB} dan kichik bo‘ladi, ya’ni Al^{3+} ni kiritish bilan BB-o‘zarota’siri AA-o‘zaro ta’sirga nisbatan kuchliroq bo‘lib qoladi.



3.3-rasm. $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ ($\lambda/\mu=0,666$) ferriti uchun Neel diagrammasi.

Ferrit-alyumin-litiydagi $\sigma_s(T)$ egrilikning ko‘rinishi Q-P-N ketma-ketligi bo‘yicha o‘zgaradi. Agarda panjara va boshqa panjara ostiga nisbatan yanada kuchsizroq almashinuv o‘zaro ta’siriga ega bo‘lsa, u holda p-tipidagi $\sigma_s(T)$ egriligi esa panjara osti ferritning magnit momentiga javobgar bo‘lgan va yanada kuchsizroq almashinuv o‘zaro ta’sirga ega bo‘lgan ferritlarda mavjud bo‘ladi.

3.1-jadvaldan ko‘rinadiki, ya’ni $a=0.7$ tarkibgacha magnit momenti uchun javobgar B panjara osti hisoblanadi. Chunki, $a=0.3$ tarkibdan boshlab $|U_{AA}| < |U_{BB}|$, u holda $a=0.5-0.7$ tarkiblar uchun p-tipidagi $\sigma_s(T)$ eksperimental egrilik (1.a-rasm) qonuniyati to‘liq bo‘ysinadi. $a=0.8$ va $a=1.0$ tarkiblarda magnit momenti uchun javobgar A panjara osti hisoblanadi va demak, biz ko‘rsatayotgan N tipidagi $\sigma_s(T)$ egrilik ham qonuniyatlidir.

3.2-jadvaldan ko‘rinadiki, Al^{3+} miqdorining oshishi bilan keltirilgan $|U_{AB}|$ koefitsiyent $a=0.8$ tarkibgacha keskin kamayadi, keyin esa ya’na biroz o’sadi. Kyuri temperaturasi oladigan bo‘lsak (3.1-jadvalga qaralsin), u holda y $a=0.3$ tarkibgacha sezilarli darajada kamayadi, keyin esa uning tushishi sekinlashadi. $a=0.5-1.0$ tarkiblar uchun $\sigma_s(T)$ ning anomal egriliklari sohasi) Kyuri temperaturasi Al^{3+} miqdirining oshishi bilan kam o‘zgaradi. Shunday qilib, litiyning ferrit-alyuminatida Kyuri temperaturasi nafaqat AB-almashinuv o‘zaro ta’siri bilan aniqlanadi, balki ya’na AA va BB-o‘zaro ta’sirlari bilan ham.

Shuni ta’kidlab o‘tish lozimki, U_{AB} o‘zaro ta’sirining kamayishi bilan U_{AA} va U_{BB} lar o’sadi va yetarlicha katta bo‘lib qolishi mumkin (3.2-jadvalga qaralsin). Ushbu natijaga bilvosita almashinuv o‘zaro ta’siri nazariyasi bilan ham mos keladi, ya’ni bunda kuchli AA va BB-o‘zaro ta’sirlar faqat kuchsiz AB-o‘zaro ta’siri sharoitida mavjud bo‘lishi haqida tahlil qilingan [25].

§ 3.2. Skandiy-magniy ferritlaridagi molekulyar maydon koefitsientlarini aniqlash.

Molekulyar maydon koefitsientlarini tadqiq qilish katta qiziqish uyg‘otadi, chunki ularning yordamida ferritlar panjara ostilari ichidagi ham ularning orasidagi ham almashinish o‘zaro ta’sirlari kattaliklarini baholash mumkin bo‘ladi. Ammo Neel nazariyasi [26] faqat bir xil navli magnit ionli ferritlar uchungina rivojlantirilgan. Bu-hozirgi paytda ushbu yo‘nalishda qilingan ishlarning kamligiga sabablardan biridir. Mavjud ishlar soniga Rado va Folenlarning ishlari kiradi va unda $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ monokristali uchun α , β , n koefitsientlar aniqlashgan va bizlar keltirgan ishlar [27,28] ham mavjud bo‘lib, ularda alyuminiy-litiy ferritlarida ushbu koefitsientlar tadqiq qilingan. Mazkur ishda $MgFe_{2-x}Sc_xO_4$ tizimli molekulyar maydoni koefitsientlarini skandiy miqdoriga bog‘liq holda tadqiq qilish edi; topilgan α , β , n koefitsientlar bo‘yicha I_{AA} , I_{AB} , I_{BB} almashinish integrallarini aniqlash; Neel formulasidan foydalangan holda paramagnit singdiruvchanlikning nazariy egriliklarini tuzish va ularni $\frac{1}{\chi}(T)$ ekspremental

egriliklar bilan taqqoslash vazifalari qo'yilgan edi. $MgFe_{2-x}Sc_xO_4$ ($x=0,0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$) tizimining magnit va fizikaviy xossalari [29] ishda oldin olingan edi.

1-jadvalda Kyuri temperaturasi, 0^0 K temperaturadagi magnit momenti $n_B \cdot \text{\AA}$ larda panjara parametrlari va temir ionlarining kationli taqsimoti keltirilgan. Jadvaldan ko'rinadiki, skandiy miqdorining oshishi bilan ikkala panjara ostilaridagi ham temir miqdori bir tekis kamayar ekan.

Molekulyar maydon koefitsientlarining tahlili Rado va Folen [30] usuli bo'yicha o'z-o'zidan magnitlanish egrikliklaridan o'tkazildi. Ushbu usul $\alpha < 1, \beta < 1$ faraz qilishga asoslangan. Ushbu holdagi yig'indi magnitlanishni α va β koefitsientlar bo'yicha qatorga yoyish mumkin bo'ladi:

$$I = \bar{I} + \bar{I}'_{\alpha} \cdot \alpha + \bar{I}'_{\beta}$$

bu yerda $\bar{I}$ koefitsientlar $\alpha = \beta = 0$ bo'lgandagi magnitlanish

$$\bar{I}'_{\alpha} = \left(\frac{\partial I}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=\beta=0} \quad \bar{I}'_{\beta} = \left(\frac{\partial I}{\partial \beta} \right)_{\alpha=\beta=0}$$

3.3-jadval

Formula	Panjara parametrlari $a \pm 0,003$ (Å)	To'yinishning magnit momenti, Bor magnetonlarida	Panjara Fe^{3+} ning bo'yicha taqsimlanishi		θK
			Tetraedrik	Oktaedrik	
$MgFe_{2,0}O_4$	8,382	0,94	0,91	1,09	655
$MgFe_{1,8}Sc_{0,2}O_4$	8,424	0,87	0,81	0,99	560
$MgFe_{1,6}Sc_{0,4}O_4$	8,464	0,82	0,72	0,88	452
$MgFe_{1,4}Sc_{0,6}O_4$	8,506	0,91	0,61	0,79	350
$MgFe_{1,2}Sc_{0,8}O_4$	8,545	0,94	0,51	0,69	293

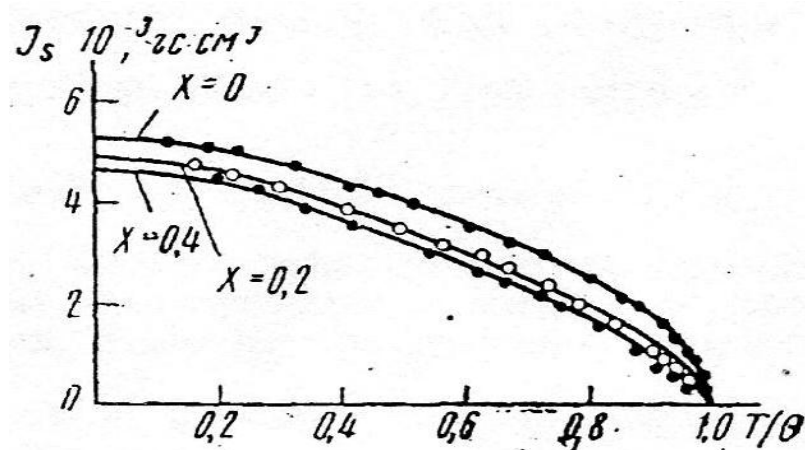
Agarda $\frac{I - \bar{I}}{\bar{I}_\beta} \left(\frac{\bar{I}_\alpha}{\bar{I}_\beta} \right)$ bog'lanishni tuzsak, u holda to'g'ri chiziqni hosil qilamiz va undan α va β koeffisientlarni osongina aniqlash mumkin bo'ladi. Bunda ushbu chiziqning har bir nuqtasiga turli temperaturalar mos keladi, chunki $\frac{I - \bar{I}}{\bar{I}_\beta}$ va $\frac{\bar{I}_\alpha}{\bar{I}_\beta}$ temperatura funksiyalari hisoblanadi. $\bar{I}$, $\bar{I}_\alpha$, $\bar{I}_\beta$ kattaliklar EHM da hisoblandi, bunda, I tajribadan olindi.

3.4-jadvaldan, bunda α , β , n kattaliklar qiymatlari keltirilgan, ko'rinadiki, ya'ni hamma tarkiblar uchun $\alpha, \beta < 1$. Bu shundan dalolat beradiki, ya'ni biz qo'llagan (1) yoyilma to'g'ri ekan.

3.4-jadval

X	α	β	N	$I_{AA}(K)$	$I_{AB}(K)$	$I_{BB}(K)$
0,2	0,491	-0,363	444	-26,4	-35,8	-26,1
0,4	0,257	-0,202	265	-9,3	-24,0	-9,8
0,6	-0,064	0,003	158	1,5	16,4	0,14
0,8	-0,067	-0,094	148	-1,8	-17,9	-3,4

Topilgan molekulyar maydon koeffisientlari qiymatlarining to'g'riligini tasdiqlash uchun bizlar ushbu koeffisientlar bo'yicha egriliklar $x=0,0-0,4$ tarkiblar 3.4-rasmda keltirilgan. Bundan ko'rinadiki, ya'ni ekspremental nuqtalar ushbu egriliklarda yaxshi yotar ekan. Xuddi shunga o'xshash natijalar boshqa na'munalar uchun ham hosil qilindi. Shuni takidlab o'tish lozimki, ya'ni nazariyaning tajriba bilan eng yaxshi muvofiq kelishi $T < \theta$ temperaturalar sohasida ega bo'lar ekan. Kyuri temperaturasi yaqinida eng katta farqlashuvi mavjud ekan, bu balki ushbu temperaturalar sohasida molekulyar maydon nazariyasida yaqin tartib hisobga olinmaganligi bilan bog'liqdir.



3.4-rasm. O‘z-o‘zidan magnitlanishning temperaturaviy bog‘liqligi, tutash chiziq-nazariy ma’lumotlar, ○ va ●-ekspremental nuqtalar.

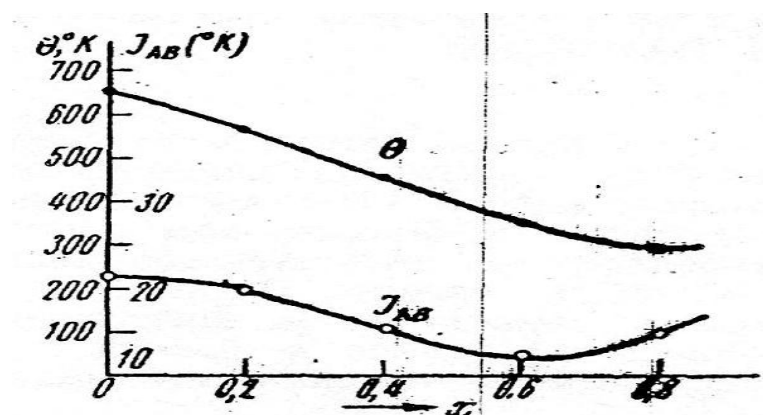
Rado va Folen usuli bo‘yicha hosil qilingan natijalarni α va β bo‘yicha qatorga yoyishdan foydalanilgan hisoblashlar bilan taqqoslash qiziqarlidir. Buning uchun topilgan α , β , n lar bo‘yicha EHMLarda Neelning boshlang‘ich temperaturaviy yechimi hosil qilindi. Shunday qilib, panjara ostilarining magnitlanishi, hamda yigindi magnitlash aniqlandi va bular oldin hosil qilinganlardan amalda farq qilmagan (chetlanish tajriba xatoliklariga nisbatan sezilarli darajada kam)

Bizlar aniqlagan α , β , n qiymatlardan foydalanib quyidagi formulalar bo‘yicha almashinish integrallarini hisobladek.

$$I_{AA} = \frac{Ng^2\mu_B^2}{2} \frac{n\alpha}{4(2-x)}, \quad I_{AB} = -\frac{Ng^2\mu_B^2}{2} \frac{n}{6(2-x)}, \quad I_{BB} = \frac{Ng^2\mu_B^2}{2} \frac{n}{3(2-x)} \quad (3.15)$$

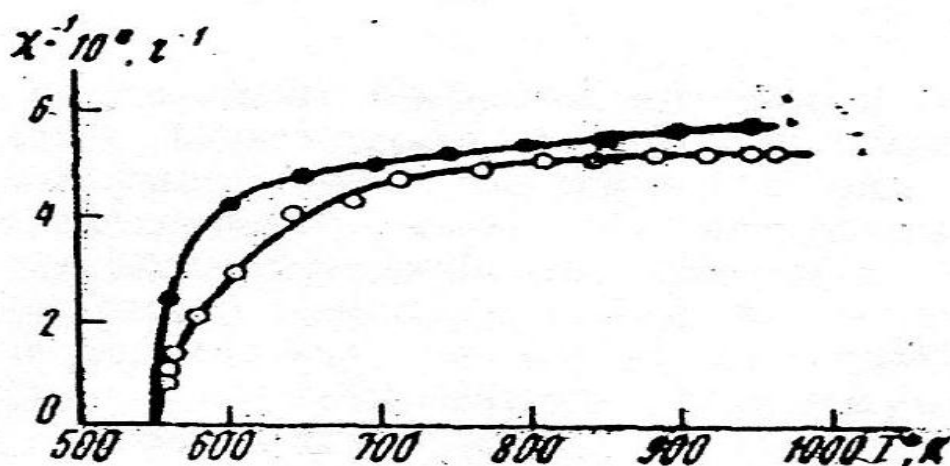
bu yerda N -Avagadro soni, g -Lande faktori μ_B -Bor magnetoni.

3.4-jadvaldan ko‘rinadiki, ya’ni magnit skandiy-ferritlarining hamma tarkiblari uchun turli panjara ostilaridagi ikkita ionlar o‘rtasidagi almashinish o‘zaro tasirlari bitta panjara ostidagi (A yoki B) ikkita ionlar almashinish o‘zaro tasirlaridan katta ekan. Skandiy miqdorining oshishi bilan I_{AA}, I_{AB}, I_{BB} almashinish integrallari absolyut kattaligi bo‘yicha kamayishi I_{AB} rolining oshib ketishi aniqlandi.



3.5-rasm. Almashinuv I_{AB} integralining va Kyuri temperaturasi θ °K skandiy miqdoriga bog‘liqligi.

Bu balki, oktaedrik o‘ringa Fe^{3+} ($r_{Fe^{3+}} = 0,67 \text{ \AA}$) ioni o‘rniga yanada yirikroq Sc ($r_{Sc} = 0,83 \text{ \AA}$) ionining kiritilishi kation-anion-oktaedrik kation tetraedrik burchagining kattaligiga olib olib kelishi bilan bog‘liqdir.



3.6-rasm. $x=0,2$ tarkib uchun paramagnit singdiruvchanligi teskari kattaligining temperaturaviy bog‘liqligi; ●-nazariy ma’lumotlar; ○-eksperimental ma’lumotlar.

3.5-rasmda Kyuri temperaturasi va I_{AB} ning skandiy miqdoriga bog‘liqligi taqdim qilingan. Bundan ko‘rinadiki, ya’ni ular bir xil xarakterga ega. Demak, $Mg_{2-x}Sc_xO_4$ tizimida bu $I(T)$ magnitlanishning normal egriligiga ega bo‘lad, bunda Kyuri temperaturasi asosan AB-o‘zaro ta’sir bilan aniqlanadi. Shuni takidlab o‘tish qiziqarlili, ya’ni magnitlanishning anomal egriligiga ega bo‘lgan $Li_{0,5}Fe_{2,5-a}Al_aO_4$

tizimida Kyuri temperaturasi o'zini tutishi nafaqat AB-ozaro ta'siri bilan, balki ya'na AA- va BB- o'zaro ta'sirlar bilan ham aniqlangan [31]

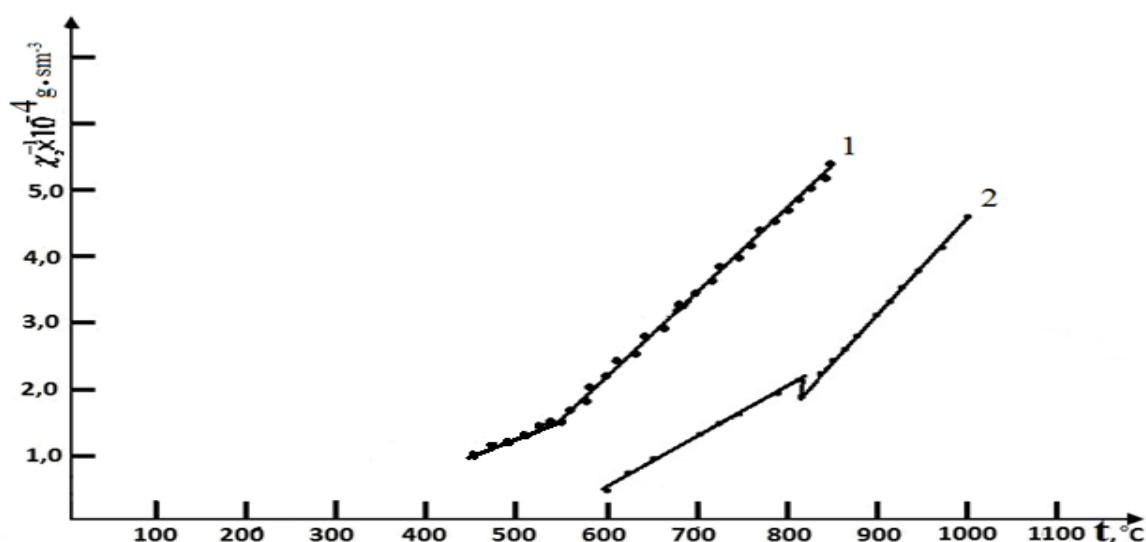
Ferrimagnit sohadan aniqlashgan α , β , n lar yordamida Neel formulalari bo'yicha hamma tarkiblar uchun nazariy $\frac{1}{\chi}(T)$ egriliklar tuzildi [32,35]. $\frac{1}{\chi}(T)$ nazariy egrilikni tuzishda C kattalik nC_i dan olindi, bu yerda C_i - bitta temir atomining Kyuri konstantasi n esa molekuladagi atomlar soni. Ammo C ning bunday qiymatlaridan foydalanishda Neel ferritdagi ionlarni erkin deb qaragan. Bu shunga olib keladiki, ya'ni C ning nazariy qiymatlari eksperimentda olingan qiymatlari bilan mos kelmaydi [36]. Shuning uchun nazariy $\frac{1}{\chi}(T)$ egriliklarni eksperimental egriliklar bilan taqqoslanganda miqdoriy mos tushmasligini kutmaslik kerak bo'ladi. 3.6-rasmda misol tariqasida $x=0,2$ tarkibi uchun nazariy va eksperimental $\frac{1}{\chi}(T)$ egriliklar keltirilgan. Bundan ko'rinadiki, ya'ni nazariyaning eksperiment bilan to'liq qanoatlanarli mos tushishiga ega ekan. Xuddi shunga o'xshash natijalar qolgan namunalarda uchun ham hosil qilingan,. Bu bizlarning $MgFe_{2-x}Sc_xO_4$ tizimi uchun molekulyar maydon koeffisientlarining to'g'riligini yana bir marta ta'kidlaydi.

§3.3. Magnezioferrit va magnetitlarning magnit qabul qiluvchanligi va ularning asosiy magnit xarakteristikalari.

Magnezioferrit uchun magnit qabulqiluvchanligining temperaturadan bog'lanishi $\chi(T)$ keng temperatura oralig'ida ($450-1250^{\circ}C$) va magnetit uchun esa $580-1000^{\circ}C$ temperatura oralig'ida o'lchandi. Tajriba natijalari $\chi^{-1}(T)$ bog'lanish grafigi 3.7-rasmda tasvirlangan.

Magnezioferrit uchun $\chi^{-1}(T)$ bog'lanish $20-540^{\circ}C$ temperaturalar oralig'ida temperatura oshishi bilanchiziqli ortadi, $540^{\circ}C$ da esa sinish kuzatiladi va nihoyat $550-850^{\circ}C$ temperaturalar oralig'ida yana chiziqli ortadi [33,34].

Magnetit uchun $\chi^{-1}(T)$ bog'lanish 580-960⁰C temperaturalar oralig'ida chiziqli tabiatga ega bo'lib, 960⁰C da sakrab kamayishi va 960-1250⁰C temperaturalar oralig'ida chiziqli oshib boradi. Bu tajribaviy dalil magnezioferrit va magnetit uchun $\chi(T)$ bog'lanish chiziqli Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinishidan dalolat beradi. Magnezioferritning $\chi^{-1}(T)$ bog'lanishida 540⁰C va magnetitda esa 960⁰C temperaturada yuz beradigan sinishlar shu temperaturada namunalarda temir kristall panjarasida yuz beradigan strukturaviy o'tish bilan tushuntirish mumkin. Namuna $\chi^{-1}(T)$ tajribaviy bog'lanish grafigidan ularning paramagnit xarakteristikalarini θ_p , C, μ_{for} , μ_{eff} hisoblandi. Hisoblash natijalari 3.5-jadvalda keltirilgan



3.7-rasm. Magnezioferrit (1) va magnetit (2) minerallarining $\chi^{-1}(T)$ bog'lanish grafigi.

Namunalarning magnit xarakteristikalarini. Jadval. 3.6

Minerallar	Temperatura oralig'i t, °C	C, $10^3 \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ K}$	θ_p, K	μ_ϕ, μ_B
Fe	768-910	28,1.	1053	-
	910-1392	135,96	-2027	-
	1392-1536	25,0	1100	-

FeFe ₂ O ₄	580-960	105.2	873	4.42
	970-1200	49.4	1083	3.03
MgFe ₂ O ₄	20-540	50	73	8.95
	550-850	7.73	698	3.5

Magnezioferrit va magnetit minerallarining molekulyar maydon koeffitsientlari Rado va Folen tomonida ishlab chiqilgan usul yordamida hisoblandi va bu natijalar 3.7-jadvalda o'z aksinin topgan. Jadvalning tahlili shuni ko'rsatadiki, tajribaviy natijalar asosida hisoblangan molekulyar maydon koeffisientlari 3.1- va 3.2- paragraflardagi natijalar bilan solishtirish yaxshi natija beradi. Hisoblash natijalari (3.15) dagi ifodalar yordamida bajarildi.

Minerallarning molekulyar maydon koeffisientlari. Jadval. 3.7

Mineral	Panjara davri	λ	μ	θ_p, K	θ_p, K tajriba	T_N, K	α	β	n	I_{AA}, K	I_{AB}, K	I_{BB}, K	u kislorod parametri
MgFe ₂ O ₄	8,38	0,91	1.09	692 655 713	698	588	-0,594	-0,405	590	-38	-42,3	34,6	0,381
FeO ₄	8,39			858 869	873	848	0,521	0,01	670	-82	-194	+9,1	0,379

III-bobga doir xulosala

1. Minerallar magnezioferritva magnetit minerallarining $\chi(T)$ bog'lanishi 450-1250⁰C temperature oralig'ida o'lchandi. Ushbu $\chi(T)$ bog'lanish chiziqli Kyuri-Veyss qonuniga bo'ysinar ekan.
2. Minerallarning magnit xarakteristikalarini hisoblab jadval ko'rinishida berildi va tahlil qilindi.
3. Minerallarning molekulyar maydon koeffisientlari hisoblab topildi va tahlil qilindi.

XULOSLAR

Ushbu magistrlik dissertatsiya ishida qo'yilgan maqsad vazifalar bo'yicha bajarilgan ishlarni umumlashtirib quyidagi xulosalarga kelish mumkin:

1. Magnetitning $\chi(T)$ -bog'lanishi 580-1250°C va magnezioferritniki esa 450-1000°C temperaturalar oralig'ida birinchi marta o'lchandi. Magnetit uchun bu bog'lanish 580-960°C va 960-1250°C temperaturalar oralig'ida va magnezioferrit minerali uchun esa 20-540°C va 550-850°C temperaturalar oralig'ida temperatura oshishi bilan chiziqli ortadi, magnetitda 960°C temperaturada sakrab kamayishi va magnezioferritda esa 540°C da sinish kuzatiladi va nihoyat yana chiziqli ortadi. By chiziqli Kyuri-Veyss qonuniga bo'sinishidan dalolat beradi.
2. O'rganilgan minerallar-magnetit va magnezioferritning $\chi^{-1}(T)$ -bog'lanishlarida, mos ravishda, 960 va 540°C temperaturalarda kuzatilgan anomal o'zgarishlarni, ularning temirga oid kristall pajarasida shu temperaturalarda strukturaviy (polimorf) fazaviy o'tishlar yuz berishi bilan bog'lab tushuntirildi.
3. Magnetit va magnezioferrit minerallari tajribaviy $\chi^{-1}(T)$ -bog'lanishlaridan ularning asosiy magnit xarakteristiklari- C , θ_p , μ_f hisoblandi. Hisoblash natijalariga ko'ra minerallarning asosiy magnit xarakteristiklari toza temirning asosiy magnit xarakteristikasiga nisbatan kichikligi aniqlandi. Bu minerallarning kristall panjarasida nomagnit element kislorodning mavjud bo'lishi bilan tushuntirildi: minerallarning magnit xossasini hosil qiladigan temir kationlari kislorod anionlarining qurshovida joylashadi. Bu temir ionlaridagi 3d - qobiq elektronlarining almashinuv o'zaro ta'sirini susayishiga sabab bo'ladi.
4. Magnetit va magnezioferrit minerallari uchun molekulyar maydon koeffisientlari hisoblab topildi va tahlil qilindi.

FOYDALANGAN ADABIYOTLAR

1. О. К. Кувандиков. Магнетизм и магнитные материалы. Часть 1. Магнетизм. Изд-во “Фан”. АН РУз. Ташкент. 2010 г. 222 с.
2. Vonsovskiy S.V. Magnetizm – М, «Nauka» 1971.
3. Kramers H. A., Physica, 1, 182 (1934).
4. Gorter E. W., Schulkes J. A., Phys. Rev., **90**, 487 (1953).
5. Chikazumi S., AIP Conf. Proceedings, N0. 29, 382 (1975).
6. Gorter E. W., Philips Reseach Rept., **9**, 295, 321, 403, (1954).
7. Tsushima T., Kino Y., Funahashi S., Journ. Appl. Phys., **39**, 626 (1968).
8. Kaplan T. A., Phys. Rev., **116**, 888 (1959).
9. Kramers H. A., Physica, **1**, 182 (1934) (см. Перевод [68]*).
Взаимодействие между магнитноактивными атомами в парамагнитном кристалле.
10. Van Vleck J. H., Journ. phys. rad., **12**, 262 (1951) (см. Перевод [68]*).
11. Neel L., Ann. de phys., **3**, 137 (1948) (см. Перевод [68]*). Магнитные свойства ферритов; ферромагнетизм и антиферромагнетизм.
12. Neel L., Proc. Phys. Soc., **A65** 869 (1952). Антиферромагнетизм и ферромагнетизм.
13. Нагата Т. Магнетизм горных пород. - М.: Мир, 1965.
14. Шолпо Л.Е. Использование магнетизма горных пород для решения геологических задач. Л., Недра, 1977.
15. Kuvandikov O.K., Shakarov X.O., Saifullaeva D. Magnetic properties of magnetic semiconductors FeS-Cr₂S₃ // The 8th joint MMM – intermag conference San Antonio, Texas, 2001. –P.399.
16. Шакаров Х.О. Магнитная восприимчивость интерметаллических соединений лантаноидов с индм при высоких температурах. Канд. дисс. Самарканд, 1983.
17. Гельд П.В., Сидеренко Ф. А. Силициды переходных металлов четвертого периода, М., «Металлургия», 1971 -580с.

18. Губанов В.А., Лихтенштейн А.И., Постников А.В. Магнетизм и химическая связь в кристаллах. - М.: Наука, 1985. - С. 244.
19. Калинин В.Т., Ракитин Ю.В. Введение в магнитохимию. Метод статической магнитной восприимчивости в химии – М, «Наука», 1980 - 302с.
20. Шодиев З.М. Магнитные свойства интерметаллических соединений редкоземельных металлов на основе манганитов и переходных металлов при высоких температурах. Канд. диссерт. - Самарканд. 2008.
21. Кувандиков О.К., Шакаров Х.О., Иргашев К.М. Высокотемпературная установка для измерения магнитной восприимчивости 3d-4f металлов в твердом и жидком состояниях. В. сб.: Оптика акустические, электрические, магнитные исследования конденсированных сред. Самарканд, Издательство СамГУ, 1982.
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, 1972. - №9. - С. 108-109.
23. Шакаров Х.О. Магнитная восприимчивость интерметаллических соединений лантаноидов с индием при высоких температурах. Канд. дисс. Самарканд, 1983.
24. Шолпо Л.Е. Использование магнетизма горных пород для решения геологических задач. Л., Недра, 1977.
25. Kuvandikov O.K., Shakarov H.O., Shodiev Z.M., Muzaffarov A., Amonov B.U., Nurimov U.E., Karimov O.I. Study of the magnetic properties of rocks (pyrite, arsenopyrite, chalcopyrite and magnetite) at high temperatures. Book of Abstracts. Moscow International Symposium on Magnetism. Moscow. 29 June – 3 July 2014. p.597.
26. Maxwell L.R., Rickart S. J., Phys. Rev., **92**, **1120** (1953). Намагниченность некоторых никелевых ферритов-алюминатов и ферритов-галлатов.
27. Х.О. Шакаров, З.М. Шодиев, Б.У.Амонов, У.Э.Нуримов, М.К.Салохиддинова. Темир асосидаги минералларнинг магнит хоссаларини юқори температураларда ўрганиш. “Физика ва экология”.

- В «Сборнике материалов Республиканской научно-практической конференции с участием зарубежных учёных». Посвященной 60-летию профессора кафедры общей физики Ажимурата Жумамуратова. с. 218-219. Нукус, 2013, 11-12 декабрь.
28. Gorter E. W., Nature, **165**, 798 (1950). Намагниченность ферритов; намагниченность насыщения ферритов со структурой шпинели.
29. G. T. Rado and V. J. Folen. Determination of Molecular Field Coefficients in. Н. Горяга, В. Волкова. Исследование обменных взаимодействий в ферритах-алюминатах лития. Вестник Московского Университета. N02-1967.
30. Н. В. Волкова, А. Н. Горяга, Б. И. Покровский. Определение коэффициентов молекулярного поля в ферритах-скандитах магния. Поступила в редакцию. 2.6.1967 г.
31. К. П. Белов, А. Н. Горяга, А. И. Кокорев. Магнитное превращение порядок-беспорядок в сильно разбавленных ферритах-шпинелях. Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1983, Т. 24. N06.
32. К. П. Белов, Н. В. Волкова. Намагниченность и магнитострикция шпинели $\text{NiFe}_{2-x}\text{Sc}_x\text{O}_4$.
33. В. И. Трухин, В. И. Максимочкин, Ю. А. Минина. Загадки природных ферромагнетиков. ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2010. N03.
34. О.К.Кувандиков, Х.О.Шакаров, З.М.Шодиев, Х.Б.Хасанов «Магнитные свойства минералов при высоких температурах» Тошкент, 5-6 ноябр, 2014.
35. www.mineralienatlas.de
36. www.ziyonet.uz