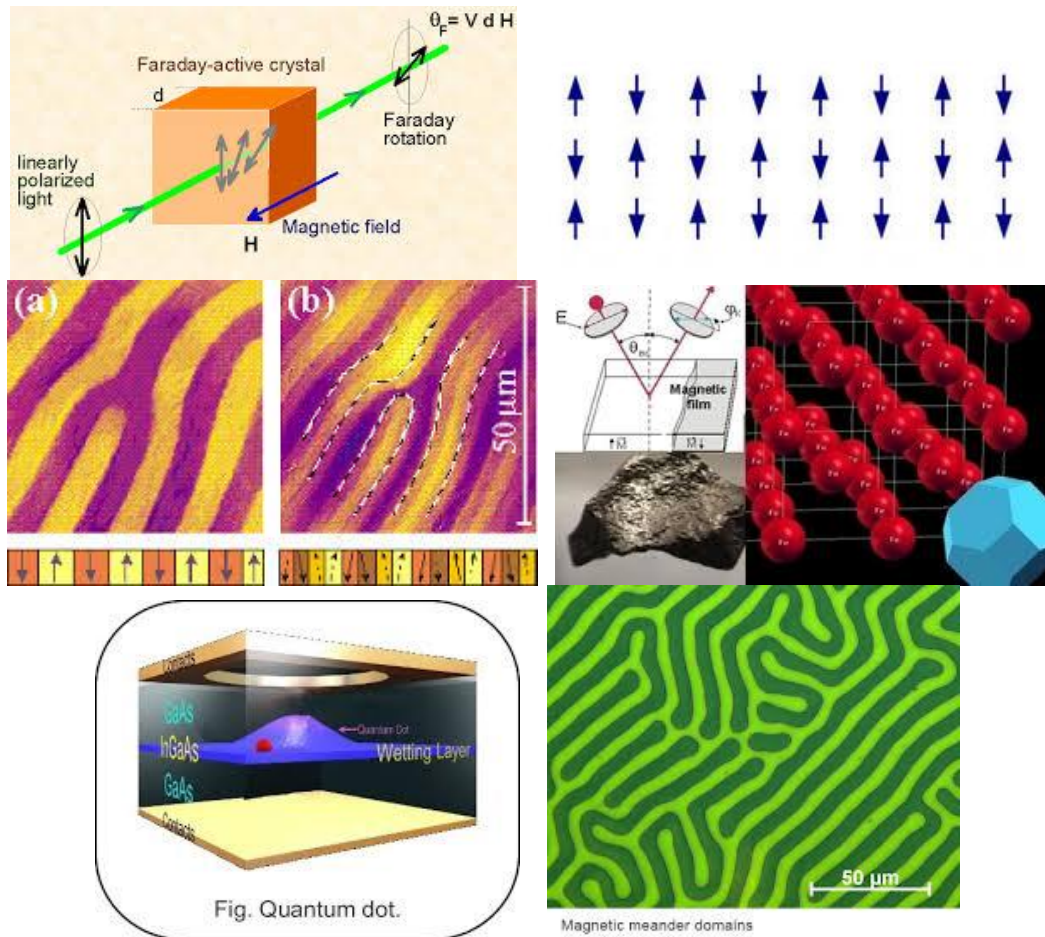


D.R.Djuraev, Ergasheva N.M.,
Niyozov L.N., Fayziev Sh.Sh

Orientatsiyali magnitli fazaviy o'tish va modulyatsiyalangan magnitli tuzilmalar



**O`zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasi
huzuridagi Fan va texnologiyalarni rivojlantirishni
muvofiqlashtirish komitetining Buxoro viloyati
hududiy innovasiya faoliyati va texnologiyalar
transferi markazi**

**Djuraev, D.R., Ergasheva N.M.,
Niyozov L.N., Fayziev Sh.Sh.**

**Orientatsiyali magnitli fazaviy o'tish
va modulyatsiyalangan magnitli
tuzilmalar**

Buxoro-2014

UDK:538.22; 539.2

KBK: 22.3

O`-90

Orientatsiyali fazaviy magnitli o'tishlar va modulyatsiyalangan magnitli tuzilmalar./D.R Djuraev va boshqalar; O'zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasi huzuridagi Fan va texnologiyalarni rivojlantirishni muvofiqlashtirish komitetining Buxoro viloyati hududiy innovatsiya faoliyati va texnologiyalar transferi markazi, Buxoro Davlat universiteti. –Toshkent: DIZAYN–PRESS, 2014. –84 b.

Djuraev, D.R., Axmedova M.I., Niyozov L.N., Raximov Sh.A.

Mazkur “Orientatsiyali fazaviy magnitli o'tishlar va modulyatsiyalangan magnitli tuzilmalar” nomli o'quv-uslubiy qo'llanma uch bobdan iborat bolib, birinchi bobi fazaviy o'tishlar va orientatsiyali fazaviy o'tishlar deb nomlangan va o'z ichiga: I tur va II tur fazaviy o'tishlar

qattiq jismlarning magnit xossalari haqida umumiy tushunchalar; o'zaro ta'sirlashuvi bo'lmagan local magnit momentlar sistemasining magnit xossalari; o'zaro ta'sirlashuvchan local magnit momentlar sistemi. Veyssning effektiv maydoni; almashinuv o'zaro ta'sir tabiati. Izing va Geyzenberg modellari;Izing modeli; Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvi; Izing modelida ferromagnetikning erkin energiyasi va Bregg-Vil'yams usuli; Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvida issiqlik sig'imi; Izing modelida o'rtacha maydon yanashuvidagi magnit singdiruvchanlik; kristall maydonning ta'siri; magnit tartiblangan kristallar va magnitlanish jarayonimazularini olgan. Ikkinchi bob shaffof ferromagnetiklar va kuchsiz ferromagnetizm leb atalgan va unga:shaffof ferromagnetiklar va ularni qo'llash; kuchsiz ferromagnetizm; antiferromagnetiklarda maydon bilan indutsirlangan spin- oriyentatsiyali fazaviy o'tishlar mavzulari kiritilgan. Uchinchi bobning nomi modulyatsiyalangan magnitli strukturalar va ularni tajribada kuzatish bo'lib, unga: modulyatsiyalangan magnitli strukturalarni ifodalovchi modellar; modulyatsiyalangan magnitli strukturalar va magnitli fazaviy o'tishlar; magnetiklarning domenli strukturasi va kuchsiz ferromagnetizm; modulyatsiyalangan magnitli strukturani kuzatishning eksperimental usullari; nodir yer elementli magnetiklarda modulyatsiyalangan magnitli strukturalar va orientatsiyali fazaviy o'tish mavzulari kititilgan. Ushbu mavzular jadval va chizmalar bilan to'ldirilgan.

O'zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasi huzuridagi Fan va texnologiyalarni rivojlantirishni muvofiqlashtirish komitetining Buxoro viloyati hududiy innovatsiya faoliyati va texnologiyalar transfery markazining muammolar kengashinig 2014 yil 16 maydagi seminar yig'ilishida va Buxoro davlat universiteti huzuridagi mitaqaviy ilmiy markazi ilmiy seminarining 2014 yil 23 maydagi yig'ilishida muhokama qilinib, chop etishga ruxsat etildi.

Buxoro davlat universitetida bajarilayotgan F2-FA-0-83921/F2-FA-F0383 raqamli fundamental tadqiqotlar yo'nalishidagi davlat grantlarining moliyaviy qo'llashi natijasida tayyorlandi.

Ushbu o'quv-uslubiy qo'llanma fizika mutaxassisligidagi bakalavriatura va magistratura bosqichidagi talabalarga mo'ljallangan bo'lib, qo'llanma haqidagi fikr mulohazalaringizni djuraev2002@mail.ru manzil orqali bildirishingiz mumkin

Taqrizchilar: **S.H.Astanov**- fizika-matematika fanlar doktori, professor,
S.Q.Qaxxorov - pedagogika fanlari doktori, professor

ISBN 978–9943–20–054–8

© “DIZAYN–PRESS” нашриёти, 2014

M U N D A R I J A

	So'z boshi.....	5
I - BOB	FAZAVIY O'TISHLAR VA ORIENTATSIYALI FAZAVIY O'TISHLAR	9
1.1.	I tur va II tur fazaviy o'tishlar.....	9
1.2.	Qattiq jismlarning magnit xossalari haqida umumiy tushunchalar	13
1.3.	O'zaro ta'sirlashuvi bo'lmagan local magnit momentlar sistemasining magnit xossalari	17
1.4.	O'zaro ta'sirlashuvchan local magnit momentlar sistemasi. Veyssning effektiv maydoni	20
1.5.	Almashinuv o'zaro ta'sir tabiati. Izing va Geyzenberg modellar .	24
1.6.	Izing modeli.....	28
1.6.1.	Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvi.....	28
1.6.2.	Izing modelida ferromagnetikning erkin energiyasi. Bregg-Vil'yams usuli.....	30
1.6.3.	Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvida issiqlik sig'imi ...	33
1.6.4.	Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvida magnit singdiruvchanlik	35
1.7.	Kristall maydonning ta'siri.....	36
1.8	Magnit tartiblangan kristallar va magnitlanish jarayoni.....	47
II- BOB	SHAFFOF FERROMAGNETIKLAR VA KUCHSIZ FERROMAGNETIZM.....	51
2.1.	Shaffof ferromagnetiklar va ularni qo'llash	51
2.2.	Kuchsiz ferromagnetizm.....	60
2.3.	Antiferromagnetiklarda maydon bilan indutsirlangan spin-orientatsiyali fazaviy o'tishlar	71
III BOB	MODULYATSIYALANGAN MAGNITLI STRUKTURALAR VA ULARNI TAJRIBADA KUZATISH	76
3.1.	Modulyatsiyalangan magnitli strukturalarni ifodalovchi modellar	76
3.2.	Modulyatsiyalangan magnitli strukturalar va magnitli fazaviy o'tishlar.....	84
3.3.	Magnetiklarning domenli strukturasi va kuchsiz ferromagnetizm.....	88
3.4.	Modulyatsiyalangan magnitli strukturani kuzatishning eksperimental usullari.....	91
3.5.	Nodir er elementli magnetiklarda modulyatsiyalangan magnitli strukturalar va orientatsiyali fazaviy o'tish.....	102
	Foydalanilgan adabiyotlar.....	110

SO'Z BOSHI

Magnitli nodir yer metallari, ularning qotishmalari va oksidli birikmalari asosidagi materiallar juda katta anizotropiyali magnit energiyaga ega bo'lib, ular o'zgaras magnitlarni tayyorlashda foydalaniladi. Ushbu materiallar temir guruhi asosidagi mos ravishdagi materiallarga nisbatan juda katta magnitli anizotropiya energiyaga egadir. Buning ma'nosi shuki, kristallning o'qlari bo'ylab magnitlanish energiyasi o'zaro teng bo'lmasligidir. Masalan, disproziy (Dy) geksagonal kristall metallida yengil magnitlanish o'qi (magnitlanish energiyasi uning yo'nalishi bo'ylab kichik bo'ladi) geksagonal s o'qiga perpendikulyar yo'nalishda yotadi, kristallning s o'qi bo'ylab magnitlanishi qiyin kechadi; magnit to'yinishiga katta H maydon qo'yilgandagina erishiladi. Kristallning magnitoanizotropiya xossalari magnitli anizotropiya doimiysi bilan xarakterlanadi, uning qiymati esa kristallning qiyin va engil magnitlanish yo'nalishlaridagi magnitlanish energiyalar farqiga proporsionaldir. Aynan, nodir yer elementli (NVE) moddalarga xos bo'lgan magnitli anizotropiya energiyalarning kattaligi doimiy magnitlarni tayyorlash uchun qo'llaniladigan materiallarni tayyorlashda hal qiluvchi rol o'ynaydi. Masalan, $SmCo_5$, $NdCo_5$ moddalarga ma'lum texnologik ishlov berish jarayonlari amalga oshirilgandan so'ng, shunga o'xshash materiallar uchun rektord koersitiv kuch 104 erstedga erishiladi va ulardan 106 Gauss maydonga ega o'zgaras magnetiklar tayyorlash imkoni paydo bo'ladi, bu esa temir guruhi asosidagi magnetiklarga nisbatan ikki daraja yuqoridir. Ushbu holat esa o'z navbatida temir guruhi metallariga nisbatan o'nlab marta kuchliroq magnetiklarni tayyorlash imkonini berdi. Ularning hajmi ham kichik va og'irligi ham kam bo'ladi, shuning uchun bunday materiallardan kuchli magnit maydoniga ega magnetiklar qo'llaniladigan miniatyur elektrovigatellar, elektron mikroskoplardagi magnit fokuslovchi sistemalarda magnitronlarning kuchli elektron lampalarida keng qo'llanilmoqda.

Hozirgi kunda rivojlanib borayotgan hisoblash texnikasi va lazerlar fizikasi oldidagi mos ravishdagi katta xotirali, kichik hajmli magnitooptik disklarning

yangi avlodini va yangi faol moddalarni va ularni boshqarish usullarini yaratish bo'yicha olib borilayotgan ishlardan ushbu sohadagi tadqiqotlar istiqbolli ekanligidan dalolat beradi.

Bizga ma'lum e'lon qilingan tadqiqot natijalariga tayanib, bunday sinfdagi magnetiklardagi modulyatsiyalangan magnitli strukturalarning (MMS) ko'pgina xossalari (masalan, antiferromagnetizmning lokal vektori azimuti modulyastiya chuqurligi va davrining tashqi maydonga, haroratga, bosimga va boshqalarga bog'lanishi) magnitli tartibning fazoviy bir jinsli bo'lmaslik holatning paydo bo'lish mexanizmlariga asoslangan nazariya doirasida tushuntirish imkoni mavjud emas.

Ma'lum sharoitda NYE-li ferrit-granatlarining domenli tuzilmasidagi domen chegaralarning holati tashqi tasir ostida o'zgaradi. Aynan, domen struktura magnetikning xossalari (boshlang'ich magnit singdiruvchanlikni, koerstitiv kuchni, magnitlanish tezligini va h.q.) ko'pgina dolzarb amaliy qo'llanilishini hal qilganligi sababli ushbu ishda olingan natijalar NYE-li ferrit-granat materiallari asosida yangi avlod spinli elektronika qurilmalari uchun element baza sifatida xizmat qilishi mumkin. Shu nuqtai nazardan, nodir yer (NY) elementli birikmalarni fazaviy o'tish sohalarida tadqiq etish, ya'ni ushbu sohada domen strukturalarning yetarli darajada o'zgarishlari imkoniyati muhim ilmiy ahamiyatga egadir.

Magnit materialshunosligining negizini temir guruhi elementlari asosida bo'lsa ham, yangi magnit materiallarini ishlab chiqishni rivojlantirishga faqatgina ushbu moddalar asosida erishish murakkabligi aniq bo'ldi. Shuning uchun 60-yillarda lantanoidlar guruhi, ya'ni odatda NE elementlari deb nomlanuvchi elementlar asosida magnit materiallar olish tendensiyasi namoyon bo'ldi.

Lantanoidlarni tadqiq etish o'sha paytlarda qiyin edi, chunki ularni toza holda olish texnologiyasi ishlab chiqilmagan edi. NE elementi deyilishiga sabab bunday elementlar er qatlamida sochilgan holda mavjud bo'ladi, ularni ajratib olish uchun maxsus texnologiya zarur edi. Ikkinchi Jahon urushidan so'ng ushbu

yo'nalishdagi hola keskin o'zgardi. Bunga sabab atom sanoatida foydalaniladigan uranning izotoplarini olish texnologiyasi ishlab chiqildi. Bu esa NE elementlarni ham toza holda olish imkoniyatini yaratdi. Undan so'nggina ularni tadqiq etish keskin kuchaydi. Toza holdagi NE elementli monokristallar, plyonkalar va massiv namunalarda olib borilgan tadqiqotlar, ularda qo'llash uchun katta ahamiyatga ega bo'lgan xossalari mavjudligini ko'rsatdi.

NE elementlarisiz hozirgi zamon texnik rivojlanishni tasavvur etish qiyin. Masalan: radioelektronikada, asbobsozlikda, atom energetikasida, mashinasozlikda, kimyo sanoatida, metallurgiyada va boshqa sohalarda. NE elementlari shisha sanoatida oksidlar va boshqa birikmalar ko'rinishida keng qo'llaniladi. Ushbu elementlar shishaning yorug'likka nisbatan shaffofligini kuchaytiradi. Maxsus maqsadlar, ya'ni infraqizil nurlarni o'tkazib ultrafiolet nurlarni yutuvchi, kislota va issiqlikka chidamli oynalar tayyorlanadigan shishalar tarkibiga ham NE elementlar kiradi. Kimyo sanoatida NE elementlari va ularning birikmalarini qo'llash katta ahamiyat kasb etmoqda. Masalan, buyoq va laklar uchun pigmentlar tayyorlashda, neft sanoatida katalizator sifatida. NE elementlarini portlovchi moddalar, maxsus po'lat va qotishmalar tayyorlashda hamda gaz yutgichlari sifatida qo'llashadi. Monokristall NE elementlari birikmalari (shishalari ham) lazerli va boshqa optik aktiv hamda optoelektronikdagi noxizig'iy elementlarni tayyorlashda qo'llashadi.

Yuqorida eslatilgandek nodir er elementli metallar, qotishmalar, ferritlar va birikmalarining uzoq yillardan beri o'rganilib, ularning spontan magnitlanuvchanligi, magnitli anizotropiyasi, magnitostriksiyasi, magnitooptik xossalari, magnitli fazaviy o'tishlari va boshqalar haqida keng ma'lumotlar olinganligi fanda ma'lum. Nodir er elementli magnit tartiblangan moddalar (ferro-va ferrimagnetiklar) temir guruhi asosida sintezlangan shunga o'xshash moddalardan ko'p farq qiladigan magnit xossalarga ega bo'lishi ko'rsatilgan. Masalan, ba'zi nodir er elementli metallar va ularning birikmalari juda yuqori rekord magnitli anizotropiya qiymatiga va magnitostriksiyaga, katta faradey aylanish effekti qiymatiga, magnitokalorik effektga, o'ziga xos haroratga

bog'liq bo'lgan magnitlanish va magnitli fazaviy o'tishga ega. Ushbu moddalarda katta harakatlanuvchanlikka ega bo'lgan juda kichik stilindrik yoki «pufakchali» domenlar generastiyalanishi mumkin. Nodir er elementli ferro- va ferrimagnetiklar boshqa qiziqarli magnitli xususiyatlarga ham ega..

Modulyastiyalangan magnitli struktura ilk marotaba o'tgan asrning o'rtalarida $MnAu_2$, birikmasida kuzatilgan.

Modulyastiyalangan magnitli tuzilmalar (MMS) turlicha tipdagi magnitli tartiblangan ko'p sonli kristallarda kuzatilgani va magnitli tartiblanishning modulyastiyasiga olib keluvchi asosiy mexanizmlar, magnitli dielektrlarda bu - Dzolyashinskiy-Moriya o'zaro ta'sir, yoki juda yaqin qo'shni atomlar va ulardan keyingilari orasidagi raqobatli alamashinuv o'zaro ta'siri ekanligi fanda ma'lum. Bunday materiallarni spinli elektronika funkstional elementlarining element bazasida faol modda sifatida qo'llash imkonining mavjudligi, MMS antiferromagnit dielektrlarni tadqiq etishga olimlar e'tiborini jalb etib kelmoqda. Ushbu tadqiqotlarda bunday sinfdagi magnetiklardagi MMS ning ko'pgina xossalari (masalan, antiferromagnetizmning lokal vektori azimuti modulyastiya chuqurligi va davrining tashqi maydonga, haroratga, bosimga va boshqalarga bog'lanishi) magnitli tartibning fazoviy bir jinsli bo'lmasligining paydo bo'lish mexanizmlariga asoslangan nazariya chegarasida tushuntira olinmas ekan. Bu esa ushbu yo'nalishdagi tadqiqotlarni davom ettirish lozimligini ko'rsatdi.

I-BOB. FAZAVIY O'TISHLAR VA ORINTATSIYALI FAZAVIY O'TISHLAR

1.1. I tur va II tur fazaviy o'tishlar

O'zaro ta'sirlashuvchi ko'p sonli zarralardan iborat sistemalarni o'rganish zamonaviy fizikaning muhim muammolaridan hisoblanadi.

Ma'lum bir turdagi tartiblanishning hosil bo'lishida moddaning termodinamik holatini o'rganish alohida ahamiyatga ega bo'lib, ham amaliy, ham nazariy tadqiqot ob'ekti sifatida tan oligandir (masalan, magnit momentlarining tartiblanishi). Ushbu tartiblanish ma'lum bir haroratda sodir bo'ladi, bunda o'tish juda ham tor haroratlar sohasida sodir bo'ladi va fazaviy o'tish deb nomlanadi (moddaning bir fazaviy holatdan boshqasiga o'tishi).

Tartiblanish bilan bog'liq fazaviy o'tishlar turli fizikaviy sistemalarda sodir bo'ladi: binar qotishmalarda, ferromagnetiklar va antirromagnetiklarda, signetoelektriklardagi dipolli momentlarda, o'ta o'tkazgichlardagi elektronlarda, o'ta oquvchan holatdagi geleyda va boshqalarda.

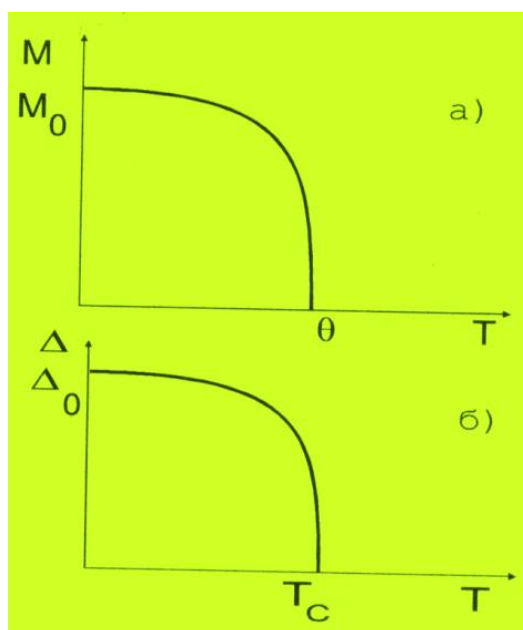
Mikroskopik (termodinamik) sistemalarning aynan fazaviy o'tish nuqtasining ma'lum ta'sirlar ostida o'zini tutishi alohida ahamiyatga egadir (masalan, harorat - T bo'yicha), chunki sistemaning holati sakrashsimon o'zgaradi. Termodinamik turg'unlik talabidan termodinamik potentsiallarning uzluksizlik talabi kelib chiqqanligi sababli (masalan, issiqlik sig'imi C ning $\left(C = \frac{dE}{dT}\right)$ musbatlilik shartidan E energiya va F erkin energiyaning uzluksizligi kelib chiqadi), unda fazaviy o'tish nuqtasida termodinamik potentsialning o'zgarishi kichik bo'lishi kerak. Bu esa quyidagilarni bo'lishi mumkinligini bildiradi:

1. yo eski xossalardan farq qiluvchi cheksiz kichik miqdordagi yangi fazaning hosil bo'lishi;
2. yo butun hajm boyicha bir paytning o'zida yangi fazaga mos ravishda xossalarning "cheksiz kichik" o'zgarishlarning paydo bo'lishi.

Birinchi hol - fazalarga qatlamlanish— bu birinchi tur fazaviy o'tish (chunki, u odatda mos ravishdagi termodinamik potensialning birinchi hosilasida sakrash orqali kuzatiladi, masalan, entropiya S dan). Yangi fazaning paydo bo'lishi sirtqi energiyaning paydo bo'lishiga olib kelganligi sababli kichik hajmli zarodishlarning paydo bo'lishi foydasiz bo'lib qoladi, yetarlicha kattalari esa faqat fluktuasiyalar bo'lganligi sababli hosil bo'lishi mumkin. Shuning uchun birinchi tur fazaviy o'tishlarda bunday zarodishlar, ya'ni kurtaklar bo'lmagan holda o'ta sovish va o'ta isish sodir boladi. Bunday turdagi o'tishlarga misol bo'lib fazalarga qatlamlanish (bug'-suyuqlik, suyuqlik-qattiq jism, bug'-qattiq jism), chunonchi, qaynash va erish, va magnit maydonidagi o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish.

Ikkinchi holda yangi xossalarning paydo bo'lishi sirtqi energiya bilan bog'lanmagan va shuning uchun isib ketish va sovib ketish xossalari chiqarib tashlanadi. Bunday fazaviy o'tishlar alohida qiziqishga ega, ular ikkinchi tur fazaviy o'tishlar deyiladi, chunki fazaviy o'tish nuqtasida odatda termodinamik potensialning ba'zi ikkinchi xosilalari xususiyatga ega bo'ladi (masalan, issiqlik sig'imi C_v). Mikroskopik hajm xossalarning o'zgarishi "sakrashsimon" bo'lmaganligi sababli, o'tish nuqtasi yaqinida yangi faza sohalari fluktuatsiali hosil bo'lib, yangi holatga o'tganda butun hajmni darhol egallash uchun yangi faza sohalari yanada ko'payib boraveradi. Bu ikkinchi tur fazaviy o'tish nuqtasiga yaqinlashgan sari fluktuatsiyaning korrelyatsiya radiusi cheksizlikka intilishini bildiradi. Bunday fazaviy o'tishlar odatda holat simmetriyasining o'zgarishi orqali kuzatiladi. Bunday turdagi o'tishlarga misollar: ma'lum haroratda kristallardagi tuzilmaviy qayta tuzilishkar; qotishmalardagi tartiblilik–tartibsizlik o'tishlar; spinli sistemalar va ferromagnitli metallar va qotishmalardagi ferromagnetik – paramagnetic yoki antiferromagnetic-paramagnetik o'tishlar; signetoelektriklik, o'ta o'tkazuvchanlik va o'ta oquvchanlikning hosil bo'lishi, ikkinchi tur "og'ir" o'ta o'tkazgichlar va boshqalardagi "aralash" uyurmali holat.

Har bir fazaviy o'tish uchun tartib parametri degan tushuncha mavjud, uning tartiblangan fazadagi nol bo'lmagan o'rtacha qiymati simmetriyani buzadi ham. Shunday qilib, ferromagnetik uchun o'rtacha magnitlanish tartib parametri. Tartib parametri nolga aylanadigan, spontan holda simmetriya buziladigan chegaraviy harorat kritik harorat T_c deyiladi (yoki xuddi ferromagnetiklardagi Kyuri haroratidek, 1.1.1--rasm). Fazaviy o'tishlarning turlicha bo'lishi fazaviy o'tish nuqtasida tartib parametrining nolga aylanish xarakteriga o'z aksini topadi. Agar tartib parametri $T=T_c$ bo'lganda uzluksiz nolga aylansa (ammo fluktuatsiya tufayli cheksiz hosilali bo'lsa), unda-bu ikkinchi tur fazaviy o'tish bo'ladi (1.1.2-rasm). Agarda tartib parametrining bog'lanishi fazaviy o'tish yaqinida bir ma'noli bo'lmasa, unda sistemada albatta fazalarga qatlamlanish kuzatiladi, va bu birinchi tur fazaviy o'tish bo'ladi (1.1.2-rasmga qarang) [1-3].

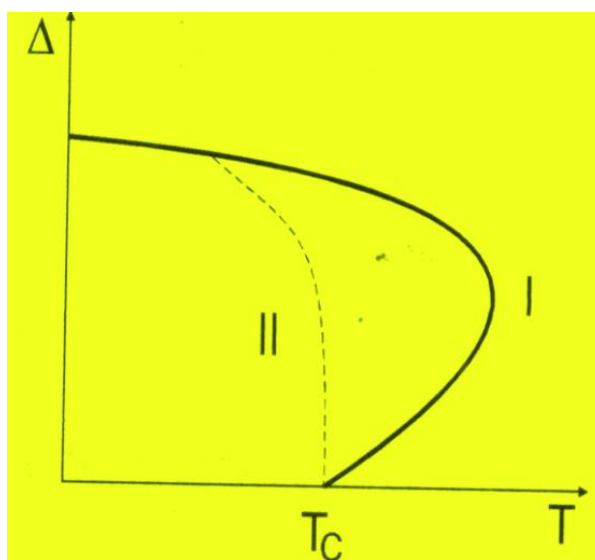


1.1.1-rasm. Ferromagnetic-paramagnetik fazaviy o'tish (a) va o'ta o'tkazuvchan-normal metal fazaviy o'tish (b): M - magnitlanish; θ -Kyuri-Veyss harorati; Δ - o'ta o'tkazuvchanlik tartib parametri T_c - o'ta o'tkagichning kritik harorati.

Yetarlicha turli tarkibdagi obyektlarda umumiy qonuniyatlarni hosil bo'lishi statistik xossalarning umumiy ekanligiga ko'rsatma beradi. Bu

termodinamika nuqtai nazaridan ichki energiya- E va entropiya- S solishtirilganda yaxshi namoyon bo'ladi.

Ma'lumki, S —tartibsizlanish darajasizdir. Sistemaning holati qancha xaotik bo'lsa, S shuncha katta bo'ladi. Boshqa tomondan sistema tartiblanganda energiya- E minimumga intiladi. Sistemaning turg'unligi erkin energiya- F ning minimumi bilan aniqlanadi: $F=E-TS$. Yuqori haroratlarda asosiy had: $-TS < 0$ bo'ladi, shuning uchun F ning minimum bo'lishi uchun katta S entropiya zarur; ya'ni tartibsizlanish zarurdir. Ammo harorat $T \rightarrow 0$ intilganda F erkin energiya E ga



1.1.2-rasm. Fazaviy o'tishlar: I - tartib parametri Δ ning harorat T ga bog'lanishi bir ma'noli bo'lmagan holdagi birinchi tur fazaviy o'tish;

II - $\left. \frac{d\Delta}{dT} \right|_{T_c}$ -hosila cheksiz bo'lgandagi ikkinchi tur fazaviy o'tish.

intiladi (va minimal qiymatga) S entropiya esa nolga intiladi, ya'ni sistema tartiblashadi. O'z navbatida bu ikkita faktorlar, ya'ni tartiblanish va tartibsizlanish energiyalari solishtiriladigan harorat mavjud bo'ladi. Bu esa o'tish haroratidir.

Fazaviy o'tishlar nazariyasi asosida zarrachalarning o'zaro ta'sirlashishi natijasida hosil bo'ladigan tartiblashtiruvchi maydon g'oyasi yotadi. Agar ushbu

maydon o'rtacha maydonga teng deb qaralsa nazariya ancha soddalashadi. Aynan shunday o'rtacha maydon nazariyasi ko'pincha hisobga olinadi.

1.2. Qattiq jismlarning magnit xossalari haqida umumiy tushunchalar

Moddalarning magnit xossalarini sababi elektronga yoki electron lokallashgan panjara tuguniga tegishli bo'lgan magnit momenti μ dir (ushbu holda lokallashgan magnit momentlar haqida gapiriladi), odatda bunday lokallanish e elektronning ω burchak tezlik bilan a radiusli berk kontur bo'ylab harakatlanganida yuzzaga keladi (masalan, uning ma'lum bir atom orbitalida lokallashganida). Ushbu holda magnit momentini quyidagicha baholash mumkin:

$$\mu \approx \frac{aJ}{2c} \approx \frac{a^2 e \omega}{2c} \approx \frac{a \omega e a}{2c} \approx \frac{p a e}{2 c m_e}, \quad (1.2.1)$$

bu yerda S - orbita yuzzasi, $J=ev$ - kiritilgan tok, c - yorug'lik tezligi, $a\omega \sim v$ - chiziqli tezlik, $p=m_e v$ - impul's. Kvanto-mexanik printsiptga muvofiq: $pa \sim \hbar$, undan quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\mu \approx \mu_o \approx \frac{e\hbar}{2mc}, \quad (1.2.2)$$

bu yerda μ_o - Bor magnetoni.

Yana tasavvur etamizki, tugundagi har bir elektron $\mu_o = \frac{e\hbar}{2mc}$ magnit momentiga ega bo'lsin. Namunani tashqi magnit maydoni H ga joylashtiramiz. Sistemaning magnitlanuvchanligini kiritamiz: $\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i$. Agar tashqi maydon H - kuchsiz bo'lsa, unda hosil bo'lgan magnit moment unga proportsional bo'lar ekan: $\vec{M} = \vec{H} \chi$. Proportsionallik koeffitsienti χ sistemaning magnitlanuvchanligi deyiladi. Magnit induksiya $\vec{B}$ (haqiqiy ichki magnit maydoni) ni quyidagicha yozish mumkin [4]:

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M} = \vec{H}(1 + 4\pi \chi) = \vec{H} \mu; \quad \mu \equiv 4\pi \chi + 1. \quad (1.2.3)$$

Bu yerda μ - magnit singdiruvchanlik va $\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}$, bu yerda 4π ko'paytma qulaylik uchun kiritilgan.

Moddalarni magnit xossalari qarab quyidagicha klassifikatsiyalash qabul qilingan:

- 1) paramagnetiklar $\mu > 1 \Rightarrow$ ichkaridagi magnit maydoni kuchayadi;
- 2) diamagnetiklar $\mu < 1, \chi < 0 \Rightarrow$ magnit maydonining kuchsizlanishi;
- 3) ferromagnetiklar: tashqi magnit maydoni bo'lmaganda $\vec{B} \neq 0$, ya'ni $\vec{H} = 0$ bo'lganda $\vec{B} \neq 0$ bo'ladi va $\mu = \infty, \chi = \infty$;
- 4) ideal diamagnetizm: tashqi magnit maydonining to'la ekranlanishi (to'silishi):

$$\vec{H} \neq 0, \vec{B} = 0 \Rightarrow \mu = 0, \chi = -\frac{1}{4\pi}. \quad (1.2.4)$$

Shunday qilib, o'ta o'tkazgich ideal diamagnetikdir;

- 5) magnit bo'lmagan moddalar: $\mu = 1, \chi = 0$.

O'zaro ta'siri bo'lmagan lokal magnit momentlar sistemasining magnit xossalari.

Magnit momentlariga ega bo'lgan tugunli kristallni tashqi magnit maydonida ko'rib chiqamiz. Mayli harorat $T \neq 0$ bo'lsin va magnit momenti faqat tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashsin. Tashqi magnit maydoni bo'lganda o'zaro ta'sirlashuv energiyasi $V = -\vec{\mu}\vec{H}$, va maydon momentlarni o'zi tomonga og'dirishga harakat qiladi (harorat esa - teskarisi, tartibsizlantirishga). Unda: $V = -\vec{\mu}\vec{H} = \mu_o H \frac{S_z}{S}$, bu yerda S - spin (butun yoki yarim butun).

Demak atomlarning magnetizmi asosan quyidagi uchta sabab tufayli hosil bo'lar ekan:

1. Elektronda spinli magnit momentning mavjudligi;

2. Orbital magnit moment hosil qiluvchi atomdagi elektronlarning orbital harakati;¹
3. Protonlar va neytronlar spinli momentlari hosil qiluvchi yadroning magnit momenti.

Bir elektronli atom orbital magnit momenti μ_l kattalikni topish ifodasini keltirib chiqaramiz: bunda uni klassik fizika tasavvurlaridan kelib chiqqan holda olishiga harakat qilamiz. Atomdagi bir elektronning ω -chastotali aylanma orbital harakati natijasida hosil bo'lgan tok kuchi quyidagiga teng:

$$i = -\frac{e}{T} = -\frac{e\omega}{2\pi}, \quad (1.2.5)$$

bu yerda T -elektronning orbita bo'ylab, aylanish davri. Undan orbital magnit momenti uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\mu_l = -i\pi r^2 = -\frac{e\omega r^2}{2}, \quad (1.2.6)$$

bu yerda r – orbita radiusi.

Elektronning orbital impul's momenti quyidagi ifoda yordamida topiladi:

$$P_l = m\omega r^2. \quad (1.2.7)$$

Ushbu keltirilgan (1.2.6) va (1.2.7) ifodalardan quyidagi fundamental munosabat kelib chiqadi:

$$\frac{\mu_l}{P_l} = -\frac{e}{2m} \quad \left(\frac{\mu_l}{P_l} = -\frac{e}{2mc} \right) \quad (1.2.8)$$

Bu giromagnit nisbat deyiladi. Ushbu nisbat orbital momentning orbita bo'ylab xarakterlanuvchi elektron impul's momenti bilan uzviy bog'langanligini ko'rsatadi. Mazkur ifodadagi kasr oldidagi minus ishorasi giromagnit μ_l va P_l kattaliklarning qarama-qarshi yo'nalishda ekanligini ko'rsatadi.

Yuqorida keltirilgan (1.2.8) ifoda klassik mexanika beradigan ko'p bo'lmagan to'g'ri ifodalardan biri, ammo shuni esda tutish lozimki, magnetizm kvant jarayondir, chunki u kvant mexanikasiga bo'ysunuvchi elektronlar

¹ Orbital magnit moment o'rniga yadro atroidagi electron bulutning fazoviy harakati magnit momenti. Uning bunday ta'rif bilan aniqlanishi zamonaviy atom tuzilishi haqidagi tasavvur bilan mos keladi.

harakati bilan bog'liq. Ushbu jarayonni elektronning spinli magnit momenti μ_s misolida ko'rish mumkin. Buning uchun kvant mexanikasi (1.2.8) ifodadan farqli quyidagi tenglamani beradi:

$$\frac{\mu_s}{P_s} = -\frac{e}{m} \quad \left(\frac{\mu_s}{P_s} = -\frac{e}{mc} \right), \quad (1.2.9)$$

bu yerda R_s - elektron impul'sining spinli momenti.

Elektron impul'sining orbital momenti uchun kvant mexanikasi quyidagi ifodani beradi:

$$P_l = \sqrt{l(l+1)}\hbar, \quad (1.2.10)$$

bu yerda l - kvant soni bo'lib, $0, 1, 2, 3, \dots n$ qiymatlarni qabul qiladi.

Elektron impul'sining spinli momenti uchun kvant mexanikasi quyidagi ifodani beradi:

$$P_s = \sqrt{s(s+1)}\hbar, \quad (1.2.11)$$

bu yerda $s = \pm \frac{1}{2}$ qiymatga teng bo'lib, spinli kvant soni deyiladi. Agar (1.2.8) va (1.2.9) ifodalarga (10) va (11) ifodalarni qo'ysak unda quyidagi formulalarni olamiz:

$$\mu_l = -\sqrt{l(l+1)}\mu_B, \quad (1.2.12)$$

$$\mu_s = -2\sqrt{s(s+1)}\mu_B, \quad (1.2.13)$$

bu yerda μ_B – Bor magnetoni. Keltirilgan (1.2.12) va (1.2.13) ifodalardan ko'rinadiki, spin «ikkilangan» magnetizm xususiyatiga ega ekan.

Agar atom $\vec{H}$ kuchlanganlikka ega bo'lgan magnit maydoniga joylashtirilsa, unda μ_l va μ_s kattaliklar bilan aniqlanuvchi momentlar $\vec{H}$ ga nisbatan fazoviy kvantlanish qoidasiga asosan yo'naladi. Bunda $\vec{H}$ magnit maydoni kuchlanganli yo'nalishidagi orbital magnit momentining proektsiyasi uchun quyidagi ifodalarni olamiz:

$$(\mu_l)_{\vec{H}} = \mu_l \cos(\vec{\mu}_l, \vec{H}) = m_l \cdot \mu_B, \quad (1.2.14)$$

bu yerda m_l kattalik orbital magnit kvant soni bo'lib, $m_l = \pm l, \pm(l-1), \pm(l-2), \dots 0$, ya'ni jami bo'lib, $2l+1$ ta qiymatni qabul qiladi.

Elektronning spinli magnit momenti uchun quyidagi ifodalarni olamiz:

$$(\mu_s)_{\vec{H}} = \mu_s \cos(\vec{\mu}_s, \vec{H}) = 2m_s \cdot \mu_B, \quad (1.2.15)$$

bu yerda m_s kattalik spinli magnit kvant soni bo'lib, $m_s = \pm S = \pm \frac{1}{2}$ qiymatlarga teng. Uning ma'nosi μ_s , ya'ni elektronning spinli magnit momenti $\vec{H}$ ning yo'nalishida ikkita proektsiyaga ega bo'ladi. Ular: $+\mu_B$ ($\vec{H}$ ning yo'nalishi bo'ylab) va $-\mu_B$ ($\vec{H}$ ning yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalish bo'ylab).

Biz bir elektronli atomning magnit xossalarini ko'rib chiqdik. Ko'p elektronli atomning magnit xossalarini aniqlash uchun, ushbu atomdagi elektronlarning taqsimotini qanday ko'rinishda bo'lishini eslatish joiz. Atomning elektron qobig'i qatlamlar va bulutlardan iborat. Atomning bosh kvant soni qatlam raqamini aniqlaydi va $1, 2, 3, \dots, n$ sonlar bilan belgilanadi. Atomning orbital kvant soni esa l qatlamdagi qobig' raqamini aniqlaydi va $1, 2, 3, \dots, n-1$ sonlarni qabul qiladi. Biroq raqam o'rniga qobig'ni $s, p, d, f, \dots$ harflar bilan belgilash qabul qilingan.

Shunday qilib, moddalarning magnit xossalari uni tashkil etuvchi elementlar elektronlarining spinli magnit momenti, uning orbital harakati hamda protonlar va neytronlarning spinli momentlari hosil qilgan yadroviy magnit moment bilan aniqlanar ekan.

Agar modda bir nechta elementlardan tashkil topgan bo'lsa, unda ko'p sonli o'zaro ta'sirlashuvchi zarralardan iborat sistemalar ekanligini ham e'tiborga olish zarur.

1.3. O'zaro ta'sirlashuvi bo'lmagan local magnit momentlar sistemasining magnit xossalari

Magnit momently tugunga ega bo'lgan kristalni tashqi magnit maydonida ko'rib chiqamiz. Mayli harorat $T \neq 0$, magnit momenti faqat tashqi maydon bilan o'zaro ta'sirlashsin. Tashqi maydon bo'lgandagi o'zaro ta'sir energiyasi $V = -\vec{\mu}\vec{H}$, va maydon momentni o'z tomoniga ag'darishga

harakat qiladi (harorat esa bunga teskari-tartibsizlantirishga intiladi). Unda: $V = -\vec{\mu}\vec{H} = -\mu_0 H \frac{S_z}{S}$, bu yerda S – spin (butun yoki yarim sonlar).

Yig'indi o'zaro ta'sir V ning turli sonli qiymatlari $2S_z + 1$ ga teng, bunda $S_z = \frac{1}{2}$ bo'lganda (erkinlik darajasi) lokallashgan magnit moment sonli qiymatlari 2 ga teng (maydon bo'ylab va unga qarama – qarshi). Mos ravishda alohida momentning tashqi maydon bilan o'zaro ta'sir energiyasi faqat ikkita qiymatga ega bo'ladi:

$$E_n = -\mu_0 H \text{ (maydon bo'ylab)}, \mu = +\mu_0 \uparrow; \quad (1.3.1)$$

$$E_n = +\mu_0 H \text{ (maydonga qarshi)}, \mu = -\mu_0 \downarrow.$$

$\langle \vec{\mu} \rangle$ ning o'rtacha qiymatini hisoblaymiz. Buning uchun sistemaning to'la o'rtacha qiymatini hisoblaymiz. Buning uchun sistemaning to'la o'rtacha magnitlanishini ko'ramiz :

$$\langle \vec{M} \rangle = \sum_i \langle \mu_i \rangle = \sum_i \langle \mu \rangle = \langle \mu \rangle N,$$

bu yerda burchakli qavslar Gibbs ansambli bo'yicha kvanto mexanik o'rtacha qiymatini topishini bildiradi. Unda ta'rifga asosan quyidagi ifodaga ega bo'lamiz

$$\langle \vec{\mu} \rangle = \frac{Sp \vec{\mu} \exp \left[-\frac{\vec{H}}{kT} \right]}{Sp \exp \left[-\frac{\vec{H}}{kT} \right]} = \frac{\sum_n \left\langle n \left| \mu \exp \left[-\frac{\vec{H}}{kT} \right] \right| n \right\rangle}{\sum_n \left\langle n \left| \exp \left[-\frac{\vec{H}}{kT} \right] \right| n \right\rangle},$$

Bu yerda “ Sp ” shpurni bildiradi, ya'ni diagonal elementlarning yig'indisi degan ma'noni bildiradi; $\vec{H}$ – sistemaning gamiltoniani; k -Boltsman doimiysi (keyinchalik biz uni birga teng deb olamiz).

$|n\rangle$ holat deganda biz gamiltonianning xususiy funksialarini tasavvur etishni tushinishimizni (masalan, tugunlardagi magnit momentlarning oniy joylashish majmuasi, bunda bunday holatlar 2^N bo'ladi (N – tugunlar soni)-Gil'bert fazosidagi o'lcham), uning to'laligi va ortonormalligini e'tiborga olib, quyidagi ifodalarga ega bo'lamiz [3,4]:

$$\exp\left[-\frac{H}{T}\right] n > = \exp\left[-\frac{E_n}{T}\right] n >, \quad < n | n > = 1;$$

$$\sum_n \left\langle n \left| \exp\left[-\frac{H}{T}\right] \right| n \right\rangle \sum_n \exp\left[-\frac{E_n}{T}\right],$$

bu yerda E_n –sistemaning $|n\rangle$ holatdagi energiyasi. Bundan tashqari, quyidagi ifodani e'tiborga olib,

$$\left\langle n \left| \mu \exp\left[-\frac{H}{T}\right] \right| n \right\rangle = \left\langle n \left| \mu \exp\left[-\frac{E_n}{T}\right] \right| n \right\rangle = \mu \exp\left[-\frac{E_n}{T}\right],$$

quyida keltirilgan ifodani olamiz:

$$\langle \mu \rangle = \frac{\sum_n \mu_n \exp\left[-\frac{E_n}{T}\right]}{\sum_n \exp\left[-\frac{E_n}{T}\right]}. \quad (1.3.2)$$

Normirovkalovchi maxraj bu yerda – statistic summa Q.

Magnit momentlarining o'zaro ta'sirlashmasligini e'tiborga olib, uning faqat ikkita holati (1.3.1) bo'lishi mumkinligini hisobga olib, har bir moment uchun (1.3.2) ifodani bog'lanmagan holda hisoblash muminz:

$$< \mu > = \frac{\mu_0 \exp\left[\frac{\mu_0 H}{T}\right] - \mu_0 \exp\left[-\frac{\mu_0 H}{T}\right]}{\mu_0 \exp\left[\frac{\mu_0 H}{T}\right] + \mu_0 \exp\left[-\frac{\mu_0 H}{T}\right]}.$$

Eslatish joizki, bu yerda H - tashqi magnit mydoni. Undan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$< \mu > = \mu_0 th\left(\frac{\mu_0 H}{T}\right). \quad (1.3.3)$$

Olingan natijani muhokama qilamiz. Agar tashqi mayon nolga intilsa, unda (1.3) ifodadan quyidagi munosabatni olamiz:

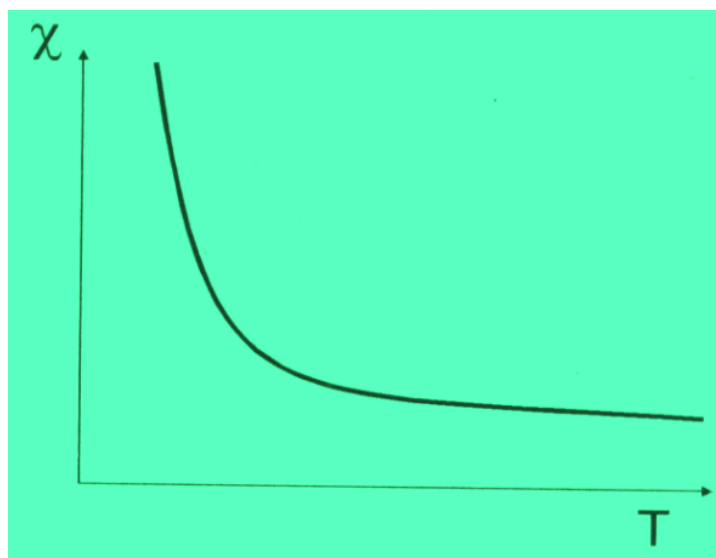
$$H \rightarrow 0, \quad N(\mu) \cong \frac{\mu_0^2 H}{T} N = \chi H, \quad \chi = \frac{N \mu_0^2}{T} > 0. \quad (1.3.4)$$

Bunda tashqi maydonni aniq nolga teng deb qo'ysak, unda har qanday haroratda ham:

$$H=0, \quad < \mu > \equiv 0, \quad < M > = 0. \quad (1.3.5)$$

Shunday qilib, (1,3.4) va (1,3.5) ifodalardan xulosa qilish mumkinkki, o'zaro ta'sirlashmaydigan magnit momentlar lokallashgan sistema odatdagi

paramagnetik xossani namoyon qiladi. Bundan tashqari u fazoviy o'tishni sezmaydi (3 – rasm), buning uchun o'zaro ta'sir zarur. Magnit singdiruvchanlikning haroratga bog'lanishi ($\sim \frac{1}{T}$), 1.3.1-rasmda ko'rsatilgandek, Kyuri qonuni deyiladi.



1.3.1-rasm . χ singdiruvchanlikning haroratga bog'lanishi Kyuri qonuni ($\sim \frac{1}{T}$), o'zaro ta'sirlashmaydigan momentlar uchun

1.4. O'zaro ta'sirlashuvchan local magnit momentlar sistemasi.

Veyssning effektiv maydoni

Mayli, magnit momentlari bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashsin, bunda o'zaro ta'sir energiyasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$V = -\lambda \vec{\mu}_i \vec{\mu}_j. \quad (1.4.1)$$

Bu yerda λ - momentlar orasidagi o'zaro ta'sirning o'lchamsiz parametri. Yig'indi gamiltonian quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\vec{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} \lambda_{ij} \vec{\mu}_i \vec{\mu}_j - \vec{H} \sum_i \vec{\mu}_i. \quad (1.4.2)$$

Bu paragrafda biz o'lishi mumkin bo'lgan magnit momentlar orientatsiyasini faqat $(+\mu)$ maydon bo'ylab va maydonga qarshi $(-\mu)$ holatni ko'rib chiqamiz.

(1.4.1) va (1.4.2) ifodalarga asosan magnit momentlari bir birini tartibga solishga intiladi. Unda ajratilgan magnit momentga tashqi magnit maydon H va boshqa barcha momentlardan o'zaro ta'sir (1.4.1) maydoni ta'sir qiladi.

$$H_i = \sum_j \lambda_{ij} \mu_j + H. \quad (1.4.3)$$

O'rtacha yig'indi maydon (kvant–mexanik) unda quyidagi ifodaga teng bo'ladi:

$$\langle H_i \rangle = \sum_j \lambda_{ij} \langle \mu_j \rangle + H \quad (1.4.4)$$

Translyatsiyali invariantlik bo'lganligi sababli ($\langle \mu_j \rangle$ qiymat j ga bo'lmaydi) ajratilgan spinga o'rtacha natijaviy effektiv maydon ta'sir qiladi.

$$H_{eff} = \langle H_i \rangle = \lambda \langle \mu \rangle N + H. \quad (1.4.5)$$

Bu yerda $\lambda N = \sum_j \lambda_{ij}$ bilan belgilangan, shunday qilib, λ bitta magnit momentiga mos keluvchi o'lchamsiz o'zaro ta'sir parametri ma'nosiga ega. Veyssning molecular maydon yandashuvi i -tugundagi haqiqiy yig'indi maydon o'rtacha maydon H_{eff} bilan mos keladi va i -spin μ_i ning orientatsiyasiga bog'liq bo'lmaydi degan tassavurdan iborat. Osongina ko'rish mumkinki, bu haqiqatan ham yandashuvdir, chunki i -nchi spinning yuqoriga yo'nalishida qo'shnilar uchun o'rtachaga nisbatan yuqoriga yo'nalish katta bo'lishi mumkin, ya'ni Veyssning yaqinlashuvida biz fluktuatsyalarni e'tiborga olmaymiz. Bu juda yaqin Zqo'shnilar bo'lganda yaxshiroq bajariladi. Bundan tashqari, $Z \rightarrow \infty$ intilganda Veyss yandashuvi anq natijani beradi.

Shunday qilib, har bir moment effektiv o'rtacha maydonda H_{eff} (1.4.5) ifodaga teng bo'lishni e'tiborga olib, (1.3.3) ifodadan o'zi kelishgan tenglamani olish mumkin:

$$\langle \mu \rangle = \mu_o \tanh \left(\frac{[\mu_o H + \langle \mu \rangle N \lambda]}{T} \right). \quad (1.4.6)$$

(1.4.6) tenglama – Veyss tenglamasidir. Chegaraviy holat bo'lgan $H \rightarrow 0$ holni ko'rib chiqamiz. Yetarlicha yuqori T haroratlarda (1.4.6) tenglamadan quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\langle \mu \rangle = \mu_o \left(\frac{[\mu_o H + \langle \mu \rangle N \lambda]}{T} \right) \quad (1.4.7)$$

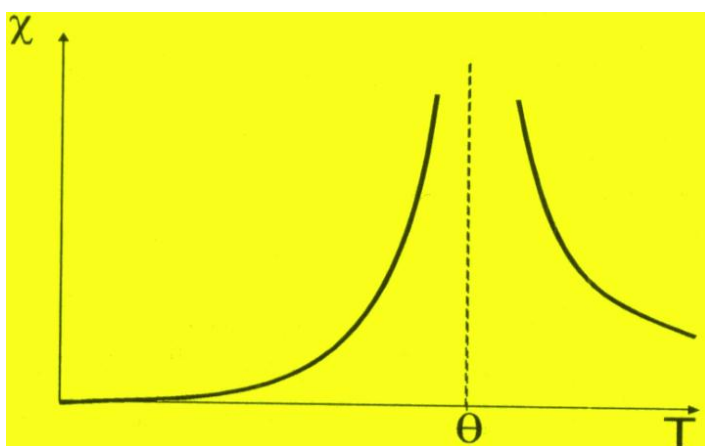
va

$$\langle \mu \rangle = \frac{\mu_0^2 H}{[T - \mu_0^2 N \lambda]}. \quad (1.4.8)$$

$\mu_0^2 H \lambda = \Theta$ deb Kyuri – Beyss haroratini belgilaymiz. O'zaro ta'sirlashuvchan model uchun Kyuri – Beyss qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\langle \mu \rangle = \frac{\mu_0^2 H}{[T - \theta]} \quad (1.4.9)$$

Shunday qilib, $T > \Theta$ dan katta haroratlarda bo'lgan va $\chi > 0$ bo'lganda, ya'ni paramagnit holat mavjud bo'ladi. Ushbu (1.4.9) ifodadan ko'rinadiki, $T = \Theta$ bo'lgan nuqtada magnit momenti μ va qabul qiluvchanlik χ uzoqlashadi (4- rasm) va undan so'ng $T < \Theta$ bo'lgan holda, ferromagnitlik holatga o'tish sodir bo'lishi mumkin. Maydon $H = 0$ bo'lgan holdagi (1.4.6) aniq tenglamani analiz qilamiz. Tugunda $R = \langle \mu \rangle / \mu_0$ ko'rinishdagi o'lchamsiz magnitli momentni kiritamiz.



1.4.1-rasm. O'zaro ta'sirlashuvchan Izing modeli doirasida magnit singdiruvchanlik uchun Kyuri – Veyss qonuni - $\left(\sim \frac{1}{|T - \theta|} \right)$.

Osongina ko'rish mumkinki, $-1 < R < +1$ tengsizlik bajariladi. Kattalik R ning musbat sohasini ko'rib chiqamiz. Unda (1.4.6) tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$R = \text{th} \left(\frac{R\theta}{T} \right). \quad (1.4.10)$$

Agar $x = \frac{R\theta}{T}$ deb belgilasak, unda $\frac{xT}{\theta} = \theta x$ bo'ladi. Unda, ma'lumki, $T > \theta$ tengsizlik bo'lganda, $R=0$ bo'lgandagi yagona yechim mavjud bo'ladi va tartiblanish bo'lmaydi. $T < \theta$ tengsizlik bajarilganda Veyss tenglamasi ferromagnit holatni ifodalovchi $R \neq 0$ bo'lgan notrivial yechimga ega bo'ladi.

$R(T)$ bog'lanishning umumiy ko'rinishi 1.a - rasmda ko'rsatilgan. Fazaviy o'tishga yaqin sohada $R^2 = 3\left(\frac{\theta}{T} - 1\right)$ ni olish unchalik murakkab emas, undan shu kelib chiqadiki, $T > \theta$ bo'lganda $R=0$ bo'ladi, $T < \theta$ bo'lganda $R \neq 0$ bo'ladi, ya'ni o'tish nuqtasiga mos kelganda cheksiz hosilali yechim $\frac{dR}{dT} \sim \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\theta}{T}-1\right)}}$. Keyinchalik

ko'rsatiladiki, bunday magnitlanish tezligining cheksiz o'sish fluktuatsiyalarni va korrelyatsiyali uzunliklarning ikkinchi tur fazaviy o'tish nuqtasiga yaqinlashgan sari tarqalishi bilan bog'langan ekan.

Boshqa chegaraviy holatda, ya'ni $T \rightarrow 1$ bo'lganda, tartib parametri $R=1 - \exp\left(-2\frac{\theta}{T}\right)$ qonunga asosan $R \rightarrow 1$ ga intiladi. E'tiborga olamiz magnitlanishning past haroratlarda to'la to'yinishdan eksponensial kichik og'ishi, past haroratlarda qariyb barcha spinlar yuqoriga (maydon bo'ylab) yo'nalganligi natijasidir. Bitta spinni burish uchun zarur bo'lgan energiya $\theta - (-\theta) = 2\theta$ ga teng, chunki boshqa qolgan spinlar hosil qiladigan maydon θ ga teng. Molekulyar maydon yandoshuvi past haroratlarda spinlari boshqa fluktuatsiyalanmaydigan holdagi aniq natijaga olib keladi. Bunda maydonga ulush beruvchi ikkinchi spinning burilish ehtimolligi hisobga olinmaydigan darajada kichik, chunki u o'z navbatida, o'z qo'shnilari bilan o'z o'rnida saqlanadi. Shunday qilib, past haroratlarda qo'zg'atilgan holatlar asosiy holatdan 2θ energetic tirqish bilan ajratilgan ekan.

Kyuri – Veyss harorati mashstabini baholaymiz. Eksperimentdan ma'lumki, $\theta_{eksp} = 300 - 1000K$ (Shunday qilib temir uchun $\theta = 1043K$, nikel uchun $\theta = 627K$, gadoloniya uchun $\theta = 293K$) oralig'da bo'ladi. SGS sistemasida Bor magnitoni $\mu_0 \sim 10^{-20}$ qiymatda bo'ladi. Undan, o'lchamsiz

o'zaro ta'sir doimiysi λ ni bir tartibda, atomlar sonini esa $N \sim 10^{-20}$ tartibda deb tasavvur etib, $\theta_{teor} \sim 0,1$ K ga ega bo'lamiz. Bunday farq, o'zaro ta'sirning real masshtabi yetiarlicha katta ($\lambda \sim 10^4$) ekanligi bilan bog'liq, chunki spin- spinli tartiblanishda asosiy rolni o'ziga xos (spetsifik) almashinuv o'zaro ta'sir o'ynaydi [6-8].

1.5. Almashinuv o'zaro ta'sir tabiati. Izing va Geyzenberg modellari

Magnit momentlar orasidagi o'zaro ta'sir toza kvant xarakterli almashinuv o'zaro ta'sirga ega. Almashinuv o'zaro ta'sir doimiysi $\lambda \sim 10^4 \div 10^5$ ga yetishini ko'rsatamiz, bu esa eksperiment bilan mos keladi.

Bir xil kvantli zarralar ansambli uchun aynan o'xshashlik prinsipi bajarilishi kerak – ular $px \sim \hbar$ noaniqlik prinsipiga asosan farq qilina olinmasligi kerak. Agar hammasi bo'lib, ikkita zarrachaga ega bo'lsak, unda zarrachalarni faqat o'rnini o'zaro almashtirish natijasida olingan sistemaning holati fizikaviy to'la ekvivalent bo'lishi kerak. Bu esa, sistemaning to'lqin funksiyasi faqatgina unchalik ahamiyatga ega bo'lmagan fazoviy ko'paytuvchigagina o'zgartirish mumkin: $|\psi(1,2)|^2 = |\psi(2,1)|^2$ bo'lsa, unda $\psi(1,2) = \exp(i\alpha) \psi(2,1)$ bo'ladi, bu yerda α – ma'lum bir haqiqiy o'zgarmas doimiydir. Zaruriylikdan bajarilgan takroran o'rin almashtirish $\exp(2i\alpha) = 1$ shartga olib keladi, ya'ni $\psi(1,2) = \pm \psi(2,1)$ bo'ladi. Shuning uchun, umuman ikkita imkoniyat mavjud bo'ladi: to'lqin funksiya yo simmetrik bo'ladi (bu Boze statistikasi), yo antisimmetrik bo'ladi (bu Fermi statistikasi).

Ushbu natija har qanday erkin sonli zarralar ucun to'g'ridir.

Endi kvant statistikasiga ega bo'lgan va birinchi yandashuvda o'zaro ta'sirlashmayigan (kulon va boshqa o'zaro ta'sirlar ma'lum o'rtacha maydon orqali hisobga olingan) ikkita tanlangan zarralarni ko'rib chiqamiz. Sistemaning to'la to'lqin funksiyasini bir zarrali $\psi_a(1)$ va $\psi_b(2)$ funksiyalar orqali quyidagi shaklda ifodalash mumkin:

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \psi_a(1) \psi_b(2) \pm \psi_a(2) \psi_b(1) \}.$$

Mos ravishda simmetrik va antisimmetrik holatlarni amalga oshiruvchi bozonlarga “+” ishora, fermionlarga “-” ishora javob beradi. Ko’rinib turibdiki, agar a holat b holatga teng bo’lsa, unda “-” ishora uchun to’lqin funksiya aynan nolga teng bo’ladi, bu esa Fermi statistikasida ikkita fermionni bir holatda bo’lishini ta’qiqlovchi Pauli prinsipini aks ettiradi. Aks holda, “+” ishora bozonlar uchun bir holatda eng ko’p bo’lish ehtimolligini bildiradi [10-12].

Endi kristall panjaraning maydonida lokallashgan elektronlar sistemasini ko’rib chiqamiz. To’lqin funksiyaning spinli komponentasini ham e’tiborga olamiz, shunday qilib, to’la to’lqin funksiya (antisimmetrik bo’lish kerak bo’lgan) quyidagi ko’rinishga ega bo’ladi:

$$\Phi(r_1, r_2, \sigma_1, \sigma_2) = \psi(r_1, r_2)\chi(\sigma_1, \sigma_2),$$

$$\psi(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) \pm \psi_a(r_2)\psi_b(r_1)\}$$

Bu yerda antisimmetrik holatdagi “-” ishora simmetrik spinli komponentaga mos kelishi kerak (summaviy spin $S=1$):

$$\chi(\sigma_1, \sigma_2) = \chi\left(\frac{1}{2}, \sigma_1\right)\chi\left(\frac{1}{2}, \sigma_2\right),$$

$$\chi(\sigma_1, \sigma_2) = \chi\left(-\frac{1}{2}, \sigma_1\right)\chi\left(-\frac{1}{2}, \sigma_2\right),$$

$$\chi(\sigma_1, \sigma_2) = \chi\left(\frac{1}{2}, \sigma_1\right)\chi\left(-\frac{1}{2}, \sigma_2\right) + \chi\left(-\frac{1}{2}, \sigma_1\right)\chi\left(\frac{1}{2}, \sigma_2\right),$$

simmetrik holatdagi “+” ishora esa antisimmetrik spinli komponentaga mos kelishi kerak (summaviy spin $S=0$):

$$\chi(\sigma_1, \sigma_2) = \chi\left(\frac{1}{2}, \sigma_1\right)\chi\left(-\frac{1}{2}, \sigma_2\right) - \chi\left(-\frac{1}{2}, \sigma_1\right)\chi\left(\frac{1}{2}, \sigma_2\right).$$

Shunday qilib, to’lqin funksiyasining koordinatali simmetriyasi spinlarning orientatsiyasiga bog’liq:

$$\psi_{\uparrow\uparrow}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) - \psi_a(r_2)\psi_b(r_1)\}, \quad (1.5.1)$$

$$\psi_{\uparrow\downarrow}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) + \psi_a(r_2)\psi_b(r_1)\}. \quad (1.5.2)$$

Endi g'alayonlar nazariyasiga asosan birinchi tartibda elektronlarning kulon o'zaro ta'sirini ifodalovchi $U = \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}$ ni hisobga olamiz. O'zaro ta'sir hisobidan sistemaning energiyasiga bo'lgan tuzatma quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$E = \int \psi(1,2) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \psi^*(1,2) d^3r_1 d^3r_2. \quad (1.5.3)$$

(1.5.3) ifodaga (1.5.1) va (1.5.2) larda keltirilgan to'lqin funksiyalarni qo'yib quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$E_{\uparrow\uparrow} = E_0 - J_{12}, \quad E_{\uparrow\downarrow} = E_0 - J_{12}, \quad (1.5.4)$$

bu yerda E_0 - zarrachalarning spinlari oriyentatsiyaga bog'liq bo'lmagan energiya:

$$E = \frac{1}{2} \int \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \{ |\psi_a(r_1)|^2 |\psi_b(r_2)|^2 + |\psi_a(r_2)|^2 |\psi_b(r_1)|^2 \} d^3r_1 d^3r_2, \quad (1.5.5)$$

bu yerda $J_{1,2}$ – almashinuv integrali:

$$E = \int \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \{ \psi_a(r_1) \psi_b(r_2) \psi_a^*(r_2) \psi_b^*(r_1) \} d^3r_1 d^3r_2. \quad (1.5.6)$$

$J_{1,2} > 0$ bo'lgan holda spinlarning parallel holda joylashishi afzaldir, agar $J_{1,2} < 0$ bo'lsa – unda antiparallel. Birinchi holda tartiblanish ferromagnitizmga olib keladi, ikkinchi holda esa – antiferromagnitizmga

J_{12} kattalikni baholaymiz. Ko'rinadiki, J_{12} kattalikning masshtabi kulon o'zaro ta'sir bilan aniqlanadi, ya'ni $J_{12} \sim \frac{e^2}{a} \sim 10 \text{ эВ}$, bu yerda a – atomlar orasidagi masofa. Ko'paytuvchi $\exp\left(-\frac{a}{a_B}\right)$ J_{12} kattalikni to'lqin funksiyaning eksponensial “dumlari”ning ustma ust tushishi hisobidan yana bir tartibda kamaytirishi mumkin, bu yerda a_B – Bor radiusi ((1.21) ifodaga qarang). Sunday qilib, $J_{12} \sim 1 \text{ эВ} \sim 10^4 K$, bu esa o'zaro ta'sirni qiymatini baholanishi bilan mos keladi ($\lambda \sim 10^4 K$).

Endi almashinuv o'zaro ta'sirli spinlar sistemasini ifodlovchi haqiqiy modullarni ko'rib chiqamiz. Agar ikkita tanlangan spinlar o'zaro ta'siri (1.19) ifodaga muvofiq quyidagi ko'rinishda bo'lsa:

$$E_{\vec{s}_1, \vec{s}_2} = E_0 - J_{12} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (1.5.7)$$

Unda spinlar panjarasiga ega bo'lgan real qattiq jismda Geyzenberg gamiltoniani deb nomlanishini kiritamiz:

$$\bar{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \vec{H} \sum_i \vec{S}_i. \quad (1.5.8)$$

Bu yerda biz tashqi maydon bilan o'zaro ta'sirni hisobga oldik, energiya hisobi uning spinlar orientatsiyasiga bog'liq bo'lmagan qismidan olib boriladi va sistemaning magnitli tartiblanishiga ta'sir etmaydi. Agar $J_{ij} > 0$ bo'lsa, unda gamil'tonian (1.2.3) Geyzenbergning ferromagnitli modelini ifodalaydi, agar $J_{ij} < 0$ bo'lsa, (1.2.3) gamiltonian unda Geyzenbergning ferromagnitli modelini ifodalaydi, agar $J_{ij} < 0$ bo'lsa, unda antiferromagnitli modelni ifodlaydi.

(1.2.3) ifodadagi modelda spinlarning orientatsiyasi har qanday bo'lishi imkoniyati beriladi. Agar haqiqiy anizotrop kristallda turli kristallografik yo'nalishlar uchun J_{ij} almashinuv integrali turlicha bo'lishi mumkinligi hisobga olinsa, unda gamil'tonianning ko'rinishi quyidgicha bo'lishi mumkin:

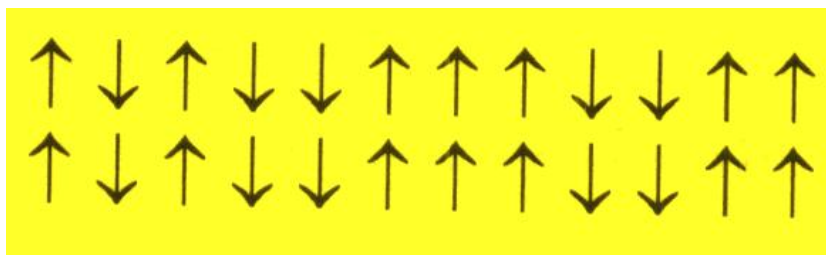
$$\bar{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} (J_{ij}^x S_i^x S_j^x + J_{ij}^y S_i^y S_j^y + J_{ij}^z S_i^z S_j^z) - \vec{H} \sum_i \vec{S}_i, \quad (1.5.9)$$

Bu yerda J^x, J^y va J^z turlicha, unda magnit momentlarning erkinlik darajasi ushbu kattaliklarning aniq ko'rinishi bilan chegaralangan bo'lish mumkin. Shunday qilib, qo'yilgan H mydon bo'ylab maksimal o'zaro ta'sir amalga oshish holati bo'lishi mumkin. Unda model soddalashadi, erkinlik darajasini soni chegaralanadi va faqat ikkita bo'lishi mumkin bo'lgan holat qoladi- maydon bo'ylab va unga qarshi ($\mu_i = \pm 1$) xuddi oldingi paragraflarda keltirilgandek, biz Izing modelini olamiz:

$$\bar{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij} \mu_i \mu_j - \vec{H} \sum_i \mu_i, \quad (1.5.10)$$

Bu yerda $J_{ij} \rightarrow V_{ij} = V(r_i - r_j)$ $S_i \rightarrow \mu_i$ qayta belgilashlar kiritildi.

Harorat nol bo'lganda, qachonki spinlar “muzlatilgan” bo'lsa va maydon bo'ylab yoki unga qarshi yo'naltirilgan bo'lsa Izing modelining asosiy holati Geyzenberg modelining asosiy holati bilan mos keladi .



1.5.1-rasm. Harorat nol bo'lganda, Izing modelining asosiy holati Geyzenberg modelining asosiy holati bilan mos keladi, xuddi spinlar maydon bo'ylab yoki unga qarshi orientatsiyalanib, muzlatilgandek bo'lishini ifodalovchi chizma.

Fazaviy o'tish sohasi yaqinida, spinli sistemaning barcha erkinlik darajalarini real hisobga oluvchi Geyzenberg modeli yordamida ifodalash ko'proq adekvatdir (haqiqatga yaqindir). Bundan tashqari past haroratlarda xuddi spinli to'lqinlardek bunday qo'zag'alishlarni Geyzenberg modelsiz ifodalash mumkin emas. Biroq magnitizm nazariyasining alohida muammolarini tushuntirishda Izing modeli ancha soda, ko'rgazmali va yetarlicha qulaydir

1.6. Izing modeli

Endi biz Veyssning molecular maydon yandashuvida Izing modelini ko'rib chiqamiz va issiqlik sig'imi va magnit qabul qiluvchanlik bo'yicha asosiy natijalarni olamiz. Shu bilan birga bir o'lchamli va ikki o'lchamli Izing modeli o'rganiladi va ulardagi fazaviy o'tishlar muammosi tadqiq etiladi [3].

1.6.1. Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvi.

(1.5.9) ifodada o'z aksini topgan Izing modelini ko'rib chiqamiz:

$$\vec{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij} \mu_i \mu_j - \vec{H} \sum_i \mu_i ,$$

va o'rtacha maydon yandashuvidan foydalanamiz. Qanday qilib ushbu modelda Veyss tenglamasini olish mumkinligini ko'rsatamiz. Xuddi avval keltirilgandek olingan magnit momentiga tashqi magnit maydoni ta'sir etishini hisobga olamiz

va boshqa barcha momentlardan o'zaro ta'sirlashish maydoni quyidagicha ifodalaymiz:

$$H_i = \sum_j V_{ij} \mu_i + H. \quad (1.6.1)$$

O'rtacha qiymati topilgandan so'ng unda yig'indi maydon quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle H_i \rangle = \sum_j V_{ij} \langle \mu_i \rangle + H. \quad (1.6.2)$$

Transliyatsiyali invariantlik bo'lganligi sababli ($\langle \mu_j \rangle$ kattalik j ga bog'liq emas) o'rta hisob bilan tanlangan spinga natijaviy effektiv maydon ta'sir etadi:

$$H_{eff} = \langle H_i \rangle = R \sum_j V_{ij} + H, \quad (1.6.3)$$

bu yerda $R = \langle \mu_i \rangle$. Qayd etamizki, quyidagi kattalik:

$$V(0) = \sum_j V_{ij} = \sum_j V(|r_i - r_j|).$$

o'zaro ta'sir $V_{(q)}$ ning nolli fure- komponentasi hisoblanadi:

$$V(\vec{q}) = \sum_j V(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) \exp\{i\vec{q}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)\}. \quad (1.6.4)$$

Shunday qilib, biz quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$H_{eff} = \langle H_i \rangle = RV(0) + H. \quad (1.6.5)$$

Faqatgina eng yaqin qo'shnilar o'zaro ta'sirlashgan holda $V(0) = ZJ$ belgilash kiritiladi, bu yerda Z – eng yaqin qo'shnilar soni; J – almashinuv integrali. O'rtacha maydon yandashuvidan foydalanib, haqiqiy maydonni effktiv maydon (1.6.5) bilan almashtiramiz. Unda o'rtacha magnitli moment quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\langle \mu_i \rangle = \frac{\text{Sp} \mu_i \exp[\beta \mu_i \langle H_i \rangle]}{\text{Sp} \exp[\beta \mu_i \langle H_i \rangle]} = \frac{\exp[\beta \mu_i \langle H_i \rangle] - \exp[-\beta \mu_i \langle H_i \rangle]}{\exp[\beta \mu_i \langle H_i \rangle] + \exp[-\beta \mu_i \langle H_i \rangle]},$$

($\beta = \frac{1}{T}$), undam darhol Veyssning o'zaro kelishtirilgan tenglamasini olamiz:

$$R = \text{th}[\beta(H + V(0)R)]. \quad (1.6.6)$$

Agar uni (1.4.6) tenglama bilan solishtirsak, unda Kyuri harorati vazifasini $V(0)$ kattalik bajarishini osongina sezish mumkin. Ushbu tenglamani avval ham tadqiq etgan edik. Faqat belgilash mumkinki, $V(0)>0$ va $\beta V(0) > 1$ ($T<\theta$) bo'lganda (1.6.6) tenglama (1.5.4) ifodaga muvofiq aynan ferromagnit holatni ifodalaydi.

Yana bir bor qanday chegaraviy holda Veyssning molekulyar maydon yandashuvi aniq deb hisoblanishi mumkinligi masalasini tadqiq etamiz. Javobi yaqqol ma'lum: alohida spinga ta'sir etuvchi, $H_i = \sum_j V_{ij}\mu_j$ maydonga hissa qo'shuvchi zarralar soni juda katta bo'lishi kerak. Unda ko'rilayotgan spinning yo'nalishi birinchi spinga ta'sir etuvchi, maydonga ulush qo'shuvchi spinning yo'nalishiga kuchli ta'sir eta olmaydi, chunki ushbu ikkinchi spin boshqa spinlar bilan ($Z-1$) joyda saqlab turiladi, bu yerda Z - o'zaro ta'sir sferasidagi spinlar soni (juda yaqin qo'shnilar yandashuvida ularning soni bilan mos keluvchi). Shunday qilib, o'rtacha maydon yandashuvida kichiklik (unchalik katta bo'lmagan, e'tiborga olmasa ham bo'ladigan) parametri: $\frac{1}{Z} \ll 1$.

1.6.2. Izing modelida ferromagnetikning erkin energiyasi.

Bregg-Vil'yams usuli.

Izing modelida ferromagnetik-paramagnetik o'tishlarni tadqiq etishda sistemaning erkin energiyasini muhokama qilish va fazoviy holatlarning energetik foydaliligi nuqtai nazardan vaziyatni o'rganish foydalidir. Ta'rifi ko'ra erkin energiya $F=E-TS$ bilan aniqlanadi, bu yerda E - sistemaning ichki energiyasi; S - entropiya. E energiyani termodinamik o'rtacha orqali gamil'toniandan ifodalash mumkin:

$$E = \langle \bar{H} \rangle = -\frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij} \langle \mu_i \mu_j \rangle - H \sum_i \langle \mu_i \rangle. \quad (1.6.7)$$

O'rtacha maydon yandashuvida μ_i o'zgaruvchanlar bog'lanmagan, shuning uchun $\langle \mu_i \mu_j \rangle = \langle \mu_i \rangle \langle \mu_j \rangle$. $\langle \mu_i \rangle \equiv \langle \mu \rangle = R$ ekanligini hisobga olib, quyidagi ifodani olamiz:

$$E = -R^2\theta \frac{N}{2} - RHN, \quad (1.6.8)$$

bu yerda $V(0)N = \sum_{ij} V_{ij}(r_i)$, $V(0) = \theta$ ekanligi hisobga olingan hamda translyatsiyali invariantlikdan foydalanilgan. Entropiyani hisoblash uchun tartib parametri R termodinamik kattalik ekanligini e'tiborga olamiz, shuning uchun entropiyani berilgan $R = \frac{1}{N} \sum_i \mu_i$ ifodaning qiymati uchun konfiguratsiyalar sonini sanab hisoblash mumkin. Buni bajarish qiyin emas (Bregg va Vil'yams tomonidan ko'rsatilgan edi), chunki bunday konfiguratsiyalar Veyss yandashuvida bitta o'sha energiyaga ega bo'ladi. Ma'lumki, $R = \frac{N\uparrow - N\downarrow}{N}$, bu yerda $N = N\uparrow + N\downarrow$ $N\uparrow$ maydon bo'ylab yo'nalgan spinlar soni, $N\downarrow$ - maydonga qarshi yo'nalgan spinlar soni. Entropiyani static og'irlikning logarifmi orqali ifodalash mumkin: $S = \ln W$, bunda W statistic og'irlik berilgan R ning qiymatiga quyidagiga teng bo'ladi:

$$W = \frac{N!}{N\uparrow! N\downarrow!}. \quad (1.6.9)$$

N ning katta qiymatlarida Stirlingning asimptotik formulasidan foydalanib: $\ln N! = N \ln N - N$ va $\frac{N\uparrow}{N} = \frac{1+R}{2}$, $\frac{N\downarrow}{N} = \frac{1-R}{2}$ ekanligini e'tiborga olib, oxiri oqibat quyidagi ifodano olamiz:

$$S = -\frac{N}{2} \left[(1+R) \ln \left(\frac{1+R}{2} \right) \ln \left(\frac{1+R}{2} \right) + (1-R) \ln \left(\frac{1-R}{2} \right) \right]. \quad (1.6.10)$$

Xuddi kutilgandek, to'la tartiblanishda, qachonki barcha magnit momentlar maydon bo'ylab yo'nalsa ($R=1$), entropiya $S=0$ bo'ladi. Aks holda, to'la tartibsizlanish bo'lganda ($R=0$) entropiya tarqaladi ($S=N \ln 2 \rightarrow \infty$)

Natijada ferromagnetikning erkin energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{F}{N} = -\frac{R^2\theta}{2} - RH + \frac{T}{2} \left[(1+R) \ln \left(\frac{1+R}{2} \right) + (1-R) \ln \left(\frac{1-R}{2} \right) \right]. \quad (1.6.11)$$

Olingan ifodani tashqi maydonning kichkina $H \rightarrow 0$ chegarasida tadqiq etamiz.

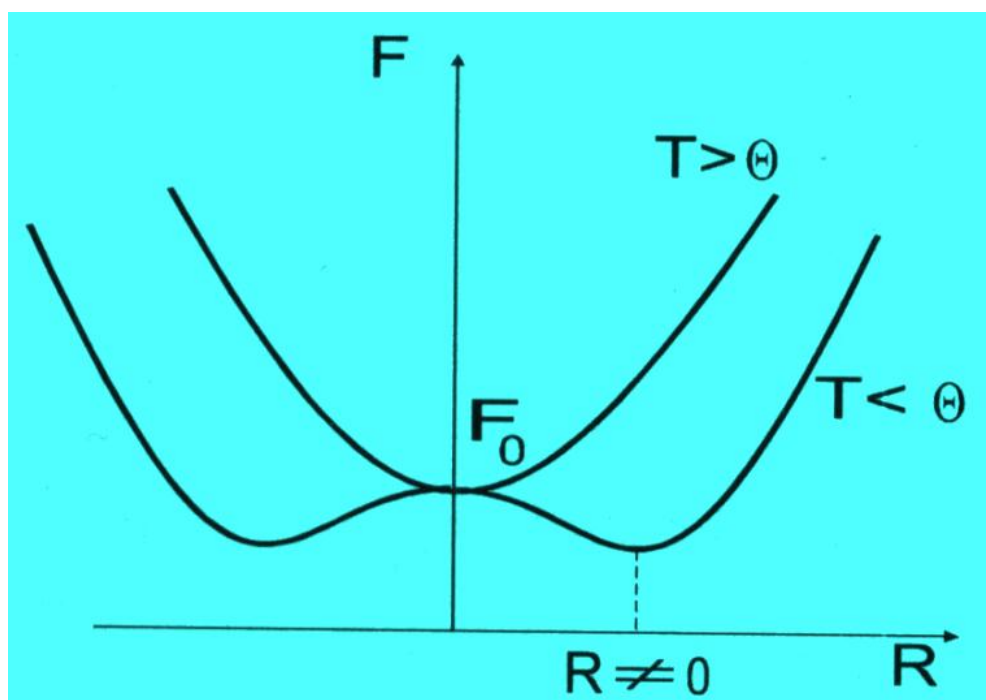
Muvozanat nuqtasida erkin energiya minimum qiymatga ega bo'lish kerak, ya'ni $\frac{\partial F}{\partial R} = 0$ shart bajarilish kerak:

$$\frac{\partial F}{\partial R} = 0 = N \left[-(R\theta + H) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+R}{1-R} \right) \right], \quad (1.6.12)$$

bundan darhol R tartib parametri uchun Veyss tenglamasi (1.6.6) kelib chiqadi. Undan tashqari analiz uchun erkin energiyaning ikkinchi darajali hosilasi kerak bo'ladi :

$$\frac{1}{N} \frac{\partial^2 F}{\partial R^2} = -\theta + \frac{T}{1-R^2}. \quad (1.6.13)$$

$T > \theta$ bo'lsa, $R=0$ bo'ladi va (2.13) ifodadan $\frac{1}{N} \frac{\partial^2 F}{\partial R^2} = -\theta + T > 0$, shunday qilib, erkin energiya umuman bitta minimumga ega ($R=0$) (1.6.1- rasm). $T < \theta$ bo'lgan holda yana bitta ekstremum (minimum) $R \neq 0$ (1.6.1-rasm) bo'ladi, tartib parametri R ning bunday qiymatida Veyss tenglamasining (1.6.6) va (1.6.12) notivial yechimi bo'ladi. O'tish nuqtasi yaqinida $T \rightarrow \theta$ bo'lganda Veyss tenglamasini yechishdan



1.6.1-rasm . Ferromagnitik erkin energiyasi Izing modelida tartib parametri R ning funksiyasi ko'rinishida

foydalanamiz ($R \rightarrow 0$ bo'lganda): $R \cong \frac{\theta R}{T} - \frac{1}{3} \left(\frac{\theta^3}{T^3} \right) R^3$, bundan $R^2 = 3 \frac{\theta}{T-1}$, va

$\frac{1}{N} \frac{\partial^2 F}{\partial R^2} = 2(\theta - T) > 0$, ya'ni haqiqatan ham erkin energiya minimumiga ega bo'ladi. 1.6.1- rasmda ko'rsatilgandek, ushbu minimumning nuqtasi $R=0$

bo'lgan ekstremum nuqtasidan pastda joylashgan bo'ladi, bu esa $T < \theta$ bo'lganda $R \neq 0$ ferromagnit holatning afzalligidan dalolat beradi.

Analitik ishonch hosil qilamizki, past haroratlarda ham ferromagnitizm afzaldir. $T \rightarrow 0$ chegarada tartib parametri $R = 1 - 2 \exp\left(-\frac{2\theta}{T}\right)$ bo'ladi. Ushbu ifodani (1.6.13) ifodaga qo'yib quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{1}{N} \frac{\partial^2 F}{\partial R^2} = T \left[-\frac{\theta}{T} + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{2\theta}{T}\right) \right] > 0$$

ya'ni minimum saqlanadi.

Barcha $0 < T < \theta$ bo'lgan sohada $R \neq 0$ ekanligi foydali ekanligini sonli ko'rsatish mumkin.

Shunday qilib, fazaviy o'tish nuqtasi ferromagnitli tartiblanishni ifodalovchi notrivial tartib parametrining qiymatiga ega bo'lgan erkin energiyani chuqur minimumi hosil bo'lishi bilan xarakterlanadi.

1.6.3. Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvida issiqlik sig'imi

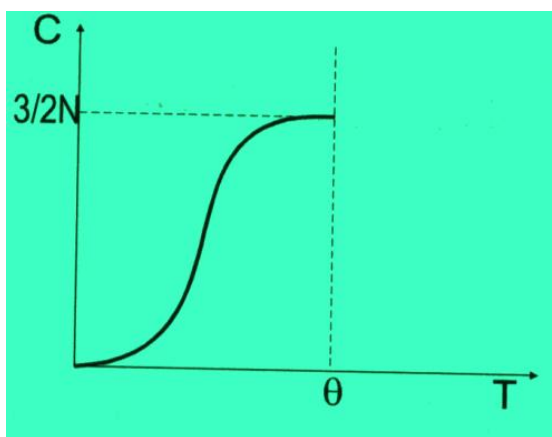
Ekstrimental o'lchanadigan muhim fizikaviy kattalik – issiqlik sig'imi $C =$ energiya miqdori, sistemada haroratni 1 K ga oshirganda yig'iladigan energiya miqdorini ko'rib chiqamiz (masalan, spinlarning qayta yo'nalishi hisobidan va erkinlik darajalari tebranishlarining qo'zg'alishlari). Uni Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvida hisoblaymiz. Energiya (1.6.8) ifodasidan quyidagi ifodani olamiz:

$$C = \frac{\partial E}{\partial T} = -\frac{N\theta}{2} \frac{\partial R^2}{\partial T}. \quad (1.6.14)$$

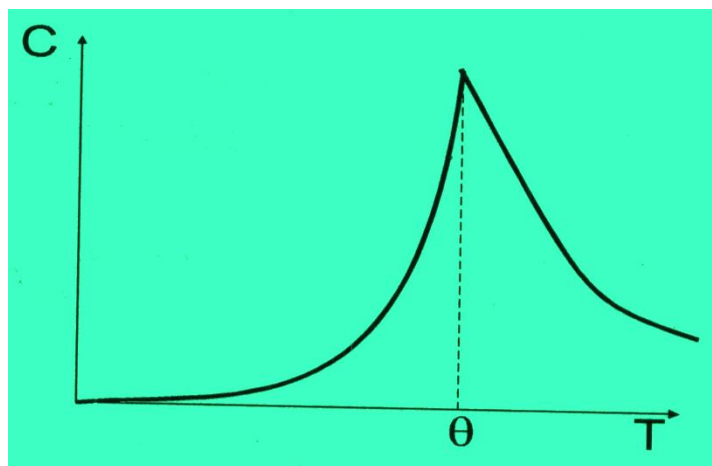
Bu yerdan, tartib parametri uchun ma'lum bo'lgan chegaraviy munosabatlardan foydalanib quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$C = \begin{cases} \frac{3}{2}N & T \rightarrow \theta \\ 4\left(\frac{\theta}{T}\right)^2 N \exp\left(-\frac{2\theta}{T}\right), & T \rightarrow 0 \end{cases} \quad (1.6.15)$$

Shunday qilib, past haroratlarda issiqlik sig'imi nolga eksponensial intiladi, chunki sistemada asosiy va qo'zg'atilgan sathlar orasida chegaraviy tirqish (2θ) bo'ladi. O'tish nuqtasida u chegaraviydir (1.6.2-rasm). Sonli ko'paytuvchi $\frac{3}{2}$ tasodif emas – u uch o'lchamli holatdagi (har biriga $\sim \frac{1}{2}kT$)



1.6.2-rasm. Izing modelida o'rtacha maydon yandashuvi, issiqlik sig'imining haroratga bog'lanish



1.6.3-rasm. Ferromagnit o'tish nuqtasi yaqinida eksperimental kuzatiladigan issiqlik sig'imining xususiyati.

erkinlik darajasi soniga bog'liq. (Qayd etish mumkinki, o'rtacha maydon yandashuvida fazoning o'lchamliligi javobga faqat eng yaqin qo'shnilar soni Z orqali kiradi, ushbu nuqtai nazardan $Z \gg 1$ bo'lganda masala eng kamida uch o'lchamlidir.) Ta'kidlash joizki, tajribada o'tish nuqtasi yaqinida xususiyat kuzatiladi (1.6.3- rasm), bu esa ushbu sohada o'rtacha maydon yandashuvi qo'l

kelmasligini bildiradi. Ushbu eksperimental dalilni fluktuatsiyani hisobga olib tushuntirish mumkin.

1.6.4. Izing modelida o'rtacha maydon yanashuvidagi magnit singdiruvchanlik

Veyssning (1.6.6) tenglamasidan (1.4.8) formula ko'rinishidan Kyuri-Veyss qonunini olamiz. Ta'rifga ko'ra quyidagi ifodalarni yozish mumkin:

$$\chi = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H \rightarrow 0} \quad M = -\frac{1}{N} \frac{\partial F}{\partial H} = R\mu_0, \quad (1.6.16)$$

Bu yerda χ - magnit momentidan to'la hosila (maydon bo'yicha yoyilgandagi birinchi tuzatishdagi koeffitsiyent), o'sha paytning o'zida magnit mmenti bu erkin energiyadan maydon bo'yicha olingan termodynamik hosila. (1.6.16) ifodada magnit momentining $\sim \mu$ o'lchamligi ham hisobga olingan. Veyss tenglamasidan va (1.6.16) ifodadan foydalanib quyidagi ifodani olamiz:

$$R = th[\beta\mu_0(H + \theta R)], \quad (1.6.17)$$

(1.6.17) ifodani $R(H)$ bog'lanishni e'tiborga olib, maydon bo'yicha differensiyalaymiz (to'la hosilasini) olamiz. Unda χ ga berk bo'lgan tenglamani olamiz, undan oxiri oqibat quyidagi ifodani olamiz:

$$\chi = \frac{\mu_0^2 (1-R)}{T - \theta(1-R^2)}. \quad (1.6.18)$$

Chegaraviy holatlarni ko'rib chiqamiz. (1.6.18) ifoda ma'lum bo'lgan R tartib parametrini yoyilishini hisobga olinganda quyidagiga olib keladi. ($T > \theta$ bo'lganda $R=0$ ekanligi ham hisobga olinadi):

$$\chi = \begin{cases} \frac{4\mu_0^2}{T} \exp\left(-2\frac{\theta}{T}\right), & T \rightarrow 0; \\ \frac{\mu_0^2}{2(T-\theta)}, & T \rightarrow \theta - 0; \\ \frac{\mu_0^2}{\theta - T}, & T \rightarrow \theta + 0. \end{cases} \quad (1.6.19)$$

1.4.1- rasmda $\chi(T)$ bog'lanish grafigi keltirilgan. Rasmdan va (1.6.19) yoyilishidan fazaviy o'tish yaqinidagi sohada odatdagi Kyuri-Veyss qonuni

$\chi \sim \frac{1}{|T-\theta|}$ bo'lishini ko'rish mumkin. Chap va o'ng tomondan o'tish nuqtasiga yaqinlashganda kondensirlangan va tartibsizangan – $T < \theta$ bo'lganda sistemaning simmetriyasini buzuvchi fazoviy holatlarning turlichaligi bilan bog'liq bo'lmagan magnit momentiga ega bo'lgan koeffitsiyentlarning turlichaligiga e'tiborni qaratamiz ((1.6.10) ifodaga qarang).

Past haroratlarda ham, biz issiqlik sig'iminin haroratga bog'lanishidagidek, Izing modeli qo'zg'alishlar spektridagi chegaraviy tirqishi bilan bog'liq bo'lgan magnit singdiruvchanlikning eksponensial bog'lanishini kuzatamiz.

1.7. Kristall maydonning ta'siri

Atomlar kristalni tashkil etib, endi erkin holatda bo'lmaydi va ularning tashqi qobig'larida yetarlicha katta o'zgarish kuzatiladi. Magnit xossalarini asosan o'tkazuvchan elektronlar aniqlaydigan metallarni chetga surib, metal bo'lmagan kristallarni tashkil etuvchi atomlarning o'zgaradigan elektron qobig'lari holatini ko'rib chiqamiz. Ionli bog'lanishda metall atomi bitta yoki bir nechta elektronlarni o'zining bitta yoki ikkita tashqi qobig'idan beradi va anion bo'lib qoladi. Agar atom o'tuvchan elementlarga tegishli bo'lmasa unda anionda barcha elektronli qobig'lar berk bo'lar ekan. Misol sifatida K^+ , Ca^{2+} , Sc^{3+} , Ti^{4+} , Cu^+ , Zn^{2+} (1.2-jadvalga qarang) ionlar xizmat qilishi mumkin. Metallar teskarisi, anionlar elektronlarini ushlab qolib, kationlar bo'lib qoladi, bunda to'la berk bo'lmagan qobig' hosil bo'ladi, misol uchun F^- va O^{2-} da $2p$ qobig' to'la to'ldirilgan bo'lar ekan, F^- da esa $3p$ -qobig'. Shunday qilib, ionli kristallda faqat o'tuvchan elementlar ionlari magnit momentiga ega bo'lishi mumkin, chunki faqat ular to'la to'ldirilmagan qobig'latga ega bo'lishi mumkin.

Kovalent bog'lanish holida qo'shni atomlar elektron qobig'larining qoplanishi sababli ularning tashqi elektronlarining gibrit orbitallar tashkil etish orqali umumlashtirilishi sodir bo'ladi, unda ikkita juftlangan elektronlar bo'ladi (ya'ni antiparallel spinli elektronlar). Shunday qilib, kovalent bog'lanish holida

ham atomlar magnit momentiga ega bo'lishi mumkin bu esa faqat kovalent bog'lanish hosil bo'lgandan so'ng to'la to'ldirilmagan qobig'lardan biri qolganda bo'ladi, bu esa faqat o'tuvchan elementlar uchun ruxsat etilgandir.

Ko'pgina noorganik moddalarda kimyoviy bog'lanishni toza ionli ham emas, toza kovalent ham emas deb hisoblash mumkin, ammo magnitli momentlarning mavjudlik sharti, ushbu holda ham, o'shanday, ya'ni d yoki f – qobig'larning to'la to'ldirilmaganligidir. Shunday qilib, kristallda magnit momentlarning tashuvchilari sifatida lokallshgan d - va f - elektronlarni hisoblash mumkin. Anionni o'rab olgan kationlar hosil qilgan elektr maydonining ta'siri bilan bilan hamrohlikda kimyoviy bog'lanishning hosil bo'lishi sababli tashqi elektronli qobig'larning o'zgarishi elektron zichlikning fazoviy taqsimoti bo'yicha aylanishni qisman yoki to'la olib tashlanishiga olib kelishi mumkin.

Toza ionli bog'lanish holida, odatda ligandalar deb ataladigan kationlarni o'rab olgan anionlarning ta'siri ular hosil qiladigan elektr maydonining ta'siriga olib keladi. Ushbu maydon kristall maydoni degan nomni oldi. Kristall maydon nazariyasi Bete va Van Fleklar tomonidan rivojlantirildi. Keyinchalik aniqlandiki, kristallning simmetriyasi bilan mos kelmasligi mumkin bo'lgan maydonning lokal simmetriyasi nuqtai nazaridan kovalent bo'g'lanishni kationning holatiga ta'siri kristall maydonning ta'siriga ekvivalent bo'lar ekan. Shuning uchun, odatda, qachonki, ligandalarning ta'siri haqida gap ketsa unda ular haqida, xuddi kristall maydonining ta'siridek gapirishadi, buni ikkala faktorlar ta'sirining natijasi deb tushuniladi, bunda kimyoviy bog'lanishda kovalentlikning oshishi kristall maydonining kuchayishiga olib keladi.

Kristall maydonining ta'sirini, kuchga qarab, quyidagicha farqlash qabul qilingan;

1. Kuchsiz maydon- kuchli elektronlangan $4f$ -qobig'li nodir er ionlari.
2. O'rtacha maydon - $3d$ -qobig'li ionlar.
3. Kuchli maydon- kovalent majmuaga kiruvchi $4d$ - $5d$ qobig'li ionlar.

Kuchisiz kristall maydoni holida u spin-orbital o'zaro ta'sirdan kuchsizroq va J “yaxshi” kvant soni bo'lib qoladi, ya'ni Russel-Saunders bog'lanishi qoladi.

Kristall maydonining ta'siri erkin ionda mavjud bo'lgan sathni $(2J+1)$ karrali aynishni qisman yoki to'la olib tashlanishga olib keladi.

Kristallning o'rtacha maydoni ta'siri bo'lganda, spin-orbitall bog'lanish kuchliroq bo'ladi, shuning uchun to'la moment J tushunchasi ma'nosini yo'qotadi. L va S ga kelganda, ular o'z ma'nosini yo'qotmaydi, ammo agar spinli momentlar erkin qolsa, unda xuddi quyida ko'radiganimizdek, orbital momentning fazoviy aylanishi qisman yoki to'la olib tashlanadi. Spin orbital o'zaro ta'sirga kelganda, unda u sezilarli ta'sir etishi mumkin, ammo endi g'alayonlar nazariyasining ikkinchi tartibida ushbu ta'sir amalga oshishi mumkin.

Kuchli kristall maydoni holida, ushbu maydon kuchliroq endi nafaqat spin-orbital o'zaro ta'sirdan, balki elektronlar orasidagi elektrostatik o'zaro ta'sirdan ham. Bu Xunda qoidasining buzilishiga olib keladi. Ta'kidlash joizki, turlicha kuchdagi kristall maydonlari orasida aniq chegara yo'q.

Endi o'rtacha va kuchli maydonlarning ta'sirini $3d$ -ionlar misolida ko'rib chiqamiz.

Atomdagi statsionar orbitada bo'lgan elektronning to'lqin funksiyasi Shredinger tenglamasini qanoatlantirishi kerak.

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (1.7.1)$$

Bu yerda gamil'tonian

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(r). \quad (1.7.2)$$

Bu yerda $U(r)$ - potensial energiya va

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Yechimi quyidagi funksiya hisoblanadi:

$$\psi_{nlm} = R_{nl}(r)\Theta_{lm}(\theta)\Phi_m(\varphi). \quad (1.7.3)$$

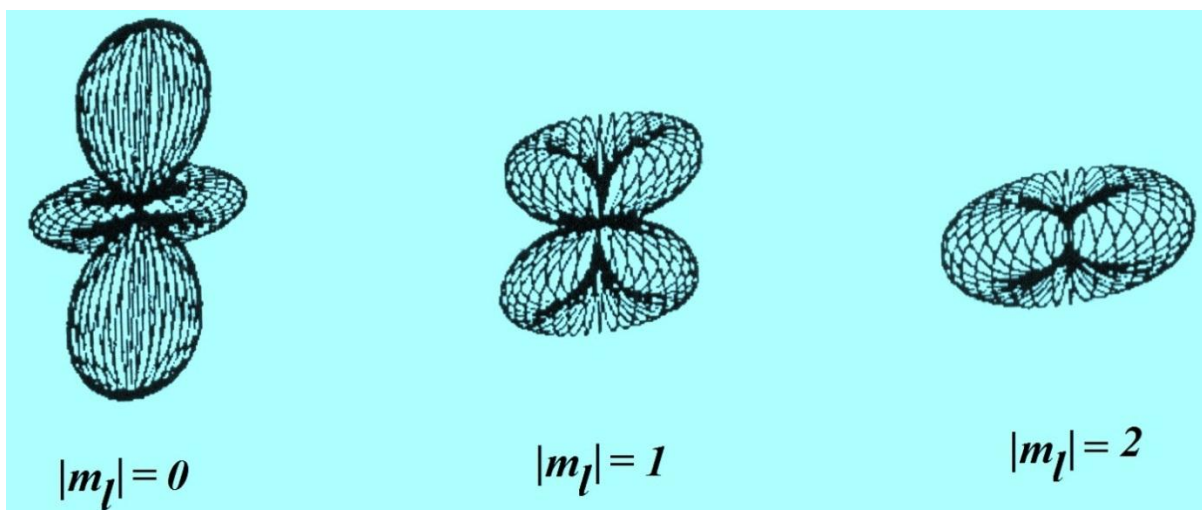
Indekslar n, l va m mos ravishda kvant sonlarini bildiradi. Bizning qarashimizda qutubli θ va azimutal φ burchaklarga bog'lanish alohida ahamiyatga egadir.

$$\Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi}. \quad (1.7.4)$$

Funksiyalar $\Theta_{lm}(\theta)$ birlashtirilgan Lejandra polinomlari orqali ifodalanadi va $l = 2$ bo'lganda θ dan quyidagi ko'rinishdagi bog'lanishga ega bo'ladi:

$$\begin{aligned} m = 0 & \quad \Theta_{20} \propto 3\cos^2\theta - 1, \\ m = \pm 1 & \quad \Theta_{2\pm 1} \propto \sin\theta\cos\theta, \\ m = \pm 2 & \quad \Theta_{2\pm 2} \propto \sin^2\theta. \end{aligned} \quad (1.7.5)$$

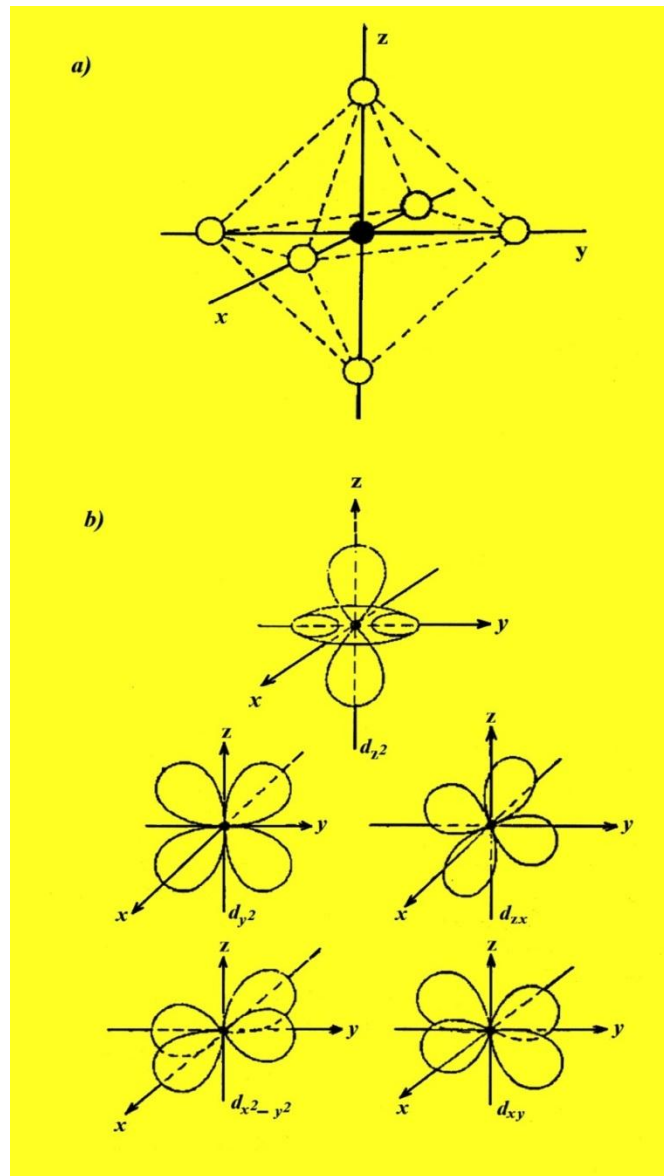
Agar Ψ ni faqat r va θ ning funksiyasidek qaralsa, unda, (1.7.3), (1.7.4) va (1.7.5) ifodalardan Ψ kvant sonlari n , l va $|m|$ bilan aniqlanadi. Ushbu funksiyalarning ko'rinishi 1.7.1-rasmda keltirilgan, bunda kvantlovchi o'q sifatida z o'qi qabul qilingan.



1.7.1-rasm $3d$ -to'liqin funksiyalarning $|m_l|$ ning uchta qiymati uchun burchakli bog'lanishning ko'rinishi

Ko'rinib turibdiki, orbital momentining turli orientatsiyalariga, ya'ni m ning turlicha qiymatlariga elektron zichlikning turli taqsimoti mos kelar ekan. m dagi ishoraning o'zgarishi oddiygina aylanish yo'nalishini o'zgarishiga olib keladi.

Agar ion ligandalarining oktaedrik qo'rshovda bo'lsa, ushbu holda $3d$ -ionning elektron zichligi taqsimotiga kristall maydonning qanday ta'sir qilishini endi ko'rib chiqamiz. (1.7.2a-rasm).



1.7.2-rasm. a) 3d-kationning oktaedrik qo'rshovi.

3d-kation oktaedrning markazida joylashgan, qirralarida esa anionlar-ligandalar joylashgan, masalan, O^{2-} .

b) To'lqin funksiyalarning sxematik tasviri

$$d_{z^2}, d_{x^2-y^2}, d_{xz}, d_{yz}, d_{xy}.$$

$R_{nl}(r)$ kattalik doim haqiqiy bo'ladi, Ψ_{nlm} kattalik esa $m=0$ holdan boshqa barcha hollarda kompleks bo'ladi. Qachonki Ψ_{nlm} kattalik haqiqiy bo'lsa qulay bo'ladi, shuning uchun, shundan foydalanamiz, Shredinger tenglamasi (1.7.1) chiziqli bo'lib, uning yechimlarini har qanday kombinatsiyasi ham yechim hisoblanadi, $|m|$ kattalikning mos ravishdagi bir xil qiymatlariga, ya'ni $l=2$

bo'lganda, $m=0, \pm 1, \pm 2$ bo'lgandagi funksiyalarning chiziqli kombinatsiyasini yechim sifatida qabul qilish mumkin. Kristall maydonning ta'sirini qarash uchun ushbu funksiyalarni to'g'ri burchakli koordinatalarda ifodalash qulaydir. Bunday funksiyalar beshta bo'lib, ularning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned}
 d_{z^2} &= \psi_0 \propto \frac{(3z^2 - r^2)}{r^2} = \frac{(z^2 - x^2) + (z^2 - y^2)}{r^2}, \\
 d_{x^2-y^2} &= \frac{(\psi_2 + \psi_{-2})}{\sqrt{2}} \propto \frac{(x^2 - y^2)}{r^2}, \\
 d_{xy} &= \frac{(\psi_2 - \psi_{-2})}{i\sqrt{2}} \propto \frac{xy}{r^2}, \\
 d_{xz} &= \frac{(\psi_1 + \psi_{-1})}{\sqrt{2}} \propto \frac{xz}{r^2}, \\
 d_{yz} &= \frac{(\psi_1 - \psi_{-1})}{i\sqrt{2}} \propto \frac{yz}{r^2}.
 \end{aligned} \tag{1.7.6}$$

Ushbu funksiyalarning sxematik tasviri 8b-rasmda keltirilgan. Shubhasiz, erkin ion uchun barcha ushbu holatlar aynigan. Endi ionni oktaedrning markaziga joylashtiramiz, bunda oktoedrning 4-tartibli o'qi (1.7.6) to'lqin funksiyalar koordinata o'qlari bilan mos tushishi kerak. Bunday tanlov tabiiydir, chunki elektron zichlikning taqsimoti oktaedrning simmetriya operatsiyalarini qanoatlantirishi kerak. Shunday qilib 3d-orbitalar ligandalarga nisbatan xuddi 1.7.2b)-rasmda ko'rsatilgandek joylashadi. 3d-orbitadagi elektronlarning manfiy zaryadlangan ligandalar tufayli itarilishi ushbu orbitalardagi aynishni qisman olib tashlaydi. Bunda orbita yaproqlariga anionlar orasida joylashish energetik eng qulaydir, unga d_{xy} , d_{xz} , d_{yz} orbitalar mos keladi, ular o'qlarining teng huquqlilik kuchi sababli aynigan bo'ladi. Ikkita qolgan orbita (d_{z^2} , $d_{x^2-y^2}$) esa kamroq energetik qulaydir, ammo xuddi shunday ular ham aynigandir. Shunday qilib, erkin ion uchun besh karra aynigan sath ikkitaga taqsimlanadi-bitta 3-karrali va ikkinchi 2-karrali aynigan. Orbitalarni quyidagicha belgilash qabul qilingan:

$d_{z^2}, d_{x^2-y^2}$	e_g – Milliken bo'yicha
	$d\gamma$ – Bete bo'yicha
d_{xy}, d_{xz}, d_{yz}	t_{2g} – Milliken bo'yicha
	$d\varepsilon$ – Bete bo'yicha

t_{2g} va e_g sathlar orasidagi masofa xuddi $10Dq$ dek yoki Δ dek belgilanadi va kationning turiga, uning zaryadi va ligandalarning elektron qobig'larining geometrik konfiguratsiyasiga bog'liq. Agar bo'lingan sathlarning holatini nol deb qabul qilsak va t_{2g} hamda e_g sathlar energiyalarini $E_{t_{2g}}, E_{e_g}$ dek belgilasak, unda og'irlik markazi holati qoidasidan foydalanib, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$3E_{t_{2g}} + 2E_{e_g} = 0, \quad (1.7.7)$$

$$E_{e_g} - E_{t_{2g}} = 10Dq. \quad (1.7.8)$$

(1.7.7) va (1.7.8) tenglamalarini birga yechib quyidagi ifodalarni olamiz:

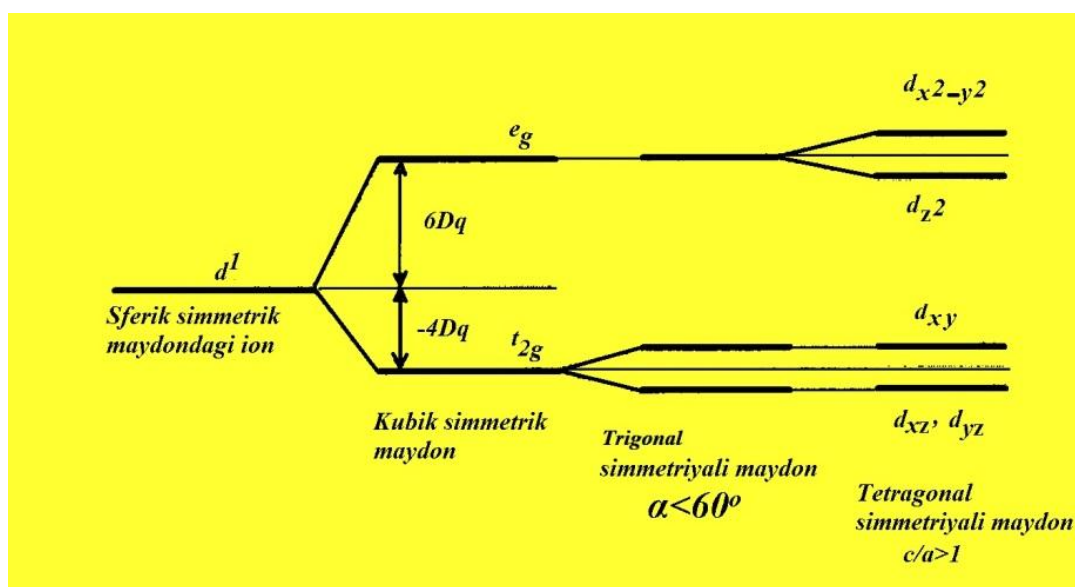
$$E_{e_g} = 6Dq,$$

$$E_{t_{2g}} = -4Dq.$$

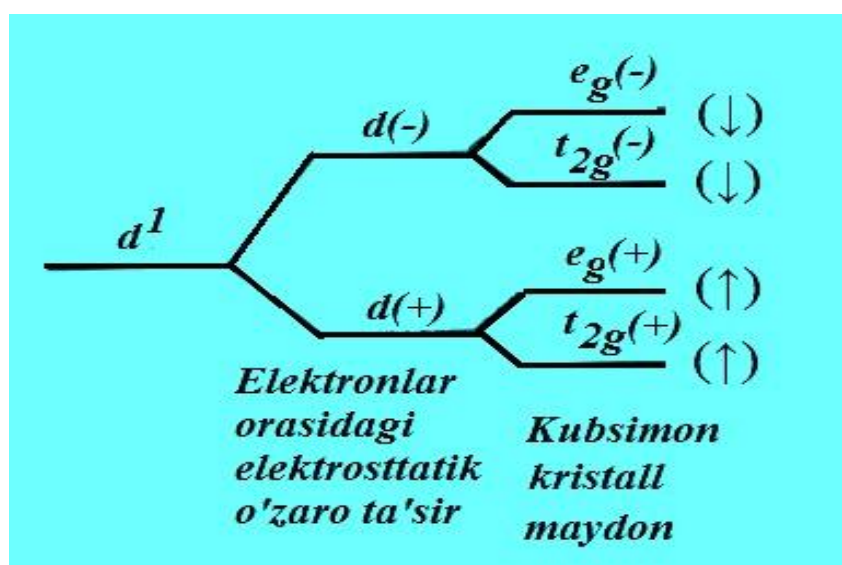
Maydon simmetriyasining kamayishi aynishning keyingi olinishiga olib keladi, bu esa 1.7.3-rasmda sxematik ko'rsatilgan.

Agar $3d$ -ion tetraedrik qo'rshovli ligandalarda joylashgan bo'lsa unda sathlar holati invertirlanadi, ya'ni pastki sathi e_g , ustkisi esa t_{2g} bo'ladi.

Xuddi belgilangandek, o'rtacha kuchli kristall maydonida Xundaning birinchi qoidasi (ya'ni maksimal spin) bajariladi va shuning uchun atomning yuqori spinli holatda bo'lishi aytiladi. Ushbu holat uchun oktaedrik qurshovdagi sathning bo'linishi, spinlar orintatsiyasi e'tiborga olingani sxematik 10-rasmda ko'rsatilgan



1.7.3-rasm. Turli simmetriyali kristall maydonlarida d -elektron sathlarini bo'linishini ifodalovchi chizma.



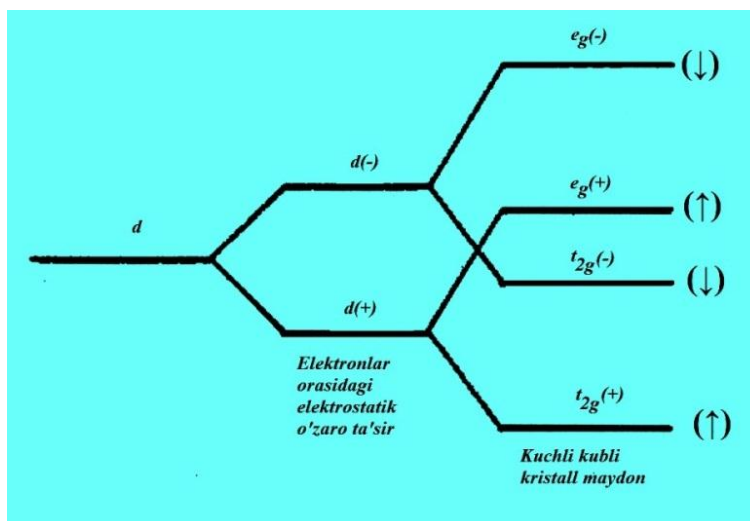
1.7.4-rasm. Atom ichidagi elektronlar va kubik kristalli maydon o'rtacha kuchi orasidagi elektrostatik o'zaro ta'sir hisobidan d -qobiq sathlarining bo'linishi. (+) va (-) ishoralar qarama-qarshi orientatsiyali spinlar ma'nosini bildiradi.

Bo'lingan sathlarning ketma-ket elektronlar bilan to'ldirilishi 1.7.5-rasmda keltirilgan.

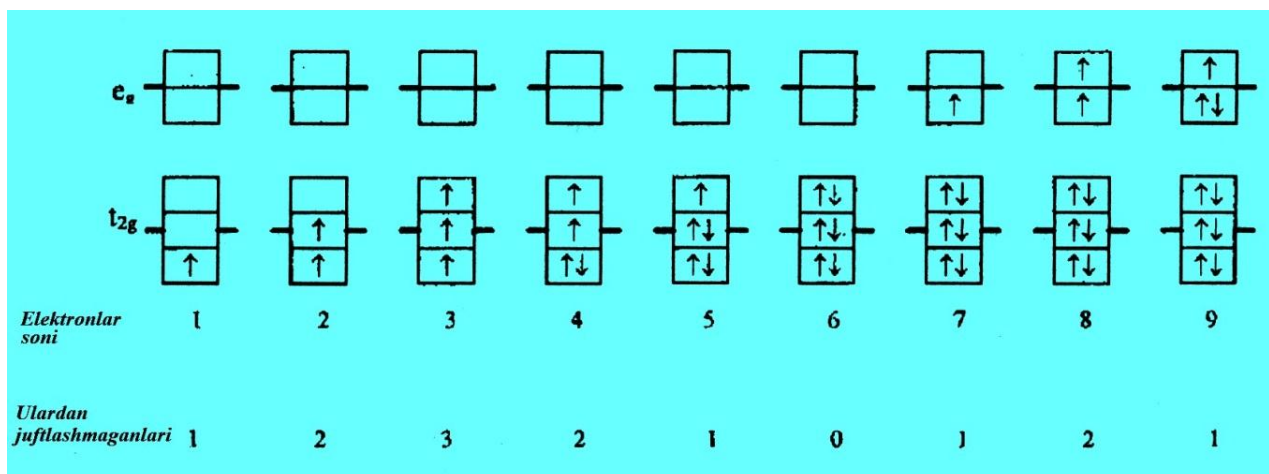
e_g									
t_{2g}									
Elektronlar soni	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ulardan juftlashmagani	1	2	3	4	5	4	3	2	1
Orbitalli aynigan	3	3	1	2	1	3	3	1	2
	Ti^{3+}	Ti^{2+} V^{3+}	V^{2+} Cr^{3+} Mn^{4+}	Cr^{2+} Mn^{3+}	Mn^{2+} Fe^{3+}	Fe^{2+} Co^{3+}	Co^{2+} Ni^{3+}	Ni^{2+}	Cu^{2+}

1.7.5-rasm. Temir guruhi ionlarining yuqori spinli holatdagi t_{2g} va e_g sathlar bo'yicha $3d$ -elektronlarning taqsimoti.

Elektronlar orasidagi elektrostatik o'zaro ta'sir hisobidan bo'linish strelkalar (spinlar) yo'nalishi orqali aks ettirilgan. Avval t_{2g} va e_g bir xil yo'nalishdagi spinlari bo'lgan sathlar, undan so'ng esa qarama qarshilari to'ldiriladi.



1.7.6-rasm. Elektronlar va kuchli kristall maydoni orasidagi elektrostatik o'zaro ta'sir natijasida d -qobiq sathlarining bo'linishi (+) va (-) spinlarning qarama-qarshi orientatsiyasini bildiradi.



1.7.7-rasm. Past spinli holatda t_{2g} va e_g sathlar bo'yicha 3d-elektronlarning taqsimoti.

Kuchli kristall maydon uchun bo'linish 1.7.6-rasmda ko'rsatilgan va 1.7.7-rasmda elektronlarning mos ravishdagi t_{2g} va e_g sathlar bo'yicha taqsimoti keltirilgan. Ko'rinib turibdiki, Xunda qoidasi buzilyapti. Eng pastki t_{2g} sath to'ldirilgandan so'ng t_{2g} sath ham to'ldiriladi, ammo elektronni qarama-qarshi spin yo'nalishlari bilan ionlarning bunday holati past spinli deyiladi va valentlilik ushbu holda rim raqamlari bilan belgilanandi, masalan, Co^{III} , Ni^{III} . Qayd etamizki, Co^{III} magnit momentiga ega emas.

Kristall maydon ta'sirining nazariy tahlili odatda nazariy tahlili odatda nazariy-guruhliy qarashdan boshlanadi, bu esa faqat simmetriya mulohazalaridan sathlarni klassifikatsiyalash simmetriya pasayishi bilan ularning bo'linish imkoniyatini beradi, biroq sathlarni amal qilish tartibini va bo'linish qiymati haqida oldindan ayta olmaydi.

Qayd etish lozimki, Kramersning fundamental nazariyasi mavjud, unga ko'ra toq sonli elektronlar bo'lganda aynish kristall maydoni yordamida to'la olinmaydi.

Endi oktaedrning kubik kristall maydonini yuqori spinli holatdan 3d-ionning magnit xossalariga qanday qiymatini qo'yib chiqamiz va bir elektronli yondashuvdan boshlaymiz. Erkin ion uchun barcha funksiyalar (1.7.6) funksiyaning aynishi qisman olinadi, ular ikki guruhga bo'linadi. Endi faqat

guruh chegarasida kombinatsiyalash mumkin, ya'ni alohida t_{2g} - orbitallar kombinatsiyasi va alohida e_g - orbitallar kombinatsiyasi. Birinchi holda $d_{xz} \pm id_{yz}$ kombinatsiyalar $\langle l_z \rangle = \pm 1$ ga ega bo'lgan funksiyaga olib keladi. Boshqa barcha kombinatsiyalar d_{xz} , d_{yz} va d_{xy} kombinatsiyalar $\langle l_z \rangle = 0$ ni beradi, chunki xuddi Ψ_{+1} va Ψ_{-1} funksiyadek Ψ_{+2} va Ψ_{-2} ham bir xil statistik og'irlik bilan kiradi. Shunday qilib, elektronning t_{2g} sathda o'zini tutish $m_l = +1, 0, -1$ proeksiyali effektiv moment $l' = 1$ ga mos keladi, ya'ni p -elektronga ekvivalentdir. e_g - sathdagi elektronlar haqida gap ketganda unda, d_{z^2} , va $d_{x^2-y^2}$ funksiyalarning har qanday kombinatsiyasi $\langle l_z \rangle = 0$ ga olib keladi. O'z navbatida noldan farqli o'rtacha orbital momentni hosil qilishda faqat t_{2g} - sathdagi elektronlar qatnashadi. $3d$ -qobig'ning ketma-ket to'ldirilishida nima sodir bo'lishini ko'rib chiqamiz (1.7.5-rasmga qarang). d^1 - konfiguratsiya uchun orbital aynish xuddi avval belgilangandek uchga teng. d^2 - konfiguratsiya uchun orbital aynish xuddi shunday uchlangan (kovak m_l ning uchta qiymatiga ega bo'lishi mumkin). d^3 - konfiguratsiyalar orbital singletga mos keladi va orbital moment muzlatilgan (m_l ning uchta barcha qiymatlari foydalanilgan). d^4 - konfiguratsiyalarga orbital dublet mos keladi, ammo orbital moment baribir ham muzlatilgan chunki 4-elektron e_g sathda joylashgan. d^5 - konfiguratsiyalarga ion S -holatda bo'ladi va $L=0$. $3d$ -qobig'ning 2-yarmi to'ldirilayotganda, ya'ni yuqori t_{2g} va e_g sathlarning orbital aynishining ketma-ket o'zgarishgi, xuddi birinchi yarmini to'ldirish paytidagidek. Shunday qilib, faqat uch karrali orbital aynish holatida orbital moment muzlatilmagan d^1 , d^2 , d^6 va d^7 konfiguratsiyalarga mos keladi. Qolgan konfiguratsiyalar uchun orbital moment muzlatilgan.

Spin- orbital o'zaro ta'sir energiyasi W_{LS} manfiy va orbital momentning bo'lishi afzalroqdir. Shuning uchun, agar atom S -holatda bo'lmasa, orbital momentni muzlatishga intiluvchi kristall maydoni va orbital moment zarur bo'lgan spin-orbital o'zaro ta'sir orasida ma'lum raqobat mavjud bo'ladi va shuning uchun bu orbital momentning to'la muzlashiga qarshilik qiladi, natijada orbital moment unchalik muzlatilmagan va atomning magnit momentiga ma'lum bir hissa qo'shishi mumkin ekan.

1.8. Magnit tartiblangan kristallar va magnitlanish jarayoni

Biz magnit ionlari panjara tugunlarida lokallashgan qattiq jism tushunchasidan foydalanamiz. Quyiroqda biz qanday qilib bu tushuncha qayta lokallashgan elektronlar magnetizmi masalasiga qo'llash mumkinligini ko'rib o'tamiz.

Agar magnit o'zaro ta'sir bo'lmaganda, alohida magnit momentlar tashqi magnit maydon bo'lmaganda ixtiyoriy haroratda tartibsiz bo'lar edi va magnit momentining hamma yo'nalishlar bo'yicha o'rtacha qiymati nolga teng bo'lar edi. Biroq ba'zi bir qattiq jismlarda T_s kritik haroratdan past temperaturalarda alohida ionning magnit momentining o'rtacha qiymati nolga teng emas. Bunday qattiq jismlar magnit tartiblangan jismlar deyiladi [7,9,13].

Magnit tartiblangan qattiq jismlardagi lokallashgan magnit momentlar qattiq jismning umumiy magnitlanganligini o'zgartirishi yoki o'zgartirmasligi mumkin. Agar lokallashgan magnit momentlar qattiq jismning umumiy magnitlanganligini o'zgartirsa, mikroskopik darajada mavjud bo'lgan magnit tartiblanganlik makroskopik hajmiy magnitlanish hosil bo'ladi va *spontan magnitlanish* deyiladi. Bunday tartiblangan holat *ferromagnit* deyiladi.

Ko'pincha alohida lokallashgan momentlar summasi nolga teng bo'lgan holat uchraydi. Ya'ni spontan magnitlanish bo'lmaydi va mikroskopik darajadagi tartiblanish makroskopik magnitlanishga olib kelmaydi. Bunday magnit tartiblanish *antiferromagnit* deb aytiladi.

Oddiy ferromagnetiklarda barcha lokal momentlar bir xil kattalik va bir xil o'rtacha yo'nalishga ega. Oddiy antiferromagnit holat lokal momentlar o'zaro ichma-ich joylashgan bir xil strukturali kichik pajara hosil qilganda paydo bo'ladi. Har bir *panjarachada* magnit momentlarning kattaligi va o'rtacha yo'nalishi bir xil. Lekin ikkita panjaracha momentlarining yig'indisi qarama-qarshi yo'nalishga ega. Shuning uchun to'la moment nolga teng (1.8.1.-rasm).

«Ferromagnetik» atamasi elementar yacheykada bir nechta magnit ioni to'g'ri kelganda mavjud bo'la oladigan turli xil ferromagnit holatlarni farqlash uchun ham tor ma'noda ishlatiladi.

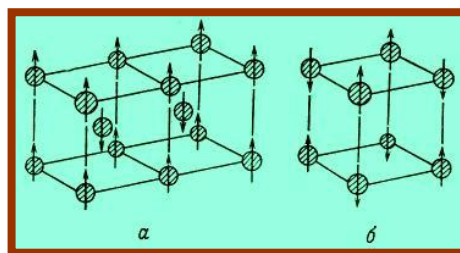
Yuqoridagi ma'noda «ferromagnetik» atamasi ko'pincha barcha lokal momentlari spontan magnit yo'nalishida musbat proekstiyalangan magnit strukturalarni belgilaydi. Spontan magnitlanuvchanlikka ega bo'lgan lekin, bu kriteriyaning qanoatlantirmaydigan qattiq jismlar *ferrimagnetiklar* deb ataladi. Oddiy *ferrimagnetiklarda* yaqin qo'shnilar orasidagi almashish o'zaro ta'siri spinlarning antiparallel tartiblanishiga olib kelishi mumkin. Ammo qo'shni magnit ionlar bir xil bo'lmagani uchun ularning momentlari bir –birini kompensastiyalamaydi va natijada qattiq jism umumiy holda noldan farqli momentga ega bo'ladi.

Magnit tartiblanganlikning ba'zi turlari 1.8.2–rasmda sxematik tasvirlangan. Ko'pgina magnit strukturalar shunchalar murakkabki, ularni yuqorida aytilgan uchta kategorianing biriga kiritishdan ko'ra bevosita tavsiflash osonroq [8.

Analogik tasniflashni magnit tartiblashgan metallar uchun qo'llash mumkin garchi ko'rinishidan ularga lokallashgash magnit ion konstepstiyasi to'g'ri kelmasa-da. Tartiblanishni tavsiflash uchun spin zichligi kiritiladi.

$$S_z(r) = \frac{1}{2} [n_{\uparrow}(r) - n_{\downarrow}(r)],$$

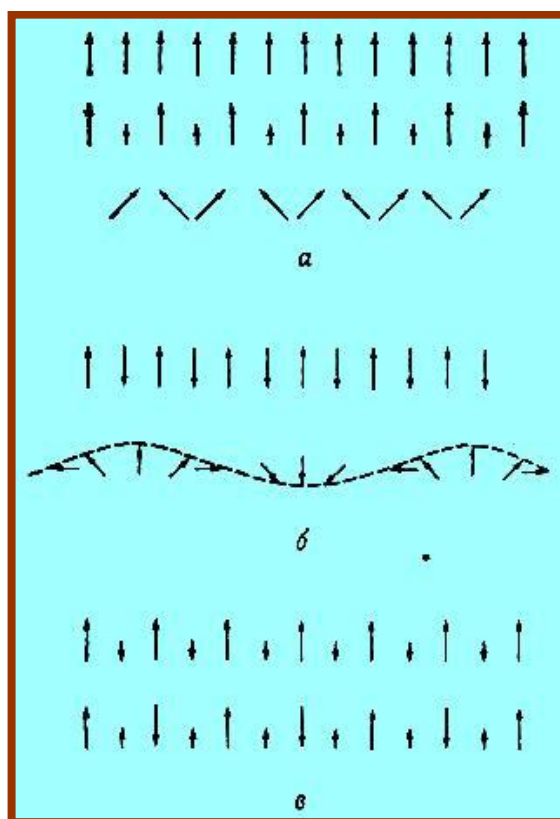
Tartiblangan hollar uchun u o'z navbatida ixtiyoriy $\hat{Z}$ yo'nalishning har r nuqtasida aniqlanadi. $n_{\uparrow}(\mathbf{r})$ va $n_{\downarrow}(\mathbf{r})$ orqali to'la elektron zichlikka, mos keluvchi spin holatlarida joylashgan elektronlarning hissasi belgilangan; bunda spinning proekstiyasi $\hat{Z}$ o'qida proekstiyalangan deb olinadi. Magnit tartiblashgan metallar uchun lokallashgan spin zichligi nolga teng bo'lmaydi. Ferromagnit metallarda $\int d\mathbf{r} s_z(\mathbf{r})$ ham nolga aylanmaydi. Ayni paytda antiferromagnit metallar uchun $\hat{Z}$ ning ixtiyoriy tanlanganda ham nolga teng bo'ladi, garchi spin zichligi $s_z(\mathbf{r})$ nolga teng bo'lmasada.



1.8.1 –rasm. Ba’zi sodda antiferromagnit strukturalar.

a — hajmiy markazlashgan kubik panjaradagi antiferromagnit tartiblanish. Bir xil yo’nalgan spinlar ikkita bir –biriga ichma-ich bo’lgan oddiy kubik panjara tashkil hosil qiladi.

b — oddiy kubik pajaradagi antiferromagnit tartiblanish. Bir xil yo’nalgan spinlar o’zaro ichma-ich joylashgan qirraviy markazlashgan kubik panjarani hosil qiladi.



1.8.2-rasm. Spinlarning chizig’iy zanjiri.

a –ferromagnit; b –antiferromagnit; v –ferrimagnit.

1.8.1-jadval. Ba'zi bir ferromagnitlarning kritik temperatura T_s va magnitlanganlik to'yinishi M_0 [].

Modda	T_K, K	$M_o.$	Modda	T_K, K	$M_o.$
Fe	1043	1752	Cu ₂ MnAl	630	726
Co	1388	1446	Cu ₂ MnIn	500	613
Ni	627	510	EuO	77	1910
Gd	263	1980	EuS	16,5	1184
Dy	85	3000	MnAs	318	870
CrBr ₃	37	270	MnBi	670	675
Au ₂ MnAl	200	323	GdCU	2,2	550

1.8.2-jadval. Ba'zi antiferromagnitlarning kritik temperaturasi T_c

Modda	t_s, k	Modda	t_s, k
MnO	122	KCoF ₃	125
FeO	198	MnF ₂	67,34
CoO	290	FeF ₂	78,4
NiO	610	CoF ₂	37,7
RbMnF ₃	54,5	MnCl ₂	2
KFeF ₃	115	VS	104(1
KMnF ₃	88,3	Cr	311

1.8.3-jadval. Ba'zi bir ferrimagnitlarning kritik temperatura T_c va magnitlanganlik to'yinishi M_0

Modda	T_s, K	M_o
Fe ₃ O ₄ (magnetit)	858	510
CoFe ₂ O ₄	793	215
NiFe ₂ O ₄	858	300
CuFe ₂ O ₄	728	160
MnFe ₂ O ₄	573	560
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ (IJG)	560	195

Metallarda ham murakkab magnit strukturalar kuzatiladi. Masalan, xrom davri normal sharoitda panjara davri bilan bog'liq bo'lmagan fermi sathi davri bilan aniqlanadigan davriy ravishda taqsimlangan spin zichligi orqali xarakterlanadigan antiferromagnetikdir.

II-BOB. SHAFFOF FERROMAGNETIKLAR VA KUCHSIZ FERROMAGNETIZM

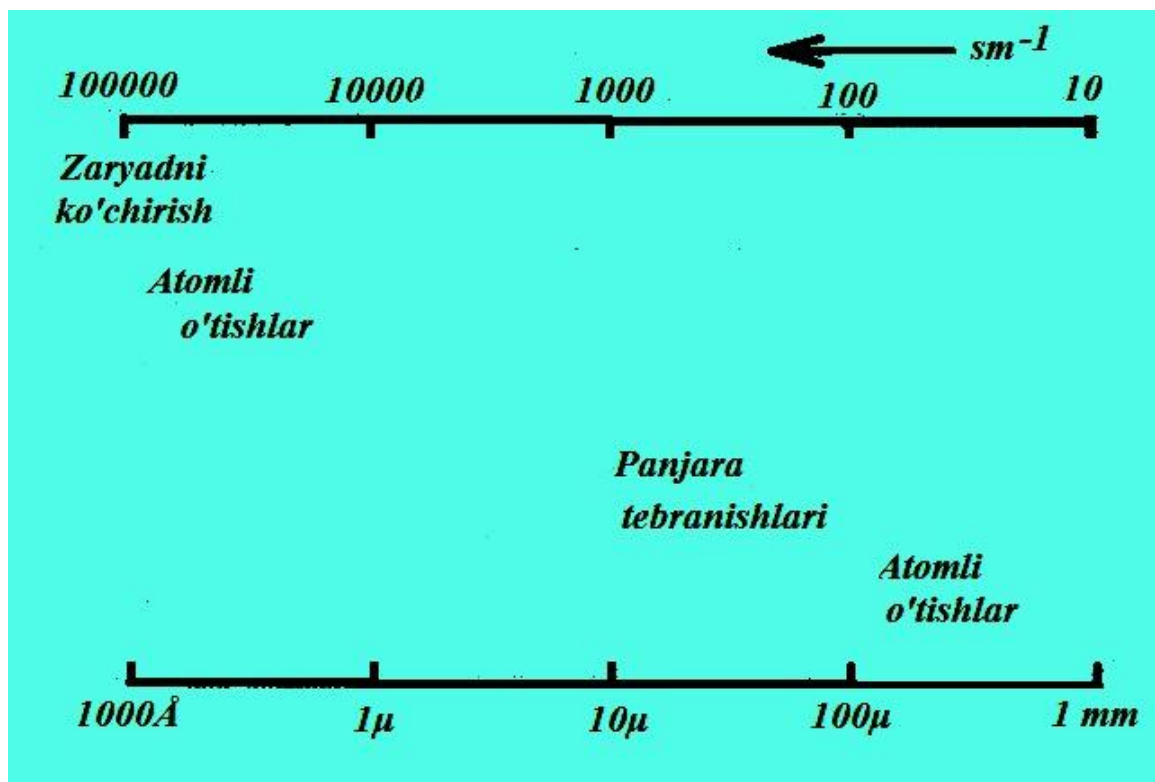
2.1 Shaffof ferromagnetiklar va ularni qo'llash

Ferromagnetik moddalarni elektrotexnika, radiotexnika va elektronikadagi ahamiyati qanchalik katta ekanligi barchaga ma'lum. Shaffof ferromagnetik moddalarni kashf etilishi juda katta amaliy imkoniyatlarni paydo qildi. Bunday moddalardan foydalanib, yorug'likni boshqarish mumkin, lazer nurlanishini modulyatsiyalash, optik ventillar va boshqa ko'pgina katta amaliy ahamiyatga ega bo'lgan qurilmalar tayyorlash mumkin. Bunday qurilmalar hozirgi kunda juda ko'plab asbob uskunalarda va priborlarda qo'llanilmoqda.

Shaffof ferromagnetiklarni imkoniyatlaridan yanada kengroq foydalanish va yangi xususiyatlarini aniqlash maqsadida bunday moddalarni ham nazariy, ham amaliy chuqur va keng tadqiq etish talab etiladi. Buning uchun toza monokristall shaffof ferromagnetiklarning fizikaviy tadqiqotlar uchun muhim hisoblanadi, chunki ularni optik spektrlarini o'rganish va ulardagi nodir yer va o'tuvchan metallar kristall panjaralaridagi ionlarning energetik sathlarini aniqlash, kristallarni ichki elektr matdonini, spin-orbital va almashinuv o'zaro ta'sir va boshqa kattaliklarni o'rganish mumkin [4,5,9-14].

Mazkur moddalarni optik xossalarini o'rganishda ulardagi yorug'likni yutilish mexanizmini keltirish kerak. 2.1.1-rasmda ferit-granatlar va ortoferritlarda yutilish energiya mexanizmi va sohalari keltirilgan.

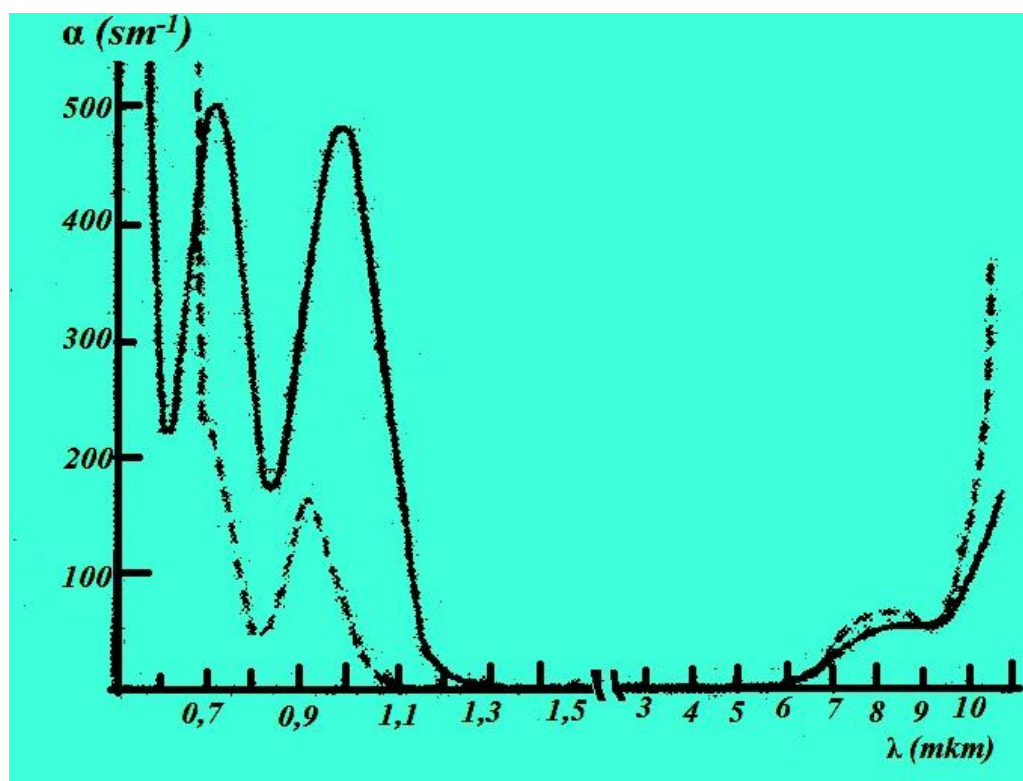
Ushbu rasmda ferit-granat va ortoferritlar uchun juda muhim mexanizmlar sxemasi 10^4 dan 1 mm gacha bo'lgan to'lqin uzunliklarning energiyalar sohalarida keltirilgan. Uzun to'lqin uzunliklar sohasida yutilish mexanizmi yaqin sathlar orasidagi atomli o'tishlar bilan shartlangan. Mazkur o'tishlar asosiy sathlarni elektr va magnet maydonlari ta'sirida, xususan magnetli panjara ostilari orasidagi almashinuv o'zaro ta'sirida yuzaga keluvchi bo'linish natijasida sodir bo'ladi. Uzoq infraqizil sohada yutilish asosan fonon spektrining optik tarmog'i chastotalarida panjara tebranishlari bilan aniqlanadi.



2.1.1-rasm. Ferrit-granat va ortoferritlarda energiyaning yutilish mexanizmi.

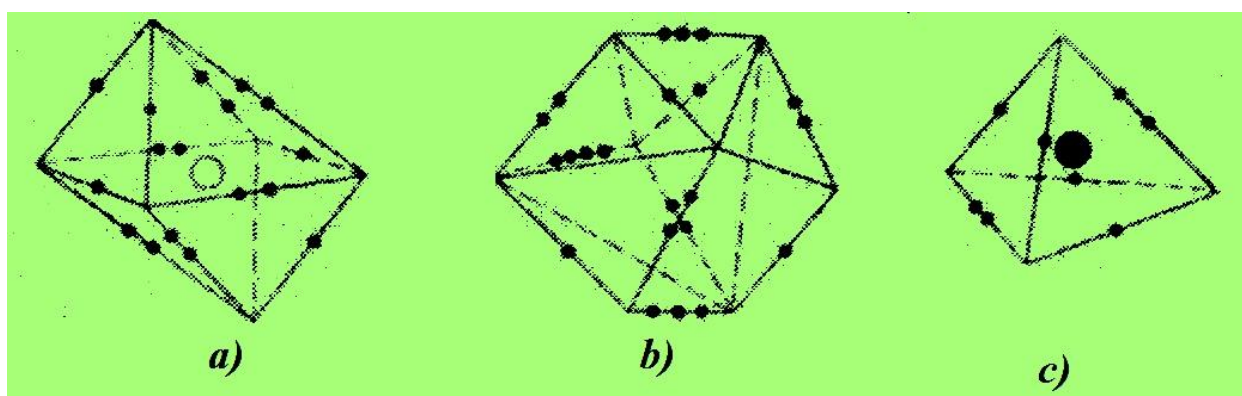
Spektrning yaqin infraqizil sohasida va ko'rish qismida molekulyar sathlar orasida atomli o'tishlar rol uynay boshlaydi. Ushbu spektr diapozonida shaffoflik intervali yoki "derazasi" kuzatilishi mumkin, ularning holati atomlar va molekulalar taqsimotiga bog'liq bo'ladi. Oxiri oqibat, spektrning ko'rish va ul'trabinafsha qismlarida turli qo'shni ionlar sathlari orasidagi elektronlarning o'tishi natijasida vujudga keladigan kuchli yutilish sodir bo'ladi. Masalan, metal va kislorod ionlari.

2-rasmda ittriyl ferrit-granat $Y_3Fe_5O_{12}$ va kuchsiz ferromagnetik ortoferrit $YFeO_3$ lar yutilish koeffitsientlarining chastotaga bog'lanishi keltirilgan. Ferrit-granatlar infraqizil diapazonda shaffoflik oralig'iga ega bo'ladi, biroq spektrning ko'rish qismida atomli o'tishlardan katta sonli yutilish oralig'i bo'lganligi sababli ushbu shaffoflik juda kuchli pasayadi. Ortoferrit $YFeO_3$ da shaffoflik oralig'i spektrning infraqizil sohasida ham va ko'rish sohasida ham kuzatiladi.



2.1.2-rasm. Ferriit-granatlarda (punktir) va ortoferritlarda (uzluksiz chiziq) yutilish koeffitsientining to'liq uzunligiga bog'lanishi.

Ferrit-granat strukturasida kislorod ionlari kubik hajmiy markazlashgan zich joylashuvni hosil qiladi. Fe^{3+} kationlari ular orasida oktaedrik a o'rinlar deb ataladigan joylarda joylashgan bo'ladi (2.1.3-rasm), oltita eng yaqin kislorod ionlari



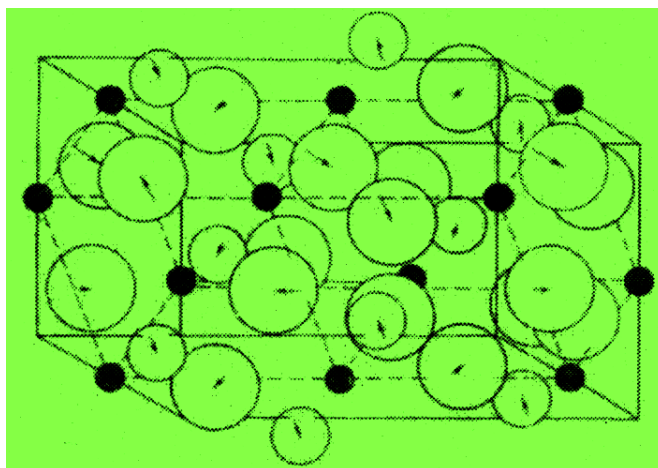
2.1.3-rasm. Oktaedrik (a), dodekaedrik (b) va (c) ferrit-granat kristall panjaralaridagi joylar.

bilan o'ralgan va tetraedrik yoki d joyda uning to'rtta ionlari bilan o'ralgan. R ionlar dodekaedrik c joylarda joylashgan bo'ladi va sakkizta eng yaqin kislorod ionlari bilan o'ralgan bo'ladi. 2.1.4-rasmdan ko'rinadiki, ortoferritlarda Fe^{3+} ionlar faqat oktaedrik o'rinlarni egallaydi. Yetarlicha yuqori haroratlarda, nisbatan kuchsiz temir panjara osti almashinuv molekulyar maydoni ta'sir etadigan R ionlarning magnit momentlari tartibsiz joylashgan bo'ladi va kuchsiz magnit maydonlarida natijaviy magnit momentiga hissa qo'shmaydi.

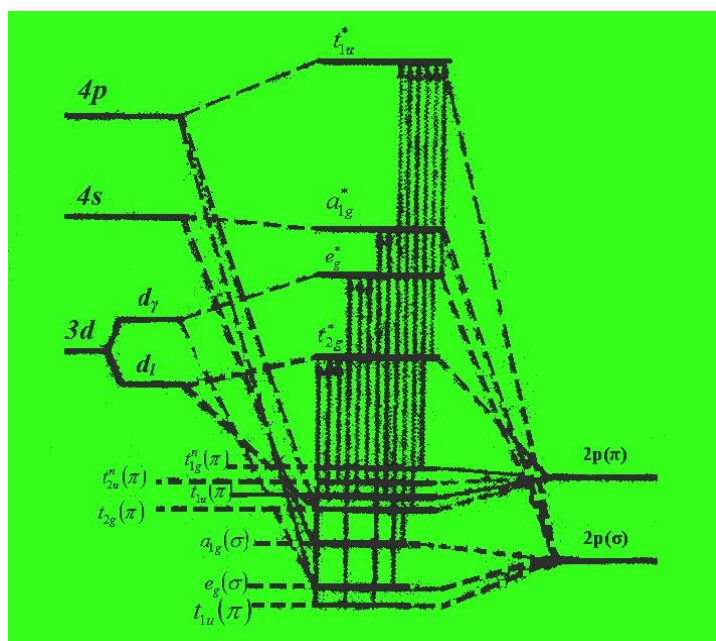
Panjara osti magnit momentlari teng va qarama-qarshi yo'nalgan antiferromagnitli strukturalardan farqli, tarkibiga ortoferritlar kiradigan kuchsiz ferromagnetiklarda panjara ostining natijaviy magnit momenti kichik bo'lsa ham nolga teng emas. Bu xulosa birinchi bo'lib kuchsiz ferromagnetizm hodisasini, xususan ortoferritlarda tushuntirilgan A.S.Borovik-Romanov va M.P.Orlova ishlaridan va I.Ye.Dzyaloshinskiy nazariyasidan kelib chiqadi.

Ferrit-garanatlar va ortoferritlar kristall panjara ionlari elektronlariga xususiy ionlar elektronlari va yadro maydonidan tashqari almashinuv o'zaro ta'sirning effektiv maydoni ta'sir qiladi. Shuning uchun kristallning energiya sathlar sistemasi alohida ionlar sathlar sistemasidan katta farq qiladi. Molekulyar komplekslar energetik sathlarini baholash uchun ko'pincha alohida temir ionlari yoki nodir yer ionlari ma'lum kislorod ionlari o'rovidagi sathlar sistemasi va ushbu sathlarni kristall va almashinuv maydonlarida bo'linishi qaralgan.

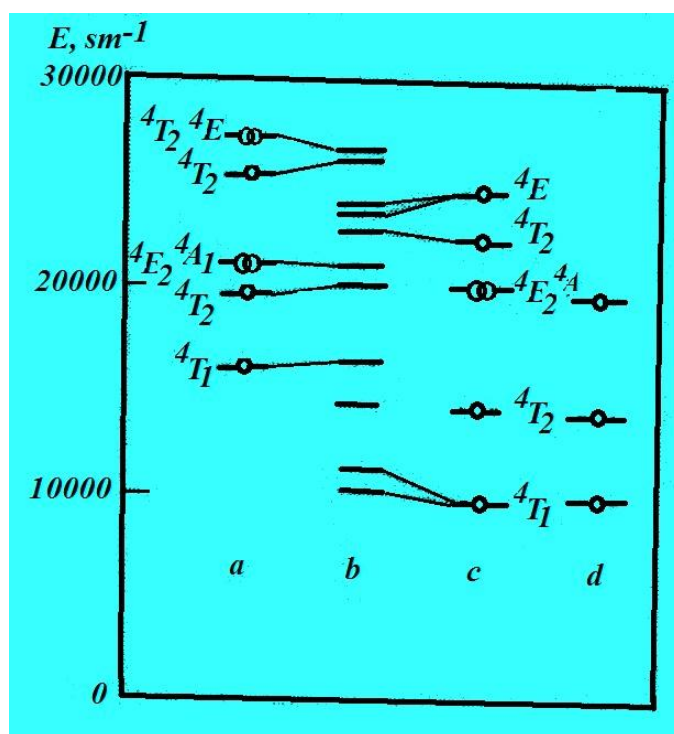
Ferrit-granatlar va ortoferritlar spektrlarini eksperimental o'rganish asosida xulosa qilish mumkinki, yutilishda asosiy vazifani $Fe^{3+}60^{12\sim}$ va $Fe^{3+}40^{2\sim}$ kompleks sathlari uynar ekan. 5-rasmda oktaedrik qo'rshovdagi Fe^{3+} ion uchun taqribiy hisoblangan energetik sathlar diagrammasi keltirilgan. 6-rasmda esa ferrit-granat va ortoferrit kristallaridagi Fe^{3+} ionining energetik sathlar diagrammasi keltirilgan [17].



2.1.4-rasm. Ortoferritning elementar yacheyka sxemasi. Katta sferalar-kislorod ionlari, kichik yorug' sferalar-temir ionlari, kichik qora sferalar-R ionlari. Strelkalar bilan ionlarning "siljiltilmagan yacheykadagi" holatdan siljish yo'nalishlari ko'rsatilgan.



2.1.5-rasm. Oktaedrik qo'rshovdagi Fe^{3+} ionining energetik sathlar diagrammasi. Ctrekalar bilan bo'lishi mumkin bo'lgan o'tishlar ko'rsatilgan. Beshta eng pastki sathlar bog'laydigan orbitallarni ifodalaydi, yuqoridagi indeks n bog'lamaydigan orbitallarni ifodalaydi; * -sathlar antibog'lovchi (bog'lashga qarshi) orbitallarni ifodalaydi.



2.1.6-rasm. Ferrit-granat va ortoferrit kristallaridagi Fe^{3+} ionining energiya sathlari diagrammasi. a) Tetraedrik qoʻrshov uchun hisoblangan. b) Eksperimental berilganlar boʻyicha ferrit-granat uchun aniqlangan. c) Oktaedrik qoʻrshov uchun hisoblangan. d) Eksperimental maʼlumotlar asosida ortoferrit uchun aniqlanganlar.

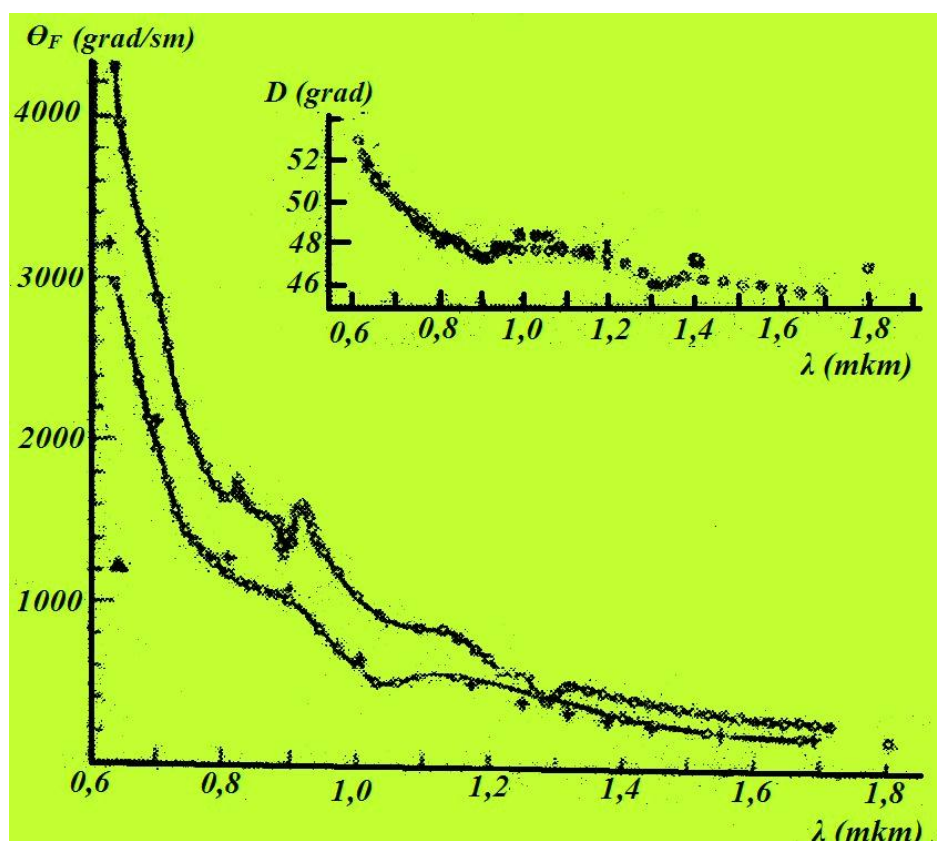
Oktaedr va tetraedrik holatlarda Fe^{3+} ionining ishtiroki spektrning yaqin infraqizil va koʻrish qismlaridagi ($X < 1 \text{ mkm}$) koʻpgina yutilish chiziqlarining patdo boʻlishiga olib keladi. Ushbu chiziqlar yetarlicha katta kenglikka ega boʻlib, va spektrning koʻrish qismida shaffoflikni soʻndiradi. Ortoferritlarda ionning faqat bitta oktaedrik holati, soʻnish chiziqlari ancha kichik va qizil sariq yorugʻlik sohasida yetarlicha keng shaffoflik yoʻlasi mavjud boʻladi. Shunday qilib, ortoferritning shaffofligi uning magnitli ionlarining joylashishi bilan toʻgʻridan-toʻgʻri bogʻlangan.

Magnitlanuvchanlik yoʻnalishi boʻylab yorugʻlik oʻtganida qutblanish tekisligini aylanishini, yaʼni burilishini (Faradey effektini) tadqiq etish va kuchli yutilish sohalarida Kerr effektini oʻrganish magnitli va dielektrik

singdiruvchanlik tenzorlari komponentalarini hisoblash va yutilish chiziqlari va yo'laklari holatini aniqlash imkonini beradi. Qayd etamizki, nodir yer ferrit – granatlar spektrida ittriylilardan farqli nodir yer ionining F sathlari orasidagi o'tishlarga mos keluvchi ingichka chiziqlar paydo bo'ladi. Ushbu chiziqlar temir panjara ostilarining almashinuv maydoni ta'sirida bo'linadi va shuning uchun ularning intensivligi qutblanishdan kuchli bog'lanishda bo'ladi.

Ortoferritlarning shaffofligi uzoq vaqtlardan beri, ya'ni yarim asrdan ko'p vaqtdan beri aniq bo'lsa ham, ularda kuzatiladigan Faradey effekti oxirigacha o'rganilmagan. Ushbu sohada o'tkazilgan ilk tadqiqotlarda, yorug'lik c o'qi bilan mos keluvchi natijaviy magnit momenti bo'lab yo'naltirildi. (2.1.4-rasmdagi gorizintal o'q). Mazkur ilk tadqiqotlar Moskva davlat universitetining magnetizm kafedrasida olib borildi. Ushbu holda Faradey burchaklari kichik ekan. Gap shundaki, ferrit-granatlardan farqli ortoferritlar tabiiy ikkilangan nur sindiruvchi kristallardir va c o'q bilan mos kelmaydigan optik o'qqa ega bo'ladi. Yorug'lik optik o'q bilan mos kelmaydigan yo'nalishi bo'yllab tarqalishida aylanish burchagi ikkilangan nur sinish An ga teskari proporsional va kichik, agar An katta bo'lsa, bu xuddi ortoferritlarda o'rinli bo'lganidek bo'ladi. Keyingi ishlarda yorug'lik nuri c o'qi bo'ylab emas, balki ortoferritning c o'qi bilan 47° ga teng bo'lgan D burchak tashkil etuvchi optik o'q bo'ylab yo'naltirildi. 2.1.7-rasmdan ko'ringandek, ushbu holda Faradey burchagi spektrning ko'rish qismida $3000 \div 4000$ grad/sm ga yetadi, ya'ni ferrit-granatlarga nisbatan ularning magnit momentlari ortoferritlarning magnit momentlaridan ikki daraja katta bo'lishiga qaramasdan bir necha marta katta ekan.

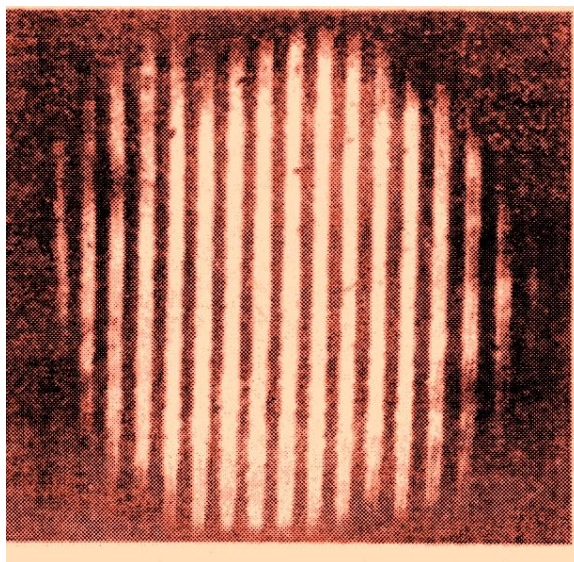
Qayd etamizki, optik o'q bilan kuchsiz ferromagnetizm o'qi ortoferritlarda c o'qi orasida burchak qancha kichik bo'lsa, aylanish burchagi shuncha katta bo'lishi kerak. Ortoferritlarda a burchak D burchakka teng bo'lib, 47° ni tashkil etadi, bu esa boshqa kuchsiz ferromagnetic $FeBO_3$ (90°) ka nisbatan qariyb ikki marta kichikdir.



2.1.7-rasm. Faradey burilish burchagining disproziyli (yuqoridagi egri chiziq) va ittriyl (pastki egri chiziq) ortoferritlardan o'tayotgan yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'lanishi. O'ng tomon yuqorida – optik o'q va c o'q orasidagi D burchakning to'lqin uzunligiga bog'lanishi.

Ortoferritlarda Faradey burchagining katta qiymatga tengligi juda kontrast domenli tuzilmalarni olish imkonini beradi. Masalan, $TmFeO_3$ optik o'qqa perpendikulyar qir qilgan plastinka ortoferritlarda qat'iy davriy yo'lakli domenli struktura kuzatiladi (2.1.8-rasm). Ortoferritlarda bir o'qli anizotropiya juda katta va magnitli oqim plastinka sirtiga chiqadi. $TmFeO_3$ dagi domenlarning ko'ndalang o'lchami 90 K haroratda 60 mkm ni tashkil etadi.

Magnit maydoni c o'qiga perpendikulyar yo'nalgan bo'lsa strayp struktura (yo'lakli domenlar strukturasi) davri kamayadi va diffraksiya maksimumlari o'rnini o'zgartiradi.



2.1.8-rasm. Optik o'qqa perpendikulyar qirqilgan $TmFeO_3$ ortoferit plastinkasida kuzatiladigan yo'lakli domenli struktura.

Ortoferritlarda xuddi boshqa ferromagnetiklardagidek termomagnet yozuvni amalga oshirish mumkin. Bunda lazer nuri yordamida ortoferrit qismi qismi Kyuri haroratidan yuqorida qizdiriladi, uning diametri ~ 20 *mkm* sohani qayta magnitlash va optik tasvirni yozish mumkin.

C o'qi bo'ylab yo'nalgan magnit maydoni maydon bo'ylab magnitlangan domenlar o'lchamini oshiradi, va qarama-qarshi yo'nalishda magnitlanganlarni kamaytiradi. O'z navbatida o'zgaruvchan magnit maydoni yordamida yorug'likni modulyatsiyalash mumkin bo'ladi. Bunday magnitooptik modulyatorning modulyatsiya koeffitsienti chastotaga bog'liq emas, bu esa ularni elektrooptik qurilmalarga nisbatan samarali farq qildiradi, chunki ularda p'ezorezonans sohada chastotali xarakteristikalar juda nitekisdir. Barcha ferromagnetiklar uchun record hisoblangan ishchi chastotaning yuqori chegarasi (100 MHz) ortoferritlar domenli chegaralarning (siljuvchanligi) harakatlanuvchanligi bilan aniqlanadi.

Shuning uchun ham barcha diffraksiya magnitooptik modulyatorlaridan samaralirog'i ortoferritlar asosidagi modulyatorlardir. Ortoferritlar asosidagi magnitooptik qurilmalar hozirgi kunda keng qo'llanilmoqda. Magnitooptik qurilmalarning samaradorligini oshirish, yangi magnit materiallarni oldindan

berilgan xarakteristikalar asosida tayyorlash texnologiyasini yaratish uchun shaffof ferromagnetiklarni eksperimental va nazariy tadqiq etish zarurdir [9].

Shaffof magnit materiallarning fan va texnikadagi ahamiyatini e'tiborga olsak, mazkur yo'nalish fizikaning dolzarb yonalishlaridan ekanligi yaqqol namoyon bo'ladi.

2.2. Kuchsiz ferromagnitizm

Ko'pgina antiferromagnitiklarda kristall strukturaning xususiyatlari shundayki, magnitlanish yo'nalishlari qarama qarshi bo'lgan panjara osti atomlari unchalik ekvivalent bo'lmagan kristallogrofik holatlarda bo'ladi, shuning uchun ularga bir xil bo'lmagan anizotropiya kuchlari ta'sir qiladi. Bu (agar kristall simmetriyasi imkoniyat bersa) panjara osti magnitlanishni kollinear bo'lmaslikka olib kelish mumkin, ularning aniq o'zaro kompensatsiyasi buziladi va hammasi bo'lib nominalning $10^{-2} \div 10^{-5}$ ni tashkil etuvchi unchalik katta bo'lmagan spontan magnitlanish paydo bo'ladi. Nokoleneartlik anizotrop to'g'ridan to'g'ri bo'lmagan almashinuv o'zaro ta'sir bilan va bir ionli anizotropiya bilan ham bog'langan bo'lishi mumkin. Bunday katta bo'lmagan spontan magnitlanishning paydo bo'lish hodisasi kuchsiz ferromagnitizm deyiladi, ushbu hodisa kuzatiladigan moddalar esa kuchsiz ferromagnitiklar deyiladi.

Gematitda ($\alpha - Fe_2O_3$) va qator 3d-metallar tuzlarida uncha katta bo'lmagan spontan magnitlanishning mavjud bo'lish ko'pdan beri ma'lum edi va ko'pgina tadqiqotchilar tomonidan naminalarda ferromagnit (aralashma, begonalar) primeslarning mavjudligiga oid deb yozilar edi, bundan "parazitli ferromagnitizm" termini paydo bo'ldi, ushbu termin hozirgi paytda ham ba'zi xorijiy adabiyotlarda uchray turadi. Yanada toza kristallarni tayyorlash davomida aniq bo'ldiki, spontan magnitlanishning mavjud bo'lishi kristallarning o'zini xossasi ekan va A.S. Borovik-Romanov tomonidan uning sababi magnitli

panjara ostining nokollinearligi degan taxmin aytilgan edi. Ushbu fikrning nazariy asosini I.E.Dzolyashinskiy berdi [9, 10,14,15].

Fazoviy $D_{3d}^6(R3c)$ guruhiga tegishli va paramagnetik holatda quyidagi simmetriya elementlariga ega bo'lgan romboedrik karbonatlar $MnCO_3$ va $CoCO_3$ misolida, kuchsiz ferromagnetizmning hosil bo'lishini ko'ramiz: $2C_3$, $3U_2$, I , $2S_6$, $3\sigma_d$, R .

$2C_3$ - uchunchi tartibli o'qlar, $[111]$ ga parallel;

$3U_2$ - ikkinchi tartibli o'qlar, $[111]$ ga perpendicular;

I - Inversiya;

S_6 – oltinchi tartibli ko'zguli aylanish o'qi;

σ_d – $[111]$ o'qi bo'ylab va U_2 o'qqa perpendicular yarim davriga translyatsiyali sirpanish tekisligi.

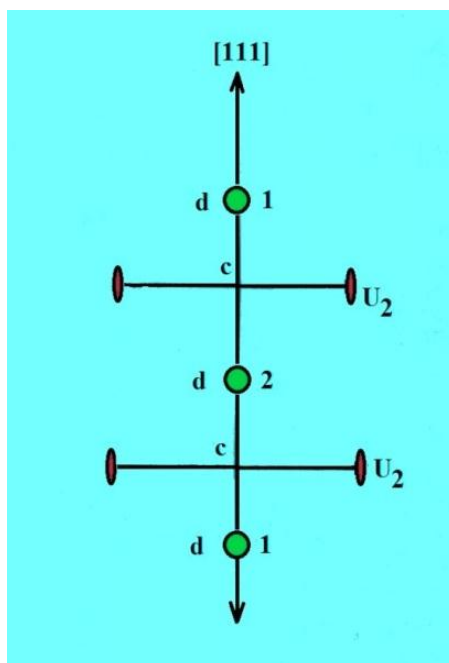
2.2.1- rasmda magnitli ionlarning joylashishi va karbonatlar strukturasi ba'zi simmetriya elementlari ko'rsatilgan. Karbonatlarning magnit xossalari ikkita magnitli panjara ostlari bilan yaxshi ifodalanadi va magnitli elementar yacheyka kristallokimyoviy bilan mos keladi.

Shunday qilib, 1 va 2 magnitli atomlar (2.2.1 - rasm) bitta elementar yacheykaga biroq turli magnitli panjara ostlariga to'g'ri keladi. Sanab o'tilgan simmetriya elementlaridan ba'zilari esa yo'q.

$$C_3: 1 \rightarrow 1, 2 \rightarrow 2, U_2: 1 \leftrightarrow 2; S_6 \text{ va } I: 1 \rightarrow 1, 2 \rightarrow 2; \sigma_d: 1 \leftrightarrow 2.$$

Uch xil ko'rinishfagi magnitli struktura bo'lishi mumkin (2.2.2- rasm).

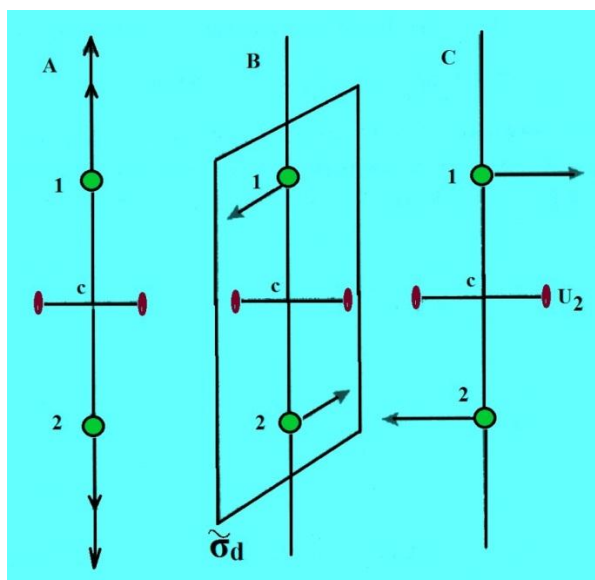
A strukturada panjara ostining magnit momentlari $[111]$ o'q bo'ylab yo'nalgan, B strukturada σ_d kattalik simmetriya tekisligida yotadi va C strukturada U_2 o'q bo'ylab yo'nalgan. $FeCO_3$ A strukturaga, $MnCO_3$ va $CoCO_3$ lar esa B strukturaga egadir.



2.2.1- rasm. Karbonatlar $MnCO_3$, $FeCO_3$ va $CoCO_3$ kristallida $[111]$ o'q bo'ylab magnitli (1, 2) ionlarning joylashishi.

c- $[111]$ o'q bilan U_2 simmetriya o'qining kesishish nuqtasi;

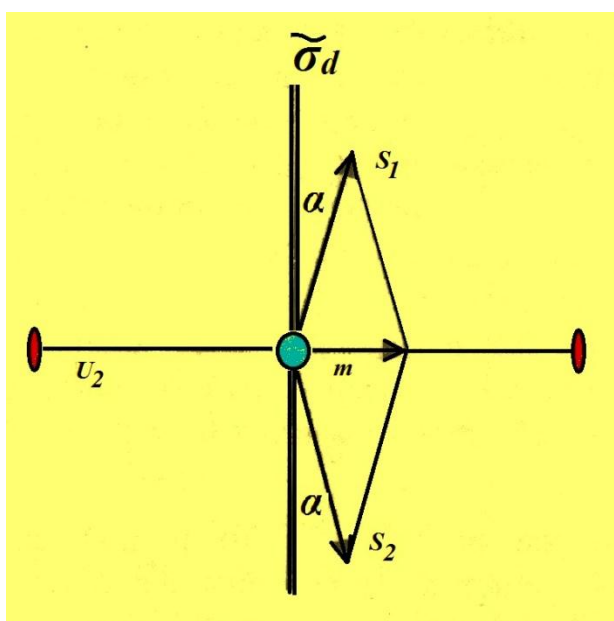
d- $[111]$ o'q bilan S_6 o'q uchun qaytish tekisliklarining kesishish nuqtalari.



2.2.2-rasm. $3d$ -metallar karbonatlari $FeCO_3$, $MnCO_3$ va $CoCO_3$ lar magnitli panjara ostilari magnitlanishlarining uchta bo'lishi mumkin bo'lgan orientatsiyalari.

A struktura R dan tashqari fazoviy kristallogrofik simmetriyaning barcha elementlariga ega bo'ladi. Mayli, bunday magnitli strukturada $[111]$ o'qqa mos ravishda parallel va perpendicular tashkil etuvchilari $\vec{m}_{||}$ va $\vec{m}_{\perp}$, bo'lgan natijaviy magnit moment $\vec{m} = \vec{m}_{\perp} + \vec{m}_{||}$ katallik bo'ladi. C_3 o'qqa nisbatan $\vec{m}$ invariant, $\vec{m}_A$ esa invariant emas, shuning uchun ushbu simmetriya operatsiyasiga nisbatan, faqat $\vec{m} = 0$ bo'lganda m invariant bo'lishi mumkin. Shunday qilib, A strukturada kuchsiz ferromagnitizm bo'lish mumkin emas, haqiqatan ham, $FeCO_3$ kuchsiz magnitli momentiga ega bo'lmaydi.

B strukturada magnitli momentlar σ_d tekisligida (2.2.2-rasm tekisligiga perpendicular) va simmetriya elementlari I , U_2 , σ_d bo'ladi, bu esa 1- va 2-ionlar magnitli momentlarini bir biriga qarshi σ_d tekislikdan chiqib burilish imkonini beradi, bu esa natijaviy momentning , U_2 o'q bo'ylab $m \neq 0$ bo'lishiga olib keladi (2.2.3- rasmga qarang). Haqiqatan ham, $MnCO_3$ va $CoCO_3$ birikmalar kuchsiz ferromagnitiklardir.



2.2.3-rasm. Kuchsiz ferromagnitizmli karbonatlardagi natijaviy magnit moment $\vec{m}$ ning hosil bo'lishini ifodalovchi chizma. $\vec{S}_1$ va $\vec{S}_2$ magnitlanishlar va α – magnitli panjara ostilarining kesilish burchagi.

Kristall magnitli simmetriyasining kuchsiz ferromagnitli momentni hosil bo'lishiga ta'siriga klassik misol bo'lib, to'rtta temir atomli romboedrik elementar yacheykaga ega bo'lgan $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ gematit xizmat qilishi mumkin.

Harorat 250 K bo'lganda gematitda magnitli spinorientatsiyali fazoviy o'tish o'rinli bo'lishi mumkin, ya'ni magnitli struktura o'zgaradi. Harorat $T < 250\text{ K}$ bo'lganda temir ionining magnitli momentlari kristallning $[111]$ o'qiga parallel, harorat $T > 250\text{ K}$ bo'lganda esa Neel nuqtasi yaqinigacha (950 K) bazisli tekislikda yotadi. Birinchi holda kuchsiz ferromagnetizm taqiqlangan, ikkinchi holda esa magnitli struktura unga ruxsat beradi. Haqiqatan ham, uncha katta bo'lmagan spontan magnitlanish faqatgina $250\text{ K} \div 950\text{ K}$ haroratlar oralig'idagina kuzatiladi.

Simmetriyalik tasavvuri kuchsiz ferromagnetizmning paydo bo'lishi mumkinligini umumiy shartlarini o'rnatishda imkoniyat beradi. Krisstolografik ekvivalent atomlari bo'lgan ikkita magnitli panjara ostili kollinear antiferromagnitikli holni ko'rib chiqamiz va mayli, kristallning fazoviy guruhi inversiya I yoki translyatsiya T ga ega bo'lsin va bu simmetriya elementlari magnitli panjara ostlari o'rinlarini almashtiradi, ya'ni magnitli fazoviy guruhda IR yoki TR elementlari bo'ladi. Unda, bir tomondan, ushbu operatsiyalarning $\vec{m}$ magnitlanishiga ta'siri hech nimani o'zgartirmasligi kerak edi, ya'ni $(IR)\vec{m} = \vec{m}$ yoki $(TR)\vec{m} = \vec{m}$. Boshqa tomondan, bunday simmetriya operatsiyalarining magnitlanish vektoriga ta'siri $(IR)\vec{m} = -\vec{m}$ va $(TR)\vec{m} = -\vec{m}$ ga olib keladi. Natijalarning mosligi faqat $\vec{m} = 0$ shart bajarilgandagina bo'lishi mumkin. Shunday qilib, kristallning fazoviy guruhida magnitli panjara ostilarini o'rinlarini almashtiruvchi inversiya yoki translyatsiya bo'lganda kuchsiz ferromagnetizm bo'lishi mumkin emas ekan.

Antiferromagnitli strukturani berilgan simmetriyaning operatsiyasiga nisbatan juft deb qabul qilish qulaydir, agar oxirgisini bitta o'sha magnitli panjara osti chegarasidagi atomlar tashkil etsa, turli panjara ostilarga tegishli

bo'lgan atomlar o'rinlarini almashtirganda esa bunday antiferromagnitli strukturani toq deb atash mumkin. Ushbu atamadan foydalanib, va yuqorida olingan kuchsiz ferromagnitizmning mavjud bo'lmashlik sharti haqidagi xulosani umumlashtirib, endi kuchsiz ferromagnitizmining quyidagi mavjudlik shartini ta'riflash mumkin (Turov, 1963y): kuchsiz ferromagnitizm faqat quyidagi hollarda bo'lishi mumkin; agar antiferromagnit struktura barcha panjara translyatsiyalari va simmetriya markazlariga nisbatan juft bo'lsa, agar bu kristallning kristallografik fazoviy guruhida mavjud bo'lsa. Ushbu umumiy xulosadan kelib chiqadiki, kuchsiz ferromagnitizmning mavjud bo'lishi uchun quyidagilar zarur bo'ladi:

1. Kristallografik va magnitli elementar yacheykalar mos kelishi kerak;
2. Bitta o'sha Brove panjarasiga mos keluvchi barcha tugunlardagi hamda bir birini hosil qiluvchi simmetriya markazlari bo'lgan tugunlardagi magnitli momentlari yo'nalishlarning mos kelishi kerak.

Landau va Lifshitsning ikkinchi tur fazoviy o'tishlar nazariyasiga asoslangan kuchsiz ferromagnitizmni fenomenologik ko'rib chiqish juda samarali bo'lar ekan. Termodinamik potensialni yoyilishida, $H=0$ bo'lganda $\frac{\partial \varphi}{\partial T} = 0$ shartdan aniqlanadigan, kristall simmetriyasining barcha operatsiyalariga nisbatan invariant bo'lgan va magnitlanuvchanlik komponentalari bo'yicha chiziqli bo'lgan had kiritiladi. Bunday hadlarning kelib chiqishi ikki xil bo'lish mumkin, ammo har ikkala holda ham turli panjaralarga mos keluvchi magnitli ionlar holatlarining ma'lum bir noekvivalentligi bilan bog'liq.

Birinchi holda panjara ostini nokolinear qilishiga intiluvchi o'zaro ta'sirga mos keluvchi antisimmetrik almashinuv deb nomlanadigan, to'g'ridan to'g'ri bo'lmagan almashinuv o'zaro ta'sir va spin – orbital bog'lanish effektlarining kombinatsiyasi tufayli $\vec{D}[\vec{S}_1 \times \vec{S}_2]$ ko'rinishidagi had hosil bo'ladi. Bu yerda $\vec{D}$ vektorli energetik parameter. Φ ni yoyilishi qargalganda $\vec{S}_1$ va $\vec{S}_2$ lar o'rniga ($\vec{l} = \vec{S}_1 - \vec{S}_2$ va $\vec{m} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2$) ifodadan)

$\vec{m}$ va $\vec{l}$ larni kiritish qulayroq, bunday almashtirish $m_\alpha l_\beta$ ko'rinishidagi hadlarni hosil bo'lishiga olib keladi, bu yerda α va β x, y va z . Qanday aniq hadlar kristall simmetriyasi elementlari majmuiga kiruvchi hadlar bo'lishi va qaytishiga nisbatan invariant bo'lishini har bir kristall uchun alohida qarash kerak. Agar kristall simmetriyasi kuchsiz ferromagnitizmga ruxsat bermasa, unda bunday hadlar bo'lmasligi kerak. Haqiqatan ham, translyatsiya va inversiya markaziga nisbatan toq bo'lgan antiferromagnit strukturada, ushbu simmetriya elementlarning ta'sirida $\vec{l}$ ning ishorasi o'zgaradi, $\vec{m}$ o'zgarmas bo'lib qoladi, va o'z navbatida, $m_\alpha l_\beta$ ko'rinishidagi hadlar termodinamik potensialning yoyilishida invariant bo'lmaydi.

Ikkinchi holda, turli panjara osti atomlari egallagan kristallogrofik joylar noekvivalentligi spin – orbital o'zaro ta'sir bilan bog'liq bir ionli magnitli anizotropiya, panjara osti magnitlanuvchanligini parallal bo'lmasligiga olib kelishiga sababdir. Ushbu bir ionli anizotropiya effektning aksi Φ ni yoyilishidagi $m_{i\alpha} m_{i\beta}$ ko'rinishida hadlarning bo'lishida namoyon bo'ladi, bu yerda i - panjara osti raqami va $\alpha, \beta=x, y, z$. Magnitlanuvchanliklar xy tekisligida yotgan holda, yoyilishda $F(m_{1x}m_{1y} - m_{2x}m_{2y})$ had ishtirok etadi. Bunday ko'rinishdagi hadlar ba'zi bir tetragonal kristallarda bo'lishi mumkin.

Karbonatlar uchun Φ ni yoyishni, invariantlarning ikkinchi tartibi bilan chegaralanib, quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin.

$$\Phi = \frac{A}{2} \vec{l}^2 + \frac{B}{2} \vec{m}^2 + \frac{a}{2} l_z^2 + \frac{b}{2} m_z^2 + d(l_x m_y - l_y m_x) - \vec{m} \vec{H}. \quad (2.2.1)$$

Bunda z o'qi kristallning uchinchi tartibli o'qi bilan mos keladi, x yoki y o'qlar ikkinchi tartibli o'qlarning biri bilan mos keladi deb hisoblanadi. Barcha yoyilish hadlari kristall simmetriyasi operatsiyalariga nisbatan invariantdir. Masalan, x o'qi bilan mos keluvchi ikkinchi tartibli o'q panjara osti o'rinlarini almashtiradi (2.2.1-rasm va 2.2.2b- rasmlarga qarang) va bir vaqtning o'zida S_{1y} va S_{2y} larning ishoralari o'zgaradi, biroq S_{1x} va S_{2x} larning ishoralari o'zgartmaydi. Shuning uchun $l_y = S_{1x} - S_{2x}$ va $m_y = S_{1y} + S_{2y}$ lar esa

ikkinchi tartibli o'qning ta'siri natijasida ishoralarini o'zgartiradi, $l_y = S_{1y} - S_{2y}$ va $m_x = S_{1x} + S_{2x}$ lar esa ishoralarini o'zgartirmaydi. Bundan kelib chiqadiki, $l_x m_y$ va $l_y m_x$ hadlar ikkinchi tartibli o'q atrofida aylanish natijasida o'zgarmaydilar. Umumiy holda l_i va m_i bo'yicha Φ ni ikkinchi tartibli yoyish kristallning fazoviy guruhi simmetriysining barcha tuzilishiga nisbatan invariant bo'lish uchun yoyilishida shunday l_i va m_i kambinsatsiyalar kirishi kerakki, bitta o'sha kristallning keltirilmaydigan fazoviy guruhi tasavvurida qayta o'zgartiriladi.

(2.2.1) yoyilishida, xuddi to'la kompensatsiyalangan antiferromagnitik halidagidek, birinchi ikkita hadi almashinuv o'zaro ta'sirni xarakterlaydi, uchinchi va to'rtinchilari esa bir o'qli magnitli anizotropiyani xarakterlaydi. Paramagnit fazada $A > 0$ va $B > 0$ va $H = 0$ bo'lganda Φ ning minimumga $\vec{I} = 0$ va $\vec{m} = 0$ mos keladi. Haroratning pasayishi bilan A kamayadi, fazaviy o'tish nuqtasida nolga aylanadi va keyinchalik manfiy bo'ladi. Bunda agar d koeffitsientli hadni e'tiborga olmasak va agar $B > 0$ bo'lsa, fazaviy o'tish nuqtasida va ancha past haroratlarda, unda bu antiferromagnitikning to'la kompensatsiyalangan holati bo'ladi. $d(l_x m_y - l_y m_x)$ hadning mavjud bo'lishi kuchsiz ferromagnetiklik momentining paydo bo'lishiga olib keladi. Ushbu holda I^2 qiymatning o'zgarish holida $\vec{m}$ komponentalar bo'yicha Φ ni minimumlashtirish quyidagi tenglamalarga olib keladi:

$$\begin{aligned} Bm_x - dl_y &= 0, \\ Bm_y + dl_x &= 0, \\ Bm_z + bl_z &= 0, \\ (l_x^2 + l_y^2) + l_z^2 &= l_{\perp}^2 + l_{\parallel}^2 = l^2. \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

Ushbu tenglamalarning yechimi ikki turdagi magnit tartiblanishiga olib keladi:

$$\begin{aligned} m_x &= m_y = m_z = 0; l_x = l_y = 0; l_z \neq 0. \\ m_x &= \frac{d}{B} l_y; m_y = -\frac{d}{B} l_x; m_z = m_{\uparrow\uparrow} = 0; \\ m_{\perp} &= m_s = \sqrt{m_x^2 + m_y^2} = \frac{d}{B} \sqrt{l_x^2 + l_y^2} = \frac{d}{B} l_{\perp} = \frac{d}{B} l. \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

Shunday qilib, simmetrik holdagidek o'sha natijani oldik- agar panjara ostining magnitlanishi kristall o'qi bo'ylab yo'nalagan bo'lsa, unda kuchsiz ferromagnitli moment bo'lmaydi, agar ular bazisli tekislikda yotsa, unda bo'lishi mumkin. Φ ning minimumiga qanday struktura mos kelishini aniqlash uchun (2.2.1) yoyilishga (2.2.2) ifodani qo'yamiz. Birinchi holda $\Phi = \frac{1}{2}(A + a)l^2$ ni olamiz, ikkinchi holda esa $\Phi = \frac{A}{2}l^2$ ni olamiz. Shunday qilib, barchasi a koeffitsiyentning ishorasiga bog'liq bo'ladi. Agar $a < 0$ bo'lsa, unda toza antiferromagnitli struktura amalga oshadi. Ikkinchi holda $\vec{l}$ vektorning bazisli tekislikda qanday joylashishini aniqlash uchun Φ yoyilishda ancha yuqoriroq darajadagi invariantli ekanligini e'tiborga olish lozim. (4.28) ifodadan ko'rinadiki, spontan momentning qiymati $\frac{d}{B}$ nisbat bilan aniqlanar ekan va shuning uchun nominal qiymatdan shuncha marta kichik, magnitli o'zaro ta'sir almashinuvdan shuncha marta kichik bo'ladi. (2.2.1) yoyilishdan $H \neq 0$ bo'lgan hol uchun magnitlanuvchanlik komponentalari $m_{\parallel}$ va $m_{\perp}$ ning muvozanat holatdagi qiymatlarini topib quyidagi ifodalarni olamiz:

$$m_{\uparrow\uparrow} = \frac{1}{B+b} H_{\uparrow\uparrow}, \quad (2.2.4)$$

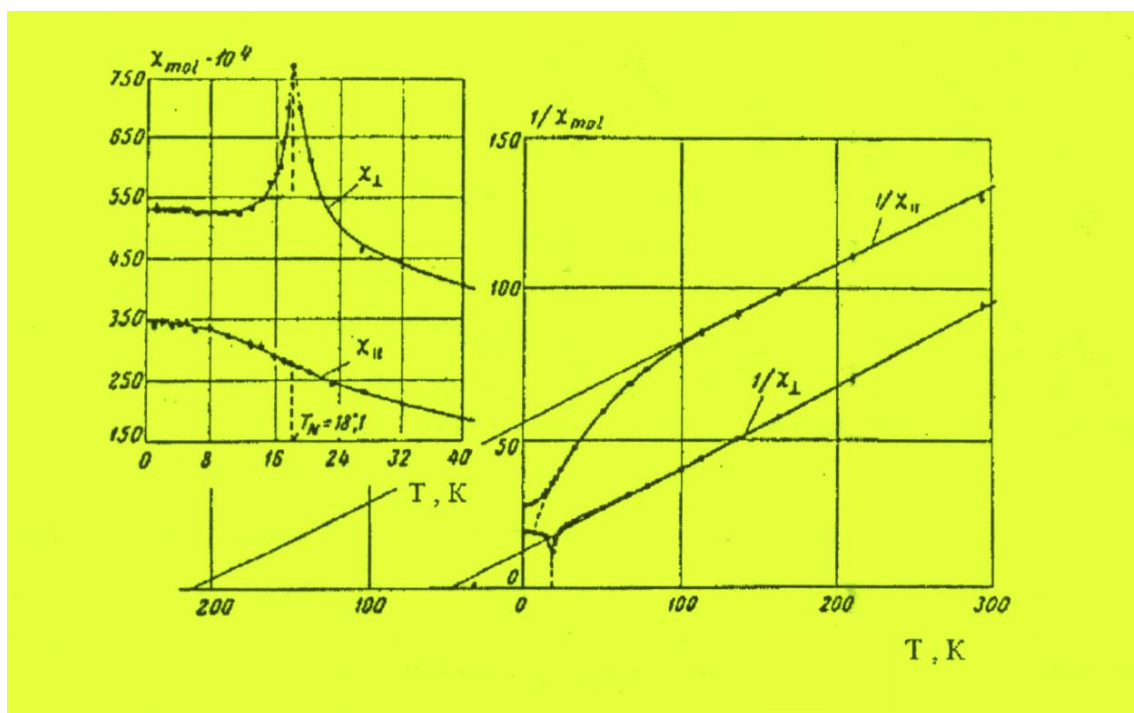
$$m_{\perp} = m_s + \chi_{\perp} H_{\perp} = \frac{d}{B} l + \frac{1}{B} H_{\perp}. \quad (2.2.5)$$

(2.2.5) ifodada ta'sir etuvchi maydon anizotropiya maydonidan katta deb hisoblanadi, shuning uchun $\vec{m}_s \parallel H_{\perp}$ bo'ladi. Kuchsiz ferromagnitli momentni ma'lum bir effektiv maydon H_D ning ta'siri natijasidek qarash mumkin, odatda ushbu parametрни Dzolyashinskiy maydoni deb atashadi. (2.2.3) va (2.2.5) ifodalardan foydalanib, quyidagi ifodani olamiz:

$$H_D = \frac{m_s}{\chi_{\perp}} = dl. \quad (2.2.6)$$

Turli kristallarda H_D ning qiymati $10^3 \div 10^4$ Ersted atrofida, ya'ni almashinuv maydonidan bir ikki tartibda kichik bo'ladi.

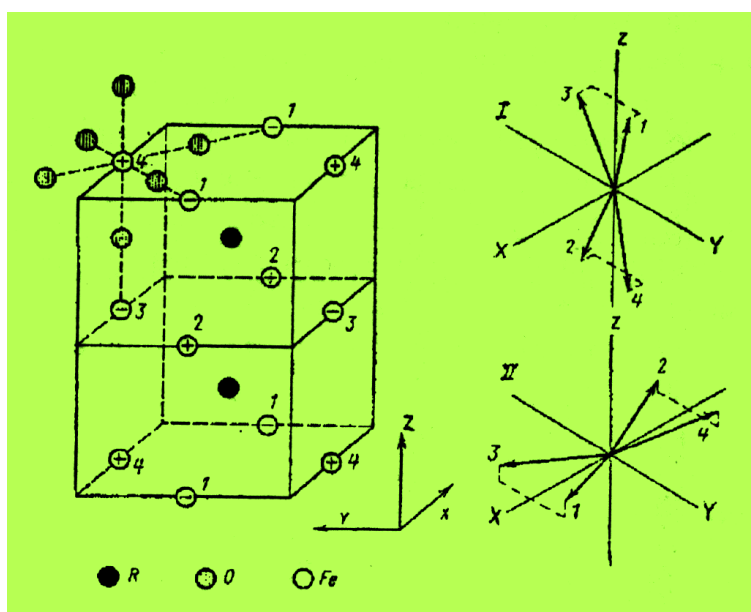
Dzolyashinskiy maydoni nafaqat Neel nuqtasidan pastda spontan momentning paydo bo'lishiga olib keladi, balki to'g'ridan to'g'ri Neel nuqtasidan yuqorida bazisli tekislikdagi magnitli xossalarga ham ta'sir qiladi. Ushbu tekislikka maydonning ta'sirlashishi magnitlanishni paydo bo'lishiga olib keladi, bu esa Dzolyashinskiy o'zaro ta'siri hisobidan maydon bilan indutsirlangan antiferromagnitlikli tartiblanishning paydo bo'lishiga olib keladi, bu esa o'z navbatida panjara ostining kollinear bo'lmaganligi sababli magnitlanishining oshishini beradi. Natijada $\chi_{\perp}$ ning oshishi o'rinli bo'ladi va Neel nuqtasida kompensatsiyalangan antiferromagnitlikdan farqli $\chi_{\perp}$ ning ko'p hollarda katta bo'lgan o'tkir maksimumi kuzatiladi, 2.2.4-rasmda $\chi_{\parallel}$ va $\chi_{\perp}$ kattaliklarning hamda ularning teskari qiymatlarining haroratga bog'lanish CoCO_3 namuna uchun keltirilgan.



2.2.4-rasm. CoCO_3 tarkibli namuna magnit singdiruvchanligining haroratga bog'lanishining ko'rinishi.

Yetarlicha keng va yaxshi o'rganilgan kuchsiz ferromagnitliklar sinfiga ortoferritlarni keltirish mumkin. Ortoferritlarning umumiy formulasi $R\text{FeO}_3$, bu yerda R-ittriy yoki nodir yer elementlarining uch valentli ionlari. Ortoferritlar

perovskit turdagi strukturada kristallashadi va rombik elementar yacheykaga ega bo'ladi. Temir ionlarining magnit momentlarini antiferromagnitli tartiblanishi turli ortoferritlarda $670 \pm 50 K$ haroratlarda sodir bo'ladi. Nodir yer ionlari temir ionlari tomonidan almashinuv maydoni bilan kuchsiz magnitlanadi va ularning magnit momentlarining sezilarli magnitlanishi 10K dan past haroratlarda sodir bo'ladi. Antiferromagnetik holatda temir ionlari to'rtta magnitli panjara ostilariga bo'linadi va ularning bo'lishi mumkin bo'lgan orientatsiyasi 2.2.5-rasmda ko'rsatilgan. Kuchsiz ferromagnetizmni ko'rish uchun 1 va 3 panjara ostilarini birinchi holda va 2 va 4 larni ikkinchi holda birlashtirish mumkin.



2.2.5-rasm. Ortoferritlarning elementar yacheykasi va magnitli strukturasi. 1-4 – lar magnitli panjara ostilar, I va II lar panjara ostilaridagi magnit momentlarning bo'lishi mumkin bo'lgan orientatsiyalari.

Masala birinchi holda spontan magnitlanuvchanligi $a(x)$ o'qi bo'ylab va ikkinchi holda $c(z)$ o'qi bo'ylab bo'lgan ikki panjara ostili antiferromagnetikka olib kelinadi. Magnitli panjara ostining kesishish burchagi taxminan $0,5^\circ$ ni tashkil etadi. Ba'zi ortoferritlarda turli haroratlar sohasida magnitli panjara ostilarining turli yo'nalishlari mos keladi, ya'ni spin orientatsiyali deb nomlanadigan fazoviy o'tish sodir bo'ladi. Nodir yer ionlari magnitli momentlari tartiblanganida holat yanada ko'proq

murakkablashadi. Kuchsiz ferromagnitli momentlarning kompensatsiyalanuvchi nuqtasi hosil bo'lishi mumkin, ya'ni ma'lum bir haroratda nolga aylanishi ham sodir bo'lishi mumkin.

2.3. Antiferromagnetiklarda maydon bilan indutsirlangan spin-orientatsiyali fazoviy o'tishlar

Agar magnit tartiblangan holatda bittadan ortiq magnitli panjara ostilar mavjud bo'lsa, ya'ni modda ferromagnetic bo'lmasa, unda tashqi magnit maydoni har doim magnit strukturani shunday siljishiga harakat qiladiki, magnit maydonidagi magnitlanuvchanlikning yig'indi energiyasi mumkin bo'lgancha kam bo'lsin. Siljishining qanchalik muhimligi tashqi magnit maydoni bilan ichki o'zaro ta'sir effektiv maydon orasidagi munosabatga bog'liq (almashinuv va anizotropiya). Maydonning o'sishi bilan magnitli fazoviy o'tish bilan indutsirlangan magnit strukturaning o'zgarishi ham uzluksiz, ham sakrashsimon bo'lish mumkin.

Eng umumiy sifatiy fikrlardan tasavvur etish mumkinki, ikki panjara ostili antiferromagnetiklarda ikkita kritik maydon bo'lish kerak. Bittasi antiferromagnitik o'qqa parallel bo'lgan maydon, $\chi_{\perp} > \chi_{\parallel}$ tengsizlik bajariladigan, panjara ostilari magnitlanuvchanligini burib maydonga perpendicular yo'naltirishga intiladi va agar magnitli o'zaro ta'sir energiya anizotropiya energiyasidan katta bo'lsa panjara osti magnitlanuvchanliklarining qayta orientatsiyalanishi sodir bo'ladi. Ikkinchi kritik maydon magnitli va almashinuv energiyalarning tenglashuvi sharoitida sodir bo'ladigan antiferromagnitli strukturaning buzilishi bilan bog'liq.

Ikkita bo'lishi mumkin bo'lgan magnit strukturaning o'zgarishini kengroq ko'rib chiqamiz. Mayli tashqi maydon antiferromagnitli o'q bo'ylab yo'nalgan bo'lsin, panjara ostilarining magnitlanuvchanligi esa ushbu o'qdan θ burchakka og'gan bo'lsin. Ushbu holda magnitli energiya E_H quyidagiga teng bo'ladi:

$$E_n = -\frac{1}{2}\chi H^2 = -\frac{1}{2}(\chi_{\parallel}\cos^2\theta + \chi_{\perp}\sin^2\theta)H^2 \quad (2.3.1)$$

Anizotropiya energiyasi uchun bir o'qli ferromagnitlarga o'xshashdek $E_a = k_1 \sin^2 \alpha + k_2 \sin^4 \alpha$ formulani to'g'ri deb hisoblash mumkin va yoyilishning birinchi hadi bilan chegaralanamiz. Bu yerda E_a -anizotropiya energiyasi, k_1 va k_2 - anizotropiya doimiylari, α -Engil magnitlanish o'qi bilan magnitlanish o'qi orasidagi burchak. Muvozanat holatni yig'indi energiyaning minimumlik shartidan izlaymiz:

$$E = E_H + E_a, \quad (2.3.2)$$

ya'ni

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = [2k - (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})H^2]\sin\theta\cos\theta = 0, \quad (2.3.3)$$

$$[2k - (\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})H^2]\cos^2\theta = 0. \quad (2.3.4)$$

(2.3.3) tenglamaning (2.3.4) shart bajarilgandagi yechimi $\theta = 0$ hisoblanadi, bu esa quyidagi holda bo'ladi:

$$H = H_{on}\pi\sqrt{\frac{2K}{\chi_{\perp}-\chi_{\parallel}}} \quad (2.3.5)$$

va $\theta = 90^\circ$ bo'ladi, qachonki quyidagi ifoda bajarilsa

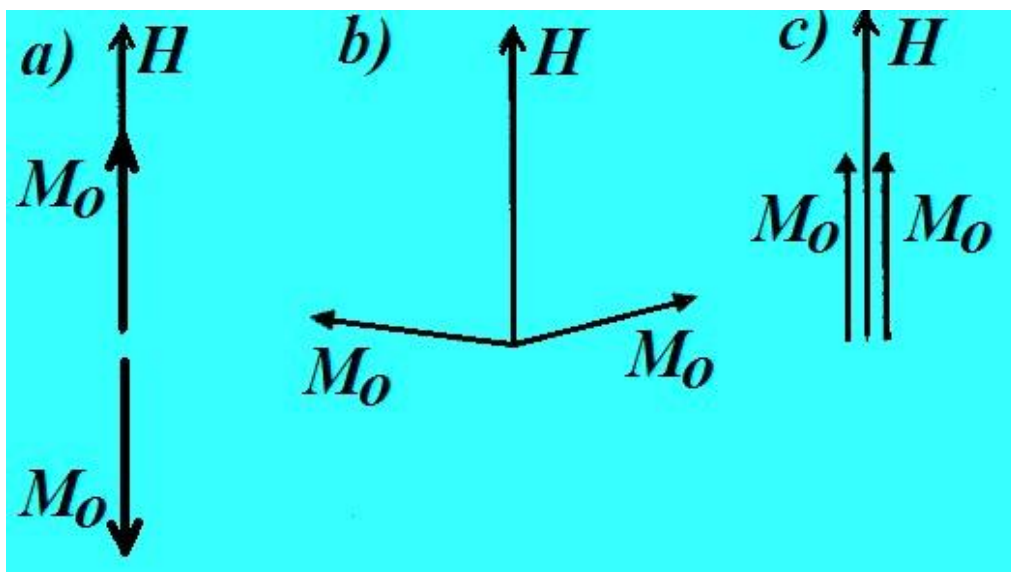
$$H = H_{on}\phi\sqrt{\frac{2k}{\chi_{\perp}-\chi_{\parallel}}}. \quad (2.3.6)$$

Shunday qilib, H_{on} antiferromagnitik o'qqa perpendicular bo'lgan panjara ostilari magnitlanuvchanliklarini qayta orientatsiyalash uchun kritik maydon hisoblanadi (magnitlanuvchanlikni uyog'dan bu yog'ga tashlanishi- "spin-flop", 2.3.1b)-rasm)

Agar M_o deb panjara ostining magnitlanuvchanligini qabul qilsak, unda faqat panjara osti o'zaro ta'siri almashinuv maydoni $H_E = wM_o$ ni hisobga olgan holda undan $\chi_{\perp} = \frac{M_{Ax}+M_{Bx}}{H} = -\frac{1}{w_2}$ tenglikni e'tiborga olib, $\chi_{\perp} = \frac{M_o}{H_E}$ ni olamiz. Ferromagnitlarga analog sifatida maydon anizotropiyasi $H_a = \frac{2\kappa}{M_o}$ ga teng. Agar endi $\chi_{\perp} \gg \chi_{\parallel}$ deb qabul qilsak, unda $\chi_{\perp}$ va κ ni ularga mos

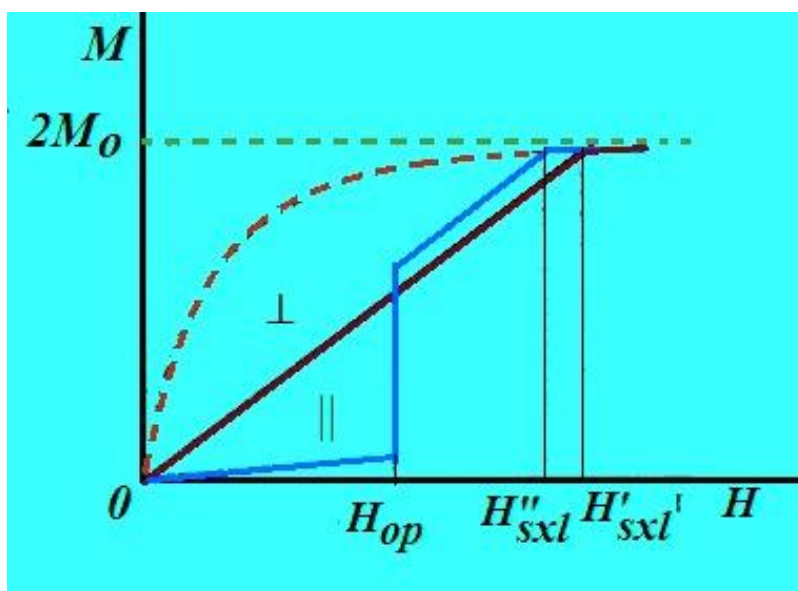
ravishdagi effektiv maydon orqali ifodalar bilan almashtirib, quyidagi ifodani olamiz:

$$H_{op} = \sqrt{2H_E H_a}, \quad (2.3.7)$$

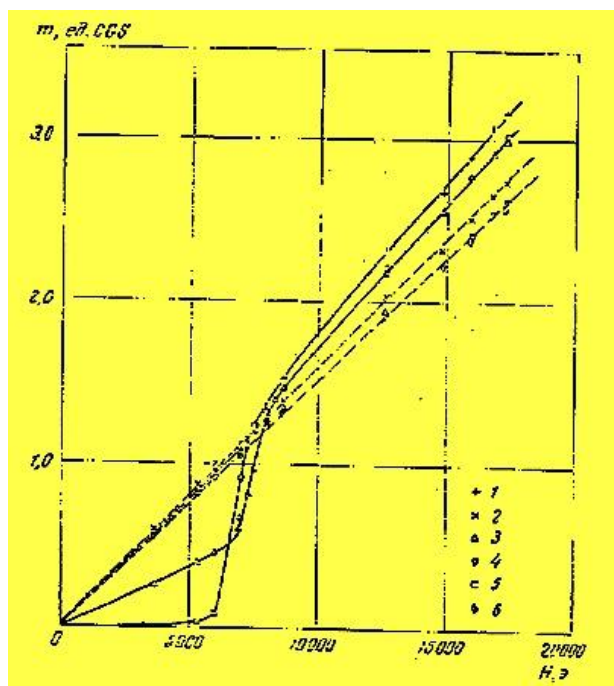


2.3.1- rasm. H magnit maydonida bir o'qli antiferromagnetik panjara osti magnetlanuvchanligini o'zaro orientatsiyasi.

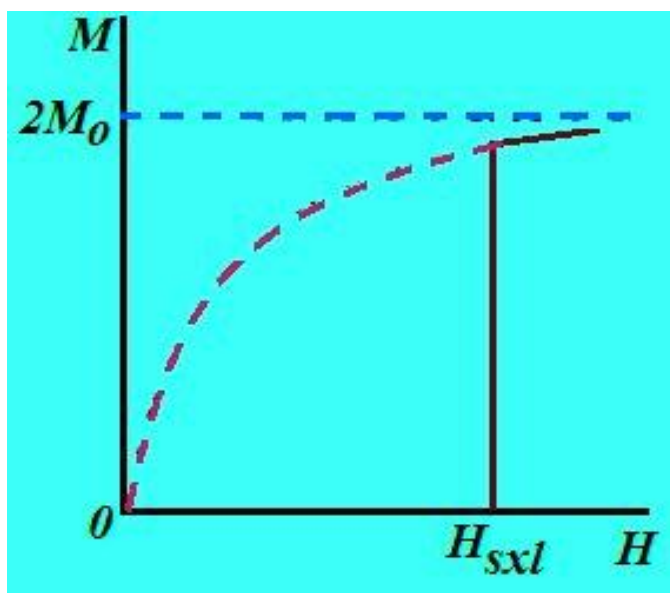
a) $H < H_{onp}$; b) $H_{onp} < H < H_{ok}$; v) $H > H_{ex}$



2.3.2-rasm. Antiferromagnetlik o'qiga parallel ($\parallel$) va perpendikulyar ($\perp$) bo'lgan tashqi magnit maydonidan antiferromagnetik magnetlanuvchanligining bog'laniishi. Magnitli panjara osti yopilish maydoni ($\parallel$) va ($\perp$) holler uchun bir-biriga mos kelmaydi.



2.3.3-rasm. $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ monokristalli uchun magnitlanuvchanlikni maydonga bog'lanishi. Panjara ostilarning magnitlanuvchanligi a o'qi bo'lab yo'nalgan. 1- $T=4,1\text{K}$, $H||a$; 2- $T=4,1\text{K}$, $H||b$; 3- $T=3,02\text{K}$, $H||a$; 4- $T=3,02\text{K}$, $H||c$; 5- $T=1,57\text{K}$, $H||a$; 6- $T=1,57\text{K}$, $H||b$.



2.3.4-rasm. Metamagnitli fazaviy o'tishda magnitlanuvchanlikni maydonga bog'lanishi. Punktir bilan Billyuen egri chizig'I ko'rsatilgan.

Panjara ostini orqaga tashlagandan so'ng singdiruvchanlik $\chi_{\perp}$ ga yaqin bo'ladi. Keyinchalik maydonning oshishi panjara osti magnitlanishlarining yo'nalishlarini asta-sekin yaqinlashuviga olib keladi, ushbu holat kritik maydon H_{skl} parallel bo'lmaguncha davom etadi (panjara ostilarining yo'pishi –“spin-flop” gacha 2.3.1c-rasm).

Magnitlanuvchanlikning maydonga bog'lanishi sxematik ravishda 2.3.2-rasmda keltirilgan va || shaklda belgilangan. Eksperimental ma'lumotlar misoli sifatida ortorombik antiferromagnetik $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (2.3.3-rasm) da tadqiq etilgan natijalari xizmat qilishi mumkin, Neel' harorati unda juda past 4,3 K bo'lganligi sababli kritik maydon uncha katta emas. Maydon antiferromagnetli o'qqa perpendikulyar bo'lganda panjara ostilar magnitlanuvchanlik yo'nalishlari orsidagi burchak maydonning oshishi bilan panjara ostilar yopilishiga qadar asta-sekinlik bilan kamayadi. Magnitlanuvchanlikning maydonga bunday ko'rinishda bog'lanishi 2.3.2-rasmda keltirilgan va $\perp$ ko'rinishda belgilangan. Ba'zi ferromagnetiklarda shunday bo'lishi mumkinki, anizotropiya maydoni almashinuv maydonidan katta. Ushbu holda maydon antiferromagnetlik o'qiga perpendikulyar qo'yilganda panjara ostilarining uloqtirilishi (u yoqdan bu yoqqa olib tashlanishi) sodir bo'lmaydi va ma'lum bir panjara ostining kritik maydonida berkiladilar. Magnitlanuvchanlikning maydonga bog'lanishi ushbu hol uchun 2.3.4-rasmda keltirilgan. Bunday spin-oriyentatsiyali o'tish metamagnetli deyiladi.

III-BOB. MODULYASTIYALANGAN MAGNITLI STRUKTURALAR VA ULARNI TAJRIBADA KUZATISH

3.1. Modulyastiyalangan magnitli strukturalarni ifodalovchi modellar

Tartib-tartib tipdagi magnitli fazoviy o'tishlar orasida magnittartiblangan muhitlardagi bir jinslilikdan fazoviy modulyastiyalangan magnitli holatga o'tishni alohida ajratish qabul qilingan. Ushbu holda paydo bo'luvchi modulyastiyalangan magnitli struktura (MMS) ni xuddi xususiy holda tip tartiblanish-kristallning hajmi bo'yicha oddiy bir jinsli magnit strukturalarning fazoviy modulyastiyasi- ferromagnitli yoki antiferromagnitli deb qarash mumkin. Magnitli tartibning modulyastiya davri harorat bilan o'zgarishi mumkin, panjara doimiysiga nisbatan tenglashtira olinmaydigan kattalikdagi qiymatda ekanligi qabul qilingan, shuning uchun modulyastiyalangan, yoki uzun davrli tuzilmalarni ham tenglashtirib bo'lmaydi deb aytiladi. Bunday turdagi magnit tartiblanishga oddiy spiral, bo'ylam va kundalang spinli to'lqinlar, elpig'ichsimon va boshqa turdagi tuzilmalar kiradi. Bunday tuzilmalar uchun kristallda yo'nalishning mavjudligi hisoblanadi, ushbu yo'nalish bo'ylab lokal magnit maydoni orientastiyasi bir atomdan boshqasiga o'tganda o'zgarmas φ burchakka o'zgaradi, shu vaqtning o'zida kristall panjara davri oralig'idagi translyastiya boshqa yo'nalishlar bo'yicha magnit moment yo'nalishini o'zgarmas qoldiradi. Bunday MMS yo'nalishi struktura simmetriya o'qi yo'nalishi bilan mos bo'lgan o'zining to'lqin vektori $\mathbf{k}$ ($k = 2\pi/d$, bu yerda d – modulyastiyaning fazoviy davri) bilan xarakterlanishi mumkin. Oddiy spiral holida atomlarning barcha magnit momentlari spiral o'qida nol bo'lmagan proekstiyaga ega, bunda magnit momentlari vektorlarining oxiri fazoda gelikoidni chizadi. Shuning uchun bunday strukturani yana gelikoidalli deb atashadi.

Modulyastiyalangan magnitli strukturalarning mavjud bo'lish sharti va hosil bo'lish sabablarini hammadan ham soddaroq qilib oddiy spiral misolida muhokama qilish mumkin.

Magnit atomlari simmetriyaning bosh o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekisliklarda joylashgan bir o'qli Brave panjarasini ko'rib chiqamiz. Mayli har bir atom bosh o'q bo'ylab birinchi va ikkinchi yaqin qo'shnilar bilan almashinuv bog'lanishda bo'lsin. J_1 va J_2 – tanlangan atom va uning birinchi hamda ikkinchi qo'shnilari orasidagi o'zar ta'sirni ifodalovchi almashinuv integrallari. Bir tekislik chegarasida spinlar orasidagi almashinuv integralini musbat deb tasavvur etamiz. Unda hosil bo'ladigan magnit struktura ferromagnit qatlamlardan iborat bo'ladi, ketma –ket qatlamlarning magnitlanish vektori J_1 va J_2 almashinuv integrallarining qiymati va ishorasi bilan aniqlanadi.

Bunday sistemaning birlik hajmiga mos keluvchi almashinuv energiyani quyidagi ko'rinishda tasavvur etish mumkin:

$$E_{\text{ex}} = -2 N S^2 (J_1 \cos \varphi + J_2 \cos 2\varphi),$$

bu yerda N – birlik hajmdagi atomlar soni; S – atomning spini; φ – birinchi va ikkinchi qatlamda yotgan spinlar orasidagi burchak; 2φ – birinchi va uchinchi qatlamlarda yotgan spinlar orasidagi burchak.

Ushbu ifodani φ ga nisbatan minimallashtirib, muvozanatdagi magnit struktura uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\cos \varphi = -J_1 / 4J_2 ,$$

bundan turg'un spirali strukturani (gelikoidni) hosil bo'lish sharti kelib chiqadi:

$$|J_2| > J_1/4 .$$

J_1 va $|J_2|$ – kattaliklar bir xil tartibda bo'lganligi sababli φ burchak har qanday bo'lishi mumkin. Murakkabroq spiralli strukturalarni mavjud bo'lishini tushuntirish uchun almashinuv kuchlaridan tashqari magnit anizotropiya kuchlarini ham hisobga olish kerak.

Spiral magnitli strukturaning hosil bo'lish mexanizmini boshqacha tushuntirish ham amalga oshirilgan edi: bunday strukturaning hosil bo'lishi

relyativistik o'zaro ta'sir bilan bog'langan edi (spin-spinli va spin orbital o'zaro ta'sir). Bu xuddi avval eslatilgandek Dzolyashinskiy-Moriya o'zaro ta'siridir. Brave panjarasi strukturasi asosiy chizgilari va kristallik panjaraning qo'shni tugunlaridagi spinlar orasidagi burchaklar almashinuv invariantlar bilan aniqlanadi, relyativistik invariantlar esa kristallografik o'qlarga nisbatan spinlarning orientastiyasini beradi. Paydo bo'ladigan magnit strukturani xuddi asosiy strukturani buralganidek tasavvur etish mumkin: birinchi yandashishda magnitli struktura («dag'al») berilgan kristall struktura (ferromagnit yoki antiferromagnit) uchun biror bir turg'uni bilan mos keladi; keyingi yandashish «dag'al» strukturaga uzun davrli tebranishlar qo'shiladi, buning natijasida «dag'al» struktura nuqtadan nuqtaga fazoda sekin aylanadi. Ishlarda keltirilgan nazariy muhokamadan shu kelib chiqadiki, bunday strukturalarning paydo bo'lishi uchun kristallning fazoviy guruhida inverstiya markazi bo'lmasligi kerak ekan (bu esa relyativistik kelib chiqishga ega bo'lgan bir jinsli bo'lmagan kuchli anizotrop o'zaro ta'sirni bo'lishini ta'minlaydi).

Modulyastiyalangan magnitli strukturalarning paydo bo'lishi haqidagi masala qator obzorlarda to'laroq ko'rilgan. Ularda muhokama asosan tartib parametrining bir jinsli bo'lmagan taqsimoti uchun kristall termodinamik potentsialining tadqiqoti asosida bajarilgan. Kristallarda modulyastiyali strukturalarning ma'lum bir ajratilgan yo'nalish bo'ylab hosil bo'lishini hisobga olgan holda, mos ravishdagi bir jinsli bo'lmagan magnitli fazani izlashda termodinamik potentsialda faqatgina biror bir fazoviy koordinata bo'ylab hosilali invariantlarni hisobga olish mumkin. Bugungi kunda ma'lum bo'lgan ko'pgina modulyastiyalangan strukturalar – uch o'lchamlidir, shuning uchun modulyastiyalangan holatga o'tishni ifodalashda, umumiy holda ikki komponentaga ega bo'lgan tartib parametrli termodinamik potentsialdan foydalanish zarurdir.

Magnitli tartiblangan kristallarda tasodifiy maydonni hosil bo'lishining asosiy fizikaviy sabablari magnitli atomlar bilan, yoki magnitli kristallografik anizotropiyaning lokal o'zgarishi bilan almashinuv o'zaro ta'sir kattaligining

variastiyalaridir. Chunonchi, tasodifiy maydonning bir o'qli antiferromagnetik bir jinsli magnit holati turg'unligiga ta'siri masalasi e'lon qilingan ishda kristall panjaraning eng yaqin qo'shni atomlar orasidagi J_1 va J_2 almashinuv integrallarning tasodifiy kattaliklariga ega bo'lgan Izing modeli tadqiq etilgan. Antiferromagnetik kristall panjarasini uning tarkibini diamagnetik aralashmalar bilan legirlashda hosil bo'ladigan defektlari tasodifiy maydonlar hosil bo'lishning fizikaviy sababi bo'lib xizmat qildi. Yengil o'qli antiferromagnetik $MnF_2:Zn$ da bir jinsli bo'lmagan magnit holatning hosil bo'lishi neytronografik tadqiqotlar yordamida eksperimental qayd etildi. Xuddi shunday muvaffaqiyat bilan tasodifiy maydon modeli $Dy_3Al_5O_{12}$ kubik antiferromagnetikdagi metamagnetik fazaviy o'tishni o'zini tavsiflashda qo'llanildi.

Bir jinsli bo'lmagan magnitli holat hajmiy va nuqtaviy nuqsonlari bo'lgan kristall panjarali yengil o'qli antiferromagnetiklarda ham amalga oshirilishi mumkin. Xuddi e'lon qilingan ishlarda ko'rsatilganidek, anizotropiyaning korrelyastiyali radiusi va kristall panjara parametrlari orasidagi munosabatga bog'liq bu holda, yoki har bir domen ichida antiferromagnetizm vektori bir jinsli bo'lgan domenli struktura, yoki kristallning yengil (bazisli) tekisligida antiferromagnetizm vektori yo'nalishi uzluksiz o'zgaruvchan amorf magnitli struktura amalga oshirilishi mumkin.

Endi Dzyaloshinskiy va Moriya nazariyasini ko'rib chiqamiz. Ba'zi antiferromagnetiklar, masalan, $\alpha-Fe_2O_3$, $MnCO_3$ yoki perovskit tuzilmasiga ega bo'lgan nodir yer elementli ortoferritlar tabiati uzoq vaqt tushuntira olinmagan kuchsiz spontan ferromagnit momentiga ega bo'ldi. Ushbu hodisa tushuntirishining boshlang'ich davrlarida, masalan, $\alpha-Fe_2O_3$ misolida, mazkur effekt xuddi namunada mavjud bo'lgan ferromagnit balkim ferrimagnit "iflosliklar", stexiometriyadan og'ish va boshqalar hisobidan paydo bo'luvchi "keraksiz" ferromagnetizm deb talqin qilindi.

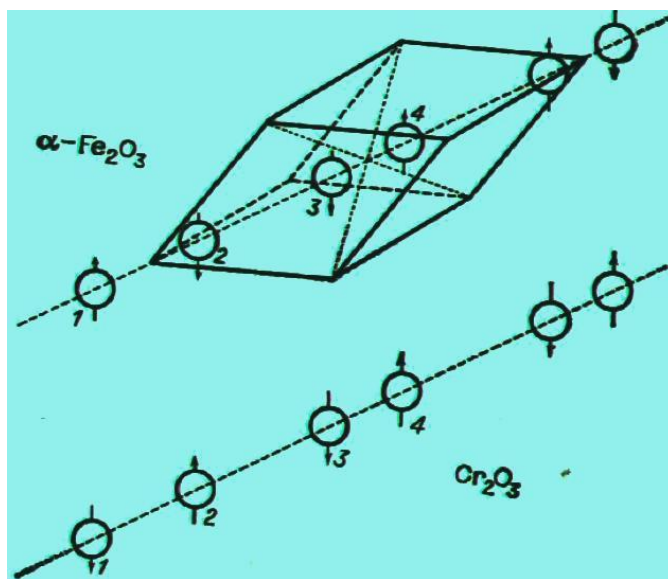
Bunday "kuchsiz" ferromagnetizmning paydo bo'lishini birinchi bo'lib Dzyaloshinskiy to'g'ri tushuntiradi. U parzitlar yoki kristallning mukammal emasligi bilan bog'liq bo'lmagan moddani o'zining kristall simmetriyasining

tabiiy oqibati bo'lgan xarakteristik xossalari haqida gap borishini ko'rsatadi. Dzyaloshinskiy nazariyasining bosh maqsadini korund strukturali ikkita okislar ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ va Sr_2O_3) misolida tushuntiramiz. Ushbu moddalar bizning maqsad uchun alohida qulaylikka ega, chunki, ularda kuchsiz ferromagnetizm hosil bo'lishining shartini yaqqol ko'rsatishi mumkin. Ikkala modda ham kristallografik izomorf bo'lsa ham kuchsiz ferromagnetizm faqat birinchi moddada kuzatiladi. Korund turdagi kristallning romboedrik elementar yacheykasi [111] o'qda yotuvchi to'rtta kationdan iborat. 3.1.1 – rasmdan ko'rinadiki, eslatilgan oksidlarning magnit tuzilmasi turlicha: shu vaqtning o'zida Sr_2O_3 da antiferromagnitli asosiy holatda qo'shni kationlar [111] o'qda hamma vaqt (+ – + –) ko'rinishdagi antiparallel spinga ega bo'ladi, $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ da esa ushbu o'q bo'ylab parallel va antiparallel spinlar juftliklar galma-gal almashinib keladi. Dzyaloshinskiy ko'rsatganidek Agar kuchsiz ferromagnetizmning hosil bo'lishi haqida gap borsa* magnit momentlarining turlicha joylashishi keltirilgan moddalarning o'zini turlicha tutishining ichki sababidir.

Nazariya ikki bosqichdan iborat: birinchisi spontan ferromagnet momentining mavjud bo'lishi kristall simmetriyasiga va magnitli strukturasiga qanday cheklanishlarni qo'yadi degan savolga javob topish bo'lsa; ikkinchisi esa kuchsiz ferromagnetik magnit holati haqidagi masalani termodinamik yechishdan iborat. Biz bilamizki, har qanday kristallni nuqtaviy simmetriya guruh nomi bilan xarakterlaydigan 32 ta kristallografik sinfnining biriga kiritish mumkin. Simmetriyaning alohida elementlari (burilish, ko'zguli qaytishlar) jiddiy ravishda atomlarning kristallda joylashishiga bog'liq. Agar biz atomlar koordinatalaridan farqli vektor kattalik bo'lgan magnitli momentlarning mavjudligini o'z ichiga oladigan kristallar simmetriyasi tushunchasini umumlashtirmoqchi bo'lsak, unda yuqorida eslatilgan simmetriya elementlariga

* Guniafga muvofiq Cr_2O_3 , $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ning bir bo'lmagan magnit strukturasini ushbu moddalardagi almashinuv o'zaro ta'sir kattaligining turlicha bo'lishi bilan bog'liq [].

yana bir magnit momenti vektori yo'nalishini teskarisiga o'zgartiruvchi R elementni kiritish kerak**. Natijada kristallografik sinflar soni yana 58 taga oshadi. Agar boshlang'ich antiferromagnitli magnit momentlarining joylashishi ma'lum bo'lsa, unda uni sinflarning biriga kiritish mumkin va uning qanday simmetrik elementlarga ega bo'lishiga qarab spontan ferromagnit momenti mavjud bo'lishi masalasini echish mumkin. Noldan farqli spontan moment faqatgina u mos ravishdagi simmetriya guruhlarining barcha operastiyalariga nisbatan invariant bo'lgan holdagina mavjud bo'ladi degan teorema bor.



3.1.1-rasm. Gematit ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$)da va korund (Cr_2O_3)da antiferromagnitli tartiblanish.

Agar simmetriya sinflaridan biri to'g'ridan – to'g'ri o'zida R elementni kiritisa, unda ushbu mazkur sinfga tegishli kristallar quyidagi xossalarga ega bo'ladi degan ma'noni anglatadi: kristalning har qanday tugunidagi magnit momenti 180° burilish operastiyasiga nisbatan invariantdir, ya'ni $\vec{m}(x, y, z) = -\vec{m}(x, y, z) = 0$; bunday kristall o'z navbatida paramagnit bo'lishi kerak. Ushbu nuqtai nazardan barcha 90 ta kristallografik sinflarni ikki guruhga ajratish

** Agar magnit dipolli moment xuddi elektr toki aylanma momentidek makroskopik nuqtai nazardan qaralsa, unda ushbu momentning 180° ga burilishi tok yo'nalishining teskarisiga o'zgarishi bilan bog'liq; shunga o'xshash o'zgarish vaqt ishorasining aylanishiga ekvivalentdir.

mumkin: R ni xuddi mustaqil elementdek, tarkibida saqlaydigan sinflar va tarkibida R ni umuman saqlamaydigan, yoki uni faqat boshqa elementlar bilan

kombinastiyada saqlaydi. Birinchi guruhga dastlabki 32 ta “kristallografik” sinf mos keladi, ikkinchisi turli “magnitli” strukturaga mos keladi. Yuqorida keltirilgan spontan ferromagnit momentning mavjud bo’lishi kriteriysini kristallni u yoki bu sinfga mansublik shartidek ta’riflash ham mumkin.

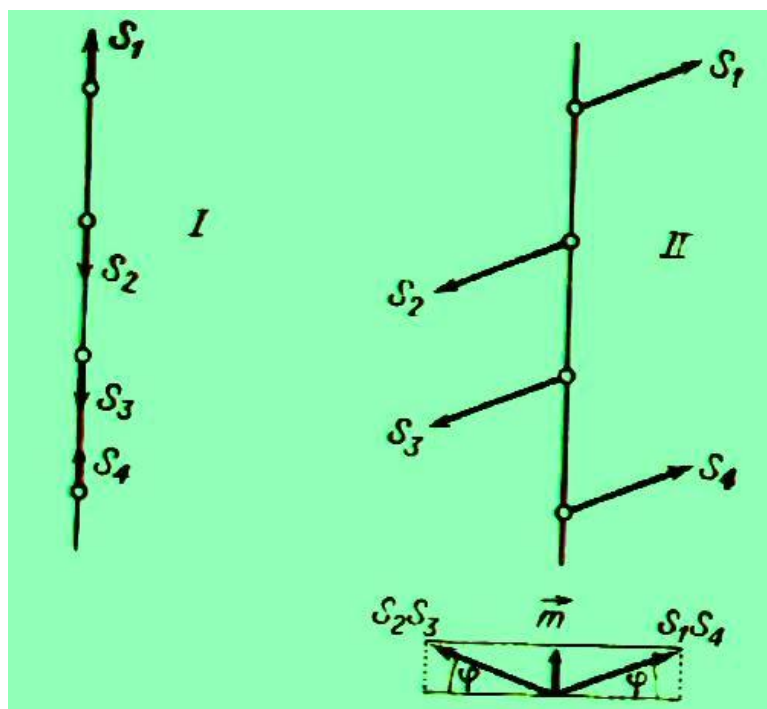
$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ dagi dastlabki antiferromagnitli tartiblanish haroratga bog’liq. Harorat $T < 262\text{ K}$ bo’lganda spinlar $[111]$ yo’nalishga paralleldir, harorat 250 dan 950 K gacha oshganda ular (111) tekislikda yotadi. Mayli, I birinchi, past haroratlarda turg’un tuzilmani, II esa – ikkinchi tuzilmani bildirsin. Ferromagnitli moment faqat II - sohada paydo bo’ladi va spinlarni (111) tekisligida ma’lum bir kichik burchakka o’zaro burilishi bilan shartlanadi (3.1.2 – rasmga qarang). I holda spinlarning bunga o’xshash burilishi taqiqlangan, chunki mos ravishdagi simmetriya guruhi uchinchi tartibli $[111]$ simmetriya o’qiga ega va unga perpendikulyar ikkinchi tartibli o’q. Uchinchi tartibli simmetriya o’qi bo’lganligi sababli ferromagnitli moment $[111]$ o’qqa parallel bo’lishi kerak. Biroq momentning $[111]$ ikkinchi tartibli o’qlarga nisbatan perpendikulyar bo’lgan momentning bir vaqtdagi invariantlik talabi $\vec{m} = -\vec{m} = 0$ shartga olib keladi. II - holatda natijalovchi ferromagnitli momentlik bo’lishi barcha mos keluvchi guruh simmetriya elementlari bilan to’g’ri keladi, ular tarkibida uchinchi tartibli o’q bo’lmasligini osongina ko’rish mumkin. Bunga zid ravishda $+ - + -$ turdagi antiferromagnitli tartiblanishga ega bo’lgan Cr_2O_3 da kristallografik o’qlarga nisbatan spinlarning orientastiyasi bilan aniqlanadigan kuchsiz ferromagnetizm mavjud bo’la olmaydi. Oxirgi xulosa $+ - + -$ joylashishga imkoniyat beruvchi R magnit momenti aylanishga va I inversiya

operastiyasining kombinastiyasiga nisbatan invariant bo'la olmaydi, shuning uchun spontan momenti noldan farqli bo'lishiga asoslangan***.

Nazariyaning ikkinchi bosqichi sinflar nokollinearligini paydo bo'lishi bilan bog'liq bo'lgan magnit tuzilmaning o'zgarishi va ferromagnetizm tabiatini tushuntirishi, uning turini o'rgatishi va uni yuzaga keltiruvchi o'zaro ta'sirlarni aniqlashi kerak edi. Masalani qisqartirish uchun biz faqat natijalarni keltirish bilan chegaralanamiz.

Dzyaloshinskiy masalani Landauning fazaviy o'tishlar nazariyasidan foydalanib termodinamika asosida echdi. U kuchsiz ferromagnetik termodinamik potentsiali ifodasiga o'zaro ta'sirga mos ravishda, $\beta S^2 \sin 2\varphi$ ko'rinishdagi had kirishini ko'rsatdi, bunda β - o'zaro ta'sir miqdorini aniqlovchi doimiy, S - magnitli kation Fe^{3+} spini, φ - esa spinning kollinearlikdan burilish burchagi. Ushbu hadni odatda vektor ko'rinishida yozishadi:

$$\vec{D} \cdot [\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2]. \quad (3.1.1).$$



3.1.2-rasm. Dzyaloshinskiy fikricha gematit ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) dagi magnitli tuzilma. I- harorat $T < 262 \text{ K}$ bo'lganda; II - harorat 250 dan 950 K gacha bo'lganda.

*** Inversiya I xuddi uning natijasida $\vec{r}$ radius-vektor $-\vec{r}$ ga o'tadigan opertsiyadek aniqlanadi; agar simmetriya guruhi ushbu elementni o'z ichiga olsa, unda bu kristallning barcha atomlarini koordinatalari ishoralarini bir vaqtning o'zida o'zgarishiga nisbatan invariant qolishi kerak degan ma'noni bildiradi.

Bu erda $\vec{D}$ vektor o'zaro ta'sir doimiysini bildiradi va [111] yo'nalishda orientirlangan, $\vec{S}_1$ va $\vec{S}_2$ - qo'shni kationlarning dastlabki antiparallel spinlari. O'zaro ta'sir ko'rinishidan kelib chiqqan holda Dzyaloshinskiy uning spin – orbital o'zaro ta'sir yoki magnitli – dipolli o'zaro ta'sir bilan amalga oshadigan spinning panjara bilan anizotrop o'zaro ta'siri bilan shartlangan degan xulosaga keladi. Bitta kationga to'g'ri keluvchi magnit momentining kattaligi, $m=gS\mu_\beta\cos\varphi$, anizotrop o'zaro ta'sir kattaligining dastlabki antiferromagnitli tartiblanishni hosil bo'lishiga ma'sul effektiv almashinuv o'zaro ta'sir kattaligiga nisbati bilan aniqlanadi; $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ uchun ushbu moment $1\cdot 10^{-3}\mu_\beta$ ni tashkil qiladi, bu Fe^{3+} ($5\mu_\beta$) ioni to'la momentidan taxminan $1\cdot 10^{-4}$ ga teng.

Dzyaloshinskiyning fonomenologik nazariyasi, albatta, o'zaro ta'sirning ichki mexanizmini tushuntirish imkoniyatiga ega emas. Ushbu maqsadda uni Moriya to'ldirdi, u Anderson delokalizastiyasi effektida yashiringan bilvosita almashinuv o'zaro ta'sir nazariyasini ishlab chiqdi. Moriya nazariyasida bilvosita almashinuvning anizotrop xarakteri spin – orbital o'zaro ta'sir muhokamasi e'tiborga olish orqali hisobga olingan. Natijaviy anizotrop almashinuv (3.1.1) ko'rinishga ega, bunda o'zaro ta'sir kuchi spin orbital bog'lanishga chiziqli bog'liq.

3.2. Modulyastiyalangan magnitli strukturalar va magnitli fazaviy o'tishlar

Ma'lumki, magnit tartiblangan muhitlarda ma'lum sharoitlarda magnit tartiblanishning fazaviy modulyastiyali holatda bo'lishi energetik afzal bo'lib qoladi. Hozirgi kunda modulyastiyalangan magnitli tuzilmalar (MMS) turlicha tipdagi magnitli tartiblangan ko'p conli kristallarda kuzatildi va magnitli tartiblanishning modulyastiyasiga olib keluvchi asosiy mexanizmlar aniq deb hisoblanadi, masalan, magnitli dielektrlarda bu - Dzyaloshinskiy-Moriya o'zaro ta'sir, yoki juda yaqin qo'shni atomlar va ulardan keyingilari orasidagi

raqobatli alamashinuv o'zaro ta'siri. Oxirgi o'n yillikda MMS antiferromagnitli dielektriklar, bunday materiallarni spinli elektronika funkstional elementlarining element bazasida faol modda sifatida qo'llanilishning istiqbolli ekanligi tadqiqotchilar diqqat-e'tiborini o'ziga jalb etib kelmoqda. Ushbu tadqiqotlarda aniqlandiki, bunday sinfdagi magnetiklardagi MMS ning ko'pgina xossalari (masalan, antiferromagnetizmning lokal vektor azimuti modulyastiya chuqurligi va davrining tashqi maydonga, haroratga, bosimga va boshqalarga bog'lanishi) hamma vaqt ham yuqorida keltirilgan magnitli tartibning fazoviy bir jinsli bo'lmasligining paydo bo'lish mexanizmlariga asoslangan nazariya chegarasida tushuntira olinmas ekan va shu sababli ushbu yo'nalishdagi tadqiqotlarni davom ettirish dolzarbligicha qolmoqda.

Kuchsiz ferromagnetizmga ega bo'lgan yengil tekislikli dielektrlardan uncha ko'p miqdorda bo'lmagan diamagnetik aralashmalar kiritilgan temir borat va gematitda ($\text{FeBO}_3\text{:Mg}$ va $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ kristallarida) bir jinsli magnit holatidan modulyastiyalangan holatga o'tish holati tadqiqotlar davomida qayd etildi. Masalan, kuchsiz ferrormagnetiklarda MMSning davri d tadqiq etilganda, H magnit maydonining oshishi bilan uning qiymati kamayar ekan, xuddi shu paytning o'zida, mavjud bo'lgan magnit fazoviy o'tishlar nazariyasidan $d(N)$ bog'lanishning teskari ekanligi kelib chiqadi. $\text{FeBO}_3\text{:Mg}$ va $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3\text{:Ga}$ kristallarining MMS parametrlarining o'zini tutishi ularning magnit strukturasida bir jinsli holatdan modulyastiyalangan holatga o'tishi ushbu holatning chuqur ma'noga ega bo'lishidan dalolat beradi. Shuning uchun, bunday sinfdagi antiferromagnetiklarda magnit tartibining modulyastiyalanishga olib keluvchi mexanizmni aniqlash magnit hodisalar fizikasining dolzarb masalalaridan biri hisoblanadi.

Temir borati kuchsiz ferromagnetizmga ega bo'lgan yengil tekislikli antiferromagnetiklarning vakillaridan biridir. Temir borati xona haroratida spontan magnit momentiga ega, ko'rish spektral sohasida shafof bo'lgan mavjud kristallardan yagona hisoblanadi. Bunday xossalarning unda mujassamligi FeBO_3 kristallini turli integral optik asboblarning element bazasida faol modda

sifatida qo'llash imkoniyatining mavjudligi unga kelajagi porloq material sifatida qarash imkoniyatini yaratdi. Bundan tashqari, mazkur sinfdagi magnetiklarda kechadigan magnitlanish jarayonlarini va domenli strukturalarni vizual tadqiq etish uchun ushbu namunalar qulay model ob'ekti sifatida xizmat qiladi. Bundan tashqari, $FeBO_3$ hozirgi kunda yetarlicha chegaralangan miqdordagi ma'lum fotosezgir kristallardan biridir. Unda yorug'lik ta'sirida yangi, qo'shimcha yoritilganlik bo'lmaganda mavjud bo'lmagan xossalar namoyon bo'ladi.

Ma'lumki moddalarning bir holatdan boshqa bir holatga o'tishida sodir bo'ladigan fizikaviy jarayonlarni har tomonlama tadqiq etish, fan va texnika uchun keng qo'llanilayotgan va kelajakda qo'llanilishi mumkin bo'lgan samaradorligi katta natijalar bilan uzviy bog'liqdir. Ushbu fazoviy o'tishlar orasida magnitli fazaviy o'tishlar alohida o'rinni egallaydi, chunki ushbu jarayonlarni har tomonlama chuqur tadqiq etib tahlil etish hozirgi kunlarda jadal rivojlanayotgan ma'lumotlar asri darajasiga olib kelgan informastion texnologiyada ma'lumotlarni saqlash va ko'chirish asosiy xotira elementlarini takomillashtirish imkoniyatlarini beradi. Shuning uchun ham magnitli fazaviy o'tishlar mexanizmini fundamental tushunchalari haqidagi fikrlar muhokama qilinadi.

Moddalarning magnit xossalarining negizida ko'p sonli o'zaro ta'sirlashuvchi zarralardan iborat sistemalar turganligi sababli uni o'rganish zamonaviy fizikaning muhim muammolaridan biri ekanligini ta'kidlash joizdir.

Tartiblanish bilan bog'liq fazoviy o'tishlar turli fizikaviy sistemalarda sodir bo'ladi: binar qotishmalarda, ferromagnetik va antiferromagetiklarda, segnetoelektriklardagi dipolli momentlarda, o'ta o'tkazgichlardagi elektronlarda, o'ta oquvchan holatdagi geliyda va hokazo.

Aynan fazoviy o'tish nuqtasi (masalan, T haroratda) makroskopik (termodinamik) sistemalarning o'zini tutishi alohida qiziqishga egadir, chunki ushbu nuqtalarda sistemaning xossasi keskin o'zgaradi. Modomiki, termodinamik muvozanat talabidan termodinamik potenstialning uzluksizlik

talabi kelib chiqar ekan(masalan, S ($S=dE/dT$) issiqlik sig'iminin musbat bo'lish shartidan energiyaning va erkin energiyaning uzluksizligi kelib chiqadi), unda fazoviy o'tish nuqtasida termodinamik potentsialning o'zgarishi kichik bo'lishi kerak. Bu esa quyidagi hollarda bo'lishi mumkin:

1) yoki uning xossalariining eski xossalaridan chekli farqi bo'lgan cheksiz kichiq miqdordagi yangi fazaning paydo bo'lishida;

2) yoki yangi fazaga mos keluvchi, xossalarning bir vaqtning o'zida butun hajm bo'yicha «cheksiz kichik» o'zgarishining hosil bo'lishida.

Birinchi holat – fazalarga qatlamlanishi – bu birinchi tur fazaviy o'tish (chunki, u mos ravishdagi termodinamik potentsialdan olingan birinchi tartibli hosilada namoyon bo'ladigan sakrash orqali kuzatiladi, masalan, S entropiyaning). Birinchi tur fazaviy o'tishlarda haddan tashqari sovub ketish va bunday boshlang'ich hajm bo'lmaganda haddan tashqari isish sodir bo'lishi mumkin. Bunday turdagi o'tishlarga misol qilib, fazalarga qatlamlanishni (bug'-suyuqlik, suyuqlik-qattiq jism, bug'-qattiq jism) keltirish mumkin xususan, qaynash va erish, va magnit maydonida o'ta o'tkazuvchan holatga o'tishni va boqalarni.

Ikkinchi holatda yangi xossalarning paydo bo'lishi sirt energiyasi bilan bog'liq bo'lmaydi va shuning uchun haddan tashqari sovumaydi va isimaydi. Bunday fazaviy o'tishlar alohida qiziqish uyg'otadi, ular ikkinchi tur fazaviy o'tishlar deb ataladi. Bunday turdagi o'tishlarga misollar: ma'lum haroratlardagi kristallarda sodir bo'ladigan strukturaviy tartib o'zgarishlar; qotishmalardagi tartiblilik- tartibsizlik o'tishlar; spinli sistemalarda va ferromagnetik metallarda va qotishmalardagi ferromagnetik-paramagnetik yoki antiferromagnetik-paramagnetik o'tishlar; segnetoelektrlik, o'ta o'tkazuvchanlik va o'ta oquvchanlikning hosil bo'lishi, ikkinchi tur «qattiq» o'ta o'tkazgichlardagi «aralash» uyurmali holat va hokazo.

Fazaviy o'tishlar nazariyasi negizida zarralarning o'zaro ta'sirlashuvi hisobidan yuzzaga keluvchi tartiblashish maydoni yotadi. Agar maydonni

o'rtacha maydonga teng deb olinsa nazariya soddalashadi. Aynan shunday o'rtacha maydon nazariyasiga ko'pincha e'tibor qaratiladi.

Shunday qilib, moddalarning magnit xossalari asosida uni tashkil etuvchi elementlar, elektronlarining spinli magnit momenti, uning orbital harakati hamda protonlar va neytronlarning spinli momentlarini hosil qiluvchi yadroviy magnit moment bilan aniqlanar ekan.

Agar modda bir nechta elementlardan tashkil topgan bo'lsa, unda ko'psonli o'zaro ta'sirlashuvchi zarralardan iborat sistemalar ekanligini ham e'tiborga olish zarur.

3.3. Magnetiklarning domenli strukturasi va kuchsiz ferromagnetizm

Domen strukturasi kristall panjaraning nuqsonlari tufayli mavjud bo'ladigan antiferromagnetiklardan farqli ravishda, kuchsiz ferromagnetiklarda Neel temperaturasidan past temperaturalarda kuchsiz ferromagnit moment mavjudligi sababli barqaror domen strukturaga ega. Yuqorida aytib o'tilganidek, $FeBO_3$ kuchsiz ferromagnit fazada “yengil tekislik (yassilik)” turdagi anizotropiyaga ega. Shuning uchun domenlar orasidagi o'tuvchi qatlam ferromagnetizm va antiferromagnetizm vektorlarining burilishidan vujudga kelishi mumkin; bu vektorlar kristallning bazis tekisligidan (111) juda kichik $\psi \sim v^2/c^2$ burchakka og'ishi mumkin, bu yerda v – elektronning orbitadagi tezligi; c – yorug'lik tezligi. Shuning uchun bunday tipdagi magnetiklarda (111) tekislikka parallel bo'lgan blox tipidagi domen chegaralari va (111) tekislikka perpendikulyar bo'lgan neel tipidagi domen chegaralari yuzaga kelishini kutish kerak bo'ladi. Bunda neel domen chegaralarining joylashuvi tekislik ichidagi magnit anizotropiyasi bilan aniqlanishi lozim.

$FeBO_3$ va α - $FeBO_3$ larning domen strukturalarini kuzatish uchun bir qator tajribaviy usullar qo'llangan: kukunli shakllar usuli (faqat gematit uchun), rentgen topografiya usuli, magnitooptik usullar. Olib borilgan kuzatishlar natijasida yetarlicha mukammal kristalllarda (makroskopik nuqsonlarga ega

bo'lmagan) domenlarining odatdagi kengligi $\sim 0,3 - 1 \text{ mm}$ bo'lgan doimiy domen struktura mavjud bo'ladi. Qoida bo'yicha, FeBO_3 va $\alpha\text{-FeBO}_3$ kristallarida 180° gradusli domen struktura vujudga keladi (ya'ni, magnitlanganlik vektori o'z yo'nalishini qo'shni domenlarda 180° ga o'zgartiradigan domen struktura), biroq, 120° va 60° gradusli domenlar ham mavjud bo'lishi mumkin. Bunda namunaning geometrik o'lchamlari va uning kristallografik orientastiyasiga bog'liq qoida bu kristallarda magnitlanganlik vektori domenda joylashuvini kristallning butun qalinligi bo'ylab o'zgartirmaydigan kovakli domen struktura kabi, M_s vektori domenlarda o'z yo'nalishini qatlamdan qatlama o'tishda o'zgartiradigan qatlamli domen tuzilish ham mavjud bo'ladi.

Romboedrik kuchsiz ferromagnetiklar domen strukturasining umumiy nazariyasi magnitoelastik va magnitostatik energiyalarini hisobga olgan holda tuzilgan edi. Romboedrik kristallarda simmetriyaga mos ravishda 60° , 120° va 180° gradusli domen chegaralar: (111) tekislikka parallel bo'lgan blox turdagi domen chegaralar $S_{||}$, (111) tekislikka perpendikulyar bo'lgan neel tipidagi domen chegaralar $S_{\perp}$; (111) tekislikni $\gamma_0 = \arctg C_1/C_{31}$ burchak ostida kesib o'tadigan S_1 va S_3 —magnitostriksiya doimiylari) domen chegaralari S_c mavjud bo'lishi ko'rsatilgan. S_c domen chegaralarining vujudga kelishi magnitoelastik va magnitostatik energiyalarining yetarlicha miqdorda oshishi bilan bog'liq, shuning uchun uning vujudga kelishi kristalda kuchlanish va bir jinsli emasliklarning borligi sabab bo'ladi.

Domen chegaralarining uchala turi ham gematitda kukunli shakllar usuli yordamida kuzatilgan. S_c turdagi chegaralar qalinligi $25 - 200 \text{ mkm}$ bo'lgan yupqa kristall plastinkalarda (112) tekislikda (111) tekislikka parallel bo'lgan polosalar ko'rilganda, va (110) tekislikda (111) tekislikka nisboatan 20° burchak ostida kuzatiladi. $S_{||}$ tipidagi domen chegaralar (110) va (112) tekisliklarga parallel bo'lgan kristall kesimlarida, $S_{\perp}$ chegaralar esa — (112) tekisliklarda vujudga keladi.

Xuddi shu ishlarda α - $FeBO_3$ domen strukturaga tashqi magnit maydonning ta'siri o'rganilgan. Tekisliklararo anizotropiya maydonidan kichik ($H_A \sim 1 \text{ kErs}$) kristallning bazis tekisligiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydon namunaning domen strukturasi amaliy ta'sir ko'rsatmasligi aniqlandi. Domen strukturaning o'zgarishi asosan, (111) tekislikka parallel qo'yilgan $H_{||}$ magnit maydon ta'sirida amalga oshadi. $H_{||}$ qo'yilganda $S_{||}$ va $S_{\perp}$ chegaralarga bo'lingan domenlar teskari orientastiyali domenlar bilan o'rin almashinishdan, hajmi kamayishi hisobiga kengayadi.

Kristallarda mexanik kuchlanishlarning mavjud bo'lishi yengil magnit o'qi yo'nalishining o'zgarishiga, va buning natijasida uning domen strukturasi qayta tuzilishiga olib keladi. Masalan, chop etilgan ishlarning birida (111) tekislikka qo'yiladigan bosim qandaydir kritik qiymatdan oshsa, S_c turdagi domen chegaralar $S_{||}$ turdagi 180 gradusli chegaradan o'tadi.

$FeBO_3$ kristallida Faradey effekti yordamida namunada tashqi bosim bilan induktsiyalangan davriy domen strukturasi o'rganilgan ish haqida ham bizda ma'lumot bor. Aytib o'tilganidek, kuchlanishlardan xoli bo'lgan kristallda domen chegaralar bazis tekisligida yengil magnit o'qiga parallel joylashadi. Shu ishda, kristall siqilganda (bosim (111) tekislikka beriladi) ferromagnit momentning mexanik kuchlanish hosil qiladigan yo'nalishga perpendikulyar joylashuvi ahamiyatga ega. Kristallning bazis tekisligida xususiy magnit anizotropiyasi kichik bo'lganligidan, (111) tekislikda polosalar qo'yiladigan kuchlanish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan polosali domen struktura (strayp - struktura) vujudga keladi. Strayp strukturaning qalinligi $\sim 100 \text{ mkm}$ va ko'ndalang o'lchamlari $\sim 2 \times 2 \text{ mm}^2$ bo'lgan namunadagi davri $\sim 1 \text{ mm}$ ni tashkil qiladi. Kuzatiladigan strayp - strukturaning eksperimental aniqlangan domen strukturasi kengligini ($\sim 2,6 \text{ mkm}$) Neel domen chegarasining nazariy baholangan kengligi bilan taqqoslash natijasida, hamda $H > 2E$ bo'lgan maydonlarda kuzatilgan domen chegaralar hali mavjud bo'lmaganligini hisobga olib, bu ishda shunday xulosa qilish mumkin: kuzatilayotgan domen chegaralar Neel va Blox turidagi domen chegaralarining o'zaro kesishishidan hosil bo'lgan kompleksni

tashkil qiladi. Kuzatilayotgan domenli struktura magnit maydonda o'zini oddiy tutdi: $M_S||H$ ga ega bo'lgan domenlar hajmi teskari magnitlanganlikka ega bo'lgan domenlar hisobiga ortib bordi. Temir boratning domen strukturasining xususiyatlari shuningdek o'rganilgan. Bu ishlarda $FeBO_3$ monokristallida 770 K temperaturada magnitooptik usul yordamida chiziqli kristallografik ikkilanib sinishni Faradey effektiga qo'yish tufayli yuzaga keladigan interferenstion polosalar sistemasi kuzatilgan. Bu ikkala effektlarning sezilarli interferenstiyasi yuzaga kelishi uchun kristallning bazis tekisligi 45° burchak ostida yorug'likning tarqalish yo'nalishi bo'ylab shunday joylashtirilganki, kristallik ikkilanib sinishning Faradey effektiga qo'shadigan hissasi maksimal darajada bo'lsin. Kuzatilgan interferenstion polosalar (111) tekislikda C_2 o'qlarga nisbatan perpendikulyar yo'nalishda orientastiyalangan. Bazis tekisligiga tashqi magnit maydon qo'yilganda, interferenstion polosalar ularning magnitlanish yo'nalishiga nisbatan joylashuviga qarab vaqt ketma-ketligida yo'qolib bordi: yo'nalishi maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan polosalar eng oxirida yo'qolishdi. $H > 25 E$ maydonda interferenstion manzara umuman yo'qoldi. Interferenstion manzaraning H maydonda o'zini bunday tutishi $FeBO_3$ da C_2 o'qlarga perpendikulyar bo'lgan va kristallning bazis tekisligi bilan $\sim 4^\circ$ burchak hosil qiladigan, 120 gradusli Blox domen chegaralari mavjudligi bilan tushuntiriladi. Taklif qilinayotgan hodisaning modeli kristallarda domen chegaralarining mavjudligi bilan izohlanadi.

3.4. Modulyastiyalangan magnitli strukturani kuzatishning eksperimental usullari

Magnit dielektriklarning elektron xarakteristikalarini aniqlovchi oddiy optik va differensial magnitooptik spektroskopiya usullari yordamida Tb^{3+} NY ionining $TbGaG$ ($Tb_3Ga_5O_{12}$) - terbiy - galliy granat strukturasidagi qo'zg'atilgan elektronlar holatiga tashqi magnit maydonining ta'siri o'rganishda

olingan natijalar asosida qo'zg'atilgan elektronlar holatining Zeeman bo'linishlar effektini kvantmexanik «aralashishlarini» tadqiq etish mumkin.

Terbiy-galliy granatdagi (*TbGaG*) yutilish va lyuminesstenstiya spektrlarini o'lchash orqali unda sodir bo'ladigan turli nurlanuvchan o'tishlar haqida ma'lumotlarni olish mumkin. (110) kristallografik yo'nalishda yo'naltirilgan terbiy-galliy granatdagi (*TbGaG*) $^7F_6 \rightarrow ^5D_4$ o'tishlarning optikaviy va lyuminesstenstiya spektrlari 78 va 300K haroratlarda tadqiq etish natijasida 7F_6 va 5D_4 multipletlarning Shtark sath ostilari energiyalarini aniqlanadi. Olingan natijalar D_2 simmetriyali kristall maydonidagi Tb^{3+} ionining energetik spektri uchun olingan nazariy hisob-kitoblar bilan mos kelishi aniqlangan.

TbGaG granat gallatdagi $^7F_6 \rightarrow ^5D_4$ yutilish polosasida dublet chiziqlaridagi Zeeman effektini o'lchash tasodifiy natijalarga olib kelishi kuzatilgan ba'zi spektral chiziqlarga magnit maydoni ta'sirining oshishi bilan ulardagi stirkulyar σ_+ juft qutblanishda Zeeman bo'linishining orta borishi va stirkulyar σ_- toq qutblanishda mazkur bo'linishning kamaya borishi aniqlangan. Yana shu ham aniqlanganki, magnit maydonining qiymati 7 kErs-ga yetkanda ko'rsatilgan chiziqlar to'la bir birini qoplar ekan.

Tartib-tartib tipdagi magnitli fazoviy o'tishlar orasida magnittartiblangan muhitlardagi bir jinslilikdan fazoviy modulyastiyalangan magnitli holatga o'tishni alohida ajratish qabul qilingan. Ushbu holda paydo bo'luvchi modulyastiyalangan magnitli struktura (MMS) ni xuddi xususiy holdagi turini tartiblanish-kristallning hajmi bo'yicha oddiy bir jinsli magnit strukturalarning fazoviy modulyastiyasini - ferromagnitli yoki antiferromagnitli deb qarash mumkin.

Modulyastiyalangan magnit strukturalarnin mavjud bo'lish sharti va hosil bo'lish sabablarini hammadan ham soddaroq qilib oddiy spiral misolida muhokama qilish mumkin.

Muhitning magnitli bir jinsli emasligini magnitooptik usulda tadqiq etishning negizida ma'lum (tanish) fakt kristall dielektrik singdiruvchanlik

tenzori komponentlarining (bu esa magnitooptik effektlarning katta-kichikligi demakdir) ferro- va/yoki antiferromagnetizm vektorlarining kristallografik o'qlarga nisbatan orientastiyasiga bog'liqligi yotadi. Shuning uchun turlicha orietastiyali magnitlanish vektoriga ega bo'lgan kristall sohalari qutblangan yorug'likda kuzatilganda turlicha yoritilganlikka ega bo'ladi. Ushbu tadqiqot natijalari domenlarning shakli va kattaligidan haqidagi ma'lumotlardan tashqari umuman, kristallning magnitli strukturasi haqida ham ma'lumotga ega. Biroq past simmetriyali kristallarda (bularga $FeBO_3$ ham kiradi) magnitooptik eksperimentlar natijalarini interpretastiya qilish kristall orqali o'tadigan yorug'likning qutblanishiga katta ta'sir etuvchi tabiiy ikkilangan nur sinishining bo'lganligi sababli murakkablashadi [18-20].

Magnitooptik eksperimentning odatdagi optik sxemasini ko'rib chiqamiz: o'tayotgan yorug'lik yordamida polyarizator va analizator orasida joylashtirilgan namuna kuzatiladigan mikroskop; zondlovchi yorug'lik dastasi tadqiq etiladigan, yassi parallel plastinka shaklga ega namuna sirtiga normal tushadi. Kristallga kirishda zondlovchi nur, umuman turlicha tezliklar va turlicha so'nish darajalar bilan tarqalayotgan ikkita ortogonal elliptik qutblangan yorug'lik to'lqinlariga (xususiy modalarga) bo'linadi. Ushbu holda namunadan chiqishda yorug'lik ellips bo'yicha qutblangan bo'ladi, katta o'q azimuti va elliptikligi kristallning optikaviy anizotropiyligi bilan aniqlanadi. Chunki kuzatish «yorug'likni o'tishida» bo'lgani uchun, tanlangan spektral sohada kristallning ekstinkstiya koeffitsienti κ uning sindirish ko'rsatkichi n dan anchagina kichikdir. Unda polyarizator-namuna – analizator sistemadan o'tgan (kristallning tasvirini hosil qiluvchi) yorug'lik intensivligi quyidagi ifoda ko'rinishida tasavvur etilishi mumkin:

$$I = I_1 [\cos^2 \chi - \sin 2\xi \sin 2(\xi - \chi) \sin^2 (\delta/2)] . \quad (3.4.1)$$

Bu yerda $\chi = \Delta + \Theta$, Δ – polyarizator va analizatorning o'tkazish o'qlari orasidagi burchak, Θ – tushayotgan yorug'lik dastasi qutblanish tekisligi azimutiga nisbatan namunadan chiqishdagi yorug'lik qutblanish ellipsi katta o'qining magnitooptik burilishi; ξ – polyarizator o'qi va tushish tekisligiga

perpendikulyar bo'lgan kesimdagi kristallning bosh optik indekstrissa o'qlardan birining yo'nalishi orasidagi burchak; δ – namunadan chiqishdagi normal modalar orasidagi fazalar farqi (δ ham tabiiy ikkilangan nur sinishi bilan bog'liq, ham magnitooptik effektlar bilan shartlangan hadlarni o'z ichiga oladi); I_1 – zondlovchi yorug'lik intensivligiga proporsionallik koeffitsienti ($\kappa \ll n$ bo'lganda koeffitsient $I_1 \approx I_0 \exp(-2\pi\kappa d/\lambda)$ bo'ladi), bu yerda I_0 , λ – mos ravishda namunaga tushayotgan yorug'likning intensivligi va to'lqin uzunligi, d – namuna qalinligi).

Odatda, eksperimentda foydalaniladigan real namunalarda bajariladigan δ , $\Theta \ll \pi/4$ shart bo'lganda (3.4.1) ifodadagi trigonometrik funktsiyalarni qatorga yoyib, δ va Θ qo'shiluvchilari bo'lgan faqat birinchilari bilan chegaralanib, quyidagi ko'rinishdagi ifodani olamiz:

$$I \approx I_1 [\cos^2 \Delta + \Theta \sin 2\Delta + \sin^2 (\delta/2) \sin 2\xi \sin 2(\xi - \Delta)]. \quad (3.4.2)$$

mazkur ifodadan ko'rinadiki, agar kristallning lokal sohalari magnitooptik effektlarning katta-kichikligi bilan farq qilsa (ya'ni Θ va δ kattaliklar fazoviy koordinatalar funktsiyalaridir), unda bu sohalar olinadigan tasvirning kontrastligi bilan farq qiladi.

Ma'lumki, tanlangan eksperiment geometriyasida, tushish burchagi $\theta < 10^\circ$ uchun temir boratdagi Faradey effekti (kristallda tarqalayotgan yorug'lik yo'nalishiga $\mathbf{m}$ vektorning proektsiyasining noldan farqli bo'lganligi sababli paydo bo'ladigan) θ ga chiziqli bog'lanishda bo'ladi va qalinligi ~ 50 mkm bo'lgan namunada, harorat $T = 77$ K, yorug'lik to'lqin uzunligi $\lambda \sim 0,5$ mkm bo'lgan hol uchun $1,5^\circ$ dan ham oshmaydi. Xuddi shunday tartibdagi kattalikka (o'shanday o'lchov sharoitida) magnitli chiziqli dixroizm va Kotton - Mutton effekti hisobidan yorug'likning qutblanish tekisligining burilish burchagi ega bo'ladi.

Eksperimental o'rnatilganki, barcha keltirilgan effektlarning magnitooptik signaldagi ulushi (ta'siri) natijasida, MMS ning hosil bo'lishi bilan bog'liq, $FeBO_3:Mg$ dagi magnitli bir jinsli bo'lmaslik tasvirning maksimal kontrastligi

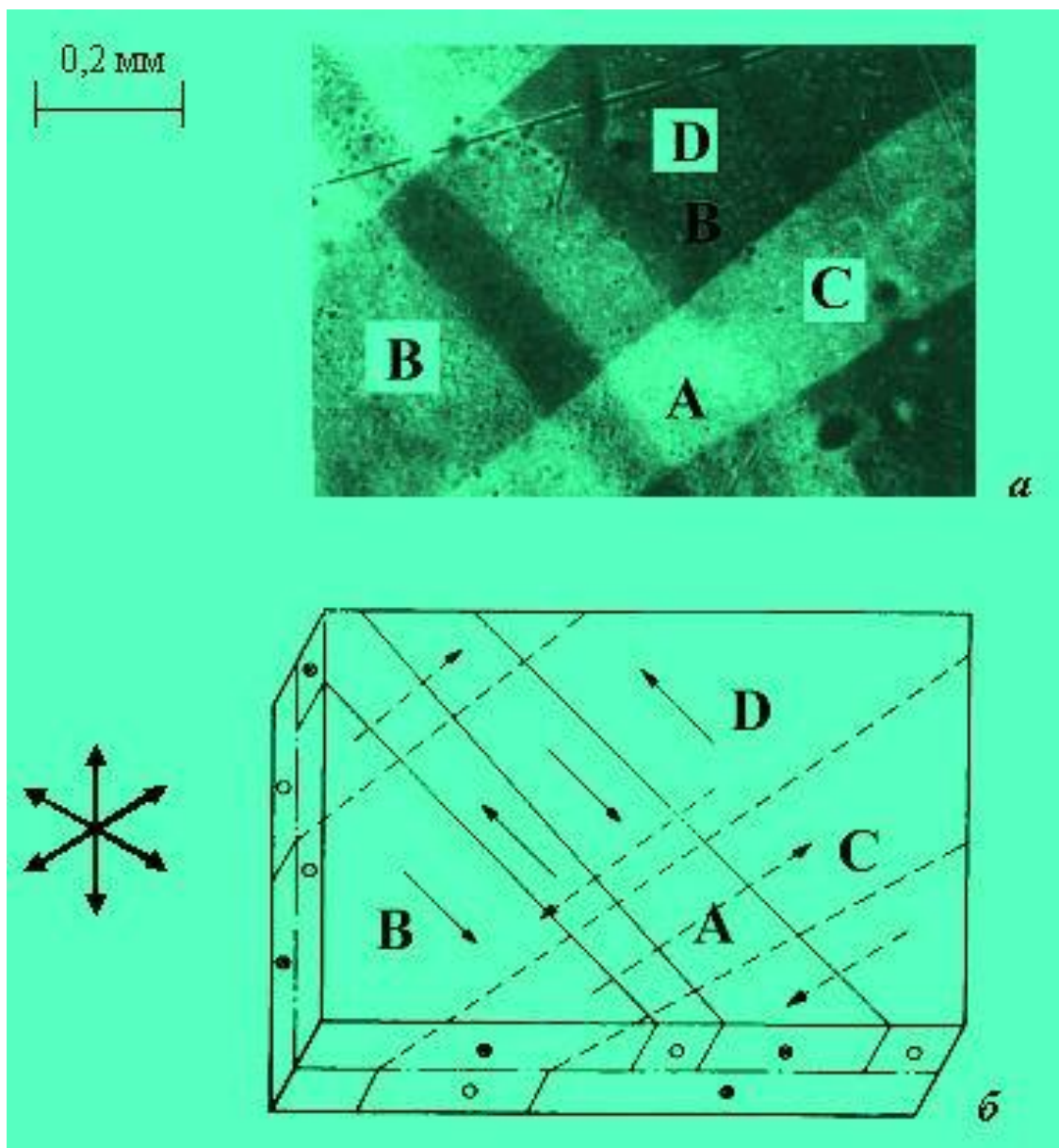
polyarizator va analizatorning engilgina ayqashtirilgan geometriyasida kuzatish mumkin ekan. Ushbu fakti e'tiborga olib, (3.4.2) dagi uchinchi qo'shiluvchini hisobga olmasdan ($\Theta \gg \sin^2 \delta / 2$) deb hisoblab) intensivlik I quyidagi ko'rinishda tasavvur etish mumkin:

$$I(\varphi) = I_1 [\cos^2 \Delta + Q \sin 2(\varphi - \Delta/2 + \varphi_1) + R \cos(\varphi + \varphi_0) + S \cos 3(\varphi + \varphi_1)], \quad (3.4.3)$$

bu yerda $\Delta \approx \pi/2$; Q – magnit chiziqli dixroizm hisobida yorug'lik qutblanish tekisligining aylanishini xarakterlovchi magnitoptik koeffitsient, R va S – koeffitsientlar esa Faradey effekti hisobidan, mos ravishda $\mathbf{m}$ vektor komponentalari bo'lgan (111) tekislikka nisbatan bo'ylama va ko'ndalang Faradey effektlari bilan shartlangan koeffitsientlar.

Polyarizator-namuna-analizator sistemadan o'tayotgan yorug'lik intensivligi va namunaning bazisli tekisligidagi $\mathbf{m}$ va $\mathbf{l}$ vektorlar orientastiyasi orasidagi o'zaro bog'lanishning aniq ko'rinishini topish uchun I kattalikning namuna tekisligidagi $\mathbf{N}$ vektor azimutiga bog'lanishi tadqiq etildi. Ta'sir etuvchi magnit maydoni kuchlanganligi shunday tanlandiki, namunaning magnit holati monodomenli bo'lsin, bu esa $H > 30$ Ers bo'lganda erishildi. Aniqki, magnitlanuvchanlikning to'yinish shartida $\mathbf{m}_{//} \parallel \mathbf{H}$ bo'ladi, shuning uchun $\mathbf{H}$ azimut vektorini uzluksiz o'zgartirib, $I(\varphi)$ bog'lanishning ko'rinishini qayd etish mumkin. Eksperimentlar $T = 80$ K haroratda (MMSning hosil bo'lish haroratidan pastda), $\lambda \sim 0,5$ mkm to'lqin uzunligi sohasida amalga oshirildi, bizning ma'lumotlarga ko'ra koeffitsient $\kappa \approx 0,3$ ($\kappa \ll n \approx 2,3$) [21].

O'lchovlar shuni ko'rsatdiki, to'yintiruvchi maydonlarda (3.4.3) formula eksperiment natijalarini yaxshi ifodalaydi. I intensivlikning, $\mathbf{H}$ vektorning namunani bazisli tekisligidagi azimutal burchak $\Psi = (\varphi + \varphi_1)$ ga eksperimental bog'lanishi shuni ko'rsatdiki, undan haqiqatga yaqin funkstiyani topish programmasiga asosan (3.2.3) ifodadagi garmonikalardan eng kichik kvadratlar



3.4.1 -rasm. FeBO_3 kristalli magnit domenlarining tasviri (a) va kuzatiladigan magnit domenlaridagi spontan magnitlanish vektori $\mathbf{m}_s$ ning afzal (imtiyozli) orientastiyasi (b). Uzluksiz chiziqlar va uzluksiz strelkalar bilan mos ravishda domenli chegara va $\mathbf{m}_s$ vektorning yo'nalishi yuqori domenli qatlamda punktir chiziq va punktir strelkalar bilan o'shaning o'zi pastki qatlamda ko'rsatilgan. Ikkilangan strelkalar bilan S_2 o'klarning yo'nalishi ko'rsatilgan.

metodi yordamida C_2 o'qlarning orientastiyasi aniqlanishi mumkin.

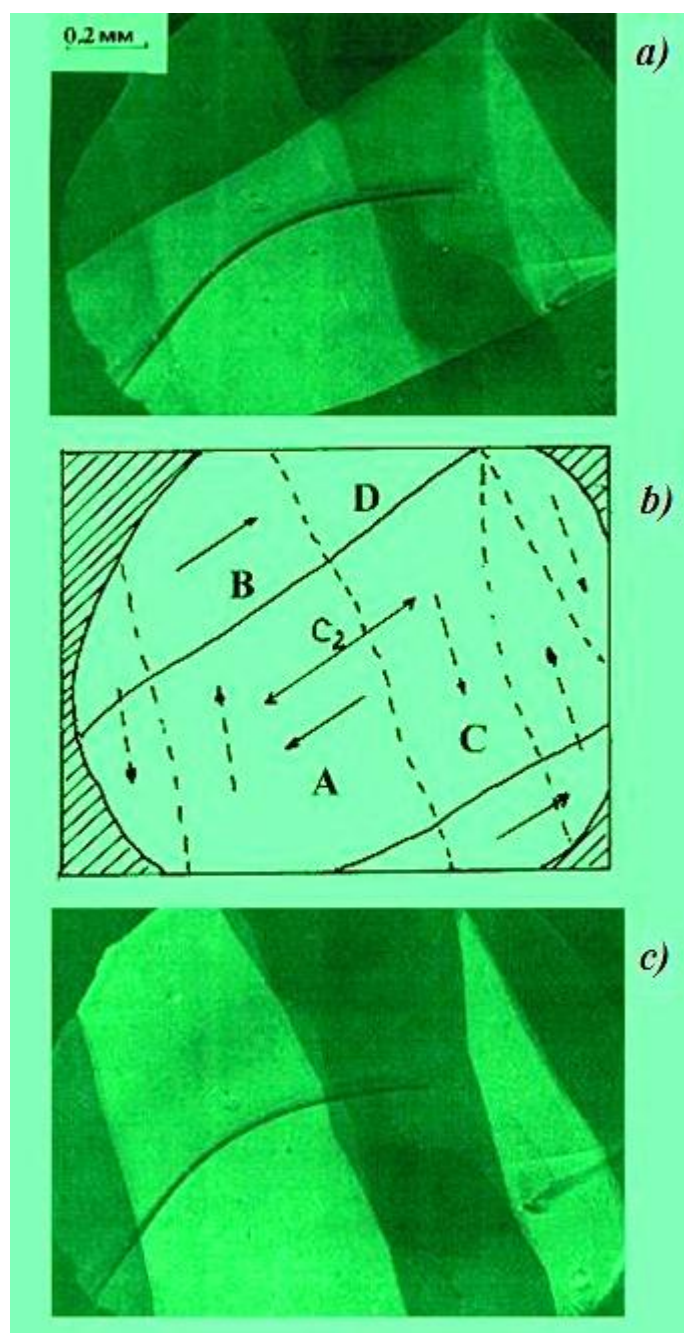
3.4.1-rasmdan ko'rinadiki, namuna regulyar ikki qatlamli DC ga ega. Yuqoridagi domenli qatlam $0,3 - 0,5 \text{ mm}$ li yo'nalishi C_2 o'qlarning biriga yaqin bo'lgan aniq chegaralar bilan ajratilgan polosalar ko'rinishdagi domenlar seriyasidan iborat. Analogik strukturaga pastki qatlam domenli konfigurastiya ham ega, biroq domenli chegaralar boshqa C_2^2 o'q bo'ylab yo'nalgan.

Barcha o'lchovlar namunaning optik shaffoflik sohasida yoki (bunda yorug'lik manbai sifatida nakallanuvchi lampa foydalanilgan va mos ravishdagi $\lambda \sim 0,5 \text{ mkm}$ to'lqin uzunligidagi yorug'likni o'tkazadigan shisha svetofiltr), yoki to'lqin uzunligi $\lambda = 0,63 \text{ mkm}$ bo'lgan LG – 126 markadagi He - Ne – lazerida olib borilgan.

Faradey effektining magnit maydonga bog'lanishi $\Phi(H)$ magnitlanishning kvazistatik rejimda yorug'lik oqimi intensivligini eksperimental ustanovkadagi optik kanalda namunadan oldin joylashtirilgan Faradey yacheykasi yordamida, uning qutblanish tekisligini «tebratish» natijasida sodir bo'ladigan modulyastiyadan foydalanilgan standart polyarimetrik metodikada bajarilishi kerak. Faradey yacheykasining elektr ta'minoti $\Gamma 3-118$ tovush generatoridan amalga oshirildi, o'zgaruvchan kuchlanish (chastotasi $f = 1,1 \text{ kHz}$) U-100 quvvat kuchaytirigichi orqali modulyatorning solenoid o'ramiga berildi. Solenoid tokining qiymati shunday tanlanganki, yorug'lik qutblanish tekisligi azimuti modulyastiyasi amplitudasi $\sim 3^\circ$ qiymatni tashkil etdi, shu bilan o'lchanadigan faradey aylanish burchagi bo'yicha metodning maksimal sezgirligi ta'minlandi. Ustanovkaning optik-elektron trakti bo'yicha sezgirligi kristalldan o'tgan yorug'lik qutblanish tekisligining burilish burchagi $\sim 0,001^\circ$ ni, nisbiy eksperimental xatolik esa $\sim 3\%$ tashkil etdi [14,19].

3.4.2-rasmning (a) sida polyarizator va analizatorning yorug'lik o'tkazish o'qlari orasidagi burchak $\sim 95^\circ$, ya'ni kuchsiz ayqashtirilganda har ikkala

² Namuna tekisligidagi kristallografik yo'nalishlarga nisbatan domenli chegaralarning imtiyozli oriyentastiyasi kristallning tabiiy qirralanishi bilan aniqlanadi.



3.4.2-rasm. Xona haroratida, magnitsizlangan holatda olingan $FeBO_3$ kristalli namunasining markaziy qismidagi domenli strukturaning tasviri (a,b) va domenli strukturada kuzatiladigan m kuchsiz ferromagnetizm vektorining afzal orientastiyasi (c). Uzluksiz chiziqlar va uzluksiz strelkalar bilan mos ravishdagi domenli chegaralar va m vektor yo'nalishlari yuqori domenli qatlamda, punktir chiziqlar - o'shaning o'zi pastki domenli qatlamda. Ikkilangan strelkalar C_2 o'qi yo'nalishi.

domenlar qatlami yaxshi ko'rinadi. Agar kuzatish $\sim 90^\circ$ bo'lsa faqat bitta qatlamga tegishli domenlarni kuzatish mumkin (v) [14].

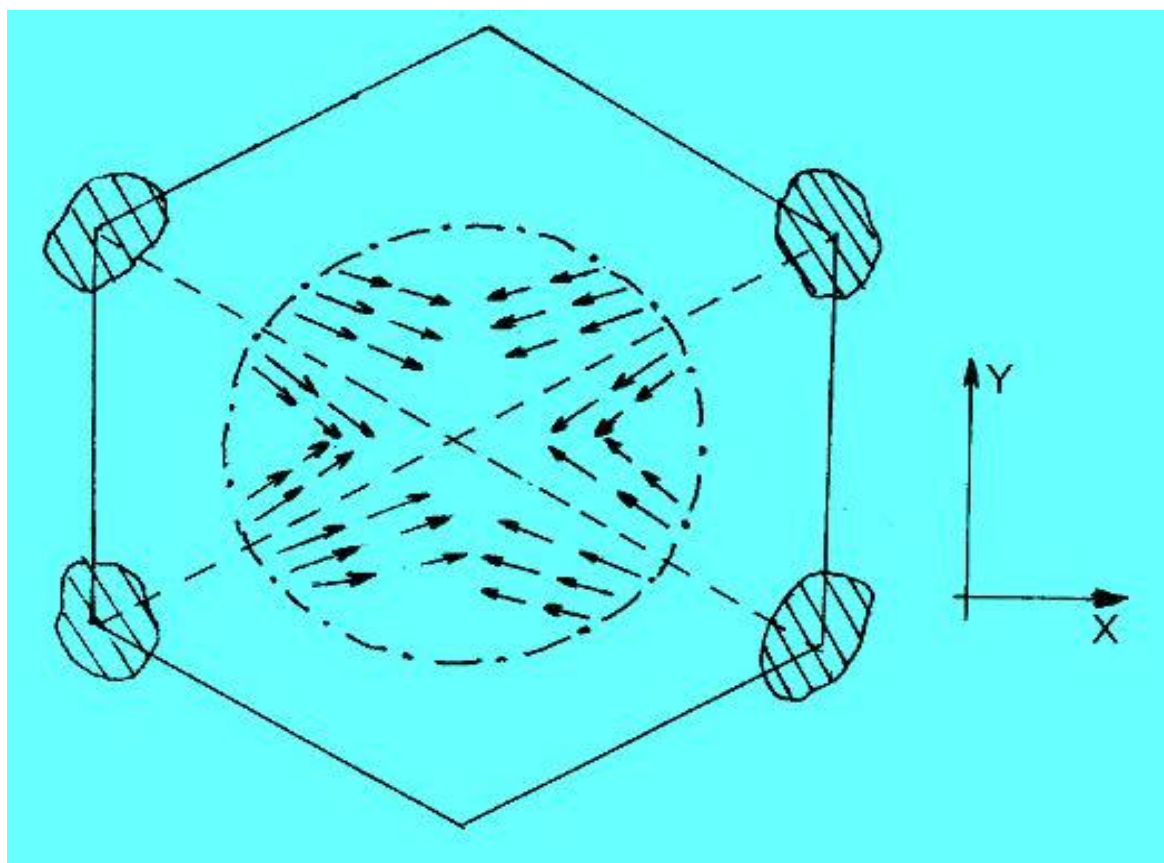
Namunaning bitta va uchta nuqtasidan mexanik kuchlanish ta'sir etganda undagi domenlarning strukturasi va ularni ifodalovchi modellar kuchsiz ferromagnetiklar uchun qator ishlarda ko'rilgan. Ushbu ishlardan ko'rinadiki, domenlarning strukturaviy tuzilishi modulyastiyalangan magnitli ekanligi hamda ularning harorat, magnit maydoni, mexanik ta'sir va yorug'likning ta'siri ostidagi o'zgarishlari kuzatilgan bo'lib, ularni ifdalash uchun sxematik modellar ham tavsiya etilgan.

Albatta mazkur modulyastiyalangan magnitli strukturalarni vizual kuzatish uchush qutblangan yorug'likdan foydalaniladi. Olingan MMS tasvirlar va olib borilgan tadqiqot natijalari ochiq matbuotda e'lon qilingan. MMS ning nazariyasi bundan 50 yildan ortiq vaqt davomida aytilgan bo'lsa ham eksperimentda bunday strukturalarni kuzatish yaqin yillardagina amalga oshirildi.

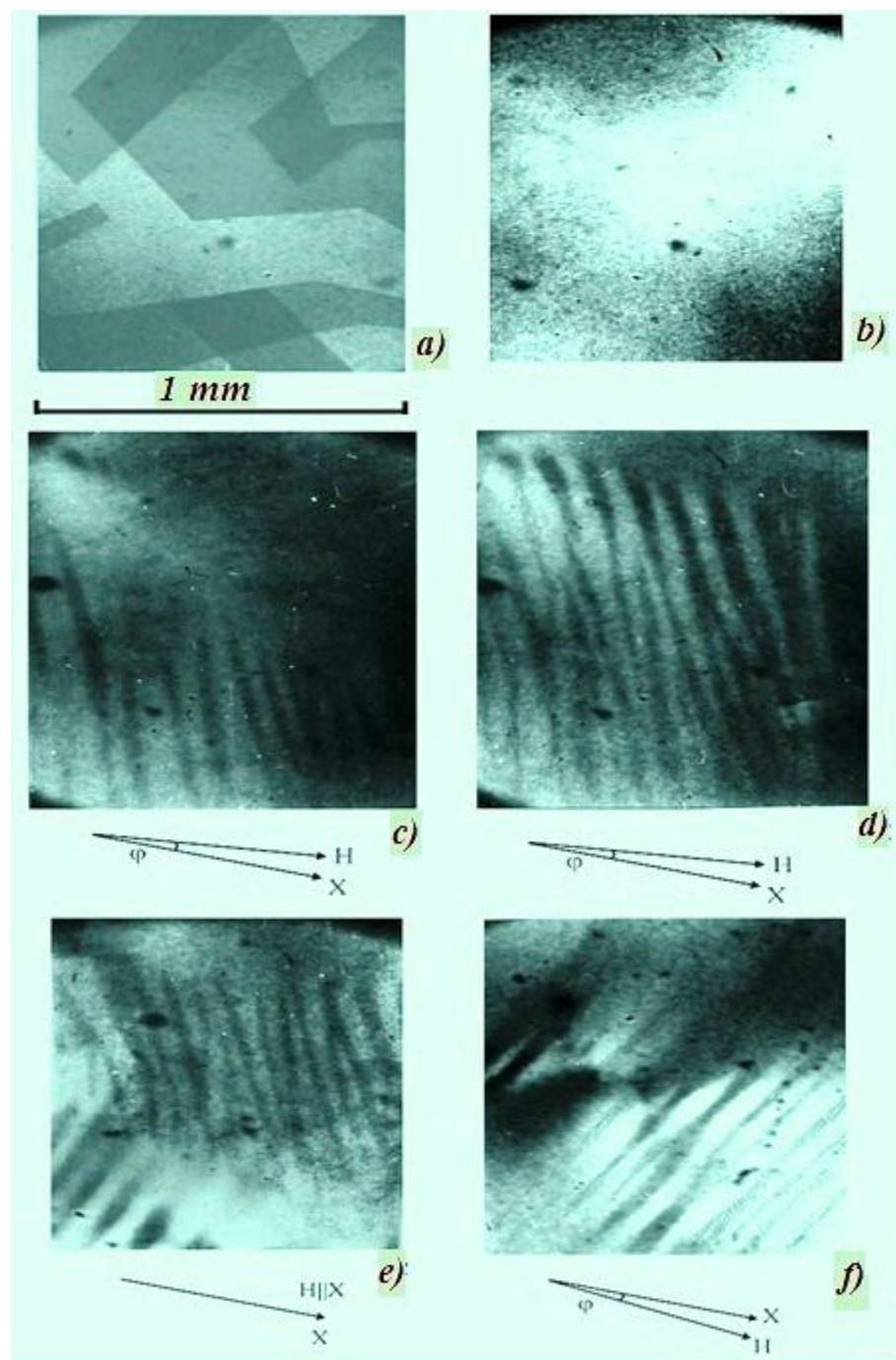
3.4.2-rasmda xona haroratida, magnitsizlangan holatda olingan FeBO_3 kristalli namunasining markaziy qismidagi domenli strukturaning tasviri (a, v) va domenli strukturada kuzatiladigan $\mathbf{m}$ kuchsiz ferromagnetizm vektorining afzal orientastiyasi (b), uzluksiz chiziqlar va uzluksiz strelkalar bilan mos ravishdagi domenli chegaralar va $\mathbf{m}$ vektor yo'nalishlari yuqori domenli qatlamda, punktir chiziqlar - o'shaning o'zi pastki domenli qatlamda, ikkilangan strelkalar S_2 o'qi yo'nalishi keltirilgan.

Tadqiq etilgan kristallning to'rtta nuqtasidan mexanik ta'sirni ko'rsatuvchi sxematik tasvir 3.2.3-rasmda keltirilgan bo'lib, unda shtrixlangan soha - miss shaybaga kristallni elimlagan kley tomchisini, punktir chiziqlar kristallni siquvchi kuchlarning yo'nalishini, shtrix - punktirli aylana - shayba teshigini, strelkalar - kuchlanish tenzorining «siquvchi» komponentlarini (strelkalar uzunligi lokal siquvchi kuchlar qiymatiga proporsionaldir) bildiradi.

Magnit maydoni (a) – $N = 0$; b - $N = 8 \text{ E}$; v – $N = 10 \text{ E}$; g – $N = 12 \text{ E}$; d, e - $N = 13 \text{ E}$ va harorat $T=80 \text{ K}$ haroratda qutblangan yorug'likda, turli



3.4.3-rasm. Tadqiq etilgan kristallning sxematik tasviri. Shtrixlangan soha - miss shaybaga kristallni elimlagan kley tomchisi. Punktir chiziqlar kristallni siquvchi kuchlarning yo'nalishi. Shtrix - punktirli aylana - shayba teshigi. Strelkalar - kuchlanish tenzorining «siquvchi» komponentlari (strelkalar uzunligi lokal siquvchi kuchlar qiymatiga proporstionaldir).



3.4.4-rasm. a) $-H = 0$; b) $-H = 8 \text{ Ers}$; c) $-H = 10 \text{ Ers}$; d) $-H = 12 \text{ Ers}$; e), f) $-H = 13 \text{ Ers}$ magnit maydonlarida, $T=80 \text{ K}$ haroratda qutblangan yorug'likda, turli kuchlanishlar va magnit maydonining kristall bazisli tekisligining orientastiyasida kleylangan FeBO_3 ning tasviri. Strelkalar X o'qining va H vektorning yo'nalishini, $\varphi \approx 10^\circ$ – X o'qi va magnitlanish yo'nalishi orasidagi burchak.

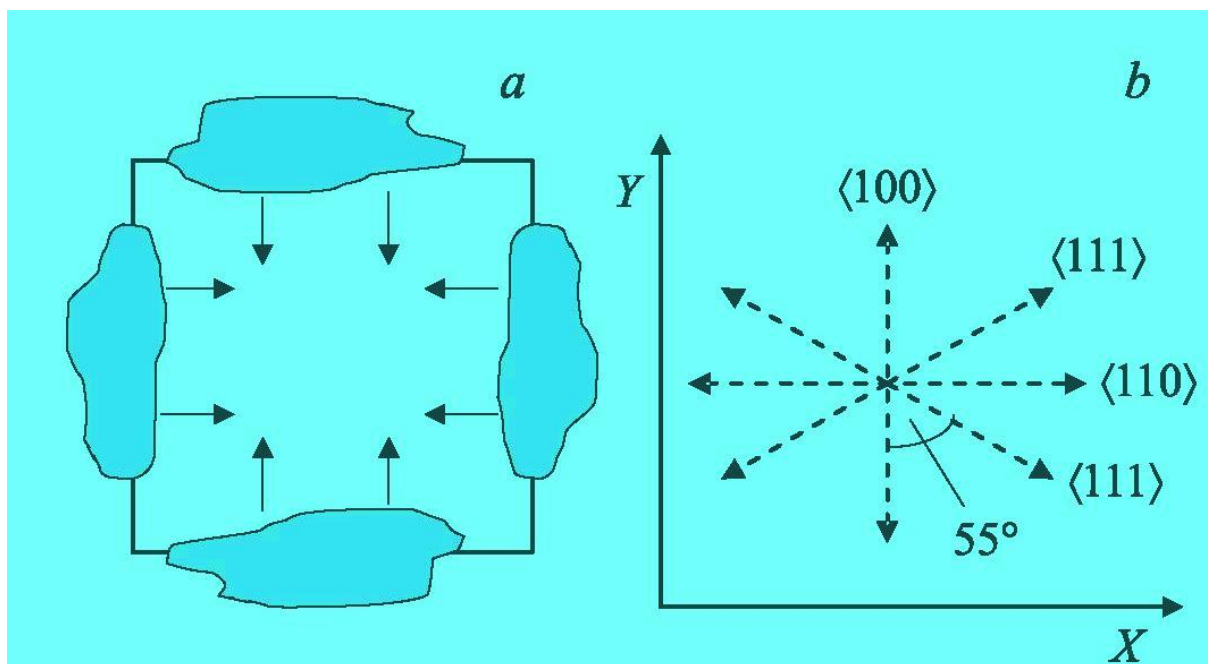
kuchlanishlar va magnit maydonining kristall bazisli tekisligining orientastiyasida kleylangan $FeBO_3$ ning tasviri 3.2.4-rasmda keltirilgan,. Undagi strelkalar X o'qining va H vektorning yo'nalishini, $\varphi \approx 10^\circ$ – X o'qi va magnitlanish yo'nalishi orasidagi burchak bo'lgandagi tasvirini aks ettiradi.

Ushbu keltirilgan tadqiqot natijalari asosida olingan tasvirlardan ko'rinadiki MMS lar moddaning qanday sharoitda joylashganiga va qanday holatda bo'lishi hamda tashqi ta'sirlarga sezgir ekan. Bu kuzatilgan xossalardan esa amaliy yo'nalishda foydalanish mumkin

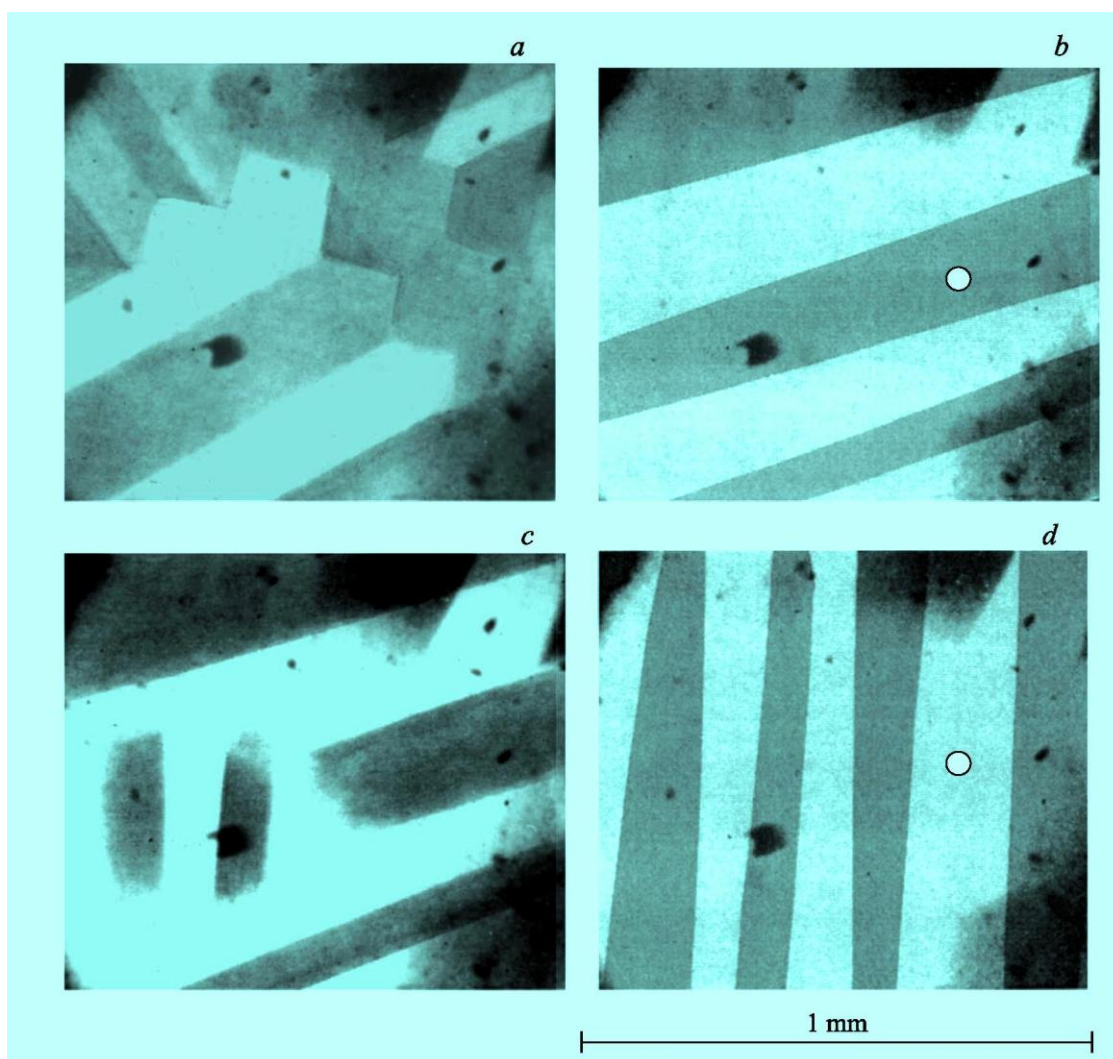
3.5. Nodir er elementli magnetiklarda modulyastiyalangan magnitli strukturalar va orientastiyali fazaviy o'tish

Ferromagnetikdagi domenli strukturaning o'zgarishi. Magnitooptik usul yordamida kubsimon ferromagnetik $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$ ning domenli strukturasidagi o'zgarish, spontan orientastiyali fazaviy o'tish (OFO') haroratlari sohasida tadqiq etilgani, past va yuqori haroratli magnit fazalarga ega bo'lgan domenlarning birgalikda mavjudligi qator ishlarda kuzatilgan. Ma'lum bir haroratlar oralig'ida OFO' ning cho'zilganligi, qayta orientastiyalanish haroratlar sohasida domenli konfigurastiya evolyustiya xarakteri jiddiy ravishda kristallda mavjud mexanik kuchlarishga bog'liqligi aniqlash imkoniyatini berdi. Tajribada olingan natijalarning 3.5.1-rasm va 3.5.2-rasmlarda keltirilgani kubsimon kristall uchun mavjud bo'lgan OFP nazariyasi doirasida amalga oshirilishi mumkin ekan [23-27].

3.5.1-rasmning (a) sida tadqiq etilgan namunaning sxematik tasviri keltirilgan bo'lib, unda namunaning shaybaga yelimlangan sohalari alohida aks ettirilgan. Strelkalar bilan namunani siqishga harkat qiluvchi kuchlarning yo'nalishi ko'rsatilgan. O'sha rasmning (b) sida laboratoriya koordinata sistemasidagi o'klarning orientastiyasi (XY tekisligi mikroskopning fokal tekisligi) va namuna tekisligidagi asosiy kristallografik yo'nalishlar, shtrixlangan strelkalar orqali ifodalangan [23-27].



3.5.1-rasm. a) Tadqiq etilgan $No_{0,6}Y_{2,4}Fe_5O_{12}$ tarkibdagi namunaning sxematik tasviri: kulrang sohalar - shaybaga namunani elimlash uchun xizmat qilgan kley tomchisi, strelkalar namunani siquvchi kuchlarning yo'nalishi. b) Laboratoriya koordinata sistemasidagi o'klarning orientastiyasi (XU tekisligi mikroskopning fokal tekisligi) va namuna tekisligidagi asosiy kristallografik yo'nalishlar (shtrixlangan strelkalar).



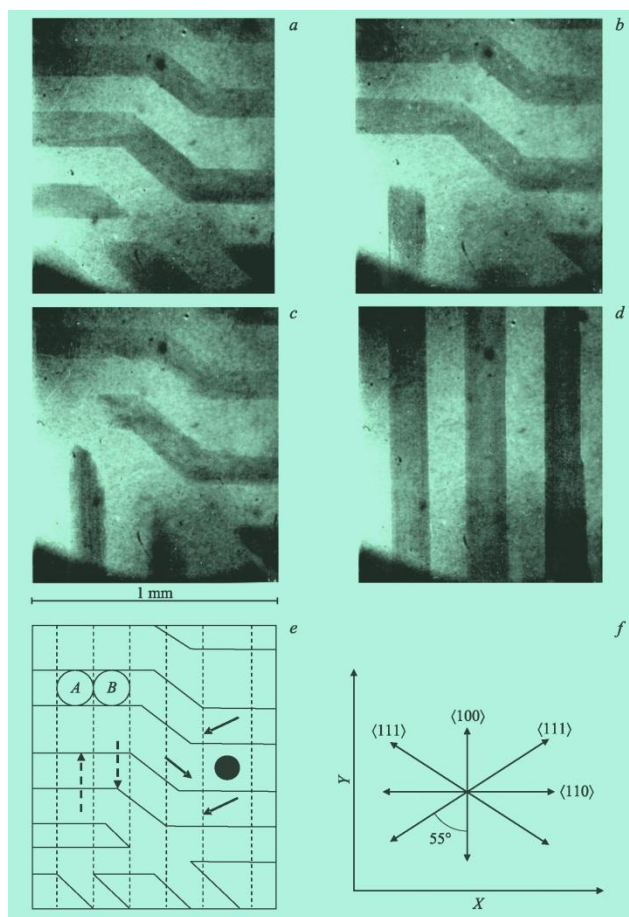
3.5.2-rasm. Turli haroratlarda olingan tadqiq etilgan $No_{0,6}Y_{2,4}Fe_5O_{12}$ tarkibdagi namunaning domenli struktura tasvirlari: *a* - 85 K («kuchlanish ta'sir etmagan» namuna), *b* - 100 K, *s* - 93 K, *d* - 90 K. Namuna o'rtacha domenli chegaralar yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida, mikroskopning fokal tekisligiga nisbatan $\sim 20^\circ$ burchakka burilgan. Faradey effekti tadqiq etilganda lazer nurlari fokuslangan namunaning sirtidagi nuqta aylana bilan belgilangan.

Tadqiq etilgan namunaning turli haroratlarda olingan domenli strukturasining tasvirlari 3.5.2-rasmda keltirilgan. Unda a - harorat 85 K va kuchlanish ta'sir etmagan holdagi namunaning domenli strukturasini. b - 100 K , s - 93 K , d - 90 K haroratlarda olingan domenli strukturaning tasvirlari aks ettirilgan. Bunda namuna o'rtacha domenli chegaralar yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida, mikroskopning fokal tekisligiga nisbatan $\sim 20^\circ$ burchakka burilgan va Faradey effekti tadqiq etilganda lazer nurlari fokuslangan namunaning sirtidagi nuqtasi aylana bilan belgilangan.

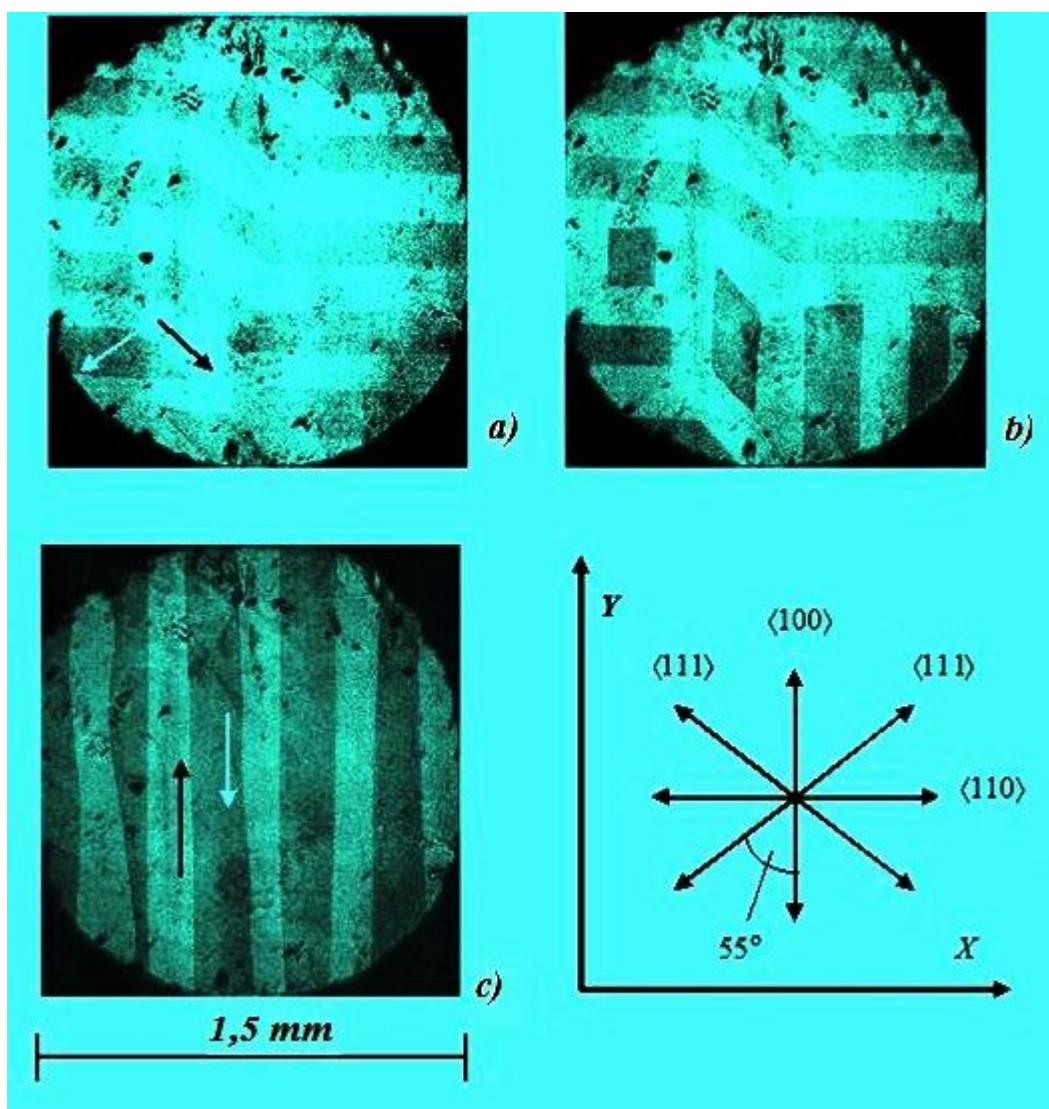
Turli haroratlarda, ya'ni 116 K (a), 114 K (b), 112 K (c) va 104 K (d) olingan namunaning domenli struktura tasviri, namuna bar vaqtning o'zida laboratoriya koordinatalar sistemasidagi X va Y o'qlari atrofida $\sim 15^\circ$ burchakka burilgan holdagi ko'rinishi 3.5.3-rasmda keltirilgan. Ushbu rasmning (e) sida - namunaning o'zini tuta olgan holatdagi, ya'ni realizastiyalangan muvozanatdagi domenli konfiguratsiyasining sxematik tasviri o'z aksini topgan bo'lib, undagi uzluksiz chiziqlar va strelkalar bilan mos ravishda domenli chegaralar va Φ_{111} fazali domenlardagi spontan magnit momentining yo'nalishi, shtrixli punktirli chiziqlar va strelkalar bilan esa - o'shaning o'zi Φ_{100} faza uchun; qoraytirilgan aylana - Faradey effekti va yorug'likning sochilishi tadqiq etilganda namuna sirtiga fokuslangan lazer nurining holati; A va B - namunaning lokal spontan magnit momenti vektorlari engil o'qning qayta orientastiyalanganida qarama-qarshi tomonga buriladigan qismi ifodalangan. Bunda f - bosh kristallografik yo'nalishlarning namuna tekisligida va laboratoriya koordinatalar sistemasidagi orientastiyasi (Tekislik XY - mikroskopning fokal tekisligi).

Harorat $T=85\text{ K}$ magnit maydoni $H=0$ bo'lganda olingan uch turdagi namunalar domenli strukturasining tasviri shuni ko'rsatdiki, ular bir biridan qilar ekan. Mazkur namunalar mikroskopning fokal tekisligiga nisbatan X o'qi atrofida 15° burchakka burilganda ularni domenli strukturasining tasviri olindi.

Kubsimon kristallning ketma-ket dislokatsiya ko'rinishida namoyon bo'ladigan kichik burchakli donalar orasidagi chegaralari bo'lgan (110)

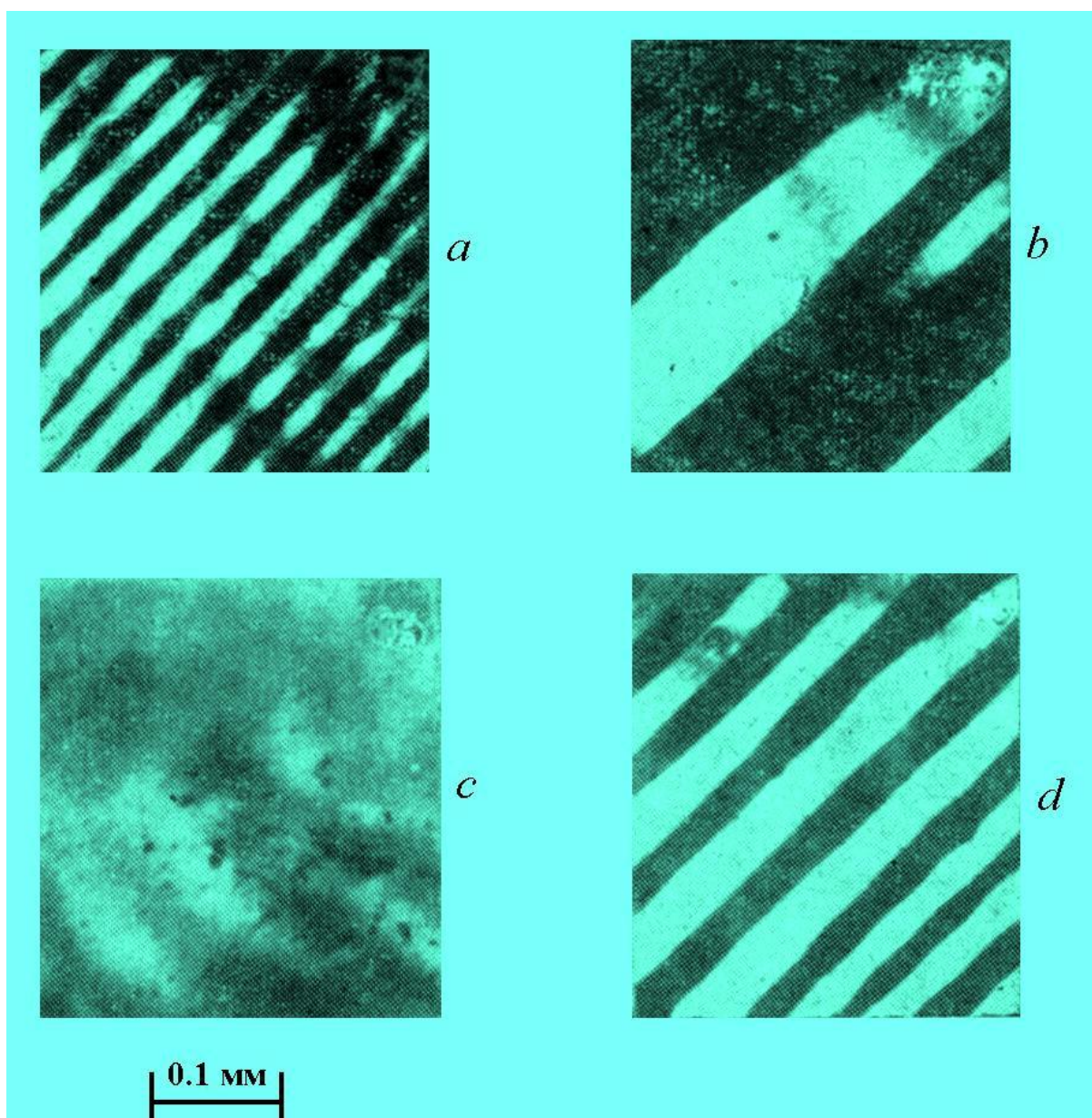


3.5.3-rasm. Turli 116 K (a), 114 K (b), 112 K (c) va 104 K (d) haroratlarda olingan $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$ tarkibdagi namunaning domenli struktura tasviri (namuna bar vaqtning o'zida laboratoriya koordinatalar sistemasidagi X va Y o'qlari atrofida $\sim 15^\circ$ burchakka burilgan). e - namunaning realizastiyalangan muvozanatdagi domenli konfigurastiyasining sxematik tasviri: uzluksiz chiziqlar va strelkalar bilan mos ravishda domenli chegaralar va Φ_{111} fazali domenlardagi spontan magnet momentining yo'nalishi, shtrixli punktirli chiziqlar va strelkalar bilan - o'shaning o'zi Φ_{100} faza uchun; qoraytirilgan aylana - Faradey effekti va yorug'likning sochilishi tadqiq etilganda namuna sirtiga fokuslangan lazer nurining holati; A va B - namunaning lokal spontan magnet momenti vektorlari engil o'qning qayta orientastiyalanganida qarma-qarshi tomonga buriladigan qismi. f - bosh kristallografik yo'nalishlarning namuna tekisligida va laboratoriya koordinatalar sistemasidagi orientastiyasi (Tekislik XY - mikroskopning fokal tekisligi).



3.5.4-rasm. Turli haroratlarda va magnit maydoni nol bo'lganda tadqiq etilgan namuna $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$ ning domenli strukturasi tasviri: *a* – 290 K, *b* – 129 K, *c* – 120 K. Namuna X va Y o'qi atrofida mikroskopning fokal tekisligiga nisbatan $\approx 15^\circ$ burchakka burilgan. Strelkalar qo'shni domenlardagi spontan magnet momenti yo'nalishini ko'rsatadi.

Ilovada: namuna tekisligidagi bosh kristallografik yo'nalishlarning va laboratoriya koordinata sistemasidagi o'qlarning orientastiyasi (Z o'qi-kristallga tushayotgan yorug'likning yo'nalishi).



3.5.5-rasm. $Ho_3Fe_5O_{12}$ tarkibdagi namunaning turli haroratlarda olingan domenli strukturasi tasviri: $a - 295\text{ K}$, $b - 135\text{ K}$, $c - 131\text{ K}$, $d - 120\text{ K}$.

bo'lindi. Birinchi turdagi namunalarda ham faradey, ham kottonli domenlar mavjud bo'lib, domenli chegaralar (110) tekisligida biror-bir asosiy kristallografik yo'nalishlar bilan korrelyastiyalanmaydi, ikkinchi turdagilarida esa 180° li domenli chegarasi bo'lgan faqat kotton turdagi domenlar mavjud bo'ladi va uchinchi turdagi namunalarda faqat 70 va 110 gradusli domenli chegaralarga ega bo'lgan kotton tipidagi domenlar mavjud bo'ladi.

Turli haroratlarda va magnit maydoni bo'lmaganda tadqiq etilgan $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ tarkibdagi namunaning domenli strukturasining tasviri 3.3.4-rasmda keltirilgan. $a - 290$ K, $b - 129$ K, $c - 120$ K haroratlarda olingan tasvirlar. Namuna X va Y o'qi atrofida mikroskopning fokal tekisligiga nisbatan $\approx 15^\circ$ burchakka burilgan. Strelkalar qo'shni domenlardagi spontan magnit momenti yo'nalishini ko'rsatadi. Uning ilovasida namuna tekisligidagi bosh kristallografik yo'nalishlarning va laboratoriya koordinata sistemasidagi o'qlarning orientastiyasi (Z o'qi- kristallga tushayotgan yorug'likning yo'nalishi) ifodalangan [30].

3.5.5-rasmda tadqiq etilgan namunalarning turli haroratlarda olingan domenli strukturasining tasviri keltirilgan bo'lib, $a - 295$ K, $b - 135$ K, $c - 131$ K, $d - 120$ K haroratlarda olingan tasvirlar.

Tadqiqotlar shuni ko'rsatdiki, mavjud bo'lgan orientastiyali fazoviy o'tishlar nazariya $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$ namunaning domenli strukturasida kuzatiladigan ko'p qirrali haroratga bog'liq bo'lgan evolyustiyani ifodalay olmas ekan va spinli qayta orientastiyalanishga namunaning kristallografik mexanik kuchlanishi sezilarli ta'sir qilar ekan.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., «Квантовая механика (нерелятивистская теория)»// М.: «Физ-матлит», 2004, 342 стр.
2. Блохинцев Д.И., «Основы квантовой механики»// М.: «Наука», 1976, 486 стр.
3. В.Ф.Елесин, В.А.Кашурников Физика фазовых переходов.//Московский инженерно-физический институт (технический университет), 1997, 180 стр.
4. В.А.Боков Физика магнетиков.//Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 2012, 154 стр.
5. Белов К.П. Редкоземельные магнитные материалы//УФН,.- 1972.-Т.106.- В.2. - С.365-369.
6. Белов К.П. Редкоземельные магнетики и их применение. - М: «Наука», 1980. - 239с.
7. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. - М: «Мир», 1976. - 353с.
8. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах.//М.: Наука, 1985, 294 стр.
9. Изюмов Ю.А. Модулированные, или длиннопериодические, магнитные структуры кристаллов.//УФН. – 1984. – Т. 144. – В.3. – С. 439 – 474.
- 10.Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках.//М.: Наука, 1979, 320 стр.
- 11.Звездин А.К., Пятаков А.П. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках. // УФН. – Москва, 2004. – Т. 174. – №.4. – С. 465 – 470.
- 12.Звездин А.К., Пятаков А.П. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты.//УФН. – 2008. – Т. 179. – №.8. – С. 897 – 904.

- 13.Чечерников В.И. Магнитные измерения. - М.: МГУ, 1969. - 387 с.
- 14.Шарипов М.З. Влияние механических напряжений на доменную структуру и процесс намагничивания бората железа. Диссер....канд. физ. – мат. наук. – Самарканд, 2009. – 110 с.
- 15.Еляшевич М.А. Спектры редких земель. - М: Гостехиздат, 1953. - 456с.
- 16.Херд К.М. Многообразие видов магнитного упорядочения в Твердых телах//УФН. – 1984. – Т.142. – В.2. – С. 331 – 355
- 17.Д.Р.Джураев, Л.Н.Ниязов, Л.Хайдарова Магнетизм, магнитооптика ва ферритлар ҳақида баъзи масалалар//Тошкент, ДИЗАЙН-ПРЕСС, 2012 йил, 104 бет.
- 18.Азаматов З.Т., Караев А.Т., Соколов Б.Ю., Федоров Ю.М. Модулированная магнитная структура слабого ферромагнетика α – $\text{Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$ //ЖТФ. – 2001. – Т.71. – В.3. – С.84 – 87.
- 19.Бойдедаев С.Р., Джураев Д.Р., Соколов Б.Ю., Шарипов М.З. Магнитооптический метод исследования пространственной магнитной неоднородности легкоплоскостных антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом//Опт. и спектр. – 2008. – Т.104. – №4, С. 670 – 676.
- 20.С.Р. Бойдедаев, Д.Р.Джураев, Б.Ю. Соколов, Файзиев Ш.Ш. Состояние «магнитной ряби» в слабом ферромагнетике $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ //Уз.ФЖ – 2009. – В.11 (5-6). – С. 376 – 383.
- 21.С.Р. Бойдедаев, Д.Р.Джураев, Б.Ю. Соколов, Файзиев Ш.Ш. Влияние перестройки магнитной структуры кристалла $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ на его магнитооптическую анизотропию//Опт. и спектр. – 2009. – Т.107. – №2, С. 321 – 325.
- 22.С.Р.Бойдедаев, Д.Р.Джураев, Б.Ю.Соколов, Ш.Ш.Файзиев Фотоиндуцированное изменение пространственной модуляции магнитного порядка монокристалла $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ //Известия высших заведений. Физика 2011, Том 54,№2, С.38-45.
- 23.Д.Р. Джураев, Л.Н.Ниязов, К.С. Саидов, Б.Ю. Соколов Исследование спонтанного ориентационного фазового перехода в тербий-иттриевом

- феррите-гранате магнитооптическом методом//Украинский физический журнал, 2012, том 57, № 5, С. 531-537
- 24.Л.Н.Ниязов, Б.Ю. Соколов Магнитный ориентационный фазовый переход в двухосно-напряженном монокристалле $Ho_{0.6}Y_{2.4}Fe_5O_{12}$ //Физика Твердого тела, Россия, 2012, том 54, вып.6, С. 1106-1111
- 25.Л.Н.Ниязов, Б.Ю.Соколов, М.З. Шарипов Особенности спонтанной переориентации магнитного момента в тонкой монокристаллической пластинке феррита-граната $Tb_{0.2}Y_{2.8}Fe_5O_{12}$ //Физика Твердого тела, Россия, 2012, том 54, вып.9, С. 1695-1700.
- 26.Джураев Д.Р., Ниязов Л.Н., Соколов Б.Ю. Перестройка доменной структуры кубического ферромагнетика при спонтанной переориентации оси легкого намагничивания.//Известия высших учебных заведений. Физика, 2011, том 53, №7, С.47-52.
- 27.Д.Р.Джураев, Л.Н.Ниязов, К.С.Саидов, Б.Ю.Соколов Исследование спонтанного ориентационного фазового перехода в тербий – иттриевом феррите – гранате магнитооптическим методом Украинский физический журнал, 2011, том 57, №5, С.531-537.

Internet saytlari:

28. <http://www.cem.bmstu.ru> (Bauman nomidagi oliy texnik universiteti),
29. <http://www.sci.lebedev.ru> (Rossiya Federastiyasi Fanlar akademiyasining P.N.Lebedev nomli fizika instituti)
30. <http://www.springerlink.com> (Shpringer nashriyoti)
31. <http://www.perst.issp.ras.ru/inform> (Rossiya Federastiyasi Fanlar akademiyasining Qattiq jismlar fizikasi instituti)
32. <http://www.ufn.ru> (Uspexi fizicheskix nauk)