

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI
BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI

Qo'l yozma huquqida

UDK 538.22; 539.2

ERGASHEVA NILUFAR MANSUROVNA

Oriyentatsiyali magnitli fazaviy o'tish nazariyasi va kuchsiz ferromagnetizm

5A140201 – Nazariy fizika

Magistr

akademik darajasini olish uchun yozilgan

dissertatsiya

Ilmiy rahbar:

f.-m.f.d., prof. Djuraev D.R.

Buxoro – 2014 yil

REPUBLIC UZBEKISTAN
MINISTRY OF HIGHER AND SECONDARY-SPECIAL EDUCATION
BUKHARA STATE UNIVERSITY

Physics-mathematical faculty
Physics chair
2013/2014 school years

Ergasheva Nilufar Mansurovna
The scientific chief: prof. Dzhuraev D.R.
Speciality-theoretical physics

ABSTRACT OF THE MAGISTER DISSERTATION

Subject: "The theory of the orientational magnetic phase transition and weak ferromagnetism"

Urgency of the subject. The theory of the orientational magnetic phase transition (TOMPT) is considered to be the basis for explaining the modulated magnetic structure (MMS) observed in magnetic materials, which in turn is directly related to the decisions of relevant scientific and technical problems of laser technology, computer science, materials science and others.

The purposes and problems of the work. The aim of the work is a result of study TOMPT and MMS by comparing the determined mechanisms explaining the observed structural changes in the magnets. To achieve this goal TOMPT analyzed and investigated the properties of the MMS .

The object and subject of the study. The research was selected MMS samples and weak ferromagnetic iron garnet. The subject of the study were chosen orientation phase transitions in MMS.

The methodology and methods of the study. In a study using the analysis technique TOMPT and methods of visual observation MMS.

The degree of novelty result studies with standpoint science. The results obtained are expanding the physical understanding of the basic mechanisms leading to modulation structure of the magnetic order in magnetic materials.

Applied importances results studies and using. Practical implications of these findings lies in its connection with the state grant and the application is in its theory and methodology .

The structure and composition of the work. The thesis consists of an introduction and three chapters included theory orientation of the magnetic phase transition , MMS's and methods of their observations, research results and weak ferromagnetic iron garnet, conclusions and bibliography.

The main results of the executed work. Substantiated that the physical processes leading to the MMC observed in various magnets and TOMPT are interrelated.

The abbreviated generalization of the conclusion and offers. Determined that observed in weak ferromagnets and garnet MMS' s occur based TOMPT and they are very sensitive to external interaction.

The scientific chief:

(signature)

prof. Dzhuraev D.R.

Student of the magistracy:

(signature)

Ergasheva N.M.

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI
BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika-matematika fakulteti
Fizika kafedrası
2013/2014 o'quv yili

Ergasheva Nilufar Mansurovna
Ilmiy rahbar: prof.Djuraev D.R.
Nazariy fizika mutaxassisligi

MAGISTRLIK DISSERTATSIYASI ANNOTATSIYASI

Mavzu: «Oriyentatsiyali magnitli fazaviy o'tish nazariyasi va kuchsiz ferromagnetizm»

Mavzuning dolzarbligi. Oriyentatsiyali magnitli fazaviy o'tish nazariyasi (OMFO'N) magnetiklarda kuzatiladigan modulyatsiyalangan magnitli strukturalarni (MMS) tushuntirishda asos hisoblanadi, bu esa o'z navbatida hisoblash texnikasi, lazerlar fizikasi, materialshunoslik va boshqa dolzarb ilmiy-texnik muammolarni yechilishi bilan uzviy bog'liq.

Ishning maqsadi va vazifalar. Ishning maqsadi, OMFO'N va MMS-larni o'rganish natijasida ularni solishtirish orqali magnetiklarda kuzatiladigan strukturaviy o'zgarishlarni tushuntiruvchi mexanizmlarni aniqlashdan iborat. Ushbu maqsadga erishish uchun OMFO'N tahlil qilindi va MMS-larning xossalari tadqiq etildi.

Tadqiqot ob'ekti va predmeti. Tadqiqot ob'ekti sifatida MMS-li kuchsiz ferromagnetik va ferrit-granatlar namuna sifatida olindi. Tadqiqotning predmeti sifatida esa MMS dagi orientatsiyali fazaviy o'tishlar olindi.

Tadqiqot uslubiyoti va uslublari. Tadqiqotlarda oriyentatsiyali magnitli fazaviy o'tish nazariyasining tahlili uslubiyotidan va MMS ning vizual kuzatish uslublaridan foydalanildi.

Tadqiqot natijalarining ilmiy jihatdan yangilik darajasi.

Olingan natijalar magnetiklardagi magnit tartibning fazoviy modulyastiyasiga olib keluvchi asosiy mexanizmlar haqidagi fizikaviy tasavvurni kengaytiradi.

Tadqiqot natijalarining amaliy ahamiyati va tatbiqi.

Olingan natijalarning amaliy ahamiyati uning davlat granti mavzusi bilan bog'liqligida bo'lsa, tadbiri nazariy va uslubiyatidir.

Ish tuzilishi va tarkibi. Dissertatsiya kirish, oriyentatsiyali magnitli fazaviy o'tish nazariyasi, MMS-lar va ularni kuzatish usullari, kuchsiz ferromagnetiklar va ferrit-granatlardagi tadqiqot natijalari keltirilgan uchta bobdan, xulosalar va adabiyotlar ro'yxatidan iborat.

Bajarilgan ishning asosiy natijalari. OMFO'N va turli magnetiklarda kuzatiladigan MMS larning holatni yuzzaga keltiruvchi fizikaviy jarayonlar o'zaro bog'lanishda ekanligi asoslandi.

Xulosa va takliflarning qisqacha umumlashtirilgan ifodasi. Kuchsiz ferromagnetiklarda va ferrit-granatlarda kuzatiladigan MMS-lar OMFO'N asosida sodir bo'lishi hamda tashqi ta'sirlarga juda sezgirligi aniqlandi.

Ilmiy rahbar:

(imzo)

Prof. Djuraev D.R.

Magistratura talabasi:

(imzo)

Ergasheva N.M.

M U N D A R I J A

	Kirish.....	5
I -	FAZAVIY O'TISHLAR VA ORIENTATSIYALI	
BOB	FAZAVIY O'TISHLAR	12
1.1.	I tur va II tur fazaviy o'tishlar.....	12
1.2.	O'zaro ta'sirlashuvi bo'lmagan local magnit momentlar sistemasining magnit xossalari	16
1.3.	O'zaro ta'sirlashuvchan local magnit momentlar sistemasi.....	19
1.4.	Almashinuv o'zaro ta'sir tabiati. Izing va Geyzenberg modellar ...	22
1.5.	Kristall maydonning ta'siri.....	27
	I bob bo'yicha xulosa.....	34
II-	SHAFFOF FERROMAGNETIKLAR VA KUCHSIZ	
BOB	FERROMAGNETIZM.....	36
2.1.	Shaffof ferromagnetiklar va ularni qo'llash	36
2.2.	Kuchsiz ferromagnitizm.....	40
2.3.	Magnit maydoni ta'siridagi spin- orientatsiyali fazoviy o'tishlar	49
	II bob bo'yicha xulosa.....	53
III	MODULYATSIYALANGAN MAGNITLI STRUKTU-	
BOB	RALARNI TAJRIBADA KUZATISH	55
3.1.	Modulyastiyalangan magnitli strukturalarni ifodalovchi modellar	55
3.2.	Modulyastiyalangan magnitli strukturalarning tajribada kuzatilishi.....	63
3.3.	Ferrit-granatlarda modulyastiyalangan magnitli strukturalar.....	73
	III bob bo'yicha xulosa.....	80
	Xulosa.....	81
	Foydalanilgan adabiyotlar.....	83

KIRISH

Dissertatsiya mavzusining asoslanishi va uning dolzarbligi¹.

Hozirgi kunda rivojlanib borayotgan hisoblash texnikasi va lazerlar fizikasi oldidagi mos ravishdagi katta xotirali, kichik hajmli magnitoptik disklarning yangi avlodini va yangi faol moddalarni va ularni boshqarish usullarini yaratish bo'yicha olib borilayotgan ishlardan magnit materiallarining fazaviy o'tishlari bilan bog'liq tadqiqotlarning kerakligi va 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 modulyatsiya chuqurligi va davrining tashqi maydonga, haroratga, bosimga va boshqalarga bog'lanishi) magnitli tartibning fazaviy bir jinsli bo'lmaslik holatning paydo bo'lish mexanizmlariga asoslangan nazariya doirasida tushuntirish imkoni mavjud emas [2-8].

Modulyatsiyalangan magnitli tuzilmalar (MMS) turlicha tipdagi magnitli tartiblangan ko'p sonli kristallarda kuzatilgani va magnitli tartiblanishning modulyatsiyasiga 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 [4] 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 [5,6]. Ushbu tadqiqotlarda bunday sinfdagi magnetiklardagi MMS-ning ko'pgina xossalari (masalan, antiferromagnetizmning lokal vektori azimuti modulyatsiya chuqurligi va davrining tashqi maydonga, haroratga, bosimga va boshqalarga bog'lanishi) magnitli tartibning fazaviy bir jinsli bo'lmasligining paydo bo'lish mexanizmlariga asoslangan

¹ Mazkur magistrlik dissertatsiyasi O'zbekiston Respublikasi Adliya vazirligi tomonidan 2012 yilning 18 dekabrda 2405 raqam bilan ro'yxatdan o'tkazilgan magistratura to'g'risidagi nizomning talablari asosida tayyorlandi [1].

nazariya chegarasida tushuntira olinmas ekan. Bu esa ushbu yo'nalishdagi tadqiqotlarni davom ettirish lozimligini ko'rsatdi.

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'lmaslik holatning paydo bo'lish mexanizmlariga asoslangan nazariya doirasida tushuntira olinmas ekan. Bu esa yana bir marta tanlangan mavzu yo'nalishdagi tadqiqotlarni davom ettirish lozimligini va masalaning dalzarbligini ko'rsatadi [2-8].

Tadqiqot ob'ekti va predmetining belgilanishi. Tadqiqot ob'ekti sifatida temir-borat va unin aralashmalari hamda ferrit-granatlardan iborat namunalar va tadqiqot predmeti sifatida ularda kuzatiladigan MMS va oriyentatsiyali fazaviy o'tishlar belgilandi. Tadqiqotning predmetini belgilashda ushbu moddalarda magniitooptik usullar yordamida kuzatiladigan modulyastiyalangan magnitli tuzilmalarning xossalari magnitli domenlar strukturasi va ularning domenli chegaralarida tartibli-tartibli turdagi fazaviy o'tishlar sohasidagi o'zgarishlarni kuzatish va ushbu sharoitda orientatsiyali fazaviy o'tishlarning tashqi ta'sirlar ostida holati o'rganildi.

Tadqiqot maqsadi va vazifalari. Mazkur dissertatsiya ishining maqsadi orientatsiyali fazaviy o'tishlar nazariyasi (OMFO'N) asosida ferrit-granat va temir-borat aralashmalari asosidagi namunalarda kuzatiladigan MMS larni hosil qiluvchi domenlarning parammetrlarini aniqlash va ularning tashqi ta'sirlar yordamida xususiyatlarini o'zgarishini aniqlashdan iborat.

Ushbu maqsadga erishish ucun quyidagi vazifalar qo'yildi va yechildi:

- Fazaviy o'tishlarning turlari va ularning fizikaviy asoslari bilan magnitli fazaviy o'tishlarning aloqadorligi masalasi matbuotda e'lon qilingan ishlar asosida o'rganilib, analiz va sintez orqali mushohada qilindi;
- Moddalar magnetizmi negizida turuvchi fenomenologik nazariya asosida mavjud bo'lgan mexanizmlar tahlil qilindi;

- Magnitli tartiblangan kristallar va ularda kechadigan magnitlanish jarayoni tadqiq etildi;
- Magnitli fazaviy o'tishlar va modulyastiyalangan magnitli strukturalar hamda orientastiyali fazaviy o'tishlarning o'zaro aloqadorligi va fizikaviy asoslari tahlil etildi;
- Magnetiklarning domenli strukturasi kuzatish va magnit momentini aniqlash usullarining asoslari o'rganilib xulosalar tayyorlandi;
- Modulyastiyalangan magnitli strukturalarni ifodalovchi nazariy modellar va ularni kuzatishning eksperimental usullari o'rganildi va analiz qilish orqali tadqiq etildi;
- Temir asosidagi birikmalarda modulyastiyalangan magnitli strukturalar va ularning tashqi ta'sir ostidagi o'zgarishlari bilan bog'liq ilmiy natijalar o'rganilib, xulosalar tayyorlandi;
- $\text{-Tb}_{0,26}\text{Y}_{2,74}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Ho}_{0,6}\text{Y}_{2,4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Tb}_{0,2}\text{Y}_{2,8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. FeBO_3 namunalarda orientatsiyali fazaviy o' strukturalar o'rganilib, olingan ilmiy natijalar asosida xulosalar tayyorlandi.

Tadqiqotning asosiy masalalari va farazlari.

Mazkur magistrlik dissertastiyasining asosiy masalalari, bu, modulyastiyalangan magnitli strukturalar hosil bo'lishining negizida turuvchi moddalar magnitlanishining fizikaviy asoslari va ularni kuzatishning fizikaviy asoslarini tahlil qilib, aniq magnit namunalarda mazkur strukturalarning ko'rinishini keltirish; moddalar magnetizmining negizida turuvchi fenomenologik nazariya asosining mexanizmlarini muhokama qilishi, magnetiklarning magnit, optik va magnitoptik xossalarini o'rganishda olingan ilmiy natijalar analiz qilish va sintezlash asosida xulosalar tayyorlash.

Ushbu masallarni echish uchun magnitli tartiblangan kristallar va ularda kechadigan magnitlanish jarayoni, magnitli fazaviy o'tishlar va modulyastiyalangan magnitli strukturalar hamda orientastiyali fazaviy o'tishlarning fizikaviy asoslari hamda magnetiklarning domenli strukturasi

kuzatish va magnit momentini aniqlash usullari bilan tanishildi; nodir er elementli - $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$, $Ho_3Fe_5O_{12}$, $Ho_{0,6}Y_{2,4}Fe_5O_{12}$, $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$. ferrit-granatlar va kuchsiz ferromagnetiklardagi modulyastiyalangan magnitli strukturalar o'rganilib, olingan ilmiy natijalar asosida xulosalar tayyorlandi.

Mavzu bo'yicha qisqacha adabiyotlar tahlili.

Hozirgi zamon 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 o'tgan asrning 60-yillarida lantanoidlar guruhi, ya'ni odatda NY elementlari deb nomlanuvchi elementlar asosida magnit materiallar olish tendensiyasi namoyon bo'ldi [2-4].

Modulyastiyalangan magnitli struktura ilk marotaba bundan 50 yildan olidinroq $MnAu_2$, birikmasida kuzatilgan [5,6].

Modulyastiyalangan magnitli tuzilmalar (MMS) turlicha tipdagi magnitli tartiblangan ko'p conli 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 [4] 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 [5,6]. 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, o'z navbatida ushbu hodisaning oriyentatsiyali magnitil fazaviy o'tishlar nazariyasi bilan bog'langanligi hodisalarni kengroq tahlil qilishni talab etdi.

Tadqiqotda qo'llanilgan uslublarning qisqacha tavsifi.

Odatda magnit tartiblangan muhitlarning MMS ini tadqiq etishda neytronlar difraktsiyasi usuli, - qimmatbaho va amalda ko'pgina tadqiqotchilar yetisha olmaydigan usuldan foydalaniladi. Neytronografiya usuli bevosita usul bo'lib, muhitni magnitli tartib modulyastiyasining asosiy parametrlari haqida ma'lumot olish uchun neytronogrammani o'qish talab etiladi, bu esa natijalarini bir ma'noda tushuntirish mumkin emasligi bilan bog'liq.

Tadqiqotlarda magnitoptik usul (polyarizatsiyali mikroskopdan foydalanib) yordamida MMS ning vizual kuzatilishi ma'lum ijobiy tomonlarga ega. Ushbu usul o'zining soddaligi, aniqligi va ma'lumotlar olinishining operativligi bilan neytronografiya usulidan samarali farq qiladi. Chunki ishning asosiy masalasi magnitli strukturalarni tadqiq etish bo'lganligi sababli mazkur usul ishda keng foydalanildi.

Muhitning magnitli bir jinsli emasligini magnitoptik usulda tadqiq etishning negizida ma'lumki, kristall dielektrik singdiruvchanlik tenzori komponentlarining (bu esa magnitoptik effektlarning katta-kichikligi demakdir) ferro- va/yoki antiferromagnetizm vektorlarining kristallografik o'qlarga nisbatan orientastiyasiga bog'liqligi yotadi. Shuning uchun turlicha orientastiyali 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.

Mazkur ishda magnitoptik usulda domenli strukturaning evolyustiyasi kuzatilganligi va ushbu evolyustiyaning tashqi ta'sirlarga ezgirliigi o'rganildi.

Tadqiqot natijalarining nazariy va amaliy ahamiyati.

Ma'lum sharoitda ferrit-granatlarning domen strukturasiidagi domen chegaralarning holati tashqi tasir yordamida 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 ferrit-granatli materiallari

asosida yangi avlod spinli elektronika qurilmalari uchun element baza sifatida xizmat qilishi mumkin. Shu nuqtai nazardan, tanlangan birikmalarni fazaviy o'tish sohalarida tadqiq etish, ya'ni ushbu sohada domen strukturalar yetarli darajada o'zgarishlari mumkinligi muhim nazariy ilmiy ahamiyatga ham egadir.

Ushbu tadqiqotlar bunday sinfdagi magnetiklarda magnit tartibning fazoviy modulyastiyasiga olib keluvchi asosiy mexanizmlarning fizikaviy tasavvurini kengaytiradi.

Dissertatsiya ishi Buxoro davlat universitetida bajarilishi 2012-2016 yillarga mo'ljallangan «O'ta o'tkazgichlar va magnit materiallaridagi kuchli-korrelyastiyali o'zaro ta'sirlar va ularning kritik parametrlari» nomli F2-FA-0-83921/F2-FA-F0383 raqamli fundamental yo'nalishdagi davlat granti bilan bog'liq.

Tadqiqotning ilmiy yangiligi.

Fazaviy o'tishlar nazariyasi va orientatsiyali magnitli fazaviy otishlar negizida bo'lgan mexanizmlar asosida modulyastiyalangan magnitli fazaviy o'tishlar tahlil qilindi va xulosalar tayyorlandi.

Magnitooptik usullar yordamida modulyastiyalangan magnitli strukturalarni vizual kuzatish texnikasi va olingan tasvirlarni parametrlari nazariy modellar mexanizmi bilan solishtirish amalga oshirildi.

Kristallning modulyastiyalangan magnit holatiga o'tishi, uning asosiy magnitli xarakteristikalar, ya'ni koerstitiv kuchi, boshlang'ich magnit singdiruvchanlik, magnitli gisterezis halqasining shakliining sezilarli darajada o'zgarishiga olib kelishi ko'rsatildi.

Kuchsiz ferromagnetiklar va ferrit-granatlarda kuzatiladigan MMSlar namuna sifatida va solishtirish mumkin bo'lgan ob'ektdek qarash orqali ularda tashqi ta'sirlar ostida o'zgarishlar sodir bo'lishi tahlil etildi.

Magnitooptik usul bilan $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$, $Ho_3Fe_5O_{12}$ va $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ kubsimon ferromagnetiklarning domenli strukturasining tashqi ta'sirlar ostidagi o'zgarishlari kuzatilgan ilmiy ma'lumotlar analiz va sintez qilinib, xulosalar

tayyorlandi hamda o'zaro va boshqa kuchsiz ferrormagnetiklar bilan solishtirildi.

Dissertastiya tarkibining qisqacha tavsifi.

Dissertastiya 84 betdan iborat bo'lib, kirish, uchta bob, 11 ta paragraflardan va xulosalar hamda umumiy xulosa va 33 nomlanishdagi foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat.

Birinchi bobda fazaviy o'tishlar va oriyentatsiyali fazaviy o'tishlar keltirilgan bo'lib, unga: I tur va II tur fazaviy o'tishlar, o'zaro ta'sirlashuvi bo'lmagan local magnit momentlar sistemasining magnit xossalari, o'zaro ta'sirlashuvchan local magnit momentlar sistemasi, almashinuv o'zaro ta'sir tabiati, Izing va Geyzenberg modellar, kristall maydonning ta'siri mavzulari kiritilgan va I bob bo'yicha xulosalar bilan yakunlangan

Ikkinchi bobda shaffof ferromagnetiklar va kuchsiz ferromagnetizm bosh mavzusi kiritilgan va unda: shaffof ferromagnetiklar va ularni qo'llash, kuchsiz ferromagnetizm, magnit maydoni ta'siridagi spin-oriyentatsiyali fazaviy o'tishlar nomli mavzular keltirilgan va II bob bo'yicha xulosa bilan nihoyalangan.

Uchinchi bobning mavzusi modulyatsiyalangan magnitli strukturalarni tajribada kuzatish deb nomlangan bo'lib, unga modulyatsiyalangan magnitli strukturalarni ifodalovchi modellar, modulyatsiyalangan magnitli strukturalarning tajribada kuzatilishi, ferrit-granatlarda modulyatsiyalangan magnitli strukturalar va ushbu bob III bob bo'yicha xulosa hamda umumiy xulosalar bilan tugallangan.

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.

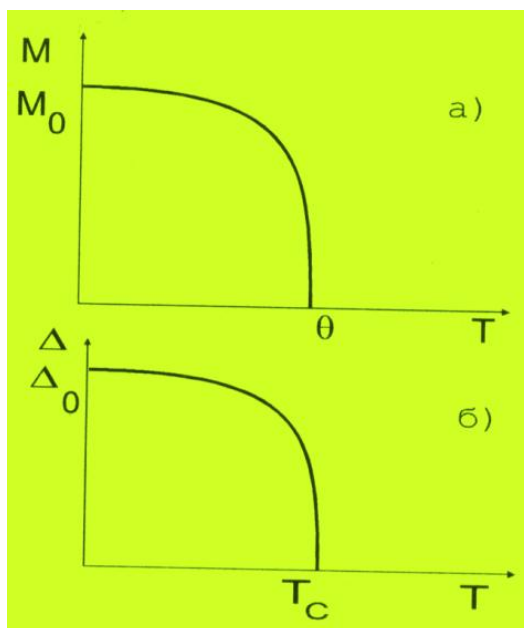
Mikroskopik (termodinamik) sistemalarning aynan fazaviy o'tish nuqtasining ma'lum ta'sirlar ostida o'zini tutishi alohida ahamiyatga egadir (masalan, harorat - T bo'yicha), chunki sistemaning holati sakrashsimon o'zgaradi. Termodinamik turg'unlik talabidan termodinamik potentsiallarning uzluksizlik talabi kelib chiqqanligi sababli (masalan, issiqlik sig'imi C ning $(C = \frac{dE}{dT})$ 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) [2-4].

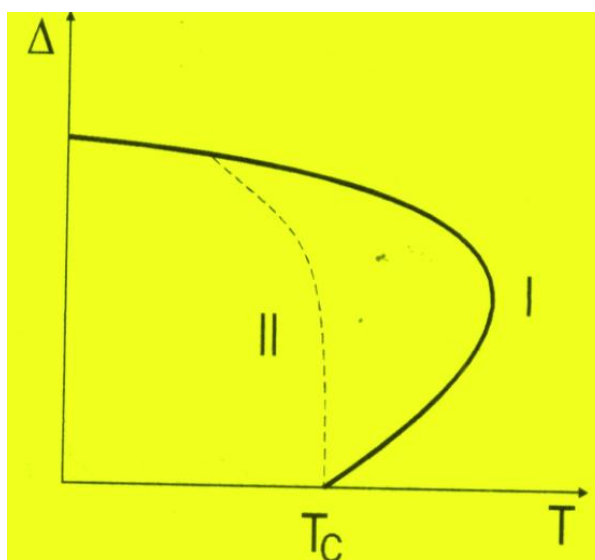


1.1.1-rasm. Ferromagnetic–paramagnetik fazaviy o'tish (a) va o'ta o'tkazuvchan-normal metal fazaviy o'tish (b): M - magnitlanish; θ -Kyuri-Veyss harorati; Δ - o'ta o'tkazuvchanlik tartib parametri T_c - o'ta o'tkagichning kritik harorati.

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 darajasidir. 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 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.



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.

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. 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:

$$E_n = -\mu_0 H \text{ (maydon bo'ylab)}, \mu = +\mu_0 \uparrow; \quad (1.2.1)$$

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

$\langle \vec{\mu} \rangle$ 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; \bar{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]:

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

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

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:

$$\langle \mu \rangle = \frac{\sum_n \mu_n \exp\left[-\frac{E_n}{T}\right]}{\sum_n \exp\left[-\frac{E_n}{T}\right]}. \quad (1.2.2)$$

Normirovkalovchi maxraj bu yerda – statistic summa Q .

Magnit momentlarining o’zaro ta’sirlashmasligini e’tiborga olib, uning faqat ikkita holati (1.2.1) bo’lishi mumkinligini hisobga olib, har bir moment uchun (1.2.2) ifodani bog’lanmagan holda hisoblash mumkin:

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

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

$$\langle \mu \rangle = \mu_0 \operatorname{th}\left(\frac{\mu_0 H}{T}\right). \quad (1.2.3)$$

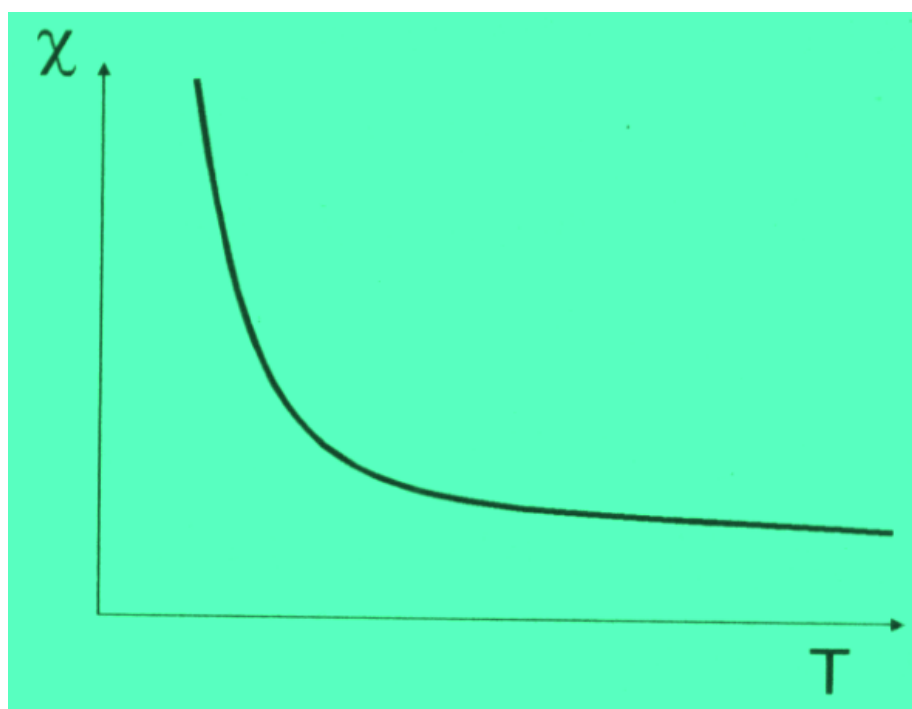
Olingan natijani muhokama qilamiz. Agar tashqi mayon nolga intilsa, unda (1.2.3) ifodadan quyidagi munosabatni olamiz:

$$H \rightarrow 0, N(\mu) \cong \frac{\mu_0^2 H}{T} N = \chi H, \quad \chi = \frac{N\mu_0^2}{T} > 0. \quad (1.2.4)$$

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

$$H=0, \quad \langle \mu \rangle \equiv 0, \quad \langle M \rangle = 0. \quad (1.2.5)$$

Shunday qilib, (1.2.4) va (1.2.5) ifodalardan xulosa qilish mumkin, o'zaro ta'sirlashmaydigan magnit momentlar lokallashgan sistema odatdagi paramagnetik xossani namoyon qiladi. Bundan tashqari u fazoviy o'tishni sezmaydi (1.2.1-rasm), buning uchun o'zaro ta'sir zarur. Magnit singdiruvchanlikning haroratga bog'lanishi ($\sim \frac{1}{T}$), 1.2.1-rasmda ko'rsatilgandek, Kyuri qonuni deyiladi.



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

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

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

$$V = -\lambda \vec{\mu}_i \vec{\mu}_j. \quad (1.3.1)$$

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

$$\vec{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} \lambda_{ij} \vec{\mu}_i \vec{\mu}_j - \vec{H} \sum_i \vec{\mu}_i. \quad (1.3.2)$$

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

(1.3.1) va (1.3.2) 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 (1.3.1) maydoni ta'sir qiladi.

$$H_i = \sum_j \lambda_{ij} \mu_j + H. \quad (1.3.3)$$

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

$$\langle H_i \rangle = \sum_j \lambda_{ij} \langle \mu_j \rangle + H \quad (1.3.4)$$

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

$$H_{eff} = \langle H_i \rangle = \lambda \langle \mu \rangle N + H. \quad (1.3.5)$$

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. Veysning 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 Veysning 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} (1.3.5) ifodaga teng bo'lishni e'tiborga olib, o'zi kelishgan quyidagi tenglamani olish mumkin:

$$\langle \mu \rangle = \mu_0 \operatorname{th} \left(\frac{[\mu_0 H + \langle \mu \rangle N \lambda]}{T} \right). \quad (1.3.6)$$

(1.3.6) tenglama – Veyss tenglamasidir. Chegaraviy holat bo'lgan $H \rightarrow 0$ holni ko'rib chiqamiz. Yetarlicha yuqori T haroratlarda (1.3.6) tenglamadan quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\langle \mu \rangle = \mu_0 \left(\frac{[\mu_0 H + \langle \mu \rangle N \lambda]}{T} \right) \quad (1.3.7)$$

va

$$\langle \mu \rangle = \frac{\mu_0^2 H}{[T - \mu_0^2 N \lambda]}. \quad (1.3.8)$$

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

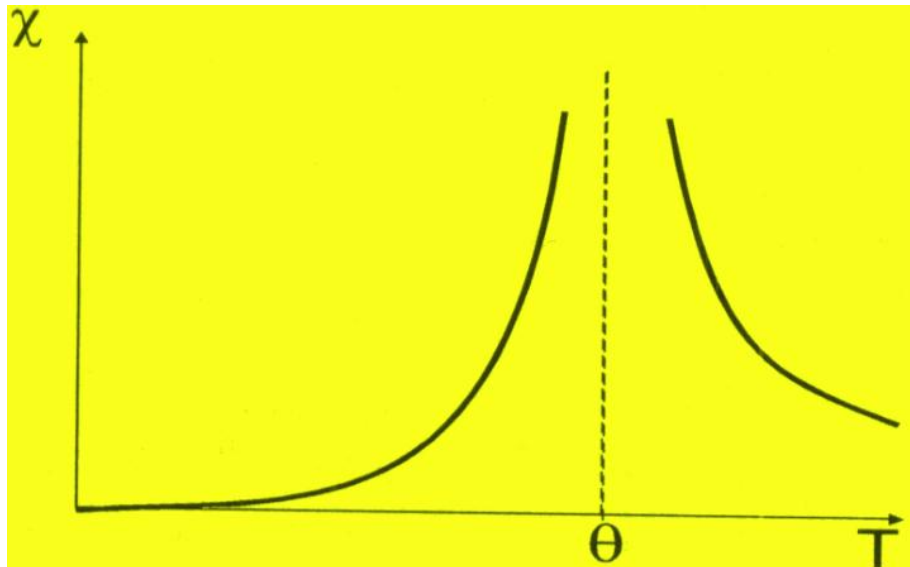
$$\langle \mu \rangle = \frac{\mu_0^2 H}{[T - \theta]} \quad (1.3.9)$$

Shunday qilib, $T > \Theta$ dan katta haroratlarda bo'lgan va $\chi > 0$ bo'lganda, ya'ni paramagnit holat mavjud bo'ladi. Ushbu (1.3.9) ifodadan ko'rinadiki, $T = \Theta$ bo'lgan nuqtada magnit momenti μ va qabul qiluvchanlik χ uzoqlashadi (1.3.1- rasm) va undan so'ng $T < \Theta$ bo'lgan holda, ferromagnitlik holatga o'tish sodir bo'lishi mumkin. Maydon $H = 0$ bo'lgan holdagi (1.3.6) aniq tenglamani analiz qilamiz. Tugunda $R = \langle \mu \rangle / \mu_0$ ko'rinishdagi o'lchamsiz magnitli momentni kiritamiz.

Osongina ko'rish mumkinki, $-1 < R < +1$ tengsizlik bajariladi. Kattalik R ning musbat sohasini ko'rib chiqamiz. Unda (1.3.6) tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$R = \operatorname{th} \left(\frac{R \theta}{T} \right). \quad (1.3.10)$$

Agar $x = \frac{R\theta}{T}$ deb belgilasak, unda $\frac{xT}{\theta} = thx$ 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.



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

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 magnetlanish tezligining cheksiz o'sish fluktuatsiyalarni va korrelyatsiyali uzunliklarning ikkinchi tur fazoviy 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 magnetlanishning past haroratlarda to'la to'yinishdan eksponensial kichik og'ishi, past

haroratlarda qariyib 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 energetik tirqish bilan ajratilgan ekan.

Kyuri – Veys harorati mashstabini baholaymiz. Eksperimentdan ma'lumki, $\theta_{eksp} = 300 - 1000K$ (Shunday qilib temir uchun $\theta = 1043K$, nikel uchun $\theta = 627K$, gadoloni uchun $\theta = 293K$) oralig'ida 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].

1.4. 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'zgaruvchi 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'liqin 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'liqin 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'liqin 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'liqin funksiyaning spinli komponentasini ham e'tiborga olamiz, shunday qilib, to'la to'liqin 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 (summaiy 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:

$$\psi_{\uparrow\uparrow}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) - \psi_a(r_2)\psi_b(r_1)\}, \quad (1.4.1)$$

$$\psi_{\uparrow\downarrow}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) + \psi_a(r_2)\psi_b(r_1)\}. \quad (1.4.2)$$

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:

$$E = \int \psi(1,2) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \psi^*(1,2) d^3r_1 d^3r_2. \quad (1.4.3)$$

(1.4.3) ifodaga (1.4.1) va (1.4.2) larda keltirilgan to’lqin funksiyalarni qo’yib quyidagi ifodaga ega bo’lamiz:

$$E_{\uparrow\uparrow} = E_0 - J_{12}, \quad E_{\uparrow\downarrow} = E_0 + J_{12}, \quad (1.4.4)$$

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

$$E = \frac{1}{2} \int \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \{|\psi_a(r_1)|^2 |\psi_b(r_2)|^2 + |\psi_a(r_2)|^2 |\psi_b(r_1)|^2\} d^3r_1 d^3r_2, \quad (1.4.5)$$

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

$$E = \int \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \{\psi_a(r_1)\psi_b(r_2)\psi_a^*(r_2)\psi_b^*(r_1)\} d^3r_1 d^3r_2. \quad (1.4.6)$$

$J_{1,2} > 0$ 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 ((1.4.7) 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 spinlarning o'zaro ta'siri quyidagi ko'rinishda bo'lsa:

$$E_{\vec{S}_1, \vec{S}_2} = E_0 - J_{12} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (1.4.7)$$

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

$$\bar{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \bar{H} \sum_i \vec{S}_i. \quad (1.4.8)$$

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 (1.4.9) Geyzenbergning ferromagnitli modelini ifodalaydi, agar $J_{ij} < 0$ bo'lsa, (1.4.9) gamiltonian unda Geyzenbergning ferromagnitli modelini ifodalaydi, agar $J_{ij} < 0$ bo'lsa, unda antiferromagnitli modelni ifodlaydi.

(1.4.9) 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 quyidagicha bo'lishi mumkin:

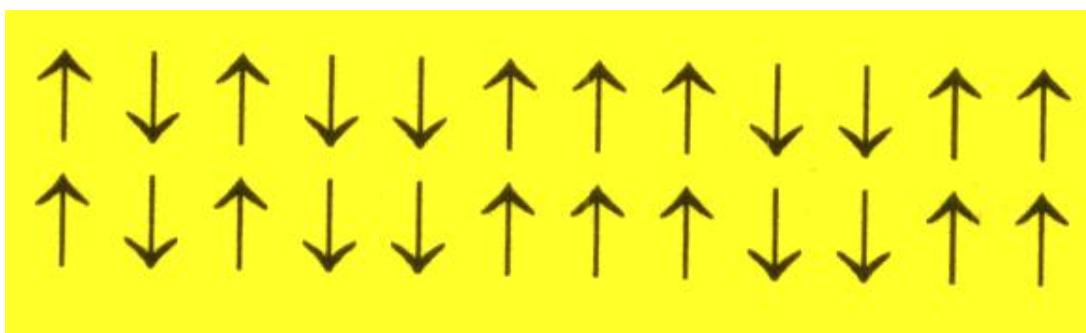
$$\bar{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} (J_{ij}^x S_i^x S_j^x + J_{ij}^y S_i^y S_j^y + J_{ij}^z S_i^z S_j^z) - \bar{H} \sum_i \vec{S}_i,$$

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 paragriflarda keltirilgandek, biz Izing modelini olamiz:

$$\vec{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij} \mu_i \mu_j - \vec{H} \sum_i \mu_i, \quad (1.4.9)$$

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 .



1.4.1-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.

1.5. 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 Rassel-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.

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (1.5.1)$$

Bu yerda gamil'tonian

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(r). \quad (1.5.2)$$

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:

$$\psi_{nlm} = R_{nl}(r)\Theta_{lm}(\theta)\Phi_m(\varphi). \quad (1.5.3)$$

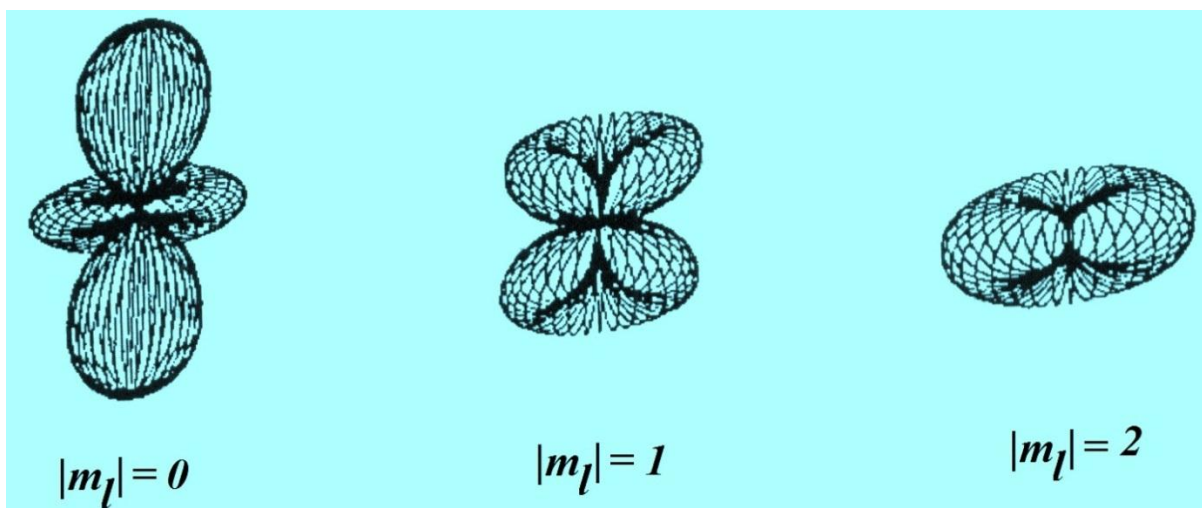
Indekslar n, l va m mos ravishda kvant sonlarini bildiradi. Bizning qarashimizda qutubli θ va azimutal φ burchaklarga bog'lanish alohida ahamiyatga egadir.

$$\Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi}. \quad (1.5.4)$$

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

$$\begin{aligned} m = 0 & \quad \Theta_{20} \propto 3\cos^2\theta - 1, \\ m = \pm 1 & \quad \Theta_{2\pm 1} \propto \sin\theta\cos\theta, \\ m = \pm 2 & \quad \Theta_{2\pm 2} \propto \sin^2\theta. \end{aligned} \quad (1.5.5)$$

Agar Ψ ni faqat r va θ ning funksiyasidek qaralsa, unda, (1.5.3), (1.5.4) va (1.5.5) ifodalardan Ψ kvant sonlari n, l va $|m|$ bilan aniqlanadi. Ushbu funksiyalarning ko'rinishi 1.5.1-rasmda keltirilgan, bunda kvantlovchi o'q sifatida z o'qi qabul qilingan.

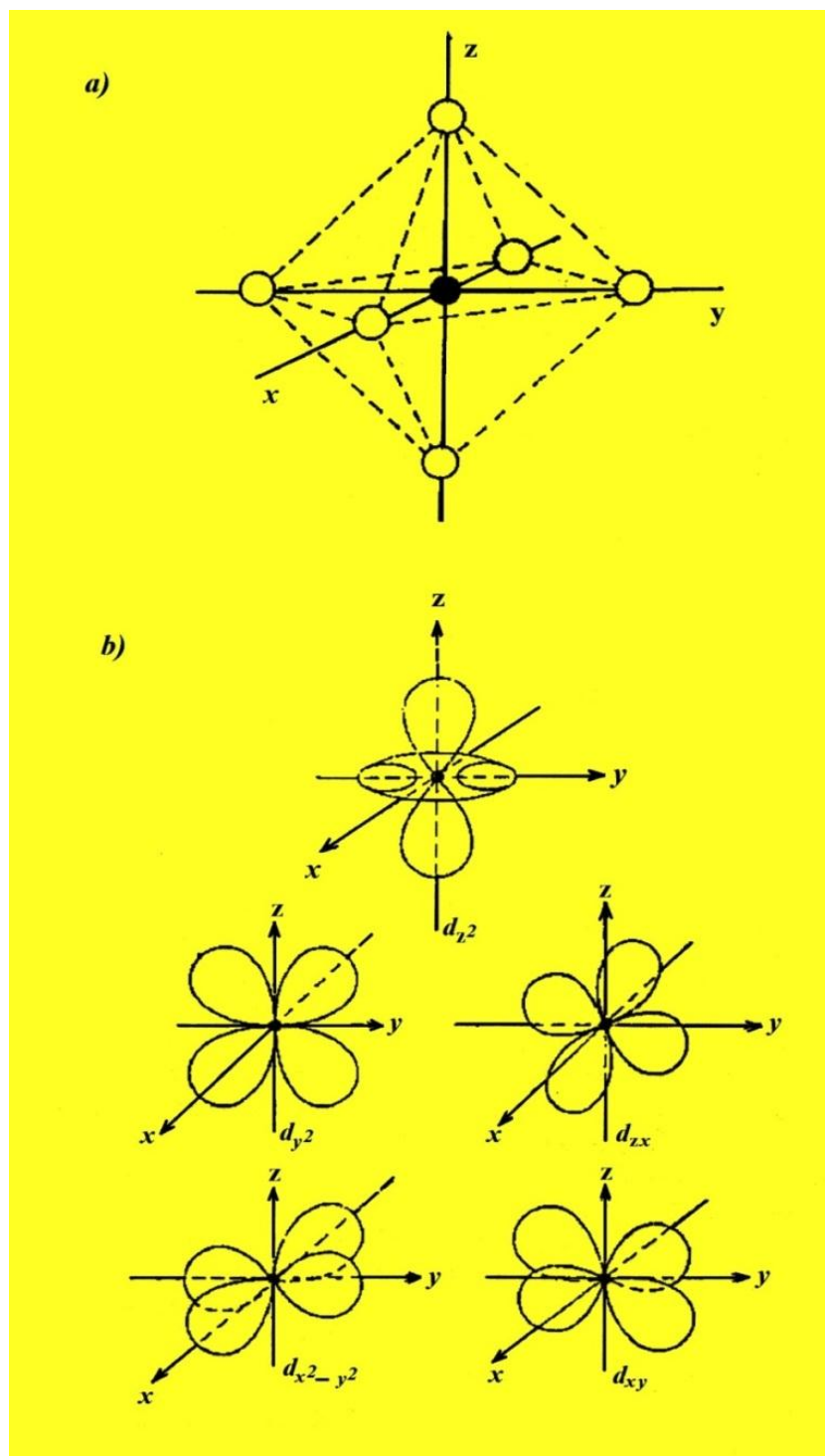


1.5.1-rasm $3d$ -to'liqin funksiyalarning $|m_l|$ ning uchta qiymati uchun burchakli bog'lanishning ko'rinishi

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. (1.5.2a-rasm).

$R_{nl}(r)$ 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 (1.6.1) 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:



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

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

b) To'liqin funksiyalarning sxematik tasviri

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

$$\begin{aligned}
d_{z^2} &= \psi_o \propto \frac{(3z^2 - r^2)}{r^2} = \frac{(z^2 - x^2) + (z^2 - y^2)}{r^2}, \\
d_{x^2-y^2} &= \frac{(\psi_2 + \psi_{-2})}{\sqrt{2}} \propto \frac{(x^2 - y^2)}{r^2}, \\
d_{xy} &= \frac{(\psi_2 - \psi_{-2})}{i\sqrt{2}} \propto \frac{xy}{r^2}, \\
d_{xz} &= \frac{(\psi_1 + \psi_{-1})}{\sqrt{2}} \propto \frac{xz}{r^2}, \\
d_{yz} &= \frac{(\psi_1 - \psi_{-1})}{i\sqrt{2}} \propto \frac{yz}{r^2}.
\end{aligned}
\tag{1.5.6}$$

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 (1.5.6) 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 1.5.2b)-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:

$$3E_{t_{2g}} + 2E_{e_g} = 0, \quad (1.5.7)$$

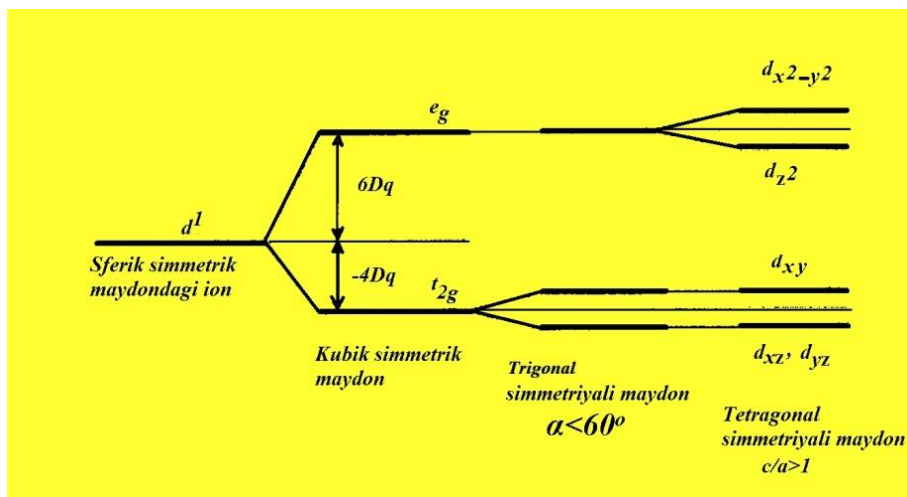
$$E_{e_g} - E_{t_{2g}} = 10Dq. \quad (1.5.8)$$

(1.5.7) va (1.5.8) tenglamalarini birga yechib quyidagi ifodalarni olamiz:

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

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

Maydon simmetriyasining kamayishi aynishning keyingi olinishiga olib keladi, bu esa 1.5.3-rasmda sxematik ko'rsatilgan.



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

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.

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.

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.

I bob bo'yicha xulosa

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

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

3. Birinchi turdagi fazaviy o'tishlarga misol bo'lib fazalarga qatlamlanish (bug'-suyuqlik, suyuqlik-qattiq jism, bug'-qattiq jism) sodir bo'ladi, chunonchi, qaynash va erish, va magnit maydoni ta'siridagi o'ta o'tkazuvchanlikka o'tish holati.

4. Ikkinchi turdagi fazaviy o'tishlarga misol qilib: ma'lum haroratda kristallardagi tuzilmaviy qayta tuzilishlar; qotishmalardagi tartiblilik–tartibsizlik o'tishlar; spinli sistemalar va ferromagnitli metallar va qotishmalardagi ferromagnetik – paramagnetik yoki antiferromagnetik-paramagnetik o'tishlar; signetoelektriklik, o'ta o'tkazuvchanlik va o'ta oquvchanlikning hosil bo'lishini keltirish mumkin.

5. Atomlar kristalni tashkil etib, endi erkin holatda bo'lmaydi va ularning tashqi qobig'larida yetarlicha katta o'zgarish kuzatiladi.

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

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

7. Kristall maydon ta'sirining nazariy tahlili odatda nazariy tahlili odatda nazariy-guruhiy 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.

8. Magnit tartiblangan modda kristallida magnit o'zaro ta'sir ham mavjud bo'ladi; odatda uning qiymati almashinuv o'zaro ta'sirdan kichik bo'lishiga qaramasdan u etarlicha katta rol uynaydi, ya'ni ushbu almashinuv o'zaro ta'sir magnitli anizotropiya hodisasini va ferro- va ferrimagnetiklarning magnitostriksiyasini hamda magnit domenlarga bo'linishini shartlaydi.

9. Lokallashgan magnit momentlar qattiq jismning umumiy magnitlanganligini o'zgartirsa, mikroskopik darajada mavjud bo'lgan magnit tartiblanganlik makroskopik hajmiy magnitlanishga olib keladi va natijada *spontan magnitlanish sodir bo'ladi*.

10. Orientatsiyali fazaviy otishlar nazariyasi asosida MMS larni tadqiq etish fan va texnika uchun muhim bo'lgan parametrlari oldindan berilgan yangi magnetiklarni tayyorlash texnologiyasi uchun katta ahamiyatga egadir.

II-BOB. SHAFFOF FERROMAGNETIKLAR VA KUCHSIZ FERROMAGNETIZM

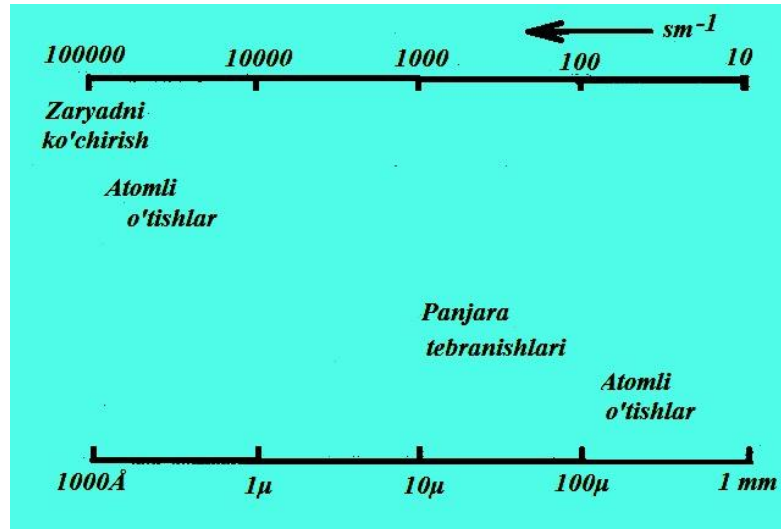
2.1 Shaffof ferromagnetiklar va ularni qo'llash

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.



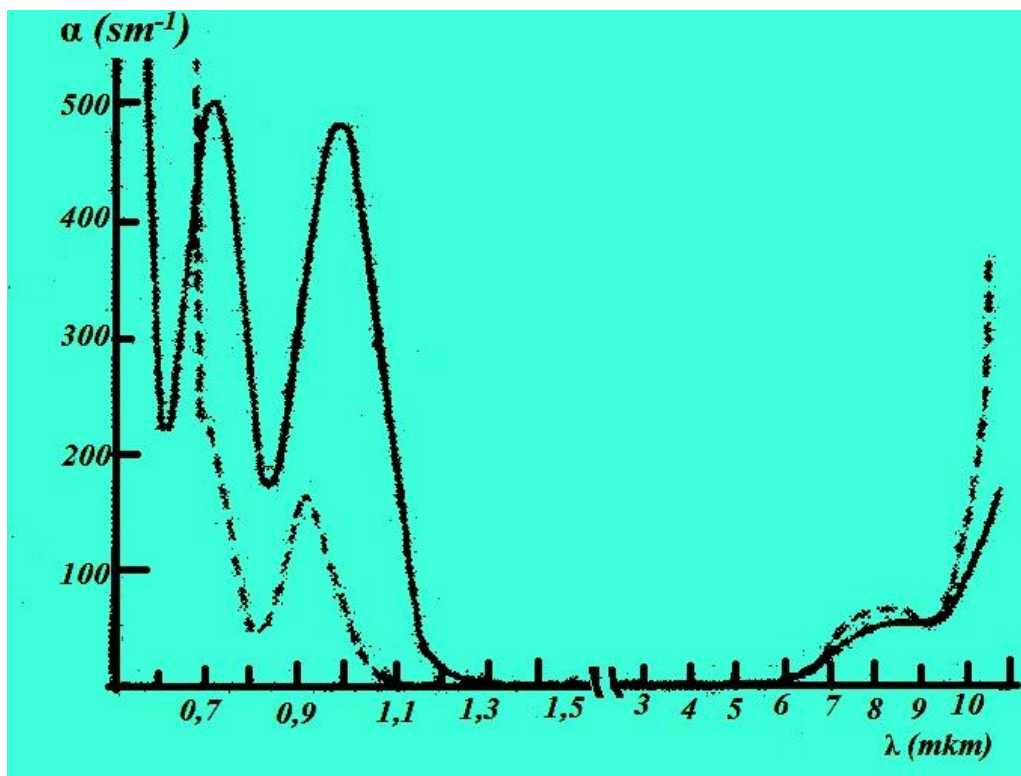
2.1.1-rasm. Ferrit-granat va ortoferritlarda energiyaning yutilish mexanizmi.

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.

2.1.2-rasmda ittriyli 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.

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



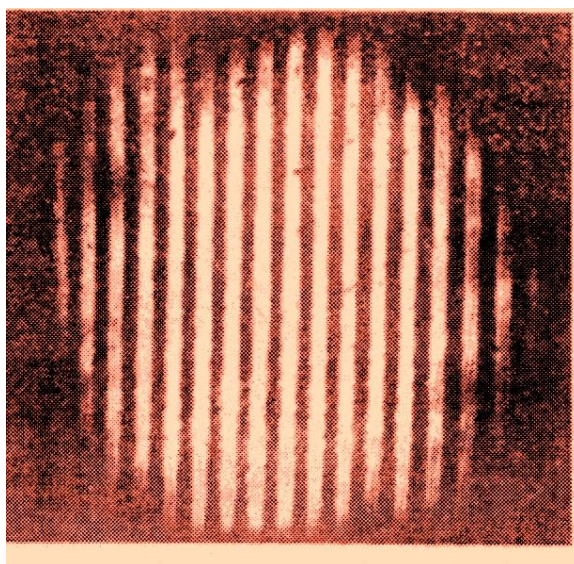
2.1.2-rasm. Ferriit-granatlarda (punktir) va ortoferritlarda (uzluksiz chiziq) yutilish koeffitsientining to'liq uzunligiga bog'lanishi.

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'sirining 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.

Ortoferritlarda Faradey burchagining katta qiymatga tengligi juda kontrast domenli tuzilmalarni olish imkonini beradi. Masalan, $TmFeO_3$ optik o'qqa perpendikulyar qirqilgan plastinka ortoferritlarda qat'iy davriy yo'lakli domenli struktura kuzatiladi (2.1.3-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.



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

Ortoferritlarda xuddi boshqa ferromagnetiklardagidek termomagnit 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 magnitoptik modulyatorning modulyatsiya koeffitsienti chastotaga bog'liq emas, bu esa ularni elektrooptik qurilmalarga nisbatan samarali farq qildiradi, chunki ularda p'ezorezonans sohada chastotali xarakteristikalar juda niteliklidir. Barcha ferromagnetiklar uchun record hisoblangan ishchi chastotaning yuqori chegarasi (100 MHz) ortoferritlar domenli chegaralarning (siljuvchanligi) harakatlanuvchanligi bilan aniqlanadi.

Shuning uchun ham barcha diffraksiya magnitoptik modulyatorlaridan samaralirog'i ortoferritlar asosidagi modulyatorlardir. Ortoferritlar asosidagi magnitoptik qurilmalar hozirgi kunda keng qo'llanilmoqda. Magnitoptik 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 taxnikadagi ahamiyatini e'tiborga olsak, mazkur yo'nalish fizikaning dolzarb yonalishlaridan ekanligi yaqqol namoyon bo'ladi.

2.2. Kuchsiz ferromagnitizm

Ko'pgina antiferromagnetiklarda 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 uchrab 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 ferromagnitizmning hosil bo'lishini ko'ramiz: $2C_3$, $3U_2$, I , $2S_6$, $3\sigma_d$, R .

$2C_3$ - uchinchi 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 strukturadagi ba'zi simmetriya elementlari ko'rsatilgan. Karbonatlarning magnit xossalari

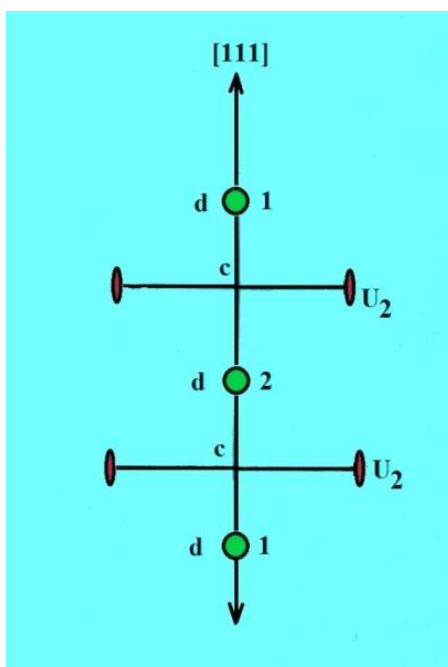
ikkita magnitli panjara ostlari bilan yaxshi ifodalanadi va magnitli elementar yacheyka kristallokimyoviy bilan mos keladi.

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.

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

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.



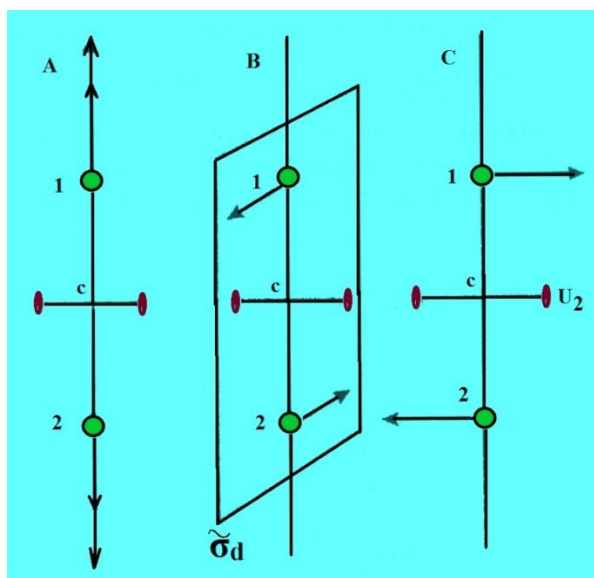
2.2.1- rasm. Karbonatlar $MnCO_3$, $FeCO_3$ va $CoCO_3$ kristallida [111] o'q bo'ylab magnitli (1, 2) ionlarning joylashishi.

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.

A struktura R dan tashqari fazoviy kristallografik 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 $\vec{m} = \vec{m}_\perp + \vec{m}_\parallel$ 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.

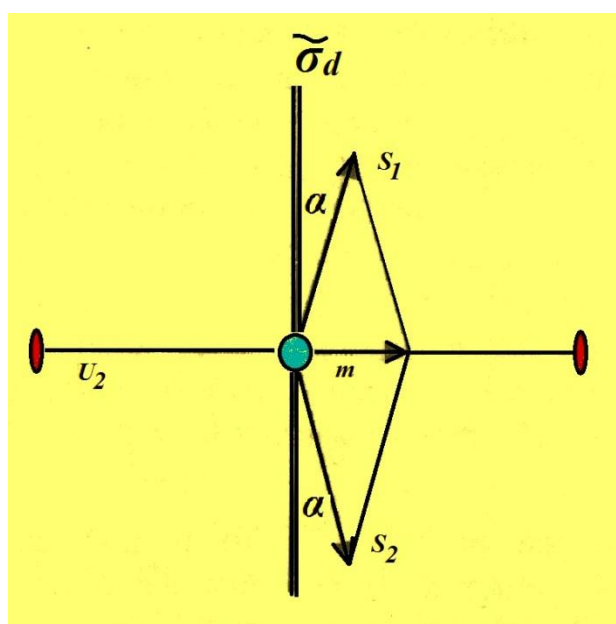


2.2.2-rasm. $3d$ -metallar karbonatlari $FeCO_3$, $MnCO_3$ va $CoCO_3$ lar magnitli panjara ostilari magnitlanishlarining uchta bo'lishi mumkin bo'lgan orientatsiyalari.

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.

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 $\alpha-Fe_2O_3$ gematit xizmat qilishi mumkin.

Harorat 250 K bo'lganda gematitda magnitli spinorientatsiyali fazoviy o'tish o'rinli b'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 ferromagnitizm 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.



2.2.3-rasm. Kuchsiz ferromagnetizmli 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.

Simmetriyalik tasavvuri kuchsiz ferromagnetizmning paydo bo'lishi mumkinligini umumiy shartlarini o'rnatishda imkoniyat beradi. Kristolografik 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 ferromagnitizm 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'lmaslik 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 kristollografik fazoviy guruhida mavjud bo'lsa. Ushbu umumiy xulosadan kelib chiqadiki, kuchsiz ferromagnitizmning mavjud bo'lishi uchun quyidagilar zarur bo'ladi:

- Kristallografik va magnitli elementar yacheykalar mos kelishi kerak;
- 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 qaralganda \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{I} ning ishorasi o'zgaradi, \vec{m} o'zgaras 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 parallel 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 simmetriyasining 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 $\vec{l} = 0$ va $\vec{m} = 0$ mos keladi. Haroratning pasayishi bilan A kamayadi, fazoviy o'tish nuqtasida nolga aylanadi va keyinchalik manfiy bo'ladi. Bunda agar d koeffitsientli hadni e'tiborga olmasak va agar $B > 0$ bo'lsa, fazoviy o'tish nuqtasida va ancha past haroratlarda, unda bu antiferromagnitlikning 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'zgarmas holdida \vec{m} komponentalar bo'yicha Φ ni minimumlashtirish quyidagi tenglamalarga olib keladi:

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

Ushbu tenglamalarning yechimi ikki turdagi magnit tartiblanishiga olib keladi:

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

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 martta kichik, magnitli o'zaro ta'sir almashinuvdan shuncha martta 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:

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

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

(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 χ_{\perp} ning oshishi o'rinli bo'ladi va Neel nuqtasida kompensatsiyalangan antiferromagnitlikdan farqli χ_{\perp} ning ko'p hollarda katta bo'lgan o'tkir maksimumi kuzatiladi.

2.3. Magnit maydoni ta'siridagi spin- oriyentatsiyali 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 srukturaning 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 ferromagnitliklarga 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

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

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

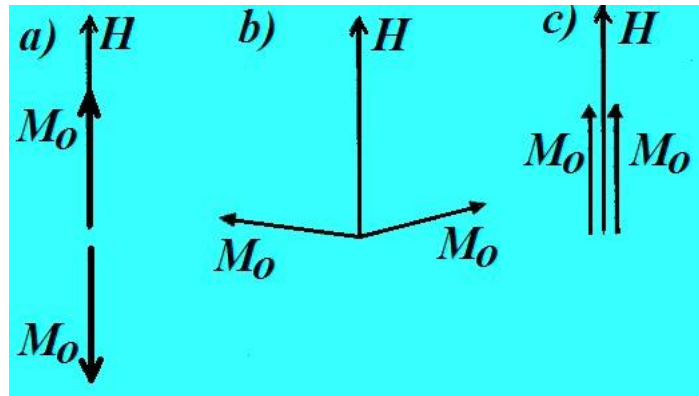
(2.3.3) tenglamaning (2.3.4) shart bajarilgandagi yechimi $\theta = 0$ hisoblanadi, bu esa quyidagi holda bo'ladi:

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

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 magnetlanuvchanliklarini qayta orientatsiyalash uchun kritik maydon hisoblanadi (magnetlanuvchanlikni uyog'dan bu yog'ga tashlanishi- "spin-flop", 2.3.1b)-rasm)



2.3.1- rasm. H magnet maydonida bir o'qli antiferromagnitik panjara osti magnetlanuvchanligini o'zaro orientatsiyasi.

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

Agar M_o deb panjara ostining magnetlanuvchanligini 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 $H_a = \frac{2K}{M_o}$ ga teng. Agar endi $\chi_{\perp} \gg \chi_{\parallel}$ deb qabul qilsak, unda χ_{\perp} va κ ni ularga mos ravishdagi effektiv maydon orqali ifodalar bilan almashtirib, quyidagi ifodani olamiz:

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

sifatida ortorombik antiferromagnetik $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ (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 noshishi 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.

II bob bo'yicha xulosa

1. Shaffof ferromagnet 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 qurilmalarda qo'llanilmoqda.

2. Shaffof ferromagnetiklarni imkoniyatlaridan yanada kengroq foydalanish va yangi xususiyatlarini aniqlash maqsadida bunday moddalarni ham nazariy, ham amaliy chuqur va keng tadqiq etish talab etiladi.

3. Shaffof ferromagnetiklarning 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. Ferrit-granat va ortoferritlarda energiyaning yutilish mexanizmi analiz qilinganda, ulardagi 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.

5. Kuchsiz ferromagnitizm faqat quyidagi hollarda bo'lishi mumkin; agar antiferromagnit struktura barcha panjara translyatsiyalari va simmetriya markazlariga nisbatan juft bo'lsa, agar bu kristallning kristollografik fazoviy guruhida mavjud bo'lsa. Ushbu umumiy xulosadan kelib chiqadiki, kuchsiz ferromagnitizmning mavjud bo'lishi uchun quyidagilar zarur bo'ladi:

- Kristallografik va magnitli elementar yacheykalar mos kelishi kerak;
- 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.

6. Landau va Lifshitsning ikkinchi tur fazoviy o'tishlar nazariyasiga asoslangan kuchsiz ferromagnitizmi fenomenologik ko'rib chiqish juda samarali bo'lar ekan.

7. 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.

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'zgarimas φ burchakka o'zgaradi, shu vaqtning o'zida kristall panjara davri oralig'idagi translyastiya boshqa yo'nalishlar bo'yicha magnit moment yo'nalishini o'zgarimas 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'sirdir. 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 $MnF_2 \cdot Zn$ 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.

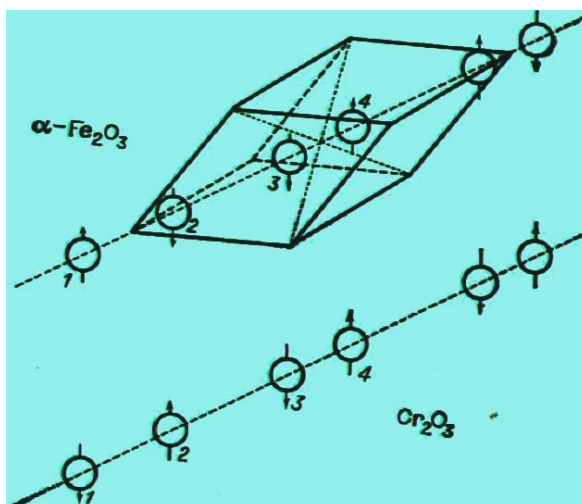
Bunday "kuchsiz" ferromagnetizmning paydo bo'lishini birinchi bo'lib Dzyaloshinskiy to'g'ri tushuntiradi. U parzitlar yoki kristallning mukammal emasligi bilan bog'liq bo'lmagan moddani o'zining kristall simmetriyasining

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 ferromagnitizm 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 ferromagnitizmning hosil bo'lishi haqida gap borsa* magnit momentlarining turlicha joylashishi keltirilgan moddalarning o'zini turlicha tutishining ichki sababidir.

Nazariya ikki bosqichdan iborat: birinchisi spontan ferromagnit momentining mavjud bo'lishi kristall simmetriyasiga va magnitli strukturasi qanday cheklanishlarni qo'yadi degan savolga javob topish bo'lsa; ikkinchisi esa kuchsiz ferromagnit magnit holati haqidagi masalani termodinamik yechishdan iborat. Biz bilamizki, har qanday kristallni nuqtaviy simmetriya guruh nomi bilan xarakterlaydigan 32 ta kristallografik sinfnig 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 yana bir magnit momenti vektori yo'nalishini teskarisiga o'zgartiruvchi R

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

elementni kiritish kerak**. Natijada kristalografik sinflar soni yana 58 taga oshadi. Agar boshlang'ich antiferromagnitli magnet 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 (Sr_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 magnet 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 kristalografik sinflarni ikki guruhga ajratish mumkin: R ni xuddi mustaqil elementdek, tarkibida saqlaydigan sinflar va tarkibida R ni umuman saqlamaydigan, yoki uni faqat boshqa elementlar bilan

** Agar magnet 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.

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.

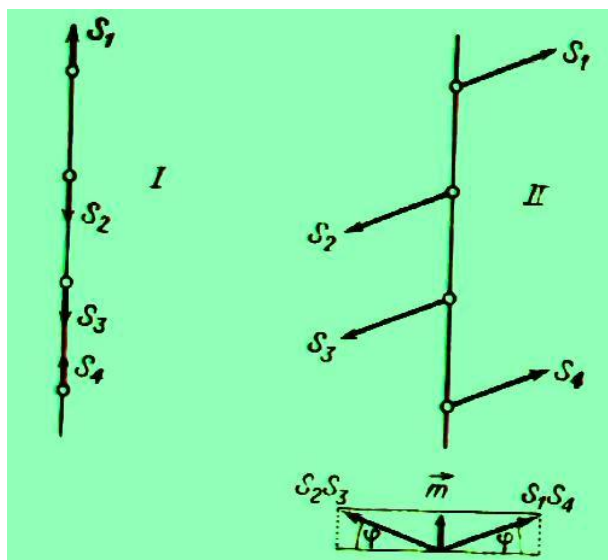
$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ dagi dastlabki antiferromagnitli tartiblanish haroratga bog’liq. Harorat $T < 262\text{ K}$ bo’lganda spinlar $[111]$ yo’nalishga paralleldir, harorat 250 dan 950 K gacha oshganda ular (111) tekislikda yotadi. Mayli, I birinchi, past haroratlarda turg’un tuzilmani, II esa – 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***.

*** 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.

Nazariyaning ikkinchi bosqichi sinflar nokollinearligini paydo bo'lishi bilan bog'liq bo'lgan magnet 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 yechdi. 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 - magnetli 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 ($\alpha-Fe_2O_3$) dagi magnetli tuzilma. I - harorat $T < 262$ K bo'lganda; II - harorat 250 dan 950 K gacha bo'lganda.

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 magnetli - 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 struktura tajribada kuzatilishi

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) magnitoptik 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].

Magnitoptik 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:

$$I = I_1 [\cos^2 \chi - \sin 2\xi \sin 2(\xi - \chi) \sin^2 (\delta/2)]. \quad (3.2.1)$$

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 magnitoptik 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 (3.2.1) ifodadagi trigonometrik funkstiyalarni qatorga yoyib, δ va Θ qo'shiluvchilari bo'lgan faqat birinchilari bilan chegaralanib, quyidagi ko'rinishdagi ifodani olamiz:

$$I \approx I_1 [\cos^2 \Delta + \Theta \sin 2\Delta + \sin^2(\delta/2) \sin 2\xi \sin 2(\xi - \Delta)]. \quad (3.2.2)$$

mazkur ifodadan ko'rinadiki, agar kristallning lokal sohalari magnitooptik effektlarning katta-kichikligi bilan farq qilsa (ya'ni Θ va δ kattaliklar fazoviy koordinatalar funkstiyalaridir), 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 m vektorning proekstiyasining 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, (3.2.2) dagi uchinchi qo'shiluvchini

hisobga olmasdan ($\Theta \gg \sin^2 \delta/2$) deb hisoblab) intensivlik I quyidagi ko'rinishda tasavvur etish mumkin:

$$I(\varphi) = I_1 [\cos^2 \Delta + Q \sin 2(\varphi - \Delta/2 + \varphi_1) + R \cos(\varphi + \varphi_0) + S \cos 3(\varphi + \varphi_1)], \quad (3.2.3)$$

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'yлама 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{H} 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 $\mathbf{m}_{//} // \mathbf{H}$ 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, 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 metodi yordamida C_2 o'qlarning orientastiyasi aniqlanishi mumkin.

3.2.1-rasmdan ko'rinadiki, namuna regulyar ikki qatlamli DC ga ega. Yuqoridagi domenli qatlam $0,3 - 0,5$ 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 konfiguratsiya ham ega, biroq domenli chegaralar boshqa C_2^2 o'q bo'ylab yo'nalgan.

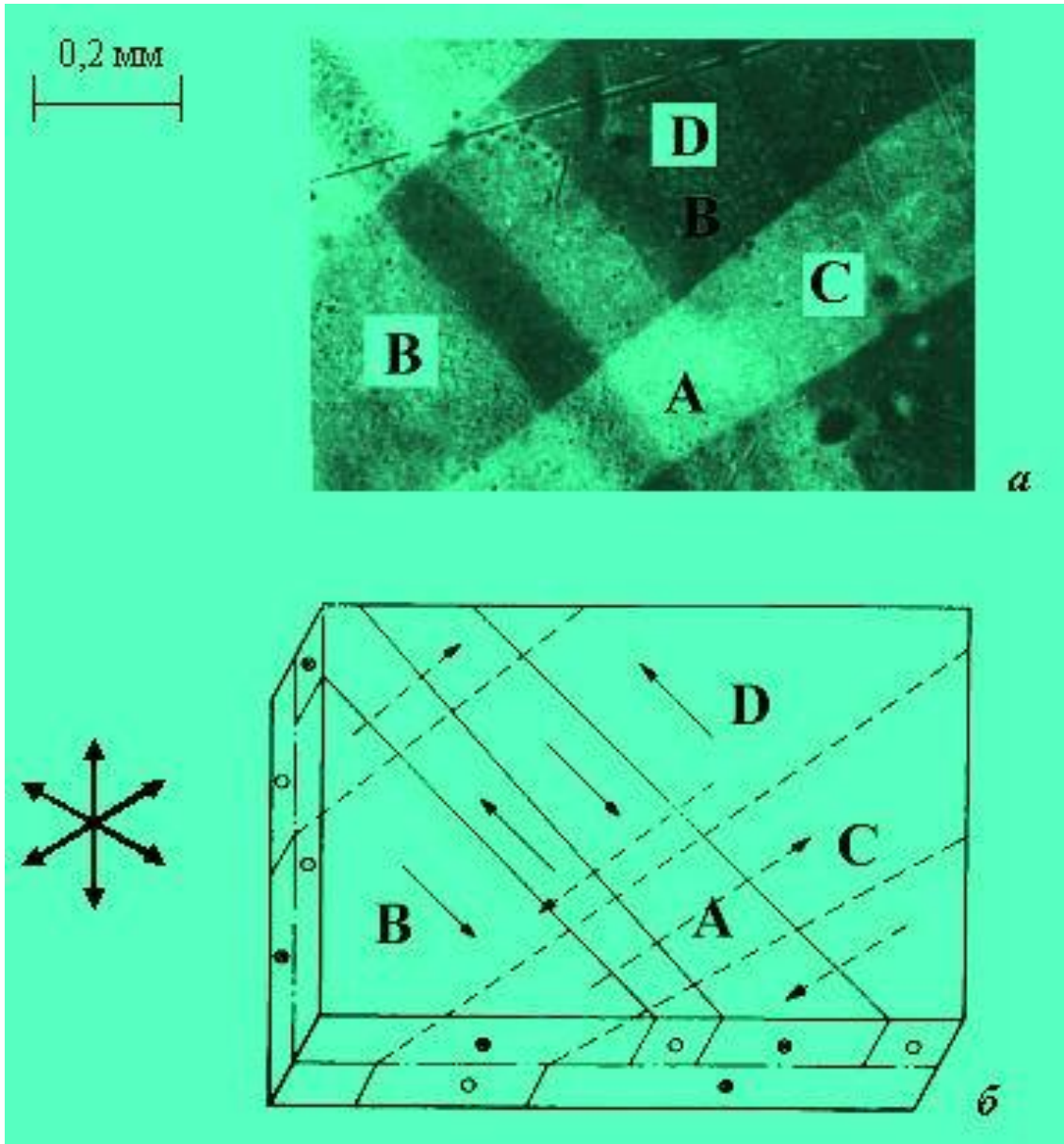
Barcha o'lchovlar namunaning optik shaffoflik sohasida yoki (bunda yorug'lik manbai sifatida nakallanuvchi lampa foydalanilgan va mos ravishdagi $\lambda \sim 0,5$ mkm to'lqin uzunligidagi yorug'likni o'tkazadigan shisha svetofiltr), yoki to'lqin uzunligi $\lambda = 0,63$ mkm bo'lgan LG – 126 markadagi 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 Г3-118 tovush generatoridan amalga oshirildi, o'zgaruvchan kuchlanish (chastotasi $f = 1,1$ 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].

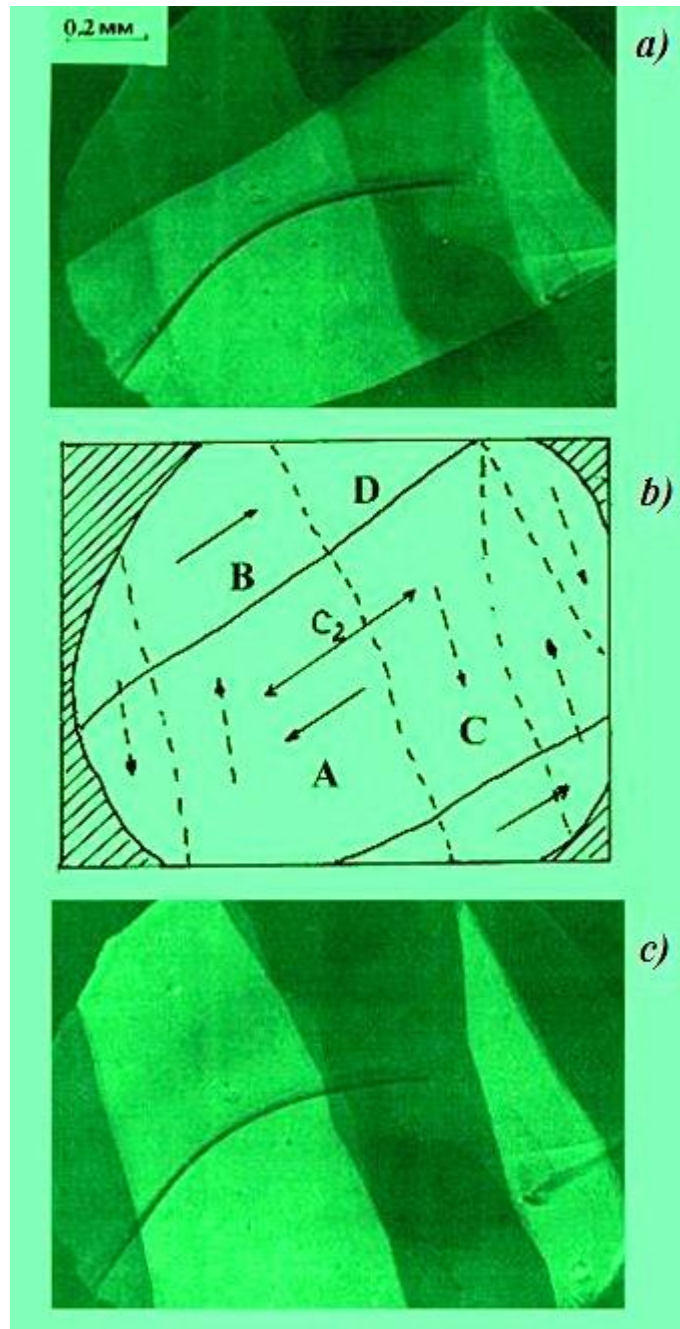
3.2.2-rasmning (a) sida polyarizator va analizatorning yorug'lik o'tkazish o'qlari orasidagi burchak $\sim 95^\circ$, ya'ni kuchsiz ayqashtirilganda har ikkala domenlar qatlami yaxshi ko'rinadi. Agar kuzatish $\sim 90^\circ$ bo'lsa faqat bitta qatlamga tegishli domenlarni kuzatish mumkin (v) [14].

Namunaning bitta va uchta nuqtasidan mexanik kuchlanish ta'sir etganda undagi domenlarning strukturasi va ularni ifodalovchi modellar kuchsiz

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



3.2.1 -rasm. FeBO_3 kristalli magnet domenlarining tasviri (a) va kuzatiladigan magnet domenlaridagi spontan magnetlanish 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'qlarning yo'nalishi ko'rsatilgan.



3.2.2-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.

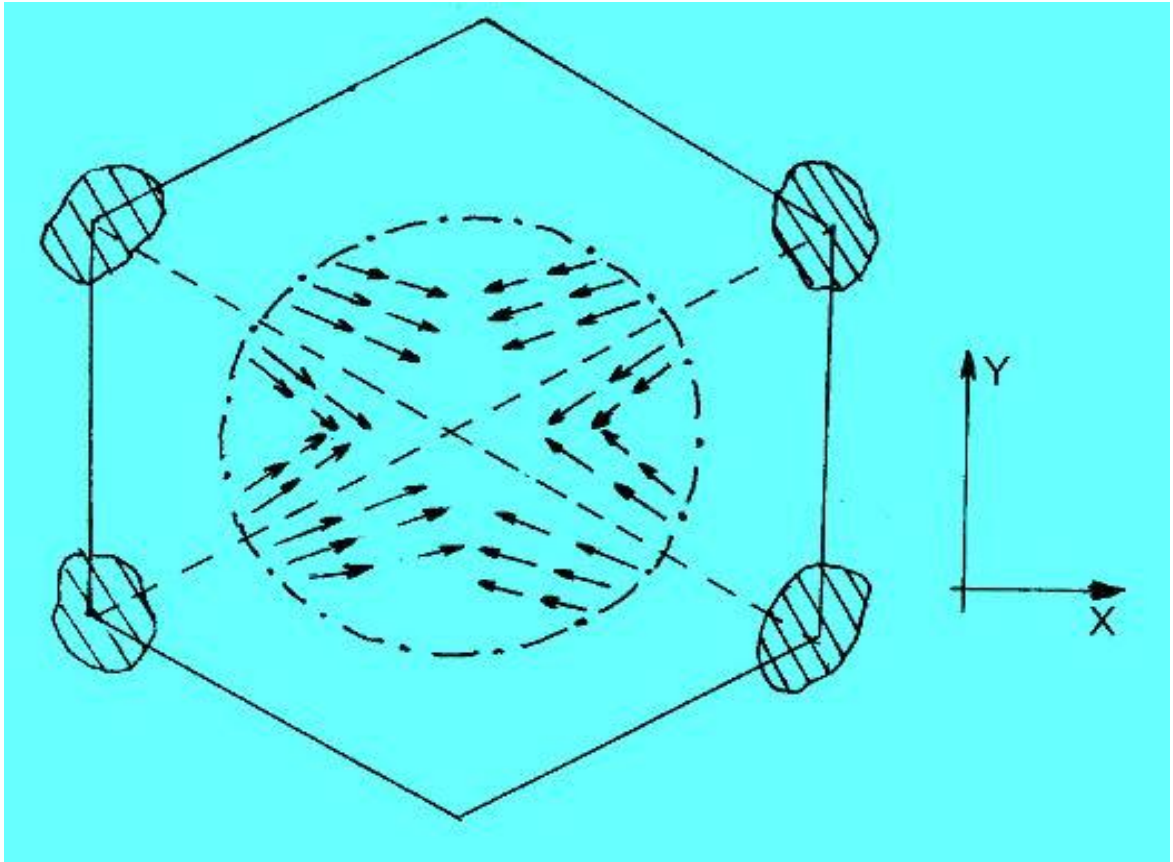
ferromagnetiklar uchun qator ishlarda ko'rilgan. Ushbu ishlardan ko'rinadiki, domenlarning strukturaviy tuzilishi modulyastiyalangan magnitli ekanligi hamda ularning harorat, magnit maydoni, mexanik ta'sir va yorug'likning ta'siri ostidagi o'zgarishlari kuzatilgan bo'lib, ularni ifdalash uchun sxematik 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.

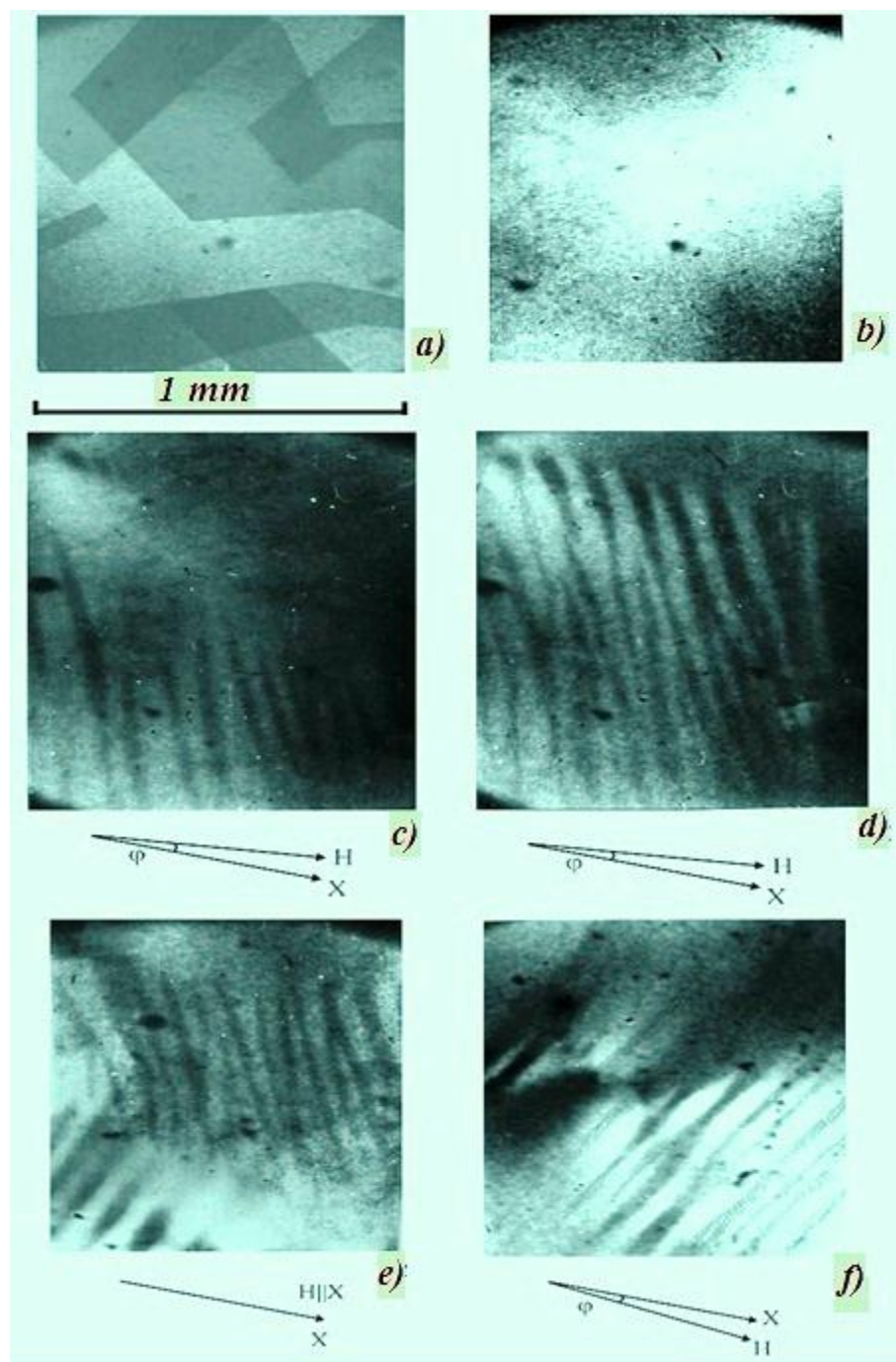
3.2.2-rasmda xona haroratida, magnitsizlangan holatda olingan $FeBO_3$ kristalli namunasining markaziy qismidagi domenli strukturaning tasviri (a, v) va domenli strukturada kuzatiladigan m kuchsiz ferromagnetizm vektorining afzal orientastiyasi (b), uzluksiz chiziqlar va uzluksiz strelkalar bilan mos ravishdagi domenli chegaralar va m vektor yo'nalishlari yuqori domenli qatlamda, punktir chiziqlar - o'shaning o'zi pastki domenli qatlamda, ikkilangan strelkalar 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 - $N = 8$ E; v – $N = 10$ E; g – $N = 12$ E; d, e - $N = 13$ E va harorat $T=80$ K haroratda qutblangan yorug'likda, turli kuchlanishlar va magnit maydonining kristall bazisli tekisligining orientastiyasida kleylangan $FeBO_3$ ning tasviri 3.2.3-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.



3.2.3-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).



3.2.4-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.

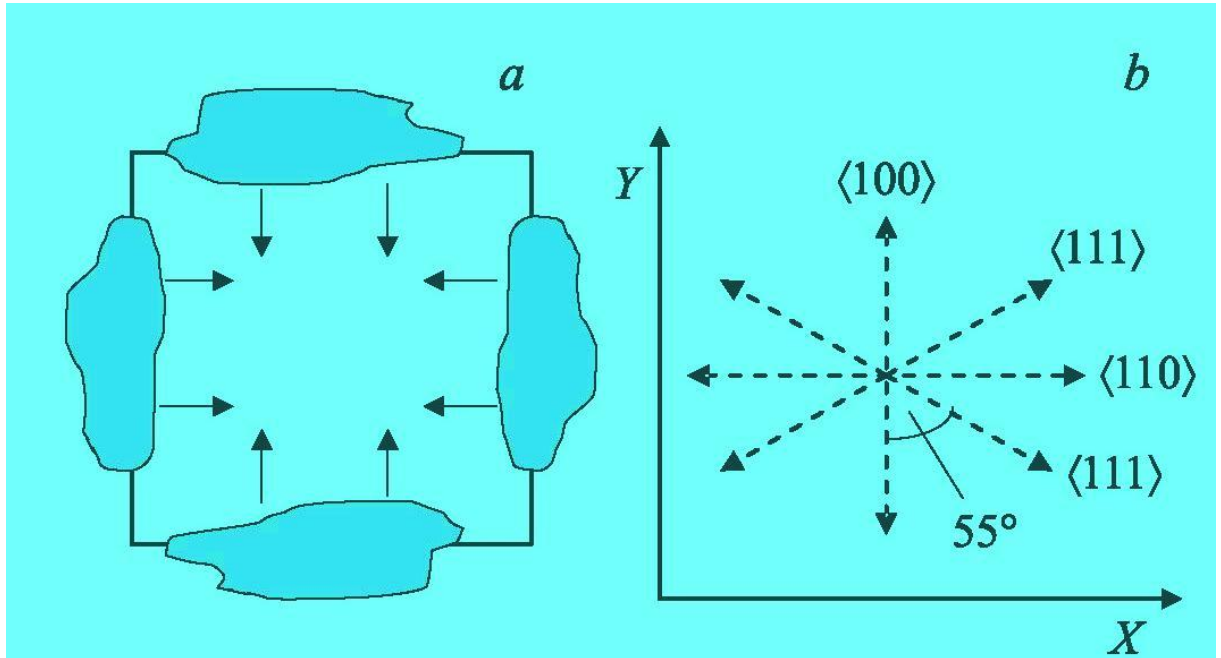
Ushbu keltirilgan tadqiqot natijalari asosida olingan tasvirlardan ko'rinadiki MMS lar moddaning qanday sharoitda joylashganiga va qanday holatda bo'lishi hamda tashqi ta'sirlarga sezgir ekan. Bu kuzatilgan xossalardan esa amaliy yo'nalishda foydalanish mumkin.

3.3. Ferrit-granatlarda modulyastiyalangan magnitli strukturalar

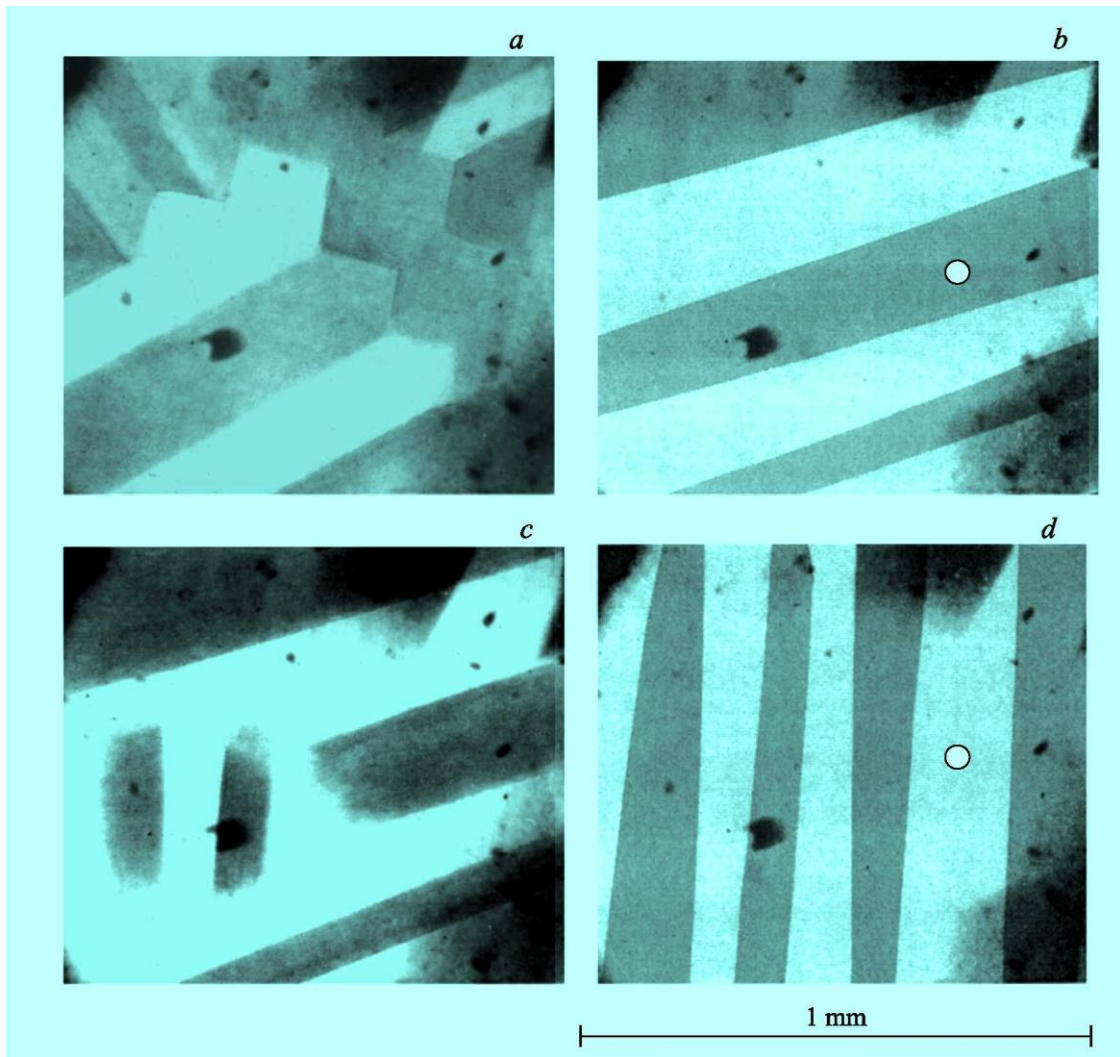
Magnitooptik usul yordamida kubsimon ferromagnetik $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$ ning domenli strukturasidagi o'zgarish, spontan orientastiyali fazaviy o'tish (OFO') haroratlari sohasida tadqiq etilgani, past va yuqori haroratli magnit fazalarga ega bo'lgan domenlarning birgalikda mavjudligi qator ishlarda kuzatilgan. Ma'lum bir haroratlarda oralig'ida OFO' ning cho'zilganligi, qayta orientastiyalanish haroratlari sohasida domenli konfigurastiya evolyustiya xarakteri jiddiy ravishda kristalda mavjud mexanik kuchlarishga bog'liqligi aniqlash imkoniyatini berdi. Tajribada olingan natijalarning 3.3.1-rasm va 3.3.2-rasmlarda keltirilgani kubsimon kristall uchun mavjud bo'lgan OFP nazariyasi doirasida amalga oshirilishi mumkin ekan [23-27].

3.3.1-rasmning (a) sida tadqiq etilgan namunaning sxematik tasviri keltirilgan bo'lib, unda namunaning shaybaga yelimplangan 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].

Tadqiq etilgan namunaning turli haroratlarda olingan domenli strukturasining tasvirlari 3.3.2-rasmda keltirilgan. Unda a - harorat $85 K$ va kuchlanish ta'sir etmagan holdagi namunaning domenli strukturasini. b - $100 K$, c - $93 K$, 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



3.3.1-rasm. a) Tadqiq etilgan $Ho_{0,6}Y_{2,4}Fe_5O_{12}$ 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 (XY tekisligi mikroskopning fokal tekisligi) va namuna tekisligidagi asosiy kristallografik yo'nalishlar (shtrixlangan strelkalar).

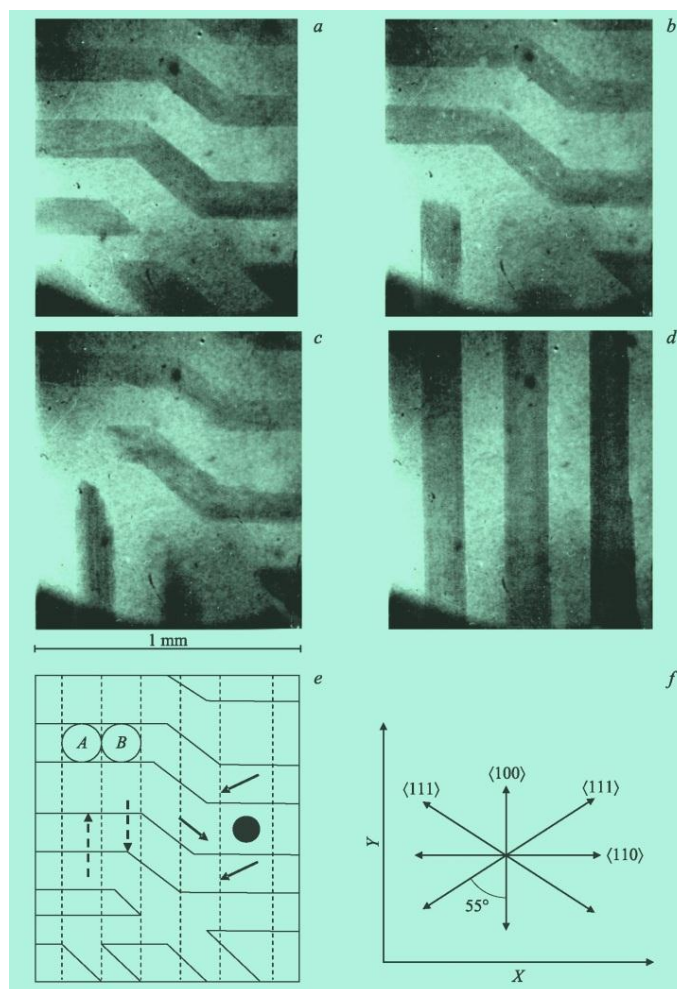


3.3.2-rasm. Turli haroratlarda olingan tadqiq etilgan $Ho_{0,6}Y_{2,4}Fe_5O_{12}$ tarkibdagi namunaning domenli struktura tasvirlari: *a* - 85 K («kuchlanish ta'sir etmagan» namuna), *b* - 100 K, *s* - 93 K, *d* - 90 K. Namuna o'rtacha domenli chegaralar yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida,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

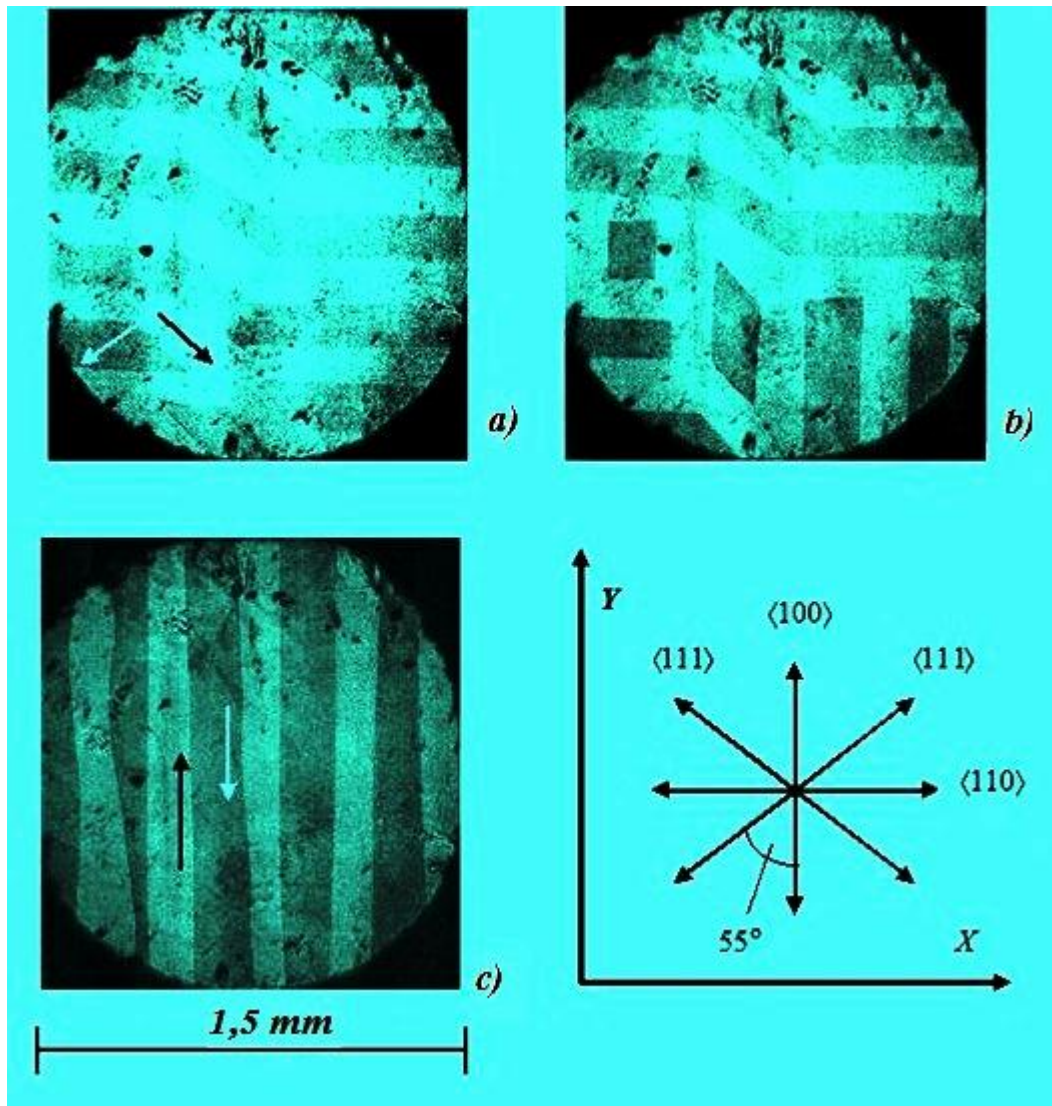
$\sim 20^\circ$ burchakka burilgan va Faradey effekti tadqiq etilganda lazer nurlari fokuslangan namunaning sirtidagi nuqtasi aylana bilan belgilangan.

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 3.3.3-rasmda keltirilgan. Ushbu rasmning (*e*) sida - namunaning o'zini tuta olgan holatdagi, ya'ni realizastiyalangan muvozanatdagi domenli konfigurastiyasining 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 $T=85$ 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 dislokastiya ko'rinishida namoyon bo'ladigan kichik burchakli donalar orasidagi chegaralari bo'lgan (110) 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.



3.3.3-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 qaram-qarshi tomonga buriladigan qismi. f - bosh kristallografik yo'nalishlarning namuna tekisligida va laboratoriya koordinatalar sistemasidagi orientastiyasi (Tekislik XY - mikroskopning fokal tekisligi).



3.3.4-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).

Turli haroratlarda va magnit maydoni bo'lmaganda tadqiq etilgan $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$ tarkibdagi namunaning domenli strukturasi tasviri 3.3.4-rasmda keltirilgan. $a - 290$ K, $b - 129$ K, $v - 120$ 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].

Tadqiqotlar shuni ko'rsatdiki, mavjud bo'lgan orientastiyali fazoviy o'tishlar nazariya $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$ namunaning domenli strukturasi 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.

III bob bo'yicha xulosa

1. Modulyastiyalangan magnitli struktura (MMS) ni xuddi xususiy holda tartiblanish-kristallning hajmi bo'yicha oddiy bir jinsli magnit strukturalarning fazoviy modulyastiyasi- ferromagnitli yoki antiferromagnitli deb qaraladi.

2. 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 foydalaniladi.

3. 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.

4. 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.

5. Magnitoptik usul yordamida kubsimon ferromagnetik $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$ ning domenli strukturasi o'zgarish, spontan orientastiyali fazaviy o'tish (OFO') haroratlari sohasida tadqiq etilgani, past va yuqori haroratli magnit fazalarga ega bo'lgan domenlarning birgalikda mavjudligi, ma'lum bir haroratlar oralig'ida OFO' ning cho'zilganligi, qayta orientastiyalanish haroratlar sohasida domenli konfiguratsiya evolyutsiya xarakteri jiddiy ravishda kristalda mavjud mexanik kuchlanishga bog'liqligi aniqlandi.

6. Turlicha orientastiyali 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.

XULOSA

1. Modulyastiyalangan magnitli strukturalar magnetikning magnit, optik, magnitoptik va uni tashkil etuvchi elementlar hamda tuzilishi bilan bog'liqligi asoslandi.

2. Modulyastiyalangan magnitli strukturalar hosil bo'lishining negizida turuvchi moddalar magnitlanishining fizikaviy asoslari va ularni kuzatishning fizikaviy asoslari o'rganilib, aniq magnit namunalarda mazkur strukturalarning ko'rinishini keltirildi.

3. Magnitli tartiblangan kristallar va ularda kechadigan magnitlanish jarayoni, magnitli fazaviy o'tishlar va modulyastiyalangan magnitli strukturalar hamda orientastiyali fazaviy o'tishlarning fizikaviy asoslari hamda magnetiklarning domenli strukturasi kuzatish va magnit momentini aniqlash usullari bilan tanishildi; nodir er elementli - $Tb_{0,26}Y_{2,74}Fe_5O_{12}$, $Ho_3Fe_5O_{12}$, $Ho_{0,6}Y_{2,4}Fe_5O_{12}$, $Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe_5O_{12}$. ferrit-granatlar va kuchsiz ferromagnetiklardagi

modulyastiyalangan magnitli struktural orientatsiyali magnitli fazaviy o'tishlar nazariyasi nuqtai nazardan o'rganilib, tahlil qilindi va xulosalar tayyorlandi.

4. Mazkur ishdagi tadqiqot natijalari o'rganilgan namunalar sinfiga mansub magnetiklarda magnit tartibning fazoviy modulyastiyasiga olib keluvchi asosiy mexanizmlarning fizikaviy tasavvurini kengaytiradi.

5. Bir jinsli magnit holatidan modulyastiyalanganiga fazaviy o'tishlar orasida muhitning magnit holati uchun mas'ul, asosiy o'zaro ta'sirlarning (almashinuv, dipol-dipolli, magnitoanizotrop va h.k.) fazoviy bir jinsli emasligi bilan bog'liq bo'lgan muhitda tasodifiy maydonning bo'lishi natijasida hosil bo'lgan o'tishlarni ajratib olish qabul qilinganligi asoslandi.

6. Tadqiqotlar shuni ko'rsatdiki, mavjud bo'lgan orientatsiyali 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 orientatsiyalanishga namunaning kristallografik mexanik kuchlanishi sezilarli ta'sir qilar ekan.

7. Bajarilgan ilmiy tadqiqot ishining nazariy va amaliy ahamiyati uning davlat tomonidan qabul qilingan sakkizta ustvor tadqiqot yo'nalishlar hamda Buxoro davlat universitetida bajarilishi 2012-2016 yillarga mo'ljallangan «O'ta o'tkazgichlar va magnit materiallaridagi kuchli-korrelyastiyali o'zaro ta'sirlar va ularning kritik parametrlari» nomli F2-FA-0-83921/F2-FA-F0383 raqamli fundamental yo'nalishdagi davlat granti bilan bog'liq ligidir.

8. Magistrlik dissertastiyasining natijalari uslubiy ahamiyatga ham egadir, chunki keltirilgan ma'lumotlar bakalavriatura va magistratura bosqichlarida ta'lim olayotgan talabalarga mutaxassislik fanlarini o'zlashtirishda yordam beradi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2012 yil 24 iyuldagi «Oliy malakali ilmiy va ilmiy-pedagog kadrlar tayyorlash va attestatsiyadan o'tkazish tizimini yanada takomillashtirish to'g'risida»gi PF-4456-sonli Farmoni
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., «Квантовая механика (нерелятивистская теория)»// М.: «Физ-матлит», 2004, 342 стр.
3. Блохинцев Д.И., «Основы квантовой механики»// М.: «Наука», 1976, 486 стр.
4. В.Ф.Елесин, В.А.Кашурников Физика фазовых переходов.//Московский инженерно-физический институт (технический университет), 1997, 180 стр.
5. В.А.Боков Физика магнетиков.//Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 2012, 154 стр.
6. Белов К.П. Редкоземельные магнитные материалы//УФН,- 1972.-Т.106.- В.2. - С.365-369.
7. Белов К.П. Редкоземельные магнетики и их применение. - М: «Наука», 1980. - 239с.
8. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. - М: «Мир», 1976. - 353с.
9. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах.//М.: Наука, 1985, 294 стр.
10. Изюмов Ю.А. Модулированные, или длиннопериодические, магнитные структуры кристаллов.//УФН. – 1984. – Т. 144. – В.3. – С. 439 – 474.
11. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках.//М.: Наука, 1979, 320 стр.
12. Звездин А.К., Пятаков А.П. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках. // УФН. – Москва, 2004. – Т. 174. – №.4. – С. 465 – 470.

13. 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.
14. Чечерников В.И. Магнитные измерения. - М.: МГУ, 1969. - 387 с.
15. Шарипов М.З. Влияние механических напряжений на доменную структуру и процесс намагничивания бората железа. Диссер....канд. физ. – мат. наук. – Самарканд, 2009. – 110 с.
16. Еляшевич М.А. Спектры редких земель. - М: Гостехиздат, 1953. - 456с.
17. Херд К.М. Многообразие видов магнитного упорядочения в Твердых телах // УФН. – 1984. – Т.142. – В.2. – С. 331 – 355
18. Д.Р.Джураев, Л.Н.Ниязов, Л.Хайдарова Магнетизм, магнитооптика ва ферритлар ҳақида баъзи масалалар // Тошкент, ДИЗАЙН-ПРЕСС, 2012 йил, 104 бет.
19. Азаматов З.Т., Караев А.Т., Соколов Б.Ю., Федоров Ю.М. Модулированная магнитная структура слабого ферромагнетика $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$ // ЖТФ. – 2001. – Т.71. – В.3. – С.84 – 87.
20. 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.
21. 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.
22. 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.
23. С.Р.Бойдедаев, Д.Р.Джураев, Б.Ю.Соколов, Ш.Ш.Файзиев Фотоиндуцированное изменение пространственной модуляции

- магнитного порядка монокристалла FeVO_3 : Mg//Известия высших заведений. Физика 2011, Том 54, №2, С.38-45.
24. 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, 2012, том 57, № 5, С. 531-537
25. Л.Н.Ниязов, Б.Ю. Соколов Магнитный ориентационный фазовый переход в двухосно-напряженном монокристалле $\text{Ho}_{0.6}\text{Y}_{2.4}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ //Физика Твердого тела, Россия, 2012, том 54, вып.6, С. 1106-1111
26. Л.Н.Ниязов, Б.Ю.Соколов, М.З. Шарипов Особенности спонтанной переориентации магнитного момента в тонкой монокристаллической пластинке феррита-граната $\text{Tb}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ //Физика Твердого тела, Россия, 2012, том 54, вып.9, С. 1695-1700.
27. 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.
28. 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:

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