

9. Богданов А.Н., Яблонский Д.А. К теории доменной структуры ферромагнетиков //ФТТ. – 1980. – Т.22. – №3. – С. 680-687.

10. Барьяхтар В.Г., Богданов А.Н., Яблонский Д.А. Доменная структура ферритов в окрестности температуры компенсации //ФТТ. – 1986. – Т.28. – №1. – С. 87-94.

11. Фарзтдинов М.М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. – М.: Наука, – 1981. – 155 с.

УДК: 538.1:548

**КУЧСИЗ ФЕРРОМАГНЕТИКЛАРДА АРАЛАШМА ҚЎШИЛГАНДА  
СОДИР БЎЛАДИГАН ЎЗГАРИШЛАР**

**ИЗМЕНЕНИЯ ПРОИСХОДЯЩИЕ ПРИ ДОБАВЛЕНИИ ПРИМЕСА  
СЛАБЫМ ФЕРРОМАГНЕТИКАМ**

**CHANGES OCCURRING IN FERROMAGNETS BY ADDING SOME MIXTURE**

**Файзиев Шахобиддин Шавкатович**  
БухДУ физика каф. ўқит., физ.-мат.ф.ф.д.,  
**Йўлдошева Нилуфар Бахтиёрвна**  
БухДУ физика каф. магис.

**Аннотация.** Мазкур мақола кучсиз ферромагнетик бўлган темир-боратга магний диамагнит аралашма критилганда содир бўладиган физикавий жараёнларнинг ташиқи таъсирлар натижасидаги ўзгаришини ўрганишга бағишланган.

**Таянч сўзлар:** доменли тузилма, модуляцияланган магнитли тузилма, модуляцияланган магнитли чизиқли иккиланган нурсиниш.

**Аннотация.** Данная статья посвящена изучению физических процессов происходящих в слабом ферромагнетике железо-борат с примесью диамагнитного магния под внешним воздействием.

**Ключевые слова:** Доменная структура, модулированная магнитная структура, магнитное линейное двулучепреломление.

**Annotation.** This paper is devoted to study of physical processes occurring in weak ferromagnetics iron - borate doped diamagnetic magnesium under external influence.

**Key words:** domain structure, modulated magnetic structure, linear magnetic birefracting rays.

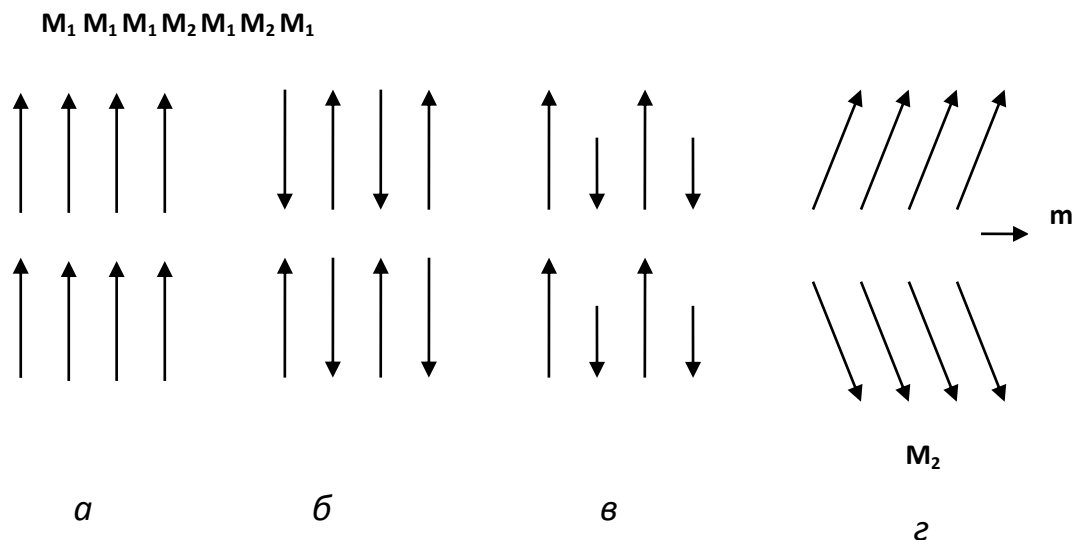
**Кириш.** Физика фанининг кўплаб йўналишларга бўлиниши содир бўлаётган ҳозирги кунда турли физикавий йўналишларни умумлаштирувчи ғоя ва тасаввурлар муҳим ўрин тутаяди. Бундай синтезловчи тасаввурларга мисол тариқасида фазавий ўтишлар билан боғлиқ илмий ғояларни келтириш мумкин. Фазавий ўтишлар ҳақидаги ғоялар нафақат замонавий физиканинг турли соҳаларида муваффақиятли қўлланилмоқда, балки биология, кимё, геология ва ҳаттоки иқтисодиёт ва бошқа ижтимоий фанларда ҳам фойдаланилмоқда.

Фазавий ўтишлар конденсирланган ҳолат физикасининг анъанавий тадқиқот предмети бўлиб, магнит тартибланган кристаллар ушбу тадқиқотларнинг мумтоз объекти эканлиги маълум. Охириги 50 йилдан бери тартибли-бетартиб (Кюри ёки Неел нуқталари яқинида ферро – ёки антиферромагнитли ҳолатлардан парамагнитли ҳолатга ўтишларга) магнитли фазавий ўтишларга [1, 4], ҳамда кўп сонли тартибли-тартибли магнитли фазавий ўтишларга (масалан, ферромагнитли тартибланиш – антиферромагнитли тартибланиш) катта эътибор берилмоқда [1, 4]. Ушбу тадқиқотлар нафақат магнетизм назариясига [8, 17], балки қаттиқ жисмлар ва суюқликларнинг фазавий ўтишлар назарияси учун ҳам катта аҳамиятга эга [2, 6].

Тартиб-тартиб магнитли фазавий ўтишлар орасида ориентацияли магнитли фазавий ўтишлар деб номланувчи алоҳида ўтишлар синфи мавжуд. Шунга ўхшаш ўтишлар ҳарорат

ўзгарганда (спонтан ўтишлар) ҳамда ташқи магнит майдони ўзгарганда (индуцирланган ўтишлар) содир бўлади. Ориентацияли магнитли фазавий ўтишга оддий мисол қилиб қатор ферромагнит кристалларда кузатиладиган енгил магнитланиш йўналиши ҳарорат ўзгариши билан ўзгаришини келтириш мумкин. Ориентацияли фазавий ўтишлар синфидан кристалларни бир жинсли магнитли ҳолатдан фазовий бир жинсли бўлмаган ҳолатга ўтишини алоҳида ажратиш мумкин.

Ҳозирги кунда магнетикларнинг асосий тўртта магнитли тартибланиш тури (1-расм) маълум бўлиб, уларга ферромагнитли, антиферромагнитли, ферримагнитли, ҳамда кучсиз ферромагнитли (қиялашган антиферромагнетизм) турларни келтириш мумкин[14].



**1-расм. Кристалларнинг магнитли тартибланиши: а – ферромагнетизм, б – антиферромагнетизм, в – ферримагнетизм, з – кучсиз ферромагнетизм ( $M_1, M_2$  – қўшни атомларнинг магнит моментлари;  $m$  – кучсиз ферромагнитли момент)**

Мазкур мақола кучсиз ферромагнетик бўлган темир-боратга магний диамагнит аралашма критилганда содир бўладиган физикавий жараёнларнинг ташқи таъсирлар натижасидаги ўзгаришини ўрганишга бағишланган.

**Асосий қисм.** Темир борат – яшил рангли, кўриш спектрал соҳасида шаффоф, оптик анизотроп кристалл. Неел ҳароратидан пастда  $FeVO_3$  оптик икки ўқли бўлиб қолади, оптик ўқлардан бири симметрия бош ўқи ( $C_3$  ўқ) билан мос тушади[13]. Хона ҳароратида темир боратнинг ёруғликнинг ютилиш спектридаги максимумлари 0,62 ва 0,88 мкм ларда бўлиб, ютилиш коэффициентининг қиймати  $\alpha \sim 50 \text{ см}^{-1}$ [11, 19]. Ютилиш спектридаги ушбу иккита максимум  $Fe^{3+}$  ионларининг кристалл майдонидаги ажратилган ҳолатларига мос келади. Уларни мос равишда асосий ҳолатдан, яъни  ${}^6A_1({}^6S)$ дан кўзгатишган  ${}^4T_2({}^4G)$  ва  ${}^4T_1({}^4G)$  ҳолатлар ораларидаги ўтишлар билан боғлаш мумкин [12, 19]. Ушбу кристаллнинг магнитооптик хоссаларини ўрганиш шаффофлик соҳасида, яъни асосан Фарадей эффекти ва магнитли чизиқли дихроизм усулларида фойдаланиб амалга оширилади[15, 18].

Ёруғликнинг кристалл оптик ўқи яқинида тарқалишида ушбу эффектларнинг қиймати бир хил тартибда бўлади ( $T=300 \text{ К}$  бўлганда  $\sim 10^{-3}$ , 77 К гача совутилганда 1,7 мартага ошиб боради).  $FeVO_3$  кристаллида магнитли иккиланган нур синиши (МЛД) кристаллнинг шаффофлик соҳасида, яъни тўлқин узунлиги  $\lambda \sim 0,5 \text{ мкм}$  бўлган соҳада ишда тадқиқ этилган[16]. МЛДнинг қиймати – кристаллнинг хусусий мўдаларининг синдириш кўрсаткичлари фарқи ҳарорат  $T=77 \text{ К}$  бўлганда  $\approx 2 \times 10^{-5}$ ни ташкил этди.

Темир боратга унча катта бўлмаган миқдорда диамагнит аралашмалар қўшилганда Неел ҳарорати ўзгармасдан унинг магнитооптик хусусиятлари ўзгариши кузатишган[7].

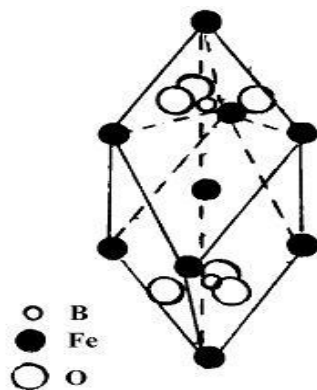
Мазкур мақолада магний аралашмаси қўшилганда темир боратнинг кристаллнинг магнит хоссалари ўзгариши ва бу ўзгаришнинг ташқи таъсирлардан (ҳарорат, механик

таъсир, магнит майдони ва ёруғликдан) ҳам таъсирчанлик хусусиятларини ўрганиш натижалари келтирилган.

Тадқиқот объекти сифатида номинал тоза темир борат монокристалли ҳамда унга унча катта миқдорда бўлмаган Mg диамагнит ионлари киритилган кристалл намуналаридан фойдаланилди. Тадқиқ этилган кристаллар, эритмадаги аралашманинг спонтан кристаллизацияланиш усули ёрдамида Красноярск шаҳридаги Россия Фанлар академиясининг Сибирь бўлимига қарашли Л.В. Киренский номидаги Физика институтида синтезланган. Диамагнит аралашмали кристалларни олиш учун темир боратининг синтезланиш жараёнида шихтага темир оксиди оғирлигига нисбатан ~ 3 % магний оксиди қўшилди.

Тадқиқ этиладиган кристалларнинг қалинлиги ~ 60 мкм, кўндаланг кесимининг ўлчамлари ~ 3×3 мм<sup>2</sup>, ўсиш текислиги енгил магнитланиш текислиги ((111) текислиги) билан мос келувчи пластинка кўринишида синтезланди. Кристаллар ниҳоятда юқори оптик сифатга эга бўлган сиртга эга бўлиб, қўшимча ҳеч қандай механик ишлов беришга зарурат қолмади. Эксперимент учун ўсиш қирралари тўғри олти бурчакка яқин шаклдагилари танлаб олинди, бу эса (111) текисликдаги  $C_2$  ( $C_2$  ўқлари олтибурчак қирраларига перпендикуляр) бўлган йўналишларини аниқлашни осонлаштирди.

$FeVO_3$  кристалл панжараси ромбоэдрик тузилмага эга бўлиб, унинг элементар ячейкасида жойлашган атомлар симметрияси  $D_{3d}^6$  ( $R\bar{3}c$ ) фазовий гуруҳ симметриясига мос келади (2-расм). Ушбу элементар ячейка симметрия марказига эга бўлиб, битта  $C_3$ , учинчи тартибли вертикал симметрия ўқи ва учта  $C_2$  иккинчи тартибли горизонтал ўқи ва учта уларга перпендикуляр вертикал симметрия текисликларига эга. Элементар ячейкада иккита формулалари бирлик мавжуд, яъни элементар ячейкага тўртта  $Fe^{3+}$  иони тўғри келади.  $Fe^{3+}$  магнитоактив ионларлардан ташкил топган панжара, худди фазовий диагонали бўйлаб чўзилган оддий кубдек қаралиши мумкин. Темир боратининг кристаллик структураси асосий матрицали  $Fe^{3+}$  ионларни икки, уч ва тўрт валентли металлларнинг ионлари билан алмаштириш имконини берса, бу эса унинг физикавий хоссаларини кенг чегараларда ўзгартириш имкониятини беради.



2-расм. Темир боратнинг кристалл структураси

$FeVO_3$ нинг магнит тузилмаси магнитли ва нейтронографик тадқиқотларда олинган маълумотлар асосида аниқланган. Темир борати  $Fe^{3+}$  ионларнинг магнит моментларини кристаллнинг бош симметрия ўқи ( $C_3$  гексагонал ўққа) перпендикуляр йўналтирувчи “енгил текислик” (77 К ҳароратдаги анизотропия майдони  $H_A \approx 3,1$  кЭ ташкил қилади) турдаги магнитли анизотропияга эга эканлиги ҳам ўрнатилган.  $T_N = 348$  К Неел ҳароратидан пастда темир ионларининг магнит моментлари антиферромагнитли тартибланиши ва бир-бирига нисбатан кучсиз қиялашади, бу эса кучсиз ферромагнитик момент  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0 \neq 0$ нинг ҳосил бўлишига олиб келади, бу ерда  $M_0$  – абсолют тўйинишдаги магнитланиш,  $\mathbf{M}_1$ ,  $\mathbf{M}_2$  – панжара ости магнит моментлари (таърифига асосан антиферромагнетизм вектори  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ ,  $\mathbf{m} \perp \mathbf{l}$ ,  $\mathbf{m} \ll \mathbf{l}$ ). ЯМР спектрларни ўлчашда

олинган маълумотлар асосида магнитли панжара остининг қиялик бурчаги  $\approx 55'$  эканлиги аниқланди ва амалда ҳароратга боғлиқ эмас экан.

Енгил текисликка ((111) текисликка) перпендикуляр таъсир этувчи ташқи  $H < H_A$ , магнит майдони  $\text{FeVO}_3$ нинг магнит ҳолатига таъсир этмайди. Шу пайтнинг ўзида енгил текисликдаги магнитланишнинг тўйинишига  $H \sim 50$  Э майдонларда эришилади, бунда магнитланишнинг ташқи магнит майдони билан боғланиши одатдагидек қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$m = m_s + \chi H, \quad (1)$$

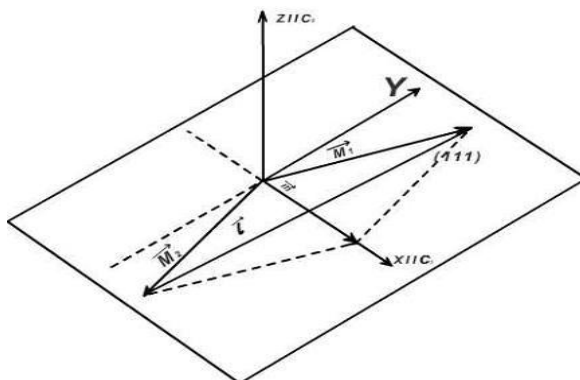
$$m_s = D/A, \chi = 1/A, \quad (2)$$

бу ерда:  $m_s$  – спонтан ферромагнитли момент;

$\chi$  – паражараёнлар билан боғлиқ магнит синдирувчанлик;

$D$  ва  $A$  – мос равишдаги Дзюляшинский ва алмашинов доимийлари.

$\text{FeVO}_3$  кристаллида (111) текислиги бўйлаб унча катта бўлмаган магнитокристаллик анизотропия мавжуд. Ҳарорат  $T = 77$  К бўлганда текислик ичидаги гексагонал магнитокристаллик анизотропия эффектив майдони  $H_a \sim 1$  Эни ташкил қилади ва ҳарорат ошган сари камаяди. Гексагонал магнитокристаллик анизотропиянинг мавжудлиги спонтан магнит моментнинг ориентациясини кўрсатади, яъни  $\mathbf{m}$  векторига  $C_2$ нинг (яъни  $C_2$  – енгил магнитланиш ўқи) ўқларидан бири бўйлаб ориентацияланиш энергетик афзал бўлиб қолади. Панжара ости магнитланувчанликлар  $\mathbf{M}_1$  ва  $\mathbf{M}_2$ ларнинг, ҳамда  $\mathbf{m}$  ва  $\mathbf{l}$  – векторларнинг нисбатан жойлашиши 3-расмда кўрсатилган.



**3-расм.  $\mathbf{M}_1$  ва  $\mathbf{M}_2$  панжара ости магнит моментининг ҳамда ферромагнетизм  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$  ва антиферромагнетизм  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$  векторининг кучсиз ферромагнит ҳолатдаги темир боратнинг енгил текислигига нисбатан жойлашиши.**

**Расмни тиқиштирамаслик учун  $\mathbf{m}$  ва  $\mathbf{l}$  векторларнинг кўндаланг ташкил этувчилари кўрсатилмаган**

Таъкидлаш жоизки,  $\text{FeVO}_3$ да спонтан магнитланиш векторининг (111) базисли текисликда айланишида кристалл спин системасининг ферромагнитли ва антиферромагнитли ташкил этувчилари даврий равишда текисликдан чиқади, натижада  $\mathbf{m}_\perp$  ва  $\mathbf{l}_\perp$  векторларнинг кўндаланг ташкил этувчилари ҳосил бўлади.

Ромбоэдрик кучсиз ферромагнетикларнинг асосий ҳолати назариясидан қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$|\mathbf{m}_\perp| = \frac{t \cos 3\varphi}{J + j}, \quad (3)$$

бу ерда:  $\mathbf{m}_\perp$  – базисли текисликка перпендикуляр бўлган  $\mathbf{m}$  векторнинг компонентаси ( $\mathbf{m}_\perp \approx 10^{-3} \mathbf{m}$ );

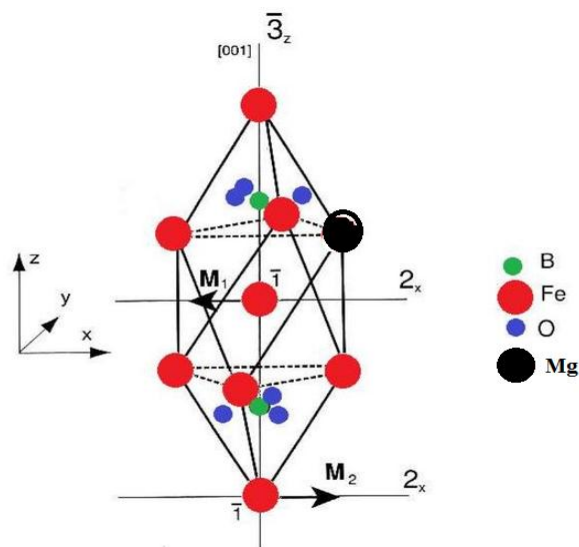
$t$  – тўртинчи тартибли магнитокристаллографик анизотропия доимийси;

$J, j$  – алмашинов доимийлари ( $J \gg j$ );

$\varphi$  -  $\mathbf{m}$  вектор текисликли компонентаси ва  $C_2$  ўқ орасидаги бурчак.

FeBO<sub>3</sub> кристаллининг зонали структурасининг ҳисоб-китоби кўрсатдики, бу кучсиз ферромагнетик панжара ости Fe<sup>3+</sup> катионлар ва (BO<sub>3</sub>)<sup>3-</sup> анионлардан ташкил топган ионли кристалл тузилмаси экан. Магний FeBO<sub>3</sub>га қўшилганда (Fe<sup>3+</sup> ионларининг ўрнини олиб, 4-расмга қаранг) икки валентли ҳолатда бўлганлиги сабабли, кристалнинг электронейтраллик шарти керагидан ортиқ анионли зарядларни компенсациялашни талаб қилади, бунга эса Mg<sup>2+</sup> примесли ион яқинида “локаллашган” ион Fe<sup>4+</sup> ни пайдо қилиш йўли билан эришиш мумкин. Бошқача айтганда, бу шундан далолат берадики, FeBO<sub>3</sub>га Mg<sup>2+</sup> акцепторли ионларнинг киритилиши примес яқинида ковакли поляронни пайдо бўлишига олиб келади. Бизларни кизиқтирадиган эффектларнинг моделини ифодалаш учун тасаввур этиш мумкинки, Fe<sup>4+</sup> иони Mg<sup>2+</sup> ионининг биринчи координатали сферасида жойлашган, яъни ҳар бир Mg<sup>2+</sup> иони энг яқин атрофида ((111) текисликда FeBO<sub>3</sub>:Mgни гексагонал симметрия бўлганлиги сабабли) хоҳлаган биттаси тенг эҳтимоллик билан тўрт валентли ҳолатда бўлиши билан бирга олтига Fe ионларига ҳам эга бўлиши мумкин.

Маълумки, Mg<sup>2+</sup> ионидан Fe<sup>4+</sup> гача бўлган масофа Mg<sup>2+</sup> энг яқин жойлашган Fe<sup>3+</sup> ионларнинг масофасидан фарқ қилади, бу эса Mg – Fe – марказлари локал анизотропия ўқи йўналишини берувчи комплекснинг фазовий ассимметриясига олиб келади (унинг M<sub>c</sub> магнит моменти ориентациясининг афзалроқ йўналиши). Ўз навбатида, ушбу йўналиши бўйлаб M<sub>c</sub> векторлар ориентацияланиши мумкин бўлган олтига кристаллографик эквивалент йўналишлар мавжуд бўлади.



3-расм. Темир борат магнийнинг кристалл структураси

Mg ва Fe ионли радиусларнинг турлича бўлганлиги сабабли юзага келувчи кристалл панжаранинг локал силжиши (магнитоэластик энергияни ошгани сабабли) примесли Mg ион яқинидаги кристалнинг маълум соҳасида кучли магнитли анизотропиянинг юзага келишига олиб келади. Шунинг учун етарлича кучли локал анизотропия бўлган шароитда M<sub>c</sub> векторларнинг йўналиши бутун кристалнинг ўртача магнитланиш йўналиши билан мос келмаслиги ҳам мумкин. Унча катта бўлмаган примеснинг концентрацияси шароитида, табиийки, Mg – Fe – марказлар системасини парамагнитли (M<sub>c</sub> векторлар ўзаро таъсирлашмайди) деб ҳисоблаш мумкин ва улар H<sub>ex</sub> кристалл матричасининг эффектив алмашинув майдонида бўлади деб ҳисоблаш мумкин.

Юқори ҳароратлар соҳасида эквивалент ҳолатлар бўйича ҳаракатланувчи тирқиш ичида поляроннинг ҳаракати (термик фаоллашган сакрашлар йўли билан) бўлиши мумкинлигини эътиборга олсак, яъни моделимизга мувофиқ, ортиқча мусбат заряд Mg иони биринчи координацияли сфераси катионлари бўйлаб ҳаракатланади, бунинг натижасида Mg – Fe – марказлар анизотропия ўқларининг йўналиши узлуксиз ўзгаради. Етарлича паст ҳароратларда поляроннинг ҳолати “музлатилган” ва кристалда механик кучланиш майдони ҳосил бўлади, унда Mg – Fe – марказлар анизотропия ўқи (111) текисликдаги учта



кристаллографик эквивалент йўналишлар бўйича статистик тақсимланган бўлади. Бунда кристалда  $K_A \propto \Lambda \sigma(x,y)$  (бу ерда  $\Lambda$  – магнитострикция доимийси,  $\sigma(x,y) = f(\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy})$  – (111) текисликдаги  $x,y$  координатали нуктадаги эффектив кучланиш) доимий ва  $\Theta_A(x,y)$  ўқи азимути билан характерланувчи қўшимча магнитли анизотропия ҳосил бўлади. Ўз-ўзидан маълумки,  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ даги кучланиш, майдон (111) текисликда бир жинсли ва бир жинсли бўлмаган ташкил этувчилардан иборат бўлади: бир жинсли майдон кучланишини ташкил этувчиси гексагонал магнитокристаллик анизотропиянинг ўсишини намоён этади, бир жинсли бўлмаган ташкил этувчиси -  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  магнитли структурасида магнитланиш жараёнида бир жинслиликдан модуляцияланганликка трансформацияланишнинг сабаби ҳисобланади.

Тасаввур этиш мумкинки, ёруғликнинг ютилишида  $\text{Fe}^{3+}$  матрицали ионлар қисмларининг қўзғатилган ҳолатга ўтиши,  $\text{Fe}^{4+}$  ионга таъсир этувчи  $H_{\text{ex}}$  майдоннинг қийматини ўзгартиради, бу эса  $\text{Fe}^{4+}$  ионни кристалл панжарадаги ёритилишгача бўлган ҳолатидан маълум бир масофагача силжишига олиб келади.  $\text{Fe}^{4+}$  ионлар ҳолатларининг ўзгариши примес яқинида локал панжара бузилишларини келтириб чиқаради, бунда  $\text{Mg} - \text{Fe}$  – марказларнинг фотоиндукцияланган бузилишлар, кристалл магнитоэластик энергиясининг минимумини таъминлаб, матрицанинг магнитострикцияли деформациясига “мослашади” ( $M_c$  ва  $m$  векторларнинг алмашинув боғланиши туфайли).

Бу “мослашув” натижасида кристалл панжара (111) текисликда қўшимча бир ўқли анизотропиянинг юзага келишига олиб келувчи, ўқининг йўналиши ёритилиш вақтидаги кристаллик матрицанинг кристалл ости магнит моментларининг ориентациясига боғлиқ бўлган корреляцияланган бузилишни сезади.  $\text{Fe}^{4+}$  ионларнинг силжишида энергия манбаи сифатида панжара иссиқлик тебранишлари амплитудаси тасодифий локал флуктуациялари бўлганлиги сабабли  $\text{Mg} - \text{Fe}$  – марказларнинг фотоиндукцияланган бузилишларнинг “мослашув” жараёни маълум бир тезлик билан характерланади, шунинг учун кристалл матрица механик кучланиш қиймати тўйинишга фақат етарлича узоқ ёруғлик таъсир этгандагина эришилади. Маълумки, кристаллга ёруғлик таъсир этгандаги  $\text{Fe}^{4+}$  ионларнинг силжиши метастабилдир ва ёруғлик олинганда  $\text{Fe}^{4+}$  ионлари маълум бир вақт давомида ўзининг бошланғич ҳолатига қайтади, яъни кристаллнинг магнитли параметрларининг фотоиндукцияланган ўзгаришлари қўшимча ёритилиш олингандан сўнг “тарқалиб” кетиши керак. Айнан шундай фотомагнитли эффектлар ҳолати  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  кристаллида тажрибада кузатилади.

**Хулоса.** Шундай қилиб, мақолада магний аралашмаси қўшилганда темир боратнинг магнит хоссалари ўзгариши ва ушбу ўзгаришнинг ташқи таъсирлар (харорат, механик таъсир, магнит майдони ва ёруғлик) натижасида хусусиятларининг тадқиқ этиш натижалари келтирилган. Демак, кристаллга ёруғлик таъсир этганда  $\text{Fe}^{4+}$  ионларнинг силжиши метастабил бўлар экан ва ёруғлик олинганда  $\text{Fe}^{4+}$  ионлари маълум бир вақт давомида ўз бошланғич ҳолатига қайтади, яъни кристаллнинг магнитли параметрларининг фотоиндукцияланган ўзгаришлари қўшимча ёритилиш бўлмаганда “тарқалиб” кетар экан. Худди шунга ўхшаш фотомагнитли ҳодисаларни  $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$  кристаллида кузатиш мумкин.

#### АДАБИЁТЛАР

1. Азаматов З.Т., Караев А.Т., Соколов Б.Ю., Федоров Ю.М. Модулированная магнитная структура слабого ферромагнетика  $a - \text{Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$ . // ЖТФ. – 2001. – Т.71. – В. 3. – С.84 – 87.
2. Дзялошинский И.Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. //ЖЭТФ. – 1964. – Т.47. – В.2. – С.992 – 1002.
3. Звездин А.К., Пятаков А.П. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках. // УФН. – 2004. – Т. 174. – №.4. – С. 465 – 470.
4. 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.
5. Изюмов Ю.А. Модулированные, или длиннопериодические, магнитные структуры кристаллов. // УФН. – 1984. – Т. 144. – В.3. – С. 439 – 474.
6. *Incommensurate Phases in Dielectrics. Modern Problems in Condensed Matter Sciences. Editors Agranovich V.M., Maradudin A.A. Vol.1 North – Holland. – 1993, – 218 p.*

7. Караев А.Т. Влияние примесей на магнитную структуру легкоплоскостных слабых ферромагнетиков. Диссер...канд. физ. – мат. наук. – Самарканд, 2008. – 117 с.
8. Караев А.Т., Соколов Б.Ю., Федоров Ю.М. Индуцированная магнитная сверхструктура в слабом ферромагнетике  $FeVO_3:Mg$ . // ФТТ. – 2000. – Т.42. – В.11. – С. 2036–2041.
9. Коваленко В.Ф., Нагаев Э.Л. Фотоиндуцированный магнетизм //УФН. – 1986. – Т. 148. – В.4. – С. 561–602.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, – 1964. – 567 с.
11. Lacklison D.E., Chadwick J., Page J.L. Photomagnetic effect in ferric borate //J. Phys. D: Appl. Phys. – 1972. – V. 5. – P. 810–821.
12. Овчинников С.Г., Заблуда В.Н. Энергетическая структура и оптические спектры  $FeVO_3$  с учетом сильных электронных корреляций. // ЖЭТФ. – 2004. – Т.125. – В.1. – С. 150-159.
13. Троян И.А., Еремец М.И., Гаврилюк А.Г., Любутин И.С., Саркисян В.А. Транспортные и оптические свойства бората железа  $FeVO_3$  при высоких давлениях //Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т.78.- В.1. – С. 16–20.
14. Фарздинов М.М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. – М.: Наука, – 1981. – 156 с.
15. Федоров Ю.М., Лексиков А.А., Аксенов А.Е. Магнитооптические явления в ромбоэдрических антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом. //ФТТ. – 1984. – Т.26. – В.1. – С.220–226.
16. Fedorov Yu.M., Leksikov A.A., Aksyonov A.E., Edelman I.S. Magnetic linear dichroism and birefringence of  $FeVO_3$  in the  ${}^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{1g}$  transition region // Phys. St. sol. – 1981. – V.106. – # 2. – P. K127–K130.
17. Херд К.М. Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах. //УФН. – 1984. – Т.142. – В.2. – С. 331–355.
18. Эдельман И.С., Малаховский А.В. Оптические и магнитооптические свойства бората железа в видимой и близкой ультрафиолетовой области спектра. //Опт. и спектр. – 1973. – Т.35. – № 5. – С. 969-971.
19. Hirano M., Yoshino I., Okuda T., Tsushima T. Observation of a fine structure in absorption spectra of weak ferromagnetic  $FeVO_3$ . // J. Phys. Soc. Japan. – 1973. – V.35. – #1. – P. 299.

УДК: 524.834

**РЕЛЯТИВИСТИК ИДЕАЛ ГАЗ ЗАРРАЛАРИ ТЕЗЛИКЛАРИНИНГ  
ТАҚСИМОТ ФУНКЦИЯСИ**

**РЕЛЯТИВИСТИК ИДЕАЛ ГАЗ ЗАРРАЛАРИ ТЕЗЛИКЛАРИНИНГ ТАҚСИМОТ  
ФУНКЦИЯСИ**

**THE FUNCTION OF THE DISTRIBUTION OF PARTICLE VELOCITY  
OF A RELATIVISTIC IDEAL GAS**

**Жумаев Мустақим Рофиевич**

доц. каф. физики, к.физ.-мат.н. БухИТИ,

**Шаринов Мирзо Зокирович**

зав. каф. физики, д.физ.-мат.н. БухИТИ,

**Миржоновна Насиба Норкуловна**

ассис. каф. физики БухИТИ

**Аннотация.** Ушбу ишда релятивистик идеал газ (РИГ) зарралари тезликларининг тақсимот функцияси кўп ўлчовли тақсимот функцияларини алмаштириши қонунлари асосида келтириб чиқарилган. Бунда РИГ зарралари импульсларининг тақсимот функцияси релятивистик инвариант эканлигидан фойдаланилган. РИГ зарралари тезликларининг тақсимот функцияси асосида уларнинг энг катта эҳтимолиятли тезлиги, шунингдек ўртача ва ўртача квадратик тезликларини тавсифловчи ифодалар олинган. Олинган натижалар таҳлилга биноан РИГ зарраларининг тавсифий тезликлари табиатдаги чегаравий тезлик – ёруғлик тезлигидан катта бўлмаслиги ҳақидаги муҳим хулоса чиқарилган.

**Таянч сўзлар:** тақсимот функцияси, релятивистик идеал газ, Кронекер симболи, Ферми-Дирак и Бо́зе-Эйнштейн статистикаси, Больцман тақсимоти.

**Аннотация.** В работе выведена функция распределения скорости частиц релятивистского идеального газа (РИГ) на основе законов преобразования многомерной