ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

МИРЗО УЛУГБЕК НОМИДАГИ ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ

УДК 538.61

Валиев У.В., Рахимов Ш.А., Мухаммадиев А.К.

МАГНИТООПТИКА

(ўқув қўлланма)

ТОШКЕНТ – 2014

АННОТАЦИЯ

Ушбу ўқув қўлланма нодирер бирикмаларининг замонавий магнитооптикасида бир қатор муҳим ва қизиқарли саволларни кўриб чиқишга ва уларнинг батафсил ёритилишига бағишланган. Шунингдек магнит хусусиятига эга (парамагнит, ферримагнит ва ҳ.к) бўлган бирикмаларнинг магнит хоссаларини ва гранат тузулишига эга нодирер парамагнит кристалларнинг магнитооптик хоссаларини муҳокама этишга катта аҳамият берилган. Нодирер бирикмаларининг магнитооптик хоссаларини улар таркибига кирувчи магнитоактив ионларнинг энергетик спектрлари билан ўзаро боғлиқлигига асосий эътибор қаратилган.

Ўқув қўлланма қаттиқ жисм оптик спектроскопияси ва магнит ҳодисалари физикаси ихтисосликлари бўйича таҳсил олаётган ОТМ магистрлари ва бакалавр талабалари учун мулжалланган.

КИРИШ

Замонавий магнитооптика – ҳозирги замон физикасининг ажралмас бир қисми бўлиб, *физикавий оптика* ва *магнит ҳодисалари физикаси* соҳаларидаги ўзаро рақобатлашув асосида вужудга келди. H ташқи магнит майдонига жойлаштирилган моддаларнинг оптик анизотропияси билан боғлиқ хусусиятларини ва магнитооптика соҳасидаги кўплаб муаммоларни ва уларнинг аксарият ечимларини ўз ичига қамраб олган.

Дарҳақиқат H магнит майдонига киритилган кристаллдаги ғалаёнланишни асосан магнитооптик ҳодисалар ташкил этади. Циркуляр анизотропик спектрни ўзгариши, синиш, ютилиш ва қайтиш ҳодисалари, шунингдек ташқи магнит майдони бўйлаб циркуляр анизотропик спектрида иккиламчи нурланиш (люминесценция, комбинацион сочилиш ва ҳ.к) спектрини кўзатилиши шулар жумласидан.

Бу эффектлар бир-биридан фарқланиши, ўзига хос турли ахборотларга эга эканлиги (ярим ўтказгичларда ва 3*d*- ёки нодирер 4*f*- ионларни диэлектрикларда магнитоактив ўтишларида), ва уларга экспериментал ёндошиш имконияти борлиги туфайли кўп сонли тадқиқотчиларни ўзоқ йиллар давомида ўзига жалб қилиб келади.

Магнитооптик тадқиқотларнинг жадаллик билан ривожланишини дастлабги босқичларида, яъни ўтган асрнинг 60-70-йилларидан бошлаб, магнитооптик эффектларнинг асосий катталикларини характерловчи, янги магнитооптик элементлар нодирер (НЕ) диэлектриклари ва уларнинг оптик кўриш соҳаси ва яқин инфрақизил (ИҚ) соҳада юқори оптик шаффофликка эга эканлиги тадқиқотчиларнинг асосий эътиборини ўзига тортди.

Нодирер (НЕ) бирикмаларини ўрганишнинг бошланғич тадқиқотларида эришилган ажойиб натижалари, магнитооптик эффектларни улар асосида вужудга келган фотоник, оптоэлектроника ва микроэлектроникаларда техник қўллаш имконини яратиб берди.

Бунга ҳозирги вақтда амалий қизиқишдан ташқари, магнитооптик спектроскопия соҳасида магнит диэлектрикларни (активлаштирилган ўтишлар 3*d*- ёки нодирер 4*f*-ионларда) фундаментал тадқиқодларига юқори қизиқишлар билдириляпти. Бу татқиқодлар қаттиқ жисмлар физикасида магнит ҳодисалари билан боғлиқ қатор муҳим муаммоларни ечилишида ноёб аҳамият касб этади.

Хусусан, бу каби татқиқодлар магнитооптик эффектлар ва магнит хусусиятига эга бўлган моддалар орасида ўзаро алоқани тўлалигича изоҳлаб, иккинчи томондан бу магнитодиэлектрикларнинг бошқа кристалларда шакллантириш жараёнидаги магнитоактив ионнинг энергетик спектрининг хусусиятларини чуқуррок тушуниш имконини беради.

Магнитооптик эффектларнинг (дифференциал нуқтаи назардан) ташқи физик таъсирларга нисбатан юқори сезгирлиги, бу татқиқодлар ёрдамида бошқа анъанавий физикавий, яъни электрон тузулишини татқики, турли хил НЕ-бирикмаларининг тўлқин функциялари ва энергетик спектрларини ўрганиш усуллари билан эришиб бўлмайдиган ноёб ахборотларни олиш имконини яратди.

Асосан бундай ёндошувни афзаллик томони, НЕ-бирикмаларини магнитооптик спектрларини талқин қилиш ва моделлаштириш усулларини нисбатан оддийлигида бўлиб, айнан шу ҳолатларга асосий эътиборни қаратилган.

Сўнги 20-25 йил ичида Европа ва АҚШ давлатларида магнитооптикага, турли хил оптик ўтишлар ва нодирер бирикмаларига бағишланган кўплаб китоблар яратилди. Лекин бу нашрлар амалий жиҳатдан бизгача етиб келгани йўқ.

Бу ҳолатни ҳисобга олиб ўқув қўлланмада $4f \rightarrow 4f$ ва $4f \rightarrow 5d$ оптик ўтишларда интенсивлик назарияси ва кристаллик майдонини (КМ) замонавий тасаввурлар назарияси асосида бирикмаларни циркуляр магнитооптик анизотропияси ҳақида турли муаллифлар (шу жумладан ўз олимларимиз) томонидан олинган экспериментал натижаларни тартиблашга харакат қилинган.

Ҳозирги вақтда оптик, магнит ва магнитооптик хоссалари етарлича ўрганиб чиқилган ортоалюминат ва гранат тузулишига эга бўлган нодирер парамагнит кристалларида кўзатиладиган магнитооптик ҳодисаларни тушунтиришда микроскопик назарияни қўлланиши батафсил баён этилган.

I БОБ. **КРИСТАЛЛАРДА ЎТУВЧИ ВА НОДИРЕР ИОНЛАР МАГНЕТИЗМИ**

§1.1. Эркин нодирер ионларининг электрон тузилиши ва энергетик спектри

Бир электронли яқинлашишдаги атомнинг ҳолатини аниқлашда электронни барча ҳолатларини характерловчи ёки бошқача айтганда уларга мос келувчи тўртта квант сонини (n, l, m_l, m_s) *билиш етарлидир.*

Паули тамоилига кўра битта квант ҳолатга фақат битта электрон тўғри келади. Иккинчи томондан қаралаётган ҳол учун электрон энергияси фақат иккита квант сонига n, l боғлиқ бўлади. Бу ҳолда n, l, жуфтлик билан аниқланадиган ҳар бир энергетик сатҳга, бир-биридан жойлашишига қараб фарқ қилувчи l орбитал моменти ва s спин моментларини (шунингдек m_l, m_s қийматлари) умумий холда $2(2l+1)$ ҳолатлари мос келади.

Шунинг учун электронлар, n ва l жуфтликлар орқали характерланувчи ва атом қобиғида ҳосил бўлувчи маълум (*қобиқ ости*) электронлар гуруҳларига ажралади. Бу электронлар бир-бири билан эквивалент бўлиб (бир хил энергияга эга); бунда ҳар бир қобиқ остида максимум $2(2l+1)$ электрон бўлиши мумкин. $l = 0, 1, 2, \ldots$ ҳолатлар учун агар одатий s, p,*ва* d, f,… белгиланишлардан фойдалансак, унда юқорида айтилганлардан келиб чиқиб, атомнинг (*n-нинг бир хил қийматларида*) s-қобиғида максимум 2 та эквивалент s-электрон, p қобиғида максимум 6 та эквивалент p-электрон, d қобиқда максимум 10 та эквивалент d-электронлар ва ҳ.к мавжуд бўлиши кўзатилади. n ва l нинг қийматлари билан боғлик эквивалент электронлар сони атомнинг электрон конфигурациясини ва атомнинг маълум даражада бошқа ҳолатларини аниқлаш имконини беради.

Атомнинг асосий ҳолати деб, унинг энг кам энергияга эга бўлган ҳолати қабўл қилинган. Шунингдек бу ҳолат бир вақтда унинг абсолют ноль температурадаги мувозанат ҳолатини ҳам ифодалайди. Атомдаги электронлар энергияси *n* квант сони ошиб бориши билан ортади*,* *n* нинг берилган қийматларида *l* орбитал квант сонини ортиши билан атомнинг асосий ҳолатидаги қобиқлари кетма-кет равишда *(*1*s*, 2*s*, *2p,* 3*s*.... ва ҳ.к*)* электронлар билан тўлиб боради*. Бу ерда* 3*d*- ва 4*f*-электронлар, *n* квант сонининг юқори қийматларига мос келувчи ва шунга кўра юқори энергияга эга бўлган 5*s*- ёки 5*p*-ҳолатлар тўлгандан кейин ҳосил бўлади. Бу ҳодисалар ўтувчи ва нодирер (НЕ) элементларида, моддадаги мавжуд атом доимий магнит моментларига боғлиқ ва мос равишда парамагнетизм, ферромагнетизмларда юзага келиши кўзатилади. Таькидлаш мумкинки, қаралаётган яқинлашишда атомнинг уйғонган ҳолати кўп ҳолларда еталича юқори бўлади, шунинг учун кейинчалик асосий ҳолат электрон конфигурациясини қараб чиқиш билан чегараланиш мумкин.

Атомнинг вектор модели атомни, яъни унинг электрон қобиғини баъзи бир тўлиқ орбитал ва тўлиқ спин моментларни аниқ қийматга эга бўлган тўлиқ энергияли системалари кўринишида ифодалайди. Бу катталикларни ичидан бирэлектронли яқинлашишда фақат алоҳида олинган электронларнинг йигинди энергиясини аниқлаш мумкин бўлиб, бир қанча фаразларга кўра, сферик - симметрик потенциал кўринишга эга бўлади (симметрик яқинлашиш). Агар биз атомнинг ёпиқ ташқи қобиқлардаги кўпгина эквивалент электронларнинг тўлиқ орбитал *L ва тўлиқ* спин *S моментларини аниқлашимиз керак бўлса* (маълумки, ёпиқ электронли қобиқостида орбитал ва спин моментларининг йигинди нолга тенг), у ҳолда биз орбитал ва спин моментларнинг қандай қилиб алоҳида электронларда йиғинди ва тўлиқ момент ҳосил бўлиши, шунингдек натижавий момент атомнинг тўлиқ энергияси билан қандай кўринишда боғланишини билишимиз зарурдир. Бундай масалани ҳал қилишда сферик яқинлашиш етарлича натижа бермайди ва эквивалент электронларнинг ўртасидаги ўзаротаъсирларни ҳисоблашда юқори аниқлик керак бўлади.

Талаб қилинаётган аниқлик эквивалент электронлар орасидаги электростатик ўзаро таъсирни, яъни *ўзаро боғловчи таъсир* – $W_{боғ}$, ва бир вақтнинг ўзида у билан бирга қаралиши керак бўлган *спин-орбитал ўзаротаъсир* - W_{LS} ни ҳисобга олиш орқали амалга оширилиши мумкин.

Ўзаро боғловчи таъсир электронларнинг ҳаракатидаги ўзаро боғланишни, яъни берилган вақт моментида бошқа электронларнинг жойлашишини, фазонинг қаралаётган нуқтасида электроннинг топилиш эҳтимоллиги билан боғлиқлигини ҳисобга олади. Паули тамоилларига асосланган бу ўзаро боғланиш шунга олиб келдики, бирэлектронли яқинлашишда фақатгина алоҳида электронлар n ва l квант сонларига боғлиқ бўлган энергия, энди *тўлиқ орбитал* L ва *тўлиқ спин* S моментларининг қийматларига ҳам боғлиқ бўлиб қолди.

Спин-орбитал ўзаротаъсир - бу релятивистик эффект бўлиб, сабаби шу билан изоҳланадики, ҳаракатланаётган электронларнинг спинига мос келувчи магнит моментларига электронларнинг орбитал ҳаракати билан боғлиқ бўлган магнит майдони таъсир этади. Бу майдон электрон орбитал момент билан пропорционалликдан, яъни спин ва орбитал механик моментлар ўртасидаги эффектив боғланишдан *спин-орбитал ўзаротаъсир* атамаси келиб чиқади.

Ўзаро боғловчи таъсир ва *спин-орбитал ўзаротаъсирларни* солиштирганда, спин-орбитал ўзаротаъсирда атомнинг алоҳида электронларида l ва s векторлар қандай кўринишда қўшилишини юзага келишини изоҳладиган кучсиз ғалаёнланишни кўзатиш мумкин.

Бир қарашда атомда кўп сонли электронларнинг орбитал ва спин моментларининг қўшилиши турли хил кўплаб усуллар орқали амалга ошиши мумкин. Агар $W_{боғ}$ нинг қиймати W_{LS} дан етарлича катта бўлса, бу вазиятда алоҳида орбитал моментлар (*l – l боғланиш*) ва алоҳида спинлар (*s – s боғланиш*) ни бир-бири билан боғловчи кучлар, спин ва орбитал моментларни (*l – s боғланиш*) ўзаро боғлайдиган кучлардан етарлича катта бўлади.

У ҳолда биринчи яқинлашишда l векторларни алоҳида умумий орбитал момент $L=\sum_i l_i$, s векторларни алоҳида умумий спин моменти $S=\sum_i s_i$ йиғиндилари кўринишда олиб, сунгра спин-орбитал узаротаъсирни L ва S векторларни орасида эффектив боғланиш сифатида қараш мумкин бўлади.

Бу боғланишни қуйидаги формула орқали ифодалаш мумкин:

$$\widehat{H}_{LS}=\xi\cdot\widehat{L}\cdot\widehat{S}$$

Бу ерда $\widehat{H}_{LS}$ - спин-орбитал ўзаротаъсир энергия оператори (гамильтониан); ξ - спин-орбитал ўзаротаъсир доимийси[1].

Кўрсатилган моментларни қўшиш схемаси атомнинг вектор модели асосида *Рассел-Саундерс* боғланиши номи билан аталган. Бу боғланиш атом ҳолатларини ўрганишда ва атом спектрларини қонуниятларини тушунтиришда тўлиғича ўзини оқлади. Атомнинг вектор моделига асосан, l, m_l, s, m_s сонларга ўхшаш ва электрон конфигурация билан бирга атомнинг ҳолатини характерлайдиган, тўртта L, M_L, S, M_S, квант сонлар киритилади. Бу сонлар бир томондан L ва S векторларнинг абсолют катталикларини, иккинчи томондан эса уларнинг z квантлаш ўқига проекциясини аниқлайди:

$$L_z=\sum_i l_{iz}=\hbar\sum_i m_{l_i}=\hbar M_L \qquad S_z=\sum_i s_{iz}=\hbar\sum_i m_{s_i}=\hbar M_S$$

$$M_L=-L,-L+1,.....,+L-1,+L \qquad M_S=-S,-S+1,.....,+S-1,+S \tag{1.1}$$

---

[1] Дирак фикрича [3] бир электронли яқинлашувдаги спин-орбитал ўзаротаъсирда энергияни ифодаси қуйидаги кўринишда бўлади: $W_{LS}=\dfrac{\hbar^2 e^2(\vec{s}\cdot\vec{l})}{2m^2c^2r^3}$, бу ерда e ва m – электроннинг заряд ва массаси, r – атомдаги электрон радиуси, $\vec{s}$ ва $\vec{l}$ мос ҳолда электроннинг спин ва орбитал моментлари.

Айтайлик , $/\vec{s}\cdot\vec{l}/\approx 1$. Квант механикасидан яхши маълум бўлган $\Delta p\cdot\Delta x\sim\hbar$ - ноаниқлик тамойилига кўра, электрон импульсини ўзини электрон импульс ноаниқлиги билан алмаштирамиз, шунингдек $\Delta p\sim\ p=mv$ унинг координата ноаниқлигида – бор электрон радиуси r_B ($r_B=\ 4{,}8\cdot10^{-9}\,см$). Унда қуйидагини оламиз: $W_{LS}\approx\dfrac{\hbar^2e^2}{2m^2c^2r_B{}^3}=(\dfrac{\hbar^2}{2mr_B{}^2})\cdot(\dfrac{e^2}{r_B})\cdot\dfrac{1}{mc_2}=W_{coul.}\cdot(\dfrac{v^2}{c^2})$

Бу ерда ν - биринчи бор орбитасидаги электроннинг тезлиги, $W=\dfrac{\hbar^2}{2mr_B{}^2}$ унинг кинетик энергияси, $W_{coul..}$ - потенциал энергияси. Олинган натижа спин-орбитал ўзаротаъсирни соф релятивистик табиатини етарлича яққол намойиш этади.

Шунинг учун L ва S квант сонларнинг ўзи z ўқи йуналишида максимал ўлчанадиган $\vec{L}$ ва $\vec{S}$ векторлар компоненталари маъносини беради.

(1.1) муносабатдан келиб чиқадики, тўлиқ тўлдирилган қобиқ ости сатҳларнинг ҳаракат миқдори умумий L моменти ва умумий S спинга улуши нолга тенг.

Ҳар бир шундай ҳолатда, l орбитал момент йуналишларига мос келувчи, барча ($2l$+1) ҳолатлар тўлган бўлиб, ҳар бирида антипараллел йуналишли спинларга ($m_s = \pm{}^1/_2$) эга иккитадан электронлар жойлашган.

(1.1) га асосан қуйидагига эга бўламиз:

$$L_z = 2\hbar \sum_{m_l=-l}^{l} m_l = 0$$

Худди шундай S_Z= 0, бундан $L = S = 0$ келиб чиқади.

Шунинг учун ҳаракат миқдорининг тўлиқ орбитал моменти ва атомнинг тўлиқ спинини аниқлашда қисман тўлдирилган қобиқости сатҳларни қарб чиқишимиз етарли бўлади.

Ўзаро боғловчи эффектларни ҳисобга олганда ва спин-орбитал ўзаро таъсирни эътиборга олмаганда атомнинг энергияси L ва S квант сонларга боғлиқ бўлади. Агар атомнинг электрон конфигурациясини τ билан белгиласак, у холда $E = E\ (\tau,\ L,\ S)$ ёзиш мумкин. Бунда аниқланган энергетик сатхни *терм* деб атаймиз. Термларни, L = 0, 1, 2, . .кетма кетликка мос келувчи, қабул қилинган *S, P*, *D, F, . . .*, харфлари билан белгилаймиз, ва уларга юқори чап томонига ($2S$+1) рақамни индекс сифатида ёзамиз. L = 2, $S = 2$ га мос келувчи терм ^5D кўринишда, L = 0, S = $^5/_2$ —терм эса ^6S кўринишда белгиланади ва ҳ.к. Спин-орбитал боғланиш таъсирида термлар *мультиплетларга* ажралади [2,3]. Бу ажралиш физикавий нуқтаи назардан, атом холатининг ўзгариши L ва S векторларнинг ўзаро таъсири билан тушунтирилади. Ўзаро таъсир натижасида иккала векторлар маълум равишда эркинлигини йўқотади ва бир бирига боғлиқ бўлиб қолади. Бунинг натижасида атомда натижавий харакат миқдори моменти $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ юзага келади.

Айтилганларга асосан яна иккита квант сонларни ва M_J киритамиз.

$$J_z = L_z + S_z = \hbar(M_L + M_S) = \hbar M_J \qquad (1.2)$$

(1.1) ни инобатга олиб, J ва M_J сонлар учун қўйидаги имкониятларга эга бўламиз:

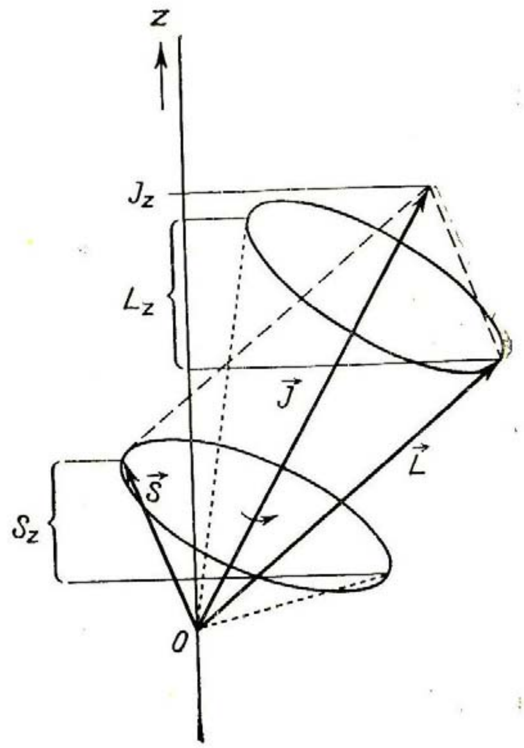
$$J = L + S, L + S - 1, ..., /L - S/ \qquad M_J = -J, -J + 1, ..., +J - 1, +J$$

Энди $\vec{J}$ векторнинг фазовий квантланганлиги маълум бўлади, шунинг учун L ва S сонлар ўз моҳиятини йўқотади. Бошқача қилиб айтганда, спин орбитал ўзаро таъсир натижасида орбитал момент харакат микдори ва спиннинг z-компоненталари харакат интеграллари бўлмай қолади ва вақт бўйича аниқ доимий қийматга эга бўлмайди. $/\vec{L}/$ ва $/\vec{S}/$ иккала векторларнинг абсолют қийматлари эса аксинча харакат интеграллари бўлиб қолади (1 расм). Атомнинг ҳолати тўлиғича электрон конфигурация ва тўртта квант сонлар L, S, J, M_J. билан аниқланади.

Берилган термда (бунда L, S – доимий сонлар) J нинг хар бир қийматига квант сонларга (τ, L, S, J) боғлиқ битта мультиплет мос келади, демак, хар бир терм L ёки S катталикларнинг қийматига боғлиқ равишда, ($2S$+1) ёки ($2L$+1) та мультиплетларни ўз ичига олади. Спектроскопияда мультиплетни J га мос келувчи термни индекс қўшиб ёзилади, мисол учун $^{2S+1}L_J$. Алоҳида мультиплетлар орасидаги масофа, термлар орасидаги масофага нисбатан, жуда кичиклиги, спин орбитал ўзаро таъсирнинг ўзаро боғловчи эффектларга нисбатан кичиклиги тўғрисидаги фараз билан тўғри келади (1 расм). Хар бир мультиплет M_J. бўйича фазовий квантлаш мавжудлиги ҳисобига яна ($2J$+1)-марта ортади.

Атомнинг вектор моделига асосан, биз E_{LS} спин орбитал ўзаротаъсир энергиясини қўйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин: [2,4]:

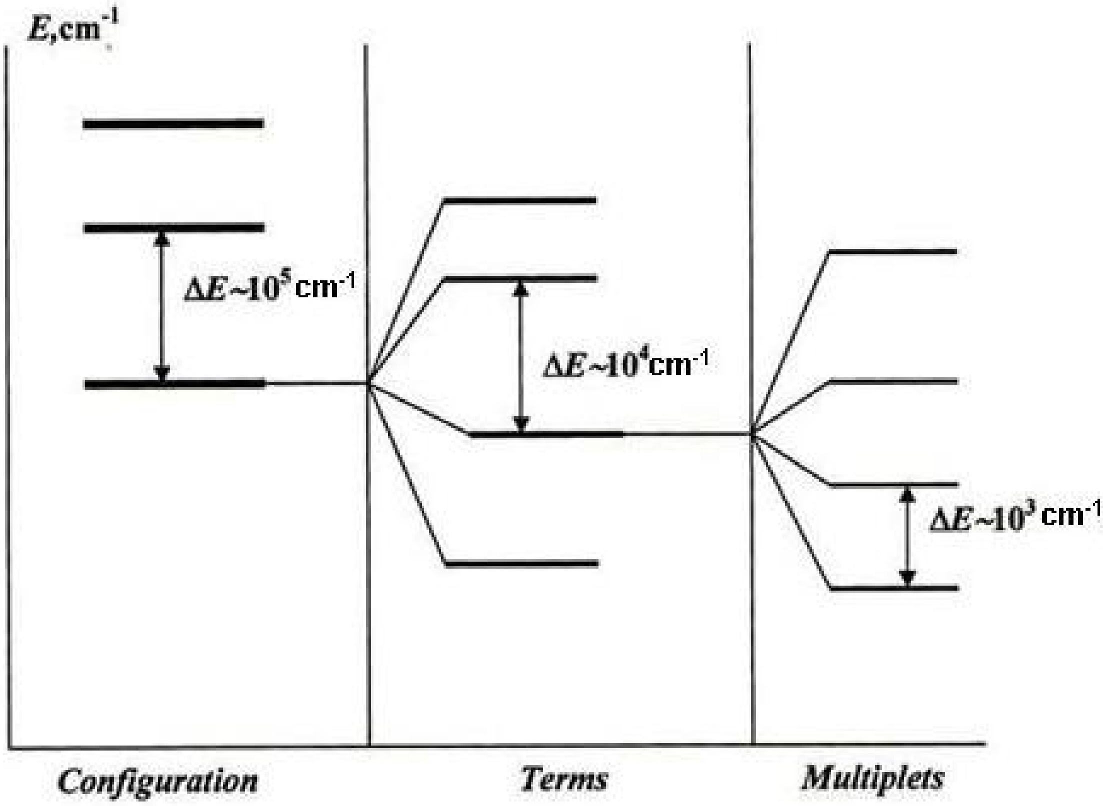
$$E_{LS} = \xi \cdot \widehat{L} \cdot \widehat{S} = \frac{1}{2}\xi\left[J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)\right]\hbar^2 \qquad (1.3)$$



1.расм Атомнинг вектор модели. *L* ва *S* векторлар *J* вектор йўналишига нисбатан прецессияланадилар.

ξ доимий, маълум бир (*L, S*) терм учун маънога эга бўлиб, мувофиқ келувчи қобиқости ярмига нисбатан кам ёки кўп тўлганлига боғлиқ равишда хам мусбат ва манфий бўлиши мумкин. Кейинги мулоҳазалар учун аҳамиятга эга, муҳим муаммо бу қўйи энергияли холатни (*асосий холатни*) танлаш ҳисобланади. Берилган электрон конфигурацияда қайси терм ёки мультиплет сатҳи асосий холатни тавсифлашини аниқлаш учун *Хунднинг эмпирик қоидалари* қўлланилади. Хунд қоидаларига асосан [2-4]:

1) Энг кичик қийматга эга бўлган терм хар доим энг катта тўла спинга эга бўлади; агар бу шартни купгина термлар қаноатлантирса, у холда улар орасидан энг катта орбитал момент L билан характерланадигани энг кам энергияга эга бўлади.



2.Расм. Эркин НЕ-ионлар энергетик сатхларининг ажралиш схемаси.

2) Ярмигача тўлган қобиқости сатхларда берилган терм чегарасидаги энергия J ортиши билан катта қийматларга эга бўлади (тўғри мультиплетлар), яримдан зиёд тўлдирилган қобиқости сатҳларда эса тескари манзара кузатилади (тескари мультиплет).[2]

Мисол тариқасида тўлмаган $4f^{(8)}$ қобиқда 8 та электронга эгаНЕ ионнинг Tb^{3+} асосий термини кўриб чиқамиз. Бу холда кўрилаётган эквивалент

[2] Гудинаф бу қоидага қуйида яққол физикавий нуқтавий назардан изоҳ берди. Бир орбитада жойлашган иккита электронлар ўртасидаги электростатик итаришиш туфайли энергетик ноқулайлик пайдо бўлади, бу ҳолда нисбатан электронларнинг тўқнашиш эҳтимоллиги кўпроқ бўлади. Агар бу икки электронлар бир хил йўналишли спинга эга бўлса, Паули тамойилига кўра улар бир пайтнинг ўзида бир орбитада бўлиши мумкин эмас. У ҳолда ҳар хил орбиталарда жойлашган ва параллел спинларга эга бўлган электронлар ҳолатида энергетик қулайлик пайдо бўлиб, электростатик итаришиш энергиясини камайиши ҳисобига иккита электроннинг бир пайтда ва бир жойда пайдо бўлишига имкон бермайди. Қоиданинг иккинчи қисми шу билан боғлиқки, бир йўналишда айланувчи электронлар, қарама-қарши йўналишда айланаётган электронларга қараганда кам тўқнашадилар (кам таъсирлашади), шунинг учун L қанчалик катта бўлса электронларнинг энергияси шунчалик кичик бўлади.

электронларнинг орбитал (m_l) ва спин (m_s) проекциялари келтирилган 1.1. жадвални тузиш ўринли бўлади.

1.1.Жадвал

m_s \ m_l	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
↑	↑	↑	↑	↑	↑	↑	↑
↓	↓						↓

Кўриниб турибдики, Хунднинг биринчи қоидасига биноан, еттита эквивалент *f*-электронлар параллел йўналтирилган спинларга эга холатларни эгаллайди. Шу билан бирга иккинчи қоида бажарилиши учун, саккизинчи *f*-электрон, орбитал момент проекциясининг катта қийматига (+3 ёки -3) эга, қарама қарши йўналтирилган спинли холатни эгаллаши керак. Шунинг учун Tb^{3+} ионнинг асосий терми ^7F ҳисобланади. Тербий иони НЕ-даврининг иккинчи ярмида жойлашганлиги туфайли асосий мультиплет $^7F_6$ тескари ҳисобланади яъни, $J = L + S = 3 + 3 = 6$.

1.2 жадвалда асосий холатлар (термлар ва мультиплетлар), шунингдек, Хунд қоидаларига асосан тузилган, эркин РЗ-ионлар асосий $4f^{(n)}$-конфигурациясининг биринчи ўйғонган холатлари келтирилган.

Эркин НЕ-ионлар ўйғонган (юқори энергияли) конфигурацияларини тавсифлашда, Рассел-Саундерс боғланиши энергия спектрлари ва қўйи (энергия бўйича) холатлар эркин ионларнинг аралашган ўйғонган $4f^{(n-1)}5d$ (ёки $4f^{(n-1)}6s$) конфигурацияси классификациясини ҳисоблашда етарлича яхши яқинлашув ҳисобланади. Юқорида келтирилган назарий ҳисоблашларга асосан (мисол учун [5]), *d*-электроннинг билан $4f^{(n-1)}$-«остова» $4f^{(n-1)}5d$ -конфигурацияли *f*-электронлар билан ўзаро таъсир энергияси катталиги $\sim10^4 см^{-1}$ни ташкил этади, бу вақтда *d*-электрон учун сипн орбитал ўзаро таъсир катталиги $\sim10^3 см^{-1}$ га тенг. Эркин НЕ-ион $4f^{(n-1)}5d$- конфигурацияси пастки холатларини Рассел-Саундер яқинлашувида, «валент» $5d$ (ёки $6s$) – электроннинг, квант сонлари l ва s га эга $4f^{(n-1)}$-«қўйи» холатини характерловчи, L_1 ва S_1 квант сонлари вектор йиғиндиси сифатида ёзиш мумкин. [5-7].

1.2.жадвал

НЕ-иони	Асосий электрон конфигурация	Асосий терм	Асосий мультиплет	Биринчи ўйғонган мультиплет	$E_1 - E_0$ (cm^{-1})
Ce	$4f^1$	^2F	$^2F_{5/2}$	$^2F_{7/2}$	2200
Pr	$4f^2$	^3H	$^3H_4$	$^3H_5$	2200
Nd	$4f^3$	^4I	$^4I_{9/2}$	$^4I_{11/2}$	1800
Pm	$4f^4$	^5I	$^5I_4$	$^5I_5$	1600
Sm	$4f^5$	^6H	$^6H_{5/2}$	$^6H_{7/2}$	1000
Eu	$4f^6$	^7F	$^7F_0$	$^7F_1$	350
Gd	$4f^7$	^8S	$^8S_{7/2}$	–	–
Tb	$4f^8$	^7F	$^7F_6$	$^7F_5$	2300
Dy	$4f^9$	^6H	$^6H_{15/2}$	$^6H_{13/2}$	3400
Ho	$4f^{10}$	^5I	$^5I_8$	$^5I_7$	5000
Er	$4f^{11}$	^4I	$^4I_{15/2}$	$^4I_{13/2}$	6400
Tm	$4f^{12}$	^3H	$^3H_6$	$^3H_5$	8200
Yb	$4f^{13}$	^2F	$^2F_{7/2}$	$^2F_{5/2}$	10100

§1.2. Атомларнинг магнит хоссалари.

Электроннинг магнит моменти, унинг магнит майдондаги холати, ва атомдаги электронлар магнит моментларининг бир бирини компенсациялайдиган шартларини батафсил кўриб чиқамиз. Магнит момент тушунчаси, макроскопик нуқтаи назардан, магнит майдонда токли контур хоссаларини кузатаётганда атом физикасида “атом токи” деб номланувчи тушунча ёрдамида киритилади. Атомда ядро атрофида харакатланувчи электронлар электр зарядга эга бўлганлиги сабабли, улар макроскопик токларга ўхшаш магнит дипол моментига эга бўлувчи, ёпиқ токни ҳосил қилади. Бу момент харакат миқдори механик моменти билан чамбар час боғлиқ, чунки электрон нафақат зарядга, балки массага ҳам эга. Электронни e зарядга эга r радиусили орбита бўйлаб ω бурчакли тезлик билан харакатланувчи классик зарядланган зарра деб тасаввур этамиз. Бу холда хосил бўлувчи магнит момент қўйидаги ифода билан аниқланади:

$$\vec{\mu}_l = -\frac{e}{2mc}\vec{l} \qquad (1.4)$$

$\vec{l}$ m массали v тезлик билан харакатланувчи зарранинг харакат миқдори моменти бўлганлиги сабабли, (1.4) ифода электроннинг орбитал харакати туфайли юзага келувчи магнит моменти ва харакат миқдори орбитал моменти орасидаги боғланишни кўрсатади. У ихтиёрий орбита учун хам, ва орбитал магнит момент оператори $\hat{\mu}_l$ тушунчаси сифатида квант механикасида хам ўринли бўлади. Маълумки, харакат миқдори орбитал моментидан ташқари, хар бир электрон яна хусусий харакат миқдори моменти, электроннинг ички эркинлик даражасига мувофиқ келувчи s спинга эга бўлади. Шунингдек, спин Дирак релятивистик назариясига асосан, магнит моменти $\hat{\mu}_s$ мавжудлиги билан боғлиқ бўлиб, хақиқатдан бу икки катталиклар орасидаги муносабат (1.4) га ўхшаш бўлиб, фақатгина пропорционаллик коэффициенти икки марта катта бўлади:

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{mc}\vec{s} \qquad (1.5)$$

Иккала холда хам спин ва орбитал магнит моментлар мос келувчи механик момент йўналишига қарама қарши йўналган. Магнит моментнинг мавжудлиги хар доим нолдан фарқли харакат миқдори моменти билан боғлиқлиги фундаментал аҳамиятга эга. Шунга кўра элементар магнит кўп холатларда, гиромагнит эффект ва магнит резонансга сабаб бўладиган, катта бўлмаган пилдироқ (гироскоп) хоссаларига эга бўлади

Атомда $\vec{l}$ ва $\vec{s}$ катталиклар квантланганлиги учун, $\vec{\mu}_l$, $\vec{\mu}_s$ магнит моментлар хам квантланган бўлиши керак. Орбитал ва спин магнит моментларининг квантлаш ўқига проекциялари учун қўйидаги ифодаларни олиш мумкин:

$$(\mu_l)_z = -\frac{e\hbar}{2mc}m_l \qquad (\mu_s)_z = -\frac{e\hbar}{mc}m_s = \pm\frac{e\hbar}{mc} \qquad (1.6)$$

$e\hbar/2mc$ = $0{,}927\cdot 10^{-20}$ эрг/Гс катталик *Бор магнетони* дейилади ва μ_B белгиланади. Агар фазовий квантлаш ўқи сифатида магнит майдон йўналиши танланса, у холда $(\mu_l)_z$, $(\mu_s)_z$ компоненталар майдон йўналиши бўйича ўлчанадиган магнит моментлар сифатида ифодаланади. Унда (1.6) дан кўринадики, Бор магнетони магнит моментнинг элементар кванти маъносига эга бўлади.

Электроннинг магнит (орбитал ва спин) моментини, харакат миқдорининг механикавий моменти орқали аниқланувчи катталик сифатида, аниқлаб, атомнинг вектор модели ёрдамида бутун атомнинг йиғинди магнит моментини ҳисоблашимиз мумкин. Бунинг учун харакат миқдори йиғинди (орбитал ва спин) моментларини ифодаловчи $\boldsymbol{L}$ ва $\mathbf{S}$ векторларга мос равишда, бутун атомнинг йиғинди моментларини ифодалайдиган $\boldsymbol{\mu_L}$ ва $\boldsymbol{\mu_S}$ магнит моментларни қўйиш етарли бўлади

Бу холатда μ_L ва μ_S моментларни квантлаш (1.1). муносабатлар билан тавсифланади. Шунингдек булардан, $\boldsymbol{L}$ ва $\boldsymbol{S}$ лар нолга тенг тўлдирилган қобиқости сатхлар, атом электрон қобиғининг хусусий магнит моментига таъсир кўрсатмаслиги келиб чиқади.

Спин орбитал ўзаро таъсир инобатга олинганда, манзара бир қанча мураккаблашади, чунки бу холатда $\boldsymbol{L}$ ва $\boldsymbol{S}$ катталиклар харакат интеграллари бўлмайди. Уларнинг функциясини, квант сонлари билан боғлиқ бўлган, харакат миқдорининг тўла моменти z-компонентаси J_z бажаради. $\boldsymbol{\mu_L}$ ва $\boldsymbol{\mu_S}$ моментларни қўшиб (1.2) га ўхшаш векторга эга бўламиз [1,3]:

$$\vec{\mu}_J = -\frac{e}{2mc}(\vec{L} + 2\vec{S}) \qquad (1.7)$$

$\boldsymbol{J}$ коллениар эмас. Бу холда тўла магнит момент харакат интеграли эмаслигини белгилайди, ва квант механикаси нуқтаи назаридан, бир вақтда энергия ва атомнинг тўла харакат миқдори моменти билан ўлчанадиган катталик бўла олмайди. Шунинг учун, $\vec{\mu}_J$ векторнинг $\boldsymbol{J}$ вектор йўналишига проекциясини ифодалайдиган, $\mu_{J//}$ эффектив магнит моменти тушунчасини киритамиз.

Эффектив магнит моменти *z*-компонентаси учун қўйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$/\mu_{J//}/ = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \qquad (1.8)$$

Хусусий холда S = 0, $L \neq 0$ (соф орбитал магнетизм), натижада, $g_J = g_L = 1$га эга бўламиз, бошқа томондан эса S $\neq$ 0, $L = 0$ (спин магнетизм) $g_J = g_S = 2$. g_J катталик *Ланде фактори* деб аталади:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \qquad (1.9)$$

§1.3. Парамагнетизм табиати

Ўтувчи элементлар ва уларнинг бирикмалари ионларида парамагнетизм юзага келиши қисқача налализ қилиб чиқамиз. Бир нечта ташқи 3*d*- 4*f*- ва ҳ.к. электронларини юқотиши сабабли ҳосил бўлувчи бу ионларда, қобиқости сатхлари қисман тўлдирилган бўлгани сабабли, улар доимо нолдан фарқли магнит моментга эга бўлади. Агар ион асосий холати *J, L, S* квант сонлари тўплами билан ифодаланса, эркин ион эффектив магнит моменти (1.7) муносабатдан аниқланади.

Фаразга кўра, *z* ўқи бўйлаб таъсир этувчи H магнит майдонда магнитавий дипол момент потенциал энергияга эга бўлади

$$W_m = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{H} = -(\mu_J)_z \cdot H \qquad (1.10)$$

Энергия дипол моментининг майдонга нисбатан йўналишига боғлиқ. Бу шуни кўрсатадики, *J, L, S* энергатик сатх магнит майдонда, ***J*** векторнинг мумкин бўлган ориентациялари 2*J*+1га тенг бўлганлиги учун, (2*J*+1)та сатхости сатхларга ажралади. Қўшни сатхости сатхлар орасидаги масофа

$$-g_J \mu_B [(M_J - 1) - M_J] H = g_J \mu_B H$$

га тенг $(\mu_J)_z$ компонентанинг максимал мусбат қийматида, энергия энг кичик тартибга эга эканлиги сабабли, ионлар магнит моментлари майдон йўналишига бурилишга харакат қилади. Панжаранинг иссиқлик тебранишлари бу холатга тўсқинлик қилади, шунинг учун ихтиёрий чегаравий хароратда магнит моментларнинг тўлиқ тартибланмайди. Тартибланиш даражаси, магнит энергия ва kT иссиқлик тебранишлари энергиялари орасидаги муносабатга боғлиқ бўлувчи , алоҳида M_J сатхости сатхларининг тўлдирилиш эҳтимоллиги билан аниқланади. Агар 1 см^3 да N та парамагнит ионлар мавжуд бўлса, унда натижавий магнитланиш M

$$M = \sum_{i=1}^{N} \mu_{zi} = N\overline{\mu}_z = Ng_J \mu_B J B_J(x) \qquad (1.11)$$

формула орқали ифодаланади, бу ерда $x = g_J \mu_B JH / kT$, $B_J(x)$ эса

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} cth \frac{(2J+1)x}{2J} - \frac{1}{2J} cth \frac{x}{2J} \qquad (1.12)$$

тенглама орқали аниқланувчи *Бриллюэн функцияси* [2,3].

Бриллюэн функциясининг, J нинг турли ҳолат қийматлари 3 расмда тасвирланган бўлиб, таққослаш учун Cr^{3+}, Fe^{3+} и Gd^{3+} тузларнинг магнитланишларининг экспериментал қийматлари хам келтирилган [3].

Парамагнетизм назариясининг асосий тенгламаси хисобланувчи (1.12) тенгламани, қўйидагича соддалаштириб келтириб чиқариш мумкин: атом E_m энергияли холатда бўлиш эҳтимоллиги Больцман кўпайтувчиси $P_m = C\exp(-E_m / kT)$ билан аниқланади. Алоҳида холатлар изоҳ талаб қилмайдиган эҳтимолликка эга эканлигидан $\sum_m P_m = 1$ шартни ҳисобга олиб,

$C = \dfrac{1}{\sum_m \exp(-E_m / kT)}$ катталикни ҳосил қиламиз.

Фараз қиламизки, ажралмаган асосий холатга (мультиплетга) $H = 0$ да нолинчи энергия мос келади ва кейинги нисбатан юқори сатҳ асосий ҳолатдан етарлича баландда жойлашган, яъни $\Delta E >> \mu_B H$ ва $\Delta E >> kT$. Бу ҳолда, ион магнит майдонда асосий ҳолатнинг ажралиши натижасида ҳосил бўлувчи, $2J + 1$ холатларнинг бирида жойлашиши мумкин. У вақтда:

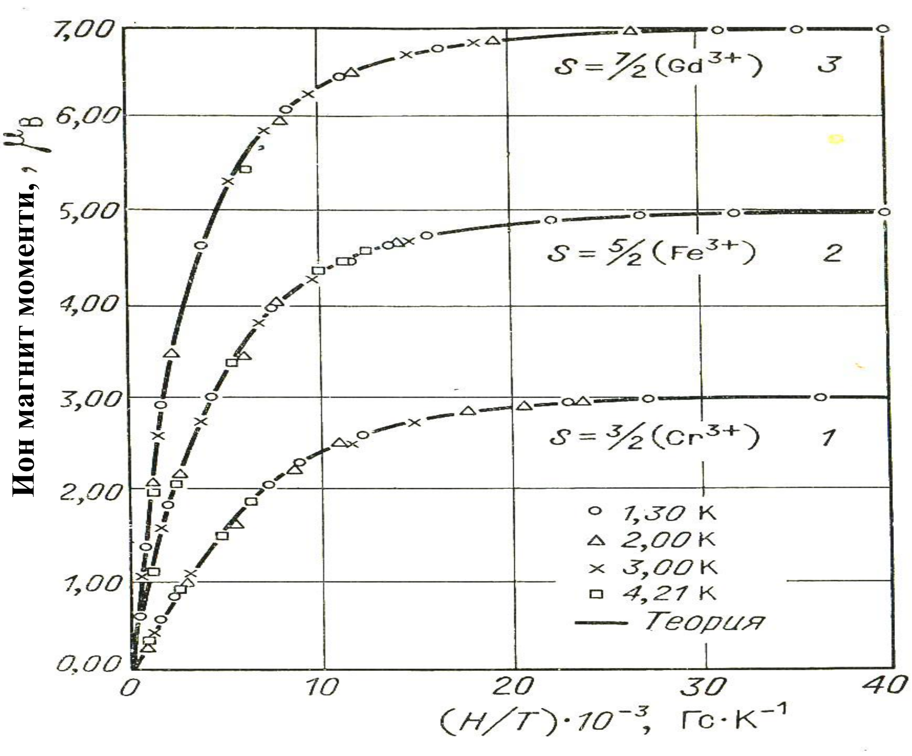
$$E_m = -\mu_{zm} H = -g_J \mu_B m H \qquad m = -J, -(J-1), ...+J$$

Яъни берилган E_m га μ_{zm} нинг аниқ бир қиймати тегишли бўлади (бу ерда соддалик учун $M_J = m$ деб оламиз). Шундай қилиб, P_m катталик, ион магнит моментининг компонентаси майдон бўйлаб йўналишида μ_{zm} га тенглиги эҳтимоллигини ифодалайди. Демак:

$$\overline{\mu}_z = \sum_{m=-J}^{+J} P_m \mu_{zm} = \frac{\sum_{m=-J}^{+J} \mu_{zm} \exp(-\mu_{zm} H / kT)}{\sum_{m=-J}^{+J} \exp(-\mu_{zm} H / kT)} \qquad (1.13)$$

бу ерда $u(x) = \sum_{m=-J}^{+J} \exp(mx/J)$ - геометрик прогрессия бўлиб, унинг йиғиндиси қўйидаги ифодага олиб келади: $u(x) = e^{-x} \cdot \dfrac{e^{(2J+1)x/J} - 1}{e^{x/J} - 1} = \dfrac{sh[(2J+1)x/2J]}{sh(x/2J)}$

$-\mu_z H = -g_J \mu_B JH$ магнит энергия абсолют қиймат бўйича kT дан етарлича кичик бўлган холда (1.12) ифодани гиперболик котангенсларни даражали қаторларга ёйиб, $x = g_J \mu_B JH / kT$ бўйича юқори даражалар хадларини инобатга олмасдан соддалаштириш мумкин. У холда: $B_J(x) \approx \dfrac{(J+1)x}{3J}$, x<<1 га эга бўламиз, ва демак: $M = \dfrac{NJ(J+1)g_J^2 \mu_B^2}{3kT} H$ (1.14)



3-Расм. 1-хромокалий (кварц), 2-темир-аммоний ва 3-сульфат гадолин тузларида магнит моментларини H/T боғлиқлиги [3].

Бунинг натижасида эркин парамагнит ионларнинг χ қабул қилувчанлиги учун таниқли Кюри қонунига эга бўламиз [1-4,8]:

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{NJ(J+1)g_J^2\mu_B^2}{3kT} = \frac{C}{T} \qquad (1.15)$$

C – Кюри доимийси.

НЕ ион магнит моменти J билан аниқланади ва уни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mu_{eff} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \qquad (1.16)$$

(1.15) ифода шуни кўрсатадики, $x = g_J \mu_B JH / kT << 1$ шарт бажарилганда M ва H орасида тўғри пропорцианаллик мавжуд. Агар бу шарт бажарилмаганида, масалан, жуда кичик хароратли соҳада, унда (1.15) ўрнига (1.12) тўлиқ ифодани қўллаш керак. $x \to \infty$ да $B_J(x) \to 1$ га эга бўламиз, шундай қилиб магнитланиш тўйиниш қийматига интилади. (3.расм)[3] [8].

Кристалларда ионлар эркин бўлмайди ва кристалл майдоннинг атом магнит майдонига таъсири бу майдон томонидан электроннинг орбитал харакатига ва атомнинг харакат микдори моментига таъсири билан боғлиқ.

Таъсирнинг *кучли*, *ўртача* ёки *кучсиз* бўлишлигига қараб, у турлича кристаллик майдонига эга бўлади.

Кучсиз кристаллик майдони спин орбитал боғланишга таъсир этмайди ва унинг тўлиқ магнит моменти эркин ион сингари бўлади.

---

[3] Агар N ионлар сони N_A Авогадро сонига тенг бўлса, у ҳолда Кюри доимийси қуйидагича ёзилиши мумкин: $C = \frac{N_A J(J+1)g_J^2\mu_B^2}{3k} = \frac{1}{8}g_J^2 J(J+1)$ ва χ_m магнит қабўл қилгич (бир моль учун) қуйидагига тенг бўладии: $\chi_m(cm^3) = \frac{1}{8T}g_J^2 J(J+1)$. Унда солиштирма магнит қабул қилгич (бир грамм учун) қуйидагича ёзилиши мумкин: χ (cm^3/gram) $= \frac{\chi_m}{M}$, бу ерда M-молекуляр оғирлик. Бундан келиб чиқиб, бирлик ҳажмда χ_V -магнит қабўл қилгич (cm^{-3}) тенг бўлади: $\chi_V = \frac{\rho\chi_m}{M}$, бу ерда ρ-модда зичлиги (in gram/cm^3). Шундай қилиб, χ_V -ўлчовсиз катталикдир. Бундан M_V - магнитланувчанлик шунингдек бирлик ҳажмдаги (cm^{-3}) ўртача магнит моменти бу вақтда H ташқи магнит майдонидагидек ўлчовга эга бўлади. Лекин бу ҳолда M_V – магнитланувчанлик *Gauss* (gs) да ифодаланиши мумкин, бу пайтда ташқи магнит майдонидаги ўлчов *Oersted* (Ое)ларда берилади..

Парамагнит қабул қилувчанлик ва бошқа катталикларнинг аниқ статистик ҳисоблашларига асосан, кристаллик майдонида алоҳида мультиплет сатҳларни айнишини қисман камайтириш ҳисобига, улар орасидаги масофани ўзгаришига эришиш мумкин.

Бизни кўпроқ *ўртача* кристаллик майдони қизиқтириб, бу ҳолда майдоннинг магнит моментига таъсири кучлироқ бўлади ва орбитал моментни “музлашига” олиб келади.

Бу шу нарса билан боғлиққи, кристаллик майдони спин орбитал боғланишни ўзади ва электронларнинг ҳаракати кристаллик майдони симметрияси билан мувофиқлашуви керак бўлади.

Кристаллик майдони фақат электроннинг орбитал ҳаракатига таъсир этиб, уларнинг спинига таъсир кўрсатмайди, S вектори LS-боғланишни бузилишида, кристаллик майдони таъсирида кўп ҳолларда ҳаракат интегралидан четлашадиган L векторга боғлиқ бўлмаган ҳолда ўз йуналишига эга бўлади. Бу ҳолда атомнинг магнит моменти S спин орқали аниқланиб, уни қуйидаги кўринида ёзиш мумкин [3]:

$$\mu_{eff} = g\mu_B \sqrt{S(S+1)} \qquad (1.17)$$

Бу ерда *g-спектроскопик ажралиш фактори* бўлиб, соф спинли магнетизмда нолга тенг. Шунинг учун магнит қабўл қилувчанлик бу ҳолатда қуйидагича ифодаланади [1,3]:

$$\chi = \frac{NS(S+1)g_J^2\mu_B^2}{3kT} \qquad (1.18)$$

Биз учун асосий бўлган иккита ўтиш элементларига эга темир ва нодирер гуруҳларини татқиқ қилишда, биз асосан биринчи *ўртача* кристаллик майдони билан, ва иккинчи *кучсиз* кристаллик майдони билан тўқнаш келамиз.

Бу икки гуруҳларнинг элементлари орасидаги фарқ (1.16) ва (1.17) формулалар орқали назарий жиҳатдан ҳисобланган магнит моментларнинг қийматлари билан, ўлчаш усуллари орқали олинган парамагнит тузларнинг қийматлари орасида яққол намоён бўлиб, 1.3-жадвалда акс этган [3].

1.3-жадвал

Темир гурухи ионлари учун (Бор магнитонида) μ_J, μ_S и $\mu_{экс п}$ магнит моментлари ва λ спин-орбитал константалари қийматлари

Ион	Конфигурация $3d^n$	Эркин ионнинг асосий сатхи	λ, см$^{-1}$ *)	$\mu_J/\mu_B = g_J[J(J+1)]^{1/2}$	$\mu_S/\mu_B = 2[S(S+1)]^{1/2}$	$\frac{\mu_{эксп}}{\mu_B}$	$g_{эксп}$ **)
Ti^{3+}	$3d^1$	$^2D_{3/2}$	154	1,55	1,73	1,8	—
V^{3+}	$3d^2$	$^3F_2$	104	1,63	2,83	2,8	(1,98)
Cr^{3+}; V^{2+}	$3d^3$	$^4F_{3/2}$	87; 55	0,77	3,87	3,8	(1,97)
Mn^{3+}; Cr^{2+}	$3d^4$	$^5D_0$	85; 57	0	4,90	4,9	2,0
Fe^{3+}; Mn^{2+}	$3d^5$	$^6S_{5/2}$	—	5,92	5,92	5,9	2,0
Fe^{2+}	$3d^6$	$^5D_4$	—100	6,70	4,90	5,4	2,2
Co^{2+}	$3d^7$	$^4F_{9/2}$	—180	6,54	3,87	4,8	2,5
Ni^{2+}	$3d^8$	$^3F_4$	—335	5,59	2,83	3,2	2,3
Cu^{2+}	$3d^9$	$^2D_{5/2}$	—852	3,55	1,73	1,9	2,2

*) эркин ионлар учун: кристалларда λ қиймати бир неча марта кичик бўлади

**) $g_{эксп} = (\mu_{эксп}/\mu_B)[S(S+1)]^{-1/2}$.

Нодир ер ионлари учун магнит моментлари ва λ спин-орбитал ўзаро таъсир константалари

Ион	Ташқи электронлар конфигурацияси	Асосий сатх	$\lvert\lambda\rvert$, см$^{-1}$	$\mu_J/\mu_B = g_J[J(J+1)]^{1/2}$	$\mu_{эксп}/\mu_B$
Ce^{3+}	$4f^15s^2p^6$	$^2F_{5/2}$	640	2,54	2,4
Pr^{3+}	$4f^25s^2p^6$	$^3H_4$	800	3,58	3,5
Nd^{3+}	$4f^35s^2p^6$	$^4I_{9/2}$	900	3,62	3,5
Pm^{3+}	$4f^45s^2p^6$	$^5I_4$	(1070)	2,68	—
Sm^{3+}	$4f^55s^2p^6$	$^6H_{5/2}$	1200	0,84	1,5
Eu^{3+}	$4f^65s^2p^6$	$^7F_0$	1410	0	3,4
Gd^{3+}	$4f^75s^2p^6$	$^8S_{7/2}$	(1580)	7,94	8,0
Tb^{3+}	$4f^85s^2p^6$	$^7F_6$	1770	9,72	9,5
Dy^{3+}	$4f^95s^2p^6$	$^6H_{15/2}$	1860	10,63	10,6
Ho^{3+}	$4f^{10}5s^2p^6$	$^5I_8$	2000	10,60	10,4
Er^{3+}	$4f^{11}5s^2p^6$	$^4I_{15/2}$	2350	9,59	9,5
Tm^{3+}	$4f^{12}5s^2p^6$	$^3H_6$	2660	7,57	7,3
Yb^{3+}	$4f^{13}5s^2p^6$	$^2F_{7/2}$	2940	4,54	4,5

Бу гуруҳлар турлича хоссалари ионлар билан осонлик билан тушунтирилади. Кристалдаги темир гуруҳи элементларида *d*-электронлар ионнинг ташқи қобиқости валент электронини узилишидан ҳосил бўлади ва шунинг учун экранлашмаган ионлар майдони таъсирига тушади.

Бунга тескари ҳолда нодирер парамагнетизми учун асосий бўлган 4*f*-электронлар атомда нисбатан чуқурроқ жойлашади. Ўлардан ташқарида ўзининг заряди билан кристаллик майдонини экранлаштирувчи, шунингдек тўлиқ тўлдирилган $5s^2$- ва $5p^6$ қобиқости жойлашади.

§1.4. Ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм.

Ферромагнетизм, антиферромагнетизм ва ферримагнетизм парамагнетизмдан *спонтан магнитланиш* билан, яъни элементар магнит моментларнинг *спонтан тартибланиши* билан фарқланади. Парамагнит моддалардан фарқли ҳолда, асосий ҳолатдаги тасодифий ориентирланган баъзи атомларнинг магнит моментлари фақат берилган магнит майдони таъсири остида тартибланади. Бу ерда тартибланган ҳолат ташқи таъсирсиз ҳам, атомларнинг ўзаро ички таъсирлашуви натижасида ҳосил бўлади. Агар бунда қўшни атомларнинг магнит моментлари бир бирига нисбатан *параллел* йўналса *ферромагнит* тартибланиш хақида сўз юритилади, агар моментлар йўналиши *антипараллел* бўлса, у холда *антиферромагнит* тартибланиш деб аталади.

Парамагнетизмдаги каби, барча айтиб ўтилган тартибланган магнит холатларнинг юзага келишнинг зарур шарти, моддада компенсацияланмаган доимий магнит моментларнинг мавжудлиги ҳисобланади. Ҳозирча магнит хоссаларни ҳосил қилувчилар сифатида 3*d*-электронларни қараб чиқамиз. Орбитал моментнинг “музлатилганлиги” хақидаги фикрларни ҳисобга олиб, фақат спин магнит моментини кўриб чиқиш етарли бўлади. Бу элементлар атомлари ёки ионларини ўз ичига оладиган кристалларда, спонтан магнитланиш юзага келиши учун, уларда етарлича катта бўлган, спинларнинг ўзаро йўналишига боғлиқ ва уларнинг тартибланишига сабаб бўлувчи, кучли ўзаро таъсирлар мавжуд бўлиши керак. Ўзаро таъсирнинг икки асосий тури мавжуд: иккита магнит спин моментлар орасидаги *магнито-дипол* ўзаро таъсир ва *алмашув* ўзаро таъсир. Дипол ўзаро таъсир атомнинг магнит моменти орқали юзага келадиган, магнит майдон билан тушунтирилади. Шунинг учун *дипол* ўзаро таъсир хар доим нолдан фарқли атом, спинли ёки орбиталлигидан қатъий назар, магнит моментига эга моддаларда мавжуд бўлади. Бироқ маълум бўлишича, алоҳида магнит моментларга магнит майдон томонидан таъсир этувчи кучларнинг қиймати жуда кичик ва нормал шароитда спонтан магнитланишга олиб келмайди. Аксинча, *алмашув* ўзаро таъсирлар қулай шароитларда дипол ўзаро таъсирлардан сезиларли кучлироқ бўлади ва шунинг учун ферромагнит ёки антиферромагнит тартибланишга олиб келиши мумкин.

Алмашув ўзаро таъсирлар спин магнит моментларнинг йўналирилганига олиб келгани билан магнит табиатига эга бўлмайди, бу эса электронлар орасидаги электростатик ўзаро таъсир билан тушунтирилади. Бу ўзаро таъсир атомдаги электронлар спин боғланишлари учун муҳим бўлган ўзаро таъсирларга ўхшаш, чунки уларнинг мавжудлиги бир томондан Паули тамойили билан, иккинчи томондан электронларнинг ўзаро электростатик итариши билан боғлиқ. *Алмашув* ўзаро таъсирнинг атом ичидаги спин боғланишлардан асосий фарқи шундан иборатки, биринчи холатда, ўзаро таъсирда қатнашувчи электронлар турлича атомларга тегишли. Хусусан, шу сабаб туфайли, атомлар орасидаги кучларнинг таъсири натижасида юзага келувчи алмашиш кучлари, параллел ва антипараллел бўлиши мумкин, яъни антиферромагнит, шу билан бирга атом ичидаги корреляция ходисаси хар доим спинларнинг параллел ориентациясини хосил қилади (*Хунд қоидаси*).

Алмашув ўзаро таъсир сабабли содир бўладиган ғалаёнланиш, W_{ex} билан тавсифланади. *Алмашув* ўзаро таъсир табиати хақида мулохазадан равшанки, W_{ex} бошқа ғалаёнланувчи аъзолардан фарқли гамильтонианда алоҳида танланган атомга тегишли бўлмай, танланган атом (ион) электронларнинг кристалдаги бошқа атомлар электронлари билан жуфт ўзаро таъсири мажмуидан иборат. Айрим ўзаро таъсирларни атомларнинг йиғинди спинлари орасидаги эффектив боғланишлар билан алмаштириш мумкин, уларни тавсифлаш учун Гейзенберг—Дирак оператори қўлланилади [1-3]:

$$W_{ex} = -2\sum_{ij} J_{ij}\hat{S}_i \cdot \hat{S}_j \qquad (1.19)$$

Бу ерда $\hat{S}_i, \hat{S}_j$ - *i* ва *j* атомларнинг спин операторлари, J_{ij} - *алмашув интеграли* деб номланади ва иккала атом электрон қобиқларининг қопланиш катталиги ва симметриясига боғлиқ бўлади. Алмашув интеграли ё мусбат, ёки манфий бўлиши мумкин, биринчи холатда спинларнинг ферромагнит, иккинчи холатда эса антиферромагнит тартибланиши ўринли бўлади. Алмашув кучларининг катталиги ҳамда муайян холатда қайси, ферромагнит ёки антиферромагнит тартибланишлар амалга оширилиши алмашув интегралнинг абсолют катталигига боғлиқ.

Энди (1.19) ифодани барча ионлар жуфтлиги *(i, j*) бўйича қўшамиз, бунда одатда яқин жойлашган атомлар жуфти йиғиндисини олиш етарли бўлади, чунки *алмашув* ўзаро таъсир қиймати масофа ортиши билан кескин камаяди. У ҳолда биз кристаллнинг *алмашув* ўзаротаъсир энергия операторини олишимиз, ёки агар $\hat{S}_i, \hat{S}_j$ операторларни бевосита *алмашув* ўзаротаъсир энергия кўринишидаги классик векторлар сифатида қарашимиз мумкин бўлади. Энди шу нарсага эътибор қаратишимиз керакки, қандай қилиб бу *алмашув* ўзаротаъсирни умумлашган ҳодисалар моҳиятига асосан, бир қанча эффектив алмашув майдонидаги (молекуляр майдон) мустақил атомлар (ионлар) билан ўзаро таъсирлашишга олиб келиш мумкинлиги, шунингдек бир ионли масала кўринишига (молекуляр майдон яқинлашуви) келтириш мумкинлигини кўрсатиб ўтамиз.

i-чи атомни қолган атомлар билан ўзаротаъсирлашувларини *алмашув* ўзаротаъсир тўлиқ энергиясидаги улушлар йиғиндиси кўринишида ифодалаб, қуйидагини тенгсизликни оламиз [3]:

$$W_{ex,i} = -g_i\mu_B\vec{S}_i \sum_{j(j\neq i)} \frac{2J_{ij}}{g_i g_j \mu_B^2} g_j \mu_B \vec{S}_j \qquad (1.20)$$

Ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W_{ex,i} = -\vec{\mu}_i \cdot \vec{H}_{ex,i} = -g_i\mu_B\vec{S}_i \sum_{j(j\neq i)} \frac{2J_{ij}}{g_i g_j \mu_B^2} g_j \mu_B \vec{S}_j$$

Бу ерда, $\vec{H}_{ex,i} = \sum_{j(j\neq i)} \frac{2J_{ij}}{g_i g_j \mu_B^2} \vec{\mu}_j$

μ_i, μ_j — *i*- ва *j*- атомларнинг магнит моментлари (ёки уларни тавсифловчи операторлар). Шу вақтгача фақат формал алмаштиришлар қаралган эди, энди бир қанча яқинлашишларни қараб чиқамиз. Соддалик учун барча атомларни бир ҳил деб оламиз, яни $g_i = g_j = g$, $S_i = S_j$, ва, натижада, фақат битта алмашув интеграл $J_{ij} = J > 0$ билан ифодаланувчи, фақат энг яқин атомларнинг ўзаро таъсирини қараб чиқамиз.

У холда H_{ex} тенгламасини , қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{H}_{ex,i} = \frac{2J}{g^2\mu_B^2} \sum_{j(j\neq i)} \vec{\mu}_j = \frac{2J}{g^2\mu_B^2} z\left(\vec{\mu}_j\right) \qquad (1.21)$$

Бунда энг яқин қўшни атомлар $\vec{\mu}_j$ моментларининг оний қийматлари уларнинг вақт бўйича ўртача қийматлари $\left(\vec{\mu}_j\right)$ билан алмаштирилган. Шундай қилиб, (1.20) ифодани энергия ёки, қўшни атомларнинг ўртача магнит моментига боғлиқ, маълум бир эффектив магнит майдон H_{ex} ва $\vec{\mu}$ магнит дипол моментларнинг ўзаро таъсир энергия оператори сифатида баҳолаш мумкин. Ўртача момент кристаллнинг ***M*** магнитланишига пропорцианал бўлганлиги сабабли, H_{ex} учун:

$$\vec{H}_{ex} = \gamma\vec{M} \qquad (1.22)$$

муносабатни ёзиш мумкин, бу ерда где γ - молекуляр майдон доимийси деб аталади (Вейс кўпайтувчиси).

Молекуляр майдон назариясида, магнит тартибланишнинг асосий сабаби бўлувчи, алмашув ўзаро таъсир, соф электр табиатга эга. Бироқ унинг таъсири кўп холларда магнит майдон таъсирига ўхшаш бўлади. Шунинг учун, магнетизмда алмашув ўзара таъсир ионлар магнит моментларининг маълум бир эффектив магнит майдон $H_{eff.} = H \pm H_{\mathrm{m}}$ билан ўзаро таъсири сифадида кўриб чиқилади. Эффектив магнит майдон H ташқи майдон ва ионлар спинлари ва фиктив мангит ўзаро таъсирлар орасидаги алмашув электр ўзаро таъсир ўрнига келувчи, H_{m} молекуляр майдонларнинг йиғиндисидан иборат. Бу ерда, алмашув майдони таъсирини H_{ex} молекуляр майдондаги H_{m} магнит моментларига эквивалент бўлган спин моментлари билан алмаштириб, қўйидаги ифодага эга бўламиз:

$$g_S S\mu_B H_{ex} = gJH_m\mu_B, \text{ ёки } 2SH_{ex} = gJH_m$$

$S = (g-1)J$ ни инобатга олиб[4], талаб қилинган молекула ва алмашув майдон орасидаги $H_m = \frac{2(g-1)}{g} H_{ex}$ боғлиқликни аниқлаймиз.

Эслатиб ўтамиз, берилган H_m ва H_{ex} лар ўртасидаги муносабатлар, J "яхши" квант сони ёки J ҳаракат интеграли бўлган яқинлашишларда ўринли бўлади [3].

Биз ички алмашув ўзаротаъсир спинларни бир қанча эффектив «квази-магнит» майдон $H_{eff.}$, билан алмаштирганимиздан кейин, ферромагнит моддага айланган атомлар ёки ионларни мавжуд бўлган эркин парамагнит ионлар сифатида қараб, уларнинг ҳаракат ҳолатини *алмашув* ва реал мгнит майдонларнинг тенг миқдордаги натижавий майдонида ўрганилади. (Молекуляр майдон усулларининг асосий ғоялари асосан шундан иборатдир).

Берилган ҳароратда магнитланишни ҳисоблаш учун (1.11) тенгламадан фойдаланиб, Бриллюэн функциясидаги H аргументини $H+\gamma M$ ифода билан алмаштириб, ҳамма жойда J ни ўрнига S ни қўямиз.

Баъзи ҳолатларда спонтан магнитланган M_{S} катталик ҳақида сўз юритилганда, Бриллюэн функциясида бевосита $H = H_{ex} = \gamma M$ катталикни киритиш талаб қилинади. Магнит тартибланишда ҳарорат ортиши билан шартли *алмашув* ўзаротаъсирда иссиқлик тебранишлари натижасида доимий равишда бузилиш кўзатилади, спонтан магнитланиш катталиги эса камайиб

---

[4] $S = (g-1)J$ формулани хақиқий яқинлашишларда $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ва $g\vec{J} = \vec{L} + 2\vec{S}$ икки маълум формулаларни комбинациялаш йўли билан олиш мумкин. J- "яхши" квант сони ҳисобланади.

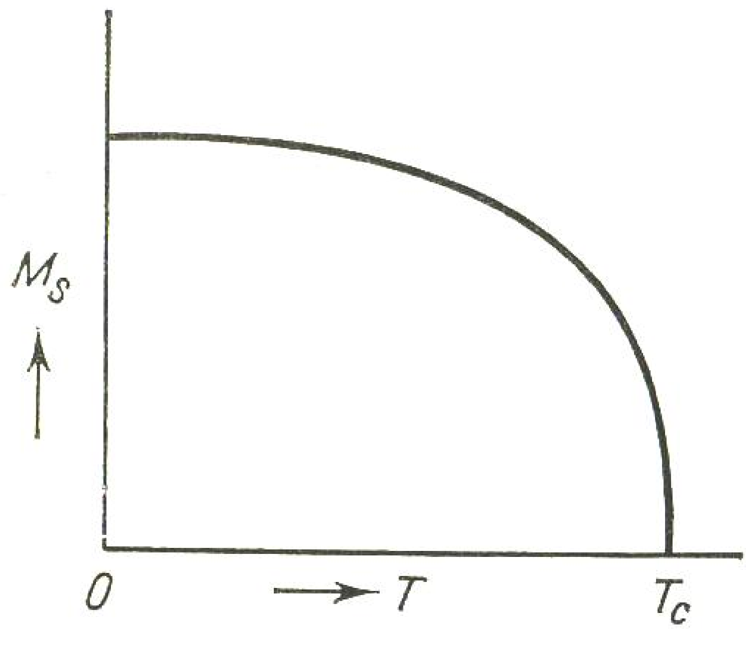
боради. M_S катталикни ҳароратга боғлиқлигини (1.11) тенгламадан, x ўрнига $g\mu_B SM_S / kT$ катталикларни қўйиб аниқлашимиз мумкин.

Етарлича юқори ҳароратларда юзага келадиган иссиқлик тебранишлари, системадаги тартибланган элементар магнитларни тутиб турувчи кучларни енга боради. Ҳарорат ортиши билан *спонтан* магнитланишни камайишини ифодаловчи эгрилик чизиғи баъзи бир T_c Кюри ҳарорати деб аталувчи критик ҳароратларда янада кўпроқ фаоллашади, спонтан магнитланиш йўқолмайди ва модда парамагнитга айланмайди. (4-расм).

T_c Кюри ҳарорати қийматлари бўйича алмашув ўзаротаъсир ва майдон катталиклари тўғрисида фикр юритиш мумкин бўлади. Катталикларни тартибини баҳолашда қуйидаги ифодадан фойдаланиш етарлидир:

$$W_{ex} \approx gS\mu_B H_{ex} \approx kT_c$$

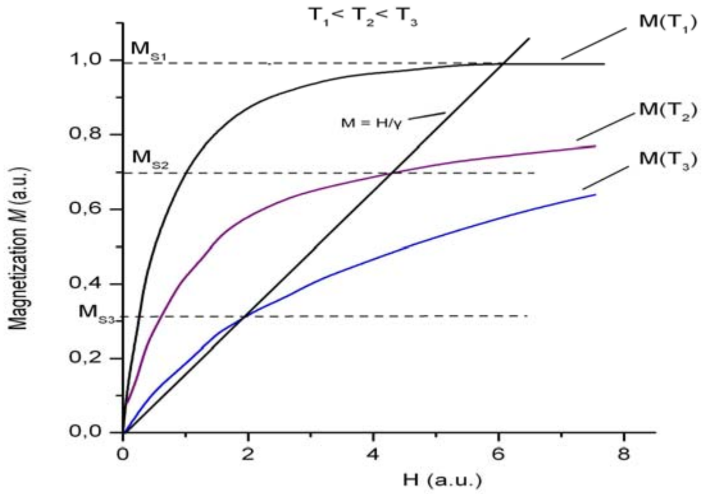
Масалан, темир учун (S = 1; g = 2, $T_c \sim 1000$ К) H_{ex} катталик эса тахминан $5{\cdot}10^6$ Э га тенг бўлади.



4-расм. Спонтан магнитланган ферромагнетикни ҳароратга боғланиш графиги кўриниши.

Бошқа магнит тартибланишга эга бўлган моддалар билан солиштирилганда спонтан магнитланган ферромагнит моддалар классик дипол ўзаротаъсирга боғлиқ бўлмайди, уларнинг энергияларини қийматлари ўлчшларда кўзатилган Кюри ҳароратидан 10^3 - 10^4 марта кичик бўлади [1-3,8].

Шуни айтиб ўтиш лозимки, молекуляр майдон назарияси T_c Кюри ҳароратини ҳосил бўлишини оддий ҳолатлардан келиб чиққан ҳолда тушунтириб бера олади.



5-расм. Расмда молекуляр майдон тенгламаларини ечимини график усули тасвирланган. Ҳароратнинг ошиши билан ўз-ўзидан M_S модданинг магнитланиш қиймати камайиб бориши ва баъзи бир ҳароратнинг $T = T_c$ қийматларида нолга тенглиги кўриниб турибди. Ўқларда нисбий магнитланиш ва магнит майдон қийматлари жойлашган.

Бу назария кўп ҳолларда иккита тенглама билан ифодаланади:

$$H_{ex} = \gamma M \qquad \text{и} \qquad M = NgJ\mu_B B_J(x)$$

Бу ерда $x = \dfrac{gJ\mu_B H_{eff}}{kT}$, ва $H_{eff} = H \pm H_m$. Шунингдек юқорида кўрсатиб ўтилгандек H_m, H_{ex} алмашув майдонига пропорционалдир. Бу икки тенгламани график усули орқали ечиб, (5-расм) кўриш мумкинки, уларнинг ечими сифатида берилган Т ҳароратда ўз-ўзидан магнитланиш катталигини аниқлаш имконини берувчи, $M = H/\gamma$ чизиқли боғланиш ва $M(T)$ ночизиқли боғланишларнинг кесишув нуқтаси қаралади. Бундан ташқари графикдан кўриниб турибдики, ҳароратнинг ошиши билан M_S модданинг ўз-ўзидан магнитланиш қиймати камайиб бориши ва ҳароратнинг баъзи бир $T = T_c$ қийматларида нолга тенглиги кўриниб турибди, бу эса Кюри ҳароратини тартибли магнит моддаларида ҳосил бўлишини изоҳлаб беради.

Кюри нуқтаси орқали утишларда модда парамагнит хусусиятига эга бўлса ҳам, алмашув кучлари йўқолмайди: фақатгина бу кучлар тартибланган ҳолатдаги спин моментларини тутиб туришга етарлича бўлмайди. *H* ташқи магнит майдонидаги қўшимча H_{ex} майдонга элементар атом моментлари таъсир этишда давом этади. $T > T_c$ бўлганда магнитланиш, *H* ўрнига $H+\gamma M$ йиғиндини қўйиб (1.14) ифода орқали ҳисобланади. У ҳолда қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$M = (H + \gamma M)\frac{C}{T} \qquad C = \frac{NS(S+1)g^2\mu_B^2}{3k} \qquad (1.23)$$

Бундан қабўлқилувчанликни ҳароратга боғлиқлигини ифодаловчи формула келиб чиқади:

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - C\gamma} \qquad (1.24)$$

$T \to C\gamma$ бўлганда χ катталик чегараланмаган ҳолда ўсади, лекин *H* нолга тенг майдонда магнитланиш М нолдан фарқли бўлади, шунинг учун $C\gamma$ ҳосилавий катталикни T_c Кюри ҳарорати орқали ифодалаш мумкин бўлади. Шундай қилиб, (1.24) формула бизга маълум бўлган Кюри – Вейсс қонунига айланади:

$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \qquad (1.25)$$

(1.21) ва (1.22) муносабатлари ҳисобга олиб, *J* алмашув интегралини Кюри [3] ҳарорати билан боғлайдиган қуйидаги тахминий ифодаларни оламиз[5]:

$$T_c = \frac{2zJS(S+1)}{3k} \qquad (1.26)$$

Антиферромагнит моддалар (масалан, NiO, MnO, MnF_2 *ва б.қ)* ферромагнит моддалардан қўшни катионлардаги спин йўналишларини антипараллеллиги билан фарқланади. Бу модда атомларида (ионларида) бир йўналишли спинлар, бир хил атомлардан ва фақат спин йўналиши

---

[5] Ушбу мақсадда (1.21) муносабатни қуйидагича алмаштирамиз: $\vec{H}_{ex,i} = \frac{2J}{g^2\mu_B^2 N} zM$, бу ерда $M = N\left(\vec{\mu}_j\right)$ - модда магнитланиши. Олинган ифодани (1.23) формулага қўйиб, С доимий учун қуйидагини оламиз: $C = \frac{2Jz \cdot M \cdot S(S+1)}{3k \cdot H_{ex}} = \frac{2Jz \cdot S(S+1)}{3k \cdot \gamma}$, ёки $T_c = C\gamma = \frac{2Jz \cdot S(S+1)}{3k}$.

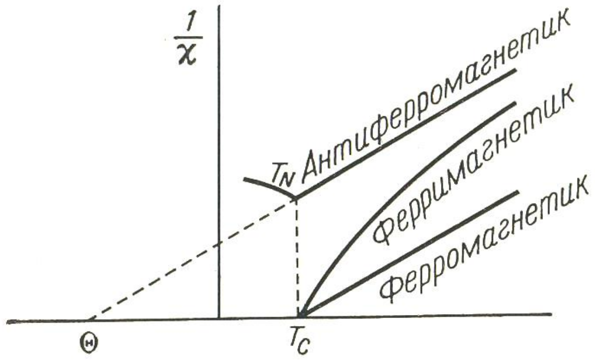
билан фарқланадиган муайян ўзаро ўтиш кристаллографик панжараси ҳосил қилади. Шуни таъкидлаш керакки худди ферромагнит моддалар сингари бу ерда ҳам критик ҳарорат – антиферромагнит Кюри ҳарорати мавжуд бўлиб, кўп ҳолларда панжарада спонтан магнитланиш йўқолиб, парамагнетизм соҳа бошланадиган қисмига Неел (T_N) ҳарорати деб ҳам аталади. Неел (T_N) ҳароратини пастки қисмида панжара спонтан магнитланишга эга бўлиб, магнит майдони йўқ бўлган маҳалда уларнинг моментлари антипараллел йўналишга эга ва кристаллнинг йиғинди магнитланган ҳолати барибир нолга тенг бўлади. Натижада антиферромагнит тартибланиш ва магнит майдонини йўналтирувчи таъсир доираси камаяди. Бу ҳолатда антиферромагнит модданинг қабулқилувчанлигини ҳароратга боғлиқ ҳолда ўзига хос ўзгариши 6-расмда келтириб ўтилган. Нелл температурасининг юқори нуқтасида қабўлқилувчанлик Кюри — Вейсс қонунига ўхшаш қонун орқали ифодаланади [1-3]:

$$\chi = \frac{C}{T+\theta}\ , \qquad \theta = C'/\gamma/ > 0$$

Бу ерда $C = 2C''$- натижавий Кюри доимийси, C''-битта панжара учун Кюри доимийси. θ / T_N муносабат келтирилган шу панжарага тегишли, шунингдек панжаранинг симметрияси ва тартибига боғлиқ атомлар ўртасидаги ўзаротаъсир катталигига боғлиқдир; унинг қиймати одатда 1,4 - 3 ораликда да ётади.

Ферримагнетизм юқорида келтириб ўтилган ферромагнетизм ва антиферромагнетизмлардан кўп муносабатларда фарқ қилади. Унда панжарада спонтан магнитланишни мавжуд бўлиши ўринли бўлиб, Антиферромагнит моддаларда бизга таниш бўлган ҳолатларга ўхшашдир.
У ҳолда бу вақтда антиферромагнетикларда панжаралар ўзаро эквивалент ва улар фақат магнит моменти йўналишлари орқали фарқланади, ферримагнит моддалар томонидан ҳосил бўладиган панжаралар, бошқача айтганда бир-биридан кристаллографик муносабатлари билан фарқ қилувчи

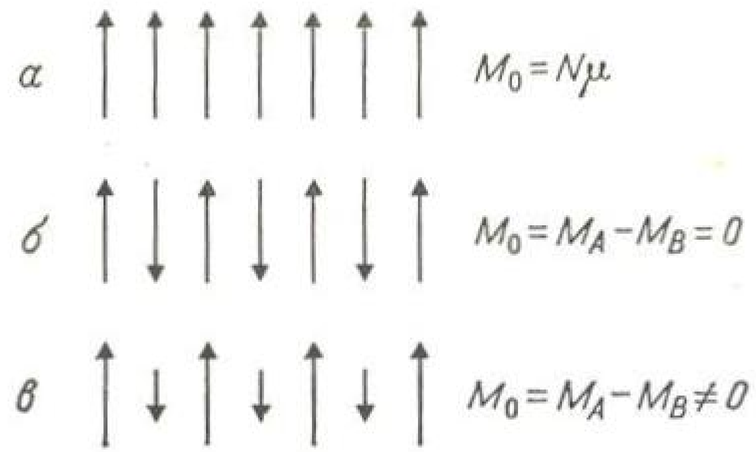
панжаралар, магнит моментлари тартибланиши ва катталикларнинг муносабатлари билан фарқ қилади.



6-расм. ферромагнетик, антиферромагнетик ва ферримагнетикларнинг $1/\chi$ катталикка хароратли боғланиш ҳолатлари билан солиштириш (схема кўринишли).

Спонтан магнитланиш натижасида алоҳида панжараларда магнитланиш даражаси турлича катталикда бўлади, шунинг учун ҳам оддий ферримагнетиклар панжараларида антипараллел йўналишга эга магнит моментлари умумий ҳолда компенсцияланмаган, магнитланиш йиғиндиси нолдан фарқлидир. 7-расмда ферромагнит, антиферромагнит ва ферримагнит моддаларда магнит моментларини йўналишини схематик кўриниши келтирилган (иккита панжарада магнит моментлари тескари йўналишли ҳолати).

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, кўрсатилган оддий магнитланиш тартибига эга ҳоллардан ташқари, магнит моментларини ноколлинеарлик (спирал тузилмали) хоссалари билан характерланувчи, баъзида уларнинг катталиклари даврий ўзгарадиган янада мураккаброқ магнит тартибланишлар мавжуддир.



7-расм. Ферромагнит(*а*), , антиферромагнит(*б*) ва ферримагнит(*в*) моддаларда магнит моментларини йўналишини схематик кўриниши.

§1.5. Кристаллик майдон томонидан электрон энергия сатхларининг бўлиниши

Ушбу параграфда кристаллик майдоннинг атом холатлари ва уларнинг энергетик спектрига қатъий таъсирини батафсил қараб чиқамиз. Бунда асосий эътибор, 3*d*-гурух ўтиш металлари оксидларида учрайдиган, оралиқ майдонга қаратилади. Кристаллик тузилиш билан бевосита боғлиқ холдисалар билан бирга кристалл майдон баъзи магнит ходисаларда, мисол учун, орбитал моментнинг “” ва ҳ.к. , ҳам муҳим ўрин эгаллайди. Маълумки,

Кристаллик майдонидаги ўтишларда спин-орбитал ўзаротаъсирдан кучлироқ бўлган ғалаёнланишни кўзатиш мумкин. Шунинг учун кристалл майдонда ионнинг энергетик спектрини $(W_{LS}, W_{ex.}, W_{magn.})$ ғалаёнланишларни инобатга олмаганда, қуйидаги гамильтониан ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{W}_{corr.} + \widehat{W}_{CF} \qquad (1.26)$$

Ғалаёнланиш W_{CF} кристалл майдонда потенциал энергияни ифодалайди ва бу ерда, $\widehat{H}_0 + \widehat{W}_{corr.}$ ғалаёнланмаган гамильтониан хусусий энергетик сатҳлари бўладиган, (τ, L, S) ажралмаган термларга таъсир этади. Хар бир (τ, L, S) ғалаёнланмаган терм маълумки, L (орбитал ғалаёнланиш) харакат миқдори орбитал моментининг фазовий йўналишига нисбатан $(2L+1)$ карра ғалаёнланади ва S спиннинг фазовий ориентациясига нисбатан $(2S+1)$ карра ғалаёнланади. Спин орбитал ўзаро таъсир мажуд бўлмаган холда векторларнинг фазовий квантланиши бир бирига боғлиқ бўлмаган равишда содир бўлади, шунинг учун ғалаёнланмаган термнинг қисқа айниш ҳолати $(2L+1)(2S+1)$га тенг. Кристалл майдон, алоҳида термларга мос келадиган W_{CF} энергияни «ғалаёнлайди» ва уларнинг орбитал ғалаёнланишини қисман ёки тўлиқ юқотади. Бунда $(2S+1)$-каррали спин ғалаёнланиш сақланади, чунки кристалл майдон фақат т электронларнинг орбитал харакатига таъсир қилиши мумкин. Тахминларга асосан $W_{CF} << W_{corr.}$ ҳолатни қараб чиқар эканмиз S спин кристаллик майдони қийматларига доимий боғлиқ бўлмаган ҳолатларни яъни асосий терм *Хунданинг биринчи қоидаси* бўйича аниқланадиган холларни кўриб чиқамиз. Кристалл майдон назариясининг асосий масалаларидан бири орбитал энергетик сатҳларнинг ажралиш қонуниятларини аниқлашдан иборат. Маълум бўлишича, кристалл майдон томонидан ғалаёнланишни йўқотиш ва бунда юзага келувчи энергетик сатҳларнинг ажралиш характери, хам шу кристалл майдон симметрияси, хам ионнинг бошланғич ҳолат симметрияси билан чамбарчас боғлиқ. Кўрилаётган ион жойлашган ердаги кристалл майдон, атрофдаги ионларнинг электр зарядлари томонидан юзага келгани учун, унинг симметрияси, кристаллда мос келадиган вазиятнинг локал симметрияси билан аниқланади. Кристалл майдоннинг симметриясига асосий улушни қўшни анионлар қўшади. Улар лигандлар деб аталади ва катион атрофида координацион кўпбурчакни ҳосил қилади, шунинг учун лигандларнинг фақат кўпбурчак симметриясини эътиборга олиш етарли бўлади. Буни қўйидагича тушунтириш мумкин, кристалл майдон симметрияси панжаранинг мос келувчи нуқтавий симметрияси билан аниқланади ва кристаллдаги йўналишларга боғлиқ. Бизнинг холатимизда, турлича m_l квант сонларига эга $3d$ электронлар ($l = 2$) ҳолатлари бешта тўлқин функция $\Psi_{2m} \equiv \Psi_m$ билан характерланади. Уларнинг бурчакли боғлиқлиги қўйидаги ифодалар билан тавсифланади [3,4]:

$m = \pm 2$ $\qquad\qquad$ $\Psi_{\pm 2} \approx \sin^2\theta \cdot \exp(\pm i2\varphi)$

$m = \pm 1 \qquad \Psi_{\pm 1} \approx \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \exp(\pm i\varphi) \qquad (1.27)$

$m = 0 \qquad \Psi_0 \approx 3\cos^2\theta - 1$

(1.27) функцияларга тўғри келувчи бешта орбитал холатлар бир ҳил энергияга эга бўлгани учун, электрон ҳолати турлича — ушбу ихтиёрий функциялар билан бир ҳилда тавсифланади ва Шредингер тенгламасининг умумий ечими хоссасига асосан ихтиёрий уларнинг чизиқли комбинацияси билан ифодаланади.

Бу функциянинг радиал қисми $R_{nl}(r)$ хақиқий хисобланади, (1.27) га асосан, Ψ_{nlm} комплекс функциялар (m = 0 дан ташқари); хақиқий функцияларни m нинг бир ҳил қийматларига мос келадиган функцияларни жуфт комбинациялаб, хосил қилиш мумкин. Муҳокама қилишга қулайлик учун уларни тўғри бурчакли координаталарда ифодалаймиз, унда қўйидаги ифодаларга эга бўламиз [1,3]:

$$d_{z^2} \equiv \Psi_0 \approx \frac{3z^2 - r^2}{r^2} = \frac{[(z^2 - x^2) + (z^2 - y^2)}{r^2}$$

$$d_{x^2-y^2} \equiv \frac{(\Psi_2 - \Psi_{-2})}{\sqrt{2}} \approx \frac{(x^2 - y^2)}{r^2} \qquad d_{xy} \equiv \frac{(\Psi_2 - \Psi_{-2})}{i\sqrt{2}} \approx \frac{xy}{r^2} \qquad (1.28)$$

$$d_{xz} \equiv \frac{(\Psi_1 + \Psi_{-1})}{\sqrt{2}} \approx \frac{xz}{r^2} \qquad d_{yz} \equiv i\frac{(\Psi_1 - \Psi_{-1})}{\sqrt{2}} \approx \frac{yz}{r^2}$$

Бу функциялар декарт координаталар системада 8 расмда кўрсатилган. Энди кристалл майдоннинг қаралаётган d-электрон орбитал ҳолатига таъсирини таҳлил қиламиз. Умумий ҳолда, кристалл майдон потенцалини, алоҳида ҳадлари турлича симметрияга мувофиқ келадиган, қатор кўринишида ифодалаш мумкин, бу мазмунан сферик функциялар бўйича қаторга ажралишига эквивалент бўлади. Шундай ажралишнинг биринчи ҳади сферик симметрияга эга ва шунинг учун фақат тўлқин функцияларнинг радиал ташкил этувчисига таъсир этиши мумкин. У қоида бўйича катта қийматга эга бўлсада, энергетик кенгайиш ва айниш ҳолатларини ўзгартирмайди. Бу ҳадни олиб ташлагандан сўнг, нисбатан кам симметрияли (тригонал ва тетроганал) компотенталар қўйилган кристалл майдон, кубик симметрияли потенциал билан ифодаланади.

Аввало кубик кристалл майдонни кўриб чиқамиз. Мисол учун, бундай майдон октаэдрик координация (координация рақами 6) чўққиларида жойлашган лигандларнинг (анионлар) электр зарядларидан ташкил топган деб тасаввур этиш мумкин. (1.26) гамильтонианда сферик симметрик потенциалга ғалаёнланиш қўшилиши бошланғич бешкарра галаёнланган *d*-электрон сатхини икки сатҳга, айнан d_γ дублет ва d_ε триплетга ажралишига олиб келади. Одатда $\Delta(\equiv 10Dq)$ билан белгиланувчи ажралиш катталигини ғалаёнланиш назарияси усуллари билан ҳисобланиши мумкин. d_γ ва d_ε сатҳларнинг кетма кетлиги октаэдрик симметрияда: триплет кичик энергияга эга, юқорида баён этилган бошқа ҳолатларда тескари вазият ўринли.

Олинган натижаларга аниқ изоҳ бериш мумкин. Мисол тариқасида аввал октаэдрик координацияда (масалан, Ti^{3+}) битта d-электронли ионни кўриб чиқамиз. Энди тўқин функция сифатида, аввалгидек, (1.27) функцияларнинг ихтиёрий чизиқли комбинациясини олишимиз мумкин эмас. Бу холатда танланган функциялар кристалл майдон симметриясини етарлича яхшироқ ифодалаши ёки “такрорлаши” керак. 8 расмдан, (1.28) функцияларни мос келишини кўриш қийин эмас. Шубҳасиз, кубик симметрияли майдонда d_{xz}, d_{yz}, d_{xy} функциялар бир бирига экввалент ва энергетик ғалаёнланган. Мос келувчи холатларни d_ε билан белгилаш мумкин. Қолган функциялар жуфтини тавсифлайдиган холатлар эквивалентлиги бир қарашда сезирарли эмас. Бироқ, d_{z^2} функция, $\frac{(y^2-x^2)}{r^2}$ функцияга эквивалент $\frac{(z^2-x^2)}{r^2}$ ва $\frac{(z^2-y^2)}{r^2}$ функцияларнинг комбинациясидан иборатлигини инобатга олсак, уларнинг эквивалентлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Мос келувчи икки марта ғалаёнланган сатҳни d_γ деб белгилаймиз.

Лигандлар ҳолати кўрсатилган 8 расмдан, келиб чиқадики, d_γ орбиталарда жойлашган электронлар, d_ε холатлардаги электронларга нисбатан, манфий зарядланган ионлар билан кучли муносабатга киришади. Электростатик итариш натижасида d_γ ҳолат энергияси d_ε ҳолат энергиясига нисбатан кам бўлади. Демак, юқорида кўрсаилганидек, аввал беш карра галаёнланган d-сатҳ октаэдрик майдонда d_ε дублетга ва кичик энергияли d_γ триплетга ажралади. Агар лигандлар октаэдр эмас, балки тўғри тетраэдр, куб ёки додекаэдрни ҳосил қилса, сатҳлар кетма кетлиги тескари бўлиб қолади, бунга ўхшаш мулоҳазалар оркали ишонч хосил қилиш мумкин [3].

Ажралиш параметри $\Delta(\equiv 10Dq)$ кубик симметрияли майдонда ажралишни аниқлайдиган асосий катталик. Унинг катталиги ҳам катион турига, хам электрик заряд ва лигандларнинг геометрик жойлашишига боғлиқ. Шуни айтиш мумкинки, октаэдрик ва тетраэдрик конфигурацияларда ажралиш катталикларининг нисбати учун қўйидаги натижа келиб чиқади:

$$\frac{\Delta_{oct.}}{\Delta_{tetr.}} = \frac{9}{4}$$

Агар майдон симметрияси кубикга нисбатан кичик бўлса, унда d_ε- ва d_γ-сатҳларнинг ажралиши давом этади. Кейинчалик биз асосан энг паст симметрияли икки вазият, айнан, тригонал ва тетроганал симметрияларни кўрамиз.Бироқ иккала ҳолатда нисбатан кичик компонетталар қопланувчи бошланғич кубик майдоннинг аниқ бир ғалаёнланиши ҳақида сўз юритилади.

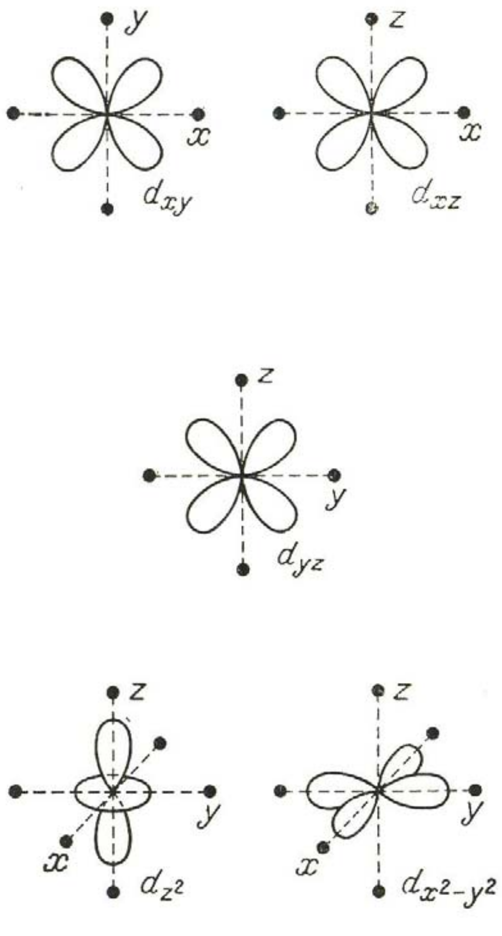
9 расмда тригонал ва тетрогонал симметрияли ҳолатда кўрсатилган ғалаёнланишдан содир бўладиган қўшимча ажралиш кўрсатилган. Биринчи ҳолда энг қўйи триплет икки сатҳга ажралади: дублет ва синглет; иккинчи ҳолда иккала d_ε ва d_γ компоненталар ажраладилар. Бунда тригонал майдоннинг юзага келиши октаэдр бузилишлари билан боғлиқ.

Орбитал момент “музлаши”. Кристалларда 3d -ион орбитал моментининг “музлаши” масаласини кўриб чиқамиз. $d_{x^2-y^2}$ ҳолат учун:

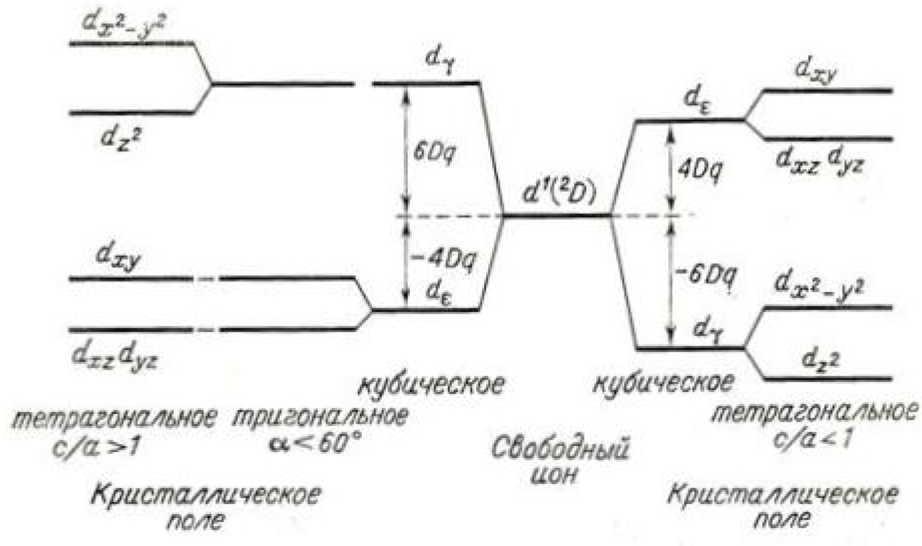
$$\overline{L_z} = i\int \frac{(x^2-y^2)}{r^2}\left(y\frac{\partial}{\partial x} - x\frac{\partial}{\partial y}\right)\frac{(x^2-y^2)}{r^2}dxdy \qquad (1.29)$$

га эга бўламиз. Маълумки, $\bar{L}_z = 0$ бўлиши интегралости функциянинг тоқлиги сабабли. Худди шуни ихтиёрий кристаллдаги 3d –ион орбитал моменти компонентаси учун ҳам олиш мумкин.

Шундай қилиб, ғалаёнланмаган ҳолатлар учун орбитал моментнинг ўртача қиймати нолга тенг ва биз айтамизки, кристалл мадон, парамагнит ионнинг харакат миқдори орбитал моментини “музлатади”. Бу шуни тушунтирадики, фақатгина d – қобиғидаги спин магнит моментини ҳисобга олган ҳолда, 3d –ионини назарий жиҳатдан магнит моментларини қийматларини экспериментал қийматларига мос келишини изоҳлаб беради. (1.3-жадвал).



8- расм (1.28) функциянинг схематик кўриниши. Қора нуқтлар билан лигандларнинг октаэдр учларидаги жойлашуви кўрсатилган [1,3].



9- расм. Турли симметрияли кристалл майдонларда электрон сатхларининг ажралиши (чапдан октаэдрик, ўнгдан тетраэдрик майдон) [3].

Крамерс теоремаси. Кучсиз кристалл майдонда $W_{CF} << W_{LS}$, шунинг учун мультиплет тузилиши сақланади. У ҳолда кристалл майдонни эркин ион энергетик спектри (τ, L, S, J)-сатҳларига таъсир этувчи ғалаёнланиш сифатида кўриб чиқиш мумкин. ***L, S, J*** векторлар кучли спин орбитал ўзаро таъсир билан боғлик бўлгани учун майдон таъсири ***J*** векторнинг хоссасида акс этади. Эркин ионда хар бир (τ, L, S, J)-сатх ($2J$+1)-каррали ғалаёнланиш билан тавсифланган вақтда, кристалл майдонда магнит майдон мавжуд бўлмаган ҳолда ҳам ғалаёнланишнинг қисман ёки тўла ғалаёнланишнинг сўниши содир бўлади. Ромб симметрияли кристалл майдонда сатҳларнинг тўла ажралиши ўринли. Электронларнинг сони жуфт ёки тоқ бўлишига боғлиқ равишда ион спектри синглет ёки дублетдан ташкил топади. Ионларнинг бундай жуфт ёки тоқ электронлар сонига эга бўлиши *Крамерс теоремаси* [1,3] билан тушунтирилади ва физик маъноси қўйидагича:

Ҳар қандай тоқ сонли электронларга эга тизим бутун бўлмаган натижавий S спинга эга бўлади. Бундан келиб чиқадики, бундай тизимда орбитал айниш ҳолати камаяди ва бундан ташқари, спин бўйича (2S+1)-каррали ғалаёнланиш ҳам қарама-қарши йўналтирилган спинларда электронларни жуфтлашиши ҳисобига камайади (чунки аниқланган орбитал момент проекцияси, икки қарама-қарши йўналтирилган спин моменти *проекциясига мос келиши лозим), акс ҳолда фақат битта электрон жуфтлашмаган спин $^1/_2$ билан қолади. Бу электрон ғалаёнланган ҳолатда бўлиб, унинг спин вектори «–» ёки «+» йўналишга эга бўлиши мумкин.*

Бундай ғалаёнланишни, электр майдони спинга таъсир этмасада, на кристаллик майдони ва на куч таъсирида (масалан, спин-орбитал) иккала йўналишли спинларнинг ички ўзаротаъсир эквивалентлиги камайтира олади. У фақат ташқи, спин билан боғлиқ таъсирлар натижасида камайиши мумкин, масалан магнит майдони ёки алмашув кучлари ёрдамида. [2,6].

Ионларда кристалл майдон таъсирида ҳосил бўлувчи дублетлар одатда *крамерс дублетлари* деб аталади. Бу дублетлар магнит майдонда ажралгани учун, улар ионлар магнит хоссаларини аниқлашда муҳим ҳисобланади. Магнит майдонда ажралиш одатда қўйидагига содир бўлади, гуёки ҳар бир дублет $^1/_2$ га тенг бўлган “эффективли ” спин орқали характерланади, шунга қарамай мос келувчи g-фактор спин учун характерли қийматлардан (баъзи ҳолларда каттароқ қийматларга), шунингдек бошланғич мультиплет Ланде факторидан фарқланади.

АДАБИЁТЛАР РУЙХАТИ

1. Белов К.П. *Редкоземельные магнетики и их применение*. - М: Наука, 1980. - 239с.
2. Звездин А.К., Матвеев В.М, Мухин А.А., Попов А.И. *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах.* - М: Мир, 1985- 294с.
3. Крупичка С. *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*. - М: Мир, 1976. - 353с.
4. Ельяшевич М.А. *Спектры редких земель*. - М: Гостехиздат, 1953. - 456с.
5. Еремин М.В. Опт. и Спектр., 1969, Т.26, В.4, С.578.
6. U.V. Valiev, J.B. Gruber, G.W. Burdick. *Magnetooptical spectroscopy of the rare-earth compounds: development and application.* Scientific Research Publishing, Irvin, USA, 2012, p.143.
7. A. K. Zvezdin and A. V. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magnetooptical Materials.* Bristol and Philadelphia: IOP Publishing, 1997.
8. Чечерников В.И. *Магнитные измерения*. - М.: МГУ, 1969. - 387 с.

II БОБ. МАГНИТООПТИК ЭФФЕКТЛАРНИНГ ФЕНОМЕНОЛОГИК НАЗАРИЯСИ

Магнитооптик эффектларнинг феноменологик назариясини муҳокама қилишдан аввал, электромагнит тўлқинларнинг модда билан ўзаро таъсир табиатини аниқламоқ зарур. Маълумки, электромагнит тўлқинларнинг кристаллар билан ўзаро таъсири, ёруғлик тўлқинларининг электрик ва магнит майдонлар индукцияси ва кучланганлигини боғлайдиган, электрик ва магнит тензорлари билан қуйидагича тавсифланади [1,2]:

$$D_i = \varepsilon_{ik}(\omega) \cdot E_k \qquad\qquad B_i = \varepsilon_{ik}(\omega) \cdot H_k$$

(бу ерда такрорланувчи индекслар йиғинди сифатида тушунилади).

ε_{ik} ва μ_{ik} тензорларнинг фундаментал хоссалари бу уларнинг индекслар ўриналмашишига нисбатан симметриклиги ҳисобланади. Бу хосса ташқи магнит майдон мавжуд бўлмаган холда ва спонтан магнит моментга эга бўлмаган моддалар учун ўринли. Акс ҳолда ε_{ik} ва μ_{ik} симметрик бўлмайди. Умумий статистик муҳокама шуни кўрсатадики, агар ε_{ik} ва μ_{ik} лар ташқи магнит майдон H (ёки магнитланиш **M)**, функциялари бўлса, у ҳолда шаффоф кристаллар учун қуйидагича ёзиш мумкин [1]:

$$\varepsilon_{ik}\,(\mathbf{M}) = \varepsilon_{ik}\,(\mathbf{-M}) \text{ и } \mu_{ik}\,(\mathbf{M}) = \mu_{ik}\,(\mathbf{-M})$$

Бундан тензорнинг диагонал компоненталар учун: $\varepsilon_{ii}\,(\mathbf{M}) = \varepsilon_{ii}\,(\mathbf{-M})$ ва $\mu_{ii}\,(\mathbf{M}) = \mu_{ii}\,(\mathbf{-M})$**,** *яъни улар магнит майдон ёки магнитланишнинг жуфт функциялари ҳисобланади. Демак, дигонал бўлмаган компоненталар магнитланишнинг тоқ функциялари бўлади ва гиротроп ҳадларнинг вужудга келишига олиб келади.* Кристаллнинг юқори симметрияли ўқи бўйича (соддалик учун кубик кристаллни оламиз) йўналган H магнит майдон (ёки спонтан магнитланиш M) ҳолатида $\hat{\varepsilon} \equiv \varepsilon_{ik}$ тензор қуйидаги кўринишга эга [1,3,4]:

$$\widehat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \qquad (2.1)$$

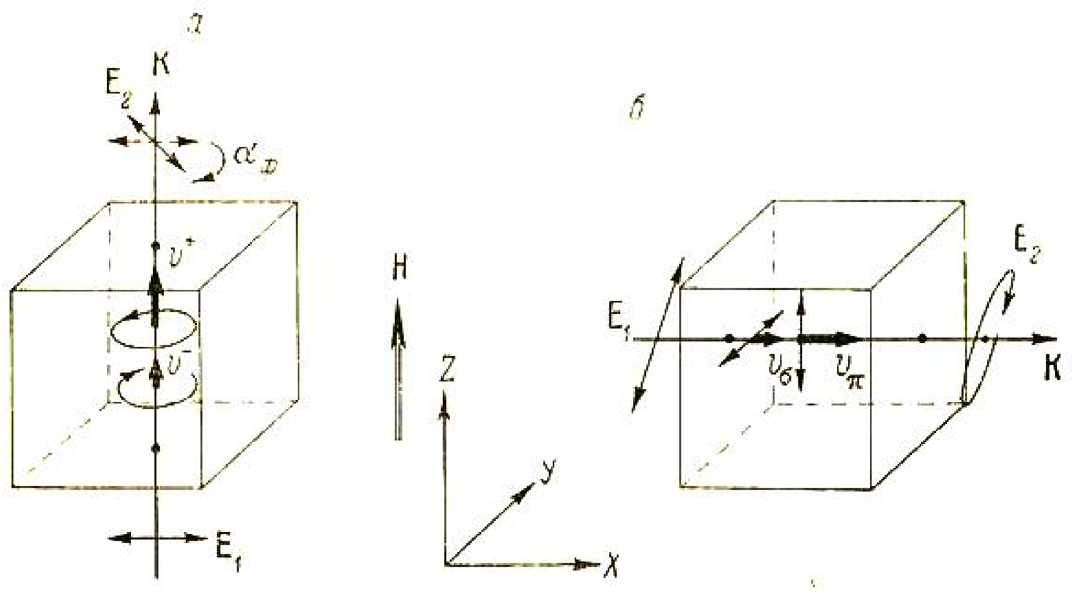
бунда $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \neq \varepsilon_{zz}$ ва $/\varepsilon_{xy}/ = /\varepsilon_{yx}/ << /\varepsilon_{xx}/, /\varepsilon_{yy}/$.

МАГНИТООПТИК ЭФФЕКТЛАРНИНГ КЛАССИФИКАЦИЯСИ.

Кузатиш геометрияси, яъни ташқи магнит майдоннинг нисбий йўналиши, тушувчи нурнинг тарқалиши ва қутбланиши йўналиши бўйича фарқлаб, магнитооптик эффектларни кузатишининг асосий ҳолларини кўриб чиқамиз. Аввал ёруғликни магнитланган кристаллдан ўтганда юзага келадиган эффектларни кўриб чиқамиз. Соддалик учун фақат кубик кристаллар ҳақида гап юритамиз, чунки акс ҳолда табиий кристаллографик иккига ажралиб синиш таҳлилни қийинлаштиради. Бу ерда икки асосий ҳол бўлиши мумкин: ёруғликнинг тарқалиш йўналиши магнитланишга параллел ва перпендикуляр.

§2.1. Фарадей эффекти ва магнит айланавий дихроизми

Биринчи ҳолда, агар магнитланишни (ёки ташқи магнит майдон) кристаллнинг юқори тартибли (учинчи ёки тўртинчи) ўқи бўйича йўналтирсак, магнитланиш атрофидаги аксиал симметрия кристаллда тарқалувчи хусусий тулқинлар сифатида, чап ва ўнг айланавий қутбланишли тўлқинлар бўлади. (10 *а* расм). Бу тўлқинлар кристалл билан турлича таъсирлашади ва уларг тарқалишининг фазавий тезлиги турлича бўлади. Натижада бу тўлқинларнинг кристаллдан чиқишидаги суперпозиция киришига нисбатан қутбланиш йўналиши ўзгарган чизиқли қутбланган ёруғликни беради. (11 - расм).



10-расм. Ёругликни ўтиш жараёнида магнитооптик эффектларнинг чизиқли (а) ва квадратик (б) геометриясининг кўзатилиши.

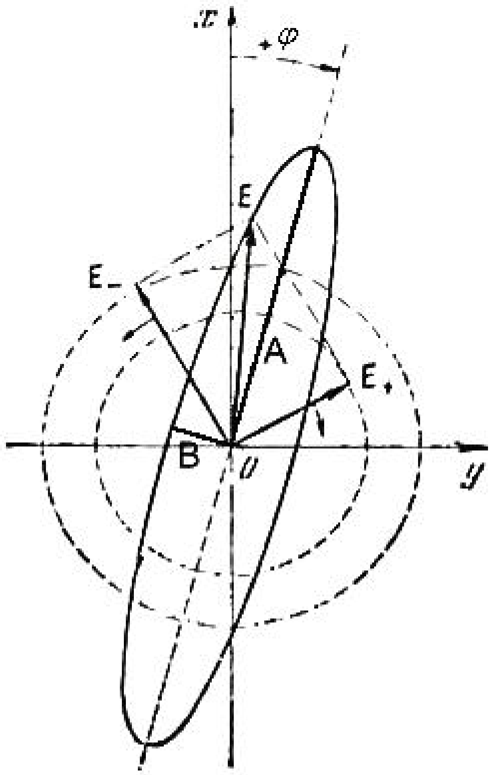
l узунлик бирлигидаги қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги φ

$$\varphi / l = -\pi \varepsilon_{xy} (\varepsilon_{xx})^{-1/2} \lambda^{-1} \qquad (2.2)$$

га тенг, бу ерда λ - вакуумда ёруғликнинг тўлқин узунлиги. Бу ёруғликнинг қутбланиш текислигининг айланиши биринчи марта М.Фарадей томонидан кузатилган, ва бу эффект унинг номи билан юритилади. Фарадей айланишининг ажойиб хоссаси бу майдон ишораси (майдон бўйича чизиқли эффект)ёки тарқалиш йўналиши ўзгарганида айланиш йўналишининг ўзгариши [1,4]. Агар тўлқин узунлигида ютилиш бўлса, яъни майдон ва магнитланиш бўлмаганда диэлектрик сингдирувчанлик тензори мавҳум қисмга эга бўлса уни қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\varepsilon_{ik} = \mathrm{Re}\, \varepsilon_{ik} - i\, \mathrm{Im}\, \varepsilon_{ik} \qquad (2.3)$$

у ҳолда магнитланган кристаллда тарқалувчи қарама қарши айланавий қутбланувчанликли иккита тўлқин кристаллдан чиқишда эллиптик қутбланган бўлади (11-расм). Бу ютилиш коэффицентлардаги айлана бўйича ўнг ва чап қутбланган ёруғлик фарқи магнитавий айланма дихроизм дейилади (МАД) [1,3-6].



11-расм
МАДда эллиптик чизиқли-қутбланган ёруғликнинг ҳосил бўлиши.
Шунингдек қутбланган ёруғлик текислигини фарадий бурилиш бурчаги кўрсатилган.

Фарадей эффекти (ФЭ) ва МАД ўзаро Крамерс Крониг интеграл ифодалари билан боғлиқ. Энергетик спектрларни ўрганишда иккала эффект ҳам қўлланилсада, тан олиш лозимки кристалларни энергетик ҳолатини ўрганишда МАД тўғри ва ўзига хос усулдир[6] (оптик ютилишни татқиқ қилишни ҳисобга олганда).

---

[6] МАДда эллиптик чизиқли-қутбланган ёруғлик кристаллнинг чиқишида эллиптик-қутбланган кўринишни ҳосил қилади. (рис. 11), Бу ҳолда эллиптиклик даражаси $\frac{B}{A}=\frac{(E_+ - E_-)}{(E_+ + E_-)}$ ва ютилиш коэффициенти $\alpha_\pm$ орасидаги ўзаро боғланиш чап ва унг айланали қутбланганлик ёруғлик нурланиш компонентлари $E_\pm$ куйидагича ифодаланади: $tg\,\theta_F=\frac{B}{A}=\frac{1}{4}(\alpha_+ - \alpha_-)l$, бу ерда l – намуна қалинлиги, B ва A – ёруғлик эллипсининг кичик ва катта ўқлари, θ_F - эллиптиклик бурчаги.

ФЭ ва МАДнинг дисперсияси ва ўлчов катталиклари кристалларда энергетик сатҳнинг аниқ тузулиши ва турли хил микроскопик механизмлар орқали аниқланади.

Аммо магнит қабўл қилувчанлик каби бу чизиқли физик катталиклар ташқи майдондаги ҳодисалар, яъни ташқи магнит майдондаги электронларнинг ўзаро таъсир энергияларини муносабатларига (ёки магнит тартибланишга эга кристаллар учун ички алмашув майдонида) ва иссиқлик энергиясига боғлиқ бўлади. Диа ва парамагнитиклар учун магнит қабўлқилгич 10^{-6} – 10^{-4} интервалда ётади, шунингдек бу оралиқда ФЭ ва МАД қийматлари ҳам ётади. МАД учун бу намунани оптик зичлигини ифодалайди, майдон таъсири остида бу зичликни ўзгариш оралиғи 10^{-6} – 10^{-4} тартиб бирлигига тенг бўлади. ФЭ учун бу ҳолат қутбланиш текислигини бурилишига тўғри келиб, бир қанча килоэрстедли магнит майдонда намунани узунлигини минут ва градус минутга асосан ва градус сантиметр тартибини билдиради.

Магнит тартибланишга эга кристалларда бу эффект катталиги ташқи магнит майдонига эмас, балки магнитланишга мутаносибдир. Шунингдек магнит доменларини майдон йўналишида мослаштириш учун, яъни тоза “техник” функцияни бажаришда фойдаланилади. Намунани тўйиниши билан эффектни ўсиши амалий жиҳатдан тўхтайди, чунки у ташқи майдон ва ички ўзаро алмашув майдонлари муносабатлари билан аниқланади. ФЭ ва МАД магнит кристалларда кўп аномал қийматларга эришади. ФЭ учун солиштирма айланиш 10^6 град/см га яқин қийматларгача олинса, МАД учун эса битта (чап ёки ўнг) доиравий қутбланишда ёруғликнинг тўлиқ ютилиши кўзатилади.[1-4].

§2.2. Коттон-Мутон эффекти ва магнит чизиқли дихроизми

Ёруғлик тарқалишини магнитланишга перпендикуляр $\boldsymbol{\kappa} \perp \mathbf{M}$ тарқалишидаги холатни кўриб чиқамиз. Кубик кристалда (шунингдек **M** магнитланиш юқори симметрияли ўқлар бўйлаб йўналган шарт бажарилганда) иккита йўналиш ажратилади: магнитланишга ва ёруғлик тарқалишига параллел ва перпендикуляр (10 *б* расм). Кристаллда қуйидаги эффектив диэлектрик доимийларга эга икки тўлқин тарқалиши мумкин:

$$\varepsilon_\pi = \varepsilon_{zz} \qquad \vec{E} \,//\, \vec{M} \text{ (ёки } \vec{H}\text{) учун}$$

$$\varepsilon_\sigma = \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy}^2 / \varepsilon_{xx} \qquad \vec{E} \perp \vec{M} \text{ (ёки } \vec{H}\text{) учун}$$

Шундай қилиб ихтиёрий йўналишда қутбланган ёруғлик кристаллдан ўтгандан сўнг $\mathbf{M}^2$га пропорционал эллиптик қутбланишга эга бўлади (10 *б* расм). Эффект ишораси магнитланиш йўналишига боғлиқ эмас. Бу эффект икки чизиқли қутбланган тўлқинларнинг нисбий фазавий силжиши ҳисобидан Фохт эффекти ёки Коттон—Мутон эффекти (КМЭ) дейилади [1,4].

Худди магнитланиш бўйича ёруғликнинг тарқалишидаги каби, перпендикуляр геометрияда магнитланиш ортогонал чизиқли қутбланишга эга тўлқинлар ютилиш коэффициентларига ўзгариш фарқини киритади, бу эса магнит чизиқли дихроизмга (МЧД) олиб келади.

КМЭ ва МЧД диа ва парамагнит кристалларда майдон бўйича иккинчи тартибли эффектлар бўлиши билан бирга, ФЭ ва МАД эффектларга нисбатан сезиларли заиф. Тажрибада кузатилишича улар 10^4 – 10^6 марта кичик бўлади. Бироқ магнитавий тартибланган кристалларда магнит алмашинув энергия иссиқлик энергияга нисбатан катта бўлади ва квадратик эффектлар, чизиқли эффектларга нисбатан аномал катта қийматларга етади [1].

Шундай қилиб биз ёруғликнинг тарқалишининг икки ҳолати — магнитланиш бўйлаб ва унга перпендикуляр йўналишида тарқалишини қараб чиқдик. Оралиқ ҳолатларда ёруғликнинг магнитланишга нисбатан бурчак остида тарқалишида қутбланиш катталиги иккита эффект билан аниқланади ва кристаллда иккита эллиптик қутбланган тўлқинлар тарқалади. Одатда диа ва парамагнетиклар учун майдон бўйича биринчи тартибли эффект сифатидаги қутбланиш текислигининг айланиши ёруғликни иккига ажралиб синишига нисбатан катта, шунинг учун иккинчисини инобатга олмаса ҳам бўлади. Бу ҳол квадратик эффектларни ўрганишда маълум тажрибавий қийинчиликларга олиб келади, чунки майдон йўналишида ва ёруғлик тарқалишида 90°дан бироз оғиш, магнитланиш ташкил этувчисининг ҳосил бўлишига, яъни чизиқли магнитооптик эффект ҳосил бўлишига олиб келади. Магнитавий тартибланган кристалларда турли эффектлар катталиги бўйича фарқланиши мумкин ва ёруғлик қутбланиши катталигини аниқлашда аниқ кўриб чиқиш зарур [1,4,8].

Кубик бўлмаган магнит кристалларни ўрганишда масалаларнинг махсус синфлари юзага келади. Уларда нурнинг табиий иккиланиб синиши ферро- ва ферримагнетизм, кучсиз ферромагнетизм, ташқи майдонда кристаллнинг магнит таъсирланувчанлиги туфайли магнит шунингдек гиротроп ҳодисалар билан юзага келади [1].

§2.3. Керр магнитооптик эффекти

Ёруғликнинг магнитланган намунадан қайтишининг бўлиши мумкин бўлган ҳолатларни — Керр эффекти (КЭ) кўриб чиқамиз. 12- расмда қутбли, меридианал ёки бўйлама ва эквотариал ёки кўндаланг Керр ҳодисалари келтирилган. Умумий ҳолда чизиқли қутбланган ёруғлик қайтишда эллиптик қутбланган бўлади.

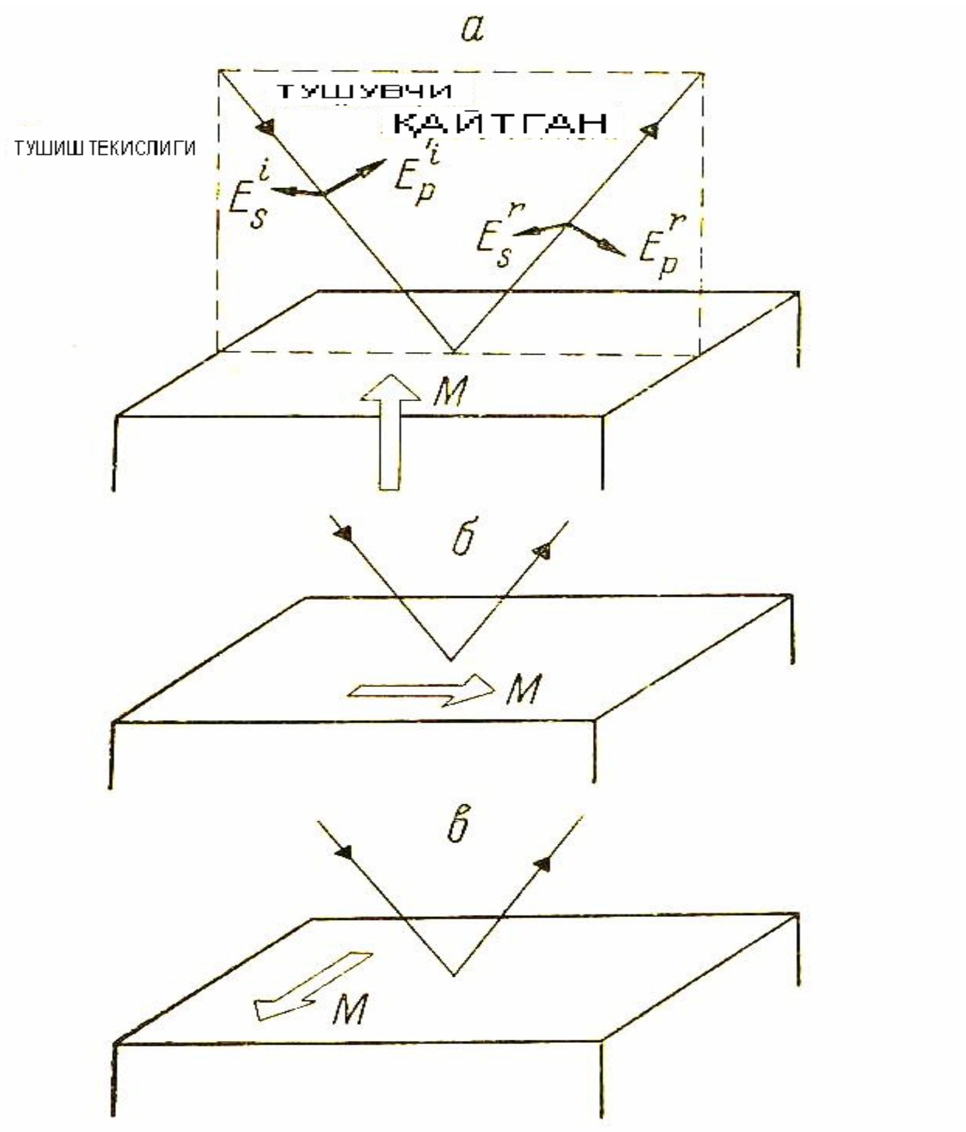
Қутбли КЭ геометриясида ташқи майдон ёки магнитланиш наъмуна сиртига нормал йўналган ва иккала қутбланишли ёруғлик билан ўзаро таъсирлашади. Тушувчи нур сиртга нормал бўлганда, яъни кузатиш худди ФЭ каби, лекин қайтган нурда амалга оширилади. Бу геометрия ε_{ik} тензорнинг гиротроп компоненталарини тажрибада ўлчанадиган ёруғликнинг φ_K айланиши ва θ_K эллиптиклигини боғловчи содда ифодаларга олиб келади.

$$\varphi_K = -\operatorname{Im}\frac{\varepsilon_{xy}}{n(\varepsilon_{xx}-1)} \qquad\qquad \theta_K = -\operatorname{Re}\frac{\varepsilon_{xy}}{n(\varepsilon_{xx}-1)} \qquad (2.4)$$

бу ерда n – синдириш кўрсатгичи. Шундай қилиб, ёруғликнинг қайтишда қутбланиш текислигининг айланиши ε'_{ik} диагонал бўлмаган матрица элементларнинг мавҳум қисми, эллиптиклик эса ҳақиқий қисми билан боғлиқ [1,4]. Бу ҳолат ёруғликнинг намунадан ўтганда содир бўладиган ҳодисаларга қарама қарши. Ёруғликни ютмайдиган моддаларда ε_{ik} мавҳум қисми нолга тенглигини билган ҳолда, айтиш мумкинки улар учун қайтишда қутбланиш текислигининг айланиши кузатилмайди.

Қутбли Керр эфффекти (ҚКЭ) майдон билан чизиқли ўзгаради ва айланиш намунанинг қайта магнитланишида ишорасини ўзгартиради. Меридиал (ёки бўйлама) КЭ да майдон ёки магнитланувчанлик тушиш текислигида ётади, ва иккала қутбланишлар ёруғлиги магнитланувчанлик билан таъсирлашиши мумкин. Бу эффект намунанинг сиртий текислигида ётувчи магнитланувчанликка эга материалларнинг домен тузилишини кузатишда кенг қўлланилади [1,4,8].

КЭ каби бу холда ҳам ёруғликнинг тарқалиш йўналишида майдон ёки магнитланувчанликнинг ташкил этувчиси мавжуд бўлади. Қутбли ва меридиал КЭ, ФЭ билан бирга бўйлама магнитооптик ҳодисаларнинг умумий гугухини ташкил этади. Экваториал (кўндаланг) КЭ да магнитланувчанлик вектори ёруғликнинг тушиш текислигига перпендикуляр ва намуна сиртига параллел. Магнитланувчанликка параллел қутбланган ёруғлик учун ўзаротаъсир нолга тенг, эффект эса магнитланувчанликка тик бўлган қутбланиш компонентаси учун юзага келади. Бунда эффект ёруғликнинг намунадан ўтганда квадратик икки нурга ажралиб синиши каби бўлади (КМЭ). Бироқ КЭ нинг КМЭ дан ажойиб фарқи шундаги, бу эффект майдон бўйича биринчи тартибли ҳисобланади.



12-расм. Магнитооптик Керр эффектини кўзатиш схемаси:
а — қўтбланганлик, *б* — бўйлама (ёки меридиал), в — кўндаланг (ёки экваториал). Эффект қутбланишни иккита компоненталари тушувчи ва қайтган нурлар билан характерланади.

Унинг юзага келиши магнитланувчанликнинг тушиш текислигида қутбланган компонентага таъсири туфайли қайтариш коэффициентининг ўзгаришига асосланган. Намунанинг қайта магнитланиши қайтган ёруғлик интенсивлигининг бир неча фоизга ўзгаришига олиб келади [8]. Майдон бўйича бўйлама экваториал КЭ сингдирувчанликка эга моддалардагина кузатилади, яъни тензорнинг комплекс қисми $\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik} - i\varepsilon_{ik}$ учун. ε_{ik} хақиқий қисми ва тушиш текислигига перпендикуляр қутбланган ёруғлик компонентаси учун кучсиз магнитланувчанликка квадратик эффект кузатилади. КЭ нинг бу хоссаси қутбланмаган ёруғлик ёрдамида диагонал бўлмаган ҳадни ўлчаш имконини беради, бу эса спектрнинг инфрақизил ва ултрабинафша соҳаларда ишлашда муҳим ҳисобланади.

КЭ сингдирувчанликка эга магнит моддаларни тадқиқ этишда кенг қўлланилади [8]. Магнит моддаларда энергетик тузилишни ва доменларни ўрганишда кенг қўлланилган [4,8,10]. Ҳозирги вақтда спектрнинг интенсив ютилиш соҳаларида магнитли яримўтказгичлар ва диэлектрикларни ўрганишда қўлланилмоқда.

ҚУТБЛАНГАН ЁРУҒЛИКНИНГ МАГНИТАВИЙ ТАРТИБЛАНГАН КРИСТАЛЛАРДА ТАРҚАЛИШИ.

§2.4. Кубик кристалларда Фарадей эффекти

(магнит майдонда айланавий икки нурли синиш)

Кубик кристаллда тарқаладиган ёруғликка магнитланувчанликнинг (ёки ташқи магнит майдоннинг) таъсирини кўриб чиқамиз. Магнитланувчанлик учун йўналишни кубнинг тўртинчи тартибли ўқларнинг бири бўйлаб, айтайлик **M** || [001] танлаб оламиз. Диэлектрик ўтказувчанлик тензори (2.1) қўйидаги кўриниш олади [1]:

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon' & 0 \\ i\varepsilon' & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \vec{E} \qquad (2.5)$$

бу ерда $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = i\varepsilon'$, ва $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \neq \varepsilon_{zz}$. Бундан ташқари $|\varepsilon'| << |\varepsilon_{xx}|, |\varepsilon_{yy}|$ни инобатга оламиз.

Бунда тензорга антисимметрик қўшимчалар катталиги бўйича тенг ва магнитланувчанликнинг чизиқли функциялари ҳисобланади, диагонал компоненталарга симметрик қўшимчалар магнитланувчанликка квадратик боғлик.

Магнитланувчанлик йўналишида (яъни z – ўқи бўйича) тарқалувчи ясси тўлқин учун (магнитланган кристалл “квазибирўқли” бўлгани учун) қўйидагига эга бўламиз:

$$
\begin{aligned}
D_x &= n^2 E_x \\
D_y &= n^2 E_y \\
D_z &= 0
\end{aligned}
\qquad (2.6)
$$

(2.5) ни ҳисобга олиб:

$$
\begin{cases}
(\varepsilon_{xx} - n^2)E_x - i\varepsilon' E_y = 0 \\
i\varepsilon' E_x + (\varepsilon_{yy} - n^2)E_y = 0
\end{cases}
\qquad (2.7)
$$

Тенгламалар системаси келиб чиқади. У аниқланувчининг нолга тенглигида ўринли бўлади:

$$
\det \begin{vmatrix} n^2 - \varepsilon_{xx} & i\varepsilon' & 0 \\ i\varepsilon' & -(n^2 - \varepsilon_{yy}) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix} = 0 \qquad (2.8)
$$

Бу эса n^2 - иккита қийматни беради:

$$
n_{\pm}^2 = \frac{1}{2}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) \pm \sqrt{(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) + (\varepsilon')^2} \qquad (2.9)
$$

M || z да кубик кристаллда: $n_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm \varepsilon'$ эга бўламиз (2.10)

Яъни магнитланувчанлик йўналиши бўйлаб ёруғлик нури тарқалишининг икки фарқланувчи тезликлари мавжуд бўлади. Бу ечимларни (2.7) тенгламалар системасига қўйиб, битта тўлқинда $E_y / E_x = i$, иккинчисида $E_y / E_x = -i$ эканлигини аниқлаймиз.

Шундай қилиб, биз айлана бўйича чап ва ўнг қутбланган ва иккита синдириш кўрсаткичи билан характерланувчи тезликлар билан кристаллда тарқаладиган (яъни айлана икки нур синиши) иккита тўлқинга эга бўлдик. Энди $(n_+^2 - n_-^2) = (n_+ - n_-)(n_+ + n_-) = 2\varepsilon'$ эканлигини кўрсатиш қийин эмас, ва бунда $(n_+ - n_-) << (n_+ + n_-)$ ни инобатга олиб ортогонал айланма қутбланган ёруғлик тўлқинларининг синдириш кўрсатгичлари айирмаси ифодаларни ҳосил қилиш мумкин:

$$
(n_+ - n_-) = \frac{\varepsilon'}{n} \qquad (2.11)
$$

бу ерда $n = (n_+ + n_-)/2$.

Чизиқли қутбланган ёруғликни ҳар доим чап ва ўнг айлана қутбланган тўлқинлар суперпозицияси кўринишида ифодалаш мумкин. Қутбланиш йўналиши, айлана қутбланишли тўлқинларда фазалар фарқига боғлиқ бўлади. Иккита тўлқиннинг тарқалиш тезликларидаги фарқи, магнитланган кристалл пластинкасидан ўтган чизиқли қутбланган ёруғлик қутбланиш текислигининг айланишига олиб келади.

Чизиқли қутбланган, z ўқи бўйича кристалл пластинкасига перпендикуляр тушувчи, ва шу йўналиш бўйича қутбланган ёруғлик нурининг x ўқи бўйлаб ўтишини кўриб чиқамиз. Чизиқли қутбланган ёруғликни чап ва ўнг айлана қутбланишли, қўйидагича тўлқин векторлари билан кристаллдан ўтувчи иккита тўлқин суперпозицияси кўринишида ифодалаш мумкин:

$$k_{\pm} = \frac{2\pi\nu}{c} n_{\pm} \qquad (2.12)$$

ν - ёруғлик частотаси

Шартли равишда кристаллад тўлқинлар амплитудасини бирга тенг деб ҳисоблаб, электрик индукция учун қўйидагига эга бўламиз:

$$\begin{cases} D_x = \frac{1}{2}\left[\exp(ik_+ z) + \exp(-ik_- z)\right] \\ D_y = \frac{i}{2}\left[\exp(ik_+ z) - \exp(-ik_- z)\right] \end{cases} \qquad (2.13)$$

ёки $k = \frac{1}{2}(k_+ + k_-)$ ва $\eta = \frac{1}{2}(k_+ - k_-)$ белгилашлар киритиб

$$\begin{cases} D_x = \frac{1}{2}\exp(ikz)\left[\exp(i\eta z) + \exp(-ik\eta z)\right] = \exp(ikz)\cos\eta z \\ D_y = \frac{i}{2}\exp(ikz)\left[\exp(i\eta z) - \exp(-i\eta z)\right] = \exp(ikz)\sin\eta z \end{cases} \qquad (2.14)$$

l қалинликдаги кристалл чиқишида:

$$D_y / D_x = tg\eta l = tg(\frac{\pi\nu l}{c} \cdot \frac{\varepsilon'}{n}) \qquad (2.15)$$

га эга бўламиз, бу ерда $n=(n_+ + n_-)/2$.

Бу муносабат ҳақиқий бўлгани учун кристалл чиқишида тўлқин чизиқли қутбланганлигича қолганлигини, лекин қутбланиш текислигининг маълум бурчакка бурилганини кўрамиз. Кристаллда тўлқиннинг тарқалиш йўналишида бу бурчак: $\Phi_\theta = \frac{\pi \nu l}{c} \cdot \Delta n \cdot \cos\theta$, га тенг, бу ерда θ - ёруғлик тарқалиши ва магнитланувчанлик орасидаги бурчак, $\Delta n = (n_+ - n_-) = \frac{\varepsilon'}{n}$.

(2.15) тенглама қутбланиш текислигининг айланишини ёки ютилиш бўлмаганда магнитланган кристаллда тарқаладиган ёгуғлик учун ФЭ ни ифодалайди. Қутбланувчанлик йўналиши φ_θга қарама қарши ўзгарганда ишора ўзгаради, яъни қутбланиш текислиги бурчаги ишораси ўзгаради. Ишоранинг ўзгариши тарқалиш йўналишининг 180°га ўзгарганида ҳам содир бўлади, шунинг учун ёруғликнинг кристаллдан тўғри ва тескари йўналишда ўтишида, фарадей бурилиши бурчаги икки марта ортади [1].

§2.5. Куб шаклга эга бўлмаган магнит кристалларда Фарадей эффекти

Бу бўлимда биз нурнинг табиий иккиланиб синишига эга кристаллар ва ташқи магнит майдон ёки спонтан магнитланувчанлик туфайли қутбланиш текислигининг айланиши муаммосини кўриб чиқамиз. У расман оптик активликка эга кубик бўлмаган кристалларда ёруғликнинг тарқалиши масаласига ўхшайди. Бундай кристалл мисоли сифатида, оптик ўққа бирор бурчак остида ёруғлик тарқалганда, кварцни олиш мумкин [9].

-x, -y, -z ларга мос равишда параллел бўлган ўқларга эга орторомбик симметрияли кристаллни кўриб чиқамиз. Магнит майдон ёки спонтан магнитланувчанлик йўналиши сифатида z-ўқни оламиз. Бу ҳолат кўпгина ABO_3 турдаги ,бунда А нодир ер гурухидаги уч валентли ион шунингдек иттрий ёки лютеций иони, В эса уч валентли темир (ёки алюминий) иони, кристаллар ортоферритлар (ёки ортоалюминатлар) да амалга оширилади. Кристалл симметриясини инобатга олиб, магнитланувчанлик ва электрик ва магнит майдонлар индукцияси орасидаги муносабатни қўйидагича ёзиш мумкин [1,10]:

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon' & 0 \\ i\varepsilon' & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \vec{E} \qquad (2.16)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

Бу ерда бизнинг фикримизча, оптик частоталарда $\hat{\mu}$ бирдан кўп фарқ қилмайди ва расман магнитооптик эффектлар $\hat{\varepsilon}$ диэлектрик ўтказувчанлик эффектив тензори билан ифодаланиши мумкин. $\hat{\varepsilon}$ ва $\hat{\mu}$ ларнинг бир вақтли анизотропия ҳолати ёруғликнинг тарқалиши масаласини ечишда қўшимча қийинчиликларга олиб келади, лекин шу билан бирга янги оптик эффектларга олиб келади.

Биз ўтказмайдиган кристалл учун Максвелл тенгламалари ечимларини излаймиз, яъни:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{aligned} \qquad (2.17)$$

z -ўқи бўйлаб кристаллда тарқалувчи ясси тўлқин кўринишидаги тенгламалар:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ H_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix} \exp[i(\omega t - kz)] \qquad (2.18)$$

(2.16) ни инобатга олиб, матрица кўринишидаги қўйидаги тенгламалар системасини ҳосил қиламиз:

$$\begin{pmatrix} \left[\varepsilon_{xx} - \left(\dfrac{k^2}{\omega^2 \mu}\right)\right] & i\varepsilon' \\ -i\varepsilon' & \left[\varepsilon_{yy} - \left(\dfrac{k^2}{\omega^2 \mu}\right)\right] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0 \qquad (2.19)$$

Аниқланувчини нолга тенглаштиришдан бу системанинг ечимини олинади, ва у k учун иккита қийматни беради:

$$k_{\pm}^2 = \frac{1}{2}\frac{\omega^2 \mu}{c^2}\left\{(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) \pm \sqrt{(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + (2\varepsilon')^2}\right\} \qquad (2.20)$$

нинг ҳар бир қийматини (2.19) га қўйиб, системанинг нормал модаларини аниқлаш мумкин:

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = A' \begin{pmatrix} 1 \\ -i/\alpha \end{pmatrix} \exp\left[i\left(\omega t - k_+ z\right)\right] \qquad (2.21)$$

$$\begin{pmatrix} E''_x \\ E''_y \end{pmatrix} = A'' \begin{pmatrix} 1 \\ i\alpha \end{pmatrix} \exp\left[i\left(\omega t - k_- z\right)\right] \qquad (2.22)$$

бу ерда A', A'' - ихтиёрий амплитудалар, ва:

$$\alpha = \frac{2\varepsilon'}{\left[2\varepsilon_{xx} - \left\{\left(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}\right) + \sqrt{\left(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}\right)^2 + (2\varepsilon')^2}\right\}\right]} \qquad (2.23)$$

(2.21) ва (2.22) тенгламалар иккита ортогонал эллиптик қутбланган тўлқинларни тавсифлайди. Олинган тенгламалардан ёруғлик тарқалишининг икки четки кўринишни топиш мумкин: агар $\varepsilon' = 0$ нолга тенг бўлса, у ҳолда оддий чизиқли нурнинг иккига ажралиб синишига ва кристаллда чизиқли қутбланишли тўлқинларнинг тарқалишига эга бўламиз, агар $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ бўлса, у ҳолда фақат айлана нурнинг икки ажралиб синиши кузатилади ва чап ва ўнг айлана қутбланишли иккита нур тарқалади.

Нормал модалар тенгламаларини x ва $-y$ электр майдон компоненталари учун ўзгартириш мумкин ва бу компоненталарнинг тарқалиш йўналиши бўйича z - ўқнинг ихтиёрий нуқтасида нисбий амплитудалари ва фазаларини аниқлаш мумкин:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{z=l} = \begin{pmatrix} \cos(\Phi/2) - i\cos\chi\sin(\Phi/2) & -\sin\chi\sin(\Phi/2) \\ \sin\chi\sin(\Phi/2) & \cos(\Phi/2) + i\cos\chi\sin(\Phi/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{z=0} \qquad (2.24)$$

бу ерда $\Phi = \delta z$, $\delta = k_+ - k_-$

$\cos\chi = (1 - \alpha^2) / (1 + \alpha^2)$, $\sin\chi = 2\alpha / (1 + \alpha^2)$

Агар тўлқин кристаллга киришда ихтиёрий қутбланишга эга бўлса, у холда E_x ва E_y қийматлар 0га тенг нуқтада комплекс бўлади. (2.24) тенглама фақат икки электр векторлар орасидаги нисбий фазавий силжишни беради. α нинг таърифидан кўринадики, магнитланувчанлик ишорасининг ўзгариши (2.24) тенгламада фақат $\sin\chi$ ишорасининг ўзгаришини юзага келтиради.

(2.24) тенгламадан келиб чиқадиган натижаларни батафсил қараб чиқамиз. Кристаллга x ўқи бўйлаб қутбланган, бирлик амплитудали тушаётган бўлсин. Унда $z = l$ да кристалл чиқишида қўйидагига эга бўламиз:

$$(E_x)_{z=l} = \cos(\Phi/2) - i\cos(\chi)\sin(\Phi/2),$$

ва $$(E_y)_{z=l} = \sin\chi \cdot \sin(\Phi/2) \qquad (2.25)$$

Бир кўришда бу тенгламаларда E_y нинг максимал қиймати $\sin\chi$ га тенг. Агар нисбий айланиш нурнинг табиий икккиланиб синишига нисбатан етарлича кичик бўлса, яъни агар $|\varepsilon'| << |\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}|$, унда E_y нинг максимал қиймати бирдан кичик бўлади ва ФЭ бу ҳолда кристаллдан чиқишда катта бўлмаган эллиптикликка олиб келади. Агар нурнинг чизиқли иккиланиб синиши нолга тенг ва $\sin\chi = 1$бўлса, унда E_y амплитудаси бирга тенг бўлиши мумкин. Бироқ агар айлана ва чизиқли нурнинг иккига ажралиб синиши бир вақтда мавжуд бўлса, яъни $0 < \sin(\chi) < 1$, унда кристалл қутбланиш текислигини 90°га бура олмайди. Эллипс катта ўқининг x ўқига нисбатан бурилиш бурчагини θ, эллипс ўқлари нисбатини $b/a = \mathrm{tg}k$ деб белгиласак, у ҳолда (2.25)дан қўйидагини олиш мумкин [1]:

$$\tan 2\theta = \frac{\sin\chi\sin(\Phi)}{\sin^2(\chi)\cos(\Phi) + \cos^2(\chi)} \qquad (2.26)$$

$$\sin 2k = \sin 2\chi \sin^2(\Phi/2)$$

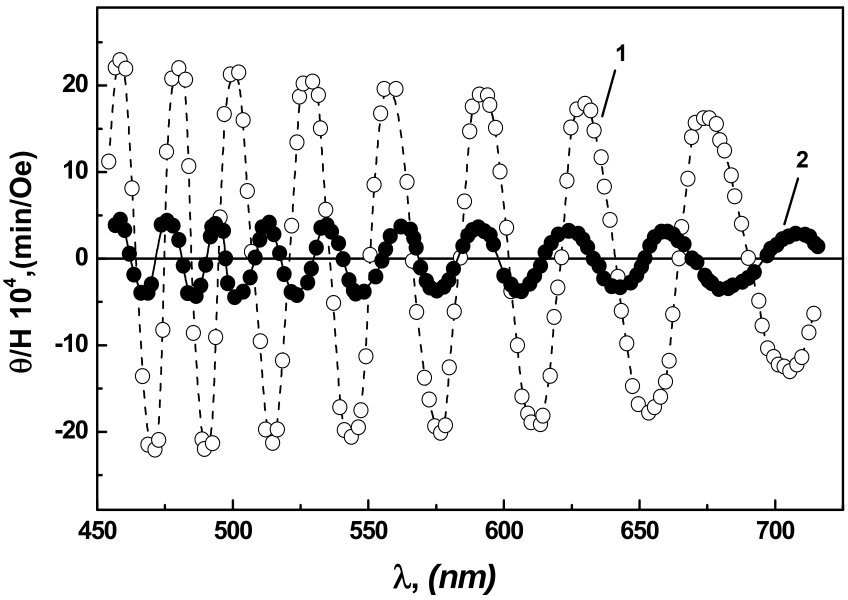
$\sin\chi$ кичик бўлса, ортоферритлар (ёки ортоалюминатлар) да ўринли, унда:

$$\tan 2\theta = \sin\chi\sin(\Phi) \qquad (2.27)$$

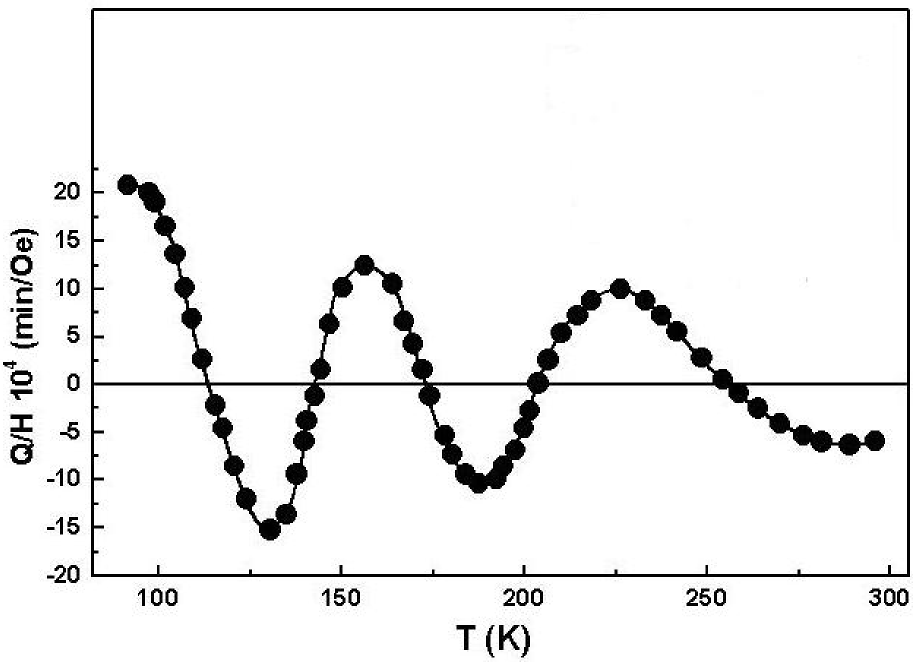
$$\sin 2k = \frac{1}{2}\sin 2\chi \sin^2(\Phi/2)$$

Бундан кўринадики, θ ҳам, k ҳам катта бўлиши мумкин эмас.

Шуни айтиш муҳимки, икки ўқли кристаллар ҳисобланувчи, НЕ ортоалюминатларда (Nd^{3+}:$YAlO_3$ ва $TbAlO_3$), табиий нурнинг иккига ажралиб синиши катталиги $\Delta n_e = (n_x - n_y) = \dfrac{(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})}{(n_x + n_y)}$ етарлича катта ва ~ 10^{-2} ни ташкил этади [11].



13-расм. T = 85K (1) ва 300K (2) да $TbAlO_3$ учун эллипс қутбланиш катта ўқи бурилиш бурчагини θ тўлқин узунлигига боғлиқлиги [12] .



14-расм. $TbAlO_3$ да эллипс қутбланиш катта ўқи бурилиш бурчаги θни λ = 506 нм тўлқин узунликда ҳароратга боғлиқлиги [12]..

У ҳолда эллипс катта ўқи θ бурилиш бурчагининг λ тўлқин узунлигига, намуна қалинлиги ва T температурага боғлиқлиги кучли тебранувчи (осцилятор) эгри чизиқларни тавсифлайди (13 ва 14 расмлар), НЕ ортоалюминатларда ($TbAlO_3$ ва ҳ.к.) магнитооптик тажрибалардан аниқланган магнитавий айлана нурнинг иккига ажралиб синиши катталиги $\Delta n = (n_{+} - n_{-})$, H = 10 кЭ га тенг ташқи магнит майдонда ҳам ~ 10^{-4} дан катта бўлмайди[7]. Демак, чизиқли ва айлана нурнинг иккига ажралиб синиши суперпозиция принципини қўйидаги кўринишда ифодалаш мумкин [1,9]:

$$\delta = 2\sqrt{\theta^2 + (\rho^2 / 4)} \tag{2.28}$$

$$\cos\chi = \rho / \delta$$

$$\sin\chi = 2\theta / \delta$$

Ушбу ифодалар юқорида аниқланиб, келтириб ўтилганларни тушуниб олишни осонлаштиради.

§2.6. Коттон-Мутон эффекти

(магнит майдонда чизиқли икки нурли синиш)

Чизиқли қутбланган ёруғлик тўлқини $z \parallel [001]$ бўйлаб магнитланган кубик кристаллнинг x ўқи йўналишида тарқалаётган бўлсин. Бу геометрия учун биз қўйидагиларга эга бўламиз:

$$D_x = 0$$

$$D_y = n_y{}^2 E_y \tag{2.29}$$

$$D_z = n_z{}^2 E_z$$

(2.5) ифодани қўллаган ҳолда диэлектрик ўтказувчанлик тензори учун:

$$\begin{cases} D_x = \varepsilon_{xx} E_x - i\varepsilon' E_y \\ D_y = i\varepsilon' E_x + \varepsilon_{yy} E_y \\ D_z = \varepsilon_{zz} E_z \end{cases} \tag{2.30}$$

тенгламаларни ҳосил қиламиз. Бу тенгламалар системасидан, (2.29) ни инобатга олиб қўйидагига эга бўламиз:

$$\begin{cases} D_y = [\varepsilon_{yy} - (\varepsilon')^2 / \varepsilon_{xx}] E_y - n_y^2 E_y \\ D_z = \varepsilon_{zz} E_z = n_z^2 E_z \end{cases} \tag{2.30}$$

---

[7] Ҳақиқатдан ҳам. (2.27) тенгламадан ва парамагнетиклар учун маълум бўлган Верде доимийсидан фойдалансак: $\alpha_F = VlH$, бунда V –Верде доимийси, λ = 500 нм тўлқин узунликда, V = 1 (мин/см·Э) ва H = 10 кЭ магнит майдонда $\Delta n = (n_{+} - n_{-})$ катталик ~ $8 \cdot 10^{-5}$ дан ошмайди. [11].

Шундай қилиб, кристаллда иккита нормал тўлқинлар тарқалиши мумкин.
z -ўқи бўйлаб қутбланган ёруғлик учун:

$$n_z = \sqrt{\varepsilon_{zz}} \qquad (2.31)$$

ва y - ўқи бўйлаб қутбланган ёруғлик учун:

$$n_y = \sqrt{\varepsilon_{yy} - (\varepsilon')^2 / \varepsilon_{xx}} \qquad (2.32)$$

Кристаллга чизиқли қутбланган y - ва z - ўқлари бўйича ташкил этувчиларга эга ёруғлик тушаётган бўлса, у ҳолда кристаллда турли фазавий тезликли иккита чизиқли қутбланган тўлқинлар тарқалади, яъни Фохт эффекти ёки Коттон – Мутон эффекти номи билан аталадиган ёруғликнинг чизиқли иккига ажралиб синиши кузатилади. Умумий ҳолда кристалл чиқишида иккита чизиқли қутбланган ихтиёрий фазали тўлқинларнинг қўшилиши эллиптик қутбланган ёруғликни беради. Эллиптиклик даражаси синдириш кўрсатгичларининг фарқига боғлиқ $\Delta n = n_z - n_y$, фазалар фарқи кристаллдан ўтгандан сунг унинг қалинлигини ҳисобга олган ҳолда қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot \Delta n \qquad (2.33)$$

Агар магнитланиш кубик кристаллда тўртинчи тартибли ўқ бўйлаб йўналган бўлса **M** || [001], у ҳолда -x || [100] ва -y || [010] лар эквивалент бўлади, яъни $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{xx}$. Унда, (2.31) ва (2.32) ифодалардан фойдаланиб, синдириш кўрсаткичларини фарқини топиш мумкин [1,10]:

$$\Delta n = \frac{1}{2n}[\Delta\varepsilon + (\varepsilon')^2 / \varepsilon_{xx}] \qquad (2.34)$$

Бу ерда $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{yy} - \varepsilon_{zz}$, $n = \frac{1}{2}(n_y + n_z)$

Шундай қилиб кўришимиз мумкинки, магнит майдонда чизиқли икки нурли синиш, диэлектрик сингдрувчанликнинг диагонал бўлмаган тензор компоненталари квадратига боғлиқлигини, яъни ушбу компоненталар ёруғликнинг доиравий икки нурли синишини аниқлаш билан бирга, бу диагонал компоненталарини фарқи, магнитланишнинг квадрат функциясига қушимча сифатида қаралади.

АДАБИЁЛАР РУЙХАТИ

1. Писарев Р.В. Магнитное упорядочение и оптические явления в кристаллах: в кн. *Физика магнитных диэлектриков*. Л.: «Наука», 1974, С. 356-450.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М: «Наука», 1982, 620 С.
3. U.V. Valiev, J.B. Gruber, G.W. Burdick. *Magnetooptical spectroscopy of the rare-earth compounds: development and application.* Scientific Research Publishing, Irvin, USA, 2012, p.143.
4. Звездин А.К., Котов А.В. *Магнитооптика тонких пленок*. М: «Наука», 1988, 190 С.
5. Stephens P.J. Magnetic circular dichroism.// Advan. Chem. Phys., 1976, Vol.35, pp. 197-264.
6. Шатц П.Н., Мак-Каффри А.Д. Эффект Фарадея.// Успехи химии – 1971. - Т.11. - В.9. - с.1698-1725.
7. Запасский В.С., Феофилов П.П. Развитие поляризационной магнитооптики парамагнитных кристаллов // УФН. – 1975. - Т.116. - В.1. - с.41-78.
8. Кринчик Г.С. *Физика магнитных явлений*. М: МГУ, 1985, 336 С.
9. Най Дж. *Физические свойства кристаллов*. М: ИЛ, 1960, 385 С.
10. A. K. Zvezdin and A. V. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magnetooptical Materials.* Bristol and Philadelphia: IOP Publishing, 1997.
11. Валиев У.В., Клочков А.А., Лукина М.М., Турганов М.М. Магнитооптические свойства ортоалюмината тербия $TbAlO_3$. // Опт. и Спектр., 1987, Т.63, в.3, с.543-546.
12. Uygun V. Valiev, Abdulla A. Uzokov, Sharof A. Rakhimov, John B. Gruber, Dhiraj K. Sardar, Kelly L. Nash, and Gary W. Burdick. Faraday

effect and magnetic susceptibility analyses in $TbAlO_3$// Journ. Appl. Phys. – 2008. – Vol. 104. – 073903(1) – 073903(5)

III.БОБ. МАГНИТООПТИК ЭФФЕКТЛАРНИНГ КВАНТОМЕХАНИК НАЗАРИЯСИ

§3.1. Рухсат этилган электродипол ўтишларда Фарадей эффекти.

II-бобда кўрсатилганга асосан, магнитооптик ҳодисалар (ФЭ, МАД ва ҳ.к.) $\hat{\varepsilon}$ диэлектрик ва магнит $\hat{\mu}$ ўтказувчанлик тензорлари ёки муҳитнинг мос равишда қабул қилувчанликлари билан тавсифланади. Кўп магнитооптик материаллар учун қабул қилувчанлик, моддаларнинг магнит хоссаларини белгилаб, ўтувчи *d* – ёки нодир ер *f* – ионлар қабул қилувчанликларининг йиғиндисидан иборат деб ҳисобланади. Шунинг учун *Крамерс* томонидан илк бор таклиф этилган сўниш мавжуд бўлмаган холат учун ФЭ ифодаси [1], ўнг (чап) циркуляр қутбланган ёруғлик тўлқинлари учун электрик қабул қилувчанликлар $\chi_{\pm}$ дан фойдаланиб ёзилган.

$$\Phi_F = \frac{2\pi\omega}{c\overline{n}}\left(\frac{\overline{n}^2+2}{3}\right)^2\left(\chi_- - \chi_+\right) \tag{3.1}$$

Бу ерда Φ_F - узунлик бирлигида ёруғлик тўлқини айланиш текислигининг бурилиш бурчаги, $\overline{n}$ - муҳитнинг ўртача синдириш кўрсатгичи. Таъкидлаймизки, келтирилган ифодага Лоренц-Лорентц фактори [2]: $L = \left(\frac{\overline{n}^2+2}{3}\right)^2$ киритилган. У муҳитнинг қутбланиши туфайли ионга таъсир этувчи тўлқин электр майдонинингўзгаришини ҳисобга олади, (3.1) ифода эса электродипол (ЭД) характерга эга оптик ўтишлар резонанс частоталаридан фарқли ω частота соҳалари учун ўринли.

N та ионлар тўплами учун (ҳажм бирлигида), $\chi_{\pm}$ катталиклар квант механикадаги Крамерс – Гейзенберг формуласидан аниқланади [3,4]:

$$\chi_{\pm} = \frac{Ne^2}{\hbar}\sum_{a,b}\rho_a\left\{\frac{<a/\hat{r}_{\pm}/b><b/\hat{r}_{\mp}/a>}{\omega_{ab}-\omega}\right\}$$

бунда йиғинди ионнинг барча асосий (*a*) ва ўйғонган (*b*) холатлари бўйича олинади, ρ_a- асосий E_a энергияли *a* холатнинг больцман зичлиги -; *e* -

электрон заряди; $<a/\hat{r}_{\pm}/b>$ - а ва b холатлар орасидаги $\hat{r}_{\pm}=\hat{x}\pm i\hat{y}$ циклик координаталар оператрининг матрица элементи, $\hbar\omega_{ab}=(E_b-E_a)=\hbar\omega_0+(\Delta E_a-\Delta E_b)$ - a → b оптик ўтиш энергияси, где $\hbar\omega_0$ - асосий ва ўйғонган холатлар “масса марказлари” орасидаги энергия оралиғи, $\Delta E_a, \Delta E_b$ - магнит майдон томонидан асосий ва ўйғонган холатлар бўлиниши, (3.1) ифодадаги йиғинди ионнинг асосий холатдан ўйғонган холатга барча ўтишлари учун олинади.

(3.1) ифодадан кўринадики, модификацияланган матрицали элементларнинг ўтишларида (*B* – аъзо ЭФ) [5-7] ва ρ_a (*C* - аъзо ЭФ) [5-7] асосий ҳолатнинг сатҳости жойлашувини қайта тақсимланиши жараёнида Зейман эффектида оптик ўтишларда резонанс частота ўзгаришида Фарадей эффекти Н ташқи магнит майдон томонидан индукцияланган χ_- ва χ_+ қабул қилувчанликларнинг фарқи натижасида юзага келади.

Қабул қилувчанликларнинг ўхшаш асимметрияси кузгу асимметриясига эга хирали объектлар (молекулалар, кристаллар ва ҳ.к.) да юзага келадиган табиий оптик фаоллик эффектидан фарқли спонтан магнит тартибнинг мавжудлиги туфайли юзага келади [8].

Юқори ютилишга эга муҳитда, узунлик бирлигида қутбланиш текислигининг бурилиш бурчагини аниқлаш ифодаси одатда комплекс кўринишда ифодаланади [9,10]:

$$\Theta_F=\Phi_F-i\theta_F=\frac{\omega}{2c}(\eta_+-\eta_-)=\frac{2\pi\omega}{c\bar{n}}(\chi_+-\chi_-) \qquad (3.2)$$

бу ерда Φ_F - эллипс катта ўқининг бурилиш бурчаги (11-расм); θ_F - эллиптиклик бурчаги (узунлик бирлигида), МАД орқали юзага келадиган, тангенси эллипс кичик ва катта яримўқлари нисбатига тенг; $\eta_{\pm}=n_{\pm}-ik_{\pm}$ - т.н. циркуляр қутбланган ёруғлик компоненталари учун комплекс синдириш кўрсатгичи; бунда n – синдириш кўрсатгичи, k - муҳитнинг ютилиш кўрсатгичи (ёки экстинкция коэффициенти). Қабулқилувчалик $\hat{\chi}$ ва диэлектрик сингдирувчанлик $\hat{\varepsilon}$ тензори ўзаро $\hat{\varepsilon} = \hat{I} + 4\pi\hat{\chi}$ ифода орқали боғланишга эга, бу ерда $\hat{I}$ бирлик тензор.

Shen [10] томонидан ўтказилган фарадей айланишининг квантомеханик муҳокамаси, ЭД ўтишларда комплекс ФЭ учун умумий ифода қўйидаги кўринишга эга эканлигини кўрсатади:

$$\Theta_F = \Phi_F - i\theta_F = \frac{\pi\omega Ne^2}{mc\bar{n}}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \sum_{a,b} \frac{(\omega + i\Gamma_{ab})}{\omega_{ab}[(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2) - i2\omega\Gamma_{ab}]}\left(f_{ab}^{+} - f_{ab}^{-}\right)\rho_a \tag{3.3}$$

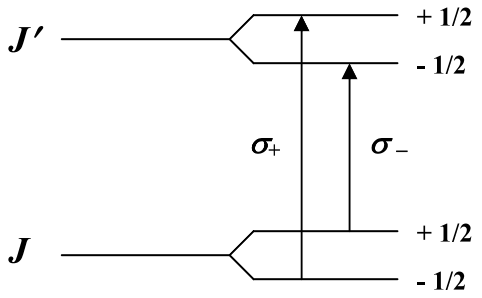
Бу ерда Γ_{ab} – $a \to b$ ўтишга мувофиқ келувчи ютилиш чизиғининг яримкенглиги; m – электрон массаси; $f_{\pm} = \frac{2m\omega_{ab}}{\hbar} / < a / \hat{r}_{\pm} / b > /^2$ - циркуляр-қутбланган нурланишнинг осциллятор кучи; бу ўлчамсиз катталиклар, танлаш қоидаларига бўйсунувси, $\Delta L = \pm 1$, $\Delta S = 0$ ва $\Delta J = 0, \pm 1$ рухсат этилган (жуфтлик бўйича–Лапорт қоидаси [4,11]) атом ҳолатларида комбинацияланадиган, тўла орбитал, спин ва бурчак моментлар учун электродипол (ЭД) ўтишлар эҳтимоллигини аниқлайди [4,11]. Демак ЭД ўтиш билан юзага келувчи, ютилиш чизиғида Φ_F соф фарадей айланиши ифодаси қўйидаги кўринишда бўлади [7,10,12]:

$$\Phi_F = \frac{\pi Ne^2}{mc\bar{n}}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \sum_{a,b} \rho_a\left(f_{ab}^{+} - f_{ab}^{-}\right)X(\omega, \omega_0) \tag{3.4}$$

Бу ерда $X(\omega, \omega_0)$ частотавий фактор $a \to b$ ўтиш учун ФЭ дисперсия эгри чизиғи кўринишини характерлайди: $X(\omega, \omega_0) = \frac{\omega^2(\omega_{ab}^2 - \omega^2 - \Gamma_{ab}^2)}{\omega_{ab}[(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2)^2 + 4\omega^2\Gamma_{ab}^2]}$

Шу билан бирга МАДни тавсифлайдиган, θ_F фарадей эллиптиклиги ифодаси (3.4) дан фақат (3.4) нинг суратини $2\omega^3\Gamma_{ab}$га ўзгартириш билан фарқланади.[7].

Электрон энергетик сатхлар ва улар орасидаги ташқи H майдондаги электродипол (ЭД) ўтишлар тавсифини тасаввур этиш учун, ёруғликнинг магнит майдон бўйлаб тарқалишида «дублет – дублет» содда ўтиш схемасини кўриб чиқамиз (15 расм). Тажрибанинг бўйлама геометриясида (ташқи магнит майдон кузатиш йўналишига параллел) чап (ўнг) циркуляр қутбланган ёруғлик сочилиши, ионнинг J ва M_J холатидан $J' = J = 1/2$ ва $M'_J = M_J \pm 1$холатга ўтишини индукциялашини эътиборга олган холда ЭД ўтишлар учун танлаш қоидасини хосил қилиш мумкин.



15.расм. «дублет – дублет» ўтиш учун Зееман диаграммаси ва бўйлама магнит майдонда $\boldsymbol{J'}$ = $\boldsymbol{J}$ = 1/2 холатлар учун танлаш қоидаси ($\Delta J = 0$ ва $\Delta m = \pm 1$)

Ушбу диаграммани муҳокама этганимизда, H майдон таъсирида сатхларнинг “қатъий” силжиши содир бўлади (яъни ютилиш чизиғининг шакли ўзгармайди) ва асосий холат сатхости сатхлар орасидаги больцман мувозанатни ҳисобга олиб хулоса қилиш мумкинки, айлана бўйича чап ва ўнг қутбланган ёрукнинг ютилиш коэффициентларининг фарқи МОА икки механизмларининг юзага келиши билан тушунтирилади. Биринчиси – асосий ва ўйғонган холатлар ЭД ўтиши зееман парчаланиши сабабли, σ_+ и σ_- қутбланишларда ютилиш чизиғи частоталари фарқ қилади, натижада чап ва ўнг циркуляр қутбланган ёруғлик нурланиши учун $(\alpha_+ - \alpha_-)$ ютилиш коэффициентлари айирмаси нолдан фарқли бўлади. Иккинчидан – чап ва ўнг циркуляр қутбланган ёруғликнинг ютилиш коэффициентлари фарқи, σ_+ ва σ_- ютилиш чизиқлари интенсивликлари “қийшайиши” га олиб келувчи, асосий холат сатхостиларининг больцман зичликлари тафовути билан боғлиқ.

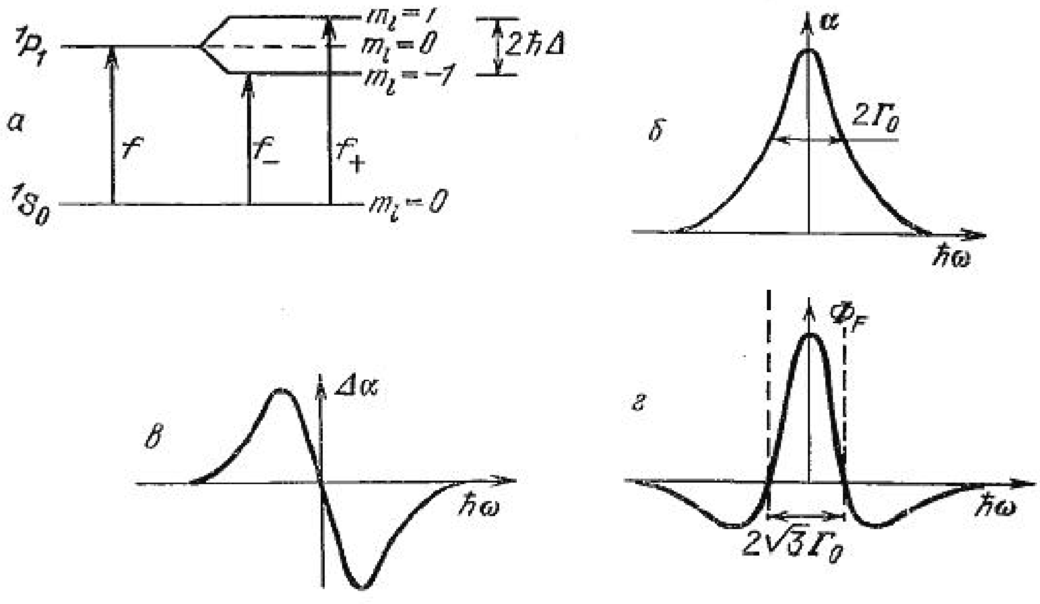
Юқоридагиларни инобатга олиб, (3.3) ифодани электродипол (ЭД) оптик ўтишлар содда схемалари учун қўллаб, магнитооптик активлик (МОА) механизмларини батафсил қараб чиқамиз. Ион холатларини юқоридагидек, J

ва M_J квант сонлари билан характерлаймиз. Бу сонлар ион бурчак моменти ва унинг z – проекцияси операторининг хусусий қийматлари ҳисобланади. Магнит майдон электродипол ўтишларда M_J бўйича комбинацияланувчи хар бир мултиплет J ни $(2J + 1)$ сатхостиларга бўлувчи мультиплетларни айнишини изоҳлайди.

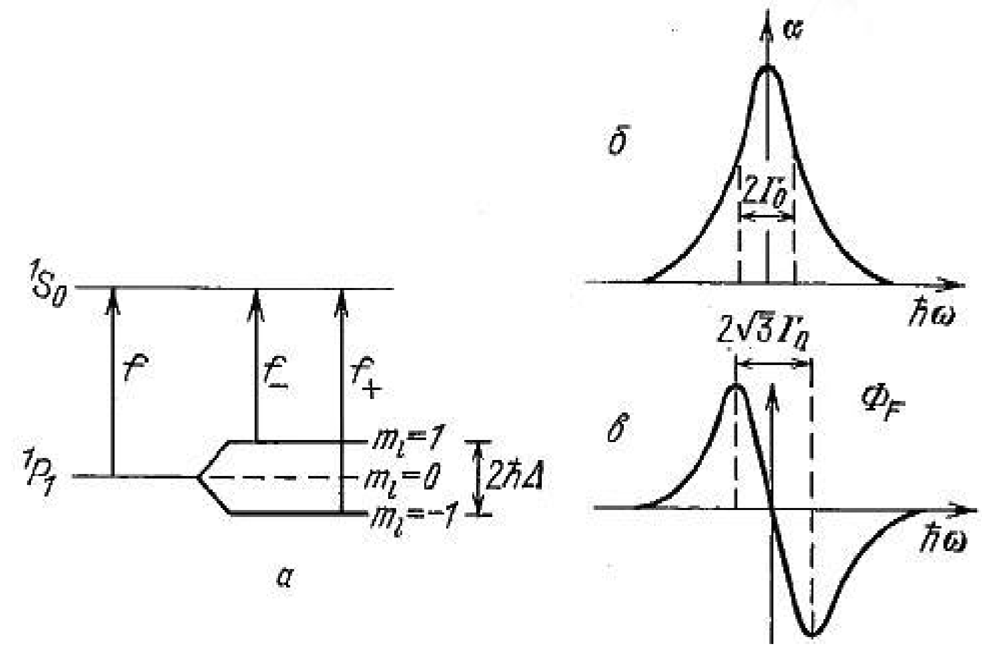
а) H ташқи магнит майдонда ${}^1S_0(J=0)$ синглетдан ${}^1P_1(J'=1)$ триплетга рухсат этилган (спин ва жуфтлик бўйича) ЭД ўтишни кўриб чиқамиз (16 *а* расм). Агар биз айлана бўйича чап ва ўнг қутбланган нурланиш учун алоҳида ўлчашлар ўтказганимизда, ўйғонган мультиплет ${}^1P_1$ нинг зееман ажралиши катталигида бир бирига нисбатан силжиган, 16.б расмда кўрсатилган иккита бир ҳил ютилиш чизиқларига эга бўламиз. Бу дисперсияланган эгри чизиқлар фарқи, (3.4) га асосан, кузатилаётган Фарадей эффекти (16 г расм) ва айланавий дихроизмни (1.6 в расм) аниқлайди. «ўнг» f_+ ва «чап» f_- ўтишларда компенсацияни ўзгариши уларнинг частоталарида кўзатиладиган кичик фарқ билан изоҳланади.

Бундай турдаги магнитооптик эффектларнинг дисперсиявий боғлиқликни "диамагнитавий" деб номлаш қабул қилинган, берилган МОА механизмни улушини эса A – Аъзо деб айтилади. [6,7,13,14].

б) Бошқа бир холат ${}^1P_1 \rightarrow {}^1S_0$ ЭД ўтишда амалга оширилади (17 *а* расм). Зееман (яъни ажралган) сатхостилари орасидаги ўтишлар худди юқоридагидек, лекин ўтишларнинг устма уст тушиши сезиларли фарқланади, чунки ${}^1P_1$ асосий мультиплет сатхларининг больцман зичлиги айирмаси муҳим аҳамиятга эга.



16.Расм. МАД дисперсиявий боғлиқликни (*в*) ва ФЭ (г), ютилиш чизиғида(*б*) “диамагнит” турни юзага келтирувчи, $^1S_0\to{}^1P_1$ рухсат этилган ЭД ўтишга мувофиқ келувчи энергетик сатхлар схемаси.



17-расм. Ютилиш чизиғида (б) дисперцияли боғлиқликни вужудга келтирувчи «парамагнит»ли (в) ФЭ тида магнит майдонда рухсат этилган $^1P_1\to{}^1S_0$ ЭД ўтишларга тўғри келувчи энергетик сатҳлар схемаси.

«Парамагнит»ли МАД - $\Delta\alpha = (\alpha_+ - \alpha_-)$ нинг дисперцияли боғлиқлиги тўлиғича ютилиш чизиғининг контурини такрорлайди.

Айнан у «ўнг » ва «чап» ўтишларнинг компенсациялар ўзгаришини ҳосил қилади. Т = 0 да фақат f_+ ўтиш «ўринли». Чегаравий температурада йиғинди эффект зееман сатҳости асосий мультиплетларининг жойлашув фарқига боғлиқ бўлади, бошқача айтганда ионларнинг магнитланишини ифодалайди. (ёки кучсиз магнит майдонидаги ионнинг парамагнит қабўлқилувчанлиги).

Магнитооптик эффектларнинг йиғинди дисперсия эгри чизиқлари 17 *б,в* расмда кўрсатилган. Бундай турдаги дисперсия «*парамагнит*» деб аталади, МОАнинг механизми улуши эса *C* – ҳад деб юритилади [6,7,13,14]. Маълумки, бу ҳолда ўтишлар частоталарининг фарқи ҳисобига, магнитооптик эффектларга «*диамагнит*» улуш (МОА нинг *A* - ҳади) ҳам мавжуд, лекин у одатда «*парамагнит*» улушга (МОА нинг *C* - ҳади) нисбатан кичик.

Юқорида кўриб чиқилган а) ва б) ҳолатларда қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги катталигини аниқлаймиз.

«Парамагнит» ФЭ (*C* - ҳад) учун (3.4) ифодадан $\omega_+ \approx \omega_- = \omega_0$, $\Gamma_+ = \Gamma_- = \Gamma_0$, $f^{\pm} = f_0$ эканлиниги инобатга олиб, ва барча мумкин бўлган ўтишлар бўйича қўшиб қўйидагига эга бўламиз (17 расм):

$$\Phi_F^{(C)} = \frac{\pi N e^2}{mc\bar{n}\omega_0}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \cdot \frac{\omega^2(\omega_0^2-\omega^2-\Gamma_0^2)}{[(\omega_0^2-\omega^2+\Gamma_0^2)^2+4\omega^2\Gamma_0^2]} \cdot \left(f^+\rho_{-1} - f^-\rho_{+1}\right) =$$
$$= -\frac{\pi N e^2}{mc\bar{n}\omega_0}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \cdot \frac{\omega^2(\omega_0^2-\omega^2-\Gamma_0^2)}{[(\omega_0^2-\omega^2+\Gamma_0^2)^2+4\omega^2\Gamma_0^2]} \cdot f_0\left[\rho_{-1}(-1)+\rho_0(0)+\rho_{+1}(+1)\right] = \quad (3.5)$$
$$= -\frac{\pi N e^2}{mc\bar{n}\omega_0}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \sum_{a,b} \frac{\omega^2(\omega_0^2-\omega^2-\Gamma_0^2)}{[(\omega_0^2-\omega^2+\Gamma_0^2)^2+4\omega^2\Gamma_0^2]} f_0 m(T)$$

бу ерда $m(T) = M(T)/M(0) = \sum_m m\rho_m$ - ионнинг «келтирилган» ўртача магнит моменти; $M(0) = Ng\mu_B J$ - тўйиниш магнитланиши (T = 0 да ионларнинг магнит моменти *N*). Φ_F нинг экстремал қийматлари $\omega = \omega_0 \pm \Gamma_0$да амалга оширилади:

$$\Phi_F^{(C)} = \frac{\pi N e^2}{4mc\bar{n}\Gamma_0}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 fm(T) \quad (3.6)$$

$N = 10^{22}$ (см^3), $\bar{n} = 2$, $f_0 = 1$, $m(T) = 1$, $\Gamma_0 = 10^4$ см$^{-1}$ бўлганда (3.6) ифодадан Φ_F = 7·10^6 град/см эканлигини аниқлаймиз. Мисол учун EuS да Φ_F қиймати T = 4,2 K температурада 2·10^6 град/см гача етади [7].

«Диамагнит» ФЭ (A - ҳад) учун, (3.4) формуланинг $X(\omega,\omega_0)$ частотавий факторига: $\omega_+ = \omega_0 + \Delta$, $\omega_- = \omega_0 - \Delta$, $\Gamma_+ = \Gamma_- = \Gamma_0$ ифодаларни қўйиб, ва уни $\Delta << \Gamma_0 << \omega_0$ ва $(\omega_{ab}^2 - \omega^2) >> \Gamma_{ab}^2$ шартни қаноатлантирувчи қилиб ўзгартириб, $\omega \sim \omega_{ab} \approx \omega_0$ да қўйидагига эга бўламиз:

$$(\omega_{ab}^2 - \omega^2 - \Gamma_{ab}^2) \approx (\omega_{ab}^2 - \omega^2) \approx 2\omega(\omega_{ab} - \omega) \approx 2\omega(\omega_{ab} - \omega)$$

$$[(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2)^2 + 4\omega^2\Gamma_{ab}^2] \approx [(\omega_{ab}^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\Gamma_{ab}^2] \approx 4\omega^2[(\omega_{ab} - \omega)^2 + \Gamma_0^2]$$

$x = \dfrac{(\omega_{ab} - \omega)}{\Gamma_0} = \dfrac{(\omega_0 - \omega)}{\Gamma_0} \pm \dfrac{\Delta}{\Gamma_0}$, янги ўзгарувчи киритамиз ва частотавий факторни (3.4) формулага

$$X(\omega,\omega_0) = \frac{2\omega^3\Gamma_0 x}{4\omega_0\omega^2\Gamma_0^2(1 + x^2)} \quad \text{кўринишда киритамиз} \qquad (3.7)$$

$X(\omega,\omega_0)$ частотавий факторни кичик параметр Δ/Γ_0 бўйича қаторга ёйсак:

$$X(\omega,\omega_0) \approx \left(\frac{\omega}{2\omega_0\Gamma_0}\right) \cdot \frac{(x_0 \pm \Delta/\Gamma_0)}{(1 + x_0^2)} \qquad (3.8)$$

эканлигини аниқлаймиз, бу ерда $x_0 = \dfrac{(\omega_0 - \omega)}{\Gamma_0}$. $x < 1$ катталикнинг қиймати нисбатан кичик бўлганлиги сабабли, x нинг ўзгаришида (3.7) ифода махражининг ўзгаришини инобатга олмаймиз. Ҳосил бўлган (3.8) ифодани (3.4) га қўйиб ва уни “ўнг” f_+ ва “чап” f_- ўтишлар бўйича йиғиндини олсак қўйидагига эга бўламиз [7]:

$$\Phi_F^A = \frac{\pi N e^2}{m c \bar{n}}\left(\frac{\bar{n}^2 + 2}{3}\right)^2 \cdot \left\{\frac{\omega\left[f^+(x_0 + \Delta/\Gamma_0) - f^-(x_0 - \Delta/\Gamma_0)\right]}{2\omega_0\Gamma_0(1 + x_0^2)}\right\} = \frac{\pi N e^2}{m c \bar{n}\omega_0}\left(\frac{\bar{n}^2 + 2}{3}\right)^2 \frac{\omega}{\left[(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma_0^2\right]} f_0\Delta \qquad (3.9)$$

Бунда $\omega = \omega_0$, $m(T) = 1$ бўлганда максимал айланиш:

$$(\Phi_F^{(A)})_{\max} = \frac{\pi N e^2}{m c \bar{n}\Gamma_0^2}\left(\frac{\bar{n}^2 + 2}{3}\right)^2 f_0\Delta \qquad (3.10)$$

Диамагнит дисперсияда максимал айланиш, парамагнит дисперсия учун ўхшаш катталикдан, интенсив оптик ўтишларда ҳар доим бирдан кичик $4\Delta/\Gamma_0$ кўпайтувчи билан фарқ қилади. Чизиқларнинг қанотларида, яъни $/\omega-\omega_0/>>\Gamma_0$, бу икки ҳолатларда айланишларнинг фарқи Δ янада ортади, чунки резонанс частоталардан узоқлашган спектрал соҳада “парамагнит” ва “диамагнит” ФЭнинг частотавий боғлиқлиги рухсат этилаган ЭД ўтишлар учун қуйидагича ёзиш мумкин [7,12,13]:

$$\Phi_F^{(C)} = \frac{\pi N e^2}{mc\bar{n}\omega_0}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \frac{\omega^2}{(\omega_0^2-\omega^2)} f_0 m(T) \tag{3.11}$$

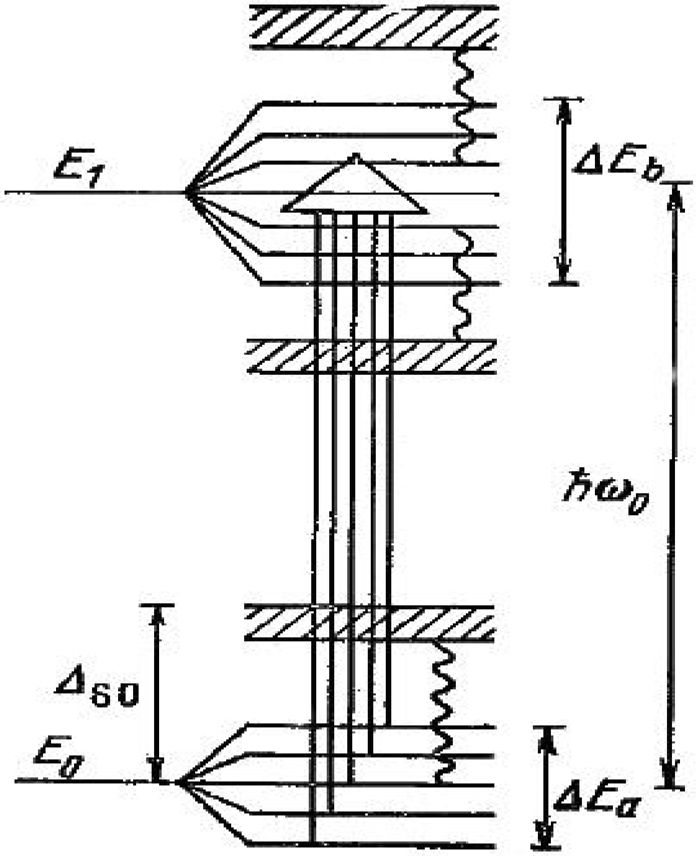
$$\Phi_F^{(A)} = \frac{\pi N e^2}{mc\bar{n}\omega_0}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \frac{2\omega_0\omega^2}{(\omega_0^2-\omega^2)^2} f_0 \Delta \tag{3.12}$$

Бу ерда биз магнитооптик актив ЭД ўтишларнинг қисқартирилган схемаларини кўриб чиқдик. Реал шароитларда ионнинг кристалдаги энергетик спектри ва тўлқин функциялари етарлича мураккаб. Бироқ магнитооптик активликнинг, юқорида кўриб ўтилганларга ўхшаш, ўзига хос механизмлари уларда ҳам намоён бўлади. Буни қуйидагича тушунтириш мумкин. Ионларда рухсат этилган электродипол ўтишлар спектрнинг ультрабинафша соҳасида ётади, амалий жиҳатдан ахамияти эса кўринадиган ва инфрақизил (ИҚ) соҳалар ҳисобланади. Шунинг учун биз асосан рухсат этилган “катта тўлқин узунликли қанотларда” ўтишларни кўриб чиқамиз. Спектрнинг бу соҳасида кузатилаётган магнитооптик эффектлар асосан юқорида кўриб ўтилган етарлича кўп сонли “катта тўлқин узунликли қанотларда” элементар ўтишларнинг устма-уст тушиши натижасида шаклланади. Бунда одатда $/\omega_0-\omega/>>\Delta\omega_{ab}$шарт бажарилади, ω_0 - рухсат этилган ўтишлар гурухининг хос частотаси, ω - нурланиш частотаси, $\Delta\omega_{ab}$ - элементар ўтишлар частоталарининг айирмаси. Бу шарт турли бирикмаларнинг ФЭни ҳисоблашда кенг қўлланилади.

Ионнинг асосий ҳолатига туташган $(E_a = E_0 \pm \Delta E_a)$ сатҳлар гуруҳидан, E_1 ўртача энергияли E_b $(E_b = E_1 \pm \Delta E_b)$ ўйғонган сатҳларга рухсат этилган ЭД ўтишларни кўриб чиқамиз (18 расм). Бу ерда E_0 ва E_1 – асосий ва ўйғонган мультиплетлар (ёки термлар) энергияси, $\Delta E_a, \Delta E_b$ - ташқи магнит, алмашув кристаллик майдонлар ва спин орбитал ўзаро таъсир (термлар ҳақида сўз юритилганда) таъсирида уларнинг ажралиши. E_0 ва E_1 сатҳлар рухсат этилган ЭД ўтишларда қўшилса, Лапорт қоидасига асосан [4,11], турли конфигурацияларга тегишли бўлиши керак (масалан, $3d^n$ ва $3d^{n-1}4p$ ўтувчи d - ионлар учун, ва $4f^n$, $4f^{n-1}5d$ нодир ер ионлари учун). Юқорида кўриб ўтилган магнитооптик ўтишлар схемалари а) ва б) ларда биз ташқи H магнит майдон таъсирида асосий ва ўйғонган ҳолатлар тўлқин функцияларининг бошқа сатхлар билан юзага келиши мумкин бўлган “аралашиши” ни инобатга олмадик. [14] даги қатъий формаллик шуни кўрсатадики, бу ўзаро таъсирни ҳисобга олиниши ФЭ ва МАД ифодаларида, “аралашиш” (МОАнинг B - ҳади) деб номланувчи, яна бир ҳаднинг пайдо бўлишига олиб келади. У холда резонанс частоталардан узоқлашган спектрал соҳадаЭД ўтишлар учун ФЭ ифодасини лоренц яқинлашувида қўйидагича ёзиш мумкин [14]:

$$\Phi_F = \frac{2\omega_0\omega^2}{(\omega_0^2-\omega^2)^2}\cdot\frac{A}{\hbar} + \left\{B + \frac{C}{kT}\right\}\cdot\frac{\omega^2}{(\omega_0^2-\omega^2)} \qquad (3.13)$$

Бу ерда биринчи қўшилувчи ФЭ га “диамагнит” улушни, учинчи қўшилувчи “парамагнит” улушни, иккинчи қўшилувчи эса ташқи магнит ва алмашв майдонлар таъсирида асосий ва ўйғонган мультиплетларга бошқа мультиплетларнинг “аралашиш” улуши. В қўшилувчининг ўзига хос томони шундан иборатки, у температурага боғлиқ эмас. Келиб чиқишига ва физик моҳиятига кўра бу Фарадей эффектига улуш тўлиғича парамагнетикларнинг температурага боғлиқ бўлмаган ванфлек магнитланиш улушига ўхшайди (Ван-флек парамагнетизми [15]).



18-расм. Кристаллик майдонидаги d – ёки f –ионлар энергетик сатҳларининг схематик тасвири. Яхлит чизиқлар билан рухсат этилган ЭД ўтишлар тасвирланган. Тўлқинли чизиқлар билан эса ташқи магнит H майдонида “аралаш” ҳолатлар акс эттирилган.

Қаралаётган қўшилувчи В нинг Фарадий эффектидаги улушини кучли электромагнит майдонда магнитооптик ҳодисаларни ўрганиш сифатида қараш муҳимдир, шунингдек нокрамерс ионларида ҳосил бўлувчи магнитооптик ҳодисалар ҳам қаралади (РЗ-ионлари, жуфт сондаги электронларга эга тўлдирилмаган $4f$ – қобиқ) [13,15].

A, B, C коэффициентлар *R. Serber* [16] томонидан 1932 йилда киритилган ва ҳозирги вақтда НЕ ионлари магнитооптикасига оид адабиётларда кенг қўлланилади. $L \neq 0$ ионларда асосий ҳолатда “парамагнит” қўшилувчи С (3.13) ифодада энг катта қийматга эга бўлади. Шу билан бирга $\frac{2\omega_{ab}}{(\omega_{ab}^2 - \omega^2)}\Delta$ кўпайтувчи туфайли ФЭ нинг “диамагнит” ҳадлари (3.12) рухсат этилган оптик ўтишлар ω_{ab} резонанс частоталардан узоқ бўлган ω ёруғлик частоталарда “парамагнит” ҳадга (3.11) нисбатан $\frac{\mu_B H_{эфф}}{\omega_{ab}}$ни ўз ичига олади, бу ерда $H_{эфф}$ - $4f^{(n-1)}5d$ аралашган уйғонган конфигурация ҳолатларига таъсир этувчи ташқи магнит ёки алмашув майдони. Ўхшаш параметр - $\frac{\mu_B H_{эфф}}{\Delta}$, ташқи майдонда НЕ ионининг биринчи уйғонган мультиплет ҳолатларининг асосий мультиплет холатлари “аралашиш” билан боғлиқ, бу ерда Δ- “аралашувчи” ҳолатлар орасидаги энергетик масофани ифодалайди. НЕ ионларда рухсат этилган ЭД ўтишлар ~ $5\cdot10^4$ см$^{-1}$ энергияларда ётганлиги, Δ энергетик масофалар катталиги ~ 10^3 см$^{-1}$ қийматдан катта бўлмаганлиги сабабли, ω_{ab} резонанс частоталардан фарқли ω тушувчи ёруғлик частоталарда, “аралашиш” эффекти (B - ҳад) деб номланувчи қўшилувчидан фарқли, “диамагнит” ҳадларнинг (A - ҳад) ФЭ га улуши кичик бўлади [7]. “Диамагнит” ҳадларнинг нисбий таъсири тушадиган ёруҳлик частотасининг оптик ўтишлар резонанс частоталарга яқинлашган сари ортади, ва ютилишнинг қисқа чизиқларида уларнинг магнитооптикага улуши етарлича сезиларли бўлиши мумкин [9,16].

Мисол учун НЕ ионларида A,B,C коэффициентларнинг нисбати қўйидагича баҳоланади: $|A/C| \approx \mu_B H_{eff}/\hbar\omega_0$, $|B/C| \approx \mu_B H_{eff}/\Delta_{S-O}$

Бу ерда Δ_{S-O} - спин орбитал ўзаро таъсир энергияси бўлиб, НЕ ионининг “аралашадиган” (ташқи ёки алмашув майдони туфайли) асосий терми мультиплетлари орасидаги энергетик масофани кўрсатади; H_{eff} - ташқи ёки алмашув майдони. Бунда НЕ ионлари учун, $\hbar\omega_0$~(0,5÷1,0)·10^5 см$^{-1}$, H_{eff} ~ 10^4 ÷ 10^5 Э да $\mu_B H_{eff}$~(1÷10)· см$^{-1}$, у холад $|A/C| \approx 10^{-4}$ ва $|B/C| \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$.

Асосий ҳолати орбитал синглет бўлган ионлар магнитоотптикасини кенг кўриб чиқамиз. Бундай ионлар қаторига қўйидаги орбитал моменти $L=0$ бўлан, S-ионлар: $Gd^{3+}, Eu^{2+}, Fe^{3+}, Mn^{2+}$, ҳамда октаэдрик кристалл қўршовида жойлашадиган «музлатилган» орбитал моментли Cr^{3+}, Ni^{2+}, ионлар киради [7]. Маълум бўлишича S-ионлар учун, МОА механизмининг “парамагнит” улуши нолга тенг. Буни қуйидаги фикрларда кўриш мумкин. (3.4) ифодани $\vec{A}$ ва $\vec{B}$ иккита векторнинг циклик компоненталарининг вектор кўриниши сифатида ёзамиз:

$$\Phi_F^{(C)} = \frac{\pi\omega N e^2}{m c \bar{n}}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \sum_{a,b}\frac{\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2}\cdot\left(f_{ab}^{+}-f_{ab}^{-}\right)\rho_a = \frac{\pi N e^2}{c \bar{n}\hbar}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \sum_{a,b}\frac{\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2}\cdot\left(A_{-1}B_{+1}-A_{+1}B_{-1}\right)\rho_a \tag{3.14}$$

бу ерда $A_{-1} = < a/\hat{r}_-/b >$, $A_{+1} = < a/\hat{r}_+/b >$ ва $B_{-1} = < b/\hat{r}_-/a >$, $B_{+1} = < b/\hat{r}_+/a >$.
Ҳосил бўлган ифодадан кўринадики, агар ионнинг барча ўйғонган - b (яъни уларнинг тўлдирилиш шартини қўллаймиз: $\sum_b /b >< b/ = 1$) ҳолатларга ўтишлар бўйича йиғинди олсак, унда у тузулишга кўра z - компонента учун, асосий ҳолатнинг тўлқин функциялари бўйича ўртача қиймати олинган, $\vec{C} = [\vec{A}\times\vec{B}]$ икки векторларнинг вектор кўпайтмаси (циклик оординаталарда [18]) ифодаси билан мос келади[8].

Агар иккита оператор бир ҳил ўзгартирилса, уларнинг матрица элементлари бир- бирига пропорционал бўлади деб таърифланадиган Вигнер-Эккарт теоремаси билан мувофиқ келган холда [17]:

$$< a/[\vec{A}\times\vec{B}]_0/a > = < a/C_z/a > = K\cdot < a/L_z/a >$$

K – пропорционаллик коэффициенти, Ион учун $\vec{L}$ орбитал момент вектори қандай бўлишлиги, ўхшаш аксиал компонентли вектор (ёки«сохтавектор») билан $\vec{C}$ векторни z- компонентаси ўртасидаги ўхшашликга боғлиқдир. Агар $\vec{J}$ - “ажойиб” квант сони (НЕ ионлари учун ўринли) яқинлашувида, тўлиқ $\vec{J}$бурчакли ва $\vec{L}$ орбитал моментлар $\vec{L} = (2-g_0)\vec{J}$ [9] муносабат билан

---

[8] Бу ерда тенгликни кейинги ҳадини қараб чиқиб, $\vec{A}$ ва $\vec{B}$ векторлар учун вектор кўпайтма ўринли эканлигига ишонч ҳосил қилиш қийин. [18]:
$C_z \equiv C_0 = [\vec{A}\times\vec{B}]_z \equiv [\vec{A}\times\vec{B}]_0 = [A_{-1}B_{+1} - A_{+1}B_{-1}]$,
ёки $< a/[\vec{A}\times\vec{B}]_0/a > = \sum_b [< a/A_{-1}/b >< b/B_{+1}/a > - < a/A_{+1}/b >< b/B_{-1}/a >]$
$\sum_b /b >< b/ = 1$ шарт бажарилганда.

[9] J – “яхши” квант сони бўлган ҳол учун, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ва $g\vec{J} = \vec{L} + 2\vec{S}$ икки муносабатларни комбинациялаб, аниқ яқинлашашда $L = (2-g)J$ формулани олиш мумкин.

боғланганлигини инобатга олсак, қўйидагига эга бўлиш мумкин:

$$\Phi_F^{(C)} = \frac{\pi N e^2}{c\bar{n}\hbar}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \sum_a (2-g_0)\cdot\rho_a K < a/J_z/a > \frac{\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2} = \frac{\pi N e^2}{c\bar{n}\hbar}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \cdot \frac{(2-g_0)}{g_0}\cdot\frac{M_0}{\mu_B}\cdot\frac{\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2}$$

(3.15)

бу ерда g_0 ва M_0 - ионнинг асосий мультиплети Ланде фактори ва кристалл магнитланувчанлиги[10].

Шундай қилиб, (3.15) ифодадан кўринадики, S - ионларнинг МОА даги “парамагнит” улуши айнан нолга тенг, чунки $g_0 = 2$!

Шунинг учун [7] га асосан рухсат этилган (спин ва жуфтлик бўйича) электродипол ва магнитодипол (МД) ўтишлар билан юзага келувчи, Gd^{3+} S -ионининг ФЭ ифодаси учта қўшилувчининг йиғиндиси кўринишида ёзилиши мумкин: биринчи МОА нинг “диамагнит” механизми улуши, иккинчи ФЭ да Gd^{3+} S - иони ўйғонган ҳолатлари “аралашиш” (ташқи Н майдон туфайли) механизми улуши, учинчи “гиромагнит” ФЭ деб аталади ва Gd^{3+}ионларининг МОА ўтишнинг МД улушини ифодалайди:

$$\Phi_F = \frac{\pi N e^2}{3mc\bar{n}}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \left\{\frac{A\omega_0\omega^2}{(\omega_0^2-\omega^2)^2}\left[3\mu_B H - \frac{\xi g_0 \mu_B (S_0+1)}{3kT}H\right]\right\} + \frac{5{,}585(S_0+1)g_0\mu_B}{3kT}H$$

(3.16)

ξ - спин-орбитал ўзаро таъсир доимийси, A – f_0 ўтиш ${}^8S \rightarrow {}^8P$ осцилятор кучига пропорционал доимий, $m(T)$ - ионнинг “келтирилган” ўртача магнит моменти, $g_0 = 2$, $S_0 = 7/2$. (3.16) формулада, кузатилаётган ионларда ФЭ ва бошқа магнитооптик эффектлар турлича бир ҳил шароитларда, асосий холатда $L \neq 0$ ионларга нисбатан катталиги бўйича кичик булишини кўрсатувчи, кичик $\xi m(T)/\hbar\omega$ ва $\mu_B H/\hbar\omega$ параметрлар мавжудлигини эътиборга олиш керак.

---

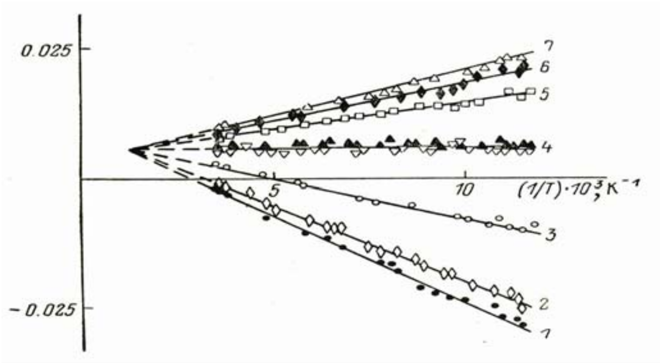
[10] Н ташқи магнит майдонида “аралашиш” эффектини ҳисобга олиш орқали. НЕ-иони мультиплетида тўлқин функцияни асосий ва биринчи ўйғонган ҳолатларида ФЭ ни кучлироқ ўрганиш шуни кўрсатадики, бу ҳолатда фарадей айланиши қуйидагича ифодаланиши мумкин. [13]:

$$\Phi_F^{(C)} = \frac{\pi N e^2}{c\bar{n}\hbar}\left(\frac{\bar{n}^2+2}{3}\right)^2 \cdot \left[\frac{(2-g_0)}{g_0}\cdot\frac{M_0}{\mu_B} - \frac{\Delta M_{VV}}{\mu_B}\right]\cdot\frac{\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2}$$

Фарадей эффектини фарқлайдиган Gd^{3+} иони билан боғлиқ икки ҳолни қайд қилиш мумкин: 1) “аралашиш” ва “диамагнит” улушлар бир ҳил частотавий боғланишга эга; 2) “диамагнит” улуш магнитланишга пропорционал. Турли улушларнинг рақобати бошқа нодир ер гранатларга нисбатан, Gd^{3+}ионли гранатларда Фарадей эффектининг температуравий ва спектрал боғлиқликлари ўзгача кўринишга келади. Бирор $T^* = \frac{\xi g_0(S_0+1)}{9k}$ хароратда (3.16) ифоданинг биринчи икки қўшилувчининг компенсацияси содир бўлади ва фарадей айланиши тушувчи ёруғик частотасига боғлиқ бўлмайди, $5{,}585 = \frac{A\xi\omega_0\omega^{*2}}{(\omega_0^2-\omega^{*2})^2}$ шарт бажарилувчи ω^*частотада эса, (3.16) ифоданинг иккинчи ва учинчи қўшилувчилари компенсацияланади ва Фарадей эффекти хароратга боғлиқ бўлмай қолади. Тажрибанинг кўрсатишича [13,19], $Gd_3Ga_5O_{12}$ ва $Gd_3Al_5O_{12}$ НЕ гранатларининг фарадей айланиши учун $T^* \approx 900$К да биринчи шарт бажарилади (19 расм), иккинчи шарт эса $\lambda^* = 565$ нм тўлқин узунлигига эга ёруғлик учун бажарилади (20 расм). Айтиш жоизки, спин-орбитал ўзаро таъсир катталигини T^* температура ва ξ: $\xi = \frac{9kT^*}{g_0(S_0+1)} \approx 600$ см$^{-1}$ доимийни боғловчи муносабатдан аниқлаш мумкин [11,15].

Гранат тузилишга эга нодир ер бирикмаларда, резонанс частоталардан йироқ спектрал соҳада рухсат этилган ЭД оптик ўтишларда ФЭ тадқиқ этилганда, одатда МОА нинг иккита механизми (иккита улуши) кўриб чиқилади [7,12,13]. Биринчи “парамагнит” деб аталувчи улуш, НЕ ионнинг ўртача магнит моментига (аниқроғи, НЕ асосий мультиплети тўлқин функциялари бўйича магнит моменти оператори уртача қийматига) пропорционал. Иккинчи механизм ўйғонган термик тўлмаган НЕ мультиплети тўлқин функцияларнинг асосий мультиплет тўлқин функцияларига “аралашуви” (ташқи майдонда) билан ифодаланади. Бу механизм НЕ иони магнит моментга ван-флек тузатишига пропорционал бўлган ФЭ улушни беради [7,12].

Бу икки улуш асосан аксарият НЕ бирикмалар учун ФЭнинг температуравий ва майдоний боғлиқликларини аниқлайди. Бироқ бу $Eu_3Ga_5O_{12}$ НЕ гранати ФЭ нинг температуравий боғлиқлигини ўрганиш учун етарли эмас. Eu^{3+} НЕ ионининг ўзига ҳос хусусияти шундаки, унинг асосий ҳолати тўлиқ магнит моменти нолга тенг бўлган $^7F_0$ синглетдан иборат. Eu^{3+}



19-расм. Турли тўлқин узунликларидаги ўлчашларда; 440 нм (1), 450 нм (2), 500 нм (3), 565 нм (4), 630 нм (5), 700 нм (6), ва 1150 нм (7) тўлқин узунликка эга лазер нурланишида, НЕ иони Gd^{3+} да Фарадей эффектини температурага тескари $1/T$ боғлиқлиги. Верде GdGG доимийси бўялган (қора) белги билан, GdAG – эса бўялмаган ҳолда берилган. [20].

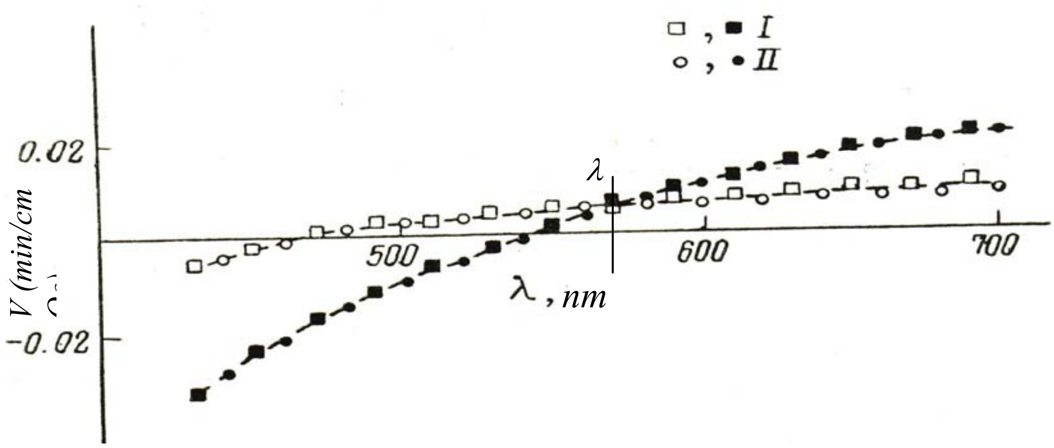


Рис. 20. Gd^{3+} НЕ-ионида GdGG (I) ва GdAG (II)ларда Фарадей эффектини спектрал боғланиши. 85К да ўлчашда Верде доимийси (қора) белги билан бўялган, 295К да эса бўялмаган [20].

НЕ ионининг (бошқа НЕ ионлардан фарқли [11]) $^7F_0$ асосий ҳолатига нисбатан яқин $\Delta_1 = 350$ см$^{-1}$ масофада $^7F_1$ триплет ётади, кейинги уйғонган $^7F_2$ мультиплет асосийга нисбатан $\Delta_2 = 1000$ см$^{-1}$ масофада жойлашган [11]. $Eu_3Ga_5O_{12}$ НЕ гранатнинг магнитланувчанлиги ва ФЭнинг температуравий боғланишини ўрганиш учун, мультиплетнинг $^7F_1$ холатини $^7F_0$ га “аралашуви” дан ташқари $^7F_1$ мультиплетнинг термик тўлганлиги ва унинг $^7F_0$ ва

$^7F_2$.тўлқин функцияларига мультиплетларнинг “аралашиши”ни ҳам инобатга олиш керак.

$Eu_3Ga_5O_{12}$ нинг магнитланувчанлиги қўйидаги кўринишда (N та Eu^{3+}иони ҳисобида) бўлиши мумкин [13,20]:

$$M(\mathrm{Eu}^{3+}) = \chi(\mathrm{Eu}^{3+})H = \Delta M_{VV}^{(0)} + \Delta M_{VV}^{(1)} + (M_1 + M_2) \quad (3.17)$$

$$\Delta M_{VV}^{(0)} = \frac{8N\mu_B^2 H}{\Delta_1 Z_0}\left(1 - e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}\right)$$

$$\Delta M_{VV}^{(1)} = \frac{15\,N\mu_B^2 H}{(\Delta_2 - \Delta_1)Z_0}\left(e^{-\frac{\Delta_1}{kT}} - e^{-\frac{\Delta_2}{kT}}\right)$$

$$M_1 + M_2 = \frac{9N\mu_B^2 H}{2\kappa T Z_0}\left(e^{-\frac{\Delta_1}{kT}} + 5e^{-\frac{\Delta_2}{kT}}\right)$$

$$Z_0 = (1 + 3e^{-\frac{\Delta_1}{kT}} + 5e^{-\frac{\Delta_2}{kT}}),$$

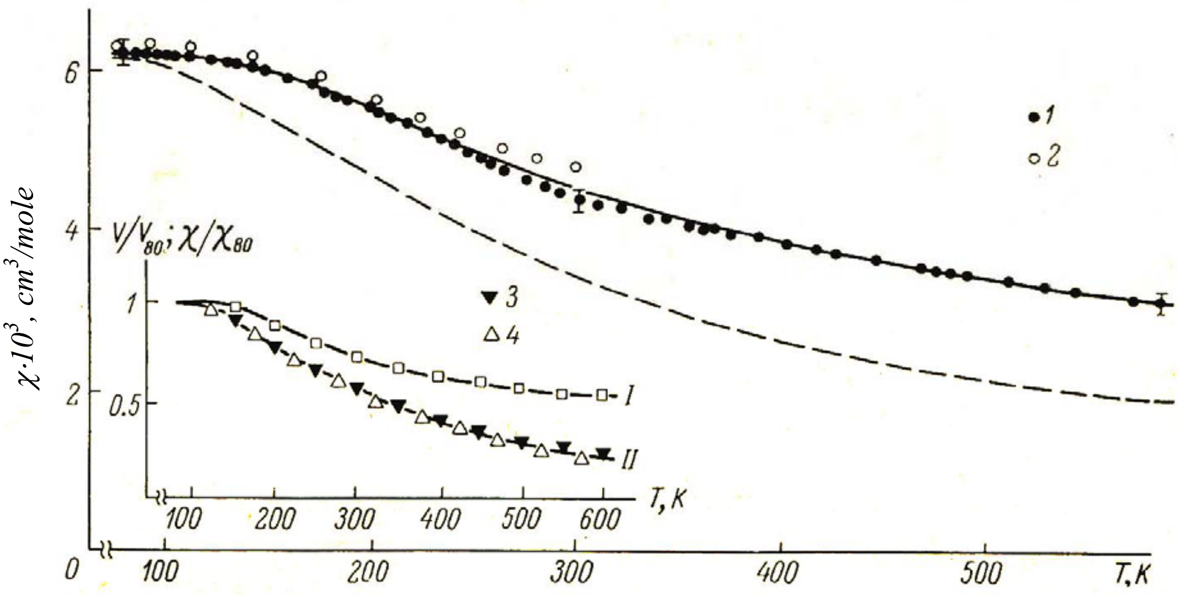
(3.17) $\Delta M_{VV}^{(0)}$- $^7F_1$ ва $^7F_0$ мульиплетлар тўлқин функцияларининг Н майдонда “аралашиш”и туфайли магнитланувчанликдаги улуш; M_1ва M_2 - $^7F_1$ ва $^7F_2$ мультиплетларнинг термик тўлганлиги билан юзага келадиган улушлар; $\Delta M_{VV}^{(1)}$ - термик тўлмаган $^7F_2$ ўйғонган мультиплет тўлқин функцияларнинг $^7F_1$ мультиплет тўлқин функциялари билан “аралашиши” билан боғлиқ, магнитланувчанликдаги улуш; Z_0 - статистик йиғинди. Анализнинг кўрсатишича (3.17) ифода кристаллик майдоннинг (КМ) $^7F_1$ триплет сатҳларининг ажралишига таъсирини ҳисобга олганда ўринли бўлади.

$Eu_3Ga_5O_{12}$ НЕ гранатида рухсат этилган электродипол ўтишлар билан юзага келадиган Eu^{3+} ионнинг асосий $^7F_0$ ҳолати ва $^7F_1$ мультиплетнинг тўлқин функцияларига $^7F_0$ ва $^7F_2$ мультиплетлар тўлқин функцияларининг, аралаш ўйғонган $4f^{(n-1)}5d$ конфигурациясидан юзага келувчи, рухсат этилган (спин ва жуфтлик бўйича) термларга “аралашиши” натижасида ФЭни кўриб чиқамиз. Ҳисобларнинг кўрсатишича, Eu^{3+} ионда рухсат этилган оптик ўтишларнинг хусусий частотасидан йироқ жойлашган ω ёруғлик частоталарда қутбланиш текислигининг фарадей бурилиш бурчаги катталигини қўйидаги кўринишда ифодалаш мумкин [13,20]:

$$\Phi_F(Eu^{3+}) = M'\sum_L A_{LS_0}\frac{\omega^2}{\omega^2_{LS_0}-\omega^2} \qquad (3.18)$$

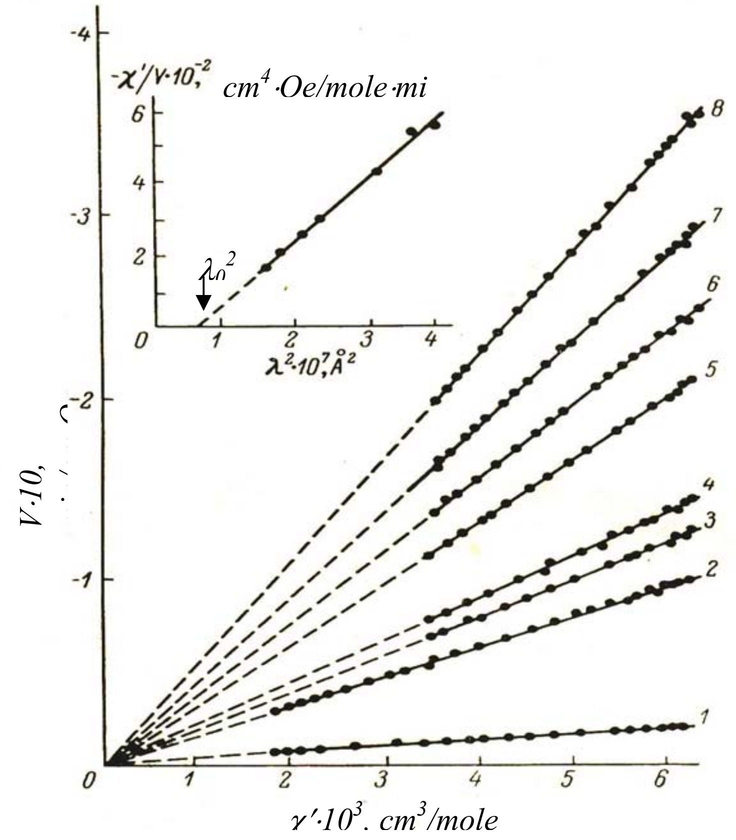
$$M' = \chi' H = [\Delta\chi^{(0)}_{VV} + \Delta\chi^{(1)}_{VV} - \frac{1}{3}(\chi_1+\chi_2)]H = [\chi - \frac{4}{3}(\chi_1+\chi_2)]H \qquad (3.19)$$

бу ерда ω_{LS_0} - Eu^{3+} ион аралаш ўйғонган $4f^{(n-1)}5d$ конфигурациясининг рухсат этилган LS_0 термга оптик ўтиш частотаси, A_{LS_0} - бу ўтишнинг осцилятор кучига пропорционал доимий.



21-расм. $\chi'(T)$ функция ва НЕ-гранат $Eu_3Ga_5O_{12}$ $\chi(T)$ магнит қабўл қилувчанликнинг температурага боғлиқлиги. *1* ва *2* – нуқталар экспериментал маълумотлар [20]. Яхлит чизиқ - (3.17) формулага кўра $Eu_3Ga_5O_{12}$ қабўл қилувчанликнинг ҳисоблаш натижалари. Узуқли чизик - (3.19) формулага кўра $\chi'(T)$ функцияни ҳисоблаш натижалари. Кўриниш: НЕ-гранат Eu3Ga5O$_{12}$да Верде доимийси ва келтирилган магнит қабўл қилувчанликнинг температурага боғлиқликларини ўзаро солиштирилиши.

$Eu_3Ga_5O_{12}$ НЕ гранати магнит қабул қилувчанликнинг температуравий боғлиқликлари $\chi(T)$ ва $\chi'(T)$ функциянинг таққосликлари 21 расмда кўрсатилган. Яхши кўринадики, $Eu_3Ga_5O_{12}$ НЕ гранатида ФЭнинг температуравий боғлиқлиги $M' = \chi' H$ функция билан тавсифланади. Бу функциянинг юқори T хароратлардаги хусусиятлари НЕ гранатнинг $M(T)$ магнитланучанлигининг температуравий боғлиқлиги хусусиятларидан сезиларли фарқ қилади. ((3.17) ва (3.19) ифодаларга қаранг).



22. расм. Турли 1150 нм (1), 630 нм (2), 590 нм (3), 560 нм (4), 530 нм (5), 500 нм (6), 470 нм (7), and 410 нм (8) тўлқин узунликларда олинган $Eu_3Ga_5O_{12}$ НЕ гранати V Верде доимийсининг χ' катталигига боғлиқлиги [20]: Кўриниш:, χ'/V катталикнинг λ^2 тўлқин узунлиги квадратига боғлиқлиги.

22 расмда $Eu_3Ga_5O_{12}$ НЕ гранатнинг [20] ишда олинган турли тўлқин узунликлари учун, V Верде доимийсининг χ' катталиги билан функционал боғланишлари келтирилган. Келтирилган боғланишлар чизиқли ва (3.18) формула билан иффодаланади. Eu^{3+} ионда спектрнинг кўринувчи ва ИҚ соҳаларда ФЭ дисперсияси учун маъсул, рухсат этилган ЭД ўтишларнинг $\omega_0 \approx 69.8\cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ ($\lambda_0 \approx 270$ нм) “эффектив” частотаси $\chi'/V \sim (\lambda^2 - \lambda_0^2)$ функционал боғланиш экстраполяциясидан топилган (22 расмдаги қўшимча).

§3.2. Фарадейнинг «Гиромагнит» эффекти. Магнитодипол ўтишларнинг фарадей айланишидаги улуши

Ҳозиргача биз электрик диполли ўтишлар билан боғлиқ магнитооптик ҳодисаларнинг микроскопик механизмларини кўриб чиқдик. Лекин магнитавий дипол (МД) ўтишлар ҳисобига ҳам магнитооптикага бўлган хисса юзага келиши мумкин. Маълумки, МД ўтишлар бир ҳил жуфтликка эга ион ҳолатлари учун рухсат этилган, демак ионнинг фақат $4f^{(n)}$ - (ёки $3d^{(n)}$) конфигурацияларига тегишли ҳолатлари учун рухсат этилган. Бунда бир ҳил орбитал моментга ($\Delta L = 0$) эга, тенг мультиплетликли (яъни $\Delta S = 0$) ҳолатлар учунгина ўринли, бу ерда тўлиқ бурчак моменти учун танлаш қоидалари: $\Delta J = 0, \pm 1$. a ва b ҳолатлар орасидаги МД ўтиш осцилятор кучи қўйидаги ифода орқали аниқланади:

$$f = \frac{2m\omega_{ab}}{\hbar} / < a / \hat{M} / b > /^2 \tag{3.20}$$

бу ерда $\hat{M} = \mu_B(\hat{L} + 2\hat{S})$ - магнитавий дипол моменти оператори, ω_{ab} - МД ўтиш частотаси.

Одатда МД ўтишларнинг интенсивлиги ЭД ўтишлар интенсивлигига нисбатан кучсиз, шунинг учун инобатга олмаса ҳам бўлади. Бироқ магнитавий тартибланган кристаллар ҳолатида, магнитавий таъсирчанликка етарли улушга эга. Бу улуш парамагнит ва ферромагнит резонанс частоталарда спектрнинг узоқ инфрақизил ва ўта юқори частотали соҳаларидаги магнитавий дипол ўтишлар билан боғлиқ. Бу улуш “гиромагнит” деб аталиб, оптик частоталарда магнетикнинг динамик магнит ўтказувчанлик μ билан боғлиқ бўлади ва ёруғлик тўлқинининг магнит майдони таъсирида магнитланиш вектори прецессияси билан юзага келади.

Ҳақиқатдан ҳам, ферромагнетикнинг магнит моменти ҳаракатини тавсифловчи Ландау-Лифшиц [7,9,21] тенгламасидан, ω кузатиш частотасининг ферромагнит резонанс частотаси ω_0га нисбатан етарли даражада юқори қийматларида, динамик магнит таъсирчанлик тензори $\hat{\chi}$ қўйидаги кўнинишга эга[11]:

[11] Магнит ўтказувчанлик тензори $\hat{\mu}$ ва $\hat{\chi}$ тензор орасидаги боғланиш таниқли ифода орқали ўрнатилади: $\mu_{ij} = 1 + 4\pi\chi_{ij}$.

$$\chi_{ij} = \frac{i\gamma}{\omega}\begin{vmatrix} 0 & M_z & -M_y \\ -M_z & 0 & M_x \\ M_y & -M_x & 0 \end{vmatrix} + K.C. \qquad (3.21)$$

бу ерда *K.C.*- комплекс-боғланувчи ифода, $\gamma = \frac{eg}{2mc}$ - гиромагнитавий нисбат, g - бу ерда g - фактор. (3.21) формула оптик диапазонда биринчи яқинлашиш учун магнит таъсирчанликнинг диагонал компоненталари нолга тенг эканлигини кўрсатади, ва $\mu = 1$ фараз оптик диапазон учун ўринли бўлади. Лекин $\hat{\chi}$ динамик магнит таъсирчанлик тензори динамик бўлмаган компоненталарининг нолдан фарқли бўлиши, "гиромагнит" ФЭ ни юзага келишига олиб келади. Бу ҳолда фарадей айланиши айлана бўйича ўнг ва чап қутбланган ёруғлик тўлқинлари учун магнит таъсирчанликларнинг айирмаси $\chi_{+}^{(m)} - \chi_{-}^{(m)}$ орқали аниқланади яъни[12]:

$$\Phi_F^{(m)} = \frac{\omega}{2c}\mathrm{Re}(\eta_+ - \eta_-) = \frac{\pi\omega\bar{n}}{c}\mathrm{Re}(\chi_+^{(m)} - \chi_-^{(m)}) \qquad (3.22)$$

(3.21) ифодадан магнит таъсирчанликларнинг айирмасини олиш мумкин $(\chi_{+}^{(m)} - \chi_{-}^{(m)}) = 2g_J\beta M\omega/(\omega_0^2 - \omega^2)$ - бу ерда $\beta = e/2mc$, M ва g_J – магнитланиш ва g – магнитоактив ион фактори. У ҳолда $\omega^2 >> \omega_0{}^2$ шарт бажарилганда (бу ерда ω_0 – МД ўтиш часточаси), айланавий магнит таъсирчанликларнинг айирмасини $(\chi_{-}^{(m)} - \chi_{+}^{(m)}) \approx 2g_J\beta M/\omega$ га тенг бўлади, ва "гиромагнит" ФЭ ифодаси қуйидаги содда кўринишга келади [7,9,21]:

$$\Phi_F^{(m)}(рад\ /\ см) = \frac{2\pi\bar{n}}{c}\left(\frac{eg_J}{2mc}\right)M \qquad (3.23)$$

---

12 $n^2 = \varepsilon\mu$ боғланишни қўллаб, ва спектрнинг ИҚ-соҳасида ФЭ га фақат μ магнит ўтказувчанлик масъул эканлигини ҳисобга олиб , $\varepsilon_+ - \varepsilon_- = n_+^2 - n_-^2 = (n_+ - n_-)(n_+ + n_-) = (\mu_+ - \mu_-)n^2$

Бундан кўринадики: $(n_+ - n_-) = \frac{(\mu_+ - \mu_-)\bar{n}}{2} = 2\pi\bar{n}(\chi_+^{(m)} - \chi_-^{(m)})$, бу ерда $\bar{n}$ - муҳитнинг ўртача сидириш кўрсатгичи, $\bar{n} = \frac{(n_+ + n_-)}{2}$. Демак магнит ўтказувчанлик тензорининг гиротроп (яъни диаганал бўлмаган) компоненталари туфшга эга: $\Phi_F^{(m)} = \frac{\pi\bar{n}\omega}{c}(\chi_+^{(m)} - \chi_-^{(m)})$

.

(3.23) ифода кўппанжараости магнетиклар (феррит-шпинеллар, нодирер феррит-гранатлар - НЕФГ) учун умумлаштирилади. Мисол учун, иккипанжараостли ферримагнетик (феррит-гранат) учун у қуйидаги кўринишга эга [7,9,21]:

$$\Phi_F^{(m)} = \frac{2\pi\overline{n}}{c}\left(\gamma_1 M_1 - \gamma_2 M_2\right) \qquad (3.24)$$

бу ерда γ_1 ва γ_2, M_1 ва M_2- мос равишда, γ - ҳам темирли магнитланиш, ҳам феррита-гранатнинг НЕ панжараости факторлари. Спектрнинг кўнинадиган ва инфрақизик соҳалари учун “гиромагнит” ФЭ (3.23) – (3.24) ифодаларининг ўзига ҳос хусусияти шундаки, ёруғликни қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги кузатиш частотасига боғлиқ эмас.

23 расмда T = 77 K ва 290 K хароратларда турли НЕФГ учун спектрнинг яқин ИҚ соҳасида ўлчанган “гиромагнит” ФЭнинг экспериментал боғлиқлиги келтирилган [21]. 23 расмдан олинган “гиромагнит” ФЭнинг тажрибавий қийматлари билан (3.23) ва (3.24) формулалардан олинган натижалар бир бирини тасдиқлайди. Частотавий боғлиқ бўлмаган “гиромагнит” Фарадей эффекти бошқа кўпгина ферримагнитларда ва ҳатто антиферромагнит ва парамагнит кристалларда ҳам кузатилган.

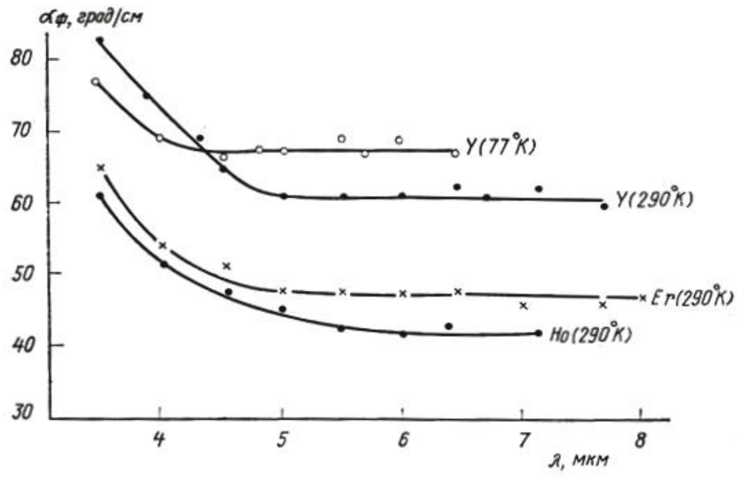


Рис.23. Спектрнинг инфрақизил соҳасида иттрий, эрбий ва гольмий феррит-гранатларда Фарадей эффекти [21].

Ўтказилган *Shen* [10] батафсил квантово-механик мухокамага асосан, МД ўтишлар билан юзага келган фарадей айланиш бурчаги учун умумий ифода қўйидагича ёзилиши мумкин:

$$\Phi_F^{(m)} = \frac{\pi\omega \cdot e^2 N\alpha}{mc} \cdot \sum_{a,b} \left[\frac{(\omega + 1/2 \cdot i\Gamma_{ab}) / \omega_{ab}}{(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + 1/4 \cdot \Gamma_{ab}^2) - i\omega\Gamma_{ab}} \right] (f_{ba}^+ - f_{ba}^-) \qquad (3.25)$$

бу ерда α Лоренц-Лорентц тузатмаси , МД ўтишлар учун муҳитнинг $\bar{n}$ ўртача синдириш кўрсатгичига тенг [10]; $f_{ba}^{\pm}$ - $\hbar\omega_{ba}$ энергияли МД ўтиш учун иккита айланавий қутбланган тўлқинларнинг *a* холатдан ўйғонган *b* ҳолатга ўтишнинг осцилятор кучлари:

$$f_{ba}^{\pm} = (2m\omega_{ba} / \hbar e^2) \cdot | \frac{e}{m\omega} [< b | \frac{1}{2i} \hbar \cdot [(\vec{l} + 2\vec{s}) \times \vec{k}]_{\pm} | a >] |^2 \cdot \rho_a^0 \qquad (3.26)$$

бу ерда (±) ишоралар вектор кўпайтманинг айланавий қутбланган компоненталари; $\bar{l}$ ва $\vec{s}$ - электроннинг мос равишда орбитал ва спин операторлари; $\vec{\mu} = -(\frac{e\hbar}{2mc}) \cdot (\vec{l} + 2\vec{s}) = -\mu_B(\vec{l} + 2\vec{s})$ - электроннинг магнит моменти; $\vec{k}$ - ёруғлик тўлқинининг тўлқин вектори; ρ_a^0 - магнитоактив ионнинг асосий *a* ҳолатининг больцман тўлдирилиши. (3.26) тенгламани қўйидагича ўзгартирамиз:

$$f_{ba}^{\pm} = (2m\omega_{ba} / \hbar e^2) \cdot |< b | -i[\vec{n} \times \vec{M}]_{\pm} | a >|^2 \cdot \rho_a^0 \qquad (3.27)$$

бу ерда $\vec{n}$ - *z* ўққа || ташқи *H* магнит майдон бўйлаб йўналган бирлик вектор; $\vec{M} = \sum_{i=1}^{n} \vec{\mu}_i$ -ионнинг магнит моменти; n - магнитооптик ионнинг f - (ёки d -) қобиғидаги электронлар. $[\vec{n} \times \vec{M}]_{\pm}$ векторларнинг вектор кўпайтмаси компоненталари мос равишда:

$$[\vec{n} \times \vec{M}]_+ = \frac{i}{\sqrt{2}} (M_x + iM_y) \text{ ва } [\vec{n} \times \vec{M}]_- = -\frac{i}{\sqrt{2}} (M_x - iM_y)$$

га тенг [18][13] .

Шундай қилиб, МД ўтишлар ω_{ab} (яъни $\omega >> \Gamma_{ab}$, ω_{ab}) резонанс частоталардан йироқ бўлган ω электромагнит тўлқин частоталари учун МД ўтишлар билан юзага келадиган фарадей айланиш бурчаги учун умумий ифодани қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Phi_F^{(m)} = \frac{\pi N n}{\hbar c}\sum_{a,b}\frac{\omega^2\rho_a}{(\omega_{a,b}^2-\omega^2)}[|<a|\hat{M}_+|b>|^2 - |<a|\hat{M}_-|b>|^2] \qquad (3.28)$$

бунда $\hat{M}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{M}_x \pm i\hat{M}_y)$ - ионнинг магнит момент айланавий қутбланган компоненталарининг операторлари $\hat{M} = -(\frac{e\hbar}{2mc})(\hat{L}+2\hat{S}) = -\mu_B(\hat{L}+2\hat{S})$; N – ҳажм бирлигидаги ионлар сони (см^3); $/a>=/J_0,m>$ ва $/b>=/J,m'>$ - мос равишда ион асосий ва ўйғонган ҳолатларининг тўлқин функциялари; ташқи магнит майдон H // тизимнинг z-ўқига параллел.

Бундан кейин қулайлик учун (3.28) ифодада $\hat{M}_\pm$ операторларнинг циклик компоненталардан уларнинг $\hat{M}_x$ ва $\hat{M}_y$ декарт компоненталарига , шунингдек $\omega^2 >> \omega_{ab}^2$: яқинлашишидан фойдаланамиз

$$\Phi_F^{(m)} = \frac{2\pi N n}{\hbar c}\sum_{a,b} i[<a|\hat{M}_x|b><b|\hat{M}_y|a> - <a|\hat{M}_y|b><b|\hat{M}_x|a>]\rho_a \qquad (3.29)$$

(3.29) ифодадаги матрица элементларини, ҳолатларнинг тўлганлик шартини қўллаб $/b>$, яъни $\sum_b /b><b/ = 1$, квант сонлари J ва m' бўйича (бошқача айтганда ўйғонган ҳолатларга барча МД ўтишлар бўйича) қўшамиз ва қўйидагига эга бўламиз:

$$<a|\hat{M}_x|j><j|\hat{M}_y|a> - <a|\hat{M}_y|j><j|\hat{M}_x|a> = <J_0 m|\hat{M}_x\hat{M}_y - \hat{M}_y\hat{M}_x|J_0 m> \qquad (3.30)$$

Ушбу формуладаги $\hat{M}_x$ ва $\hat{M}_y$ магнит момент операторлари

---

13 Циклик координаталарда $[\vec{n}\times\vec{M}]$ вектор кўпайтма [18] га асосан қўйидагича ёзилади: $[\vec{n}\times\vec{M}] = i\begin{vmatrix} e_{+1} & e_0 & e_{-1} \\ 0 & n_0 & 0 \\ M_{+1} & 0 & M_{-1}\end{vmatrix}$, бу ерда $n_0 \equiv n_z = 1$. У ҳолда, $[\vec{n}\times\vec{M}]_+ = in_0M_+ = i\frac{1}{\sqrt{2}}(M_x + iM_y)$ ва $[\vec{n}\times\vec{M}]_- = -in_0M_- = -i\frac{1}{\sqrt{2}}(M_x - iM_y)$

компоненталарини ионнинг $\widehat{J}_{x,y}$ тўла бурчак моменти операторлари компоненталарига алмаштирамиз, яъни :

$$\widehat{M} = -\mu_B(\widehat{L} + 2\widehat{S}) = -g_0\mu_B\widehat{J}$$

Бу ўзгартириш, $\vec{J}$ тўла бурчак моменти “яхши” квант сони яқинлашувини инобатга олган ҳолда, нодир ер иони асосий мультиплети учун ўринли [15]. Натижада:

$$<a|\widehat{M}_x|j><j|\widehat{M}_y|a> - <a|\widehat{M}_y|j><j|\widehat{M}_x|a> = g_0^2\mu_B^2 <J_0m|\hat{J}_x\hat{J}_y - \hat{J}_y\hat{J}_x|J_0m> \quad (3.31)$$

га эга бўламиз.

Тўла бурчак моменти оператори компоненталари учун $[\hat{J}_x\hat{J}_y] = i\hbar\hat{J}_z$ коммутацион боғланишни [4,17,18] ҳисобга олиб (3.31) ни (3.29) ифодага қўямиз:

$$\Phi_F^{(m)} = \frac{2\pi\overline{n}}{c}\left(\frac{eg_0}{2mc}\right)\sum_m g_0\mu_B N < J_0m|\widehat{J}_z|J_0m>\rho_m = \frac{2\pi\overline{n}}{c}\left(\frac{e}{2mc}\right)g_0\langle M\rangle \quad (3.32)$$

бу ерда $m =< J_0m|\widehat{J}_z|J_0m>$, а $\langle M\rangle = \sum_m g_0\mu_B N < J_0m|\widehat{J}_z|J_0m>\rho_m$ - бирлик ҳажмдаги ўртача магнит момент. (3.32) ифода Ландау-Лифшицнинг магнит моменти харакат тенгламасидан олинган, “гиромагнит” ФЭ ифодаси билан мос келади [21] оптик частоталарда қўлланилишга асос бўлади. У шунингдек, оптик частоталарда “гиромагнит” ФЭ частотавий боғлиқ бўлмаган улушларнингнодир ер асосий мультиплети ичида содир бўладиган, барча магнитавий дипол ўтишлар бўйича йиғиндиси ҳисобланади

§3.3. Магнит айланавий дихроизми

Магнитавий айлана дихроизм (МАД) сўнги вақтда кристалларда нодир ер ва ўтувчи энергетик ҳолатларининг спектрини ўрганишда (оптик ютилиш билан биргаликда) кенг қўлланилмоқда. НЕ бирикмаларда МАД катталиги ва дисперсияси энергетик сатҳларнинг муайян схемаси билан аниқланади ва турли микроскопик механизмлар улушига боғлиқ бўлади. Бу улушларга қўйидагилар киради: 1) НЕ ионлари асосий ва ўйғонган ҳолатларнинг зееман ажралиши (улардан бирортаси хам ажралган бўлса) – “диамагнит” A - хад; 2) ташқи магнит майдон томонидан яқин жойлашган энергетик сатхлари тўлқин функцияларининг “аралашиши” – “аралаштириш” улуши ёки B - ҳад; 3) больцман тўлдирилиши фарқи туфайли юзага келадиган, бошланғич ҳолатлар зееман компоненталаридан оптик ўтишлар интенсивликлари орасидаги тафовут – “парамагнит” C - улуш [6,7,9].

Юқорида айтилган сабабларни ҳисобга олиб $\theta_ф$ эллиптиклик бурчаги (МАД юзага келтирган) ифодасини қўйидагича ёзиш қабул қилинган [14]:

$$\theta_ф\left(\frac{рад}{см}\right)=\frac{1}{4}(\alpha_+-\alpha_-)=\gamma\left[\frac{A}{\hbar}\cdot\frac{d\alpha(\omega)}{d\omega}+\left(B+\frac{C}{kT}\right)\alpha(\omega)\right]\cdot H \qquad (3.33)$$

бу ерда $\alpha_\pm$- қарама қарши айланавий қутбланишли ёруғликнинг ютилиш коэффициентлари; γ – бирор доимий; A, B ва C мос равишда, “диамагнит”, “аралашиш” ва “парамагнит” улушлар; $\alpha(\omega)$ – H майдон бўлмаганда ютилиш коэффициенти.

Ионнинг асосий холатининг “аралашиш” улуши температурага боғлиқ бўлмаган Ван-Флек парамагнетизмига ўхшаш [9,13], лекин унинг МАД даги улуши магнитланувчанликдаги улушига нисбатан катта бўлиши мумкин.

A, B ва C коэффициентлар ёруғлик частотаси ва хароратга боғлиқ эмас ва қўйидагича ёзилади [14]:

$$A=\frac{1}{d_a}\sum_{a,i}\left\{\left|\langle a|\hat{P}_-|i\rangle\right|^2-\left|\langle a|\hat{P}_+|i\rangle\right|^2\right\}\cdot\left[\langle i|\hat{\mu}_z|i\rangle-\langle a|\hat{\mu}_z|a\rangle\right]$$

$$B=\frac{2}{d_a}\sum_{a,i}\mathrm{Re}\left[\begin{array}{l}\displaystyle\sum_{k\neq a}\frac{\langle k|\hat{\mu}_z|a\rangle}{\hbar\omega_{ka}}\left\{\langle a|\hat{P}_-|i\rangle\langle i|\hat{P}_+|k\rangle-\langle a|\hat{P}_+|i\rangle\langle i|\hat{P}_-|k\rangle\right\}+\\ \displaystyle+\sum_{k\neq i}\frac{\langle k|\hat{\mu}_z|j\rangle}{\hbar\omega_{ik}}\left\{\langle a|\hat{P}_-|i\rangle\langle k|\hat{P}_+|a\rangle-\langle a|\hat{P}_+|i\rangle\langle k|\hat{P}_-|a\rangle\right\}\end{array}\right] \qquad (3.34)$$

$$C=\frac{1}{d_a}\sum_{a,i}\left\{\left|\langle a|\hat{P}_-|i\rangle\right|^2-\left|\langle a|\hat{P}_+|i\rangle\right|^2\right\}\cdot\langle a|\hat{\mu}_z|a\rangle$$

бу ерда $\hat{P}_\pm$ – ион диполь моменти операторининг циклик компоненталари; $\hat{\mu}_z$ – магнит момент z-проекцяси оператори; d_a – НЕ иони $/a>$ асосий ҳолатининг ғалаёнланиш карралиги; $\hbar\omega_{ka}$ ва $\hbar\omega_{ik}$ – ташқи майдон томонидан НЕ ионлари квант ҳолатлари “аралашиши” орасидаги масофалари.

Шундай қилиб, тажрибалардан етарлича маълумот олиш учун магнитооптик активлик (МОА) параметрлари – *A*, *B*, *C* – ҳадларнинг сон қийматини топиш керак, бошқа томондан бу қийматларни назарий ҳисоблаш мункин. Ҳозирги вақтда бу параметрларни ҳисоблашнинг усули бу [14] ишда таклиф этилган, МАД моментлар усулидир. Бу усул МАД (ва оптик ютилиш) чизиқларининг интеграл тавсифлари (юза, оғирлик маркази ва ҳ.к) билан лоренц ва гаусс туридаги МАД ва ютилиш чизиқлари шаклидаги, МОА параметрлар– *A*, *B*, *C* - ҳадлар орасидаги боғланишга асосланади .Мисол учун га асосан МАД чизиғининг нолинчи моменти

$$<\theta_F>_0 = \int\limits_{пополосе} \frac{\theta_F}{\omega} d\omega = \gamma \cdot \left(\frac{C}{kT} + B \right) \cdot H \qquad \text{га тенг} \quad (3.35)$$

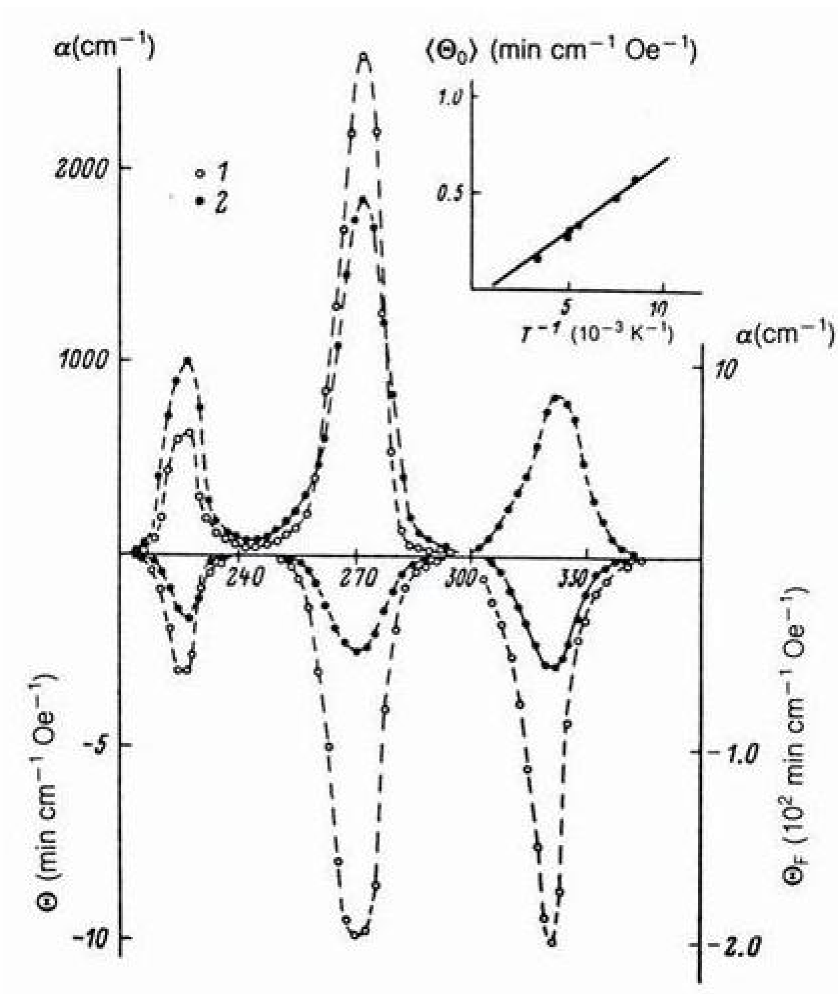
Бу ифодадан келиб чиқадики, МАД нолинчи моменти $<\theta_F>_0$ температуравий боғлиқлигини билган ҳолда *C* ва *B* параметрларнинг қийматини аниқлаш мумкин. “Диамагнит” улушни (*A*-ҳад) МАД чизиғининг биринчи моменти орқали аниқланиши мумкин, [14] га асосан:

$$<\theta_ô>_1 = \int\limits_{ïîïîëîñå} \frac{\theta_ô}{\omega} (\omega - \omega_0) d\omega = \gamma \cdot \frac{A}{\hbar} \cdot H\,, \qquad (3.36)$$

бу ерда ω_0 – МАД чизиғига боғлиқ бўлган ютилиш чизиғининг “оғирлик маркази” частотаси. Шуни таъкидлаш керакки, МОА оптик ўтиш характеристикаси учун одатда C/D (ёки A/D) нисбатлар қўлланилади, бу ерда *D* – дипол “ўтиш кучи” (оптик ўтиш осцилятор кучига пропорционал) [14]:

$$<\alpha>_0 = \int\limits_{пополосе} \frac{\alpha}{\omega} d\omega = 2\gamma \cdot D \qquad (3.37)$$

бунда $D = \frac{1}{d_a}\sum_{a,i}\left|\langle a|\hat{P}|i\rangle\right|^2$. Масалан, C/D нисбат катталиги ионнинг асосий ҳолати магнит моментидан аниқланади ва унинг ишораси ўтишнинг умумий симметриясидан топилади. Ўтишлар симметриясини аниқлашда МАД нинг C-ҳадини кузатиш, қулай усул ҳисобланади, чунки нисбатнинг битта ҳади ҳам одатда бир нечта ташлаш имконини беради бўлади. Шу билан бирга, A/D нисбат кўп ҳолда фақат оптик ўтишда комбинацияловчи ўйғонган ҳолат магнит моменти билан аниқланади [14], ва унинг тўлқин функциясининг симметрияси масалаларини ечишда муҳимдир.



24.расм. Tb^{3+}:YAG (C_{Tb}~5.3 вес.%) парамагнит гранатнинг T = 90 (1) ва 300 K (2) хароратларда ўлчанган оптик ютилиш ва МАД спектрлари.Вставка $\lambda = 271$ нм тўлқин узунлигида МАД чизиғи $<\theta_0>$ нолинчи моментининг $1/T$ тескари хароратга боғлиқлиги. Шунингдек расмда рухсат этилмаган $4f^8(^7F_6) \rightarrow 4f^7 5d(^9D)$ ўтишда T = 90 ва 300K хароратларда аниқланган ютилиш ва МАД спектрлари келтирилган [22].

Мисол тариқасида 24 расмда Tb^{3+}:YAG (C_{Tb}~5,3 вес.%), парамагнит гранатнинг $4f^{(8)}(^7F_6) \rightarrow 4f^{(7)}5d(^7D_5)$ рухсат этилган ЭД ўтишларда ультрабинафша соҳада T = 90 ва 300 K хароратларда ўлчанган (спин ва жуфтлик бўйича) оптик ютилиш ва МАД спектрлари келтирилган [13,22].

Яхши кўринадики, $\lambda = 271$ нм тўлқин узунлиги яқинида жойлашган МАД чизиғининг $<\theta_F>_0$ нолинчи моменти 80 ÷ 300 K температура оралиғида *1/T* тескари температурага чизиқли боғланган. Шу расмда рухсат этилган ва рухсат этилмаган (танлаш қоидаси билан) магнитооптик актив ўтишлар интенсивлиги катталикларини таққослаш учун $\lambda = 324$ нм тўлқин узунлигида рухсат этилмаган (спин бўйича) $4f^8(^7F_6) \rightarrow 4f^75d(^9D)$ ўтишда T = 90 ва 300K хароратларда аниқланган ютилиш ва МАД спектрлари келтирилган [22].

§3.4. Люминесценциянинг магнит циркуляр қутбланиши

Маълумки, ташқи Н магнит майдонига киритилган кристалларда иккиламчи нурланиш доирасида уюрмавий анизотропик спектрлар кўринишидаги ғалаёнланиш (люминесценция, комбинацион сочилиш ва б.қ) майдон бўйлаб кўзатилганда ва шунингдек уюрмавий анизотропик спектрлар ўйғониш люминесценциясида ҳосил бўлади. Бу ҳолатлар бир-биридан фарқланувчи ва ҳар-хил ўзига хос маълумотлар (яримўткагичларга хос, диэлектрикларда 3d - ёки 4f – аралаш магнитоактив ионлар билан) ва *Феофиловнинг* машҳур маърузаларидан сунг экспериментал яқинлашув нуқтаи назардан 70 - йилларда эксперементчилар орасида қизиқиш ўйғотди. [16]. Ҳозирги вақтда энг кўп ривожланишга эга бўлган татқиқод усулларидан бири бу люминесценциянинг магнит циркуляр қутбланиши (ЛМЦҚ) – яъни зееман қутбланишидаги люминесценция чизиғи компонентларини ўзгариши сабабли, иккиламчи нурланишнинг уюрмавий анизотропик спектри (флуоресценция) [16,23]. Бу усул орқали одатда иккиламчи нурланиш даражаси - $P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$ ўлчанади, бу ерда $I_\pm$ -

люминесценциянинг қарама-қарши уюрмавий-кутбланган компонентасининг интенсивлиги, ЛМЦҚ ҳодисасининг кўзатилиши (дифференциал нуқтаи-назардан), люминесценцияда полоса кенглиги зееман кенгайишидан етарлича катта бўлганда асосий рол ўйнайди ва бу нарса турли хил кристаллик ҳолатларда нурланишларда ўйғонган электрон ҳолатдаги НЕ –ионларининг спектроскопик параметрлари (энергия, штарк оралиғи, g –факторлар ва б.қ) тўғрисидаги муҳим ахборотларни олиш имконини беради. Умумий ҳолда айтганда, ФЭ, МАД усулларидан самаралироқ натижага эришиш мумкин.

Кўп ҳолларда, юқори сезгирликка эга ва рухсат этувчанлиги (оптик) юқори хусусиятларга эга бўлган ЛМЦҚ усули шундай вазият билан боғлиқки, у ташқи магнит майдонида юқори рухсат этувчанликка эга нурланиш-ўтишларда модуляцияланган спектроскопия усулларидан бирини характерлайди [24][14].

Дархақиқат, ЛМЦҚ даражаси P- учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин бўлади.

$$P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \frac{\Delta I}{I} = \Delta(\ln I) \qquad (3.38)$$

Бу ерда $\Delta I = \frac{I_+ - I_-}{2}$ ва $I = \frac{I_+ + I_-}{2}$.

Агар гаусс контури формаси кўринишига эга, ЛМЦҚ ҳодисасини люминесценция чизиғи доирасида қараб чиқсак: $I = I_0 \exp\left[-(\nu_0 - \nu)^2 / \tilde{A}^2\right]$, бу ерда ν - тўлқин сони, Γ – нурланиш чизиғини ярим кенглиги ($I = I_0/e$ ҳолатида), кўриниб турибдики (3.38) ифода қўйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин.

---

[14] Иккиламчи нурланиш циркуляр қутбланиш даражасини ҳосил бўлиши - ЛМЦҚ даражаси, худди интенсивлик сингари Н магнит майдони (чизиқли яқинлашишда) таъсири остида вужудга келади, шунингдек нурланиш ўтишлар энергияси ўз навбатида, ЛМЦҚ спектрларини юқори аниқликда қайд қилишда алоҳида "ўткир" характерга эга бўлади. Бу физикавий сабаблар ташқи магнит таъсирида, паст температураларда аралашмали ионли диэлектрик кристаллар [13] ва ярим ўтказгичларнинг [24] оптик хоссаларини ЛМЦҚ усули орқали кенг кўламда тадқиқ қилишда асосий шартлардан бири ҳисобланади.

$$P = \Delta(\ln I) = \left[\Delta(\ln I_0) - 2\frac{(\nu_0 - \nu)}{\Gamma^2} \cdot \Delta \nu_0 \right] \qquad (3.39)$$

Бу ерда $\Delta \nu_0 = \frac{1}{\hbar}\frac{dE_0}{dH}\Delta H = \mu_0 H$ - нурланиш ўтишлардаги зееман частота ўзгаришлари, яъни атом системасидаги H бўйлама магнит майдон таъсири билан боғлик бўлган, шунингдек ташқи магнит майдони таъсирида люминесценция чизиғи иккита компонентага ажралиб кенгайишини $\omega_0 \Rightarrow \omega_0 \pm \mu_0 H$ характерлайди. Агар нурланиш сатҳости ҳолатида болъцман жойлашувини ҳисобга олсак I_0 - иккиламчи нурланишнинг интенсивлик чизиғи қуйидаги ифода орқали аниқланади $I_0 \sim e^{-E'/kT}$, бу ерда E' - нурланиш сатҳости энергияси, сатҳости магнит моменти E' энергия билан қуйидагича аниқланади: $\mu' = \frac{dE'}{dH}$, у ҳолда (3.39) ифодани қуйидагича кўринишда қайта ёзишимиз мумкин.

$$P = -\left[\frac{\mu'}{kT} + \frac{2(\nu_0 - \nu)}{\Gamma^2}\mu_0 \right] H \qquad (3.40)$$

Бу ерда μ' – нурланиш ҳолатини магнит моменти (нурланиш ҳолатидаги зееман компоненталарни шартли фарқланган термик жойлашуви), μ_0 – нурланиш ўтишлар содир бўладиган охирги энергетик ҳолат магнит моменти[15].

Шуниси эътирофлиги, магнит майдони таъсирида люминесценция системасида магнитоактив ионларни асосий ва ўйғонган ҳолатлари ўртасидаги нурланиш ўтишлар жараёнида ўзаро ажралиш ҳодисаси, яъни одатда асосий ҳолатдаги ютилишда кўзатиладиган ҳолат пайдо бўлади. [14,16].

Шунинг учун ҳам, бу ҳолатда ЛМЦҚ даражасини "парамагнит" табиати тўғрисида гапириш мумкин бўлади, агар нурланаётган сатҳ

---

[15] Шу нарсани таъкидлаб ўтиш лозимки, ЛМЦҚ спектрини қайд қилишда икки хил ўхшаш ҳолатни қараш мумкин: иккиламчи нурланиш эллиптиклиги ўзгармас бўлганда Н магнит майдон модуляцияси, ёки доимий Н майдонда иккиламчи нурланиш эллиптиклигини модуляцияланиши.

ғалаёнланган бўлса, кузатилаётган люминесценциянинг магнит циркуляр қутбланиши ўйғонган ҳолатдаги зееман ажралиш компоненталарини нисбий жойлашувчанлиги орқали аниқланади. ((3.40) формуладаги биринчи қўшилувчи, бунда температуравий боғланишни ифодалайдиган *C* – ЛМЦҚ даража ҳади (ЛМЦҚ да “парамагнит” улуши [16]) фақатгина ионнинг ўйғонган ҳолатидаги магнит ажралишлар катталиклари тўғрисидагина эмас, балки нурланиш ҳолатини яшаш вақтини, ўйғотилган ҳолатнинг спин-панжара релаксация (нурланиш) вақтига ўзаро нисбатини, унинг иссиқлашув даражаси тўғрисида ҳам ахборотларни олиш мумкин бўлади. Агар нурлантирилган сатҳ ғалаёнланмаган бўлса температурага боғлиқ бўлмаган чизиқли спектрал характердаги ЛМЦҚ даражаси (полоса марказида нолга айланади), ЛМЦҚни “диамагнит” *A* – ҳади [16], нурланиш ўтишларнинг охирги ҳолатидаги зееман компоненталарининг нисбатан силжишлари ҳисобига пайдо бўлади. (3.40) формуладаги иккинчи қўшилувчи, *C* – ЛМЦҚ ҳади люминесценцияни қарама-қарши циркуляр-қўтбланган компоненталарини спектрал боғланишларини интенсивлигини фарқини қатнашмаслигини (ўйғотилган (нурланиш) “музлатилган”ҳолатдаги зееман сатҳостидан фарқ қилувчи ҳолат, бу ҳолда нурланиш полосаларини ажралишини ҳисобга олмаслик мумкин) ва кучли температуравий боғлиқликни характерлайди.

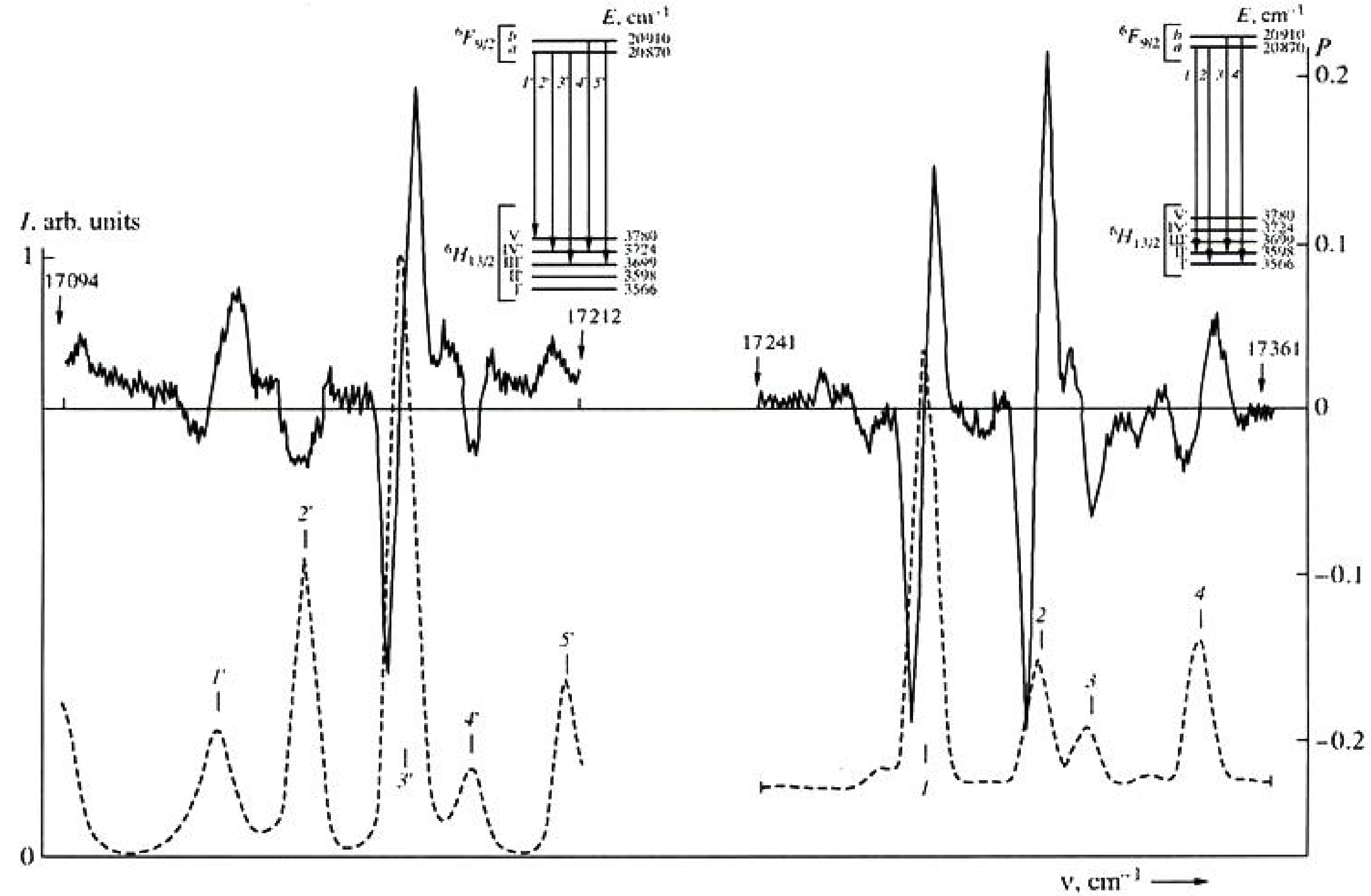
Умумий ҳолда бундай оддий моделни қўлланилишида, ЛМЦҚ спектр даражаси тўғри қиялик кўринишида бўлиб, нолга нисбатан (иккиламчи нурланиш полосаси маркази) силжиган “парамагнит” доирасидаги катталик кўринишда бўлади. ЛМЦҚ спектр даражасини *C* – ҳади, бу катталик зееман энергиясини иссиқлик энергиясига ($\mu_Б H/кT$) нисбатини ифодалайди, *H* майдан катталиги билан температурага тескари *1/T* катталиклар бир хил кўринишда боғланишга эга бўлишлари керак (юқори *T* температура соҳаси ва *H* –чизиқли кичик майдонда).

Юқорида баён этилганларнинг яққол намунаси сифатида, ЛМЦҚ спектр даражасини ва диспрозий-иттрий гранат-алюминат DyYAG ($Dy_{0,2}Y_{2,8}Al_5O_{12}$) люминесценциясини ўлчаш натижаларини қараб чиқамиз. Қаралаётган ишда [25] оптик ва магнитооптик тадқиқотларни ўтказиш жараёнида (001) кристаллографик текисликда йўналишланган $Dy_{0,2}Y_{2,8}Al_5O_{12}$ ($C_{Dy}\approx$6вес.%) монокристалларидан фойдаланилган. Шунингдек гранат тузилмага эга Dy^{3+} ионида нурланиш ўтишлари билан боғлиқ бўлган ${}^6F_{9/2}\rightarrow{}^6H_{15/2}$ (20000÷21000 см$^{-1}$) ва ${}^6F_{9/2}\rightarrow{}^6H_{13/2}$ (17000÷17400 см$^{-1}$) ўтишлар тадқиқ этилган. Уйғотилиш сингари люминесценция ҳам, "ёруғликда" H магнит майдон (H // [001] - ўқда) кучланганлиги ~5 кОе гача бўлганда магнитланган ёруғликнинг нисбатан бўйлама тарқалишида кўзатилади.

25- расмда кўрсатилган ЛМЦҚ даражасини спектрал боғлиқлиги ва люминесценциядан келиб чиқиб, ${}^6F_{9/2}\rightarrow{}^6H_{13/2}$ нурланиш ўтишда ЛМЦҚ даражасини спектрал боғлиқлиги қия чизиқли боғланишни ҳосил қилиб (люминесценция чизиғи чегарасида), ЛМЦҚ даражаси "диамагнит" A –ҳад учун характерлидир [16,25], яъни люминесценция марказига мос келувчи чизиқда эффект белгисини навбати билан алмашиши (масалан, чизиқ -1, -2 ва $-3'$ 25-расм). Температурани 300 К дан 85 К гача тушиб кетиши, P катталикни (3 ÷ 4 мартадан кам бўлмаган ҳолда) сезиларли ошишига олиб келади, бу эса қаралаётган чизиқда яримкенглик Γ ни эксперименталда камайишини аниқланиши билан боғлиқ бўлган ҳолат бўлиши мумкин (ЛМЦҚ даражасидаги "диамагнит" катталикни улуши $\sim 1/\Gamma^2$ [16]).

Магнитоптик нурланиш ўлчашларда [16] ЛМЦҚ даражаси катталиги иккиламчи нурланиш чизиғи атрофида, яъни -1 (17270 см$^{-1}$), -2 (17298 см$^{-1}$) ва $-3'$ (17166 см$^{-1}$) 25-расмда кўрсатилган, T = 85 К ва H = 4,5 кОе қийматларда $P \sim$ 20÷25% сезиларли равишда ўзига эътиборни жалб қилади.

Қизиқарли ҳолатлардан бири, ЛМЦҚ даражасида -1, -2 ва $-3'$ люминесценция чизиқларида кутилмаганда, асосий ҳолда штарк сатҳости



25-расм. $Dy_{0.2}Y_{2.8}Al_5O_{12}$ парамагнит гранатда , T = 85 K ва H = 4.8 кЭ магнит майдонида, $^6F_{9/2} \rightarrow {}^6H_{13/2}$ нурланиш ўтишларда ЛМЦҚ даражаси спектрларининг (яхлит чизиқ) ва люминесценция (узиқ чизиқ) кўриниши.**Кўриниш**: НЕ-иони Dy^{3+} (YAG)даги Штарк сатҳости $^6F_{9/2}$ ва $^6H_{13/2}$ мультиплетлар орасидаги нурланиш утишлар кўриниши[25]. $^6F_{9/2}$ ва $^6H_{13/2}$ мультиплетларнинг штарк сатҳости энергиялари, асосий дублет $^6H_{15/2}$ мультиплет энергиясидан бошлаб ҳисобланади. Барча НЕ-ионларнинг штарк сатҳости мультиплет энергиялари см$^{-1}$да берилган.

Dy^{3+} ионини тўлқин функция симметрияси характери билан боғлиқ бўлган абсолют қиймати катта бўлган (~25%), $4f \rightarrow 4f$ нурланиш ўтишларда комбинацияланган абсолют катталик ҳосил бўлади, бу асосан *a* ўйғотилган $^6F_{9/2}$ мультиплетда асосий дублет сатҳостида руй бераётган $^6H_{13/2}$ мультиплетнинг сатҳости дублетлари I′ – III′ ўтишлар асосида руй беради ва бу *H* ташқи магнит майдонидаги зееман ажралишлари катталиклари билан боғлиқ эмас [25].

АБИЁТЛАР РУЙХАТИ

1. Kramers H. A. Proc. Acad. Sci., Amsterdam, 1930, V.33, P. 959.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. М: «Наука», 1982, 620 С.
3. Kramers H. A. and Heisenberg W., Z. Physik, 1925, V.31, P. 681; Born M., Heisenberg W., and Jordan P. Z. Physik, 1926, V.35, P.570.
4. Блохинцев Д.Д. *Основы квантовой механики*. М: «Высшая школа», 1961, 437 С.
5. Stephens P.J. Magnetic circular dichroism.// Advan. Chem. Phys., 1976, Vol.35, pp. 197-264.
6. Шатц П.Н., Мак-Каффри А.Д. Эффект Фарадея.// Успехи химии – 1971. - Т.11. - В.9. - с.1698-1725.
7. Звездин А.К., Котов А.В. *Магнитооптика тонких пленок*. М: «Наука», 1988, 190 С.
8. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики*. М: «Наука», 1982, 620 С.
9. Писарев Р.В. Магнитное упорядочение и оптические явления в кристаллах: в кн. *Физика магнитных диэлектриков*. Л.: «Наука», 1974, С. 356-450.
10. Shen Y.R. Faraday rotation of rare-earth ions. I. Theory. //Phys. Rev., 1964, V. 133, No 2A, A511.
11. Ельяшевич М.А. *Спектры редких земель*. - М: Гостехиздат, 1953. - 456с.
12. A. K. Zvezdin and A. V. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magnetooptical Materials.* Bristol and Philadelphia: IOP Publishing, 1997.
13. U.V. Valiev, J.B. Gruber, G.W. Burdick. *Magnetooptical spectroscopy of the rare-earth compounds: development and application.* Scientific Research Publishing, Irvin, USA, 2012, p.143.
14. Stephens P.J. Magnetic circular dichroism.// Advan. Chem. Phys., 1976, Vol.35, pp. 197-264.

15. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах.* М: «Мир», 1985. 294 С.
16. Запасский В.С., Феофилов П.П. Развитие поляризационной магнитооптики парамагнитных кристаллов // УФН. – 1975. - Т.116. - В.1. - с.41-78.
17. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров.* М: Наука, 1977. 219 С.
18. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. *Квантовая теория углового момента*. Л: «Наука», 1975, 439 С.
19. Валиев У.В., Клочков А.А., Попов А.И., Соколов Б.Ю.// Опт. и Спектр., 1989, Т.66, в.3, с.612-616.
20. Валиев У.В., Клочков А.А., Неквасил В., Попов А.И., Соколов Б.Ю.// ФТТ, 1987, Т. 29, В. 6, С.1640.
21. Кринчик Г.С. *Физика магнитных явлений*. М: МГУ, 1985, 336 С.
22. Валиев У.В., Клочков А.И., Неквасил В. Магнитооптика $4f$–$5d$ переходов в YAlG, активированном редкоземельными ионами Ce^{3+}, Tb^{3+}, Nd^{3+} // Опт. и Спектр. 1993, Т.75, В.1, С.54-68.
23. Riehl J.P. and Richardson F.S. General theory of circularly polarized emission and magnetic circularly polarized emission from molecular systems// J. Chem. Phys. - 1976. - V.65. - No3. - P.1011 – 1021
24. Кардона М. *Модуляционная спектроскопия*. М.: «Мир», 1972, 417 С.
25. Валиев У.В., Gruber J.B., Рахимов Ш.А., Соколов В.Ю. Магнитоциркулярная поляризация люминесценции диспрозий-иттриевого граната – алюмината $Dy_{.02}Y_{2.8}Al_5O_{12}$// Опт. и Спектр. 2004, Т.96, № 4, С.608-614.

МУНДАРИЖА