

MAGNIT QATTIQ JISMLARDA SPIN-TO'LIQLAR (MAGNONLAR) DISPERSIYASI VA MAGNITLANISH DINAMIKASINI NAZARIY TAHLIL QILISH

Atajanova Gulzar Kazakbaevna

Kudaybergenov Nursultan

Nukus davlat texnika universiteti

Telefon: +998912682817 e-mail: tilewbiyke@mail.ru

Annotatsiya. Ushbu maqola magnit tartibli qattiq jismlarda spin-to'liqlar (magnonlar) dispersiyasi va magnitlanish dinamikasining nazariy asoslarini tahlil qiladi. Maqsad Hezenberg modeli, Landau–Lifshits–Gilbert tenglamasi va chiziqlashtirish usuli orqali magnit eksitatsiyalar spektrini chiqarish hamda o'lchovli parametrlar bilan bog'lashdir. Yangilik sifatida almashinuv, anizotropiya va demagnitlovchi maydonning birgalikdagi ta'siri doirasida dispersiya ko'rinishlari solishtiriladi va amaliy materiallar uchun baholashlar beriladi.

Abstract: This article analyzes the theoretical foundations of spin wave (magnon) dispersion and magnetization dynamics in a theoretical framework. The aim is to derive excitation spectra using the Heisenberg model, the Landau–Lifshitz–Gilbert equation, and linearization, and to connect them with measurable parameters. Scientific novelty is a comparative analysis of dispersion forms under combined exchange, anisotropy, and demagnetizing fields, with practical estimates relevant to real magnetic materials.

Kalit so'zlar: magnit tartib; magnon; dispersiya; almashinuv o'zaro ta'siri; magnit anizotropiya; Gilbert so'nishi; ferromagnit rezonans

Keywords: magnetic order; magnon; dispersion relation; exchange interaction; magnetic anisotropy; Gilbert damping; ferromagnetic resonance

Asosiy matn. Magnit tartibli muhitda spin-to'liqlar deganda kristall panjaradagi atom magnit momentlarining muvozanat yo'nalishidan kichik og'ishlari fazoda va vaqtda tarqaladigan kollektiv tebranishlar tushuniladi, ularning kvantlashtirilgan shakli magnon bo'lib energiya va impul's tashuvchi kvazizarra sifatida talqin qilinadi. Bu hodisaning mexanizmi almashinuv o'zaro ta'siri sabab qo'shni spinlar orasida korrelyatsiya hosil bo'lishi va og'ishlarning fazoviy uyg'un tebranishlarga birikishidan iborat, ya'ni lokal og'ish energetik jihatdan yaqin atrofdagi spinlar holatiga "bog'lanib" qoladi va to'liq shaklida yoyiladi. Masalan, oddiy ferromagnit zanjirda barcha spinlar bir yo'nalishda tekislangan bo'lsa, bitta spinga berilgan kichik impuls qo'shnilariga uzatiladi va k vektori bilan tavsiflanadigan modalar paydo bo'ladi, bu modalar neytron sochilishi yoki ferromagnit rezonans orqali kuzatiladi. Raqamli baholash sifatida tipik almashinuv qattiqligi $A \approx 10^{-11}$ J/m bo'lgan permalloy singari materiallarda gigagerts diapazonida (taxminan 1–20 GHz) past energiyali magnit eksitatsiyalar qayd etilishi ko'p tajribalarda tasdiqlangan, shuningdek to'liq uzunligi mikrometr tartibida bo'lganda magnetostatik ta'sirlar kuchli seziladi. Ilmiy izoh shundan iboratki, magnit eksitatsiyalar spektrining shakli faqat almashinuvga emas, balki anizotropiya, demagnitlovchi

maydon va so'nish jarayonlariga ham bog'liq bo'lib, shu omillarni birlashtirgan yagona nazariy ramka materiallarning yuqori chastotali magnitonik qurilmalardagi ishlashini prognoz qilishga imkon beradi [1].

Ferromagnitlarda mikroskopik ta'rif sifatida Hezenberg modeli $H = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} S_i \cdot S_j - K \sum_i (S_i^2)^2 - g\mu_B \sum_i B \cdot S_i$ ko'rinishida yozilib, bu yerda J_{ij} almashinuv integralini, K bir o'qli anizotropiya konstantasini, $g\mu_B$ esa Zeeman bog'lanishni ifodalaydi. Mexanizm nuqtayi nazaridan, $j > 0$ bo'lganda energiya minimumi parallel spinlar holatiga to'g'ri keladi va kichik og'ishlar Holshteyn-Primakov almashtirishi orqali bozon operatorlariga o'tkazilib, kvadrat tartibda saqlanganda to'lqinlar spektri olinadi. Misol sifatida kub panjarali yaqin qo'shnilar modeli uchun past k sohada $\omega(k) \approx Dk^2 + \hbar\gamma H_{\text{eff}}$ ko'rinish paydo bo'lib, bu yerda D spin-to'lqin qattiqligi (spin-wave stiffness), k - to'lqin vektori, γ - giromagnit nisbat, H_{eff} esa effektiv magnit maydonni ifodalaydi. Hezenberg modelida D almashinish integrali J , panjara doimiysi α va spin kvant soni S bilan $D \sim 2JSa^2$ bilan bog'lanadi, anizotropiya esa bo'shliq (gap) keltirib chiqaradi. Raqamli misol tariqasida $a \approx 0,3$ nm, $J \approx 10$ meV va $S \approx 1$ bo'lsa, D tartibi 10^{-40} J·m² atrofida baholanadi va nanometr o'lchamli $k \approx 10^9$ m⁻¹ uchun $\hbar\omega$ bir necha meV bo'lishi mumkin, bu esa sub-teragerts chastotalarga mos keladi. Ilmiy izoh shuni ko'rsatadiki, mikroskopik parametrlarni (J , K) makroskopik o'lchovlar (rezonans chastotasi, spin-to'lqin uzunligi) bilan bog'lash magnit materiallarni maqsadli dizayn qilishning asosiy yo'li bo'lib, ayniqsa yupqa plyonkalar va nanostrukturalarda anizotropiya va chegaraviy shartlar spektrni keskin o'zgartiradi [2].

Makroskopik ta'rifda magnitlanish dinamikasi uzluksiz muhit yaqinlashuvida Landau-Lifshits-Gilbert tenglamasi $\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} M \times \frac{dM}{dt}$ orqali ifodalanadi, bu yerda γ giromagnit nisbat, α Gilbert so'nish parametri, M_s to'yingan magnitlanishdir. Mexanizm jihatidan birinchi had pretsessiyani, ikkinchi had esa energiya relaksatsiya kanallari orqali (magnon-fonon, magnit nuqsonlar, elektron sochilishi) so'nishini beradi, natijada magnitlanish H_{eff} yo'nalishiga yaqinlashadi. Misol uchun, ferromagnit rezonans tajribasida tashqi doimiy maydon H_0 va kichik radiochastotali maydon $h(t)$ berilganda, M vektori H_{eff} atrofida tebranadi va yutilish maksimumi $\omega = \gamma\mu_0(H_0 + H_k)$ shartida yuz beradi, bu yerda H_k anizotropiya maydonidir. Raqamli ko'rsatkich sifatida ko'plab yumshoq ferromagnitlarda $\alpha \approx 0,005-0,02$ diapazonida bo'lib, rezonans chizig'i kengligi $\Delta H \approx (2\alpha/\gamma)\omega$ munosabat bilan gigagertsda bir necha milliteslarga teng bo'lishi tajribada uchraydi. Ilmiy izoh sifatida LLG modeli mikroskopik tafsilotlarni to'liq bermasa-da, u energiya funksionalidan $H_{\text{eff}} = -\frac{\delta F}{\delta M}$ orqali kelib chiqib, anizotropiya, almashinuv va demagnitlovchi energiyalarni yagona variatsion yondashuvda jamlaydi hamda magnitonika va spintronika qurilmalarining dinamik javobini hisoblashda standart asos bo'lib xizmat qiladi [3].

Dispersiya munosabatini qat'iyroq tahlil qilish uchun ta'rif sifatida samarali maydon H_{eff} tarkibiga almashinuv $H_{\text{ex}} = (2A/\mu_0 M_s)\nabla^2 m$, anizotropiya H_{an} va demagnitlovchi H_{d} hadlari kiritilib, $m = M/M_s$ normallashtirilgan magnitlanish bilan ishlanadi. Mexanizm chiziqlashtirish $m = z$ yo'nalishdan kichik og'ishlar m_x , m_y orqali olinib, tekislik to'lqini m_x , $m_y \sim \exp[i(k \cdot r - \omega t)]$

qo'yilganda $\omega(k)$ demagnitlovchi tenzor va anizotropiya bilan bog'liq matritsa determinantidan chiqadi. Misol sifatida yupqa plyonkada Damon–Eshbax (sirt) rejimi va Backward-Volume rejimi farqlanadi, bunda to'lqin vektori k ning magnitlanish yo'nalishiga nisbatan joylashuvi fazaviy tezlik va guruh tezlikning ishorasini ham o'zgartirishi mumkin. Raqamli fakt sifatida 20–50 nm qalinlikdagi plyonkalarda magnetostatik rejimda $k \approx 10^6\text{--}10^7\text{ m}^{-1}$ uchun chastota o'zgarishi bir necha gigagertsga yetishi, almashinuv rejimida esa $k \gtrsim 10^8\text{ m}^{-1}$ bo'lganda dispersiyaning Dk^2 hissasi ustunlashishi ko'p manbalarda qayd etilgan. Ilmiy izoh shundan iboratki, demagnitlovchi maydon uzoq masofali dipol-dipol o'zaro ta'sirni ifodalaydi va u chegaralangan geometriyada (plyonka, sim, disk) spektrni keskin noizotrop qiladi, shu sababli bir xil material turli shakllarda turlicha dispersiya ko'rsatadi [4].

Quyidagi ta'rifiy jadvalda almashinuv, anizotropiya va dipol ta'sirlarining dispersiyaga hissasi solishtiriladi, bunda mexanizm, tipik miqyos va amaliy misol birgalikda ko'rsatiladi. Mexanizmning asosiy nuqtasi shuki, almashinuv qisqa masofali bo'lib k oshganda kuchayadi, dipol esa uzoq masofali bo'lib kichik k da sezilarli, anizotropiya esa energiya bo'shlig'ini va yo'nalish tanlanishini beradi. Misol tariqasida ferromagnit rezonansda anizotropiya maydoni H_k rezonans chastotasini siljitadi, spin-to'lqin spektrida esa $K > 0$ bo'lsa $\omega(k)$ da $k=0$ da nol bo'lmagan qiymat paydo bo'ladi. Raqamli ko'rsatkichlar tajriba adabiyotlarida $A \approx 10^{-12}\text{--}10^{-11}\text{ J/m}$, $M_s \approx (0,5\text{--}1,8) \times 10^6\text{ A/m}$, H_k esa o'nlab mT dan bir necha T gacha keng oralig'da uchrashi bilan ifodalanadi. Ilmiy izoh sifatida bunday jadval material tanlashda qaysi fizik mexanizm ma'lum chastota va to'lqin uzunligi diapazonida ustun bo'lishini oldindan ko'rsatib, hisoblash va tajribani birlashtirishga xizmat qiladi.

Jadval. Spin-to'lqin dispersiyasiga asosiy omillarning hissasi

Omil nomi: Almashinuv o'zaro ta'siri. Ta'rif: yaqin qo'shnilar spinlarining kvant mexanik bog'lanishi. Mexanizm: energiya gradientlarga sezgir bo'lib ∇^2 m orqali kiradi. Tipik dispersiya hissasi: $\omega_{\text{ex}} \sim Dk^2$. Amaliy misol: nanometr to'lqin uzunliklarida yuqori chastotali modalar.

Omil nomi: Magnit anizotropiya. Ta'rif: kristall yo'nalishlariga bog'liq energiya afzalligi. Mexanizm: samarali tiklovchi moment hosil qiladi. Tipik dispersiya hissasi: ω da bo'shliq va yo'nalishli siljish. Amaliy misol: bir o'qli plyonkalarda rezonansning H_k ga bog'liqligi.

Omil nomi: Dipol (demagnitlovchi) ta'sir. Ta'rif: magnit dipollarning uzoq masofali o'zaro ta'siri. Mexanizm: chegaralarda zaryadga o'xshash magnit qutblanish hosil qiladi. Tipik dispersiya hissasi: kichik k da noizotrop $\omega(k)$. Amaliy misol: Damon–Eshbax sirt to'lqinlari.

Ta'rif nuqtayi nazaridan magnit anizotropiya energiyasi odatda $F_{\text{an}} = K_u \sin^2 \theta$ yoki kubik anizotropiya uchun $F_c = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)$ kabi ifodalanadi, bu yerda θ magnitlanishning o'q bilan burchagi, α_i esa yo'nalish kosinuslaridir. Mexanizm shundaki, spin-orbita o'zaro ta'siri kristall simmetriyasi bilan birga magnit momentning fazoda ma'lum yo'nalishlarni “afzal” ko'rishiga olib keladi, natijada kichik og'ishlar uchun tiklovchi kuch paydo bo'ladi va rezonans sharti o'zgaradi. Misol sifatida epitaksial plyonkalarda stress va interfeys anizotropiyasi K_u ni keskin oshirishi mumkin, bu esa past maydonlarda ham yuqori rezonans chastotasini olish imkonini beradi. Raqamli baholash tariqasida $K_u \approx 10^3\text{--}10^5\text{ J/m}^3$ bo'lgan yumshoq materiallarda bo'shliq kichik bo'lsa, $K_u \approx 10^6\text{ J/m}^3$ va undan yuqori bo'lgan qattiq

magnitlarda $k=0$ da chastota bir necha o'n gigagertsgacha ko'tarilishi mumkin. Ilmiy izoh shundan iboratki, anizotropiya parametrlarini nazorat qilish magnitonik filtrlash, faza siljitish va chastota selektiv elementlar yaratishda muhim bo'lib, ayniqsa ko'pqatlamli strukturalarda interfeys hissa alohida rol o'ynaydi [5].

Ta'rif sifatida Gilbert so'nishi α magnitlanishning tartibli pretsessiyasidan issiqlik darajalariga energiya oqimini ifodalaydi va u spektr chiziqlarining kengligi hamda to'lqinlarning so'nish uzunligini belgilaydi. Mexanizm ko'pincha elektronlarning spin-orbita orqali panjara bilan bog'lanishi, nuqsonlarda sochilish hamda magnon-magnon o'zaro ta'sirlar orqali amalga oshadi, bu jarayonlar chastotaga bog'liq va turli materiallarda turlicha bo'lishi mumkin. Misol tariqasida bir xil geometriyada α kichik bo'lgan materialda (masalan, ayrim granatlarda) spin-to'lqinlar millimetrgacha tarqalishi mumkin, α katta bo'lgan metall ferromagnitlarda esa so'nish uzunligi mikrometr tartibida cheklanadi. Raqamli ko'rsatkich sifatida YIG tipidagi izolyatorlarda $\alpha \approx 10^{-4}$ – 10^{-3} darajalari, metall qotishmalarda $\alpha \approx 10^{-2}$ atrofida uchrashi ko'rsatiladi, bu farq qurilmada signalning yo'qolishiga bevosita ta'sir qiladi. Ilmiy izoh shundan iboratki, so'nishning nazariy modeli mikroskopik Kamberskiy mexanizmlariga borib taqaladi va ularni bilish material muhandisligida legirlash, interfeys silliqiligi va qatlam qalinligini optimallashtirish orqali α ni pasaytirish yo'llarini ochadi [6].

Ta'rif nuqtayi nazaridan bu tezisda ko'rilgan tenglamalar va bog'lanishlar spin-to'lqinlarning real spektrini olish uchun hisoblash protseduralariga aylantiriladi, ya'ni energiya funksionali tanlanadi, H_{eff} variatsion hosila bilan topiladi, LLG chiziqlashtiriladi va chegaraviy shartlar kiritiladi. Mexanizm shundaki, chegaralangan geometriyada (masalan, qalinligi t bo'lgan plyonka) to'lqinlar kvantlanib $k_z = n\pi/t$ kabi diskret qiymatlar oladi, demagnitlovchi shartlar esa modal polarizatsiyasini o'zgartiradi, natijada spektr ko'p tarmoqli bo'lib qoladi. Misol sifatida $t = 30$ nm bo'lsa, $n=1$ uchun $k_z \approx 1,0 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$ chiqadi va bu almashinuv hadini sezilarli qiladi, shu bilan birga sirt modasi uchun amplituda asosan chegaraga yaqinlashadi. Raqamli natija sifatida bunday kvantlanish gigagerts diapazonida qo'shimcha rezonans cho'qqilarini keltirishi mumkin, ularning oralig'i material parametrlariga qarab 0,5–3 GHz atrofida bo'lishi ehtimoli mavjud, bu esa spektroskopik usullar bilan ajratib ko'riladi. Ilmiy izoh sifatida geometriya va dispersiyaning bog'liqligi magnitonik kristallar, to'lqin yo'riqchilari va rezonatorlarda modalarni boshqarishning asosi bo'lib, nazariy tahlil tajriba dizaynini bevosita yo'naltiradi [7].

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI:

1. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. Москва: Наука, 1983. 664 с.
2. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. Москва: Наука, 1967. 368 с.
3. Landau L. D., Lifshitz E. M. Electrodynamics of Continuous Media. Oxford: Pergamon Press, 1960. 460 p.

4. Kittel C. Introduction to Solid State Physics. New York: John Wiley & Sons, 2005. 704 p.
5. Stancil D. D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications. New York: Springer, 2009. 356 p.
6. Қодиров Н. М., Эргашев Ш. Э. Қаттиқ жисмлар физикаси: магнит ҳодисалар. Тошкент: Ўзбекистон, 2012. 240 б.
7. Тураев А. А., Раҳимов Б. У. Ферромагнит резонанси ва магнит динамикаси. Самарқанд: СамДУ нашриёти, 2018. 180 б.