

SKIRMIONI IN TOPOLOGIJA V MAGNETIZMU

LEV PODBREGAR

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Skirmioni so nenavadni vzorci magnetnih momentov v kristalih. Imajo obliko majhnih vrtincev magnetizacije in so zaradi topoloških lastnosti zelo stabilni. V članku si bomo najprej ogledali njihovo povezavo s topologijo, nato se bomo spoznali s fizikalnimi pogoji, potrebnimi za njihov nastanek, ter zaključili z dinamiko in možnostmi njihove uporabe.

SKYRMIONS AND TOPOLOGY IN MAGNETISM

Skymions are unusual patterns of magnetic moments in crystals. They have the shape of small vortices of magnetization and are very stable due to their topological properties. In the article we will first look at their connection with topology, then we will get acquainted with the physical conditions necessary for their creation and conclude with the dynamics and possibilities of their application.

1. Uvod

Leta 1961 je jedrski fizik Tony Skyrme predlagal, da bi lahko topološki objekti imenovani skirmioni služili kot model atomskega jedra [1]. Zamislil si je model, kjer bi bili nukleoni (protoni in nevtroni) topološke vzbuditve v kvantnem polju pionov (lahkih mezonov). Kasneje se je izkazalo, da ta model ni pravi za opis nukleonov, saj ga je leta 1964 nadomestil model kvarkov in močne jedrske sile. Kljub temu pa najdemo skirmione kot topološke vzbuditve v poljih v mnogih drugih kontekstih. Posebej v fiziki trdne snovi se izkaže, da igra topologija pogosto ključno vlogo. V magnetnih sistemih imamo lahko na primer interakcije, ki stabilizirajo različne topološke vzorce magnetizacije in izkaže se, da se med njimi znajdejo tudi skirmioni (glej sliko 1). [1]

Zaradi svoje posebne topologije so skirmioni zelo stabilni in se obnašajo kot samostojni delci. V tem smislu so analogni valovom na vodni gladini, ki nikoli ne izginejo, tako imenovanim solitonom. V članku se bomo ukvarjali s skirmioni, kjer je magnetizacija odvisna le od položaja v ravnini, v tretji dimenziji pa je konstantna. V naravi se pojavita dva tipa takšnih skirmionov: Blochov in Néelov (glej sliko 1).

Skirmionov v drugih kontekstih ne bomo obravnavali, omenimo le, da se pojavijo med drugim tudi kot topološki defekti v tekočih kristalih, kvantnih Hallovih sistemih in Bose-Einsteinovih kondenzatih. [2]



Slika 1. Skica magnetizacije v (a) Néelovem skirmionu in (b) Blochovem skirmionu. Značilnost obeh skirmionov je, da je magnetizacija v sredini skirmiona ravno nasprotno obrnjena kot na oddaljenem robu. Razlika med skirmionoma je ta, da je magnetizacija pri Néelovem skirmionu usmerjena zgolj v radialno smer, medtem ko se pri Blochovem še dodatno vrtinči okrog osi skirmiona. Vir: [3].

2. Skirmioni in topologija

Skirmionske faze najdemo le pod točno določenimi pogoji (kadar je prosta energija $F = E - TS$ skirmionov nižja od prostih energij vseh drugih vzorcev magnetizacije) in le v točno določenih kristalih. Ko so termodinamski pogoji za njihov nastanek izpolnjeni, so posamezni skirmioni izjemno stabilni tudi pod vplivom zunanjih motenj. Razlog za njihovo nenavadno stabilnost je, da so za razliko od drugih struktur (na primer magnetnih domenskih sten) skirmioni topološko netrivialni (zaščiteni) objekti. Vendar kaj to v resnici pomeni?

V naravi so fluktuacije (na primer termične fluktuacije in fluktuacije zunanjega polja) v magnetizaciji tipično majhne in počasne, saj so magnetne energije nizke v primerjavi z drugimi energijskimi skalami v kristalih. Pogosto jih lahko tako predstavimo kot zvezne spremembe celotnega polja magnetizacije preko dolgih razdalj (kontinuumska limita). Izkaže se, da z zveznimi spremembami ne moremo prehajati med dvema topološko različnima objektoma. Tipičen zgled je neizvedljivost deformacije krofa brez luknje (krogla) v krof z luknjo (torus). Predstavljajmo si, da imamo v rokah okroglo testo. Lahko ga raztegujemo, stiskamo, zvijamo... Vse te deformacije bodo zvezne, oziroma so homeomorfizmi [4] med končnim in začetnim stanjem testa. Rezanje testa, delanje lukenj in lepljenje niso zvezne deformacije, saj lahko bližnje točke razmaknemo v točke, ki niso več nujno blizu. Če dovolimo zgolj zvezne deformacije, tako ne bomo nikoli uspeli pregnesti krogla v torus. Pravimo, da sta krogla in torus topološko različna objekta. Lastnosti, ki ju loči (prisotnost luknje skozi objekt), in ki je zvezne transformacije ne morejo spremeniti, rečemo topološka invarianta (oziroma topološko število). Za kroglo je ta trivialna, saj krogla luknje nima, za torus pa netrivialna, saj ima neničelno število lukenj (eno). Ker so nezvezne spremembe v fizikalnem smislu običajno precej 'nasilne' (s čimer mislimo, da je za njih potreben velik vložek energije), so topološko netrivialni objekti (takšni, ki imajo kakšno topološko invarianto, ki jih loči od nekega drugega 'trivialnega' stanja) običajno izjemno stabilni. Pravimo, da so topološko zaščiteni. Pokazali bomo torej, da so skirmioni primer topološko zaščitenih vzorcev magnetizacije, ki se razlikujejo od 'trivialnega' feromagnetnega stanja preko nekega neničelnega topološkega števila (skirmionskega števila).

2.1 Poenostavljen 1D model feromagneta

Najprej si na preprostem modelu razjasnimo razloge, zakaj se skirmioni pojavijo in zakaj so topološko netrivialni.

Imejmo kristal iz magnetnih spinov (kažejo lahko le gor ali dol), ki je razsežen le v eni dimenziji (levo-desno). Magnetne lastnosti kristala merimo preko makroskopske magnetizacije M , ki nam pove, kam v povprečju kažejo posamezni magnetni momenti v majhnem delu kristala. Spini so lahko urejeni oziroma poravnani ($M \neq 0$) ali pa neurejeni ($M \approx 0$). V naravi ureditev sistema običajno opazimo pri faznem prehodu iz paramagnetne v feromagnetno fazo pri kritični temperaturi $T < T_c$. Enostaven opis takšnega magneta podamo z Landauovim modelom za prosto energijo [5]

$$F(T, M) = F_0 + a_0(T - T_c)M^2 + \lambda M^4, \quad (1)$$

kjer sta a_0 in λ pozitivni konstanti. Graf proste energije je narisano na sliki 2 za primera, ko je temperatura nad in ko je pod kritično temperaturo T_c . Minimum proste energije predstavlja ravnovesno stanje sistema. V paramagnetni fazi ($T > T_c$) je ravnovesna vrednost magnetizacije tako enaka $M = 0$, pri $T < T_c$ pa opazimo dve simetrični ravnovesni stanji $M = \pm M_0$. V urejenem ravnovesnem stanju najnižje proste energije je magnetizacija $M(x)$ konstantna po celotnem prostoru.

Sedaj si zamislimo situacijo, kjer celotna leva polovica magneta pod kritično temperaturo T_c pade v minimum $M = -M_0$, desna pa v minimum $M = M_0$. Dobili bi stanje prikazano na sliki 2(c), kjer se nam magnetizacija zvezno spreminja s krajem x in ima značilo obliko, ki se imenuje *kink* oziroma 1D domenska stena. Tvorba je zelo stabilna, saj bi morali vse spine na levi hkrati obrniti,

da se bi je znebili. Med obračanjem bi tako morali vsakemu spinu dodati vsaj toliko energije, da preseže lokalni maksimum proste energije okrog $M = 0$, prikazan na sliki 2(b). Če imamo neskončen magnet, bi to zahtevalo neskončno količino energije oziroma bi bilo s končnim vložkom energije nemogoče. Energija kinka kljub temu leži nad energijo osnovnega stanja s konstantnim $M(x)$, saj spini na območju prehoda med $M = -M_0$ in $M = M_0$ niso v stanju najnižje lokalne proste energije F . Posledica tega je, da ima kink končno razsežnost in je torej lokaliziran; kljub energiji, višji od osnovnega stanja, pa je stabilen (je primer solitona) [1].

Razlog za stabilnost kinkov lahko razumemo tudi kot primer topološke zaščite. Z nobeno zvezno deformacijo magnetizacije (dovedbo končne količine energije) namreč ne moremo dveh magnetnih domen s kinkom med njima spremeniti v eno samo urejeno magnetno domeno. Če je magnet neskočno velik, je vse, kar lahko dosežemo, le premik položaja kinka v levo ali v desno. Razlog za to je, da s končno količino energije ne moremo spremeniti robnih pogojev $M(x) = -M_0$ pri $x \rightarrow -\infty$ ter $M(x) = M_0$ pri $x \rightarrow \infty$, zaradi katerih je prisotnost kinka (ničle magnetizacije $M(x) = 0$ pri nekem x) matematično zagotovljena preko zveznosti funkcije $M(x)$. Topološko število, ki loči topološko netrivialno stanje s kinkom od topološko trivialnega stanja brez kinka (na primer osnovnega stanja), lahko definiramo kot

$$n = [\text{sgn}(M(\infty)) - \text{sgn}(M(-\infty))]/2, \quad (2)$$

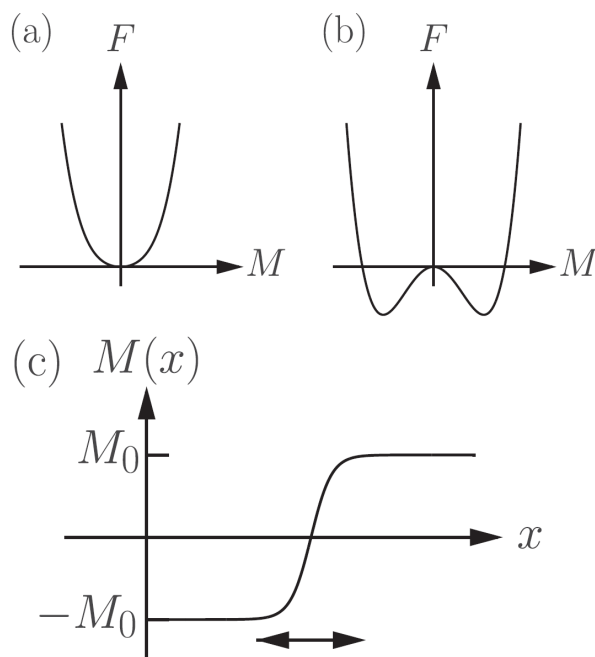
kjer je $\text{sgn}(M(x))$ predznak magnetizacije $M(x)$. Po tej definiciji je n celo število, ki ima le tri možne vrednosti: enako je $+1$ v stanju s kinkom, 0 v osnovnem stanju brez kinka ter -1 v stanju z obrnjenim kinkom (tako imenovanim antikinkom, kjer gre magnetizacija iz $+M_0$ v $-M_0$ od leve proti desni). Število n je invariantno pod vsemi zveznimi transformacijami (dovedbo končne količine energije). Kinki (in antikinki) so torej topološki objekti, ki jih neničelno topološko število $n = \pm 1$ zaščitijo pred njihovim izginotjem.

Čeprav so kinki eksaktno topološko zaščiteni le v neskončno razsežnih (in neskončno zveznih) 1D magnetih, pa se v končno velikih magnetih njihova idealizirana topološka zaščita vseeno pozna kot izjemno visoka (a sedaj končna) energijska bariera med stanjem s kinkom in stanjem brez kinka. Tudi v končno razsežnih magnetih so tako kinki izjemno (topološko) stabilni.

2.2 Skirmion v dveh dimenzijah

Na podoben način kot domenske stene se lahko v dvodimenzionalnih kristalih tvorijo še drugačne topološko zaščitene tvorbe. To pomeni, da bi morali v idealnem neskončnem sredstvu dovesti neskončno količino energije (v končnem sredstvu pa vsaj anomalno visoko količino energije), da bi se jih znebili. S končno količino energije jih lahko le premikamo in (do neke mere) vplivamo na njihovo obliko.

Primer takšnih struktur v dvodimenzionalnih kristalih z magnetizacijo, ki lahko kaže v treh dimenzijah, so skirmioni. V tem primeru magnetizacijo opišemo s poljem $\mathbf{m} = \mathbf{m}(x_1, x_2)$, kjer sta



Slika 2. Prosta energija, izračunana z enačbo 1 za (a) $T > T_c$ in (b) $T < T_c$, v odvisnosti od magnetizacije. (c) Kink oz. stena med domenama, kjer je leva stran pri minimumu magnetizacije $M = -M_0$ in desna stran pri $M = M_0$. Dvostranska puščica prikazuje prostorsko razsežnost kinka. Vir: [1].

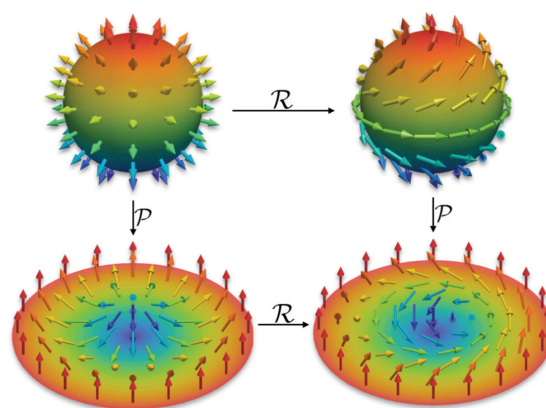
x_1 in x_2 prostorski koordinati. Topološka invarianta, ki je z zveznimi transformacijami ne moremo spremeniti, in ki loči skirmione od trivialnega stanja feromagneta, je tako imenovano skirmionsko število [1]

$$w = \frac{1}{4\pi} \iint dx_1 dx_2 \hat{\mathbf{m}} \cdot \left(\frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial x_1} \times \frac{\partial \hat{\mathbf{m}}}{\partial x_2} \right), \quad (3)$$

kjer je $\hat{\mathbf{m}} = \frac{\mathbf{m}}{|\mathbf{m}|}$ normaliziran vektor magnetizacije, integriramo pa po celotni površini. Skirmionsko oz. ovojno število ima lahko le celoštevilске vrednosti $w \in \mathbb{Z}$. Pove nam večkratnik prostorskega kota (pri čemer je poln prostorski kot 4π), ki ga opiše vektor magnetizacije, ko se sprehodimo po celotnem kristalu. Skirmioni so definirani kot strukture z $w = 1$, feromagnetno (trivialno) stanje pa ima $w = 0$. Topološka stanja z ostalimi w imajo druga imena, kot so antiskirmioni z $w = -1$, biskirmioni z $w = 2$ in drugi [6].

Najlažje si to predstavljamo z obratno stereografsko projekcijo ravnine s skirmionom na kroglo. Na sliki 3 vidimo, kako lahko dve vrsti skirmionov predstavimo na krogli. Vidimo, da magnetizacija resnično opiše celoten prostorski kot in to natanko enkrat. Ker imata obe vrsti oz. obliki skirmionov isto ovojno število $w = 1$, lahko enega preslikamo oz. zvezno deformiramo v drugega, ne moremo pa ju zvezno deformirati v trivialno stanje brez skirmiona $w = 0$. Pravimo, da je prisotnost skirmiona topološko zaščitena, njegova oblika pa ni.

Ugotovili smo, da so topološko netrivialni objekti stabilni oz. topološko zaščiteni, ker bi morali neskončnemu mediju dovesti ogromno (v idealiziranem primeru neskončno) količino energije, da bi jih odpravili. Topološka zaščita je sicer v primeru magnetov idealizacija, ob predpostavki neskončnega sistema s povsem zvezno magnetizacijo (kljub prisotnosti diskretnih spinov) ter specifične dimenzionalnosti. Kadar so te predpostavke kršene, se topoloških objektov lahko znebimo oziroma jih v sistem uvedemo, a pogosto to zahteva anomalno visok vložek energije. To razloži, zakaj so skirmioni v magnetnih materialih tako zelo obstojni tudi pod vplivom potencialno močnih zunanjih motenj.



Slika 3. Obratna stereografska projekcija (\mathcal{P}^{-1}) preslika skirmion v ježkasto kroglo. Levo imamo Néelov skirmion, desno, kjer so spin počesani v eno smer (preslikava \mathcal{R}), pa Blochov skirmion. Vir: [1].

3. Pogoji za nastanek

Kristali z magnetnimi lastnostmi imajo fazna stanja (na primer paramagnetno ali feromagnetno), ki so stabilna pri določeni temperaturi T in zunanjem magnetnem polju H . Magnetna faza s spontano ustvarjenimi skirmioni se prav tako lahko pojavi le pri določeni T in H , a le v kristalih s točno določenimi lastnostmi. Podrobneje si oglejmo tako imenovano interakcijo *Dzyaloshinskii–Moriya* (okrajšava DMI), ki je pogosto glavni razlog za nastanek skirmionov v kristalih.

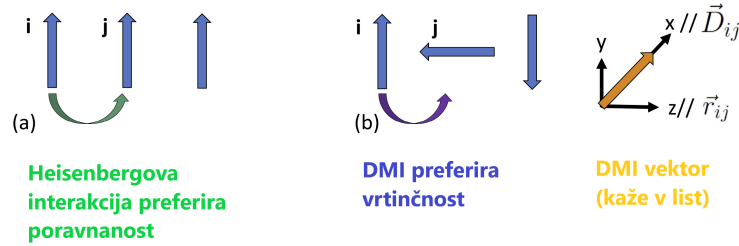
3.1 Dzyaloshinskii–Moriya interakcija

Magnetni materiali so zgrajeni iz magnetnih momentov oz. spinov \mathbf{S} . Ta diskretna struktura je v principu drugačna od slike zvezne magnetizacije v prejšnjem poglavju. V primeru, ko se spremembe smeri magnetnih spinov dogajajo le na skali veliko večji od razdalje med posameznimi atomi, je slika zveznega polja, ki je osnova za topološke lastnosti skirmionov opisane v poglavju 2, lahko vendarle dober približek (kontinuumski približek).

Spini med sabo interagirajo na veliko načinov. Najpogostejša je Heisenbergova izmenjalna interakcija, katere energijo zapišemo kot $H = -J_{12}\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$, kjer je J_{12} moč interakcije. Če je $J_{12} > 0$, interakcija preferira poravnane spine, kar lahko vodi do feromagnetne ureditve, če pa je $J_{12} < 0$, želijo sosednji spini kazati v nasprotni smeri (antiferomagnetni red). Obstajajo tudi druge magnetne interakcije, ki so posledice različnih pojavov (na primer sklopitve spin–tir). Glavna izmed teh je DMI [7]

$$H_{\text{DMI}} = \mathbf{D}_{12} \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2), \quad (4)$$

ki je antisimetrična, saj njena energija spremeni predznak, če spina med seboj zamenjamo. Vektor DMI \mathbf{D}_{12} nam, podobno kot J_{12} , določa moč interakcije. Običajno je energija DMI precej manjša od Heisenbergove (običajno nekaj procentov). Za primerjavo posledic izmenjalne interakcije in DMI si oglejmo sliko 4. Energija DMI bo minimalna, če bodo $\mathbf{D}_{12}, \mathbf{S}_1$ in \mathbf{S}_2 pravokotni in bo vektorski produkt $\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2$ kazal ravno v nasprotni smeri kot vektor DMI. To je drugače kot pri Heisenbergovi interakciji, ki daje prednost (kolinearnim) poravnanim spinom. Medsebojen vpliv obeh interakcij (v kristalih sta običajno prisotni obe) lahko vodi do kiralne magnetne konfiguracije, kjer se magnetizacija vrti le v eno smer, ko se premikamo po mreži. Primer tega je helična (ang. helical) faza narisana na sliki 6 levo spodaj. Na sliki 4(b) je zaradi DMI preferirano vrtenje v nasprotni smeri urinega kazalca, ko se premikamo v $+z$ smeri. Ker vodi do vrtenja spinov, igra DMI veliko vlogo tudi pri stabilizaciji magnetnih skirmionov, kjer se spini počasi vrtijo (glej sliko 3).



Slika 4. Primerjava simetrične Heisenbergove interakcije (a) in antisimetrične DMI (b) za par spinov (modri puščici i in j), ki sta sosedna v smeri z . DMI vektor (na sliki označen z \vec{D}_{ij}) je usmerjen v smer $+x$. Smeri spinov predstavljajo primer, ko je energija najnižja. Prirejeno po [7].

Poskusimo sedaj enačbo 4 preoblikovati v obliko, kjer se magnetizacija $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ spreminja zvezno s krajem, torej v kontinuumski limiti. Predpostavimo, da je $\mathbf{D}_{12} = (D_{12}, 0, 0)$ enak za vse sosednje spine, da kaže v smeri x in da obstaja veriga spinov položena na os z . Spin na mestu i ima sosedu $i - 1$ in $i + 1$, ki sta od njega oba oddaljena za razdaljo a . Enačbo 4 tako razpišemo kot

$$\begin{aligned} H_{\text{DMI}} &= \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_{i-1} \times \mathbf{S}_i) + \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1}) \\ &= D_{ij} (S_{i-1}^y S_i^z - S_{i-1}^z S_i^y) + D_{ij} (S_i^y S_{i+1}^z - S_i^z S_{i+1}^y) \\ &= D_{ij}(2a) \left(S_i^y \frac{S_{i+1}^z - S_{i-1}^z}{2a} - S_i^z \frac{S_{i+1}^y - S_{i-1}^y}{2a} \right) \\ &\approx D_{ij}(2a) \left(S_i^y \frac{\partial S_i^z}{\partial z} - S_i^z \frac{\partial S_i^y}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Do predfaktorja natančno lahko gostoto magnetne proste energije f_{DMI} dobimo z deljenjem z volumnom, ki ga zaseda i -ti spin (a^3 , če privzamemo kubično mrežo) in z zamenjavo simbola \mathbf{S} z lokalno magnetizacijo \mathbf{m} . Dobimo

$$f_{\text{DMI}} = D \left(m_y \frac{\partial m_z}{\partial z} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial z} \right), \quad (6)$$

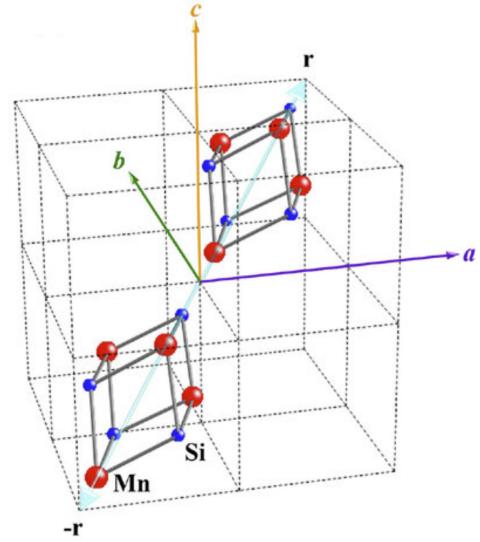
kjer je \mathbf{D} mikromagnetni vektor DMI.

3.2 Necentrosimetrični kristali

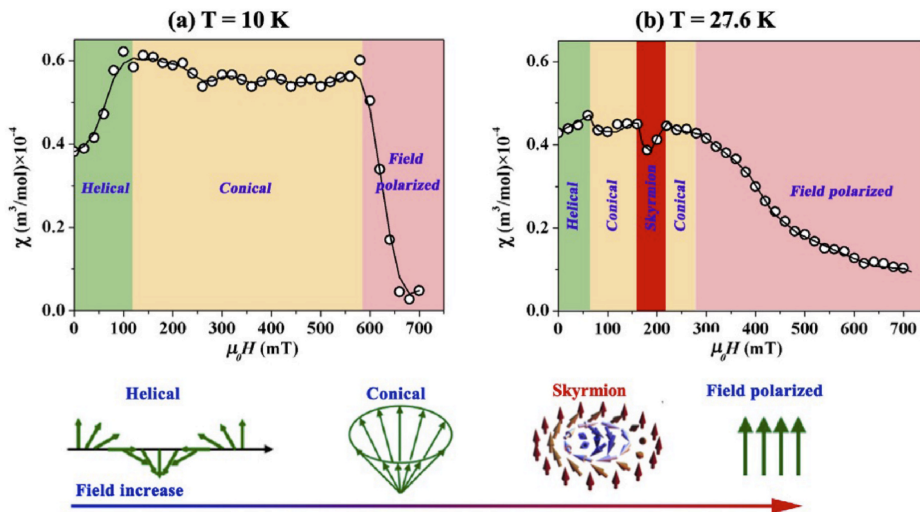
V mnogih magnetnih sistemih so lokalni vektorji DMI neničeleni. Močno pa so omejeni z Neumannovim principom [1], ki pravi, da mora imeti Hamiltonian kristala enake simetrije kot kristalna mreža. Če ima vez med spinoma center inverzije, bo simetrija izmenjala $\mathbf{S}_1 \leftrightarrow \mathbf{S}_2$, iz česar sledi $H_{\text{DMI}} = -H_{\text{DMI}} = 0$ oz. $D_{12} = 0$. Če pa je center inverzije izven vezi med spinoma, bosta imeli vez (12) in vez povezana z njo preko inverzije prostora ($1'2'$) nasprotno enaka vektorja DMI $D_{12} = -D_{1'2'}$, ki bosta silila spine v teh vezeh ravno v nasprotni smeri vrtenja. V centrosimetričnih kristalih torej povprečen vpliv DMI izgine, vsaj na skalah večjih od osnovne celice. Pomembnost DMI pri stabilizaciji skirmionov in dejstvo, da ta v povprečju izgine v kristalih s centrom inverzije, razloži, zakaj najdemo magnetne skirmione večinoma v (necentrosimetričnih) kristalih brez centra inverzije.

Tipičen primer takšnega kristala je MnSi, ki ima tako imenovano kubično kristalno strukturo B20 (glej sliko 5). V kristalih B20 je velikost vektorja DMI enaka v vseh treh kristalografskih smereh. Povprečno gostoto proste energije vseh interakcij DMI v kristalih B20 (v notranjosti, ang. bulk-u, kristala) lahko analogno enačbi 6 zapišemo kot [7]

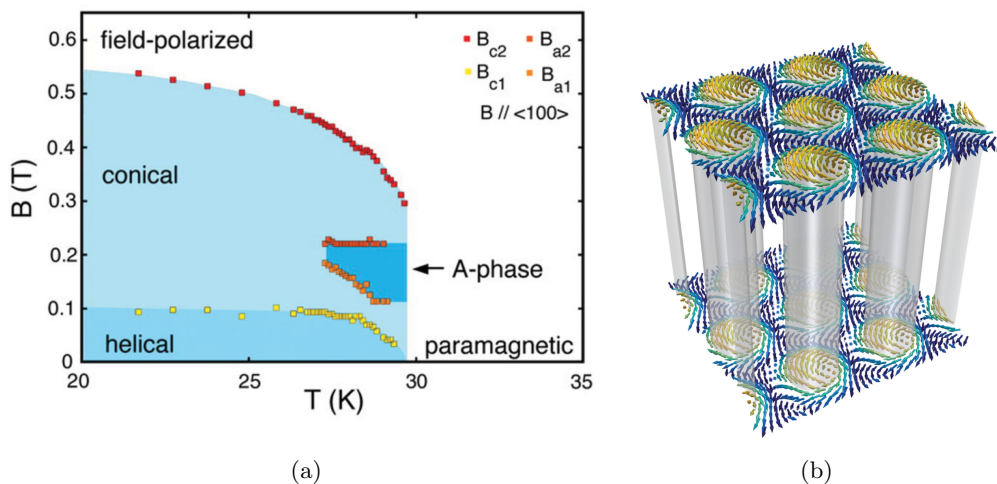
$$f_{\text{DMI}}^{(\text{bulk})}(\mathbf{r}) = D \left(m_x \frac{\partial m_y}{\partial z} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial y} + m_y \frac{\partial m_z}{\partial x} - m_y \frac{\partial m_x}{\partial z} + m_z \frac{\partial m_x}{\partial y} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial x} \right) = D \mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m}). \quad (7)$$



Slika 5. Kristalna struktura MnSi s kubično simetrijo B20, ki je necentrosimetrična. Vidimo, da inverzija prostora $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ ne reproducira osnovne celice. Vir: [8].



Slika 6. Magnetna susceptibilnost MnSi v odvisnosti od zunanjskega polja H pri (a) $T = 10$ K in (b) $T = 27,6$ K. Različne magnetne ureditve (faze) so ilustriane na dnu. Skirmionska faza (na (b) pobarvana rdeče) se pojavi na točno določenem intervalu temperature in jakosti zunanjskega polja. Vir: [7].



Slika 7. (a) Fazni diagram kristala MnSi, kjer faza A označuje fazo s spontanim pojavom mreže Blochovih skyrmionov. (b) Prikaz trikotne skyrmionske mreže v kristalu B20, ki je v prečni smeri raztegnjena v skyrmionske cevi. Vir: [1].

Na sliki 6 lahko vidimo, v kakšnih magnetnih fazah se znajde kristal MnSi pri različnih temperaturah T in zunanjih poljih H . Meritev magnetne susceptibilnosti v odvisnosti od zunanjega polja je tukaj uporabna za določitev faznih mej, saj se ji pri teh spremeni naklon. Faze se začnejo z vijačno ali helično ureditvijo pri najnižjih poljih in se končajo s povsem poravnanimi spini (ang. field polarized stanje) pri najvišjih. Ko je $T = 27,6$ K se vmes pojavi Bloch skyrmionska faza okoli polja $\mu_0 H = 200$ mT. Slika 7(a) kaže celoten fazni diagram kristala, iz katerega vidimo, da skyrmioni v tem materialu predstavljajo le majhen delež faznega diagrama. Bloch skyrmionska faza je spontano ustvarjen magnetizacijski vzorec, ki ga lahko razumemo kot 2D trikotno mrežo posameznih razsežnih Blochovih skyrmionov (ang. skyrmion lattice; glej sliko 7(b)). Od položaja v pravokotni (z) smeri je magnetizacija neodvisna. Posamezni skyrmioni tako izgledajo kot cilindri oziroma cevi (ang. skyrmion tubes) z zapletenim topološkim magnetizacijskim vzorcem v svoji sredici.

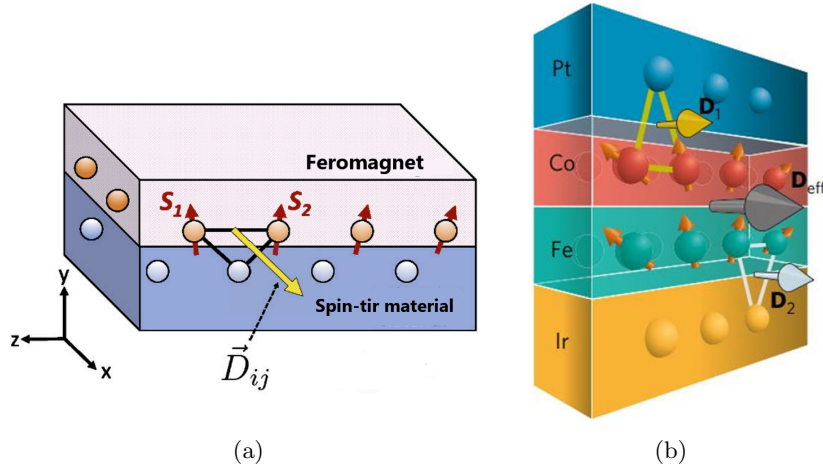
3.3 Večplastni kristali

DMI je običajno šibka v razsežni kristalih, saj kombinacije zlomljene simetrije pod inverzijo prostora in močne sklopitve spin–tir v naravi ne najdemo zlahka. Eden od načinov povečanja vpliva DMI je, da umetno zlomimo simetrijo pod inverzijo prostora blizu meje plasti tankega kristala, hkrati pa izberemo materiale tako, da maksimiziramo sklopitev spin–tir. Lahko recimo združimo plast kristala z močnimi sklopitvami spin–tir in feromagnetna, kot je na primer Fe (glej sliko 8). Na mejni plasti je simetrija pod inverzijo prostora tako avtomatsko zlomljena, v feromagnetni plasti pa se, zaradi bližine plasti z močnimi sklopitvami spin–tir, blizu roba pojavi močna efektivna (medplastna; mp) DMI interakcija. V primerjavi z bulk DMI je lahko medplastna DMI tudi za velikostni red večja.

Na sliki 8(a) je prikazan medplastni vektor DMI \mathbf{D}_{12} med spinoma 1 in 2 v feromagnetni plasti v ravnini xz . Izkazuje se, da \mathbf{D}_{12} vedno leži v ravnini plasti in je pravokoten na zveznico med spinoma 1 in 2. Z enačbo 6 in upoštevajoč, da je mejna plast dvodimenzionalna (zaradi česar moramo prišteti odvode še v smeri x), lahko zapišemo povprečno gostoto proste energije kot [7]

$$f_{\text{DMI}}^{(\text{mp})}(\mathbf{r}) = D \left(m_y \frac{\partial m_z}{\partial z} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial z} + m_y \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_y}{\partial x} \right). \quad (8)$$

Ta vsebuje druge člene kot enačba 7 za razsežne kristale, zato ni presenetljivo, da se v večplastnih strukturah tipično pojavi drug tip skyrmionov, običajno Néelovi skyrmioni.



Slika 8. (a) Shema dvojne plasti materiala z močno sklopitvijo spin–tir in feromagnetnega materiala, ki vodi do pojava močne antisimetrične interakcije (medplastne DMI) v feromagnetni plasti. [7] (b) Shema večplastne strukture $[\text{Ir}/\text{Fe}/\text{Co}/\text{Pt}]_n$ z močno medplastno DMI. Vir: [6].

3.4 Centrosimetrični kristali

Spoznali smo, kako pomembno vlogo ima lahko DMI pri stabilizaciji skirmionov. Zato je bilo zelo veliko presenečenje, ko so leta 2019 skirmione prvič zaznali tudi v centrosimetričnih kristalih (z ničelno povprečno DMI) [9]. Hipoteza oziroma teorij, kakšni so mehanizmi stabilizacije skirmionov brez DMI, je veliko. Ena od njih je na primer frustracija na trikotni mreži, ki lahko vodi do vrtničnih struktur, vendar še ni konsenza okrog pravega mehanizma stabilizacije. Primer takšnega kristala je spojina Gd_2PdSi_3 , v kateri najdemo Blochove skirmione, ki so red velikosti manjši od običajnih (DMI) skirmionov (~ 2 nm, namesto nekaj 10 do 100 nm) [10].

4. Oblika

Do sedaj smo govorili o interakcijah, ki so potrebne za stabilizacijo skirmionov, in o topoloških razlogih, ki zagotavljajo njihovo stabilnost. Vsi ravnovesni pojavi v naravi so minimumi proste energije. S pomočjo Landauove teorije magnetizma lahko enačbo 1 posplošimo na zvezno magnetizacijsko polje, odvisno od kraja, ki mu dodamo DMI interakcijo (enačba 7 za necentrosimetričen kristal oz. enačba 8 za večplastno strukturo). Tako lahko skupno prosto energijo necentrosimetričnega kristala zapišemo kot [1]

$$F = \int \left[c \sum_{i=x,y,z} \left(\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial i} \right)^2 + a(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}) + \lambda(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m})^2 + D\mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m}) - \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} \right] dV, \quad (9)$$

kjer je c pozitivna konstanta in \mathbf{H} zunanje magnetno polje. Prvi člen nam pove, da potrebujemo energijo, da spreminjamo polje s krajem in je posledica Heisenbergove izmenjalne interakcije. Drugi in tretji člen sta nam znana iz Landauove teorije magnetizacije. Četrti člen je energija DMI, peti člen pa Zeemanova energija magnetnih momentov v zunanjem polju \mathbf{H} .

Variacijska minimizacija proste energije, ki jo pogosto opravimo numerično, nam da različne rešitve za $\mathbf{m}(\mathbf{r})$. Pri določenih pogojih se pojavijo skirmioni, ki jih lahko opišemo z analitičnim nastavkom [7]

$$\begin{aligned} \mathbf{m}(\mathbf{r}) &= (\sin[\theta(r)] \sin[\Phi(\varphi)], \sin[\theta(r)] \cos[\Phi(\varphi)], \cos[\theta(r)]), \\ \theta(r) &= 2 \arctan \left(\exp \left(\frac{r-R}{\Delta} \right) \right) + 2 \arctan \left(\exp \left(\frac{r+R}{\Delta} \right) \right) - (p+1) \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (10)$$

kjer je $\mathbf{r} = (r \cos \varphi, r \sin \varphi, z)$ položaj v kristalu. Kot $\theta(r)$ predstavlja obliko stene med domenama (notranjostjo in zunanostjo skirmiona), ki se pogosto dobro sklada z eksperimentom, R je polmer skirmiona, Δ pa karakteristična širina stene. Kot $\theta(r)$ je merjen glede na os z (iz ravnine) in $p = \pm 1$, odvisno od tega, ali v sredini skirmiona magnetizacija kaže gor ali dol. Enačba 10 nam podaja splošen profil 2D skirmiona. Ko jo vstavimo v izraz za ovojno (skirmionsko) število (enačbo 3) dobimo $w = (1/4\pi) \cos[\theta(r)]|_{r=0}^{r=\infty} \Phi(\varphi)|_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi}$. Pogost nastavek za $\Phi(\varphi)$ (rotacijo spinov v ravnini) pri $\theta(0) = 0$ in $\theta(\infty) = \pi$ (jedro skirmiona ima magnetizacijo dol, okolica pa gor) je $\Phi(\varphi) = w\varphi + \gamma$. Pri tem je γ globalna faza, ki spreminja smer spinov, a ne vpliva na topološko število w . Izbira $\gamma = \pm \frac{\pi}{2}$ da Néelove skirmione, 0 ali π Blochove, vmesne faze pa 'vmesne' (ang. intermediate) skirmione [1].

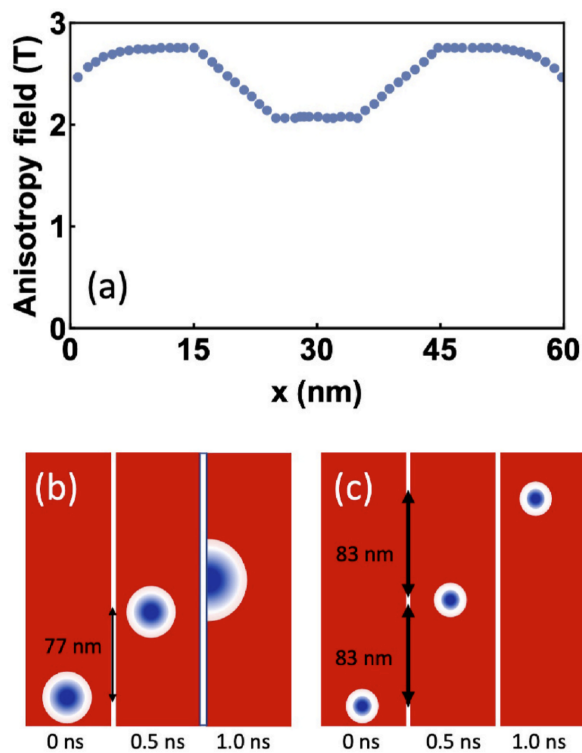
5. Premikanje in uporaba

Skirmioni in skirmionske mreže niso samo statične strukture, ampak se lahko tudi premikajo. Čeprav si je uporabno zamisliti, da se skirmioni premikajo kot togi objekti, se moramo zavedati, da dinamika magnetnih skirmionov vključuje evolucijo celotnega sistema magnetnih spinov kot funkcijo časa. Dinamiko magnetnih spinov opisuje *Landau-Lifshitz-Gilbert*-ova enačba, ki se za magnetne skirmione (v odsotnosti dušenja) glasi [1]:

$$M_s \ddot{\mathbf{R}} = -\frac{\partial V}{\partial \mathbf{R}} + G(\hat{\mathbf{z}} \times \dot{\mathbf{R}}). \quad (11)$$

Pri tem predpostavimo $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))$, torej togo premaknjen skirmion z magnetizacijo $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ (na primer iz enačbe 10) okrog položaja $\mathbf{R}(t)$. Enačba je enake oblike kot 2. Newtonov zakon za delce. Tukaj je M_s efektivna masa skirmiona, ki implicira, da potrebujemo efektivno kinetično energijo, da se skirmion premika s hitrostjo $\dot{\mathbf{R}}$, V pa je njegova potencialna energija. Parameter G se imenuje žirotropna konstanta in je definiran kot $G = 2hSQ_S/a^2$, kjer je h efektivno magnetno polje (združeno zunanje polje in notranje interakcije), S je lokalni spin magnetnih ionov, Q_S je skirmionov topološki naboj in a razmik v atomski mreži. Topološki naboj Q_S je do predznaka enak ovojnemu številu skirmiona w . Desna stran enačbe 11 ima obliko efektivne Lorentzove sile iz elektromagnetizma $\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, kjer igra $\frac{\partial V}{\partial \mathbf{R}}$ vlogo električnega polja \mathbf{E} pomnoženega z nabojem e (v ravnini xy), $G\hat{\mathbf{z}}$ pa magnetnega polja \mathbf{B} pomnoženega z nabojem e (vzdolž osi z). Kadar je efektivna masa skirmiona zanemarljiva lahko enačbo 11 prepisemo tudi v obliko $G\dot{\mathbf{R}} = -\hat{\mathbf{z}} \times (\frac{\partial V}{\partial \mathbf{R}})$, ki pove, da lahki skirmioni s konstantno hitrostjo drsijo v pravokotni smeri glede na \mathbf{E} in \mathbf{B} .

To drsenje lahko povzroči probleme pri manipulacijah s skirmioni. Če na primer skirmion pripelje do roba kristala, lahko ta izgine, saj tam ni več topološko zaščiten (glej sliko 9(b)). Problem



Slika 9. (a) Anizotropno magnetno polje v 60 nm široki magnetni žici, ki usmeri premikanje skirmionov in deluje kot odbijač. Simulacija premikanja skirmiona prikazana ob treh časih v primeru (b) ko odbijača ni in (c) ko je ta prisoten. Vir: [7].

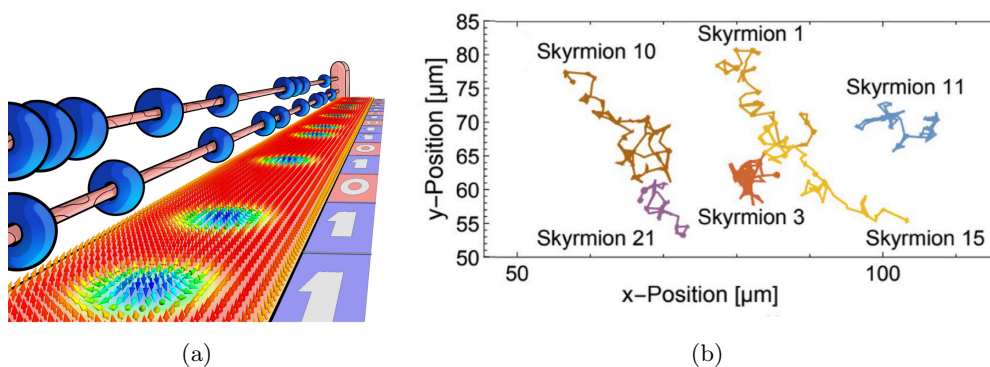
lahko rešimo z izdelavo steze, ki ima na robu odbijače (takšen profil magnetnega polja, ki deluje kot odbojni potencial V za skirmione). Na sliki 9 lahko vidimo vpliv odbojnega profila polja na skirmione.

Do sedaj smo govorili, da se skirmioni pojavijo predvsem kot skirmionske mreže. V eksperimentalnih postavitvah pa lahko ustvarimo tudi posamezne skirmione: od majhnih (velikosti 2–10 nm) do velikih (~ 100 nm) [7]. Predvsem mali skirmioni s hitrostmi okoli 500 m/s omogočajo hitre spremembe magnetizacije. V primerjavi z magnetnimi domenami, ki so velike okoli 100 nm in se premikajo s hitrostmi okoli 125 m/s [7], je to velik korak naprej. Magnetne domene se dandanes uporabljajo v trdih diskih kot sredstvo za shranjevanje podatkov. Predlog uporabe je, da bi z manjšimi in hitrejšimi skirmioni lahko podatke shranili na učinkovitejši način (hitreje, gosteje in manj energetsko potratno). Primer takšne postavitve kaže slika 10(a). Na stezi, obdani z odbijači, nam prisotnost skirmiona predstavlja logični bit 1, njegova odsotnost pa logični bit 0.

Prototipi takšnih sistemov so že bili eksperimentalno realizirani, vendar ne brez težav. Ena pglavitnejših je vpliv temperature. Skirmioni so namreč podvrženi termičnim fluktuacijam, ki jih lahko naključno premikajo. Manjši kot so skirmioni, večji je ta vpliv, ki je sicer analogen Brownovemu gibanju (glej sliko 10(b)). Pri shranjevanju informacij to predstavlja težavo. Po drugi strani pa je lahko ta pojav tudi uporaben, saj nam lahko naključno termično gibanje skirmionov služi kot naraven generator naključnih števil.

Tu se uporabnost skirmionov seveda ne konča. Raziskovalci razvijajo nove načine, kako bi jih uporabili v novo nastajajoči veji tehnologije imenovani spintroniki. Tam magnetne tvorbe uporabljajo za izdelavo energetsko bolj učinkovitih magnetnih analogov elektronskih elementov, na primer tranzistorjev. V prihodnosti bi lahko tako skirmioni kot del spintroniskih vezjih celo nadomestili energetsko zelo potratna elektronska vezja v digitalnih čipih, še posebej kadar bi aplikacija bolj kot hitrost izvedbe operacij zahtevala nizko porabo energije (na primer na vesoljskih plovilih) [1].

Ker so skirmioni magnetni vzorci, ki pod periodičnim zunanjim poljem stabilno nihajo, bi jih lahko uporabljali kot učinkovite mikrovalovne do radiofrekvenčne detektorje in oscilatorje [11]. Uporabni bi lahko bili celo kot naravne platforme za ‘rezervoarno računanje’, ki je paradigma umetne inteligence (AI) naslednje generacije in bi lahko celo presejala klasične nevronske mreže [12].



Slika 10. (a) Konceptualna shema skirmionske steze, ki bi lahko služila za shranjevanje informacij. S poravnavanjem objektov, kot kroglic na računalu, lahko ustvarimo digitalen sistem pomnjenja. [13] (b) Trajektorije skirmionov, ki demonstrirajo Brownovo gibanje v večplastnem sistemu Ta/Co₂₀Fe₆₀B₂₀/Ta/MgO/Ta. Vir: [7].

6. Zaključek

Zaradi velike možnosti uporabe pridobivajo skirmioni vedno več pozornosti. Najdemo jih v različnih kristalnih strukturah, kar nam da cel spekter različnih velikosti skirmionov in njihovih

lastnosti. Njihova nepojasnjena prisotnost v centrosimetričnih kristalih nam da še dodatno motivacijo za bazične raziskave. Z boljšim razumevanjem lastnosti in nastanka skirmionov jih bomo lahko uporabili pri razvoju novih tehnologij v korist človeštvu.

LITERATURA

- [1] Tom Lancaster, *Skymions in magnetic materials*, Contemporary Physics **60** (2019), no. 3, 246–261.
- [2] Naoto Nagaosa and Yoshinori Tokura, *Topological properties and dynamics of magnetic skymions*, Nature nanotechnology **8** (2013), 899–911.
- [3] Fert Albert, Nicolas Reyren, and Vincent Cros, *Magnetic skymions: Advances in physics and potential applications*, Nature Reviews Materials **2** (2017).
- [4] Allen Hatcher, *Algebraic topology*, Cambridge University Press, Cambridge, 2002. MR 1867354 (2002k:55001)
- [5] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Statistical physics: Volume 5*, no. let. 5, Elsevier Science, 2013.
- [6] Sheng Li, Xuewen Wang, and Theo Rasing, *Magnetic skymions: Basic properties and potential applications*, Interdisciplinary Materials **2** (2023).
- [7] Robert E. Camley and Karen L. Livesey, *Consequences of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction*, Surface Science Reports **78** (2023), no. 3, 100605.
- [8] Tsung Yu Ouyang, Guo-Jiun Shu, J-Y Lin, Chong Der Hu, and F. Chou, *Mn vacancy defects, grain boundaries, and a-phase stability of helimagnet mnsi*, Journal of physics. Condensed matter : an Institute of Physics journal **28** (2015), 026004.
- [9] Takashi Kurumaji, Taro Nakajima, Max Hirschberger, Akiko Kikkawa, Yuichi Yamasaki, Hajime Sagayama, Hironori Nakao, Yasujiro Taguchi, Taka hisa Arima, and Yoshinori Tokura, *Skymion lattice with a giant topological hall effect in a frustrated triangular-lattice magnet*, Science **365** (2019), no. 6456, 914–918.
- [10] M. Gomilšek, T. J. Hicken, M. N. Wilson, K. J. A. Franke, B. M. Huddart, A. Štefančič, S. J. R. Holt, G. Balakrishnan, D. A. Mayoh, M. T. Birch, S. H. Moody, H. Luetkens, Z. Guguchia, M. T. F. Telling, P. J. Baker, S. J. Clark, and T. Lancaster, *Anisotropic skymion and multi-q spin dynamics in centrosymmetric Gd₂PdSi₃*, 2024.
- [11] Giovanni Finocchio, Felix Büttner, Riccardo Tomasello, Mario Carpentieri, and Mathias Kläui, *Magnetic skymions: From fundamental to applications*, Journal of Physics D Applied Physics **49** (2016), 423001.
- [12] Daniele Pinna, George Bourianoff, and Karin Everschor-Sitte, *Reservoir computing with random skymion textures*, Physical Review Applied **14** (2020).
- [13] Karin Everschor-Sitte, Jan Masell, Robert Reeve, and M. Kläui, *Perspective: Magnetic skymions—overview of recent progress in an active research field*, Journal of Applied Physics **124** (2018), 240901.