

Proste i nieco pokręcone namagnesowanie

Andrzej WAWRO*

*Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk

Stare porzekadło mówi, że znalezienie igły w stogu siana nie należy do najłatwiejszych zadań. Sytuacja jest nieco korzystniejsza, gdy szukamy igły np. na dużym, wzorzystym dywanie. Bierzymy magnes... i igła jest nasza. Jest to zapewne jeden z najprostszych sposobów zastosowania właściwości magnetycznych materii. Wykorzystanie oddziaływań magnetycznych jednak nie ogranicza się jedynie do szukania igły...

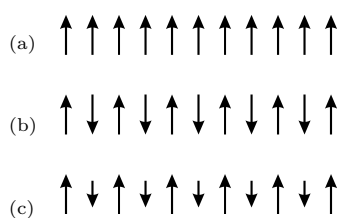
Magnetyzm towarzyszył ludzkości przez znaczną część jej istnienia. Historia wykorzystywania tego zjawiska zaczyna się jeszcze na długo przed początkiem naszej ery. Jako pierwsi szczególne własności magnetytu – tlenku żelaza (Fe_3O_4), występującego w stanie naturalnym – zauważyli Grecy i Chińczycy, którzy skonstruowali pierwsze kompasy. Nazwa tego materiału pochodzi od regionu Grecji o nazwie Magnezja, gdzie odkryto jego złoża. Udowodnienie, że Ziemia jest dość dużym magnesem (Gilbert, 1600 r.), że prąd elektryczny odchyła igłę magnetyczną (Ørsted, 1819 r.), a zmienne pole magnetyczne może powodować przepływ prądu elektrycznego (Faraday, 1831 r.), oraz późniejsze pokazanie relacji pomiędzy polem magnetycznym i elektrycznym (równania Maxwella, 1873 r.) to tylko niektóre kamienie milowe wyznaczające drogę poznania i zastosowania zjawiska magnetyzmu. Obecnie jest ono wykorzystywane przy budowie potężnych akceleratorów, w urządzeniach, które mogą produkować energię termojądrową, lewitujących pociągach, medycznej aparaturze diagnostycznej, pamięciach komputerowych i... damskich torebkach. Czy zatem współczesne, rozwinięte społeczeństwa mogłyby sprawnie funkcjonować bez magnetyzmu? Chyba nie...

Właściwości magnetyczne materii pojawiają się już na poziomie atomowym. Elektrony obiegające

jądro atomowe przypominają mikroskopijne pętle, w których płynie prąd elektryczny wytwarzający pole magnetyczne. Dodatkowo każdy elektron zachowuje się jak niezwykle mały magnes. Cecha ta (*spin*) ma charakter czysto kwantowy, choć można spotkać czasami niezbyt ściśle obrazowe wyjaśnienie, że moment magnetyczny elektronu wynika z jego ruchu wirowego wokół własnej osi. Na poziomie atomowym wkład do właściwości magnetycznych materii dają zatem moment orbitalny i spinowy. Zachowanie się elektronu jako cząstki obdarzonej nie tylko ładunkiem elektrycznym, ale i momentem magnetycznym, wykorzystywane jest w obecnie intensywnie rozwijającej się gałęzi elektroniki – spintronice.

Obecność trwałych właściwości magnetycznych wymaga jednak uporządkowania momentów magnetycznych atomów w makroskopowych objętościach materii. Obszary, w których wszystkie momenty zorientowane są w tym samym kierunku, nazywane są *domenami magnetycznymi*, a same materiały – *ferromagnetykami*. Wśród czystych pierwiastków właściwości ferromagnetyczne przejawiają: żelazo (Fe), kobalt (Co), nikiel (Ni) i gadolin (Gd).

Wyjaśnienie długozasięgowego uporządkowania namagnesowania wymaga ponownego powrotu na poziom atomowy. Odpowiedzialne jest za nie oddziaływanie wymienne, wynikające z oddziaływania kulombowskiego elektronów, oraz zakaz Pauliego, który mówi, że dwa elektrony nie mogą przebywać obok siebie w tym samym stanie kwantowym. Ograniczenie to wynika z faktu, że elektrony są fermionami i gdy występują w stadzie, ich zachowanie opisuje statystyka Fermiego–Diraca.

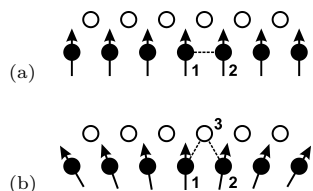


Rys. 1. Różne rodzaje uporządkowania atomowych momentów magnetycznych w:
(a) ferromagnetyku,
(b) antyferromagnetyku,
(c) ferrimagnetyku

Układy, w których występuje długozasięgowe heisenbergowskie uporządkowanie magnetyczne (tj. równoległe lub antyrównoległe), opisuje wyrażenie na energię w postaci $E_{H_{ij}} = -2J(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j)$, gdzie parametr J nazywany całką wymiany opisuje oddziaływanie spinów sąsiednich atomów, a \mathbf{S}_i i \mathbf{S}_j to wektory opisujące te spiny. Całkowita energia jest sumą tych wkładów po wszystkich parach (i, j) sąsiadujących ze sobą atomów. Jeśli J przyjmuje wartości dodatnie, materiał ma właściwości ferromagnetyczne spowodowane równoległym ułożeniem sąsiednich spinów (rys. 1a). Jak już wspomniano, tego rodzaju materiały mogą wykazywać namagnesowanie w skali makroskopowej. Gdy J jest ujemne, preferowana jest antyrównoległa konfiguracja spinów, a materiał nazywa się antyferromagnetykiem (rys. 1b). Wśród pierwiastków cechy takie wykazuje chrom (Cr). Ponieważ antyferromagnetyki nie mają wypadkowego namagnesowania, do niedawna traktowano je jako ciekawe substancje z badawczego punktu widzenia, jednak bez większych zastosowań praktycznych. Niedawne prace, pokazujące możliwość kontrolowania uporządkowania antyferromagnetycznego metodami optycznymi i elektrycznymi, spowodowały gwałtowny wzrost zainteresowania tego typu materiałami pod kątem tworzenia urządzeń spintronicznych. Jeśli struktura składa się z dwóch podsieci, antyrównoległe momenty nie muszą mieć takich samych wartości (rys. 1c). Oddziaływania w ramach tej samej podsieci lub pomiędzy podsieciami opisywane są odmiennymi całkami wymiany. Takie materiały wykazują wypadkowe namagnesowanie i nazywane są *ferrimagnetykami*. Ich ciekawą właściwością jest temperaturowy punkt kompensacji, w którym momenty

magnetyczne obu podsieci przyjmują jednakowe wartości i ferrimagnetyk staje się antyferromagnetykiem.

Omówione powyżej oddziaływania natury heisenbergowskiej prowadzą do raczej nieskomplikowanego, współliniowego uporządkowania magnetycznego. Niemalże zamieszanie wprowadza natomiast oddziaływanie Działoszyńskiego–Moriya (DM). Ma ono charakter antysymetrycznego oddziaływania pośredniego, tzn. potrzebny jest „mediator” wpływający na wzajemną konfigurację rozpatrywanych spinów. Opisuje je wyrażenie na energię: $E_{D_{ij}} = -\mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j)$, które ze względu na iloczyn wektorowy faworyzuje wzajemnie prostopadłą konfigurację oddziałujących ze sobą spinów (\mathbf{D}_{ij} jest wektorem opisującym wielkość oddziaływań DM). Tego typu interakcja może występować np. w materiałach litych, niemających centrosymetrycznej struktury krystalicznej. Jednak w ostatnim czasie uwagę badaczy oddziaływań DM przyciągnęły układy wielowarstwowe typu niemagnetyczny metal ciężki (Ta, W, Ir, Pt, Au) / ferromagnetyk (Co, Fe), wykazujące brak symetrii strukturalnej. Ponadto atomy metalu ciężkiego charakteryzują się silnym sprzężeniem spinowo-orbitalnym, niezbędnym do wzajemnego odchylenia spinów atomów ferromagnetyka, tworzących interfejs (granicę między warstwami). Mechanizm oddziaływania DM jest zilustrowany schematycznie na rysunku 2.



Rys. 2. Orientacja momentów magnetycznych ferromagnetyka na interfejsie ciężki metal (białe kółka) / ferromagnetyk (czarne kółka): (a) bez oddziaływania DM, (b) z oddziaływaniem DM. Liniami przerywanymi schematycznie zaznaczono oddziaływania pomiędzy atomami 1 i 2 ferromagnetyka: (a) bezpośrednie, (b) za pośrednictwem atomu 3 metalu ciężkiego

Za niektóre właściwości magnetyczne odpowiedzialne jest sprzężenie spinowo-orbitalne. Jest ono zjawiskiem relatywistycznym i obrazowo można je wytłumaczyć jako efekt oddziaływania spinowego momentu magnetycznego elektronu z polem magnetycznym wytworzonym przez orbitalny ruch elektronu wokół jądra. Wyjaśnia ono wiele efektów magnetycznych (m.in. anizotropię magnetokrystaliczną, która będzie krótko omówiona w dalszej części tego artykułu) i gwałtownie rośnie z liczbą atomową Z pierwiastka (jak Z^4). Dlatego też atomy metali ciężkich charakteryzują się silnym sprzężeniem.

Uporządkowanie magnetyczne w układach wielowarstwowych może przyjmować zróżnicowane konfiguracje, które są wynikiem wpływu kilku czynników: oddziaływania wymiany bezpośredniej w ferromagnetyku, prostopadłej anizotropii magnetycznej, oddziaływania DM i energii Zeemana, czyli energii wewnętrznej namagnesowanego materiału w przyłożonym zewnętrznym polu magnetycznym. Oddziaływania wymienne są charakterystyczne dla danego materiału i możliwość ich modyfikacji jest raczej ograniczona. Większe pole manewru pozostawiają anizotropia magnetyczna i oddziaływania DM.

Pojęcie anizotropii oznacza, że materiał wykazuje zróżnicowane właściwości (np. namagnesowanie) w zależności od kierunku. W strukturach warstwowych z prostopadłą anizotropią magnetyczną ich namagnesowanie preferuje orientację prostopadłą do płaszczyzny warstw. Na wynikową anizotropię składają się różne jej składniki: magnetokrystaliczny, magnetosprężysty, powierzchniowy i dipolowy (kształtu). Poszczególne wkłady silnie zależą od struktury wielowarstwowej i w związku z tym anizotropię prostopadłą można modyfikować w dość szerokim zakresie. Składowa magnetokrystaliczna zależy od krystalicznej struktury warstwy ferromagnetyka. Determinuje ona symetrię orbitali elektronowych, a te – poprzez wspomniane oddziaływanie spinowo-orbitalne – orientują przestrzennie spinowe momenty magnetyczne elektronów, wyznaczając tym samym kierunek namagnesowania warstwy. W okolicach interfejsu mogą występować również naprężenia sieci ferromagnetyka spowodowane niedopasowaniem symetrii krystalicznej i parametru sieciowego materiałów tworzących ten interfejs. Takie odkształcenia również dają dodatkowy wkład do anizotropii. Na interfejsie zachodzi także złamanie symetrii otoczenia atomów warstwy magnetycznej. Może też wystąpić przepływ elektronów pomiędzy sąsiadującymi atomami różnego rodzaju – hybrydyzacja elektronowa. Oba te zjawiska modyfikują rozkład elektronów w obszarze interfejsu i przyczyniają się do powstawania anizotropii powierzchni (interfejsu). Na anizotropię wpływa również dwuwymiarowy charakter warstw – wyindukowane przez prostopadłe namagnesowanie wewnętrzne pole magnetyczne oddziałuje z tym namagnesowaniem i zawsze wymusza



Rozwiązanie zadania M 1636.
Podaną w zadaniu równość możemy przekształcić do postaci

$$y^2 + xy + yz = zx,$$

co po dodaniu zx do obu stron daje

$$(y+x)(y+z) = 2zx.$$

Jeśli liczby x, y, z są nieparzyste, to lewa strona powyższej równości jest podzielna przez 4, w przeciwieństwie do prawej strony, co kończy rozwiązanie zadania.



Rozwiązanie zadania M 1638.
Niech x_1, \dots, x_n będą pierwiastkami P , tzn. $P(x) = \prod_{i=1}^n (x - x_i)$. Korzystając ze wzorów Viète'a, mamy

$$s := \sum_{i=1}^n x_i = n,$$

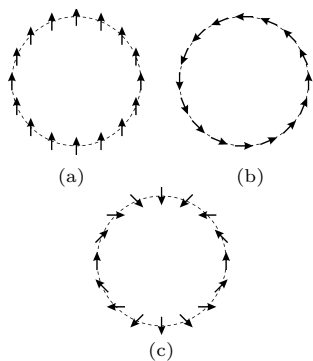
$$m := \sum_{i < j} x_i x_j = \frac{1}{2}n(n-1).$$

W tej sytuacji

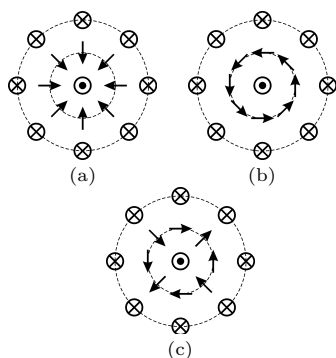
$$\sum_{i=1}^n (x_i - 1)^2 = s^2 - 2m - 2s + n = 0,$$

skąd $x_i = 1$ dla $i \leq n$. Pozostaje łatwe sprawdzenie, że wielomian $(x-1)^n$ spełnia przedstawione w zadaniu warunki.

Dlatego $a_i = (-1)^{n-i} \binom{n}{i}$ dla $0 \leq i \leq n-3$.



Rys. 3. Konfiguracje z różnymi liczbami obrotu spinów odpowiadających ładunkowi Q skyrmionu: (a) 0, (b) 1, (c) 2. Są one topologicznie nierównoważne i nie mogą gładko ewoluować między swoimi postaciami



Rys. 4. Uproszczony schemat konfiguracji namagnesowania w: (a) skyrmionie Néela, (b) skyrmionie Blocha, (c) antiskyrmionie. We wszystkich powyższych konfiguracjach namagnesowanie w centrum skyrmionu i na zewnętrznym okręgu jest prostopadłe do płaszczyzny rysunku, ale ma przeciwne zwroty: „kłuje” Czytelnika w oczy w centrum, natomiast na zewnętrznym okręgu ma zwrot „za płaszczyznę”. W każdym przypadku, przesuając się od zewnętrznego okręgu do centrum wzdłuż promienia, obserwujemy ciągłą zmianę kierunku namagnesowania. W skyrmionie Néela (a) namagnesowanie obraca się w płaszczyźnie zawierającej promień (wokół osi prostopadłej do promienia, zawartej w płaszczyźnie rysunku). W skyrmionie Blocha (b) namagnesowanie obraca się wokół promienia, w płaszczyźnie do niego prostopadłej

jego orientację w płaszczyźnie warstwy. Pozostałe wymienione czynniki: anizotropia magnetokrystaliczna, magnetoelastyczna i powierzchniowa mogą prowadzić do namagnesowania prostopadłego. Efektywna anizotropia jest zatem wynikiem balansu czterech wspomnianych składników. Należy zauważyć, że w strukturach cienkowarstwowych udział atomów tworzących interfejs, mających odmienne właściwości niż te z wnętrza warstwy, jest znaczny (np. w warstwach magnetycznych składających się z pięciu warstw atomowych wynosi on 40%). Rośnie on ze zmniejszaniem się grubości warstw składowych. W konsekwencji sztucznie wytworzona struktura takiego rodzaju będzie miała nowe właściwości fizyczne, niespotykane w materiałach objętościowych. Odpowiedni dobór grubości warstw magnetycznych oraz grubości i rodzaju przekładek niemagnetycznych (a tym samym rodzaju interfejsów) pozwala zatem na pożądaną modyfikację w szerokim zakresie zarówno anizotropii magnetycznej, jak i oddziaływań DM.

W ostatnich latach wśród struktur magnetycznych obserwowanych w układach wielowarstwowych, w których występuje oddziaływanie DM, szczególne zainteresowanie budzą *skyrmiony*. Są to lokalne stabilne zaburzenia namagnesowania w kształcie wirów. Ich nazwa pochodzi od brytyjskiego fizyka Tony’ego Skyrme’a (1922–1987), który opisał konfigurację pola wektorowego topologicznego solitonu (inny rodzaj zaburzenia namagnesowania). Istotną cechą skyrmionu jest jego topologicznie chroniona konfiguracja magnetyczna. Oznacza to, że nie jest możliwa ciągła deformacja konfiguracji magnetycznej skyrmionu do otaczającego go jednorodnego namagnesowania i wymaga ona przejścia przez osobliwość o (według teorii) nieskończenie wysokiej barierze energetycznej. W rzeczywistości eksperymentalnej bariera ta ma skończoną wysokość, która jednak z powodzeniem może stabilizować konfigurację skyrmionów. Konfiguracja skyrmionów jest wynikiem odpowiedniej relacji pomiędzy bezpośrednimi oddziaływaniami wymiennymi atomów magnetycznych, anizotropią magnetyczną i zewnętrznym polem magnetycznym, które starają się uporządkować namagnesowanie równoległe, oraz oddziaływaniami DM powodującym wzajemne skręcenie momentów magnetycznych sąsiednich atomów. Skyrmionom można przypisać pewne liczby charakteryzujące ich topologiczną strukturę. Jedną z nich jest topologiczny ładunek Q (nie należy go interpretować w kategoriach właściwości elektrycznych lub magnetycznych), który związany jest z liczbą obrotów momentów magnetycznych przy pełnym obiegu wokół osi skyrmionu (rys. 3). Z kolei polarność określa, czy namagnesowanie w centrum skyrmionu zorientowane jest wzdłuż osi z ($p = 1$), czy przeciwnie ($p = -1$). Różne struktury magnetyczne skyrmionów Blocha i Néela oraz antiskyrmionu przedstawione są na rysunku 4. Dla skyrmionów Néela i Blocha ładunek topologiczny i polarność przyjmują te same wartości ($Q = p = 1$). Przeciwne znaki tych wielkości występują w antiskyrmionach ($Q = -p$). Obiekty takie są mieszaniną skyrmionu Blocha i Néela i można je spotkać w materiałach o niższej symetrii. Obiegając skyrmion wokół jego osi, co 45° obserwuje się cykliczną zmianę przemagnesowania między typowymi namagnesowaniami dla skyrmionu Blocha i Néela (rys. 4).

W zależności od opisanych powyżej relacji pomiędzy poszczególnymi wkładami energetycznymi skyrmiony mogą przyjmować średnice w bardzo szerokim zakresie, od nanometrów do mikrometrów. Opracowane zostały mechanizmy generowania skyrmionów oraz identyfikacji ich struktury. Są one dobrze rozróżnialnymi obiektami (nazywanymi również kwazicząstkami), którym dodatkowo można przypisać pewne liczby wynikające z ich struktury wewnętrznej. Ponadto mogą być one przemieszczane przez płynący w materiale prąd elektryczny. Nie należy więc się dziwić, że w ostatnim czasie zaczęto rozważać skyrmiony jako potencjalne nośniki służące do magnetycznego zapisu informacji o bardzo dużej gęstości czy wykonywania operacji logicznych. Rozważa się również wykorzystanie ich do budowy detektorów mikrofalowych lub nanooscylatorów. Wydaje się zatem, że już w niedalekiej przyszłości pokręcone namagnesowanie może wyrobić sobie znacznie silniejszą pozycję w zastosowaniach praktycznych wobec tego bardziej uporządkowanego, czyli prostego.