

Właściwości magnetyczne i
magnetoopór warstw wielokrotnych
typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$

dr Maciej Urbaniak

Komentarz autorski do zbioru publikacji
stanowiących rozprawę habilitacyjną

Instytut Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk
Poznań 2008

Prace przedstawione
w niniejszej roz-
prawie powstały w wy-
niku współpracy z ze-
spółami spoza Insty-
tutu Fizyki Moleku-
larnej. Były to ze-
spóły kierowane przez
prof. A. Maziewskiego
z Uniwersytetu w Bia-
łymstoku, prof. G. Re-
isa z Uniwersytetu w
Bielefeld, prof. A. Eh-
resmanna z Uniwer-
sytetu w Kassel i prof.
M. Kopcewicza z In-
stytutu Technologii Ma-
teriałów Elektro-
nicznych w Warszawie.



Skład za pomocą systemu L^AT_EX 2_ε (10 marca 2009)

Spis treści

Spis prac stanowiących podstawę rozprawy habilitacyjnej	2
1 Wstęp	3
2 Wytwarzanie badanych warstw wielokrotnych	5
3 Właściwości magnetyczne warstw Co i NiFe w warstwach wielokrotnych typu [NiFe/Au/Co/Au]_N	7
4 Magnetoopór warstw wielokrotnych typu [NiFe/Au/Co/Au]_N	13
5 Oddziaływania magnetostaticzne	16
5.1 Oddziaływania magnetostaticzne w układach cienkowarstwowych	16
5.2 Oddziaływania magnetostaticzne w zaworach spinowych typu Cu/NiFe/V/NiFe/MnIr/Cu	18
5.3 Oddziaływania magnetostaticzne w warstwach wielokrotnych typu [NiFe/Au/Co/Au] _N	18
6 Podsumowanie	26
Bibliografia	27

Spis prac stanowiących podstawę rozprawy habilitacyjnej

- [U.1] M. Urbaniak, H. Brückl, F. Stobiecki, T. Luciński and G. Reiss, *Néel's Magnetostatic Coupling in Sputtered Cu/Py/V/Py/MnIr/Cu Multilayers*, Acta Phys. Polon. **A 105**, 307 (2004)
- [U.2] M. Urbaniak, F. Stobiecki, T. Luciński, B. Szymański, *Magnetization and magnetoresistance correlation in NiFe/Au/Co/Au multilayers*, Molecular Physics Reports **40**, 176 (2004)
- [U.3] M. Urbaniak, F. Stobiecki, B. Szymański, *Interlayer coupling induced by domain structure in NiFe/Au/Co/Au multilayers*, phys. stat. sol. (a) **202**, 2013 (2005)
- [U.4] M. Urbaniak, F. Stobiecki, D. Engel, B. Szymański, A. Ehresmann, and J. Kim, *Domain structure and magnetoresistance of NiFe/Au/Co/Au multilayers with perpendicular anisotropy*, phys. stat. sol. (c) **3**, 57 (2006)
- [U.5] M. Urbaniak, F. Stobiecki, B. Szymański, A. Ehresmann, A. Maziewski, M. Tekielak, *Magnetic and magnetoresistive properties of NiFe/Au/Co/Au multilayers with perpendicular anisotropy of Co layers*, J. Appl. Phys. **101**, 013905 (2007)
- [U.6] M. Urbaniak, F. Stobiecki, B. Szymański, *Stability of perpendicular anisotropy in NiFe/Au/Co/Au multilayers*, J. Alloys Compd. **454**, 57 (2008)
- [U.7] F. Stobiecki, M. Urbaniak, B. Szymański, J. Dubowik, P. Kuświk, M. Schmidt, T. Weis, D. Engel, D. Lengemann, A. Ehresmann, I. Sveklo, A. Maziewski, *Magnetic field induced transition from weak to strong ferromagnetic coupling in NiFe/Au/Co/Au multilayers*, Appl. Phys. Lett. **92**, 012511 (2008)
- [U.8] M. Urbaniak, F. Stobiecki, B. Szymański, M. Kopcewicz, *Mössbauer and giant magnetoresistance effect study of magnetic structure in NiFe/Au/Co/Au multilayers with perpendicular anisotropy of the Co layers*, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 085208 (2008)
- [U.9] M. Urbaniak, *NiFe/Au/Co/Au layered films - magnetic properties and possible applications*, Materials Science Poland **26**, 831 (2008)
- [U.10] M. Urbaniak, *Giant magnetoresistance as a probe of magnetostatic coupling in NiFe/Au/Co/Au multilayers*, J. Appl. Phys. **104**, 094909 (2008)

Rozdział 1

Wstęp

Głównym tematem omawianych w niniejszym przeglądzie prac są własności magnetyczne i transport elektronowy w warstwach wielokrotnych typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ otrzymanych metodą rozpylania jonowego [1]. Warstwy te charakteryzują się, dla odpowiednio dobranych grubości subwarstw, występowaniem prostopadłej anizotropii magnetycznej (PMA) w subwarstwach kobaltu oraz anizotropii typu łatwa płaszczyzna w subwarstwach NiFe. W konsekwencji, w remanencji, wzajemna orientacja momentów magnetycznych subwarstw Co i NiFe jest w przybliżeniu prostopadła. Ze względu na zastosowania istotną własnością badanych warstw jest występowanie gigantycznego magnetooporu (GMR-ang. giant magnetoresistance). Obecność sąsiadujących ze sobą subwarstw magnetycznych o wzajemnie prostopadłych kierunkach łatwego namagnesowania prowadzić może do atrakcyjnych ze względu na zastosowania praktyczne, liniowych w szerokim zakresie pól magnetycznych, charakterystyk magnetooporowych [2, 3]. Specyficzna konfiguracja magnetyczna omawianych warstw może być wykorzystane do zamknięcia strumienia magnetycznego wytwarzanego przez indukcyjną głowicę zapisu w nowej generacji twardego dysku [4]. Jest to szczególnie istotne w świetle uzyskanych niedawno w Zakładzie Cienkich Warstw wyników potwierdzających możliwość submikrometrowej strukturyzacji układów $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ za pomocą bombardowania jonami lub naświetlania wiązką laserową. Innym perspektywicznym zastosowaniem układów z naprzemienną anizotropią magnetyczną jest generowanie sygnałów wysokiej częstotliwości [5].

Potencjalna praktyczna atrakcyjność układów z niekolinearnym rozkładem momentów magnetycznych była przyczyną prowadzonych od kilku lat w Zakładzie Cienkich Warstw

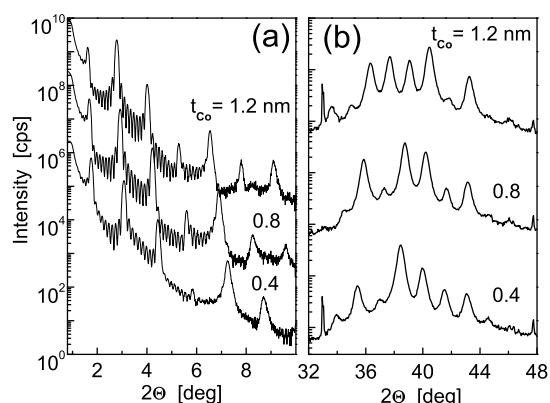
szeroko zakrojonych badań własności magnetycznych i transportu elektronowego w warstwach wielokrotnych typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$. Prace te zaowocowały szeregiem publikacji w czasopiśmie o zasięgu międzynarodowym, z których część stanowi podstawę prezentowanej rozprawy habilitacyjnej. W toku badań okazało się, że na własności badanych układów silny wpływ mają oddziaływania magnetostatyczne między sąsiednimi subwarstwami magnetycznymi. W pracy [6] zapostulowano, że o oddziaływaniach tych decyduje obecność pasiastej struktury domenowej w subwarstwach Co, która jest charakterystyczna dla warstw z prostopadłą anizotropią [7]. Ze względu na postępującą miniaturyzację elementów magnetycznych wykorzystywanych w technologii zapisu informacji i jej przetwarzania (spintronika) oddziaływania magnetostatyczne odgrywają coraz większą rolę w ich funkcjonowaniu. Aktualnym przykładem wykorzystania takich oddziaływań jest nowy rodzaj pamięci masowych (race track memory zaprojektowany przez S.S.P. Parkina z IBM [8]).

Prace stanowiące rozprawę habilitacyjną w niniejszym komentarzu oznaczone są jako [U.1] do [U.9] (patrz str. 2). Choć pierwsza z prac stanowiących rozprawę [U.1] nie dotyczy układów typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ to ze względu na to, że opisuje ona oddziaływania magnetostatyczne typu Néel'a w zaworach spinowych dołączyłem ją do prac stanowiących jej podstawę. Pozostałe prace [U.2-U.10] opisują własności warstw wielokrotnych typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ dla różnych grubości subwarstw i różnej liczby powtórzeń. W szczególności prace [U.2-U.5, U.9, U.10] dotyczą badania własności magnetycznych i magnetooporowych oraz opisu oddziaływań magnetostatycznych wywołanych obecnością struktury domenowej w subwarstwach Co. Praca [U.6] analizuje temperaturową stabilność badanych struktur ze szczególnym uwzględnieniem prostopadłej anizotropii magnetycznej. Prace [U.7, U.8] stanowią próbę doświadczalnej weryfikacji uzyskanego na podstawie poprzednich badań obrazu mikrostruktury magnetycznej w oparciu o metody pomiarowe dające wybiórczą informację o poszczególnych typach subwarstw magnetycznych (Co lub NiFe). W przypadku pracy [U.7] stosowano rezonansowe magnetyczne rozpraszanie promieni X (ang. SXRMS-Soft X-ray Resonant Magnetic Scattering) [9] a w pracy [U.8] spektroskopię mössbauerowską [10].

Rozdział 2

Wytwarzanie badanych warstw wielokrotnych

Struktury warstwowe, badania których przedstawione są w publikacjach U.1–U.10 wykonane zostały metodą rozpylania jonowego [1]. Układy typu zawór spinowy, badane w pracy [U.1], wykonałem podczas pobytu w laboratorium Prof. G. Reissa z Uniwersytetu w Bielefeld. Warstwy badane w pracach [U.2–U.10] wykonane zostały w Zakładzie Cienkich Warstw Prof. F. Stobieckiego za pomocą magnetronowego rozpylania jonowego, w atmosferze argonu, z materiałów (targetów) o czystości nie gorszej niż 99,99%. Metoda ta polega na bombardowaniu nanoszonego materiału niskoenergetycznymi jonami gazów szlachetnych co prowadzi do emisji atomów i małych agregatów atomowych, które osadzają się na podłożu tworząc warstwę. Uzyskiwane w ten sposób układy są zazwyczaj polikrystaliczne [1]. Warstwy NiFe, nazywane dalej również permalojem, zawierały nominalnie od 80 [U.5] do 83 [U.2] atomowych procentów niklu. Wysoka próżnia wstępna, rzędu 10^{-6} Pa, (uzyskiwana przed doprowadzeniem gazu czynnego do komory technologicznej) zapewniała czystość chemiczną uzyskiwanych warstw wielokrotnych. Podczas nanoszenia ciśnienie gazu wynosiło około 10^{-2} Pa. Badane struktury nanoszone były na wysokiej jakości, naturalnie utlenione, monokrystaliczne podłoża krzemowe o teksturze (100). Typowa temperatura podłoża podczas osadzania warstw wynosiła $25 \pm 5^\circ\text{C}$. Stosowana prędkość nanoszenia wynosiła około 0.05 nm/s (warstwy typu zawór spinowy nanoszone były z prędkościami rzędu 0.1-0.5 nm/s). Stabilność procesu nanoszenia kontrolowana była *in-situ* za pomocą miernika kwarcowego i *ex-situ* za pomocą dyfrakcji promieni X. Przykładowe, re-



Rysunek 2.1: Przykładowe dyfraktogramy uzyskane dla warstw wielokrotnych $[\text{NiFe}(2\text{ nm})/\text{Au}(1.9\text{ nm})/\text{Co}(t_{\text{Co}})/\text{Au}(1.9\text{ nm})]_{10}$ z różnymi grubościami subwarstw Co ($t_{\text{Co}} = 0.4\text{ nm}$, 0.8 nm i 1.2 nm) [U.5]. Dla większej przejrzystości dyfraktogramy uzyskane dla różnych warstw są pionowo przesunięte względem siebie.

prezentatywne, spektra dyfrakcyjne przedstawione na rys. 2.1 świadczą o wysokiej jakości strukturalnej uzyskiwanych układów wielowarstwowych. Obecność pików braggowskich w dyfrakcji niskokątowej (rys. 2.1a) oraz pików satelitarnych wokół analogicznych maksimumów w dyfrakcji wysokokątowej (rys. 2.1b) dowodzi dobrej periodyczności warstw typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$. Maksima braggowskie (rys. 2.1b) odpowiadają teksturze (100). Na podkreślenie zasługuje fakt, że dobra jakość struktury krystalograficznej zachowana jest w szerokim zakresie grubości subwarstw. Pokazane dyfraktogramy, uzyskane dla struktur o różnej grubości subwarstw kobaltu, dowodzą, że nawet w warstwach z $t_{\text{Co}} = 0.4\text{ nm}$ występuje wyraźne stekstrowanie.

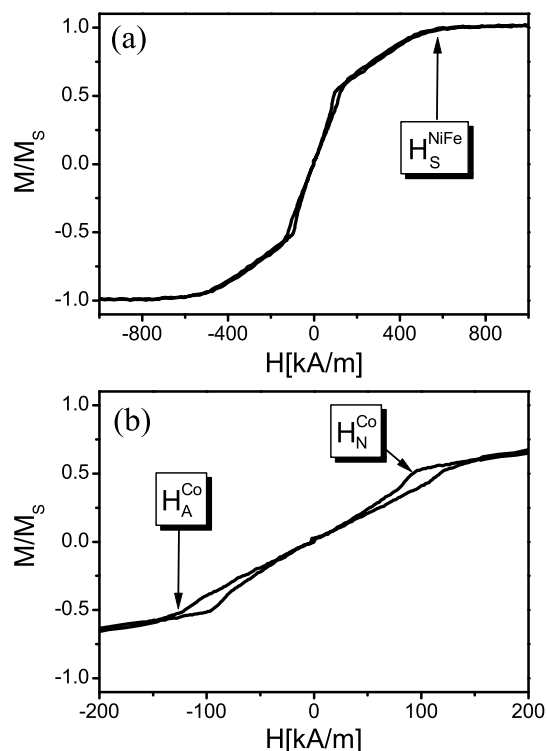
Zaprezentowane wyniki badań strukturalnych dowodzą, że technologia osadzania warstw wielokrotnych stosowana w Zakładzie Cienkich Warstw i użyta do uzyskania układów badanych w pracach stanowiących niniejszą rozprawę pozwala na uzyskanie struktur o kontrolowalnej periodyczności i wyraźnej teksturze.

Rozdział 3

Właściwości magnetyczne warstw Co i NiFe w warstwach wielokrotnych typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$

W warstwach wielokrotnych typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ na własności magnetyczne wpływają w istotny sposób grubości wszystkich rodzajów subwarstw oraz liczba powtórzeń podstawowej struktury NiFe/Au/Co/Au. Pełna analiza takiego systemu wymaga uwzględnienia oddziaływań między subwarstwami magnetycznymi. Wcześniejsze prace prowadzone w Zakładzie Cienkich Warstw pokazały jednak, że oddziaływania te, w szczególności typu Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida [11], są w tych układach zanedbywalne [6] [nie dotyczy to zakresu pól magnetycznych, w których w subwarstwach kobaltu występuje pasiasta struktura domenowa (patrz rozdział 5)]. Pozwala to, w pierwszym przybliżeniu, analizować właściwości subwarstw magnetycznych traktując je jako niezależne od siebie.

Z powodów, o których mowa była we wstępie (str. 3) struktura badanych warstw dobrana została w ten sposób by sąsiednie subwarstwy magnetyczne charakteryzowały się efektywną anizotropią o wzajemnie prostopadłych kierunkach łatwych osi. (Oznacza to, że w zerowym zewnętrznym polu magnetycznym moment magnetyczny w subwarstwach Co i NiFe są w przybliżeniu prostopadłe). Uzyskanie warstw z tzw. anizotropią typu łatwa płaszczyzna (EP) nie stanowi zasadniczo problemu. Ze względu na tzw. anizotropię kształtu [12], będącą wynikiem oddziaływania momentu magnetycznego warstwy z wytworzonym przezeń polem magnetycznym, cienkie warstwy materiałów ferromagne-



Rysunek 3.1: Histereza magnetyczna warstwy wielokrotnej Si(100)/[Ni₈₀Fe₂₀(2 nm)/Au(2.4 nm)/Co(1.1 nm)/Au(2.4 nm)]₁₀ zmierzona w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny warstwy. Panel (b) pokazuje zakres słabych pól magnetycznych. H_S^{NiFe} oznacza pole nasycające subwarstw NiFe; H_N^{Co} oraz H_A^{Co} oznaczają odpowiednio pole kreacji (nukleacji) i anihilacji struktury domenowej subwarstw Co.

tycznych posiadają anizotropię typu EP. Kierunek wypadkowej anizotropii zależy może jednak od struktury krystalograficznej warstw lub interfejsów. W przypadku układów [NiFe/Au/Co/Au]_N anizotropia typu EP występuje w subwarstwach NiFe. Wykonując obliczenia analogiczne do przeprowadzonych w [U.3] [wzór (7)] można pokazać, że pole magnetyczne wytwarzane w obrębie nieskończonej warstwy wynosi $\mu_0 M_S \text{ T}^1$ gdy namagnesowanie leży w jej płaszczyźnie i zero gdy namagnesowanie jest do niej prostopadłe (M_S oznacza namagnesowanie nasycenia). Konsekwencją tego jest występowanie zależnego od orientacji względem płaszczyzny przyczynku do energii magnetostatycznej [13]:

$$E_k = -\frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \sin^2 \theta = K_k \sin^2 \theta, \quad (3.1)$$

gdzie θ oznacza kąt między momentem magnetycznym warstwy a normalną do płaszczyzny warstwy, a K_k stałą anizotropii kształtu. Ze względu na polikrystaliczną strukturę warstw uzyskiwanych metodą rozpylania jonowego [1] i bardzo małą wartość anizotropii magnetycznej typową dla NiFe [14] anizotropia w płaszczyźnie jest zaniedbywalna. [Pole

¹W pracach stanowiących podstawę niniejszej rozprawy przyjęto następujący związek między namagnesowaniem a indukcją: $B = \mu_0(H + M)$.

koercji porównawczej warstwy $[\text{NiFe}(2\text{ nm})/\text{Au}(5\text{ nm})]_{15}$, zawierającej tylko subwarstwy permaloju, wynosi około 0.25 kA/m ($\approx 3\text{ Oe}$).] W konsekwencji, zachowanie subwarstw permaloju w zewnętrznym polu magnetycznym określone jest głównie przez wartość stałej K_k . Stała ta determinuje pole nasycające pętli histerezy, H_S^{NiFe} , w przypadku pola przyłożonego prostopadle do płaszczyzny warstwy [13] (patrz rys. 3.1):

$$H_S^{\text{NiFe}} = \frac{2K_k}{\mu_0 M_S} = M_S. \quad (3.2)$$

Wzór 3.2 pozwala wyznaczyć efektywne namagnesowanie subwarstw NiFe, co umożliwia między innymi śledzenie zmian struktury magnetycznej wywołanych wygrzewaniem [U.6]. Podkreślić należy, że w przybliżeniu prowadzącym do wzoru 3.2, czyli gdy subwarstwę NiFe traktuje się jako jeden moment magnetyczny, składowa namagnesowania w kierunku pola, jak i $\cos\theta$, jest liniową funkcją zewnętrznego pola magnetycznego. Ma to istotne znaczenie dla własności magnetooporowych badanych układów $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ (patrz rozdział 4).

Właściwości magnetyczne subwarstw NiFe w stanie po naniesieniu badane były we wcześniejszych pracach prowadzonych w Zakładzie Cienkich Warstw [15]. Pokazano tam, że namagnesowanie nasycenia wynosi około $0.5 \times 10^6\text{ A m}^{-1}$. W pracy [U.6] analizowano wpływ kumulatywnego izotermicznego wygrzewania w atmosferze ochronnej (argon) na anizotropię magnetyczną warstw $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$. Wykazano tam, że mieszanie na interfejsie NiFe/Au prowadzi do znacznego, rzędu 40%, obniżenia efektywnego namagnesowania subwarstw permaloju ([U.6], rys. 6) po wygrzewaniu w temperaturze 300°C . Podkreślić należy, że zmiany do 263°C były stosunkowo niewielkie ($\approx 15\%$) co jest ważne z punktu widzenia ewentualnych zastosowań badanych warstw wielokrotnych. W pracy [U.5] (rys. 7) pokazano, że właściwości magnetyczne subwarstw NiFe w niewielkim tylko stopniu zależą od liczby powtórzeń N .

Warstwy Co w układach typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ dzięki obecności interfejsów Co/Au posiadają dodatkowy, preferujący prostopadłą orientację momentów magnetycznych względem płaszczyzny, przyczynek do energii [16]. Fizycznymi przyczynami tej anizotropii mogą być złamanie symetrii sieci na interfejsie lub różnego rodzaju niedoskonałości struktury. Przyczynek ten, jak pokazują liczne badania [16], pochodzi zasadniczo od obszarów bliskich interfejsu (lub powierzchni zewnętrznej) i nazywany jest anizotropią powierzchniową (K_s). Fenomenologicznie anizotropię tą uwzględnia się zatem w wyrażeniu na ani-

zotropię wypadkową, $K_{1\text{eff}}$, jako czynnik proporcjonalny do odwrotności grubości warstwy [13]:

$$K_{1\text{eff}} = \frac{2K_s}{t_{\text{Co}}} + K_v - \frac{1}{2}\mu_0(M_S^{\text{Co}})^2. \quad (3.3)$$

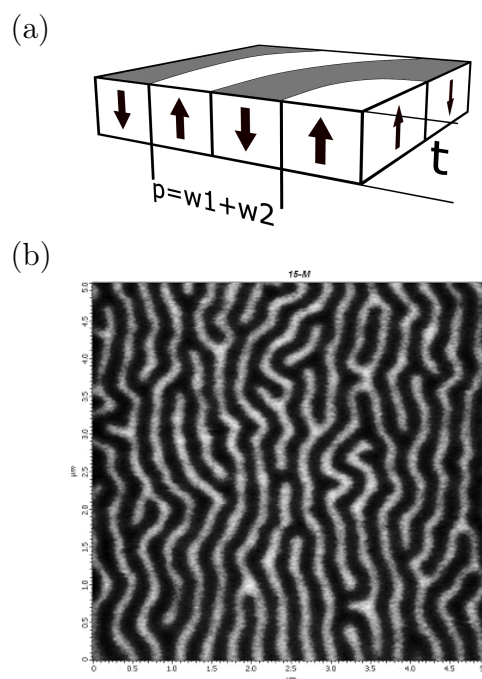
W zależności od grubości subwarstwy magnetycznej, t_{Co} , preferowana może być równoległa ($K_{1\text{eff}} < 0$) lub prostopadła orientacja momentu magnetycznego względem płaszczyzny². Stała K_v we wzorze 3.3 opisuje przyczynek do anizotropii związany ze strukturą krystalograficzną subwarstw Co (tzw. anizotropia magnetokrystaliczna).

Anizotropia subwarstw kobaltu badana była w pracach [U.5, U.6, U.9]. W [U.5] wyznaczono stałe anizotropii na podstawie obrazowania struktury magnetycznej magnetoptycznym efektem Kerra (MOKE) (patrz dyskusja rys. 4 w [U.5]). Posłużono się tam wzorem 3.3 z dodatkowym wyrazem opisującym sprzężenie między subwarstwami Co i NiFe poprzez przekładkę Au. Stałe anizotropii wyznaczono również na podstawie pomiaru pętli histerezy (patrz wzór 3.3) dla warstw wielokrotnych o różnych grubościach subwarstw Co (rys. 6 w [U.5], rys. 4 w [U.9]). Otrzymane wartości ($K_s = 4.25 \times 10^{-4} \text{ J m}^{-2}$, $K_v = 452 \times 10^3 \text{ J m}^{-3}$) są zbliżone do literaturowych [17, 18, 19] i potwierdzają dobrą jakość subwarstw Co. Na podstawie pomiarów MOKE określono również zakres grubości subwarstw Co ($t_{\text{Co}} \approx 0.5\text{-}1.2 \text{ nm}$) odpowiadający prostopadłej orientacji momentu magnetycznego (rys. 5 w [U.5]). Ma to zasadnicze znaczenie dla optymalizacji struktur ze względu na efekt gigantycznego magnetooporu (patrz rozdział 4 oraz [3]).

Stabilność termiczna anizotropii prostopadłej oraz struktury krystalicznej była przedmiotem pracy [U.6]. Pokazano tam, że w przeciwieństwie do warstw otrzymywanych metodą epitaksji z wiązki molekularnej (MBE) [20], wygrzewanie w temperaturach niższych niż 263°C prowadzi do podwyższenia anizotropii. Za przyczynę obserwowanych zmian uznano mieszanie na interfejsie Co/Au, które prowadzić może do zmniejszenia „magnetycznej grubości” subwarstwy i wzrostu $K_{1\text{eff}}$ (patrz wzór 3.3). Badania struktury za pomocą promieni X dają podobny obraz zmian wywołanych wygrzewaniem. Pomiary niskokątowe, w szczególności osłabienie maksimum Braggowskich po wygrzewaniu w 300°C (rys. 4 w [U.6]), świadczą o pogorszeniu modulacji składu wzdłuż normalnej. Pomiary wysokokątowe wskazują na stopniową utratę ciągłości subwarstw Co. Badania rentgenograficzne

²W omawianych pracach, ze względu na silną anizotropię PMA, nie uwzględnia się przyczynków wyższych rzędów do $K_{1\text{eff}}$ (proporcjonalnych do wyższych potęg $\cos\theta$). Mogą one prowadzić to tzw. *canted state*, w który moment warstwy nie leży w płaszczyźnie ani nie jest do niej prostopadły [16].

Rysunek 3.2: a) Schemat pasiastej struktury domenowej obserwowanej w warstwach z prostopadłą anizotropią magnetyczną. (p oznacza przestrzenny okres struktury domenowej; w_1 i w_2 oznaczają odpowiednio szerokości domen z momentem magnetycznym skierowanym w górę i w dół.). b) Przykładowa pasiasta struktura domenowa zobrazowana za pomocą mikroskopu sił magnetycznych w warstwie wielokrotnej $\text{Si}(100)/[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(2\text{ nm})/\text{Au}(2\text{ nm})/\text{Co}(1.0\text{ nm})/\text{Au}(2\text{ nm})]_{10}$. Jasne i ciemne obszary odpowiadają odpowiednio zwrotowi momentów magnetycznych w górę lub w dół. Obraz przedstawia fragment warstwy o rozmiarze $5 \times 5 \mu\text{m}^2$.



prowadzą do konkluzji, że wygrzewania do temperatury 263°C mają niewielki wpływ na strukturę warstw $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$.

Stosunkowo silna anizotropia prostopadła subwarstw Co w badanych układach powoduje, że tzw. parametr pola rozproszonego Q [7] wyznaczony przez stosunek stałych anizotropii prostopadłej do anizotropii kształtu ($Q = K_k/K_S$) jest zbliżony do jedności w warstwach z $t_{\text{Co}}=0.75\text{ nm}$ (dla $t_{\text{Co}}=1.2\text{ nm}$ $Q \approx 0.73$). Oznacza to, że należy spodziewać się w Co obecności tzw. pasiastej struktury domenowej (ang. SD-stripe domains). Rzeczywiście, jak widać na rys. 3.2(b), w badanych warstwach wielokrotnych obserwuje się strukturę typu SD. Podkreślić należy, że struktura ta obserwowana jest w układach, w których oprócz subwarstw z anizotropią prostopadłą znajdują się subwarstwy permaloju z anizotropią typu łatwa płaszczyzna. Struktura SD była szczegółowo badana w pracy [U.4]. Wykorzystano tam mikroskopię sił magnetycznych (MFM) do zobrazowania mikrostruktury magnetycznej. Zaobserwowano silną zależność przestrzennego periodu struktury domenowej, p [patrz rys. 3.2(a)], od grubości subwarstw Co i Au (rys. 2 w [U.4]). Ze względu na brak w literaturze przedmiotu teorii opisujących strukturę magnetyczną układów zawierających sąsiadujące ze sobą subwarstwy magnetyczne o wzajemnie prostopadłych kierunkach anizotropii, w pracy [U.9] podjęto próbę wykorzystania klasycznej teorii Draaismy

i de Jonga [21] (D-J) do opisu warstw typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$. Teoria D-J analizuje wielokrotne warstwy z PMA. Zaobserwowany w [U.4] charakter zależności periodu p od grubości t_{Co} jest jakościowo zgodny z teorią D-J tj. gwałtownym wzrostem p w miarę zmniejszania grubości warstwy ferromagnetycznej. (Podobne zachowanie obserwuje się dla pojedynczych warstw z PMA [7, 22].) Próba wyznaczenia z teorii D-J stałej anizotropii na podstawie wartości p okazała się jednak nieudana, prowadząc do znacznego jej niedoszacowania. Porównanie zależność p od t_{Au} (rys. 2 w [U.4]) z teorią D-J możliwy był tylko dla małych grubości przekładki. W tym zakresie zarówno pomiar jak i teoria (wzory 5 i 6 z pracy [21]) dają wzrost periodu ze wzrostem t_{Au} (odpowiada to w pewnym stopniu wzrostowi grubości pojedynczej warstwy ferromagnetycznej). Dla większych grubości t_{Au} teoria D-J przewiduje lokalne maksimum periodu (dla $t_{\text{Au}} \approx 5 t_{\text{Co}}$), zakres ten nie był jednak badany. (Warstwy wielokrotne z grubą przekładką Au, ze względu na bocznikowanie prądu charakteryzują się niskimi wartościami GMR – patrz rozdział 4.) Podsumowując należy stwierdzić, że obecnie nie dysponujemy teoretycznym opisem układów typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$, który pozwalałby na oszacowanie stałych anizotropii warstw Co na podstawie pomiarów mikrostruktury magnetycznej.

W pomiarach pętli histerezy magnetycznej (rys. 3.1 (b) oraz prace [U.2, U.5, U.7]), podobnie jak w mikroskopii MFM, widoczne są cechy charakterystyczne dla układów z PMA. Pola kreacji i anihilacji wyznaczają obszar występowania domen pasiastych w subwarstwach Co [7]. W pętli histerezy układu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ obserwuje się dwa, częściowo przenikające się, zakresy, związane odpowiednio z przemagnesowaniem subwarstw NiFe i Co. W obszarze słabych pól magnetycznych następuje równoczesne przemagnesowanie obydwu rodzajów subwarstw magnetycznych. W wyższych polach, przyłożonych prostopadle do warstwy, (poza zakresem $H_A^{\text{Co}} < H_{\perp} < H_N^{\text{Co}}$) przemagnesowaniu ulega tylko subwarstwa NiFe. Obserwacja typowych dla warstw z PMA pętli histerezy świadczy o słabym wpływie subwarstw NiFe na przemagnesowanie Co: w pierwszym przybliżeniu subwarstwy te można traktować jako nieoddziałujące pomiędzy sobą (patrz rozdz. 5). Na podstawie pomiarów histerezy wykazano również, że PMA obserwowana jest w warstwach $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ dla $N \geq 2$ oraz, że jej wartość zmienia się w niewielkim stopniu w miarę wzrostu N (rys. 7 w [U.5]). Zmiany te przypisano poprawie jakości struktury warstw wielokrotnych w miarę zwiększania odległości od podłoża.

Rozdział 4

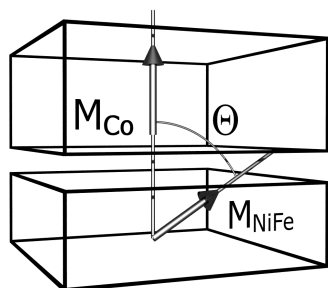
Magnetoopór warstw wielokrotnych typu [NiFe/Au/Co/Au]_N

Gigantyczny magnetoopór odkryty został w latach 80-tych XX wieku [23, 24]. Od tego czasu jest on intensywnie badany ze względu na zastosowania w technologii gromadzenia i przetwarzania danych¹ oraz w spintronice [25]. GMR polega na zależności oporu układu elektrycznego od wzajemnej orientacji sąsiadujących ze sobą momentów magnetycznych. W przypadku układów warstwowych opór opisany może być następującą zależnością [26]:

$$R = R_0 - \Delta R \cos(\theta_{\vec{M}_1 \vec{M}_2}), \quad (4.1)$$

gdzie R_0 oznacza opór układu gdy sąsiednie momenty magnetyczne \vec{M}_1 i \vec{M}_2 ustawione są prostopadle względem siebie, $\theta_{\vec{M}_1 \vec{M}_2}$ oznacza kąt między nimi (patrz rys. 4.1), a ΔR oznacza zmienną część oporu, która stanowi zwykle w temperaturze pokojowej kilka do kilkunastu procent wartości R_0 [27]. Magnetoopór wielokrotnych warstw [NiFe/Au/Co/Au]_N badany był już w pierwszej dotyczącej ich pracy powstałej w Zakładzie Cienkich Warstw [15]. Pokazano tam, że amplituda magnetooporu, czyli stosunek $2\Delta R/(R_0 - \Delta R)$, jest rzędu 3-6%, w zależności od kierunku przyłożonego pola magnetycznego. Badania wpływu grubości subwarstw Co i Au oraz liczby powtórzeń N na GMR prowadzono w pracach [U.5, U.9]. Z punktu widzenia zastosowań istotne jest występowanie liniowej zależności oporu od wartości przyłożonego pola magnetycznego (prostopadłego, H_{\perp} lub w płaszczyźnie,

¹Twarde dyski z głowicami odczytującymi wykorzystującymi efekt GMR wprowadzono do sprzedaży w 1997 roku - IBM, Deskstar.



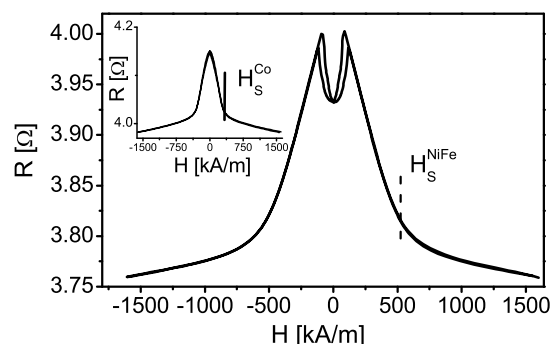
Rysunek 4.1: Kąt θ między momentami sąsiednich subwarstw magnetycznych, Co i NiFe, w układach typu $[NiFe/Au/Co/Au]_N$.

H_{\parallel}). Na rys. 4.2 odpowiada to zakresowi od około 150 do 400 kA/m. Przyczyną liniowości jest niezależne przemagnesowanie subwarstw Co i NiFe. Zależność tę wyjaśnić można schematycznie z pomocą rys. 4.3 (patrz również rys. 5 w [U.3]). W miarę zmniejszania wartość pola magnetycznego, w polu H_S^{NiFe} , moment magnetyczny subwarstw NiFe zaczyna odchyłać się od normalnej. Zmiana kosinusa kąta między momentem NiFe a normalną, $\cos(\theta_{NiFe})$, jest liniową funkcją pola magnetycznego [rys. 4.3(a)]. Jednocześnie moment magnetyczny subwarstw Co pozostaje równoległy do normalnej do subwarstwy. Na podstawie wzoru 4.1 otrzymuje się liniową zależność oporu od H_{\perp} . Liniowe zmiany obserwuje się do punktu 1 [rys. 4.3(a)], w którym następuje przemagnesowanie subwarstw Co. Przejściu od punktu 1 do 2 na pętli histerezy odpowiada skokowe zmniejszenie kąta $\theta_{\vec{M}_1\vec{M}_2}$ i spadek oporu układu. Gdy pole magnetyczne przyłożone jest w płaszczyźnie subwarstwy NiFe i Co zamieniają się „rolami”. Krzywe magnetooporowe analogiczne do przedstawionej na rys. 4.3(b) zaobserwowano w warstwach $[NiFe/Au/Co/Au]_N$ dla $N \leq 3$ (rys. 2 w [U.3], rys. 3 w [U.5]), w których nie występuje gęsta struktura SD. W pozostałych warstwach obserwuje się zależności typu przedstawionej na rys. 4.2, z lokalnym minimum oporu w zakresie histerezowym (patrz rozdz. 5).

W pracy [U.5] pokazano, że amplituda efektu GMR zależy silnie od liczby powtórzeń N . Zmiany te spowodowane są między innymi malejącą rolą rozpraszania elektronów na interfejsach w grubszych warstwach oraz faktem, że dla większych N w zakresie średniej drogi swobodnej elektronu znajduje się więcej interfejsów typu magnetyk/warstwa niemagnetyczna [28]. Dodatkowo, podobnie jak w przypadku anizotropii magnetycznej (rozdz. 3), istotną rolę przypisano poprawie jakości struktury warstw wielokrotnych w miarę oddalania się od podłoża.

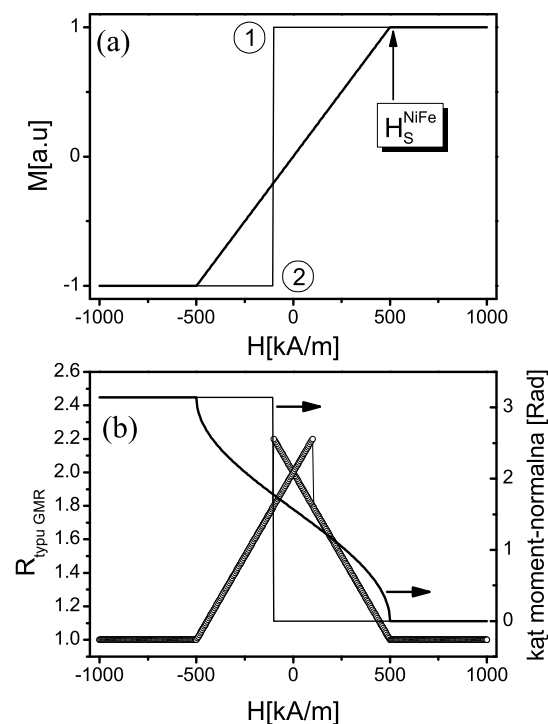
Wpływ t_{Co} na magnetoopór badany był w pracy [U.9], głównie w kontekście znalezienia optymalnych, z punktu widzenia zastosowań, charakterystyk magnetooporowych (szcze-

Rysunek 4.2: Zależność oporu elektrycznego warstwy $[\text{NiFe}(2\text{ nm})/\text{Au}(1.5\text{ nm})/\text{Co}(0.8\text{ nm})/\text{Au}(1.5\text{ nm})]_{10}$ od wartości przyłożonego prostopadle pola magnetycznego ($\text{MR}=6.5\%$). Wstawka przedstawia zależność dla pola przyłożonego w płaszczyźnie warstwy.



główne badania $\text{GMR}(t_{\text{Co}})$ zawarte są w ref. [6]). Pokazano tam, że w zakresie $t_{\text{Co}}=0.6\text{--}1.2\text{ nm}$ małym zmianom amplitudy GMR towarzyszą znaczne zmiany anizotropii subwarstw Co (rys. 4 w [U.9]). Pozwala to na modyfikację charakterystyk $R(H)$ zarówno w konfiguracji prostopadłej (poprzez zmianę pola nukleacji H_{N}^{Co})² lub w płaszczyźnie (zmiana pola nasycającego).

Rysunek 4.3: Schematyczne wyjaśnienie przyczyn liniowości zależności oporu od przyłożonego prostopadle zewnętrznego pola magnetycznego. a) Modelowe pętle histerezy Co i NiFe (grubsza linia). Dla przejrzystości pokazano połowy pętli: od +1000 do -1000 kA/m. b) Obliczone na podstawie (a) zależności kątów między normalną a momentami subwarstwy Co i NiFe (grubsza linia) oraz wyznaczona na podstawie wzoru 4.1 zależność oporu od zewnętrznego pola (kółka) ($R_0=2$, $\Delta R=1$).



²Im mniejsze pole nukleacji tym większy jest zakres bezhisterezowych zmian oporu.

Rozdział 5

Oddziaływania magnetostatyczne

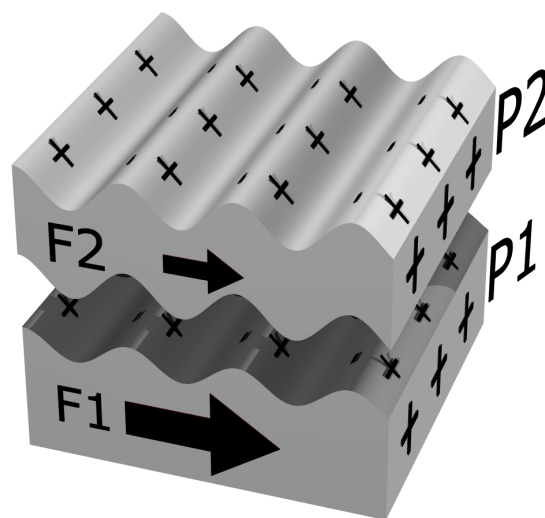
5.1 Oddziaływania magnetostatyczne w układach cienkowarstwowych

Układy cienkowarstwowe, ze względu na zredukowanie jednego, dwóch lub trzech wymiarów do zakresu nanometrów charakteryzują się nowymi własnościami fizycznymi. W warstwach takich, w porównaniu z układami makroskopowymi, istotną rolę odgrywiają interfejsy między obszarami o różnych własnościach oraz obecność powierzchni zewnętrznych. W układach magnetycznych miniaturyzacja prowadzi, między innymi, do istotnego wzrostu znaczenia oddziaływań magnetostatycznych, które wpływają na ważne z punktu widzenia zastosowań charakterystyki [29, 30, 31]. Przyczyną oddziaływania jest obecność obszarów o różnej od zera dywergencji namagnesowania, tzw. ładunków magnetycznych [32]. (Dywergencja jest różna od zera między innymi na granicy obszaru namagnesowanego gdy występuje składowa momentu magnetycznego prostopadła do powierzchni warstwy¹.) Obszary te są źródłem statycznego pola magnetycznego, które prowadzi do oddziaływania między różnymi fragmentami układu magnetycznego. Schematycznie sytuacja przedstawiona jest na rys. 5.1. Dwie warstwy ferromagnetyczne F1 i F2 oddziałują między sobą poprzez ładunki magnetyczne znajdujące się na ich powierzchniach. Część ładunków indukowana jest na powierzchniach bocznych P1 i P2 co prowadzi do antyferromagnetycznego sprzężenia (preferującego antyrównoległe ustawienie momentów

¹Znak ładunku magnetycznego σ wyznaczony jest zależnością $\sigma(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{n}$, gdzie \vec{n} oznacza normalną do powierzchni warstwy w punkcie \vec{r} .

magnetycznych sąsiednich subwarstw) między nimi. Jest to tzw. sprzężenie magnetostaticzne [29]. Z kolei ładunki powstałe na górnych i dolnych powierzchniach warstw (związane z występowaniem szorstkości interfejsów) prowadzić mogą, w zależności od stopnia korelacji szorstkości subwarstw F1 i F2, zarówno do sprzężenia ferromagnetycznego jak i antyferromagnetycznego (tzw. sprzężenie Néel'a [33]). Sprzężenie to w pewnych układach może być silniejsze od oddziaływań typu RKKY [34]. Podkreślić należy, że sprzężenie magnetostaticzne istotne jest tylko w strukturyzowanych układach warstwowych, w których rozmiary poprzeczne są rzędu mikrometrów lub nanometrów natomiast oddziaływanie Néel'a należy uwzględniać również w warstwach o makroskopowych powierzchniach [31].

Rysunek 5.1: Schematyczna ilustracja oddziaływania między dwiema subwarstwami ferromagnetycznymi F1 i F2. Nieciągłość namagnesowania na powierzchniach P1 i P2 (koniec warstwy) prowadzi do powstania dodatnich ładunków magnetycznych. Ładunki te „odpychają się” [32] co energetycznie preferuje antyrównoległe ustawienie namagnesowań (czarne strzałki) subwarstw F1 i F2. Plusy i minusy symbolizują odpowiednio dodatnie i ujemne ładunki magnetyczne. Ładunki na górnej powierzchni subwarstwy F1 i dolnej subwarstwy F2 prowadzą do sprzężenia Néel'a (preferującego równoległą orientację F1 i F2).



Kolejnym rodzajem oddziaływań magnetostaticznych w układach cienkowarstwowych, ważnym z punktu widzenia zastosowań [35], jest sprzężenie wywołane obecnością struktury domenowej. W tym przypadku źródłami pól magnetycznych oprócz obszarów powierzchniowych [36] mogą być obszary ścian domenowych [35]. Pola pochodzące od struktury domenowej mogą być wykorzystywane do zapisu informacji w nowego rodzaju pamięciach masowych [8].

5.2 Oddziaływania magnetostatyczne w zaworach spinowych typu

Cu/NiFe/V/NiFe/MnIr/Cu

Sprężenie magnetostatyczne Néel'a w układzie Cu/NiFe/V/NiFe/MnIr/Cu typu zawór spinowy badane było w pracy [U.1]. Sprężenie to ważne jest ze względu na praktyczne zastosowania efektów GMR i magnetooporu tunelowego. Istotna jest możliwość regulowania jego wartości tak by minimalizować pola nasycające [34]. W pracy [U.1] wykorzystano mikroskopię sił atomowych (AFM) do badania szorstkości interfejsów (patrz rys. 5.1) [ponieważ pomiary AFM wykonywane były na niekompletnych strukturach (np. Cu/NiFe/V) to za miarę szorstkości danego interfejsu w pełnym układzie brano szorstkość zmierzoną na niekompletnej warstwie wielokrotnej]. W oparciu o teorię Néel'a rozszerzoną do przypadku czterech oddziałujących interfejsów [33] (rys. 2 w [U.1]) opisano wpływ warunków osadzania na sprężenie między subwarstwami ferromagnetycznymi NiFe. Pomiary topografii powierzchni wykazały silną zależność szorstkości warstwy buforowej od mocy użytej w trakcie rozpylania katodowego oraz jej korelację z polem przesunięcia² swobodnej subwarstwy NiFe w kompletnym zaworze spinowym. Wyznaczone na podstawie pomiarów AFM parametry interfejsów, przy założeniu skorelowanej szorstkości, pozwoliły uzyskać dobre oszacowanie pola przesunięcia w oparciu o teorię Néel'a (rys. 6 w [U.1]).

5.3 Oddziaływania magnetostatyczne w warstwach wielokrotnych typu

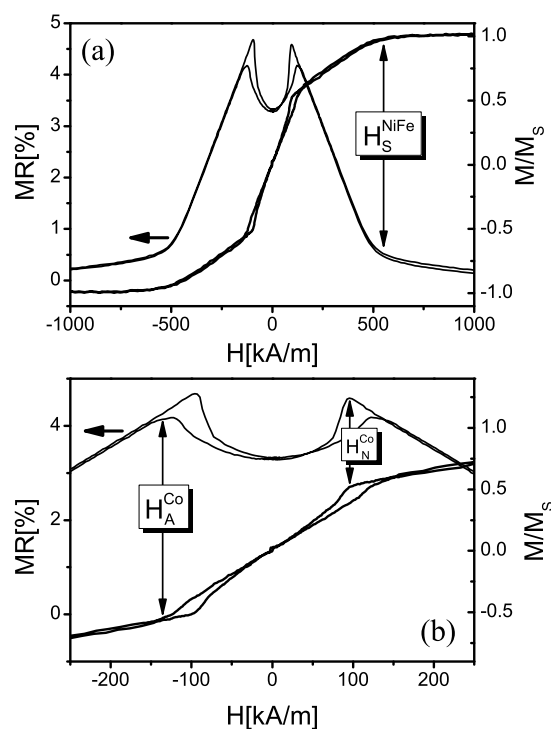
[NiFe/Au/Co/Au]_N

Jak we wszystkich układach wykazujących GMR, w warstwach typu [NiFe/Au/Co/Au]_N magnetoopór skorelowany jest z histerezą magnetyczną. W pracy [U.3] (patrz rozdz. 4) pokazano, że liniowy zakres zmian oporu, gdy pole magnetyczne przyłożone jest prostopadle do powierzchni, związany jest z przemagnesowaniem subwarstw NiFe. W przypadku

²Przesunięcie pętli histerezy swobodnej subwarstwy NiFe względem zerowego zewnętrznego pola magnetycznego (rys. 1 w [U.1]) jest miarą oddziaływania pomiędzy subwarstwami ferromagnetycznymi w zaworach spinowych.

słabego sprzężenia między subwarstwami NiFe i Co opór w funkcji pola H_{\perp} wykazywać powinien pojedyncze maksimum (rys. 4 i 5 w [U.3]). Rzeczywiście, zależności takie obserwuje się w warstwach z małym N, gdy nie występuje pasiasta struktury domenowa (rys. 3 w [U.5]). W przypadku jednak warstw z większym N, gdy obserwuje się strukturę typu SD (patrz rys. 3.2), w zależnościach magnetooporowych (MR) występują lokalne minima oporu w zakresie pól magnetycznych odpowiadającym histerezie subwarstw Co (rys. 5.2), odwzorowane są również pola kreacji (H_N^{Co}) i anihilacji (H_A^{Co}) struktury domeno-wej subwarstw Co. Już w pracy *Stobieckiego* i innych [6] zasugerowano, że minima oporu związane mogą być ze sprzężeniem magnetostaticznym wywołanym obecnością struktury SD w subwarstwach Co. W sytuacji takiej pole magnetyczne pochodzące od struktury domenowej w subwarstwach Co prowadzić może do odchylenia od płaszczyzny momentów magnetycznych w subwarstwach NiFe (rys. 8 w [U.5]) i zmniejszenia kąta $\theta_{\vec{M}_1\vec{M}_2}$ między momentami sąsiednich subwarstw ferromagnetycznych. Z powodu zależności oporu układów od $\theta_{\vec{M}_1\vec{M}_2}$ (wzór 4.1) spodziewać można się obniżenia oporu.

Próbie weryfikacji powyższej hipotezy przeprowadzono w pracy [U.2]. Na wstępie, w opar-



Rysunek 5.2: Histereza magnetyczna i magnetoopór warstwy wielokrotnej Si(100)/[Ni₈₀Fe₂₀(2 nm)/Au(2.4 nm)/Co(1.1 nm)/Au(2.4 nm)]₁₀ zmierzone w polu magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny warstwy. Znaczenie symboli wyjaśnione jest w tekście.

ciu o uproszczony model oporu układu (równanie 2 w [U.2]), wykazano, że minima oporu

nie dają się wyjaśnić bez uwzględnienia sprzężenia między subwarstwami NiFe i Co (w ramach stosowanego modelu). Krzywe magnetooporowe modelowane na podstawie pomiarów pętli histerezy (uzyskanych za pomocą magnetometru wibracyjnego) nie wykazywały charakterystycznych minimów oporu (rys. 3a w [U.2]). Modyfikując model oporu tak by uwzględnić zależność odchylenia momentu magnetycznego subwarstw NiFe od orientacji namagnesowania w sąsiedniej domenie w subwarstwie Co (rys. 4a w [U.2]) oszacowano wypadkową wartość pola magnetycznego działającego na subwarstwy NiFe. Oszacowanie wykonano na podstawie pomiarów pętli histerezy oraz magnetooporu. Założono przy tym, że magnetoopór anizotropowy, AMR [37], może być zaniedbany³. Maksymalne pola magnetostatyczne H_x pochodzące od struktury domenowej subwarstw Co i działające na subwarstwy NiFe oszacowano na około 150 kA/m (rys. 5b w [U.2]). Podkreślić należy, że otrzymana zależność H_x od zewnętrznego pola zgodna jest z oczekiwaniem, że najsilniejsze pola magnetostatyczne występują w obszarze histerezy wyznaczonym przez pola kreacji i anihilacji struktury SD, z domenami o submikronowej szerokości [38]. [Modele teoretyczne przewidują dla warstw wielokrotnych Co z niemagnetyczną przekładką, że szerokość domen jest najmniejsza w niskich polach magnetycznych [21] (patrz również [U.9]).]

W układach wielowarstwowych prócz sprzężeń magnetostatycznych występują inne rodzaje oddziaływań (np. sprzężenie typu RKKY [11] lub poprzez mostki ferromagnetyczne [39]). W pewnych przypadkach oddziałujące ze sobą subwarstwy zachowują się jak pojedyncze momenty magnetyczne [28] co może prowadzić do nietypowych pętli histerezy. Chcąc zweryfikować czy taki rodzaj oddziaływania skutkować może występowaniem lokalnych minimów oporu wykonano symulacje zachowania układu warstw $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ zakładając, że każda subwarstwa zachowuje się jak efektywny moment magnetyczny (rozdział 3.2 w [U.3]). Symulacje nie prowadziły do uzyskania zależności magnetooporowych odpowiadających otrzymanym eksperymentalnie co stanowiło dodatkowy argument za hipotezą sprzężenia magnetostatycznego spowodowanego strukturą SD.

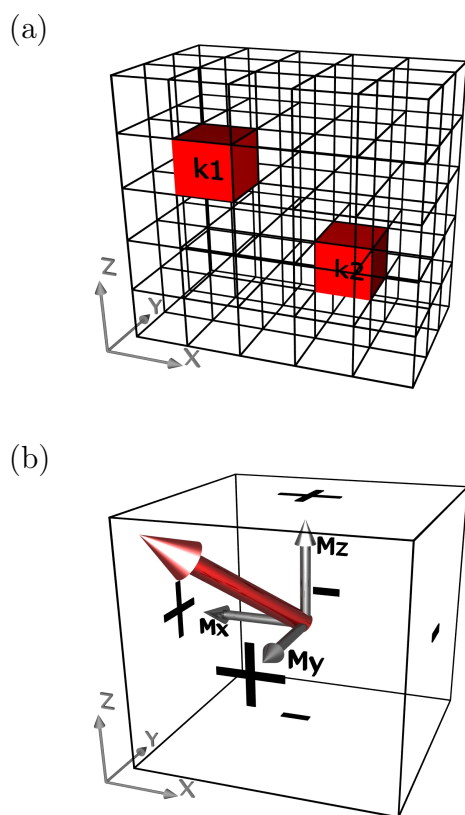
Uzyskane na podstawie krzywych magnetooporowych oszacowania wartości pól magnetostatycznych pochodzących od subwarstw Co [U.2, U.3] porównano z polem magnetycznym pochodzącym od nieskończonych domen pasiastych z zerową szerokością ścian domeno-

³W badanych warstwach AMR nie przekracza 0.5% i jest znacznie mniejszy niż obserwowane minima oporu w obszarze histerezowym [U.5].

wych (rozdział 3.3 w [U.3]). Stosunkowo dobra zgodność powyższych wartości (w obu przypadkach pola są rzędu 100 kA/m) potwierdza hipotezę o wpływie pól magnetostacyjnych na rozkład momentów magnetycznych w subwarstwach NiFe.

Literatura dotycząca warstw wielokrotnych z anizotropią prostopadłą dostarcza szeregu prac analizujących z teoretycznego punktu widzenia ich własności magnetyczne [21, 40]. Nie ma jednak jak dotychczas prac rozważających układy podobne do badanych w omawianych pracach, tzn. takich, w których kolejne subwarstwy ferromagnetyczne wykazują na przemian anizotropię typu łatwa płaszczyzna i łatwa oś prostopadła do powierzchni warstw. Mimo to podjęto próbę wykorzystania dostępnych teorii do, choćby jakościowego, opisu magnetooporu w warstwach $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ [U.9]. Posłużono się przy tym stosunkowo łatwą numerycznie teorią Draaismy i de Jonge'a [21], która z powodzeniem stosowana była do opisu wykazujących prostopadłą anizotropię magnetyczną wielokrotnych warstw Co z niemagnetycznymi przekładkami. Na podstawie wyznaczonych z teorii Draaismy szerokości domen oszacowano efektywne pola magnetostacyjne H_x działające na subwarstwy NiFe (rozdział 3.3 w [U.3]). Tak otrzymane wartości pola wykorzystane zostały do wyznaczenia zależności oporu od zewnętrznego, przyłożonego prostopadle do warstwy, pola magnetycznego (równanie 2 w [U.9]). Uzyskane charakterystyki magnetooporowe (rys. 3 w [U.9]) wskazują, że lokalne minimum oporu może być uzyskane w oparciu o wyznaczone numerycznie szerokości domen choć jego głębokość jest znacznie mniejsza niż obserwowana doświadczalnie. Podkreślić jednak należy, że teoria Draaismy dotyczy układów bez subwarstw z anizotropią w płaszczyźnie i rozbieżności takiej należy się spodziewać. Jednym z argumentów za stosowalnością powyższej teorii do warstw $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ może być fakt, że małe kąty odchylenia momentów magnetycznych NiFe od płaszczyzny skutkują niewielkimi dodatkowymi polami magnetycznymi w kierunku prostopadłym do warstwy. W takim przypadku pola magnetyczne w warstwie wielokrotnej zbliżone są do tych, które obserwuje się w układzie Co/Au.

Dokładniejsza analiza zachowania układów cienkowarstwowych $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ w polu magnetycznym uzyskana może być na podstawie symulacji mikromagnetycznych [41]. W tym rodzaju obliczeń badany układ, na przykład warstwa wielokrotna, dzielona jest na komórki o rozmiarach rzędu nanometrów (rys. 5.3a). Każdej komórce przypisany jest moment magnetyczny, który w zależności od swojej orientacji indukuje na jej powierzchni ładunki magnetyczne (rys. 5.3b). Ładunki magnetyczne są źródłami pola magnetycznego, które prowadzi do długozasięgowego oddziaływania między komórkami. Symula-



Rysunek 5.3: Schematyczna ilustracja modelu układu magnetycznego stosowanego w symulacjach mikromagnetycznych. Symulowany układ dzielony jest na komórki o stałym co do wartości momencie magnetyczny [duża strzałka na rys. (b)]. Komórki k1 i k2 (a) oddziałują ze sobą poprzez pola magnetostaticzne wytwarzane przez występujące na ich powierzchni ładunki magnetyczne (b) proporcjonalne do odpowiednich składowych normalnych względem ścian komórki.

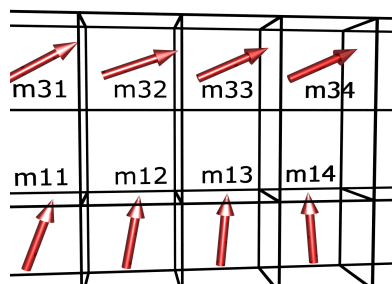
cja mikromagnetyczna polega na numerycznym rozwiązaniu klasycznego równania ruchu wszystkich momentów magnetycznych z uwzględnieniem energii oddziaływań magnetostaticznych, anizotropii magnetokrystalicznej oraz energii wymiany⁴. W pracach omawianych w niniejszej rozprawie równanie ruchu Landaua-Lifszycza rozwiązywano za pomocą bezpłatnego oprogramowania oommf autorstwa M. J. Donahue i D. G. Porter'a [42]. Wyniki symulacji wykorzystano w pracach [U.5] i [U.8] do uzyskania obrazu remanencyjnej struktury magnetycznej w warstwach $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$. Symulacje pozwoliły potwierdzić wpływ pól magnetostaticznych pochodzących od subwarstw Co ze strukturą SD na orientację momentów magnetycznych subwarstw NiFe (rys. 9 w [U.5]) oraz wykazać, że oddziaływania te prowadzą do zmniejszenia kąta między momentami sąsiednich obszarów subwarstw magnetycznych co skutkuje obserwowanym obniżeniem oporu układu (patrz wzór 4.1). Zmiany oporu układu związane z efektem GMR określone zostały poprzez wyznaczenie średniego kosinusa kątów między sąsiednimi komórkami subwarstw magne-

⁴Symulacje magnetostaticzne uwzględniać mogą również inne przyczynki do energii np. magnetoelastyczne [41].

tycznych (rys. 5.4). Choć taki sposób wyznaczania oporu jest daleko uproszczony, nie uwzględniając między innymi efektu AMR ani niejednorodności przepływu prądu elektrycznego przez warstwę wielokrotną to stanowi jednak, w mojej opinii, usprawiedliwione przybliżenie pierwszego rzędu. Zmiany oporu wywołane sprzężeniem i wyznaczone z symulacji były jednak zbyt małe by w pełni odwzorować obserwowane doświadczalnie minima oporu. Spowodowane może to być między innymi uproszczoną strukturą domenową zastosowaną w obliczeniach (liniowe domeny zamiast struktury meandrycznej) oraz odstępstwem efektywnego namagnesowania warstw od stosowanego w obliczeniach. Niemniej jednak symulacje te potwierdzają przedstawioną w pracy [6] hipotezę dotyczącą oddziaływań międzywarstwowych wywołanych obecnością struktury domenowej. W pracy [U.10] symulacje mikromagnetyczne wykorzystane zostały do opisu pełnej pętli histerezy magnetycznej układu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$. W przeciwieństwie do wyników przedstawionych w pracach [U.5] i [U.8] symulacje obejmowały znacznie mniejszą liczbę komórek (68 tys. w porównaniu z około 440 tys.) co pozwoliło symulować pełną pętlę histerezy⁵, a nie tylko stan remanencyjny. Zmniejszenie liczby komórek w symulacji wynikało z zastosowania modelu z mniejszą niż uprzednio liczbą powtórzeń N . Wybór $N=5$ podyktowany był faktem, że już dla tej liczby powtórzeń pętla histerezy i magnetoopór warstw wielokrotnych $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ wykazują wszystkie cechy charakterystyczne dla warstw z większym N (patrz rys. 7 w [U.5]). Dla odpowiednich efektywnych wartości stałej anizotropii prostopadłej subwarstw Co ($K_{\text{eff}} = 1.25 \times 10^6 \text{ J m}^{-3}$) symulacje pozwoliły uzyskać zbliżone do mierzonych pętla histerezy magnetycznej (rys. 5 w [U.10]). Obliczone na ich podstawie zależności magnetooporowe są również podobne do uzyskiwanych eksperymentalnie i wykazują charakterystyczne cechy związane z obecnością struktury SD. Analiza stanu remanencyjnego (rys. 3 i 4 w [U.10]) pokazuje, że podobnie jak w innych układach cienkowarstwowych [43] sprzężenie magnetostaticzne prowadzić może do replikacji struktury domenowej. W przypadku warstw $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ prowadzi to do odwzorowania struktury pasiastej subwarstw Co w orientacji momentów magnetycznych w subwarstwach NiFe. W [U.10] wykazano również, że minima oporu są wynikiem oddziaływań magnetostaticznych między sąsiednimi subwarstwami magnetycznymi i nie występują gdy oddziaływanie to zostanie wyeliminowane z symulacji⁶ (rys. 7 w [U.10]). Praca [U.10] pokazuje zatem, że podstawowe cechy zależności magnetooporowych warstw wielokrotnych

⁵Ze względu na symetrię pętli histerezy symulowano tylko połowę pętli.

⁶Oddziaływanie magnetostaticzne między komórkami z tej samej subwarstwy nie zostało zmienione.



Rysunek 5.4: Schematyczna ilustracja sposobu wyznaczania przyczynku typu GMR do oporu układu. Średni kosinus kąta między momentami sąsiednich subwarstw magnetycznych 1 i 3 wyznacza się z sumy kosinusów odpowiednio między momentami m_{11} i m_{31} , m_{12} i m_{32} itd.

$[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ wyjaśnione mogą być w ramach prostego, pod względem złożoności symulowanego układu, modelu mikromagnetycznego. Odstępstwa modelowych zależności $R(H)$ od uzyskanych eksperymentalnie wynikają między innymi z niuwzględnienia w symulacji szczegółów struktury warstw $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ takich jak zależność efektywnej anizotropii magnetycznej poszczególnych subwarstw magnetycznych czy ich efektywnego namagnesowania od odległości od podłoża [44]. Podobnie kwestie sprzętowe prowadziły do konieczności ograniczenia liczby komórek w symulacji; pozwoliło to jedynie na badanie idealnej struktury SD, z prostymi (nie meandrującymi) domenami pasiastymi (patrz rys. 3.2).

W dotychczas omawianych pracach analiza właściwości magnetycznych i elektrycznych warstw $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$ prowadzona była na podstawie pomiarów magnetometrycznych (również mikroskopii magnetycznej) oraz oporu w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego. Metody te nie pozwalają jednak na niezależne zbadanie zachowania subwarstw Co i NiFe. W pracach [U.7] i [U.8] wykorzystano selektywne ze względu na pierwiastki chemiczne metody eksperymentalne. Pozwoliło to uzyskać pełniejszą informację o strukturze magnetycznej badanych układów warstwowych oraz potwierdzić istotny na nią wpływ pól magnetycznych pochodzących od SD.

W pracy [U.7] posłużono się techniką rezonansowego rozpraszania promieni X (SXRMS) [9, 45] do niezależnego zbadania zmian orientacji momentów magnetycznych subwarstw Co i NiFe. Selektowność ze względu na pierwiastek uzyskuje się w tej metodzie poprzez dostosowanie energii promieniowania X do progu absorpcji danego pierwiastka. (Dla zbadania subwarstw NiFe obserwowano zachowanie momentów Ni.) Wykazano, że dla pola przyłożonego w płaszczyźnie, zgodnie z wcześniejszymi pomiarami sumarycznych pętli histerezy, subwarstwy Co i NiFe przemagnesowują się odpowiednio w kierunku trudnym i łatwym (rys. 2 w [U.7]). Pokazano również, że w warstwach z grubszymi subwarstwami

Co widoczny jest wpływ oddziaływania między subwarstwami magnetycznymi na kształt pętli histerezy (rys. 2g i 2h w [U.7]). Choć, ze względu na nietypową konfigurację⁷, pomiary z polem przyłożonym prostopadle do warstwy nie poddają się łatwej interpretacji to pozwalają one jednak na wnioski jakościowe. Pomiary potwierdzają, że w zakresie pól zewnętrznych odpowiadających obecności struktury SD w subwarstwach Co obserwuje się gwałtowne zmiany sygnału pochodzącego od Ni (rys. 3 w [U.7]). Sygnał SXRMS odwzorowuje charakterystyczne pola związane z przemagnesowaniem Co (H_N^{Co} oraz H_A^{Co}) świadcząc o obecności sprzężenia magnetostaticznego.

W pracy [U.8] posłużono się spektroskopią Mössbauerowską (CEMS [10, 46]) do zbadania zachowania subwarstw NiFe pod wpływem pól pochodzących od struktury SD. Warstwy NiFe wykonane zostały poprzez rozpylenie (patrz rozdz. 2) z targetu zawierającego izotop ^{57}Fe . Pomiary widm CEMS, na podstawie stosunku intensywności linii absorbcyjnych [46] (rys. 2 w [U.8]) pozwalają wyznaczyć średni cosinus kwadratowy kąta ϕ_{NiFe} między momentem magnetycznym subwarstw NiFe a kierunkiem padania wiązki promieni γ , który w przypadku omawianych pomiarów był prostopadły do warstw (rys. 1 w [U.8]). Ten sam kąt, ϕ_{GMR} , oszacowany być może na podstawie pomiarów GMR (wzór 4.1), przy założeniu, że moment magnetyczny subwarstw Co jest prostopadły do warstwy (rys. 3 w [U.8]). Porównanie kątów uzyskanych obydwoma metodami (rys. 4 w [U.8]) pokazuje, że są one bardzo do siebie zbliżone. Świadczy to z jednej strony o poprawności otrzymanych wartości, a z drugiej o tym, że we wszystkich badanych warstwach wielokrotnych moment subwarstw Co zorientowany jest prostopadle do warstwy (dla $t_{\text{Co}} < 1.2 \text{ nm}$). Zależność kąta ϕ_{NiFe} od t_{Co} potwierdza, że przyczyną odchylenia momentów NiFe są pola magnetostaticzne: grubsze subwarstwy Co są źródłem silniejszych pól magnetycznych (wzór 7 w [U.3], [38]). Uzyskane na podstawie symulacji mikromagnetycznych kąty ϕ_{NiFe} i ϕ_{GMR} (tabela 1 w [U.8]) są jakościowo zgodne z otrzymanymi eksperymentalnie.

⁷Stosowana metoda jest czuła głównie na składowe momentu magnetycznego leżące w płaszczyźnie warstwy.

Rozdział 6

Podsumowanie

Do najważniejszych wyników przedkładanej rozprawy habilitacyjnej zaliczam:

- 1 Zbadanie własności magnetooporowych warstw wielokrotnych typu $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$. Wykorzystanie efektu gigantycznego magnetooporu do określenia własności magnetycznych tych układów.
- 2 Wykazanie, na podstawie pomiarów magnetycznych i transportu elektrycznego, istnienia magnetostatycznego sprzężenia między sąsiednimi subwarstwami magnetycznymi w układach $[\text{NiFe}/\text{Au}/\text{Co}/\text{Au}]_N$.
- 3 Wykazanie, między innymi na podstawie badań struktury domenowej za pomocą mikroskopii sił atomowych, że źródłem oddziaływania magnetostatycznego jest obecność pasiastej struktury domenowej w subwarstwach Co.
- 4 Potwierdzenie, za pomocą selektywnych ze względu na pierwiastki chemiczne metod pomiarów własności magnetycznych (spektroskopia Mössbauera, rezonansowe rozpraszanie promieni X), wpływu pasiastej struktury domenowej subwarstw Co na przemagnesowanie subwarstw NiFe.
- 5 Wykazanie za pomocą symulacji mikromagnetycznych, że obserwowane, w polu prostopadłym do powierzchni warstwy, zależności magnetooporowe, z charakterystycznym lokalnym minimum oporu w zakresie odpowiadającym histerezie subwarstw Co, związane są z obecnością domen pasiastych w tych subwarstwach.

Bibliografia

- [1] H. FREY, G. KIENEL, *Dünnschicht Technologie*, VDI Verlag, Düsseldorf, 1987.
- [2] F. B. MANCOFF, J. H. DUNN, B. M. CLEMENS, R. L. WHITE, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1879 (2000).
- [3] F. STOBIECKI, M. URBANIAK, B. SZYMAŃSKI, T. LUCIŃSKI, M. SCHMIDT, J. ALEKSIEJEW, *Materials Science - Poland* **24**, 833 (2006).
- [4] A. MOSER, K. TAKANO, D. MARGULIES, M. ALBRECHT, Y. SONOBE, Y. IKEDA, S. SUN, E. FULLERTON, *J. Phys.D: Appl. Phys.* **35**, R157 (2002).
- [5] D. HOUSSAMEDDINE, U.EBELS, B. DALAET, B. RODMACQ, I. FIRASTRAU, F. PONTHE-
NIER, M. BRUNET, C. THIRION, J.-P. MICHEL, L. PREJBEANU-BUDA, M.-C. CYRILLE,
O. REDON, B. DIENY, *Nature materials* **6**, 441 (2007).
- [6] F. STOBIECKI, B. SZYMAŃSKI, T.LUCIŃSKI, J. DUBOWIK, M. URBANIAK, K. RÖLL, *J.
Magn. Magn. Mater.* **282**, 32 (2004).
- [7] A. HUBERT, R. SCHÄFER, *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*,
Springer, Berlin, 1998.
- [8] S. S. P. PARKIN, *United States Patent US 7,031,178 B2*.
- [9] J. GRABIS, A. BERGMANN, A. NEFEDOV, K. WESTERHOLT, H. ZABEL, *Phys. Rev. B* **72**,
024438 (2005).
- [10] J. M. CADOGAN, D. H. RYAN, Mössbauer Spectroscopy, w *Handbook of Applied Solid
State Spectroscopy*, pod redakcją D. R. VIJ'A, Springer, 2006.
- [11] A. FERT, P. BRUNO, *Interlayer Exchange Coupling and Magnetoresistance in Multilayers
w Ultrathin Magnetic Structures II*, Springer Verlag (1994).
- [12] B. D. CULLITY, *Introduction to magnetic materials*, Addison-Wesley, Reading, Massachu-
setts, 1972.
- [13] B. HILLEBRANDS, Magnetische Anisotropien in Schichtsystemen und ihre experimentelle
Bestimmung, w *Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen*, Ferienkurse tom 24, For-
schungszentrum Jülich GmbH, 1993.

Komentarz autorski do zbioru publikacji stanowiących rozprawę habilitacyjną

- [14] G. Y. CHIN, J. H. WERNICK, Soft Magnetic Metallic Materials, w *Handbook of Ferromagnetic Materials*, pod redakcją E. P. WOHLFARTHA, tom 2, North-Holland, 1980.
- [15] F. STOBIECKI, B. SZYMAŃSKI, T. LUCIŃSKI, J. DUBOWIK, K. RÖLL, *J. Magn. Magn. Mater.* **239**, 276 (2002).
- [16] P. J. JENSEN, K. H. BENNEMANN, *Surf. Sci. Rep.* **61**, 129 (2006).
- [17] A. MURAYAMA, K. HYOMI, J. EICKMANN, M. FALCO, *Phys. Rev. B* **61**, 8984 (2000).
- [18] J. STÖHR, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 470 (1999).
- [19] J. DUBOWIK, F. STOBIECKI, I. GOŚCIAŃSKA, *Phys. Status Solidi A* **196**, 41 (2003).
- [20] A. WAWRO, Z. KURANT, L. BACZEWSKI, P. PANKOWSKI, J. PELKA, A. MANEIKIS, A. BÓJKO, V. ZABLOTSKII, A. MAZIEWSKI, *Phys. Status Solidi C* **3**, 77 (2006).
- [21] H. J. G. DRAAISMA, W. J. M. DE JONGE, *J. Appl. Phys.* **62**, 3318 (1987).
- [22] M. KISIELEWSKI, A. MAZIEWSKI, T. POLYAKOVA, V. ZABLOTSKII, *Phys. Rev. B* **69**, 184419 (2004).
- [23] M. BAIBICH, J. BROTO, A. FERT, F. N. V. DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, J. CHAZELAS, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [24] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAUERNBACH, W. ZINN, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 4828 (1989).
- [25] S. A. WOLF, A. Y. CHTCHELKANOVA, D. M. TREGER, *IBM J. RES. & DEV.* **50**, 101 (2006).
- [26] J. BARNAŚ, O. BAKSALARY, A. FERT, *Phys. Rev. B* **56**, 6079 (1997).
- [27] S. THOMPSON, *J. Phys. D: Appl. Phys* **41**, 093001 (2008).
- [28] B. DIENY, J. P. GAVIGAN, J. P. REBOUILLANT, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 159 (1990).
- [29] R. W. CROSSA, Y. K. KIM, J. O. OTI, S. E. RUSSEK, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3935 (1996).
- [30] B. WAROT, A. K. PETFORD-LONG, T. C. ANTHONY, *J. Appl. Phys.* **93**, 7287 (2003).
- [31] K.-S. MOON, J. R. E. FONTANA, S. S. P. PARKIN, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3690 (1999).
- [32] A. AHARONI, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Clarendon Press-Oxford, 1996.
- [33] J. C. S. KOOLS, W. KULA, D. MAURI, T. LIN, *J. Appl. Phys.* **85**, 4466 (1999).
- [34] T. LUCIŃSKI, A. HÜTTEN, H. BRÜCKL, T. HEMPEL, S. HEITMAN, G. REISS, *Phys. Status Solidi A* **196**, 97 (2003).

- [35] M. R. McCARTNEY, R. E. DUNIN-BORKOWSKI, M. R. SCHEINFEIN, D. J. SMITH, S. GIDER, S. S. P. PARKIN, *Science* **268**, 1337 (1999).
- [36] W. KUCH, L. I. CHELARU, K. FUKUMOKO, F. PORRATI, F. OFFI, M. KOTSUGI, J. KIRCHNER, *Phys. Rev. B* **67**, 214403 (2003).
- [37] J. C. MALLINSON, *Magneto-resistive Heads. Fundamentals and Applications*, Academic Press (1996).
- [38] H. J. HUG, B. STIEFEL, A. MOSER, I. PARASHIKOV, A. KLICZNIK, D. LIPP, , H.-J. GÜNTHERODT, G. BOCI, D. I. PAUL, R. C. O'HANDLEY, *J. Appl. Phys.* **79**, 5609 (1996).
- [39] D. B. FULGHUM, R. E. CAMLEY, *Phys. Rev. B* **52**, 13436 (1995).
- [40] N. S. KISELEV, I. E. DRAGUNOV, V. NEU, U. K. RÖSSLER, A. N. BOGDANOV, *J. Appl. Phys.* **79**, 5609 (1996).
- [41] H. KRONMÜLLER, General Micromagnetic Theory, w *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, pod redakcją H. KRONMÜLLERA i S. PARKINA, tom 2, Wiley, 2007.
- [42] M. J. DONAHUE, D. G. PORTER, *OOMMF User's Guide, Version 1.0, Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD* (1999).
- [43] W. S. LEW, S. P. LI, L. LOPEZ-DIAZ, D. C. HATTON, J. A. C. BLAND, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 217201 (2003).
- [44] B. SZYMAŃSKI, STOBIECKI, M. URBANIAK, P. SIFFALOVIC, E. MAJKOVA, *Acta Phys. Pol. A* **113**, 205 (2008).
- [45] J. STÖHR, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **75**, 253 (1995).
- [46] N. N. GREENWOOD, T. C. GIBB, *Mössbauer Spectroscopy*, Chapman and Hall, London, 1971.