

Załącznik 1

do wniosku dr Michała Ślęzaka o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego

AUTOREFERAT

1. imię i nazwisko: Michał Ślęzak
2. tytuły naukowe:
 - a) tytuł magistra, Akademia Górniczo-Hutnicza, rok 2004
 - b) tytuł doktora nauk fizycznych, Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, rok 2009,
tytuł rozprawy: *Wpływ morfologii podłoża na magnetyzm epitaksjalnych nanostruktur metali 3d*, promotor: prof. dr hab. J. Korecki
3. dotychczasowe zatrudnienie: w latach 2009- do chwili obecnej: Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej, Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica w Krakowie, stanowisko: (2009-2015) asystent, (2015 -) adiunkt
4. Osiągnięcie naukowe: cykl publikacji pod zbiorczym tytułem:
 - a) „*Reorientacja spinowa i kontrola anizotropii magnetycznej w niskowymiarowych układach ferro- i antyferromagnetycznych*”
 - b) lista publikacji stanowiących osiągnięcie:

1A. X-ray photoemission electron microscopy study of the in-plane spin reorientation transitions in epitaxial Fe films on W(110).
M. Ślęzak, T. Gieła, D. Wilgocka-Ślęzak, A. Kozioł-Rachwał, T. Ślęzak, R. Zdyb, N. Spiridis, C. Quitmann, J. Raabe, N. Pilet, J. Korecki
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 348 (2013) 101–106

2A. Prospects of X-ray photoemission electron microscopy at the first beamline of the Polish synchrotron facility SOLARIS.

M. Ślęzak, T. Gieła, D. Wilgocka-Ślęzak, N. Spiridis, T. Ślęzak, M. Zając, A. Kozioł-Rachwał, R.P. Socha, M. Stankiewicz, P. Warnicke, N. Pilet, J. Raabe, C. Quitmann, J. Korecki
X-Ray Spectrometry 44 (2015) 317–322

3A. Giant in-plane magnetic anisotropy in epitaxial bcc Co/Fe(110) bilayers

M. Ślęzak, T. Ślęzak, K. Matlak, B. Matlak, P. Drózd, T. Gieła, D. Wilgocka-Ślęzak, N. Pilet, J. Raabe, A. Kozioł-Rachwał, J. Korecki,
Physical Review B 94 (2016) 014402

4A. Adsorption induced modification of in-plane magnetic anisotropy in epitaxial Co and Fe/Co films on Fe(110)

M. Ślęzak, T. Ślęzak, K. Matlak, P. Drózd, J. Korecki
AIP Advances 8 (2018) 056806

5A. Multiple spin reorientation transitions and large in plane magnetic anisotropy in epitaxial Au/Co/Fe(110) films

M. Ślęzak, P. Drózd, K. Matlak, A. Kozioł-Rachwał, J. Korecki, T. Ślęzak
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 475 (2019) 195–200

6A. How a ferromagnet drives an antiferromagnet in exchange biased CoO/Fe(110) bilayers

M. Ślęzak, T. Ślęzak, P. Drózd, B. Matlak, K. Matlak, A. Kozioł-Rachwał, M. Zając, J. Korecki
Scientific Reports 9 (2019) 889

- c) omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania

Wstęp

W ciągu ostatnich kilku dekad zaobserwowano olbrzymi wzrost zainteresowania badaczy układami niskowymiarowymi, których właściwości fizyczne są interesujące i ważne zarówno z poznawczego punktu widzenia, jak i w związku z ich potencjalnymi zastosowaniami. W szczególności, znaczną uwagę przykuły właściwości magnetyczne cienkich warstw i nanostruktur [1]. Wśród materiałów magnetycznych wyróżnić można dwie niezwykle istotne grupy, ferromagnetyki (FM), do niedawna najintensywniej badane i szeroko

stosowane w magnetycznych pamięciach i dyskach twardych, oraz antyferromagnetyki (AFM, nagroda Nobla w 1970 r.), którym przez długi czas, mimo niewątpliwego znaczenia fundamentalnego, powszechnie (i mylnie) odmawiano większego potencjału aplikacyjnego.

Anizotropia magnetyczna (MA) to jedna z ważniejszych właściwości, które znacząco odróżniają zarówno ferromagnetyczne, jak i antyferromagnetyczne materiały i układy niskowymiarowe, od ich litych odpowiedników. W związku ze złamaniem symetrii translacyjnej na powierzchniach i międzywierzchniach (dalej nazywanych skrótowo „interfejsami”), zjawiska reorientacji spinowej (ang. *Spin Reorientation Transition*, SRT) są często obserwowane w ferromagnetycznych cienkich warstwach i nanostrukturach [2]. Zarówno prace doświadczalne, jak i teoretyczne, pokazują, że efekty związane z reorientacją spinową zazwyczaj wynikają ze współzawodnictwa przyczynków powierzchniowych, interfejsowych i objętościowych do anizotropii magnetycznej układu. Delikatna równowaga między tymi przyczynkami pozwala na sterowanie i wzbudzanie procesów reorientacji typu SRT poprzez zmianę temperatury czy grubości układu [3], kontrolowaną adsorpcję atomów lub molekuł [4] oraz stosowanie różnego rodzaju warstw przykrywających [5]. Często obserwuje się również silne efekty relaksacji struktury krystalicznej i lokalne zmiany koordynacji atomowej w trakcie wzrostu warstw lub wskutek ich przykrycia, co prowadzi do dużych modyfikacji anizotropii magnetycznej. Ciekawym przykładem są okresowe zmiany morfologii powierzchni cienkiej warstwy ferromagnetycznej, które w trakcie jej wzrostu wynikają z obecności na przemian wypełnionych i niekompletnych warstw atomowych. Udowodniono [6], że tak zdefiniowana w skali atomowej szorstkość powierzchni warstwy ferromagnetycznej powoduje oscylacje anizotropii magnetycznej w funkcji grubości warstwy, które w przypadku wzrostu typu „warstwa po warstwie” mają okres jednej warstwy atomowej, czyli tzw. monowarstwy (ang. *monolayer*, ML). Implementacja i optymalizacja kontroli anizotropii magnetycznej, docelowo o charakterze lokalnym, w skali nano i w pojedynczych nanostrukturach ferromagnetycznych, wpisuje się w aktualną i interesującą tematykę badawczą z zakresu współczesnej fizyki i spintroniki.

W przeciwieństwie do materiałów ferromagnetycznych, próby kontroli i sterowania strukturą i anizotropią magnetyczną antyferromagnetyków zintensyfikowano stosunkowo niedawno. W chwili obecnej, materiały i układy AFM zalicza się jednak do najbardziej obiecujących trendów nowoczesnej spintroniki [7]. Naprężeniowa, antyrównoległa orientacja momentów magnetycznych sąsiadujących atomów lub warstw atomowych skutkuje zerowym namagnesowaniem antyferromagnetyków co czyni je materiałami trudnymi do badania i wykorzystania praktycznego. Dwa ciekawe przykłady zastosowań antyferromagnetyków we współczesnej spintronice to generatory częstotliwości terahertzowych [8] i urządzenia wykorzystujące spinowy efekt Halla, w których silne oddziaływanie spin-orbita i związany z nim moment siły (ang. *torque*) umożliwiają przełączenie namagnesowania warstwy ferromagnetycznej (tzw. efekt SOT, ang. *Spin Orbit Torque*) [9]. W pierwszym z wymienionych przypadków niezwykle użyteczne są antyferromagnetyki

o dobrze zdefiniowanej i sterowalnej osi łatwej anizotropii magnetycznej. Z kolei w przypadku technologii bazujących na efekcie SOT główna trudność techniczna polegająca na konieczności przyłożenia zewnętrznego pola magnetycznego może zostać pokonana dzięki zastosowaniu dwuwarstw AFM/FM i efektu polaryzacji wymiennej (ang. *Exchange Bias*, EB) [10, 11]. Opisane przykłady wyraźnie pokazują, że możliwość uzyskania jednocześnie kontroli nad orientacją osi łatwej anizotropii magnetycznej materiałów AFM i nad wielkością efektu EB w układach AFM/FM, ma nie tylko duże znaczenie poznawcze lecz jest również bardzo istotna z punktu widzenia zastosowań.

W kolejnych akapitach opiszę doświadczenia, których celem było uzyskanie możliwości sterowania anizotropią magnetyczną warstw ferromagnetycznych i antyferromagnetycznych. Jako pierwsze przedyskutowane zostaną anizotropia magnetyczna i zjawisko reorientacji spinowej SRT w pojedynczych, monokrystalicznych warstwach Fe(110) [1A, 2A] nanoszonych na podłoże W(110) techniką epitaksji z wiązki molekularnej (ang. *Molecular Beam Epitaxy*, MBE). Następnie pokazane zostanie jak można modyfikować anizotropię magnetyczną w wielowarstwowych ferromagnetykach o strukturze bcc i powierzchniowej orientacji krystalograficznej (110). W szczególności omówione zostaną układy dwu- i trójwarstwowe Co/Fe [3A] i Fe/Co/Fe, w których dodatkowo możliwe jest sterowanie ich anizotropią magnetyczną za pomocą adsorpcji gazów [4A], czy też poprzez zastosowanie warstw przykrywających niemagnetycznych (Au) [5A] lub magnetycznych (Co) [3A]. W ostatniej części poniższego opisu przedstawię nowy sposób interfejsowej modyfikacji anizotropii magnetycznej i struktury spinowej antyferromagnetycznych warstw CoO w układzie CoO(111)/Fe(110) [6A].

Anizotropia magnetyczna i reorientacja spinowa w ferromagnetykach o strukturze bcc(110)

Zjawisko reorientacji spinowej SRT w cienkich warstwach Fe na podłożu monokryształu W(110) zostało odkryte ponad trzydzieści lat temu [12]. W trakcie wzrostu warstwy Fe, gdy jej grubość osiągnie tzw. grubość krytyczną SRT, obserwuje się obrót wektora namagnesowania w płaszczyźnie Fe(110), od kierunku [1-10] do [001], który to kierunek jest osią łatwą anizotropii magnetycznej litego żelaza. Grubość krytyczna Fe dla której zachodzi taka reorientacja, d_c , silnie zależy od warunków preparatyki i może się wahać od 40 Å do 140 Å, a w przypadku temperaturowo programowanych procesów preparatyki może osiągać nawet wyższe wartości [13]. Analogiczna reorientacja momentów magnetycznych i osi łatwej namagnesowania może zostać również wzbudzona poprzez zmianę temperatury [14], różnego rodzaju modyfikacje powierzchni, jak np. stymulacje wiązką elektronową [15], zastosowanie warstw przykrywających (Ag, Au), adsorpcję tlenu [16] czy nawet gazów resztkowych, obecnych nawet w najdoskonalszych komorach próżniowych. Wszystkie wymienione doniesienia literaturowe wyjaśniają zjawisko SRT bazując na najprostszym modelu, w którym namagnesowanie warstwy Fe(110) jest jednorodne w kierunku normalnej do powierzchni Fe(110). W takim opisie, zaproponowanym już w pionierskiej pracy Gradmanna

i współpracowników [12], SRT zostaje wzbudzone w wyniku zależnej od grubości kompetycji pomiędzy silną anizotropią powierzchniową a preferującą orientację namagnesowania w kierunku [001] anizotropią magnetokrystaliczną. Podejście takie jest zasadne gdy oddziaływanie wymienne pomiędzy atomami Fe jest dostatecznie silne w porównaniu z siłą, z jaką powierzchniowa anizotropia magnetyczna przyszpila namagnesowanie obszarów przypowierzchniowych wzdłuż kierunku [1-10]. Trzeba jednak pamiętać, że oddziaływanie wymienne może w cienkich warstwach ulegać znacznym modyfikacjom. Ponadto pokazano, że nawet przy założeniu oddziaływania wymiennego o wielkości takiej jak w litym Fe, współzawodnictwo dostatecznie silnych przyczynków do anizotropii magnetycznej może skutkować lokalnymi odstępstwami od ferromagnetycznego uporządkowania w pobliżu SRT [17]. Wyniki symulacji prezentowanych w publikacji [17] pozostają w dobrej zgodności z badaniami dokumentującymi powstawanie wertykalnie niekolinearnych struktur magnetycznych, w trakcie indukowanej wzrostem grubości warstwy Fe(110) reorientacji spinowej [18]. Należy jednak zaznaczyć, że czas pomiaru wykorzystywanej w publikacji [18] technice rezonansowego rozpraszania promieniowania synchrotronowego (ang. *Nuclear Resonant Scattering*, NRS) uniemożliwia precyzyjną detekcję szybszych procesów ewolucji lateralnej struktury magnetycznej, takich jak powstawanie i rozrastanie się domen magnetycznych. Dlatego też celem prac doświadczalnych, opisanych w publikacjach [1A] i [2A], było bezpośrednie zobrazowanie magnetycznej struktury domenowej w trakcie wymuszonych zmianą grubości i temperatury procesów reorientacji spinowej w warstwach Fe/W(110). W badaniach tych wykorzystano zainstalowany w ośrodku Swiss Light Source mikroskop PEEM (ang. *Photoemission Electron Microscope*) [2A], w którym kontrast magnetyczny uzyskany został dzięki efektowi magnetycznego dichroizmu kołowego (ang. *X-Ray Magnetic Circular Dichroism*, XMCD). Indukowana wzrostem grubości reorientacja SRT odbywa się głównie poprzez ruch ścian domenowych, natomiast w przejściu wzbudzonego zmianą temperatury zaobserwowano również liczne centra nukleacji domenowej [1A, 2A]. W przypadku SRT wymuszonego wzrostem warstwy próbka znajduje się w jednodomenowym stanie magnetycznym zarówno przed rozpoczęciem, jak i po zakończeniu procesu reorientacji, jednak końcową konfigurację magnetyczną po temperaturowym SRT cechuje współlistnienie antyrównoległych domen magnetycznych zorientowanych wzdłuż kierunku [001]. Te wyraźne różnice obserwowane w mechanizmach przełączania namagnesowania w obu rodzajach SRT można jakościowo wyjaśnić bazując na prostych rozważaniach fenomenologicznych, uwzględniających stałe anizotropii magnetycznej drugiego (K_2) i czwartego rzędu (K_4). Istnienie różnych możliwych scenariuszy SRT, takich jak np. koherentna rotacja namagnesowania (ang. *coherent magnetization rotation*, CMR) czy współlistnienie faz (ang. *phase coexistence*, PC), wynika z różnych zależności stałych K_2 i K_4 od parametrów wywołujących reorientację (w omawianym przykładzie są to grubość warstwy i temperatura). W procesach inicjowanych zmianą grubości zarówno stała K_2 , jak i K_4 , grają dużą rolę, natomiast w temperaturowym SRT dominuje stała K_2 , ponieważ K_4 zazwyczaj w bardzo niewielkim stopniu zależy od

temperatury [19]. To pociąga za sobą fundamentalne różnice w charakterze obu omawianych rodzajów SRT. Temperaturowo wzbudzana reorientacja spinowa częściej dokonuje się poprzez współistnienie faz, co w przypadku układu Fe/W(110) objawia się powstaniem wielodomenowego stanu magnetycznego (z ortogonalnie namagnesowanymi domenami) i licznych centrów nukleacji domenowej. Przejście SRT wywołane wzrostem warstwy Fe(110) jest bardziej ciągle i cechuje je obecność wertykalnej, niekolinearnej struktury magnetycznej.

Innym sposobem sterowania anizotropią magnetyczną cienkich warstw lub nanostruktur jest modyfikacja jej powierzchni lub obszarów interfejsowych. W takim podejściu najczęściej stosowanymi metodami są adsorpcja gazów na powierzchni [20] lub pokrycie powierzchni różnego rodzaju warstwami przykrywającymi, z wykorzystaniem materiałów zarówno magnetycznych [21], jak i niemagnetycznych [5]. Niezwykle przekonującym przykładem jest praca Webera i współpracowników [5], w której pokazano, że warstwa przykrywająca Cu o pokryciu nominalnym wynoszącym zaledwie 0.03 ML powoduje obrót namagnesowania stosunkowo grubej warstwy Co (20 monowarstw) o 90° . Na podobnej zasadzie, możliwe powinno być sterowanie orientacją namagnesowania warstwy Fe(110) na podłożu W(110), zwłaszcza w przypadku gdy układ znajduje się w stanie bliskim SRT. Publikacja [3A] jako pierwsza w dostępnej literaturze fachowej porusza problem modyfikacji anizotropii magnetycznej i wpływu na reorientację spinową wywołanych przykryciem warstwy Fe(110) cienką warstwą ferromagnetyka (w tym przypadku Co). W pracy tej [3A] (i również w późniejszych pracach 4-6A) dużą rolę odegrały specjalnie zaprojektowane próbki oraz oryginalna metodyka badań anizotropii magnetycznej. Badano warstwy Fe(110) o grubości z przedziału 80 – 300 Å, nanoszone na podłoże W(110) w temperaturze pokojowej w formie klinów, czyli obszarów na których grubość warstwy zmienia się w sposób ciągły wzdłuż wybranego kierunku w płaszczyźnie próbki. Taki klin Fe(110) był następnie przykrywany warstwą Co, również w formie klina, w którym kierunek wzrostu grubości Co (0 – 100 Å) był prostopadły do kierunku wzdłuż którego zmieniała się grubość Fe. Tak powstałą próbkę można określić jako podwójnie klinową a jej dużą zaletą jest możliwość badania anizotropii magnetycznej (lecz również innych, np. strukturalnych, właściwości fizycznych) w funkcji grubości obu warstw ferromagnetycznych, na jednej próbce i z zapewnieniem identycznych warunków preparatyki wszystkich interesujących obszarów. Pod kątem tak dobranego procesu preparatyki zoptymalizowano również metodykę badań wykorzystujących mikroskop MOKE (ang. *Magneto-Optic Kerr Effect*, MOKE). Dzięki dedykowanemu oknu próżniowemu i instalacji zestawu MOKE przy aparaturze UHV [22], mikroskop obrazował właściwości magnetyczne badanych próbek w warunkach in-situ, bez potrzeby ekspozycji ich na warunki atmosferyczne. Ponadto zastosowano rzadko spotykane ustawienie mikroskopu, w którym celowo dobrano powiększenie tak by obrazować jednocześnie całą powierzchnię próbki (koło o średnicy 8 mm). W takim podejściu, zapisuje się obrazy MOKE powierzchni badanej próbki w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego, przykładanego

wzdłuż wybranego kierunku krystalograficznego, którym w większości przypadków był kierunek [1-10] w płaszczyźnie Fe(110). W ten sposób na dysku twardym komputera, zapisany zostaje „film” obrazujący proces przemagnesowania próbki. Na etapie analizy danych możliwe jest wyznaczenie pętli histerezy magnetycznej z dowolnie zdefiniowanego (ograniczonego jedynie przez rozdzielczość mikroskopu) obszaru próbki. Istotne jest, że wszystkie wyznaczone pętle histerezy magnetycznej obciążone są takim samym wpływem czynników zaburzających pomiar i artefaktów (jeśli obecne), np. niepożądanych efektów magnetoptycznych, dryftu temperaturowego czy szumów. Jest to niezwykle efektywna metodyka, która w czasie kilku minut (typowy czas obrazowania procesu przemagnesowania w opisywanych układach) umożliwia zapisanie danych wystarczających do wyznaczenia stałych anizotropii w całej, dwuwymiarowej przestrzeni grubości (d_{Co} , d_{Fe}). Podobnej optymalizacji poddano procedurę badania właściwości strukturalnych powierzchni próbek, w której wykorzystywana była technika LEED (ang. *Low-Energy Electron Diffraction*). Dzięki zmotoryzowanemu manipulatorowi próżniowemu możliwe było zapisywanie obrazów dyfrakcyjnych LEED w trakcie ciągłego, jednostajnego ruchu próbki przed działem elektronowym. W ten sposób, możliwe było np. zapisanie filmu obrazującego ewolucję struktury powierzchniowej w funkcji grubości wybranej podwarstwy badanego układu. Analiza takiego filmu (wykonana metodą klatka po klatce), który został zarejestrowany w funkcji grubości warstwy Co, okazała się niezwykle pomocna w przypadku opisywanego w pracy [3A] układu Co/Fe(110)/W(110). Pokazano, że do grubości ok. 5 Å, Co rośnie pseudomorficznie na warstwie Fe(110), natomiast powierzchnia grubszych warstw Co jest zrekonstruowana i cechuje ją współlistnienie dwóch grup domen strukturalnych (3x1). Na podstawie dostępnych danych literaturowych [23] wywnioskowano, że obrazy dyfrakcyjne LEED odpowiadają metastabilnej strukturze bcc(110), w całym badanym zakresie grubości warstw Co. W pracy [3A] zaprezentowano również dokładną analizę ewolucji plamki dyfrakcyjnej (01) na powierzchni Co, w funkcji grubości warstwy Co. Pokazano, że zarówno całkowita intensywność jak i szerokość plamki (01) oscylują w funkcji grubości warstwy Co, a okres tych oscylacji jest bliski jednej monowarstwie. Maksima intensywności i minima szerokości plamki dyfrakcyjnej zaobserwowano dla każdej wypełnionej warstwy atomowej, natomiast maksima szerokości plamki odpowiadają pokryciom, dla których szorstkość powierzchni jest największa, czyli gdy ma miejsce połowiczne wypełnienie powierzchniowej warstwy atomowej Co. Taki charakter zmian powierzchniowej struktury Co(110) świadczy o bliskim idealnemu wzroście typu „warstwa po warstwie” i jak się okazało implikuje bardzo ciekawe właściwości magnetyczne układu Co/Fe/W(110). Pokazano bardzo silną i niemonotoniczną zależność grubości krytycznej SRT (d_c) od grubości Co (d_{Co}) [3A]. Zaprezentowano również szczegółową, fenomenologiczną (w oparciu o model Stonera-Wohlfartha) analizę pętli histerezy magnetycznej w dwuwymiarowej przestrzeni grubości (d_{Co} , d_{Fe}) oraz zależności $d_c(d_{\text{Co}})$. Istotą podanego opisu było potraktowanie cienkiej warstwy Co (jej powierzchni, objętości oraz obszaru graniczącego z Fe) jako swego rodzaju „sztucznej” powierzchni dużo grubszej

warstwy Fe(110). Udowodniono, że grubość krytyczna d_c jest dobrą miarą oraz jest proporcjonalna do powierzchniowej anizotropii magnetycznej (ang. *Magnetic Surface Anisotropy*, MSA) tak zdefiniowanego ferromagnetyka (dwuwarstwy Co/Fe). Zależność grubości krytycznej $d_c(d_{Co})$, a tym samym zależność anizotropii MSA(d_{Co}) [3A], wykazuje trzy charakterystyczne i ciekawe właściwości. Po pierwsze, w przedziale grubości $d_{Co} \in (0 - 5 \text{ \AA})$, grubość krytyczna reorientacji spinowej bardzo szybko rośnie od wartości $130 \text{ \AA}$ (niepokryta warstwa Fe) aż do wartości $250 \text{ \AA}$. Do pokrycia nominalnego 1 ML, wzrost ten zinterpretowano jako silną modyfikację powierzchniowej anizotropii magnetycznej warstwy Fe(110), wywołanej zmianą koordynacji i otoczenia chemicznego atomów na powierzchni. W przedziale grubości Co $\sim 2.5 - 5.0 \text{ \AA}$ można już spodziewać się, że ciągła warstwa Co zyskuje własną anizotropię magnetyczną, która najwyraźniej jeszcze bardziej umacnia powierzchniową anizotropię magnetyczną Fe(110) i tym samym faworyzuje oś łatwą namagnesowania wzdłuż kierunku [1-10]. Drugim, wartym odnotowania faktem jest bardzo ostry spadek wartości d_c dla warstw o grubości $d_{Co} > 5 \text{ \AA}$. To zmniejszenie anizotropii MSA dobrze współgra z obserwowanym w obrazach dyfrakcyjnych LEED pojawieniem się nadstruktury na powierzchni dwuwarstwy Co/Fe. Dlatego to właśnie zmiany strukturalne na powierzchni warstwy Co są najprawdopodobniej odpowiedzialne za osłabienie anizotropii typu [1-10] dla $d_{Co} > 5 \text{ \AA}$. Analiza danych prezentowanych w publikacji [3A] pozwoliła odrzucić alternatywne wyjaśnienie zakładające, że anizotropia magnetyczna warstwy Co, wraz ze wzrostem grubości tej warstwy, zmienia oś łatwą z kierunku [1-10] na kierunek [001], w płaszczyźnie (110). Trzecią cechą prezentowanej w pracy [3A] zależności $d_c(d_{Co})$ jest obecność jej krótkookresowych oscylacji w funkcji grubości Co. Okres tych oscylacji jest w przybliżeniu równy jednej warstwie atomowej Co. Pozwala to wnioskować, że oscylacje anizotropii magnetycznej MSA korelują z okresowymi zmianami wypełnienia kolejnych warstw atomowych na powierzchni. Taka interpretacja bardzo dobrze pasuje do opisaną powyżej analizy obrazów dyfrakcyjnych LEED. Lokalne maksima grubości krytycznej niemal pokrywają się z maksimami intensywności i minimami szerokości plamki dyfrakcyjnej (01) powierzchni Co. W ten sposób pokazano, jak lokalne zmiany morfologii i szorstkości powierzchni w skali atomowej wpływają na powierzchniową anizotropię magnetyczną. Na podstawie porównania (dopasowania) symulacji i pomiarów pętli histerezy magnetycznej, w publikacji [3A] zaprezentowano również ilościowy opis zmian anizotropii MSA. Zastosowanie warstwy przykrywającej Co zmienia stałą anizotropii MSA od wartości 1.30 mJ/m^2 w przypadku niepokrytej warstwy Fe(110), do maksymalnej wartości 2.44 mJ/m^2 dla dwuwarstwy Co($5 \text{ \AA}$)/Fe. Indukowany przez Co wzrost anizotropii magnetycznej MSA o 1.14 mJ/m^2 (lub 0.41 meV/atom) jest o wiele większy niż to ma miejsce w przypadku zastosowania niemagnetycznych warstw przykrywających na powierzchni Fe(110). Przykładowo, w układach Cu/Fe(110) i Ag/Fe(110), analogiczne zmiany anizotropii magnetycznej MSA wynoszą zaledwie 0.07 mJ/m^2 ($\sim 0.03 \text{ meV/atom}$) i 0.11 mJ/m^2 (0.04 meV/atom), odpowiednio [24]. Anizotropia magnetyczna MSA indukowana w układzie Co/Fe(110) jest również wyraźnie większa niż w innych układach FM/FM

[25]. W efekcie, nawet pojedyncze warstwy atomowe Co wzbudzają obrót namagnesowania bardzo grubych warstw Fe(110), które przed pokryciem Co, zarówno z punktu widzenia właściwości magnetycznych jak i strukturalnych (np. stała sieci), można by traktować jak lity monokryształ żelaza.

Motywacją dla doświadczeń opisanych w pracy [5A] było dalsze rozwinięcie tematu i koncepcji anizotropii magnetycznej „sztucznej” powierzchni ferromagnetyków bcc(110), lecz również zaprojektowanie układu dobrze spełniającego wymagania planowanych w przyszłości pomiarów efektu SOT. Większość doniesień literaturowych na temat SOT dotyczy cienkich warstw ferromagnetycznych o prostopadłej anizotropii magnetycznej, jednak w ostatnim czasie również układy z anizotropią w płaszczyźnie zyskały większe zainteresowanie badaczy tego tematu [26]. Głównym tego powodem jest fakt, że aż dwie z trzech możliwych geometrii pomiaru SOT mogą zostać zaaranżowane w układach z anizotropią magnetyczną w płaszczyźnie, a mianowicie rozwiązania z prądem w płaszczyźnie płynącym równolegle lub prostopadle do osi łatwej ferromagnetyka. W pierwszej z wymienionych, kolinearnej konfiguracji prąd-anizotropia magnetyczna, możliwe jest zrealizowanie przełączania bez potrzeby podmagnesowywania zewnętrznym polem magnetycznym, co w przyszłości powinno zaowocować nową generacją urządzeń elektronicznych (spintronicznych) działających w oparciu o efekt SOT. Z drugiej strony, z punktu widzenia składu chemicznego układów SOT, najczęściej badane są interfejsy metal ciężki (ang. *heavy metal*, HM) – ferromagnetyk (HM/FM), przy czym w roli HM zazwyczaj występuje Pt lub W, które zapewniają największe oddziaływanie spin-orbita. Niedawno wskazano jednak również duże korzyści wynikające z oddzielenia warstw HM i FM cieniutką przekładką Au [27]. Mając na względzie powyższe rozważania dotyczące technologii SOT, anizotropia magnetyczna w płaszczyźnie układu Au/Co/Fe jest tematem nie tylko ciekawym ze względów czysto poznawczych, lecz również ma istotny potencjał aplikacyjny. W publikacji [5A] opisano wyniki badań nad anizotropią magnetyczną i reorientacją spinową w układzie trójwarstwowym Au(3 ML)/Co/Fe(110). Główny nacisk został położony na zjawisko reorientacji spinowej wzbudzonej zarówno poprzez wzrost grubości warstwy Fe, przy ustalonej grubości warstwy Co, jak i w scenariuszu odwrotnym, w którym dla konkretnej grubości Fe reorientacja spinowa zostaje wyindukowana przez rosnącą grubość Co [5A]. W tym przypadku za „sztuczną” powierzchnię układu przyjęto dwuwarstwę Au/Co wraz z jej dolnym interfejsem Co/Fe. Pokazano, że tak zdefiniowana anizotropia MSA preferuje oś łatwą namagnesowania wzdłuż kierunku $[1-10]$ oraz że siła tej anizotropii maleje wraz z rosnącą temperaturą wolniej niż anizotropia magnetokrystaliczna warstwy Fe(110), co skutkuje serią procesów SRT wzbudzanych temperaturowo, w szerokim obszarze przestrzeni (d_{Co}, d_{Fe}) . W ustalonej temperaturze (300 K lub 400 K), różne scenariusze indukowanego wzrostem grubości SRT zostały udokumentowane w przestrzeni (d_{Co}, d_{Fe}) . Zaobserwowano podwójne, wywołane wzrostem d_{Co} , SRT $[001] \rightarrow [1-10] \rightarrow [001]$ i pojedyncze, wywołane wzrostem d_{Fe} , SRT $[1-10] \rightarrow [001]$ oraz możliwość nie występowania reorientacji spinowej w ogóle. Pokazano również, jak profil wspomnianych procesów

SRT może być kontrolowany poprzez precyzyjny dobór grubości obu podwarstw ferromagnetycznych. W pracy [5A] zaniechano systematycznego dopasowania pętli histerezy magnetycznej, a w zamian wykonano symulacje stanu magnetycznego układu pod nieobecność zewnętrznego pola magnetycznego (stanu remanencyjnego) i jego ewolucji wzdłuż wybranych trajektorii w przestrzeni (d_{Co} , d_{Fe}). Symulacje te bardzo dobrze odzwierciedlają wszystkie wymienione i prezentowane w pracy [5A] scenariusze SRT, pozwalając jednocześnie na ilościowe określenie stałej anizotropii MSA, która w temperaturze pokojowej osiąga swoje maksimum (3 mJ/m^2) dla grubości Co równej $d_{\text{Co}} \approx 12 \text{ \AA}$. Prezentowane w publikacji [5A] wyniki pokazują dużą zdolność do przełączania i podatność układu Au/Co/Fe(110) na sterowanie kierunkiem jego osi łatwej namagnesowania w płaszczyźnie, co może być bardzo przydatne w doświadczeniach nad efektem SOT w obu możliwych konfiguracjach (kolinearnej i ortogonalnej) z prądem w płaszczyźnie próbki.

Jak wspomniano we wstępie, anizotropia magnetyczna oraz grubość krytyczna reorientacji spinowej SRT w niepokrytych warstwach Fe(110) mogą być również modyfikowane poprzez adsorpcję gazów takich jak np. wodór, tlen czy gazy reszkowe UHV. Możliwość sterowania MSA przy pomocy kontrolowanej adsorpcji gazów jest istotna z punktu widzenia potencjalnego zastosowania w różnego rodzaju czujnikach magnetycznych [4]. Z drugiej strony, w pracach [3A, 5A] pokazano, że poprzez odpowiedni dobór obszaru w przestrzeni grubości (d_{Co} , d_{Fe}) możliwe jest efektywne sterowanie i zwiększanie powierzchniowej anizotropii magnetycznej w układach Co/Fe i Au/Co/Fe. W publikacji [4A] połączono obie powyższe koncepcje by dokładniej i bardziej efektywnie kontrolować wielkość anizotropii magnetycznej w warstwach Co i dwuwarstwach Fe/Co naniesionych na warstwę bazową Fe(110)/W(110). W pracy tej zaprojektowano bardziej skomplikowane (niż podwójnie klinowe, opisane w [3A, 5A]) próbki, które umożliwiły śledzenie zmian anizotropii magnetycznej w przestrzeni: (d_{Co} , $d_{\text{baza Fe}}$) w przypadku pojedynczych warstw Co na bazie Fe(110) oraz (d_{Co} , d_{Fe}) w przypadku dwuwarstw Fe/Co na bazie Fe(110). Znaczącej komplikacji ulega również proces analizy danych uzyskanych przy pomocy mikroskopu Kerra [4A], jednak w dalszym ciągu z pojedynczej próbki możliwe jest otrzymanie pełnego zestawu danych, niezbędnego do analizy MSA w obu przestrzeniach grubości (d_{Co} , $d_{\text{baza Fe}}$) i (d_{Co} , d_{Fe}). W przypadku pojedynczych warstw Co na Fe(110), przebadano przedział grubości ($0 - 20 \text{ \AA}$) Co, natomiast grubości podwarstw Fe i Co w dwuwarstwach Fe/Co na Fe(110) należały do przedziałów ($0, 12 \text{ \AA}$) i ($0, 20 \text{ \AA}$), odpowiednio. Na pojedynczej próbce możliwe było wyznaczenie zależności MSA od grubości Co i Fe w obu badanych układach (warstwach Co i dwuwarstwach Fe/Co), jak również dokładne zbadanie zmian anizotropii MSA, wywołanych adsorpcją gazów reszkowych na powierzchni próbki [4A]. W szczególności zaprezentowano dwuwymiarowe mapy anizotropii MSA w przestrzeniach grubości (d_{Co} , $d_{\text{baza Fe}}$) i (d_{Co} , d_{Fe}): (i) próbki o nie zaadsorbowanej powierzchni (zaraz po preparatyce), (ii) próbki po długim czasie ekspozycji na adsorpcję gazów oraz (iii) różnicową mapę MSA, wyliczoną jako różnicę map (i) i (ii). Pokazano, że adsorpcja gazów reszkowych

drastycznie wpływa na wielkość powierzchniowej anizotropii magnetycznej MSA obu badanych układów. Ponadto, stopień modyfikacji MSA przez proces adsorpcji jest bardzo silnie zależny od grubości podwarstwy Co, w przypadku układu Co/Fe(110), oraz podwarstw Fe i Co, w układzie Fe/Co/Fe(110). Podsumowując, publikacja [4A] opisuje oryginalny sposób sterowania czułością anizotropii magnetycznej układu na adsorpcję gazów, poprzez odpowiedni dobór punktu w dwuwymiarowej przestrzeni grubości podwarstw ferromagnetycznych. Zaobserwowano również chemiczną czułość ferromagnetyków bcc(110) na efekty związane z adsorpcją. W szczególności, modyfikacja MSA wywołana adsorpcją gazów różni się bardzo w zależności od terminacji (atomy Co lub Fe) sztucznej powierzchni ferromagnetyka.

Anizotropia magnetyczna CoO i polaryzacja wymienna na interfejsie CoO/Fe(110)

Układy dwuwarstwowe AFM/FM i występujące w nich zjawisko polaryzacji wymiennej EB od kilkudziesięciu lat przykuwają uwagę badaczy. Są zasadniczo dwa powody dużego zainteresowania tymi układami. Pierwszy z nich ma charakter fundamentalny i wiąże się z faktem, że pomimo mnogości modeli opisujących efekt EB, w dalszym ciągu brak jest pełnego opisu i zrozumienia mechanizmów odpowiedzialnych za obserwowane doświadczalnie przesunięcie pętli histerezy magnetycznej i wzrost pól koercji. Drugi powód związany jest z niewątpliwym potencjałem aplikacyjnym układów AFM/FM, a w ostatnich latach również samych antyferromagnetyków.

W powszechnie akceptowanym przekazie to antyferromagnetyk, dzięki swojej silnej anizotropii magnetycznej i dużej twardości magnetycznej, kontroluje właściwości magnetyczne sąsiadującego ferromagnetyka. Z punktu widzenia zastosowań, było by niezwykle korzystne opracowanie metody kontroli orientacji osi łatwej anizotropii warstwy AFM i co za tym idzie wielkości efektu EB. W dostępnej literaturze pokazano już możliwość reorientacji momentów magnetycznych AFM, będącej efektem pośredniego oddziaływania z zewnętrznym polem magnetycznym [28]. W takim przypadku warstwa FM orientuje swoje namagnesowanie zgodnie z kierunkiem pola i jednocześnie, wskutek oddziaływania wymiennego z sąsiadującą warstwą AFM, powoduje wytworzenie w obszarze granicznym antyferromagnetyka planarnej ściany domenowej. Niestety, główną wadą obrotu momentów magnetycznych AFM w ślad za zewnętrznym polem magnetycznym jest zmniejszenie lub nawet całkowity zanik efektu EB, który w najkorzystniejszym przypadku powinien być duży a najlepiej również spontaniczny [29], tzn. indukowany bez konieczności stosowania procedury chłodzenia układu w polu magnetycznym. Kolejnym sposobem sterowania orientacją osi łatwej AFM i kontrolowania wielkości efektu EB jest wykorzystanie naprężeń epitaksjalnych [30] obecnych w układach cienkowarstwowych. Takie podejście wymaga jednak stosowania różnych podłoży lub warstw buforowych co, choć interesujące z poznawczego punktu widzenia, znacznie ogranicza potencjalne zastosowania.

W publikacji [6A] zaproponowano nową metodę, w której kontrolę nad orientacją osi łatwej anizotropii magnetycznej antyferromagnetyka przejmuje sąsiadujący z nim ferromagnetyk o silnej, dobrze zdefiniowanej i sterowalnej, własnej anizotropii magnetycznej. Pokazano, że wpływ warstwy FM na strukturę spinową antyferromagnetyka może być znacznie większy i bardziej skomplikowany niż opisywany dotąd w literaturze efekt bazujący jedynie na oddziaływaniu wymiennym pomiędzy warstwami AFM i FM. Okazuje się, że warstwa FM (Fe) modyfikuje anizotropię magnetyczną warstwy AFM (CoO) oraz kierunek jej osi łatwej, co w rezultacie może zostać wykorzystane do kontroli orientacji momentów magnetycznych AFM oraz wielkości efektu EB.

Przedmiotem badań pracy [6A] były epitaksjalne dwuwarstwy CoO(111)/Fe(110) na podłożu W(110). Pierwszym oryginalnym wynikiem i punktem wyjściowym do dalszych rozważań w publikacji [6A], było pokazanie, że podobnie do opisanych uprzednio układów Fe(110), Co/Fe(110), Au/Co/Fe(110) i Fe/Co/Fe(110), również w układzie CoO/Fe(110) zachodzi, indukowana wzrostem grubości Fe, reorientacja spinowa w warstwie ferromagnetycznej. Drugą istotną obserwacją jest po raz pierwszy udokumentowany, duży i spontaniczny efekt polaryzacji wymiennej EB w układzie CoO(111)/Fe(110). Jednak główną motywacją pracy [6A] było zobrazowanie ewolucji efektu EB oraz kierunku osi łatwej anizotropii magnetycznej w antyferromagnetycznej warstwie CoO, w funkcji wielkości anizotropii magnetycznej warstwy Fe. W tym celu zmierzono i dokładnie przeanalizowano pętle histerezy magnetycznej w szerokim przedziale grubości Fe. W poniższym opisie streszczone zostaną główne wnioski jakie wyciągnięte zostały z porównania zmierzonych metodą MOKE i wysymulowanych pętli histerezy magnetycznej dla układu CoO(111)/Fe(110). Przedstawiona na tej podstawie interpretacja została ponadto uwierzytelniona dodatkowymi symulacjami magnetycznego stanu remanencyjnego układu CoO(111)/Fe(110). Parametry wejściowe tych symulacji wykraczają poza czystą fenomenologię i mają swoje źródło w uzyskanych techniką LEED danych dotyczących struktury krystalograficznej warstw Fe(110) i Co(111)/Fe(110). Zostały one, podobnie jak i wyniki symulacji, dokładnie opisane w publikacji [6A] oraz w związanych z nią materiałach uzupełniających. Ponadto, w pracy [6A] zaprezentowano również bezpośrednie potwierdzenie tezy dotyczącej anizotropii magnetycznej antyferromagnetycznego tlenku kobaltu. W tym przypadku dowodów dostarczyły pomiary techniką XMLD (ang. *X-Ray Magnetic Linear Dichroism*) wykonane na stacji końcowej XAS (ang. *X-ray Absorption Spectroscopy*) w Narodowym Centrum Promieniowania Synchrotronowego SOLARIS.

W układzie CoO(111)/Fe(110), wraz z rosnącą grubością warstwy Fe, obserwuje się ewolucję efektywnej anizotropii magnetycznej Fe, czego skutkiem jest reorientacja spinowa SRT w ferromagnetyku. Równoległe z tą reorientacją SRT, ma miejsce proces obrotu momentów magnetycznych antyferromagnetyka, w obszarze warstwy CoO graniczącym z warstwą Fe. Pokazano, że poniżej temperatury blokowania (równej ok. 290 K) interfejsowe momenty magnetyczne warstwy antyferromagnetycznej zmieniają swoją orientację

w płaszczyźnie równoległej do Fe(110), od kierunku zgodnego z Fe[1-10], dla CoO na cienkiej warstwie Fe, do kierunku Fe[001] gdy antyferromagnetyk sąsiaduje z grubymi warstwami ferromagnetyka. Proces ten odbywa się z rosnącą grubością Fe w sposób ciągły, ale niemonotoniczny. W środku takiego „podwójnego” SRT ($d_{\text{Fe}} \approx 130 \text{ \AA}$) efektywna anizotropia magnetyczna warstwy Fe się zeruje i w efekcie zanika czynnik napędzający proces SRT w sąsiadującej warstwie CoO. Skutkiem tego jest niemonotoniczna zależność kąta definiującego orientację momentów magnetycznych warstwy AFM, w funkcji grubości warstwy FM. Zjawisko reorientacji spinowej SRT w antyferromagnetycznej warstwie CoO wynika ze zmian jakim podlega efektywna anizotropia magnetyczna warstwy Fe, wraz z jej rosnącą grubością. Konsekwencją niemonotonicznej reorientacji momentów magnetycznych CoO od kierunku Fe[1-10] do Fe[001], jest nietypowa i również niemonotoniczna zależność pola przesunięcia pętli histerezy magnetycznej (najczęściej używanego do wyrażenia wielkości efektu EB) w funkcji grubości Fe. Wyjaśnienie opisanego w pracy [6A] efektu zakłada, że warstwa Fe działa na sąsiadującą warstwę CoO, jak lokalnie przyłożone pole magnetyczne i w momencie gdy układ przechodzi poniżej temperatury Neela CoO, „wszczepia” jej konkretny typ anizotropii magnetycznej, definiując tym samym orientację jej osi łatwej. Podane wyjaśnienie bardzo dobrze tłumaczy obecność spontanicznego efektu EB w analizowanym układzie, jak również w przypadku innych opisywanych w literaturze układów AFM/FM. Podsumowując, reorientacja spinowa SRT w ferromagnetycznej warstwie Fe(110) została wykorzystana do kontroli orientacji interfejsowych momentów magnetycznych antyferromagnetycznej warstwy CoO. Koncepcja ta oferuje dodatkowy stopień swobody w zakresie sterowania wielkością efektu EB. W przeciwieństwie do wcześniejszych doniesień literaturowych, nie jest konieczne stosowanie zewnętrznego pola magnetycznego, a ponieważ indukowana anizotropia magnetyczna zostaje w warstwie CoO „zapisana” przez Fe, to momenty magnetyczne antyferromagnetyka nie ulegają wpływowi zewnętrznego pola magnetycznego, również podczas procesu przemagnesowania Fe. W rezultacie, dla danej grubości Fe, wielkość efektu EB nie podlega zmniejszeniu.

W publikacji [6A] zapostulowano możliwość uzyskania lokalnej (w skali nano) kontroli nad anizotropią magnetyczną antyferromagnetyka. Idea ta będzie tematem przyszłych prac nad nanostrukturami AFM/FM. Swój przyczynek do takiej motywacji mają tutaj ponownie prace [1A, 2A]. W publikacjach tych, oprócz opisanych w pierwszej części tego autoreferatu wyników dotyczących ciągłych warstw Fe(110), zaprezentowano również magnetyczną strukturę domenową nanowysp i nanopasków Fe(110) na podłożu W(110). W zależności od warunków preparatyki takich nanostruktur, możliwa jest kontrola statystycznego rozkładu ich rozmiarów oraz kształtu. Dzięki temu obserwuje się różne rodzaje nanostruktur [1A, 2A], m.in. jednorodnie namagnesowane wzdłuż kierunku [1-10] lub [001], lecz również takie, w których ma miejsce współlistnienie ortogonalnych domen magnetycznych typu [1-10] i [001]. Przykrycie takich nanostruktur

warstwą CoO to tylko jeden z pomysłów na obserwację lokalnej czułości zjawiska polaryzacji wymiennej i orientacji spinów AFM na stan magnetyczny pojedynczej nanostruktury Fe.

Literatura (pozycje spoza listy 1A-6A)

- [1] C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, G. Lauhoff, Reports Prog. Phys. 71, 56501 (2008)
- [2] Y. Millev, J. Kirschner, Phys. Rev. B 54, 4137 (1996)
- [3] R. Allenspach, A. Bischof, Phys. Rev. Lett. 69, 3385 (1992).
- [4] D. Sander, W. Pan, S. Ouazi, J. Kirschner, W. Meyer, M. Krause, S. Müller, L. Hammer, K. Heinz, Phys. Rev. Lett. 93, 247203 (2004).
- [5] W. Weber, C. H. Back, A. Bischof, D. Pescia, R. Allenspach, Nature 374, 788 (1995).
- [6] W. Weber, A. Bischof, R. Allenspach, Phys. Rev. Lett. 76, 3424 (1996).
- [7] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, J. Wunderlich, Nat. Nanotechnol. 11, 231–241 (2016).
- [8] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, B. A. Ivanov, A. Slavin, Sci. Rep. 7, 43705 (2017).
- [9] S. Fukami, C. Zhang, S. Duttgupta, A. Kurenkov, H. Ohno, Nat. Mater. 15, 535–541 (2016).
- [10] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean, Phys. Rev. 105, 904–913 (1957).
- [11] P. K. Manna, S. M. Yusuf, Phys. Rep. 535, 61–99 (2014).
- [12] U. Gradmann, J. Korecki, G. Waller, Appl. Phys. A 39, 101 (1986).
- [13] M. Albrecht, T. Furubayashi, M. Przybylski, J. Korecki, U. Gradmann, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 113 (1992) 207-220
- [14] F. Gerhardter, Y. Li, K. Baberschke, Phys. Rev. B. 47 (1993) 11204.
- [15] T. L. Monchesky, J. Unguris, R. J. Celotta, Journal of Applied Physics 93 (2003) 8241.
- [16] I. G. Baek, H. G. Lee, H. J. Kim, E. Vescovo, Phys. Rev. B 67, (2003) 075401
- [17] M. Rybicki, I. Zasada, Journal of Physics: Condensed Matter 24 (2012) 386005
- [18] T. Ślęzak, M. Ślęzak, M. Zając, K. Freindl, A. Kozioł-Rachwał, K. Matlak, N. Spiridis, D. Wilgocka-Ślęzak, E. Partyka-Jankowska, M. Rennhofer, A. I. Chumakov, S. Stankov, R. Rüffer, J. Korecki, Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 027206
- [19] P. J. Jensen, K. H. Bennemann, Surface Science Reports 61 (2006) 129
- [20] S. Hope, E. Gu, B. Choi, and J.A.C. Bland, Phys. Rev. Lett. 80, 1750 (1998).
- [21] J. Shen, A. K. Swan, and J. F. Wendelken, Appl. Phys. Lett. 75, 2987 (1999).
- [22] K. Matlak, praca doktorska, AGH, Kraków (2013)
- [23] S. Fölsch, A. Helms, A. Steidinger, and K. H. Rieder, Phys. Rev. B 57, R4293 (1998).
- [24] H. J. Elmers and U. Gradmann, Appl. Phys. A 51, 255 (1990).
- [25] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, J. J. de Vries, Rep. Prog. Phys. 59, 1409 (1996).
- [26] S. Fukami, T. Anekawa, C. Zhang, H. Ohno, Nat. Nanotechnol. 11 (2016) 621.

- [27] M. Mann, G.S.D. Beach, APL Mater. 5 (2017) 106104
- [28] A. Scholl, M. Liberati, E. Arenholz, H. Ohldag, J. Stöhr, Phys. Rev. Lett. 92, 247201–1 (2004).
- [29] A. Migliorini et al., Nat. Mater. 17, 28–34 (2018).
- [30] D. Sando et al., Nat. Mater. 12, 641–646 (2013).

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych

W roku 2004, po ukończeniu studiów magisterskich, rozpocząłem studia doktoranckie na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej Akademii Górniczo-Hutniczej im. S. Staszica w Krakowie, w grupie prof. dr hab. Józefa Koreckiego. Tematyka badań w których uczestniczyłem dotyczyła właściwości magnetycznych cienkich warstw, układów wielowarstwowych i nanostruktur. W szczególności zajmowałem się badaniami dotyczącymi wpływu morfologii podłoża na właściwości magnetyczne cienkich warstw metali 3d. Przedmiotem tych badań były cienkowarstwowe układy Fe/W, Ag/Fe/W oraz Au/Co/Au/W. W każdym z układów, dzięki zastosowaniu dwóch rodzajów podłoża wolframu, możliwe było wytworzenie powierzchni i międzypowierzchni atomowo gładkich, jak również zawierających gęsto upakowane, periodyczne stopnie atomowe. Umożliwiło to wykonanie odpowiedniej analizy porównawczej i wyciągnięcie wniosków dotyczących modyfikacji właściwości magnetycznych badanych układów przez stopnie atomowe. Dwa najciekawsze wyniki tych badań zostały opublikowane w artykułach:

- Perpendicular magnetic anisotropy and noncollinear magnetic structure in ultrathin Fe films on W(110).
M. Ślęzak, T. Ślęzak, K. Freindl, W. Karaś, N. Spiridis, M. Zając, A. I. Chumakov, S. Stankov, R. Rüffer, J. Korecki
Phys. Rev. B, 87 (2013) 134411

oraz

- Tailoring of the perpendicular magnetization component in ferromagnetic films on a vicinal substrate
A. Stupakiewicz, A. Maziewski, K. Matlak, N. Spiridis, M. Ślęzak, T. Ślęzak, M. Zając,
J. Korecki,
Physical Review Letters, 101 (2008) 217202

Po uzyskaniu stopnia doktora, w latach 2009-2013, pracowałem w grupie prof. J. Koreckiego jako post-doc zatrudniony w projekcie TEAM Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej. Następnie w roku 2013 wyjechałem na

roczny staż naukowy do ośrodka synchrotronowego Swiss Light Source (Paul Scherrer Institut) w Villigen (Szwajcaria). Po zakończeniu stażu w Szwajcarii wróciłem do Polski i kontynuowałem pracę naukową w grupie „Nanostruktury powierzchniowe” na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Przez cały ten okres bardzo blisko współpracowałem i dzieliłem czas pracy z Laboratorium Powierzchni i Nanostruktur w Instytucie Katalizy i Fizykochemii Powierzchni (IKiFP) im. Jerzego Habera PAN w Krakowie. W latach 2010-2011 byłem w IKiFP jedną z osób odpowiedzialnych za wybór, negocjacje i monitorowanie zakupu dwóch nowoczesnych mikroskopów elektronowych LEEM III i PEEM III firmy Elmitec. W konsekwencji mój dorobek naukowy wypracowany po uzyskaniu stopnia doktora można podzielić na dwie części. Część pierwsza to *stricte* naukowe osiągnięcia w dziedzinie szeroko pojętej fizyki powierzchni, cienkich warstw i nanostruktur. W mojej pracy badawczej główny nacisk został położony na zagadnienia związane z właściwościami magnetycznymi cienkich warstw i nanostruktur preparowanych na monokrystalicznych podłożach, m.in. W(110), W(540) i MgO(001). Do najważniejszych osiągnięć w tej dziedzinie (oprócz wymienionych wcześniej) zaliczam współautorstwo w następujących publikacjach:

- Magnetization processes in ultrathin Au/Co/Au films grown on bi-facial Mo(110)/Mo(540) single crystal
A. Stupakiewicz, A. Maziewski, M. Ślęzak, T. Ślęzak, M. Zając, K. Matlak, J. Korecki,
Journal of Applied Physics, 103 (2008) 07B520
- Thickness-Driven Polar Spin Reorientation Transition in Ultrathin Fe/Au(001) Films
D. Wilgocka-Ślęzak, K. Freindl, A. Kozioł, K. Matlak, M. Rams, N. Spiridis, M. Ślęzak, T. Ślęzak,
M. Zając, J. Korecki,
Physical Review B, 81 (2010) 064421
- Different scenarios for the in-plane spin reorientation transition in Fe(110) films on W(110).
T. Ślęzak, M. Zając, M. Ślęzak, K. Matlak, A. Kozioł-Rachwał, D. Wilgocka-Ślęzak, A.I.
Chumakov, R. Rüffer, J. Korecki
Physical Review B 87 (2013) 094423
- Magnetism of ultrathin Fe films in MgO/Fe/MgO in epitaxial structures probed
by nuclear resonant scattering of synchrotron radiation.
A. Kozioł-Rachwał, T. Giela, B. Matlak, K. Matlak, M. Ślęzak, T. Ślęzak, M. Zając, R. Rüffer,
J. Korecki

Journal of Applied Physics 113 (2013) 214309

- Antiferromagnetic interlayer exchange coupling in epitaxial Fe/MgO/Fe trilayers with MgO barriers as thin as single monolayers

A. Koziół-Rachwał, T. Ślęzak, M. Ślęzak, K. Matlak, E. Młyńczak, N. Spiridis, and J. Korecki
Journal of Applied Physics, 115 (2014) 104301

- Switching of Co Magnetization Driven by Antiferromagnetic-Ferromagnetic Phase Transition of FeRh Alloy in Co/FeRh Bilayers

P. Drózd, M. Ślęzak, K. Matlak, B. Matlak, K. Freindl, D. Wilgocka-Ślęzak, N. Spiridis, J. Korecki, T. Ślęzak
Physical Review Applied 9 (2018) 034030

Doświadczenie zdobyte w trakcie doktoratu zostało wykorzystane przy okazji licznych wyjazdów na pomiary w ośrodku synchrotronowym ESRF (Grenoble, Francja), na linii badawczej ID18. W trakcie tych eksperymentów wykorzystywana była oparta o zjawisko Mössbauera metoda rezonansowego jądrowego rozpraszania promieniowania synchrotronowego NRS (Nuclear Resonant Scattering). W odróżnieniu od rozpraszania elastycznego (wykorzystywanego głównie do badań magnetyzmu, publikacje cytowane powyżej), w nieelastycznej odmianie tej metody (Nuclear Inelastic Scattering - NIS) możliwe są badania dynamiki sieci krystalicznej. Dwa najistotniejsze wyniki takich badań opisane zostały w artykułach:

- Phonons at the Fe(110) surface

T. Ślęzak, J. Łażewski, S. Stankov, K. Parliński, R. Reitinger, M. Rennhofer, R. Rüffer, B. Sepioł, M. Ślęzak, N. Spiridis, M. Zając, A. I. Chumakov and J. Korecki
Physical Review Letters, 99 (2007) 066103

- Phonons in Ultrathin Oxide Films: 2D to 3D Transition in FeO on Pt(111)

N. Spiridis, M. Zając, P. Piekarz, A. I. Chumakov, K. Freindl, J. Goniakowski, A. Koziół-Rachwał, K. Parliński, M. Ślęzak, T. Ślęzak, U. D. Wdowik, D. Wilgocka-Ślęzak, and J. Korecki,
Physical Review Letters, 115 (2015) 186102

Równolegle z pracami dotyczącymi magnetyzmu i dynamiki struktury cienkich warstw, brałem czynny udział w badaniach z wykorzystaniem mikroskopu LEEM III, będąc jedną z trzech osób delegowanych do obsługi tego mikroskopu. Mikroskop LEEM (Low Energy Electron Microscope) jest niezwykle efektywnym narzędziem do badania morfologii i lokalnej struktury krystalicznej. Umożliwia on m.in. otrzymywanie klasycznych obrazów dyfrakcyjnych LEED, dla pojedynczych nanostruktur o lateralnych rozmiarach ~ 100 nm. Wysoka przestrzenna zdolność rozdzielcza mikroskopu LEEM (nawet ~ 3 nm) oraz fakt, że obrazowanie odbywa się praktycznie w czasie rzeczywistym umożliwiają śledzenie procesów przemian strukturalnych „na żywo”. Najciekawsze odkrycie jakiego udało nam się do tej pory dokonać dotyczy powierzchniowej struktury krystalograficznej tlenków wolframu i zostało opisane w artykule:

- LEEM study of high-temperature oxygen structures on W(110) and their transformations
T. Giela, D. Wilgocka-Ślęzak, M. Ślęzak, N. Spiridis, J. Korecki
Applied Surface Science 425 (2017) 314

Druga część mojego dorobku naukowego po roku 2009 dotyczy rozwoju aparatury związanej z mikroskopami LEEM III i PEEM III, przede wszystkim pod kątem przystosowania mikroskopu PEEM (w przyszłości być może również LEEM) do współpracy z promieniowaniem synchrotronowym w ośrodku SOLARIS w Krakowie. Po zakupie obu mikroskopów w roku 2010, brałem udział w projektowaniu, zakupie i montażu wyposażenia UHV specjalnie zaprojektowanych komór preparacyjnych przyłączonych do obu mikroskopów. Po okresie intensywnych testów zakupionej aparatury próżniowej i wszystkich trybów obrazowania ww. mikroskopów, podjęta została decyzja, że mikroskop PEEM zostanie w przyszłości zainstalowany, w będącym wtedy w fazie projektowania synchrotronie SOLARIS. Pierwszym etapem przygotowań do tego trudnego przedsięwzięcia były testy mikroskopu w jednym z istniejących europejskich synchrotronów. Na tym etapie byłem jedną z osób odpowiedzialnych za wybór odpowiedniego ośrodka synchrotronowego i negocjacje warunków współpracy. W efekcie nawiązaliśmy współpracę z ośrodkiem Swiss Light Source i już w roku 2012 zainstalowaliśmy mikroskop PEEM na linii pomiarowej Pollux/NanoXAS. Następnie miał miejsce trwający ok. 6 tygodni (24 h na dobę) okres testowych pomiarów. Przetestowane zostały wszystkie tryby obrazowania i możliwości spektroskopowe mikroskopu, takie jak XAS-PEEM, XPS-PEEM, XMCD-PEEM i XMLD-PEEM. Następnie mikroskop został przetransportowany z powrotem do Polski a w ramach mojego stażu typu „post-doc” (grant SCIE X) do Szwajcarii przywieziony został drugi mikroskop elektronowy (LEEM). W tym przypadku pierwszym etapem prac była modernizacja mikroskopu polegająca na instalacji specjalnie zakupionego w firmie Elmitec korektora aberracji. Tak unowocześniony mikroskop z korektorem aberracji (AC-LEEM – Aberration Corrected LEEM), po jego zainstalowaniu na linii badawczej Pollux/NanoXAS stał się

w tamtym okresie unikalnym, jednym z dwóch takich, współpracujących z promieniowaniem synchrotronowym urządzeń na świecie. To bardzo zaawansowane i skomplikowane urządzenie było w trakcie mojego stażu testowane w ciągu dwóch, 6-tygodniowych okresów pomiarowych. Po powrocie do Polski zdobyte przeze mnie doświadczenie zostało wykorzystane w procesie projektowania i instalacji mikroskopu PEEM na pierwszej linii badawczej w Narodowym Centrum Promieniowania Synchrotronowego SOLARIS w Krakowie. W chwili obecnej wchodzę w skład zespołu odpowiedzialnego za linię badawczą PEEM/XAS i jestem jedną z czterech osób odpowiedzialnych za obsługę mikroskopu PEEM i pomiary dla zewnętrznych użytkowników SOLARIS. Mój wkład w rozwój aparatury PEEM i LEEM oraz praca w ośrodkach synchrotronowych SLS i Solaris znacząco usprawniły proces uruchomienia mikroskopu PEEM na pierwszej linii pomiarowej PEEM/XAS w SOLARIS i udostępnienia olbrzymich możliwości badawczych naukowcom z Polski i całego świata. Brałem również bardzo aktywny udział w promocji i rozpowszechnianiu wiedzy o powstającej linii PEEM/XAS, w szczególności wygłosiłem na ten temat kilka referatów na międzynarodowych konferencjach (załącznik „Załącznik3_dorobek_mslezak.pdf”), na konwersatoriach w ośrodku SLS i Wydziału Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku oraz na seminarium środowiskowym akademickiego centrum ACPM (AGH).

Kraków 4.03.2019

Michał Ślęzak

