

Akademia Górniczo - Hutnicza
im. Stanisława Staszica w Krakowie

Wydział Informatyki, Elektroniki i Telekomunikacji
Katedra Elektroniki

ZAŁĄCZNIK NR 2 W POSTĘPOWANIU HABILITACYJNYM

Autoreferat

**BADANIA DYFRAKCYJNE CIENKOWARSTWOWYCH STRUKTUR
MAGNETYCZNYCH PRZEZNACZONYCH DO ZASTOSOWAŃ W
ELEKTRONICE SPINOWEJ**

dr inż. Jarosław Kanak

Kraków, 2019

Spis treści

1. Dane personalne	3
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe	3
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych	3
4. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego	4
4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego	4
4.2 Autorzy, tytuły i dane publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego	4
4.3 Omówienie prac składających się na cykl publikacji będących podstawą wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego	5
5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych	31

1. Dane personalne

Jarosław Kanak

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe

Doktor nauk fizycznych (22.05.2006)

Akademia Górniczo–Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

Tytuł pracy: *Dyfrakcja rentgenowska na układach wielowarstwowych – metody pomiaru i modele*

Promotor: Prof. dr hab. Tomasz Stobiecki

Magister inżynier fizyki technicznej (26.09.2000)

Akademia Górniczo–Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie

Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej

Tytuł pracy: *Symulacja komputerowa dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego na metalicznych supersieciach*

Promotor: Prof. dr hab. Tomasz Stobiecki

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

od 2012 IX – obecnie: Adiunkt

Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie

Wydział Informatyki, Elektroniki i Telekomunikacji, Katedra Elektroniki

2007 III – 2012 IX: Adiunkt

Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie

Wydział Elektrotechniki, Automatyki, Informatyki i Elektroniki, Katedra Elektroniki

2006 VI – 2007 II: Asystent naukowo-dydaktyczny

Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie

Wydział Elektrotechniki, Automatyki, Informatyki i Elektroniki, Katedra Elektroniki

4. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego

Jako osiągnięcie naukowe w rozumieniu art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311) przedstawiam cykl dwunastu powiązanych tematycznie publikacji.

4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego

Badania dyfrakcyjne cienkowarstwowych struktur magnetycznych przeznaczonych do zastosowań w elektronice spinowej

4.2 Autorzy, tytuły i dane publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego

[H1] **J. Kanak**, M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, M. Kachel, I. Sveklo, A. Maziewski, and S. van Dijken, *Influence of buffer layers on the texture and magnetic properties of Co/Pt multilayers with perpendicular anisotropy*, Phys. Status Solidi A 204, 3950 (2007). **IF = 1.214**, liczba cytowań = 7

[H2] **J. Kanak**, T. Stobiecki, V. Drewello, J. Schmalhorst, and G. Reiss, *The influence of the texture on properties of IrMn spin valve magnetic tunnel junctions with MgO barrier and CoFeB electrodes*, Phys. Status Solidi A 204, 3942 (2007). **IF = 1.214**, liczba cytowań = 5

[H3] **J. Kanak**, T. Stobiecki, A. Thomas, J. Schmalhorst, G. Reiss, *Structural and tunneling properties of magnetic tunnel junctions with Al-O and MgO barrier*, Vacuum 82, 1057 (2008). **IF = 1.114**, liczba cytowań = 5

[H4] **J. Kanak**, T. Stobiecki, S. van Dijken, *Influence of Interface Roughness, Film Texture, and Magnetic Anisotropy on Exchange Bias in [Pt/Co]₃/IrMn and IrMn/[Co/Pt]₃ Multilayers*, IEEE Trans. Magn. 44, 238 (2008). **IF = 1.129**, liczba cytowań = 16

[H5] J. Cao, **J. Kanak**, T. Stobiecki, P. Wisniowski, and P.P. Freitas, *Effect of Buffer Layer Texture on the Crystallization of CoFeB and on the Tunnel Magnetoresistance in MgO Based Magnetic Tunnel Junctions*, IEEE Trans. Magn. 45, 3464 (2009). **IF = 1.061**, liczba cytowań = 13

[H6] **J. Kanak**, P. Wiśniowski, T. Stobiecki, A. Zaleski, W. Powroźnik, S. Cardoso, P. Freitas, *X-ray diffraction analysis and Monte Carlo simulations of CoFeB-MgO based magnetic tunnel junctions*, J. Appl. Phys. 113, 023915 (2013). **IF = 2.185**, liczba cytowań = 3

[H7] M. Frankowski, A. Żywczak, M. Czapkiewicz, S. Ziętek, **J. Kanak**, M. Banasik, W. Powroźnik, W. Skowroński, J. Chęciński, J. Wrona, H. Głowiński, J. Dubowik, J.-Ph. Ansermet, T. Stobiecki, *Buffer influence on magnetic dead layer, critical current and thermal stability in magnetic tunnel junctions with perpendicular magnetic anisotropy*, J. Appl. Phys. 117, 223908 (2015). **IF = 2.101**, liczba cytowań = 12

[H8] M. Cecot, J. Wrona, **J. Kanak**, S. Ziętek, W. Skowroński, A. Żywczak, M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, *Magnetic properties and magnetization dynamics of magnetic tunnel junctions bottom electrode with different buffer layers*, IEEE Trans. Magn. 51, 6101504 (2015). **IF = 1.277**, liczba cytowań = 0

[H9] W. Skowroński, M. Cecot, **J. Kanak**, S. Ziętek, T. Stobiecki, L. Yao, S. van Dijken, T. Nozaki, K. Yakushiji, S. Yuasa, *Temperature dependence of spin-orbit torques in W/CoFeB bilayers*, Appl. Phys. Lett. 109, 062407 (2016). **IF = 3.411**, liczba cytowań = 7

[H10] M. Cecot, Ł. Karwacki, W. Skowroński, **J. Kanak**, J. Wrona, A. Żywczak, L. Yao, S. Dijken, J. Barnaś, T. Stobiecki, *Influence of intermixing at the Ta/CoFeB interface on spin Hall angle in Ta/CoFeB/MgO heterostructures*, Sci. Rep. 7, 968 (2017). **IF = 4.122**, liczba cytowań = 17

[H11] P. Nawrocki, **J. Kanak**, M. Wójcik, T. Stobiecki, *⁵⁹Co NMR analysis of CoFeB-MgO based magnetic tunnel junction*, J Alloys Compd. 741, 775 (2018). **IF = 3.779**₍₂₀₁₇₎, liczba cytowań = 0

[H12] W. Skowroński, Ł. Karwacki, S. Ziętek, **J. Kanak**, S. Łazarski, K. Grochot, T. Stobiecki, P. Kuświk, F. Stobiecki, and J. Barnaś, *Determination of spin Hall angle in heavy-metal/Co-Fe-B -based heterostructures with interfacial spin-orbit fields*, Phys. Rev. Appl. 11, 024039 (2019). **IF = 4.782**₍₂₀₁₇₎, liczba cytowań = 0

(dla prac opublikowanych w 2018 i 2019 roku użyto wartości impact factor za rok 2017 – najnowszy dostępny)

Szczegółowy opis mojego wkładu do publikacji [H1-H12] znajduje się w załączniku nr 4: Wykaz opublikowanych prac naukowych oraz informacja o osiągnięciach dydaktycznych, współpracy naukowej i popularyzacji nauki.

4.3 Omówienie prac składających się na cykl publikacji będących podstawą wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego

W wielu opracowaniach przeglądowych z zakresu nanotechnologii wyodrębnia się elektronikę spinową (nazywaną również spintroniką), w której kwantowe własności ładunku i spinu decydują o wykorzystaniu zaprojektowanej struktury - zgodnie z powszechnie

cytowanym stwierdzeniem: „*a new class of device based on the quantum of electron spin, rather than on charge, may yield the next generation of electronics*”.

Tematyka, która stanowi przedmiot niniejszego osiągnięcia habilitacyjnego skupia się na badaniach struktury krystalicznej metalicznych układów cienkowarstwowych pod kątem ich zastosowań w spintronice.

Slonczewski^[1] i Berger^[2] jako pierwsi pokazali, że prąd spinowo-spolaryzowanych elektronów, wywołuje w warstwie magnetycznej moment skręcający jej magnetyzację czyli transfer spinowego momentu siły (STT – Spin Transfer Torque), który prowadzi do ultraszybkiego (10^{-9} s) przełączania magnetyzacji. Efekt ten zaobserwowano w zaworach spinowych, wykazujących zjawisko tunelowej magnetorezystancji (TMR – tunnel magnetoresistance)^{[3][4]}. W metalicznych układach wielowarstwowych, w przeciwieństwie do półprzewodnikowych, efekt STT zachodzi w temperaturach wyższych od pokojowej, czyniąc go dla zastosowań przemysłowych bardzo atrakcyjnym. Dlatego wiele firm (Toshiba, Intel, IBM, Ever Spin, Crocus) i instytutów badawczych, w krajach o wysoko rozwiniętej technologii Very-large-scale integration (VLSI) zajęło się opracowywaniem prototypów nowej generacji (szybszych, pojemniejszych i energetycznie oszczędniejszych) magnetycznych pamięci STT-RAM^[5], reprogramowalnych układów logicznych (RML)^{[6][7]} oraz STOs (Spin Torque Oscillators)^[8] czyli przetworników wysokiej częstotliwości (GHz) dla zastosowań w telekomunikacji.

Praca stanowi połączenie naukowych badań podstawowych z dziedziny fizyki ciała stałego z niezwykle istotnymi możliwościami zastosowania wyników badań w technice. Dzięki ogromnemu postępowi w technologii nanoszenia cienkich warstw metodami próżniowymi możliwe jest stworzenie układów warstwowych o grubościach pojedynczych warstw atomowych i to zarówno metodami MBE (Molecular Beam Epitaxy) jak i katodowego rozpylania jonowego. Przykładowe grubości warstw w układzie ferromagnetyk/izolator/ferromagnetyk, który wykazuje efekt TMR, wynoszą od kilku nanometrów do poniżej 1 nm. Aby uzyskać tak cienkie warstwy o pożądanej strukturze krystalicznej i gładkości międzywierzchni, konieczna jest optymalizacja procesów nanoszenia oraz struktury warstwowej nanoszonych układów. Układy cienkowarstwowe wykazują różnice w strukturze uporządkowania atomowego w zależności od użytych materiałów, struktury warstwowej, grubości warstw czy parametrów nanoszenia. Struktura krystaliczna układów wielowarstwowych ma podstawowy wpływ na ich docelowe własności elektryczne i magnetyczne. W celu otrzymania pożądanych parametrów niezbędnym jest wytworzenie układów, które mają odpowiednie uporządkowanie atomowe, teksturę czy gładkość atomową interfejsów na granicach warstw. Aby to osiągnąć, oprócz warstw magnetycznie czynnych mających bezpośredni wpływ na parametry elementu spintronicznego, niezbędny jest odpowiedni dobór warstw buforowych (cz. warstw naniesionych na podłoże) oraz warstw przykrywających.

W publikacjach stanowiących osiągnięcie habilitacyjne omawiana jest struktura krystaliczna warstw buforowych i jej wpływ na własności magnetycznych złącz tunelowych i układów wykazujących sprzężenie spinowo-orbitalne. Dyskutowane są również badania wpływu parametrów mikrostrukturalnych układów warstwowych na własności elementów spintronicznych, takie jak magnetyczne sprzężenia międzywarstwowe, anizotropia, prąd

krytyczny przełączania magnetyzacji, stabilność termiczna oraz grubość warstwy magnetycznie martwej.

Celem naukowym cyklu publikacji było zbadanie wpływu parametrów nanoszenia oraz obróbki termicznej cienkowarstwowych układów wielowarstwowych na ich strukturę uporządkowania atomowego i ich właściwości funkcjonalne poprzez:

- (i) wyjaśnienie wpływu struktury krystalicznej warstw buforowych na mechanizm wzrostu i mikrostrukturę (z uwzględnieniem szorstkości) kolejnych warstw na nich osadzanych,
- (ii) stworzenie modelu do analizy struktury krystalicznej cienkich warstw buforowych, ferromagnetycznych, antyferromagnetycznych i bariery tunelowej stosowanych w elementach spintronicznych,
- (iii) opracowanie procedur badawczych przydatności aplikacyjnej określonego układu wielowarstwowego za pomocą pomiarów XRD na każdym etapie ich wytwarzania.

W publikacjach wchodzących w skład osiągnięcia naukowego nie omawiano (ze względu na zachowanie tajności rozwiązań technologicznych) szeregu zabiegów, które dzięki systematycznym badaniom dyfrakcyjnym i kontroli szorstkości atomowej przyczyniły się do opracowania optymalnych procesów wytwarzania możliwie gładkich w skali atomowej interfejsów międzywarstwowych badanych układów, w szczególności magnetycznych złącz tunelowych, w laboratoriach z którymi współpracowałem.

Publikacje można podzielić na trzy grupy tematyczne dotyczące badań mikrostruktury spintronicznych układów wielowarstwowych:

- supresieci z magnetyczną anizotropią prostopadłą [Co/Pt] [H1], supersieci z prostopadłym sprzężeniem *exchange bias* [Co/Pt/IrMn] [H4],
- magnetyczne złącza tunelowe (MTJ – magnetic tunnel junction) typu zawór spinowy (SV – spin valve) i pseudozawór spinowy (P-SV – pseudo spin valve) z anizotropią w płaszczyźnie [H2, H3, H5, H6, H11] oraz MTJ z anizotropią prostopadłą [H7, H8],
- układy z oddziaływaniem spinowo-orbitalnym, wykazujące spinowy efekt Halla [H9, H10, H12].

Szczegółowe omówienie prac tworzących osiągnięcie naukowe zostało podzielone na trzy grupy, zgodnie z powyższym podziałem.

- **Supresieci z magnetyczną anizotropią prostopadłą [Co/Pt] [H1], supersieci z prostopadłym sprzężeniem *exchange bias* [Co/Pt/IrMn] [H4]**

Magnetyczna anizotropia prostopadła występuje w bardzo cienkich warstwach ferromagnetycznych dzięki dominacji zjawiska anizotropii powierzchniowej nad objętościową^[9]. W wyniku złamania symetrii oddziaływania spinowo-orbitalnego na granicy między warstwą ferromagnetyczną i nieferromagnetyczną (np. Pt/Co), powstaje prostopadła

do warstwy orientacja spinów ferromagnetyka. Zastosowanie warstw wykazujących anizotropię prostopadłą w elementach spintronicznych może w znacznym stopniu zwiększyć gęstość upakowania informacji. Układy z anizotropią prostopadłą są potencjalnie interesujące do zastosowania w magnetycznych nośnikach zapisu informacji o dużej gęstości. Jednak zastosowanie tylko pojedynczej cienkiej warstwy ferromagnetyka powoduje zmniejszenie filtracji spinów. Poprawę można uzyskać stosując układy periodycznych supersieci^{[10][11]}. Dodatkowo, zastosowanie warstwy antyferromagnetyka powoduje powstanie efektu *exchange bias* na granicy antyferromagnetyk/ferromagnetyk^{[12][13]} niezbędnego do budowy układu typu zawór spinowy.

[H1] J. Kanak, M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, M. Kachel, I. Sveklo, A. Maziewski, and S. van Dijken, *Influence of buffer layers on the texture and magnetic properties of Co/Pt multilayers with perpendicular anisotropy*, Phys. Status Solidi A 204, 3950 (2007). **IF = 1.214**

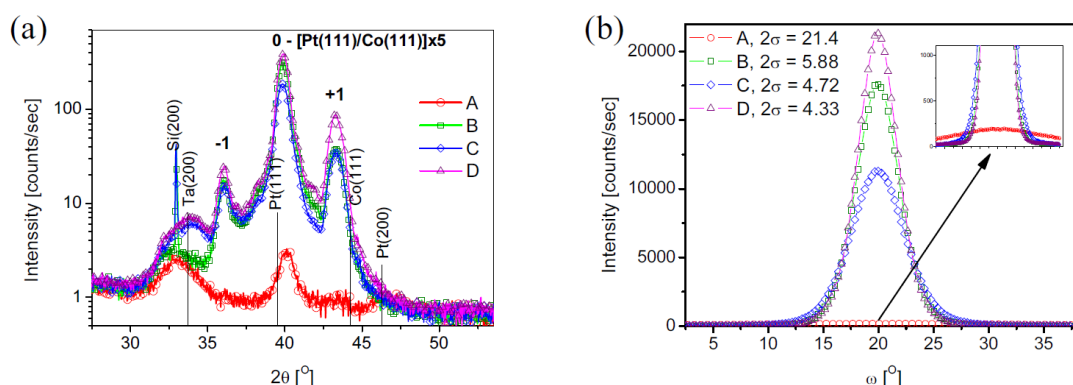
Pierwsza z prac [H1] omawia periodyczny układ wielowarstwowy z anizotropią prostopadłą złożony z warstw Pt i Co. Zaprojektowałem układy o strukturze | bufor / [2 nm Pt / 0.5 nm Co]₅ / 2 nm Pt | i naniosłem za pomocą rozpylania jonowego na podłoże krzemowe Si/SiO₂. Jako bufora użyłem cztery struktury warstwowe: (A) 10 nm Cu, (B) 5 nm Ta/10 nm Cu, (C) 5 nm Ta/10 nm Cu/5 nm Ta, and (D) 5 nm Ta/10 nm Cu/5 nm Ta/10 nm Cu. Zastosowane bufory silnie wpłynęły na sposób wzrostu i teksturę supersieci Co/Pt oraz zmodyfikowały szorstkości interfejsów. W profilach dyfrakcyjnych θ -2 θ (Rys. 1(a)) widać wierzchołki pochodzące od supersieci Co/Pt co świadczy o dobrze zdefiniowanej strukturze warstwowej. Warstwy Pt i Co rosły w strukturze kubicznej fcc z płaszczyznami (111) równoległymi do powierzchni próbki. W procesie nanoszenia poszczególne warstwy zachowały odrębność przy grubości warstwy Co wynoszącej 0.5 nm, co przy odległości międzypłaszczyznowej ~0.2 nm daje średnio 2.5 monowarstwy atomowej. Nominalne grubości warstw zostały potwierdzone za pomocą dopasowania modelu warstw do profili z pomiarów reflektometrycznych (XRR – x-ray reflectivity).

Pomiary ω (rocking curve) (Rys. 1(b)) pokazały znaczące różnice w teksturze warstw w zależności od bufora. Największa różnica była pomiędzy słabo stekstutowaną próbką z buforem A i silnie stekstutowanymi pozostałymi próbkami, które jako pierwszą warstwę na podłożu miały warstwę Ta.

Za pomocą analizy pomiarów XRR określiłem szorstkości na interfejsach pomiędzy Pt i Co. Najbardziej szorstkie interfejsy miała najsilniej stekstutowana próbka z buforem D, a następna w kolejności była słabo stekstutowana próbka z buforem A. Pokazałem, że szorstkości z ostatniej warstwy bufora przenoszą się do układu Co/Pt. Analiza powierzchni mikroskopem sił atomowych AFM potwierdziła charakter zmian szorstkości w zależności od typu bufora.

Obrazy morfologii powierzchni próbek pokazały, że kolejne warstwy wzrastają w postaci kolumnowej o rozmiarze ziarna w płaszczyźnie około 30-40 nm ([H1], Fig. 2). W przypadku próbek z buforami C, D i E obserwowany jest jednorodny histogram pofalowania powierzchni wokół wartości średniej, natomiast powierzchnia próbki z buforem A jest mocno

niejednorodna, co widać z asymetryczności rozkładu pofalowania powierzchni w porównaniu z rozkładem Gaussa ([H1], Fig. 2 A).



Rys. 1. Pomiary θ -2 θ (a) i ω (b). ([H1] Fig. 1).

Analiza strukturalna wykonana metodami dyfrakcji rentgenowskiej pozwoliła na podzielenie buforów na trzy grupy. Do pierwszej zalicza się bufor A o dużej szorstkości i słabym utekstuiowaniu. Drugą grupę stanowią bufory B i C, które wykazują średnie utekstuiowanie i relatywnie małą szorstkość. Do ostatniej grupy zalicza się bufor D o wysokim stopniu utekstuiowania i dużej szorstkości.

Pomiary pętli histerezy magnetycznej pokazały, że dla silnie utekstuiowanych buforów przełączenie jest natychmiastowe, podczas gdy dla słabo utekstuiowanego bufora A przełączenie następuje stopniowo ([H1] Fig. 3). Analiza pomiarów wykonanych mikroskopem MOKE (magneto-optical Kerr effect) wykazała, że w próbce A przełączanie następuje w poprzek nukleacji, natomiast w pozostałych próbkach głównie poprzez propagację ściany domenowej ([H1] Fig. 4).

Podsumowując w pracy [H1] pokazałem, że właściwości magnetyczne układów wielowarstwowych $[2 \text{ nm Pt} / 0.5 \text{ nm Co}]_5 / 2 \text{ nm Pt}$ zależą silnie od stopnia utekstuiowania i szorstkości układu. Wykorzystując cztery różne bufory, stwierdzono szczególne silne korelacje między stopniem tekstury warstw, szorstkością, efektywną anizotropią magnetyczną i dyspersją barier energetycznych dla termicznie aktywowanego przełączenia magnetyzacji. Wysoki stopień tekstury w kierunku [111] warstw w próbkach B, C i D w porównaniu z A powoduje dużą prostopadłą anizotropię magnetyczną i małe dyspersje barier energetycznych, a tym samym sprzyja przełączaniu namagnesowania przez szybki ruch ściany domenowej.

[H4] J. Kanak, T. Stobiecki, S. van Dijken, *Influence of Interface Roughness, Film Texture, and Magnetic Anisotropy on Exchange Bias in $[\text{Pt}/\text{Co}]_3/\text{IrMn}$ and $\text{IrMn}/[\text{Co}/\text{Pt}]_3$ Multilayers*, IEEE Trans. Magn. 44, 238 (2008). IF = 1.129

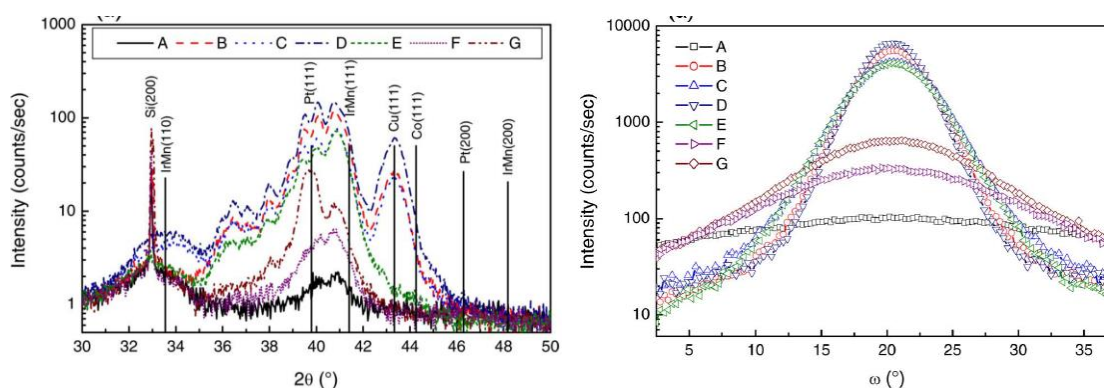
W pracy [H4] kontynuowałem badania układów Co/Pt z anizotropią prostopadłą. Zaprojektowałem i naniosłem metodami rozpylania jonowego układy typu *exchange bias* z warstwą IrMn naniesioną w dwóch konfiguracjach. Konfiguracja *top* z antyferromagnetyczną warstwą IrMn na górze supersieci Co/Pt, oraz konfiguracja *bottom* z IrMn pod strukturą

Co/Pt. Układy przygotowałem na siedmiu typach warstw buforowych oraz z dwiema grubościami warstw Co (0.5 nm, 0.7 nm). W Tabeli 1 przedstawiony jest przegląd wielowarstw i warstw buforowych wykonanych i przebadanych w tej pracy.

Tabela 1. Przegląd wielowarstw i warstw buforowych [Pt / Co]–IrMn. Liczby przed symbolami warstw są grubościami w nm. [H4, Tab.1]

Multilayer	Buffer	Label
Top-pinned structures		
[2 Pt/t Co] ₃ /10 IrMn/2 Pt	SiO ₂ /10 Cu	A
[2 Pt/t Co] ₃ /10 IrMn/2 Pt	SiO ₂ /5 Ta/10 Cu	B
[2 Pt/t Co] ₃ /10 IrMn/2 Pt	SiO ₂ /5 Ta/10 Cu/5 Ta	C
[2 Pt/t Co] ₃ /10 IrMn/2 Pt	SiO ₂ /5 Ta/10 Cu/5 Ta/10 Cu	D
[2 Pt/t Co] ₃ /10 IrMn/2 Pt	SiO ₂ /5 Ta	E
[2 Pt/t Co] ₃ /10 IrMn/2 Pt	SiO ₂	F
[2 Pt/t Co] ₃ /10 IrMn/2 Pt	SiO ₂ /8 Pt	G
Bottom-pinned structures		
10 IrMn/[t Co/2 Pt] ₃	SiO ₂ /10 Cu	A
10 IrMn/[t Co/2 Pt] ₃	SiO ₂ /5 Ta/10 Cu	B
10 IrMn/[t Co/2 Pt] ₃	SiO ₂ /5 Ta/10 Cu/5 Ta	C
10 IrMn/[t Co/2 Pt] ₃	SiO ₂ /5 Ta/10 Cu/5 Ta/10 Cu	D
10 IrMn/[t Co/2 Pt] ₃	SiO ₂ /5 Ta/2 Pt	E
10 IrMn/[t Co/2 Pt] ₃	SiO ₂ /2 Pt	F
10 IrMn/[t Co/2 Pt] ₃	SiO ₂ /10 Pt	G

Próbki wygrzałem w polu magnetycznym prostopadłym do powierzchni w temperaturach 150°C, 200°C i 250°C. Pomiary dyfrakcyjne θ -2 θ oraz ω wykazały bardzo duże zróżnicowanie w uporządkowaniu krystalicznym układów w zależności od typu bufora (Rys. 2). Warstwy Pt i Co rosły w strukturze kubicznej fcc w kierunku [111]. IrMn miał strukturę kubiczną prymitywną i wzrastał z płaszczyznami (111) równoległymi do płaszczyzn (111) supersieci Co/Pt. Z pomiarów ω określiłem stopień stekstrowania warstw przyjmując go jako parametr $1/2\sigma$, gdzie 2σ otrzymałem z dopasowania profilu dyfrakcyjnego rozkładem Gaussa. Struktury rosnące na buforach D, B, C i E z Ta o grubości 5 nm naniesionym na podłoże Si/SiO₂ miały najsilniejszą teksturę [111] w warstwach Co/Pt i IrMn. Stekstrowanie warstw było mniejsze dla układów rosnących na buforach platynowych F i G. Najsłabszą teksturę miała próbka z buforem A (10 nm Cu).



Rys. 2. Pomiary θ -2 θ (z lewej) i ω (z prawej). [H2] (Fig. 1a) and (Fig. 2a)

Analiza wykonana za pomocą pomiarów XRR potwierdziła grubości warstw supersieci. Określiłem z niej szorstkości na interfejsach supersieci Co/Pt dla próbek niewygrzanych oraz wygrzanych w temperaturze 250°C. Średnia szorstkość była największa

dla próbek z buforem A wykazującym najmniejsze stekstutowanie. Dalej, grupa silnie stekstutowanych próbek na buforach B, C i D także wykazała duże szorstkości. Trzecią grupę stanowiły próbki E, F i G o relatywnie małej szorstkości. Szorstkości mierzone na powierzchni układów, otrzymane z pomiarów AFM, wykazały podobną tendencję w zależności od bufora. Morfologia powierzchni potwierdziła kolumnowy wzrost ziaren w układach wymuszony warstwami buforowymi i przenoszący się przez cały układ warstw. Z porównania szorstkości i tekstury otrzymano, że (z wyjątkiem buforów A i E) istnieje liniowa zależność pomiędzy stopniem stekstutowania i szorstkościami.

Bazując na strukturalnych i interfejsowych zależnościach można wyróżnić trzy typy buforów:

- próbki zawierające Ta (B-E) charakteryzujące się silnym stekstutowaniem i relatywnie dużymi szorstkościami,
- próbki z buforem Pt (F, G) charakteryzujące się mniejszym stekstutowaniem i szorstkościami,
- próbki z buforem z pojedynczą warstwą Cu (A) o dużej szorstkości i słabej teksturze.

Dla próbek zmierzylem pętle histerezy namagnesowania za pomocą magnetometru SQUID w płaszczyźnie próbki w celu wyznaczenia efektywnej anizotropii magnetycznej. Dla struktury *top* prostopadła anizotropia magnetyczna była największa w przypadku wielowarstw z $\text{Co} = 0.7$ nm rosnących na buforach D, C, B i E zawierających Ta lub kombinację materiałów Ta i Cu o wysokim stopniu stekstutowania. Efektywna anizotropia była mniejsza w przypadku warstw $\text{Co} = 0.5$ nm. Efektywna anizotropia spadła po wygrzaniu w temperaturze 250°C . Wielowarstwy Pt/Co-IrMn na warstwach buforowych Pt i Cu wykazujących znacznie niższy stopień utekstutowania charakteryzują się mniejszą prostopadłą anizotropią magnetyczną. Biorąc pod uwagę szorstkości, anizotropia nie zachowuje się monotonicznie wraz z ich zwiększeniem w przypadku buforów A i E. Szorstkość bufora A jest duża pomimo słabej tekstury, natomiast szorstkość bufora E mała, chociaż tekstura jest silna. W przypadku bufora A duża szorstkość bierze się z niejednorodnego pofalowania powierzchni Cu podczas wzrostu, co pokazane zostało w pracy [H1]. Bufor E to cienka 5 nm warstwa Ta, która jest gładka i stanowi dobrą bazę dla wzrostu kolejnych dobrze stekstutowanych warstw. Wysoki stopień tekstury [111] warstw jest ważniejszym czynnikiem mającym wpływ na anizotropię niż gładkość interfejsów w wielowarstwach Co/Pt.

Pole *exchange bias* maleje wraz ze wzrostem stopnia stekstutowania dla próbek niewygrzanych z Co 0.5 nm i 0.7 nm w strukturze *top*. Także dla próbek wygrzanych w strukturze *bottom* jest podobna korelacja. Podobną zależność dla pola *exchange bias* można zaobserwować w przypadku korelacji z szorstkością, która zależy od tekstury. Spadek *exchange bias* wraz ze wzrostem szorstkości można wyjaśnić większym rozrzutem orientacji momentów ferromagnetycznych na interfejsie Co/IrMn. Ponieważ efekt *exchange bias* wzrasta wraz ze stopniem ułożenia momentów magnetycznych wzdłuż kierunku *exchange bias*, większa szorstkość powoduje rozchwianie spinów i zmniejszenie pola *exchange bias*.

W pracach [H1] i [H4] pokazałem dwa typy periodycznych układów wielowarstwowych z prostopadłą anizotropią naniesionych na różne warstwy buforowe. Jeden z o strukturze | bufor / (Co/Pt)₅ | i drugi | bufor / IrMn / (Co/Pt)₃ | z

antyferromagnetyczną warstwą IrMn wywołującą efekt *exchange bias*. Wykazałem, że poprzez dobór warstw buforowych, można sterować parametrami strukturalnymi, które wpływają na międzywarstwowe magnetyczne sprzężenia wymienne i anizotropię efektywną w układach o strukturze supersieci.

- **Magnetyczne złącza tunelowe (MTJ – magnetic tunnel junction) typu zawór spinowy (SV – spin valve) i pseudozawór spinowy (P-SV – pseudo spin valve) z anizotropią w płaszczyźnie [H2, H3, H5, H6, H11] oraz MTJ z anizotropią prostopadłą [H7, H8]**

Magnetyczne złącze tunelowe jest to układ dwóch warstw ferromagnetycznych (F) rozdzielonych cienką warstwą izolatora (I). Warstwy ferromagnetyczne stykające się bezpośrednio z izolatorem nazywane są także elektrodami złącza tunelowego. Efekt tunelowej magnetorezystancji (TMR) polega na spinowo zależnym tunelowaniu elektronów przez cienką barierę izolatora. W złączach MTJ prąd tunelowy zależy od wzajemnej orientacji wektorów magnetyzacji warstw ferromagnetycznych, która może być zmieniana pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego, za pomocą prądu spinowo spolaryzowanych elektronów^{[1][2]} czy spinowego efektu Halla^[14]. Początkowo jako barierę używano amorficznego Al-O jednak maksymalna wartość TMR w takich strukturach wynosiła 70%^{[15][16]}. Zastosowanie krystalicznej bariery MgO pozwoliło na uzyskanie TMR rzędu 200%^[17]. Teoretyczne obliczenia dla monokrystalicznego złącza Fe/MgO/Fe przewidywały możliwość uzyskania TMR o wartości 1000%^[18]. Jednak nawet w przypadku monokrystalicznego złącza Fe/MgO/Fe wytworzonego metodą epitaksji z wiązki molekularnej (MBE: molecular beam epitaxy) wartość TMR osiągnęła 180%^[19] w temperaturze pokojowej. Dopiero zastosowanie elektrod z amorficznego CoFeB^[20] naniesionego metodami rozpylania jonowego pozwoliło na znaczny wzrost wartości TMR. Najwyższa uzyskana do tej pory wartość TMR w temperaturze pokojowej wyniosła 600%^[21] w układzie typu pseudo zawór spinowy (P-SV: pseudo spin valve)^[22] oraz 360%^[23] dla układów zawór spinowy typu *exchange bias* (EB-SV: exchange biased spin valve)^[12].

Pseudo zawór spinowy jest to układ dwóch warstw ferromagnetycznych przedzielonych warstwą niemagnetyczną ($F/NM/F$), z których jedna przełącza się w mniejszym polu magnetycznym a druga w polu większym. Dzięki temu można uzyskać stany równoległego i antyrównoległego namagnesowania warstw ferromagnetycznych. Przełączanie magnetyzacji w różnych polach uzyskuje się używając warstw ferromagnetycznych o różniących się polach koercji (tzw. *miękkich* i *twardych* magnetycznie).

Dołożenie warstwy antyferromagnetycznej (AF) przylegającej do jednej z elektrod ferromagnetycznych $|AF/F/NM/F|$ powoduje wystąpienie sprzężenia wymiennego na interfejsie pomiędzy warstwą F i AF ^{[22][12]}, przez co wymusza się jednoosiową anizotropię jednozwrotową w warstwie ferromagnetycznej. Jest to układ EB-SV w którym warstwa F przylegająca do AF przełącza się w wysokim polu i jest tzw. *warstwą zamocowaną*, natomiast druga warstwa F przełączająca się w małym polu jest *warstwą swobodną*.

Dodatkowo można zastosować tzw. syntetyczny antyferromagnetyk (SyAF lub SAF – synthetic antiferromagnet)^[24], gdzie pomiędzy warstwami AF i elektrodą F są dwie dodatkowe warstwy. Jedna jest warstwą ferromagnetyczną przylegającą do AF i druga

zbudowana z materiału niemagnetycznego (NM), której grubość jest ustalona tak, aby warstwa zamocowana i referencyjna w układzie $|AF / F|$ (warstwa zamocowana) / NM / F (warstwa referencyjna) / NM / F (warstwa swobodna) | były sprzężone antyferromagnetycznie. Dzięki temu przełączenie warstwy referencyjnej, która jest elektrodą złącza, następuje w bardzo wysokim polu magnetycznym.

W pracach [H2] i [H3] badałem magnetyczne złącza tunelowe o strukturze zaworu spinowego $| bufor / AF / F / I / F |$. Analizowałem wpływ warstw buforowych na strukturę krystaliczną układów, która w dalszej kolejności wpływa na takie własności złącz jak szorstkości, magnetyczne sprzężenia międzywarstwowe, prąd tunelowania.

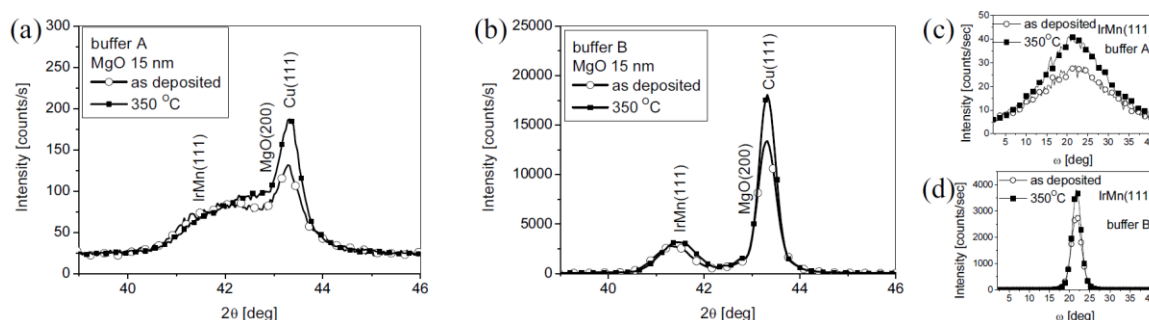
[H2] J. Kanak, T. Stobiecki, V. Drewello, J. Schmalhorst, and G. Reiss, *The influence of the texture on properties of IrMn spin valve magnetic tunnel junctions with MgO barrier and CoFeB electrodes*, Phys. Status Solidi A 204, 3942 (2007). IF =1.214

W pracy [H2] analizowałem wpływ warstw buforowych oraz obróbki termicznej na magnetyczne złącza tunelowe typu zawór spinowy o strukturze Si/SiO₂/ bufor (A, B)/Ir₁₇Mn₈₃ 10 nm/Co₆₀Fe₂₀B₂₀ 3 nm/MgO 2 nm/Co₆₀Fe₂₀B₂₀ 4 nm/Ta 5 nm. Jest to układ, w którym warstwa antyferromagnetyka IrMn styka się bezpośrednio z warstwą ferromagnetyczną będącą dolną elektrodą złącza. Układy naniosłem metodą rozpylania jonowego na dwa typy buforów. Pierwszy Cu 25 nm (A) i drugi Ta 5 nm/ Cu 25 nm (B). Analiza struktury układów metodami dyfrakcji rentgenowskiej wykazała, że warstwa buforowa Ta naniesiona na Si/SiO₂ miała strukturę amorficzną. Cu w buforze miała strukturę fcc i rosła z płaszczyznami atomowymi (111) równoległymi do powierzchni próbki. Cu rosnąca na Ta miała zdecydowanie silniejszą teksturę w porównaniu z Cu leżącym bezpośrednio na Si/SiO₂. Widoczne to jest w pomiarach θ -2 θ , gdzie natężenie wierzchołków dyfrakcyjnych jest dwa rzędy wielkości większe dla Cu na Ta (Rys. 3 a, b). Bufory wymusiły różny stopień stekstrowania w warstwie IrMn rosnącej w strukturze kubicznej w kierunku [111] (Rys. 3 c, d). Próbkę zostały wygrzane w temperaturze 350°C przez 1 godzinę w polu magnetycznym 500 [kA/m] a następnie schłodzone w celu uzyskania anizotropii jednozwrotowej i zrelaksowania defektów w barierze MgO. Proces wygrzewania spowodował wzrost natężenia wierzchołków dyfrakcyjnych. Analiza pomiarów ω potwierdziła wysoki stopień stekstrowania warstw Cu i IrMn w próbce z buforem Ta/Cu.

Analiza pomiarów szorstkości metodą AFM z powierzchni próbek pokazała, że szorstkości w próbkach z buforem Cu były znacząco mniejsze niż w przypadku bufora Ta/Cu. Szorstkości wzrastały po wygrzaniu w temperaturze 350°C. Warstwy buforowe rosnące w postaci kolumnowych ziaren o średnicy w płaszczyźnie ok. 30-35 nm indukują kolumnowy wzrost kolejnych warstw i przenoszą szorstkości przez cały układ.

Na układach, metodą litografii optycznej, wykonałem złącza o rozmiarach od 7.5×7.5 μm^2 do 22.5×22.5 μm^2 . Złącza niewygrzane wykazywały TMR rzędu 10-11%. Po wygrzaniu TMR sięgnął 141% dla złącza na buforze Cu i 113% w przypadku silnie stekstrowanego i szorstkiego złącza na buforze Ta/Cu. Szorstkości spowodowały sprzężenie dipolowe typu Néel'a (*orange peel coupling*) pomiędzy elektrodami ferromagnetycznymi^{[25][26]}. Wartość

poła sprzężenia w silnie stekstrowanych układach z szorstkim buforem Ta/Cu była dużo większa (1.8 kA/m) niż w przypadku próbki z buforem Cu o słabej teksturze (0.28 kA/m).



Rys. 3. Pomiary θ - 2θ dla złącza z buforem A [Cu] (a) bufora B [Ta/Cu] (b) i ω dla złącza z buforem A (c) bufora B (d). ([H2] Fig. 1)

[H3] J. Kanak, T. Stobiecki, A. Thomas, J. Schmalhorst, G. Reiss, *Structural and tunneling properties of magnetic tunnel junctions with Al-O and MgO barrier*, Vacuum 82, 1057 (2008).

IF = 1.114

Praca [H3] jest kontynuacją pracy [H2] dotyczącą wpływu bufora na złącza MTJ. W pracy [H3] porównałem układy MTJ różniące się warstwami bariery tunelowej i elektrod ferromagnetycznych. Przedstawiono w niej wpływ dwóch buforów (Cu, Ta/Cu) na układy MTJ z warstwami CoFeB/MgO/CoFeB (amorficzny CoFeB, krystaliczny MgO) oraz CoFe/Al-O/NiFe (krystaliczne CoFe i NiFe, amorficzne Al-O). Profile dyfrakcyjne θ - 2θ dla złącz z Al-O i MgO pokazały podobne natężenia wierzchołków dyfrakcyjnych od podłoża Cu i antyferromagnetyka IrMn. Pomiary ω mierzone na IrMn (111) potwierdziły podobny stopień stekstrowania warstw. Szorstkości warstw buforowych wyznaczone z pomiarów reflektometrycznych były dużo większe w silnie stekstrowanych próbkach z buforem Ta/Cu niż w próbkach z buforem Cu. Pomiary AFM wykonane na buforach potwierdziły te zależności. Ponadto pomiary AFM na kompletnych złączach przykrytych ochronną warstwą Ta 5 nm pokazały, że szorstkości w przypadku układów z barierą Al-O i elektrodami CoFe oraz NiFe są większe w porównaniu z szorstkościami na buforze. W przypadku złącz z elektrodami CoFeB i krystaliczną warstwą MgO szorstkości maleją w porównaniu z szorstkościami na buforze i wynoszą 0.22 nm dla próbki z buforem Cu i 0.41 nm dla próbki z buforem Ta/Cu. Różnica w szorstkościach złącz z Al-O i MgO spowodowana jest różnymi elektrodami ferromagnetycznymi. W przypadku złącz Al-O elektrody CoFe i NiFe są krystaliczne po naniesieniu i powodują wzrost szorstkości, natomiast dla złącz z MgO elektrody CoFeB są amorficzne po naniesieniu, co wpływa na wygładzenie powierzchni.

Zastosowanie warstw CoFeB i MgO wpłynęło na zmniejszenie niekorzystnego sprzężenia dipolowego pomiędzy elektrodami ferromagnetycznymi, które w przypadku próbki o słabej teksturze wyniosło 0.28 kA/m. Największa wartość sprzężenia 3.2 kA/m była dla próbki z buforem Ta/Cu i krystalicznymi elektrodami CoFe i NiFe.

Zastosowanie ferromagnetycznych elektrod CoFeB i bariery MgO pozwoliło zwiększyć wartość TMR trzykrotnie w porównaniu ze złączami z elektrodami CoFe i NiFe oraz barierą Al-O. Użycie CoFeB i MgO pozwoliło na zastosowanie cieńszej bariery bez

zmniejszenia wartości TMR co w efekcie zmniejszyło rezystancję złącz o rząd wielkości. Niska wartość iloczynu rezystancja·powierzchnia złącz jest pożądana w przypadku ich aplikacyjnego zastosowania, ze względu na możliwość przesyłania dużych gęstości prądu przez złącze.

W pracach [H2] i [H3] pokazałem dwa rodzaje układów MTJ typu $| \text{bufor} / \text{AF} / \text{F} / \text{I} / \text{F} |$. Jeden z polikrystalicznymi elektrodami CoFe i NiFe i amorficzną barierą Al-O. Drugi z amorficznymi elektrodami CoFeB i polikrystaliczną barierą MgO. Wykazałem, że poprzez dobór warstw buforowych, materiałów elektrod i bariery, można sterować parametrami strukturalnymi złącza i poprzez to wpływać na parametry tunelowania i sprzężeń międzywarstwowych w układach MTJ.

W pracach [H5], [H6] i [H11] badałem magnetyczne złącza tunelowe o strukturze zaworu spinowego - EB-SV: $| \text{bufor} / \text{AF} / \text{F} / \text{NM} / \text{F} / \text{I} / \text{F} |$ i pseudo zaworu spinowego - P-SV: $| \text{bufor} / \text{F} / \text{I} / \text{F} |$. W pracy [H5] struktura EB-SV nazwana jest wymiennie jako EB-MTJ (*exchange biased magnetic tunnel junction*). W pracy [H5] analizowałem układy z dwoma typami bufora i ich wpływ na krystalizację ferromagnetycznych elektrod CoFeB. Pierwszy bufor stanowiła gruba warstwa Ta 20 nm, natomiast drugi miał strukturę Ta 5 nm/Ru 18 nm/Ta 3 nm. W pracy [H6] przeprowadziłem dokładną analizę bufora Ta/Ru/Ta przy użyciu metod XRD, XRR i AFM oraz wykonałem symulację za pomocą opracowanego przeze mnie modelu do symulacji struktury i profili dyfrakcyjnych stekstrowanych układów wielowarstwowych. Praca [H11] stanowi kontynuację pracy [H6]. Zostały w niej przebadane, za pomocą dyfrakcji rentgenowskiej, układy wygrzane w temperaturach 340°C, 360°C i 500°C a wyniki porównane z analizą wykonaną przy pomocy magnetycznego rezonansu jądrowego (NMR - nuclear magnetic resonance).

[H5] J. Cao, **J. Kanak**, T. Stobiecki, P. Wisniowski, and P.P. Freitas, *Effect of Buffer Layer Texture on the Crystallization of CoFeB and on the Tunnel Magnetoresistance in MgO Based Magnetic Tunnel Junctions*, IEEE Trans. Magn. 45, 3464 (2009). **IF = 1.061**

W pracy [H5] badałem wpływ bufora na krystalizację elektrod ferromagnetycznych w magnetycznym złączu tunelowym z barierą MgO. Do badań użyłem układów MTJ typu EB-MTJ (EB-SV) o strukturze szkło/ bufor / $\text{Pt}_{0.49}\text{Mn}_{0.51}200$ / CoFe_{20} / Ru_9 / $(\text{Co}_{0.52}\text{Fe}_{0.48})_{0.75}\text{B}_{0.25}30$ / $\text{MgO}_{13.5}$ / $(\text{Co}_{0.52}\text{Fe}_{0.48})_{0.75}\text{B}_{0.25}30$ / Ru_{50} / Ta_{50} (liczby obok składu warstw to grubości w Å). Są to magnetyczne złącza tunelowe SAF, gdzie układ warstw $| \text{PtMn } 200 / \text{CoFe } 20 / \text{Ru } 9 |$ pod dolną elektrodą ferromagnetyczną generuje silne sprzężenie antyferromagnetyczne pomiędzy warstwą CoFe (warstwa zamocowana) a warstwą CoFeB (warstwa referencyjna). Jako antyferromagnetyka w tym wypadku użyto PtMn, który pod wpływem wygrzewania transformuje ze struktury kubicznej fcc do tetragonalnej fct, która jest antyferromagnetyczna. Dodatkowo naniesione zostały także układy typu P-SV, w których dolna elektroda ferromagnetyczna leży bezpośrednio na buforze.

Do badań użyto dwa rodzaje buforów. Jeden o z warstwami Ta i Ru o strukturze $|\text{Ta}_{50}/\text{Ru}_{180}/\text{Ta}_{30}|$ oraz drugi z grubym tantalem $|\text{Ta}_{200}|$. Do pomiarów strukturalnych ferromagnetycznych elektrod przygotowane zostały próbki z grubymi warstwami CoFeB o

grubościach 150 Å pod i nad barierą MgO. Aby warstwy CoFeB uległy krystalizacji próbki zostały wygrzane w temperaturze 380°C w czasie 1 godziny.

Analiza pomiarów XRD dla próbek typu EB-MTJ i P-SV wykazała, że CoFeB po naniesieniu jest amorficzny w obu układach – nie są widoczne wierzchołki dyfrakcyjne od elektrod ferromagnetycznych. W niewygrzanych układach P-SV naniesionych na bufor Ta/Ru/Ta widoczne są wierzchołki od fazy kubicznej Ta(110) i silny wierzchołek od struktury tetragonalnej Ru (002). W układach EB-MTJ pojawia się wierzchołek od struktury kubicznej fcc PtMn. Po wygrzaniu w temperaturze 380°C następuje transformacja PtMn do struktury tetragonalnej fct. Natężenia wierzchołków Ru (002) zwiększają się, co świadczy o polepszeniu struktury w przeciwieństwie do Ta (110), które nieznacznie się zmniejszają, co świadczy o pogorszeniu struktury krystalicznej. W układach naniesionych na bufor [Ta200] widoczny jest silny wierzchołek od β -Ta (200) pochodzący od bufora. Słabe wierzchołki Ru (002) i Ta (110) od warstw przykrywających [Ru50/Ta50]. PtMn leżąca na buforze [Ta200] wykazuje dużo słabsze natężenia wierzchołków PtMn (111), co świadczy o słabszej teksturze warstwy. Po wygrzaniu w profilach dyfrakcyjnych widoczne są wierzchołki od PtMn (001), (110), (111) i (002) co świadczy o rozorientowanym wzroście PtMn na warstwie β -Ta (200).

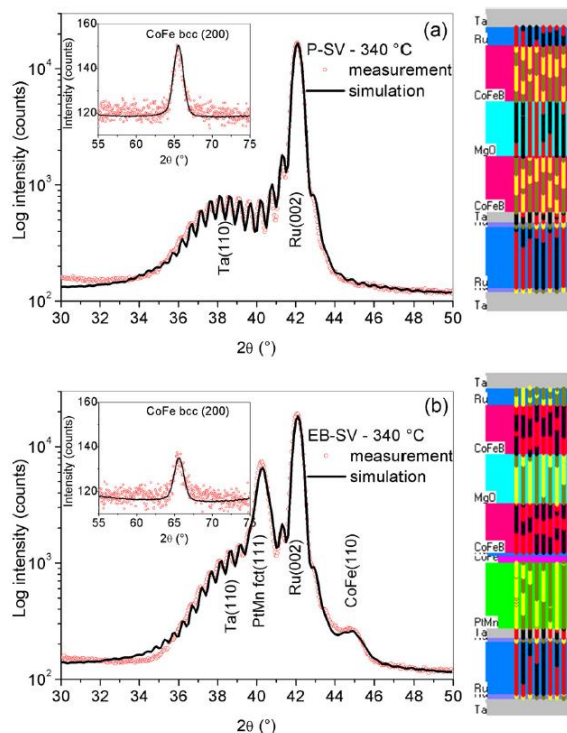
Po wygrzaniu pojawiają się wierzchołki od wykrywalizowanych warstw CoFeB 150 Å. Najsilniejszy wierzchołek wykrywalizowanej fazy kubicznej CoFe (200) z CoFe(B) był w próbce P-SV naniesionej na buforze [Ta200] dla CoFeB leżącego na barierze MgO. Także dla próbki EB-MTJ nastąpiła silna krystalizacja w CoFeB do fazy kubicznej CoFe [001] w przypadku CoFeB leżącego na MgO. MgO rosnące w kierunku [001] stanowi dobry szablon dla pożądanego kierunku krystalizacji CoFeB. CoFeB leżące pod barierą MgO nie wykazywało już tak silnego utekstrowania w kierunku [001]. Duże różnice w krystalizacji CoFeB pojawiają się w przypadku CoFeB leżącego poniżej bariery MgO w próbkach EB-MTJ. Dla próbki z buforem [Ta/Ru/Ta] CoFeB ma dominującą teksturę (110) i słabą (200). W przypadku bufora [Ta200] widoczny jest tylko wierzchołek CoFe(B) (200) o intensywności porównywalnej z górną warstwą CoFeB. Różnice w teksturze dolnej warstwy CoFeB w strukturze EB-MTJ zależą od utekstrowania warstwy PtMn. PtMn na buforze [Ta/Ru/Ta] ma silną teksturę (111), podczas gdy na buforze [Ta] PtMn jest rozorientowana.

Pomiary magnetorezystancyjne wykonane na złączach EB-MTJ pokazały, że dla próbki z buforem [Ta/Ru/Ta] wartość TMR wyniosła 200%, podczas gdy dla bufora [Ta] TMR wzrósł do poziomu 290%. Użycie bufora [Ta] spowodowało rozorientowany wzrost antyferromagnetyka PtMn, co poprawiło teksturę (001) dolnej elektrody CoFeB.

[H6] **J. Kanak**, P. Wiśniowski, T. Stobiecki, A. Zaleski, W. Powroźnik, S. Cardoso, P. Freitas, *X-ray diffraction analysis and Monte Carlo simulations of CoFeB-MgO based magnetic tunnel junctions*, J. Appl. Phys. 113, 023915 (2013). **IF = 2.185**

W pracy [H6] przedstawione są badania układów pseudo zawór spinowy (P-SV) oraz magnetyczne złącza tunelowe typu *exchange bias* (EB-SV lub EB-MTJ). Praca stanowi kontynuację pracy [H5] z dokładną analizą bufora Ta/Ru/Ta. Badane układy miały następującą strukturę: P-SV: szkło / Ta(5) / Ru(18) / Ta(3) / (Co₅₂Fe₄₈)₇₅B₂₅(15, 5, 3) / MgO(15, 1.2) / (Co₅₂Fe₄₈)₇₅B₂₅(15, 4, 3) / Ru(5) / Ta(5) i EB-SV: szkło / Ta(5) / Ru(18) / Ta(3) / Pt₄₆Mn₅₄(20) / Co₈₂Fe₁₈(2) / Ru(0.9) / (Co₅₂Fe₄₈)₇₅B₂₅(15, 3) / MgO(15, 1.2) /

(Co₅₂Fe₄₈)₇₅B₂₅(15, 3) / Ru(5) / Ta(5) (gdzie liczby w nawiasach są grubościami w nm). Przygotowano dwa rodzaje układów. Jeden z cienkimi warstwami ferromagnetycznymi CoFeB do pomiarów magnetorezystancyjnych i drugi z grubymi warstwami ferromagnetycznymi CoFeB 15 nm do pomiarów strukturalnych. Dodatkowo przygotowano próbki z naniesionymi warstwami buforowymi: [Ta(5)], [Ta(5)/Ru(18)] i [Ta(5)/Ru(18)/Ta(3)].



Rys. 4. Zmierzone i obliczone profile XRD θ - 2θ wygrzanych układów P-SV: Ta(5)/Ru(18)/Ta(3)/CoFeB(15)/MgO(15)/(CoFeB(15)/Ru(5)/Ta(5) (a) i EB-SV: Ta(5)/Ru(18)/Ta(3)/PtMn(20)/CoFe(2)/Ru(0.9)/CoFeB(15)/MgO(15)/(CoFeB(15)/Ru(5)/Ta(5) (b) (z lewej), oraz symulacje kolumnowej struktury krystalicznej (z prawej). ([H6] Fig. 9)

Pomiary θ - 2θ wykazały, że Ta(5) naniesiony na szkło jest amorficzny. Ru(18) na Ta rośnie w strukturze heksagonalnej i jest silnie stekstrowany w kierunku [001]. Ta(3) rosnący na Ru jest kubiczny i rośnie z warstwami (110) równoległymi do powierzchni. W przypadku warstwy Ru pojawiają się dodatkowe piki po lewej stronie Ru (002), które są pikami Lauego od silnie stekstrowanej warstwy Ru z ziarnami rosnącymi przez całą grubość warstwy. Pojawienie się pików tylko po lewej stronie wierzchołka Ru (002) wynika z tego, że zwiększa się odległość międzypłaszczyznowa w Ru поблизу interfejsu Ta/Ru w wyniku mieszania na granicy Ta Ru. Do wyjaśnienia tego posłużył model symulacyjny struktury warstwowej układu. W tym celu opracowałem program i napisałem funkcje do symulacji struktury w postaci kolumn. Kolumnowa struktura ma potwierdzenie w pomiarach AFM i TEM. Struktura warstw symulowana jest w postaci jednowymiarowych ziaren, gdzie własności całej płaszczyzny atomowej zawartej w ziarnie przypisywane są jednemu punktowi. Na podstawie wysymulowanej struktury układów w postaci jednowymiarowych kolumn zawierających ziarna, obliczany jest profil dyfrakcyjny. W przypadku symulacji dla idealnej warstwy Ru oscylacje pojawiają się po obu stronach wierzchołka Ru (002) ([H6] Fig. 8a). Dla warstwy Ru z poszerzonymi odległościami międzypłaszczyznowymi piki Lauego wzmacniają się po lewej stronie Ru (002) i wygaszają po prawej ([H6] Fig. 8b). Symulacja dla całej struktury układów

P-SV i EB-SV dała bardzo dobrą zgodność profili zmierzonych i wyliczonych z symulacji (Rys. 4). Aby uzyskać zgodność natężeń wierzchołków dyfrakcyjnych w profilu zmierzonym i symulowanym wyznaczony został parametr tekstury, mówiący o tym jaka część ziaren rośnie z płaszczyznami atomowymi ustawionymi równolegle do powierzchni próbki. W przypadku grubych warstw największa wartość parametru tekstury była dla buforowej warstwy Ru, mniejsza dla PtMn i najmniejsza dla CoFe(B).

Pomiary XRR ([H6] Fig. 2) dla warstw buforowych pokazały, że w przypadku pojedynczej warstwy [Ta(5)] szorstkość na powierzchni wynosiła 0.36 nm. W przypadku układu warstw [Ta(5)/Ru(18)] szorstkość na powierzchni Ru wzrosła do 0.51 nm a szorstkość na powierzchni Ta(5) (interfejs pomiędzy Ta i Ru) wzrosła znacząco do 0.74 nm w porównaniu do pojedynczej warstwy Ta. Dla układu warstw [Ta(5)/Ru(18)/Ta(3)] szorstkość na powierzchni zmalała do 0.39 w porównaniu do powierzchni układu [Ta/Ru]. Szorstkość na interfejsie Ru/Ta wzrosła w porównaniu do odsłoniętej warstwy Ru. Jak pokazano na przykładzie symulacji struktury, na interfejsach Ta/Ru następuje mieszanie, które jest odpowiedzialne za wzrost szorstkości widocznych w pomiarach XRR. W pomiarach XRR nie można rozróżnić pomiędzy szorstkością morfologiczną i wynikającą z mieszania międzywarstwowego^[27]. Pomiary AFM wykonane na powierzchni układów warstw buforowych potwierdziły małą szorstkość na powierzchni [Ta], wzrost szorstkości dla układu [Ta/Ru] i spadek na [Ta/Ru/Ta].

Pomiary wykonane dla próbek z grubymi warstwami CoFeB 15 nm pokazały lepszą krystalizację CoFeB w kierunku [001] w przypadku układu P-SV. Spowodowało to większy TMR dla próbek P-SV: 240% niż w przypadku EB-SV: 180%. Pomiary dla warstw CoFeB w układzie EB-SV wykazały różny stopień krystalizacji gdy CoFeB był pod albo nad MgO. CoFeB rosnący na MgO miał dużo silniejszy stopień stekstrowania w kierunku [001] niż CoFeB leżący pod MgO.

[H11] P. Nawrocki, **J. Kanak**, M. Wójcik, T. Stobiecki, ⁵⁹Co NMR analysis of CoFeB-MgO based magnetic tunnel junction, J Alloys Compd. 741, 775 (2018). IF = 3.779

W pracy [H11] kontynuowałem badania nad krystalizacją warstw CoFeB. Do badań przygotowano złącza typu P-SV: |szkło / Ta / Ru / Ta / warstwy górne| i EB-SV: |szkło / Ta / Ru / Ta / PtMn / CoFe / Ru / warstwy górne|. Układy zostały przygotowane na buforze [Ta(5)/Ru(18)/Ta(3)] takim samym jak w pracy [H6]. Aby wyjaśnić różnice we właściwościach warstwy (Co₅₂Fe₄₈)₇₅B₂₅, która w MTJ znajduje się pod lub nad barierą MgO, przygotowano próbki o różnej kolejności ułożenia warstw w „górných warstwach”. Jedna struktura składała się z warstw [CoFeB(15)/MgO(1.3)/Ta(5)], z grubą 15 nm warstwą CoFeB pod barierą MgO, oraz druga o strukturze [CoFeB(3)/MgO(1.3)/CoFeB(15)/Ru(5)/Ta(5)] gdzie gruby CoFeB(15) znajdował się nad barierą MgO. Próbki zostały wygrzane w temperaturach 340°C, 360°C oraz 500°C. Pomiary dyfrakcyjne pokazały, że CoFeB jest amorficzny po naniesieniu. Po wygrzaniu CoFeB leżące pod barierą MgO krystalizuje do struktury bcc i rośnie w dwóch różnych kierunkach w zależności od struktury warstw pod CoFeB. CoFeB leżące na Ta w strukturze P-SV krystalizuje w kierunku [002] ([H11] Fig. 5a). CoFeB leżące na cienkim Ru w strukturze EB-SV jest silnie stekstrowane w kierunku [110] ([H11] Fig. 5b). Pomiary XRD dla próbek wygrzanych w temperaturach 340°C i 360°C

z CoFeB(15) leżącym na MgO pokazały silną krystalizację w kierunku [001], podobnie jak w pracach [H5] i [H6]. Potwierdza to, że MgO stanowi dobry szablon dla pożądanego kierunku krystalizacji CoFeB. W próbkach wygrzanych w temperaturze 500°C wierzchołek od CoFeB(15) leżącego na MgO zniknął, co świadczy o zniszczeniu struktury krystalicznej poprzez wymieszanie warstwy z warstwą Ru leżącą na CoFeB. W przypadku CoFeB (15) leżącego pod MgO natężenia wierzchołków wzrosły co świadczy o tym, że MgO działa jak warstwa ochronna.

Analiza NMR potwierdziła amorficzność CoFeB i krystalizację do struktury CoFe bcc po wygrzaniu. Wykazała krystalizację warstwy CoFeB leżącej na Ta do fazy bcc CoFe uporządkowanej w strukturze B2, natomiast CoFeB leżące na Ru krystalizowało do fazy bcc CoFe z silnie zdefektowaną strukturą B2. Wyniki NMR były ważnym uzupełnieniem i potwierdzeniem danych uzyskanych na podstawie pomiarów dyfrakcyjnych.

Opracowanie przez firmę SINGULUS Technologies A.G., z którą mam stałą współpracę, technologii nanoszenia warstw magnetycznego złącza tunelowego z anizotropią prostopadłą wymagało z mojej strony wykonywania na bieżąco bardzo wielu pomiarów tekstury i szorstkości metodami XRD i AFM, między innymi w zależności od rodzaju warstw buforowych. Dlatego w pracy [H7] kontynuowałem badania buforu o strukturze | Ta / Ru / Ta | z różnymi grubościami warstw, generującymi różne stekstrowanie, natomiast w pracy [H8] badałem, oprócz układów z warstwami buforowymi Ru i Ta, także buforu typu | Ta / CuN / Ta |.

[H7] M. Frankowski, A. Żywczak, M. Czapkiewicz, S. Ziętek, **J. Kanak**, M. Banasik, W. Powroźnik, W. Skowroński, J. Chęciński, J. Wrona, H. Głowiński, J. Dubowik, J.-Ph. Ansermet, T. Stobiecki, *Buffer influence on magnetic dead layer, critical current and thermal stability in magnetic tunnel junctions with perpendicular magnetic anisotropy*, J. Appl. Phys. 117, 223908 (2015). **IF = 2.101**

Ikeda et al. w pracy [28] pokazali, że magnetyczne złącza tunelowe z anizotropią prostopadłą potrzebują odpowiednio wysoki czynnik stabilności termicznej $E/K_B T$ na przełączanie magnetyzacji warstwy swobodnej (większy niż 40), mały współczynnik tłumienia α (rzędu 10^{-2}), oraz wysoką wartość TMR (przynajmniej 200%). W pracy [H7] badano wpływ tekstury bufora na stabilność termiczną i parametry przełączania warstwy swobodnej. W tym celu wykorzystany został bufor |Ta/Ru/Ta| w różnych kombinacjach: (i) Ta 5 / Ru 10 / Ta 3, (ii) Ta 5 / Ru 10 / Ta 10, and (iii) Ta 5 / Ru 20 / Ta 5. Wykonano próbki z dodatkowymi warstwami: bufor / Fe₆₀Co₂₀B₂₀ klin / MgO 1.28 / Ta 5 / Ru 5 (struktura *bottom*: CoFeB poniżej MgO), bufor / MgO 1.28 / Fe₆₀Co₂₀B₂₀ klin / Ta 5 / Ru 5 (struktura *top*: CoFeB nad MgO) oraz pełne złącze tunelowe MTJ: bufor / Fe₆₀Co₂₀B₂₀ 1.0 / MgO klin / Fe₆₀Co₂₀B₂₀ 1.5 / Ta 5 / Ru 5. Pomiary XRD na warstwach buforowych pokazały stekstrowany wzrost warstw Ru w kierunku [002] i Ta leżącego na Ru w kierunku [110]. Analiza figur biegunowych zmierzonych m. in. dla płaszczyzn Ru (002) i Ta (110) potwierdziła silną teksturę Ru i Ta. Ziarna rosną w postaci kolumnowej, co zostało potwierdzone symulacjami struktury krystalicznej. Pierścienie w figurach biegunowych świadczą o rozorientowanym wzroście ziaren w płaszczyźnie. Z pomiarów ω został

wyznaczony stopień stekstrowania warstw buforowych. Najsilniejsza tekstura Ru była w przypadku bufora (iii). Dla Ta na Ru stopień stekstrowania był największy w przypadku bufora (ii) i (iii). Pomiary AFM mierzone w obszarze $500 \text{ nm} \times 500 \text{ nm}$ pokazały, że w przypadku najslabiej stekstrowanego bufora (i) był on najgładszy ($\text{rms} = 0.22 \text{ nm}$) a bufor (iii) z najsilniej stekstrowanymi Ru i Ta był najbardziej szorstki ($\text{rms} = 0.28 \text{ nm}$). Średni rozmiar ziaren w płaszczyźnie był 15 nm .

Pomiary magnetyczne wykazały, że warstwa magnetycznie martwa (MDL – magnetic dead layer) w układach typu *bottom* jest największa dla próbki z najgładszym buforem (i) natomiast najmniejsza dla najbardziej szorstkiego bufora (iii). Wartość MDL wzrasta po wygrzaniu z zachowaniem zależności jej wielkości od typu bufora. Pomiary struktur domenowych pokazały, że dla gładkiego bufora (i) przełączenie magnetyzacji odbywa się poprzez propagację ściany domenowej od dużej domeny ([H7] Fig. 6), podczas gdy dla szorstkiego bufora (iii) obserwowane domeny magnetyczne miały nieregularny kształt. MDL dla próbek z buforem w strukturze *top* było większe w porównaniu ze strukturą *bottom*. MDL generalnie powstaje wskutek dyfuzji materiałów na granicy warstw w związku z silnie ujemną entalpią mieszania. Różnica w grubości warstwy MDL dla struktury *bottom* i *top* spowodowana jest różnymi rodzajami materiałów nanoszonymi na CoFeB. W przypadku struktury *bottom* na CoFeB nanoszone są lekkie atomy Mg i O natomiast w przypadku struktury *top* ciężkie atomy Ta, które penetrują warstwę CoFeB powodując wybijanie atomów i silne mieszanie na interfejsie.

Na wygrzanych układach o strukturze złącza tunelowego MTJ wykonano elementy metodą litografii elektronowej w celu wykonania pomiarów CIMS (current induced magnetization switching). Z pomiarów otrzymano, że średnia wartość prądu krytycznego dla próbki z buforem (i) wyniosła $J_{\text{crit}} = 1.25 \text{ MA/cm}^2$ i była porównywalna w przypadku próbki z buforem (iii) $J_{\text{crit}} = 1.5 \text{ MA/cm}^2$. Średni czynnik stabilności termicznej w przypadku bufora (i) wyniósł $\Delta_{\text{avg}} = 63$ i był lepszy niż dla bufora (iii) $\Delta_{\text{avg}} = 32.5$. Ponadto współczynnik tłumienia, dla próbki szorstkiej z silną teksturą (iii), był o 44% większy niż dla próbki słabo stekstrowanej (i). Lepsza stabilność termiczna i mniejszy współczynnik tłumienia jest wynikiem słabszego stopnia stekstrowania i gładszych interfejsów.

[H8] M. Cecot, J. Wrona, **J. Kanak**, S. Ziętek, W. Skowroński, A. Żywczak, M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, *Magnetic properties and magnetization dynamics of magnetic tunnel junctions bottom electrode with different buffer layers*, IEEE Trans. Magn. 51, 6101504 (2015). IF = 1.277

W pracy kontynuowano badania nad wpływem typu buforów na strukturę warstw i własności magnetyczne. Przebadany został przede wszystkim wpływ bufora na dynamikę magnetyzacji dolnej elektrody złącza tunelowego. Przygotowane zostały układy o strukturze bufor/ $2\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ / 2MgO / 5Ta (liczby oznaczają grubości w nm) naniesione na bufor o różnej strukturze warstwowej: (a) $5\text{Ta}/30\text{CuN}/5\text{Ta}$, (b) $5\text{Ta}/15\text{CuN}/3\text{Ta}/15\text{CuN}/5\text{Ta}$, (c) $5\text{Ta}/10\text{CuN}/5\text{Ta}$, (d) 5Ta , (e) 10Ta oraz (f) $5\text{Ta}/10\text{Ru}/5\text{Ta}$. Oprócz buforów z warstwami Ta i Ru badano układy warstw buforowych z CuN otrzymywanym poprzez reaktywne nanoszenie Cu w atmosferze azotowej. Nieprzedstawione w tej pracy badania strukturalne mające na celu optymalizację bufora typu Ta/CuN/Ta wykazały, że nanoszenie Cu w atmosferze N powoduje

wzrost ziaren w dwóch orientacjach CuN (111) i CuN (200) co powoduje wygładzenie powierzchni w porównaniu do czystej warstwy Cu stekstrowanej jednorodnie w orientacji (111). Bufory wykorzystane w pracy można podzielić na trzy grupy. Bufory, które zawierały CuN, bufory z Ta różnej grubości oraz bufor z warstwą Ru. Analiza dyfrakcyjna wykazała, wzrost warstwy CuN w dwu orientacjach krystalograficznych CuN (111) i CuN (200). Warstwa Ru rosła silnie stekstrowana w kierunku [002]. Ta o grubości 5 nm był amorficzny, podczas gdy Ta 10 nm wykazywał krystalizację do struktury tetragonalnej. Domieszkowanie Cu atomami N powodowało wzrost warstwy CuN w dwóch kierunkach krystalograficznych, przez co następuje zmniejszenie szorstkości w porównaniu z czystą miedzią. Rozdzielenie warstwy CuN 30 na dwie o grubości 15 nm poprzez włożenie przekładki Ta powoduje zmniejszenie szorstkości. Dodatkowo zmniejszenie grubości warstwy CuN do 10 nm także powoduje zmniejszenie szorstkości. Analiza stopnia tekstury warstw pokazuje spadek tekstury wraz ze spadkiem grubości warstw CuN. Silnie stekstrowany Ru 10 nm wykazuje większą szorstkość w porównaniu z 10 nm CuN. Najgładsze są bufory Ta 5 i 10 nm. Rozmiar ziaren CuN w płaszczyźnie jest około dwa razy większy niż w przypadku Ru. Pola koercji (H_c) i anizotropii (H_k) warstwy CoFeB korelują z teksturami i szorstkościami wywołanymi różnymi typami warstw buforowych. Najsilniejszą anizotropię i koercję wykazuje próbka z najsilniej stekstrowanym buforem Ru.

Na wybranych próbkach z buforami (a) 5Ta/30CuN/5Ta, (d) 5Ta, oraz (f) 5Ta/10Ru/5Ta wykonano pomiary dynamiki magnetyzacji. Z pomiarów SNA-FMR określono, że najmniejszy współczynnik tłumienia $\alpha = 5.1 \cdot 10^{-3}$ był dla słabo stekstrowanej (z amorficznym Ta jako bufor) i najgładziej próbki (d) z najmniejszą anizotropią w płaszczyźnie. Współczynnik tłumienia wzrósł do $\alpha = 5.7 \cdot 10^{-3}$ w przypadku bufora (a) i osiągnął największą wartość $\alpha = 10.7 \cdot 10^{-3}$ w przypadku silnie stekstrowanego bufora (f) z największą anizotropią. Dodatkowo pomiary PIMM (*pulse inductive microwave magnetometer*) potwierdziły tendencję wartości współczynnika tłumienia w zależności od wybranego bufora.

- **Układy wielowarstwowe z oddziaływaniem spinowo-orbitalnym, wykazujące spinowy efekt Halla [H9, H10, H12]**

Spinowy efekt Halla (SHE)^{[29][14]} jest jedną z najefektywniejszych metod generowania, sterowania i detekcji prądów spinowych. SHE w metalach występuje, kiedy prąd ładunkowy płynący przez cienkowarstwową heterostrukturę, złożoną z metalu ciężkiego (HM) (np. Pt, W, Ta) wykazującego silne sprzężenie spinowo-orbitalne i ferromagnetyka (FM) (np. Co, CoFeB), powoduje powstanie poprzecznego do prądu ładunkowego prądu spinowego. Stosunek gęstości prądu spinowego (J_s) do gęstości prądu ładunkowego (J_e), tzw. spinowy kąt Halla $SHA \equiv (2e/\hbar) \cdot (J_s/J_e)$, jest miarą tego efektu i jak pokazano największe wartości dla układu HM/FM osiągnięto w układach W/CoFeB^{[30][31][32]}. Natomiast autorzy pracy Hao et al.^[33] pokazali, że wartość spinowego kąta Halla bardzo silnie zależy od krystalizowania się podczas procesu nanoszenia wysokorezystywnej kubicznej fazy beta (SC- β) wolframu, która występuje dla małych grubości wolframu (< 10 nm). Dla grubych warstw wolframu (> 10 nm) występuje faza alfa (SC- α), która wykazuje bardzo słaby SHE. Podobnie jest z tantalem, który krystalizuje w wysokorezystywnej tetragonalnej fazie β -Ta lub nisko- rezystywnej kubicznej α -Ta. Jak pokazano w pracach: [34][35][36], spinowy kąt Halla, w zależności od warunków

nanoszenia warstwy Ta i jej struktury, może zmieniać się od -0.03 do -0.15. Ponadto zjawiska interfejsowe na granicy metalu ciężkiego i ferromagnetyka wynikające z oddziaływań spinowo-orbitalnych, na przykład Rashby^[37], istotnie zmieniają wartości spinowego kąta Halla.

Prąd spinowy płynący przez ferromagnetyk powoduje przełączanie wektora namagnesowania między stanami wysokiej i niskiej rezystancji. Wysokie i niskie stany rezystancyjne można wykorzystać jako stany cyfrowe 0/1 w pamięciach spin-orbit torque (SOT-RAM)^[38]. W procesach dynamiki i przełączania magnetyzacji warstwy ferromagnetycznej, będącej w kontakcie z warstwą metalu ciężkiego, wywołanych wpływającym do niej prądem spinowym, musimy brać pod uwagę indukowane oddziaływaniem spinowo-orbitalnym momenty siły *anti-damping* (przeciwny do tłumienia) i *field-like* (pochodzący od efektywnego pola magnetycznego) oraz moment siły pochodzący od pola Oersteda wynikający z przepływu prądu ładunkowego.

W pracach [H9, H10, H12] omawianych poniżej pokazuję wpływ struktury krystalicznej warstw metali HM: W, Ta i Pt oraz efekt atomowego uporządkowania strukturalnego na granicy międzywarstwowej (interfejsie) HM/FM na efektywny spinowy kąt Halla. Badania strukturalne prowadziłem metodami nisko- (XRR i GIXD) i wysokokątowej dyfrakcji rentgenowskiej (θ -2 θ , *rocking curve*, *polar figure*) oraz wysokorozdzielczą mikroskopią elektronową we współpracy z Department of Applied Physics and Nanomicroscopy Center Aalto University (dr L. Yao i prof. S. van Dijken).

[H9] W. Skowroński, M. Cecot, J. Kanak, S. Ziętek, T. Stobiecki, L. Yao, S. van Dijken, T. Nozaki, K. Yakushiji, S. Yuasa, *Temperature dependence of spin-orbit torques in W/CoFeB bilayers*, Appl. Phys. Lett. 109, 062407 (2016). IF = 3.411

W pracy [H9] badałem strukturę układu W(t_W)/Co₁₂Fe₆₈B₂₀(1.3)/MgO(2.5)/Ta(4) naniesionego na podłoże Si/SiO₂ (w nawiasie grubości w nm), warstwy deponowane były metodą magnetronowego katodowego rozpylenia w Spintronics Research Center, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Tsukuba, Japan. Warstwa buforowa wolframu o zmiennej grubości ($2 < t_W < 6$) pełni w tym układzie jednocześnie rolę warstwy aktywnej wykazującej efekt spinowo-orbitalny. Warstwa ferromagnetyka Co₁₂Fe₆₈B₂₀ o grubości 1.3 nm posiada anizotropię prostopadłą ([H9] Fig.1 c, d), a warstwy MgO i Ta nie przewodzą prądu, bo są utlenione. Na podstawie pomiarów temperaturowych pierwszej i drugiej harmonicznej anomalnego efektu Halla dla grubości wolframu 2 nm wyznaczono temperaturowe zależności efektywności *anti-damping* i *field-like*, z których wyznaczono efektywny spinowy kąt Halla równy 0.55 w temperaturze 19K, a w temperaturze pokojowej 0.30. Otrzymane wartości należą do jednych z najwyższych odnotowanych w literaturze dla metali ciężkich.

Za pomocą pomiarów XRD θ -2 θ wykazałem obecność wysokorezystywnej fazy kubicznej beta (SC- β) dla grubości wolframu 2 nm i 4 nm, natomiast wolfram 6 nm wykazywał mieszaninę fazy β i niskorezystywnej fazy SC- α ([H9] Fig.1a, b). Stwierdzono brak spinowego efektu Halla w próbkach z fazą SC- α . Na podstawie pomiarów reflektometrycznych (XRR) wyznaczyłem grubość warstwy wymieszanej na interfejsie pomiędzy W i CoFeB ($\lambda_{W/CoFeB} \approx 0.57$ nm) ([H9] Fig.5 c), co wyjaśnia wysoką wartość kąta

Halla. Grubość warstwy wymieszanej na interfejsie CoFeB/MgO była dużo mniejsza i wynosiła ($\lambda_{\text{CoFeB/MgO}} \approx 0.18$ nm). Dodatkowo, analiza przekroju poprzecznego układu W/CoFeB/MgO, wykonana metodą wysokorozdzielczej mikroskopii elektronowej (STEM) z użyciem kontrastu Z, potwierdziła istotny poziom wymieszania pomiędzy W a CoFeB uzyskany z analizy XRR ([H9] Fig. 5). Dyfuzyjnie wymieszany interfejs zobrazowany jest nieprostokątnym profilem głębokościowym kontrastu Z pomiędzy warstwami W i CoFeB ([H9] Fig. 5 b), podczas gdy brak wymieszania dyfuzyjnego (ostra granica interfejsowa) występuje pomiędzy warstwami CoFeB/MgO.

Ponieważ badania układu W/CoFeB pokazały, że struktura metalu ciężkiego i efekty interfejsowe na granicy HM/FM silnie wpływają na dynamikę oddziaływań spinowo-orbitalnych postanowiliśmy problem wpływu struktury krystalicznej na SHE badać w układach z Ta i Pt.

[H10] M. Cecot, Ł. Karwacki, W. Skowroński, J. Kanak, J. Wrona, A. Żywczak, L. Yao, S. Dijken, J. Barnaś, T. Stobiecki, *Influence of intermixing at the Ta/CoFeB interface on spin Hall angle in Ta/CoFeB/MgO heterostructures*, Sci. Rep. 7, 968 (2017). IF = 4.122

Badania wpływu struktury fazowej i uprządkowania atomowego warstw interfejsowych na SHE kontynuowałem na układzie Ta/CoFeB. Badania prowadziłem na próbkach o zmiennej grubości Ta (5 nm, 10 nm i 15 nm) w układzie wielowarstwowym: Ta(d_{Ta})/Co₄₀Fe₄₀B₂₀(1)/MgO(5)/Ta(3). Dodatkowo, analizowałem fazowo próbki z pojedynczą warstwą Ta o tych samych grubościach. Pomiary θ -2 θ pokazały, że struktura cienkiego Ta 5 nm jest amorficzna ([H10] Fig. 1). W przypadku Ta 10 nm i 15 nm rośnie on w strukturze polikrystalicznej z tetragonalną fazą β . Pomiary nie wykazały obecności kubicznej fazy α w badanym zakresie grubości Ta. Warstwa MgO jest polikrystaliczna i silnie zorientowana w kierunku [002] ([H10] Fig 1). Z pomiarów reflektometrycznych wyznaczyłem grubości warstw i szorstkości na interfejsach ([H10] Fig. 2a). Otrzymałem, że szorstkość na interfejsie CoFeB/MgO jest w przybliżeniu stała dla wszystkich trzech grubości Ta i wynosi około 0.23 nm. Szorstkości na interfejsie Ta/CoFeB były dużo większe i wynosiły od 0.51 nm dla próbki z najgrubszym Ta 15 nm do 0.57 nm dla próbki z najcieńszym Ta 5 nm ([H10] Fig. 2b). Znaczący wzrost grubości interfejsu z pomiaru XRR wynika stąd, że metoda ta nie rozróżnia szorstkości morfologicznych od obszarów dyfuzyjnie wymieszanych^[27], które łącznie odpowiadają za zmiany grubości interfejsu. Pomiary AFM wykonane na pojedynczych warstwach Ta dały szorstkości morfologiczne rms = 0.23 - 0.29 nm. Najgładsza była próbka amorficzna 5 nm Ta a najbardziej szorstka 15 nm Ta. Ponieważ szorstkości te są porównywalne z szorstkościami na interfejsie CoFeB/MgO stąd oczywisty wniosek o braku interdyfuzji (mieszania) pomiędzy warstwami CoFeB i MgO, gdyż mała grubość interfejsu CoFeB/MgO wynika głównie z morfologicznych szorstkości powierzchni. Z kolei duża grubość interfejsu Ta/CoFeB ma źródło w dużej ujemnej entalpii mieszania, która jest siłą napędową interdyfuzji (entalpia mieszania Fe w Ta = -54 kJ/(mole of atoms) a Co w Ta = -86 kJ/(mole of atoms)). Powyższe wnioski potwierdzają też zmiany grubości interfejsu, które obserwuje się po wygrzaniu. W przypadku próbek wygrzanych szorstkość interfejsu Ta/CoFeB, wyznaczona z pomiaru XRR wzrasta o 30% w stosunku do warstw

niewygrzanych, podczas gdy interfejs CoFeB/MgO pozostaje niezmienny. Ponadto wyniki pomiarów XRR wskazują na tendencję do zmniejszania się grubości interfejsu wraz ze wzrostem grubości warstwy Ta. Zjawiska te można wyjaśnić łatwiejszą dyfuzją pomiędzy amorficznymi CoFeB i Ta (5 nm), niż między amorficzną warstwą CoFeB a polikrystalicznym Ta (10 nm i 15 nm).

Lokalne pomiary dyfrakcji elektronowej (w obrębie pojedynczego krystalitu) przeprowadzane na przekroju poprzecznym układu Ta/CoFeB/MgO przy pomocy wysokorozdzielczego transmisyjnego mikroskopu elektronowego potwierdziły moje wyniki uzyskane z rentgenowskiej analizy dyfrakcyjnej. Na podstawie analizy kontrastu Z można wyciągnąć następujące wnioski. W przypadku próbki z warstwą Ta o grubości 5 nm dyfuzja atomowa zachodzi między dwiema warstwami amorficznymi, a zatem zmieszana strefa jest mniej lub bardziej jednorodna. Jednak w przypadku 15 nm Ta dyfuzja atomowa zachodzi między amorficznym CoFeB i polikrystaliczną warstwą Ta, a mieszanie zachodzi głównie wzdłuż granic ziaren Ta.

Pomiary rezystancyjne wykazały, że największą oporność właściwą ma warstwa Ta o grubości 5 nm ([H10] Fig. 5a) co potwierdza jej amorficzność. W próbkach 10 nm i 15 nm Ta oporność właściwa jest charakterystyczna dla wysokoomowej warstwy Ta o strukturze β . Zależność oporności właściwej od temperatury była ujemna dla próbki z Ta 5 nm, co jest charakterystyczną cechą stopów amorficznych i dodatnia dla Ta 10 nm i 15 nm ([H10] Fig. 5a). Temperaturowe zmiany spontanicznej magnetyzacji zgodne z prawem Blocha ([H10] Fig. 5b) są charakterystyczne dla nieuporządkowanych strukturalnie ferromagnetyków, duża oporność właściwa anomalnego efektu Halla oraz duża wartość anomalnej stałej Halla ([H10] Fig. 6b) stanowią dodatkowy dowód na fazę amorficzną i silnie dyfuzyjny interfejs cienkich warstw Ta.

W oparciu o temperaturowe pomiary pól efektywnych składowych *antidamping* i *field-like* ([H10] Fig. 8) oraz wnioski z badań strukturalnych został opracowany, przez teoretyków Ł. Karwacki (Ł.K.) i J. Barnaś (J.B.), dyfuzyjny model transferu prądu spinowego z uwzględnieniem objętościowych i interfejsowych rozkładów akumulacji spinowej. Na podstawie modelu zostały wyznaczone temperaturowe zależności kąta Halla dla Ta i interfejsu Ta/CoFeB ([H10] Fig. 9). Pokazano, że spinowy kąt Halla Ta praktycznie nie zależy od temperatury, natomiast interfejsowy dominuje w niskich temperaturach ze względu na duże zmiany temperaturowe grubości warstwy magnetycznie martwej.

[H12] W. Skowroński, Ł. Karwacki, S. Ziętek, J. Kanak, S. Łazarski, K. Grochot, T. Stobiecki, P. Kuświk, F. Stobiecki, and J. Barnaś, *Determination of spin Hall angle in heavy-metal/Co-Fe-B-based heterostructures with interfacial spin-orbit fields*, Phys. Rev. Appl. 11, 024039 (2019). IF = 4.782

W pracy [H12] kontynuowałem tematykę wykorzystania metali ciężkich jako warstw aktywnych w elementach elektroniki spinowej. Wolfram wybrano ze względu na dużą wartość spinowego kąta Halla natomiast platynę ze względu na jej przeciwny znak kąta Halla niż wolframu. W układach z warstwą CoFeB obłożoną z jednej strony W a z drugiej Pt zachodzi dodawanie prądów spinowych pochodzących od W i Pt. Przygotowano trzy rodzaje układów: W/Co₂₀Fe₆₀B₂₀, Co₂₀Fe₆₀B₂₀/Pt i W/Co₂₀Fe₆₀B₂₀/Pt w szerokim zakresie zmian

grubości warstw W i Pt (od 2 nm do 10 nm), warstwa CoFeB miała stałą grubość 5 nm. Na podstawie doświadczeń z pracy [H9], we współpracy z zespołem technologicznym Instytutu Fizyki Molekularnej PAN, opracowaliśmy otrzymanie wysokorezystywnej fazy β -W aż do 8 nm dzięki rozpylaniu z małą mocą 4W dającą bardzo wolny proces nanoszenia 0.01 nm/s. Dodatkowo do pomiarów strukturalnych przygotowano próbki z pojedynczymi warstwami W ([H12] Fig. S1). Za pomocą pomiarów dyfrakcyjnych GIXD θ -2 θ pod kątem $\omega = 1^\circ$ otrzymałem, że wolfram o grubości 2 nm rosnący na podłożu Si/SiO jest amorficzny ([H12] Fig. S1). W zakresie grubości 4 nm – 8 nm rośnie rozorientowany z wysoko rezystywną fazą β ([H12] Fig. S1). Dla grubości 10 nm jest współlistnienie faz β i α , natomiast dla 12 nm występuje tylko faza α . Pt rosnąca na CoFeB ma strukturę fcc i jest zorientowana w kierunku [111] ([H12] Fig. S3). Pomiary na trójwarstwach W/Co₂₀Fe₆₀B₂₀/Pt potwierdziły obecność wysokorezystywnej fazy β w wolframie i stekstutowanej Pt ([H12] Fig. S4). Pomiary oporności właściwej w funkcji grubości W i Pt w układach ze stałą grubością CoFeB dały odpowiednio: $\rho_W = 116 \mu\Omega\text{cm}$, $\rho_{Pt} = 112 \mu\Omega\text{cm}$ i $\rho_{CoFeB} = 104 \mu\Omega\text{cm}$ ([H12] Fig. S5 a).

Wyznaczono wartości efektywnych kątów Halla i drogi dyfuzji spinów w układach W/CoFeB, CoFeB/Pt i W/CoFeB/Pt na podstawie analitycznego modelu bazującego na pomiarach udziałów składowych symetrycznej i antysymetrycznej linii rezonansu ferromagnetycznego magnetyzacji wzbudzonego oddziaływaniem spinowo-orbitalnym (SOT-FMR). Zaproponowany model, opracowany przez teoretyków (Ł.K i J.B), uwzględnia interfejsowe wkłady oddziaływania spinowo-orbitalnego, które dla określonych grubości W i Pt kompensują się z polem Oersteda. Ten fakt ma bardzo ważne konsekwencje aplikacyjne gdyż prowadzi do przełączania magnetyzacji czystym prądem spinowym.

Podsumowanie

W publikacjach stanowiących osiągnięcie habilitacyjne omawiam właściwości mikrostrukturalne metalicznych układów wielowarstwowych z użyciem metod dyfrakcji rentgenowskiej (XRD), mikroskopii elektronowej (TEM) i mikroskopii sił atomowych (AFM). Analizuję wpływ zmian mikro-/nanostrukturalnych na własności magnetyczne i elektryczne elementów spintronicznych takich jak: magnetyczne supersieci z anizotropią prostopadłą i prostopadłym *exchange bias*, magnetyczne złącza tunelowe i elementy spinowego efektu Halla o właściwościach spinowo-orbitalnych.

Ze względu na bardzo mały zasięg magnetycznych oddziaływań wymiennych ($\sim 10^{-10}$ m), które decydują o magnetycznych sprzężeniach międzywarstwowych, elementy spintroniczne muszą być perfekcyjnie wykonane pod względem stałości grubości poszczególnych warstw jak i gładkości interfejsów międzywarstwowych, dlatego w swoich badaniach przede wszystkim położyłem nacisk na wyjaśnienie wpływu struktury krystalicznej warstw buforowych na mechanizm wzrostu i mikrostrukturę kolejnych nanoszonych warstw. Opis osiągnięcia podzieliłem na trzy grupy tematyczne.

W pierwszej badałem wytworzone przeze mnie układy złożone z periodycznych supersieci Co/Pt wykazujących prostopadłą anizotropię magnetyczną naniesione na różne rodzaje warstw buforowych generujące odmienne utekstutowanie kolejnych warstw. W pracy [H1] przebadalem układ |*bufor* [Co / Pt]₃ | i stwierdziłem występowanie korelacji między

stopniem tekstury warstw, szorstkością, efektywną anizotropią magnetyczną i dyspersją barier energetycznych dla termicznie aktywowanego przełączenia magnetyzacji. Wysoki stopień tekstury w kierunku [111] powoduje dużą prostopadłą anizotropię magnetyczną i małe dyspersje barier energetycznych, a tym samym sprzyja przełączaniu namagnesowania przez szybki ruch ściany domenowej. Natomiast w pracy [H4] wprowadziłem dodatkowo warstwę antyferromagnetyczną IrMn: | bufor / IrMn / [Co / Pt]₃ | celem uzyskania prostopadłego pola *exchange bias* bardzo ważnego z powodu wytworzenia zaworu spinowego z anizotropią prostopadłą. Jak pokazałem pole *exchange bias* jest największe dla gładkich warstw (ponieważ większa szorstkość powoduje rozchwianie spinów na interfejsie ferromagnetyk/antyferromagnetyk) z małymi krystalitami i umiarkowanym stopniem stekstrowania.

Druga grupa tematyczna obejmuje układy wielowarstwowe magnetycznego złącza tunelowego naniesionego techniką katodowego rozpylenia osobiście przeze mnie ([H2] i [H3]), oraz we współpracy z INESC-MN (INESC Microsistemas e Nanotecnologias, Lizbona) ([H5, H6, H11]) i SINGULUS Technologies A.G. (Kahl am Mein) ([H7, H8]). Dzięki możliwościom współpracy z firmą SINGULUS, miałem okazję charakteryzować strukturalnie układy wielowarstwowe nanoszone na maszynach produkujących pamięci M-RAM. Do najważniejszych wyników jakie otrzymałem w badaniach złącz tunelowych należy zaliczyć:

- zoptymalizowanie struktury warstwowej i warunków nanoszenia oraz wygrzewania złącz tunelowych z barierą MgO wykazujących anizotropię magnetyczną w płaszczyźnie [H2, H3, H5, H6, H11] i prostopadłą [H7, H8],
- uzyskanie stekstrowanej w kierunku [001] bariery MgO i sąsiadujących z nią warstw CoFeB potrzebnych do uzyskania dużej wartości tunelowej magnetorezystancji (TMR). Otrzymałem dla P-SV TMR = 290% a dla EB-SV TMR = 200% [H5],
- otrzymanie złącz tunelowych z anizotropią prostopadłą charakteryzujących się małą gęstością prądu krytycznego $J_{\text{crit}} = 1.25 \text{ MA/cm}^2$ i dużą wartością współczynnika stabilności termicznej $\Delta_{\text{avg}} = 63$ [H7],
- wykazanie, że warstwy buforowe Ta/(Cu(N)/Ta dają wzrost warstw aktywnych magnetycznie o małych szorstkościach ($\text{rms} \approx 0.3 \text{ nm}$) z małym tłumieniem ($\alpha \approx 5 \cdot 10^{-4}$) [H8],
- wykazanie na podstawie pomiarów XRD θ -2 θ i ^{59}Co NMR [H11], że proces krystalizacji amorficznego stopu $(\text{Co}_{52}\text{Fe}_{48})_{75}\text{B}_{25}$ do pożądanej fazy bcc (001) CoFe koherentnej z teksturą [001] bariery MgO zachodzi podczas wygrzewania (w temperaturach nie przekraczających 500°C), gdy warstwa CoFeB nanoszona jest na Ta w strukturze P-SV (w tych warunkach osiągałem TMR $\approx 300\%$).

Dla elementów spinowego efektu Halla najważniejszym rezultatem, ze względu na uzyskanie dużych wartości spinowego kąta Halla, było:

- uzyskanie wysokorezystywnych, silnie rozorientowanych polikrystalicznych faz: kubicznej β -W [H9, H12] i tetragonalnej β -Ta [H10] w szerokim zakresie zmian grubości warstw W i Ta,

- uzyskanie dla Pt, pod warunkiem że jest nanoszona na amorficzną warstwę CoFeB, wysorezystywnej sterowanej fazy [111] fcc [**H12**],
- wykazanie metodami badań reflektometrycznych (XRR) i mikroskopii elektronowej przekroju poprzecznego (TEM) i kontrastu Z silnie wymieszanych dyfuzyjnie interfejsów na granicach metal ciężki/ferromagnetyk, które poprzez wkład do efektywnego spinowego kąta Halla istotnie zwiększają jego wartość [**H9, H10, H12**].

Bibliografia

- [1] J. C. Slonczewski, *Current-driven excitation of magnetic multilayers*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 159, L1 (1996).
- [2] L. Berger, *Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current*, Phys. Rev. B 54, 9353 (1996).
- [3] M. Julliere, *Tunneling between ferromagnetic films*, Physics Letters A 54, 225 (1975).
- [4] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions*, Physical Review Letters 74, 3273 (1995).
- [5] K L Wang, J G Alzate and P Khalili Amiri, *Low-power non-volatile spintronic memory:STT-RAM and beyond*, Journal of Physics D: Applied Physics, 46, 074003 (2013).
- [6] R. Richter, H. Boeve, L. Bar, J. Bangert, G. Rupp, G. Reiss, J. Wecker, *Field programmable spin-logic realized with tunnelling- magnetoresistance devices*, Solid-State Electronics **46** 639 (2002).
- [7] M. T. Niemier, G. H. Bernstein, G. Csaba, A. Dingler, X. S. Hu, S. Kurtz, S. Liu, J. Nahas, W. Porod, M. Siddiq, and E. Varga, *Nanomagnet logic: progress toward system-level integration*, J. Phys.: Condens. Matter 23, 493202 (2011).
- [8] T. Chen, R. K. Dumas, A. Eklund, P. K. Muduli, A. Houshang, A. A. Awad, P. Dürrenfeld, B. G. Malm, A. Rusu, and J. Åkerman, *Spin-Torque and Spin-Hall Nano-Oscillators*, Proc. IEEE 104, 1919 (2016).
- [9] U. Gradmann, J. Müller, *Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of Few Atomic Layers*, Phys. Stat. Solidi. 27, 313 (1968).
- [10] P.F. Carcia, *Perpendicular magnetic anisotropy in Co/Pd and Co/Pt superlattices*, Journal of Vacuum Science & Technology, A 5, 1975 (1987).
- [11] M S Ferreira, J d'Albuquerque e Castro, R B Muniz, M. Villeret, *Spin filtering and an enhanced regime of giant magnetoresistance*, J. Phys.: Condens. Matter 12, 2833 (2000).
- [12] J. Nogués and I. K. Schuller, *Exchange bias*, J. Magn. Magn. Mat. **192**, 203 (1999).
- [13] F. Garcia, J. Moritz, F. Ernult, S. Auffret, B. Rodmacq, B. Dieny, J. Camarero, Y. Pennec, S. Pizzini, J. Vogel, *Exchange bias with perpendicular anisotropy in (Pt-Co)/sub n/-FeMn multilayers*, IEEE Trans. Magn. 38, 2730 (2002)
- [14] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, *Universal Intrinsic Spin Hall Effect*, Phys. Rev. Lett. 92, 126603 (2004)
- [15] M. Tsunoda, K. Nishikawa, S. Ogata, and M. Takahashi, *“60% magnetoresistance at room temperature in Co-Fe/Al-O/Co-Fe tunnel junctions oxidized with Kr-O₂ plasma*, Appl. Phys. Lett., 80, 3135 (2002).
- [16] D. Wang, C. Nordman, J. M. Daughton, Z. Qian, and J. Fink, *70% TMRat room temperature for SDT sandwich junctions with CoFeB as free and reference layers*, IEEE Trans. Magn., 40, 2269 (2004).
- [17] Parkin S.S.P., Kaiser C., Panchula A., Rice P.M., Hughes B., Samant M., Yang S.-H. *Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers*. Nature Materials 3, 862 (2004).
- [18] Mathon J., Umerski A. *Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001)junction*, Physical Review B, 63, 220403 (2001).

- [19] Yuasa, S., Nagahama, T., Fukushima, A., Suzuki, Y. & Ando, K., *Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions*, Nature Mater. 3, 868 (2004).
- [20] D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, N. Watanabe, S. Yuasa, Y. Suzuki, and K. Ando, *230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions*, Appl. Phys. Lett. 86, 092502 (2005).
- [21] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno, *Tunnel magnetoresistance of 604% at 300K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature*, Appl. Phys. Lett. 93, 082508 (2008).
- [22] Y. Wu, *Nano Spintronics for Data Storage*, in Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, edited by H. S. Nalwa (American Scientific Publishers, Los Angeles 2003) Vol. X, p. 1.
- [23] Y. M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura, and H. Ohno, *Giant tunnel magnetoresistance and high annealing stability in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions with synthetic pinned layer*, Appl. Phys. Lett. 89, 042506 (2006).
- [24] Y. Huai, J. Zhang, G. W. Anderson, P. Rana, S. Funada, C.-Y. Hung, M. Zhao, and S. Tran, *Spin-valve heads with synthetic antiferromagnet CoFe/Ru/CoFe/IrMn*, Journal of Applied Physics 85, 5528 (1999)
- [25] L. Néel, *On a new mode of coupling between the magnetizations of two thin ferromagnetic layers*, Comptes Rendus 255 (1962) 1676.
- [26] J. C. S. Kools, W. Kula, D. Mauri, and T. Lin, *Effect of finite magnetic film thickness on Néel coupling in spin valves*, J. Appl. Phys. 85 (1999) 4466.
- [27] D. K. Bowen and B. K. Tanner, *X-Ray Metrology in Semiconductor Manufacturing* (CRC/Taylor & Francis, Boca Raton, 2006), p. 14 and p. 117.
- [28] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, *A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction*, Nat. Mater. 9, 721 (2010).
- [29] J. E. Hirsch, *Spin Hall Effect*, Phys Rev. Lett. 83, 1834 (1999).
- [30] C.-F. Pai, M.-H. Nguyen, C. Belvin, L. H. Vilela-Leão, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of Tungsten*, Appl. Phys. Lett. 104, 082407 (2014).
- [31] S. Cho, S.-h. C. Baek, K.-D. Lee, Y. Jo, B.-G. Park, *Large spin Hall magnetoresistance and its correlation to the spin-orbit torque in W/CoFeB/MgO structures*, Sci. Rep. 5, 14668 (2015).
- [32] Q. Hao and G. Xiao, *Giant Spin Hall Effect and Switching Induced by Spin-Transfer Torque in a W/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO Structure with Perpendicular Magnetic Anisotropy*, Phys. Rev. Applied 3, 034009 (2015).
- [33] Q. Hao, W. Chen, and G. Xiao, *Beta (β) tungsten thin films: Structure, electron transport, and giant spin Hall effect*, Appl. Phys. Lett. 106, 182403 (2015).
- [34] C. Zhang, M. Yamanouchi, H. Sato, S. Fukami, S. Ikeda, F. Matsukura, and H. Ohno, *Magnetotransport measurements of current induced effective fields in Ta/CoFeB/MgO*, Applied Physics Letters 103, 262407 (2013).
- [35] Allen, G., Manipatruni, S., Nikonov, D. E., Doczy, M. & Young, I. A., *Experimental demonstration of the coexistence of spin Hall and Rashba effects in β -tantalum/ferromagnet bilayers*, Physical Review B 91, 144412 (2015).

- [36] J. Kim, J. Sinha, S. Mitani, M. Hayashi, S. Takahashi, S. Maekawa, M. Yamanouchi, and H. Ohno, *Anomalous temperature dependence of current-induced torques in CoFeB/MgO heterostructures with Ta-based underlayers*, Physical Review B 89, 174424 (2014).
- [37] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani, and H. Ohno, *Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta|CoFeB|MgO*, Nat. Mater. 12, 240 (2013).
- [38] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, *Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection*, Nature 476, 189 (2011).
- [39] B. C. Cullity, *Podstawy dyfrakcji promieni rentgenowskich*, PWN, Warszawa (1964).

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych

Oprócz rezultatów przedstawionych w cyklu publikacji [H1-H12] jestem autorem szeregu publikacji, w których mój wkład dotyczy badania struktury układów cienkowarstwowych metodami dyfrakcji rentgenowskiej oraz metodami AFM i MFM.

Oprócz badań układów nanoszonych metodami rozpylania katodowego charakteryzowałem układy warstw magnetycznych nanoszone metodami: epitaksji z wiązek molekularnych (MBE), elektrochemicznie, osadzone za pomocą lasera impulsowego (PLD - pulsed laser deposition), za pomocą techniki zol-żel (*sol-gel/dip-coating technique*).

Badania są prowadzone w Laboratorium Badań Strukturalnych (<http://www.lbs.agh.edu.pl/>), które powstało w 1998 roku w ramach Zespołu Cienkich Warstw Magnetycznych, w Katedrze Elektroniki AGH. Z laboratorium jestem związany od początku, gdyż zacząłem w nim prowadzić badania już od mojej pracy magisterskiej tj. od 1999 roku. W ramach grantu *Krajowe Centrum Nanostruktur Magnetycznych do Zastosowań w Elektronice Spinowej – SPINLAB (2007 – 2013)* laboratorium zaczęło ubiegać się o akredytację Polskiego Centrum Akredytacji. 26 maja 2011 roku powierzona została mi funkcja Kierownika Laboratorium Badań Strukturalnych, które w dniu 25 lipca 2013r uzyskało akredytację z Certyfikatem Akredytacji Laboratorium Badawczego nr AB 1445.

Wykaz prac wraz z moim udziałem jest przedstawiony w załączniku nr 4: *Wykaz opublikowanych prac naukowych oraz informacja o osiągnięciach dydaktycznych, współpracy naukowej i popularyzacji nauki.*

