

mgr Piotr Mazalski  
Wydział Fizyki,  
Uniwersytet w Białymstoku,

## WPLYW BOMBARDOWANIA JONAMI Ga NA WŁAŚCIWOŚCI MAGNETYCZNE WARSTWY Pt/Co/Pt

Magnetization orientation in Ga<sup>+</sup> irradiated Pt/Co( $d_{Co}$ )/Pt ultrathin films was changed in a controlled way by adjusting the ions fluence,  $F$ . Two-dimensional ( $d_{Co}$ ,  $F$ ) diagrams of magnetic and magneto-optical properties have been derived. Distinct out-of-plane magnetic anisotropy states with enhanced magneto-optical effects were evidenced for specific ( $d_{Co}$ ,  $F$ ) values. This rich behavior originates from two competing mechanisms: intermixing of Co and Pt atoms at the interfaces and the formation of ordered Co-Pt alloy phases with high magnetic anisotropy. The irradiation-induced effects open novel routes for tailoring easy magnetization axis orientation and patterning of magnetic nanostructures.

Bombardowanie ultracienkich warstw **Pt/Co( $d_{Co}$ )/Pt** jonami Ga<sup>+</sup> z różnymi wartościami dozy naświetlania  $F$  pozwala na kontrolowanie orientacji namagnesowania w tych warstwach. Pomiarów parametrów zarówno magnetycznych jak i magnetoptycznych w szerokim zakresie zmian grubości warstwy Co ( $d_{Co}$ ) i dozy  $F$  pozwoliły na wykonanie dwu-wymiarowych map zmian tych parametrów. Dla pewnych wartości dóz  $F$  zaobserwowane zostały zwiększone wartości prostopadłej anizotropii magnetycznej, jak również zwiększone wartości parametrów magnetoptycznych. Zaobserwowane efekty związane są z dwoma mechanizmami, mianowicie mieszaniami się - pod wpływem bombardowania jonami - atomów Co i Pt w okolicach kontaktu warstw Co i Pt oraz tworzeniem się uporządkowanych stopów Co-Pt z dużą anizotropią magnetyczną. Bombardowanie cienkich warstw jonami otwiera nowe możliwości sterowania orientacją łatwej osi namagnesowania, jak również dodatkowego strukturyzowania magnetycznych nanostruktur.

### 1. Wprowadzenie

Magnetyczne cienkie warstwy z dużą anizotropią magnetokrystaliczną znajdują się obecnie w centrum zainteresowań fizyki oraz inżynierii materiałowej ze względów zarówno poznawczych jak i ich potencjalnego zastosowania. Ultracienkie warstwy z możliwym do kontrolowania kierunkiem namagnesowania (w płaszczyźnie i prostopadle do płaszczyzny warstwy) mogą znaleźć zastosowanie w spintronice, tj. dziedzinie, w której oprócz ładunku elektrycznego elektronu istotną rolę odgrywa również jego spin. Jedną z ciekawszych tematów badań ultracienkich materiałów w ostatnich latach są badania zmienności pod wpływem różnych czynników magnetycznej anizotropii oraz procesów reorientacji namagnesowania (**RPT - Reorientation Phase Transition**). Najczęściej bada się RPT związane ze zmianą orientacji namagnesowania

między płaszczyzną warstwy i kierunkiem prostopadłym do jej powierzchni. RPT zależy m.in. od grubości warstwy. Najbardziej interesujące są cienkie warstwy z prostopadłą orientacją namagnesowania (**PMA** – **P**erpendicular **M**agnetic **A**nisotropy), ze względu na ich zastosowanie m.in. w budowie dysków magnetycznych z wysoką gęstością zapisu czy czujników<sup>1,2</sup>. Ze względu na fakt, iż właściwości magnetyczne warstwy w głównej mierze zależą od jej grubości i są bardzo czułe nawet na najmniejsze zmiany w jej strukturze powierzchni lub międzypowierzchni, dało to wspaniałe możliwości dla rozwoju inżynierii materiałowej<sup>3</sup>. W pracach<sup>4,5</sup> opisano wpływ różnych warstw przykrywających np. Au, Cu, Pt na prostopadłą anizotropię magnetyczną w cienkiej warstwie Co. Jednak badania takie przeprowadzone były *in-situ* co ograniczało możliwości szczegółowego zbadania ich właściwości magnetycznych. Jedne z pierwszych systematycznych badań *ex-situ* zostały przeprowadzone na cienkiej warstwie Co przykrytej warstwą Au i Ag<sup>6</sup>. W pracy tej autorzy pokazali duży wpływ warstwy przykrywającej na właściwości i parametry magnetyczne Co takie jak: koercja, anizotropia magnetyczna, parametry magnetoptyczne. Pokazali oni również, że RPT może być wywołane poprzez pokrycie warstwy Co zaledwie kilkoma monowarstwami Ag. RPT może być kontrolowane dodatkowo przez zmianę właściwości bufora poprzez: (i) używanie bufora/podłoża o strukturze schodkowej – „vicinalnej”<sup>7</sup>; (ii) zmiany w składzie chemicznym bufora, dodanie np. Mo<sup>8</sup>.

Dużo uwagi poświęca się cienkim warstwom związku CoPt ze względu na ich właściwości oraz szerokie zastosowanie m.in. w budowie nowoczesnych pamięci magnetycznych. Warstwy takie wykazują większą PMA w porównaniu z cienką warstwą Co<sup>9</sup>, jednak uzyskanie PMA wymaga odpowiedniej preparatyki warstwy. Właściwości magnetyczne tych warstw silnie zależą od warunków ich przygotowania<sup>10,11</sup>, jak również ich obróbki termicznej<sup>12</sup>.

<sup>1</sup> Nishimura N., Hirai T., Koganci A., Ikeda T., Okano K., Sekiguchi Y., Osada Y., J. Appl. Phys. **91**, 5246 (2002).

<sup>2</sup> Ikeda S., Miura K., Yamamoto H., Mizunuma K., Gan H. D., Endo M., Kanai S., Hayakawa J., Matsukura F., Ohno H., Nature Materials, **9**, 721 (2010).

<sup>3</sup> Bland J.A.C., Heinrich B., „*Ultrathin Magnetic Structures*”, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1994.

<sup>4</sup> Beauvillain P., Bounouh A., Chappert C., Mégy R., Ould-Mahfoud S., Renard J.P., Veillet P., Weller D., Corno J., J. Appl. Phys. **76**, 6078 (1994).

<sup>5</sup> Hyomi K., Murayama A., Oka Y., Hiller U., Falco Ch. M., Appl. Phys. Lett. **80**, 282 (2002).

<sup>6</sup> Kisielewski M., Maziewski A., Tekielak M., Wawro A., Baczewski L.T., Phys. Rev. Lett. **89**, (2002).

<sup>7</sup> Stupakiewicz A., Maziewski A., Matlak K., Spiridis N., Ślęzak M., Ślęzak T., Zajac M., Korecki J., Phys. Rev. Lett. **101**, 217202 (2008).

<sup>8</sup> Kurant Z., Jaworowicz J., Maziewski A., Stupakiewicz A., Zablotskii V., Petrouchik A., Baczewski L.T., Wawro A., J. Magn. Magn. Mat. **316**, 507 (2007).

<sup>9</sup> Shima T., Takanashi K., *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, Vol. 1*, (Kronmüller, H., & Parkin, S. – Wiley J., Chichester, UK, 2007).

<sup>10</sup> Shapiro A.L., Rooney P. W., Tran M. Q., Hellman F., Ring K. M., Kavanagh K. L., Rellinghaus B., Weller D., Phys. Rev. B **60**, 12826 (1999).

<sup>11</sup> Cross J.O., Newville M., Maranville B. B., Bordel C., Hellman F., Harris V.G., J. Phys.: Condens. Matter **22**, 1460021 (2010).

<sup>12</sup> Treves D., Jacobs J. T., Sawatzky E., J. Appl. Phys. **46**, 2760 (1975).

Pod koniec lat dziewięćdziesiątych ubiegłego wieku została zaprezentowana ciekawa metoda<sup>13</sup> zmiany właściwości magnetycznych warstw już wytworzonych. W pracy tej opisano RPT – przejście od stanu z orientacją namagnesowania prostopadłą do powierzchni warstwy do stanu o orientacji namagnesowania w płaszczyźnie warstwy poprzez bombardowanie nanostruktury Co odpowiednią dozą jonów He<sup>+</sup>. W ostatnich latach ukazała się spora liczba prac pokazująca możliwość wykorzystania efektu bombardowania jonami jako metody do sterowania właściwościami magnetycznymi w magnetycznych cienkich warstwach i układach wielowarstwowych np.<sup>14,15</sup>. Dodatkowo zaobserwowano, że bombardowanie jonami powoduje redukcję pola koercji i temperatury Curie.

Nowe możliwości dokonywania zmian magnetycznej anizotropii zostały zaprezentowane w pracy<sup>16</sup>, w której to zostały przedstawione niezwykle oscylacje magnetycznej anizotropii w warstwie Pt/Co( $d_{Co}=2.6\text{nm}$ )/Pt indukowane przez bombardowanie jonami Ga<sup>+</sup> o energii  $E=30\text{keV}$ . Zwiększając dozę  $F$  jonów Ga<sup>+</sup> zaobserwowano podwójną RPT, tj., z początkowej orientacji namagnesowania w płaszczyźnie warstwy do orientacji prostopadłej do płaszczyzny warstwy, a następnie poprzez dalszy wzrost  $F$  powodowana była ponowna reorientacja namagnesowania do płaszczyzny warstwy. Na podstawie pomiarów synchrotronowych przeprowadzonych na warstwach opisanych w pracy pokazano, że obserwowane zmiany związane są ze zmianami w najbliższym otoczeniu atomów Co, w których pod wpływem bombardowania zmieniają się wartości orbitalnych i spinowych momentów magnetycznych<sup>17</sup>. Analiza zależności spektralnych polarnego efektu Kerra pokazała możliwość tworzenia się w bombardowanych warstwach stopów Co-Pt o różnym ich składzie procentowym<sup>18</sup>. Badania, wykonane w szerokim zakresie dozy  $F$  jonów Ga<sup>+</sup> bombardujących nanostruktury Co, wykazały, że zwiększając w porównaniu do pracy<sup>16</sup> jeszcze bardziej dozę  $F$  można ponownie zmienić orientację namagnesowania w warstwie tj. indukować kolejne RPT<sup>19</sup>. Podsumowując bombardowanie jonami modyfikuje mikrostrukturę i chemiczny porządek w warstwach, co w konsekwencji wpływa na zmiany właściwości magnetycznych.

W niniejszej pracy zaprezentowane zostaną zmiany właściwości magnetycznych i magnetoptycznych w warstwie Pt/Co( $d_{Co}$ )/Pt, bombardowanej jonami w szerokich zakresach wartości dozy  $F$  i grubości  $d_{Co}$ . Zostaną zaprezentowane dwuwymiarowe mapy ( $d_{Co}$ ,  $\text{Log}F$ ) wybranych parametrów magnetycznych i magnetoptycznych, które

<sup>13</sup> Chappert C., Bernas H., Ferré J., Kottler V., Jamet J.-P., Chen Y., Cambil E., Devolder T., Rousseaux F., Mathet V., Launois H., Science **280**, 1919 (1998).

<sup>14</sup> Fassbender J., McCord J., J. Magn. Magn. Mater. **320**, 579 (2008).

<sup>15</sup> Ferré J., Jamet J.-P., “*Handbook on Magnetism and Advanced Materials*”, edited by H. Kronmüller i S. Parkin (Wiley, Chichester, UK, 2007).

<sup>16</sup> Jaworowicz J., Maziewski A., Mazalski P., Kisielewski M., Sveklo I., Tekielak M., Zablotskii V., Ferré J., Vernier N., Mougine A., Henschke A., Fassbender J., Appl. Phys. Lett. **95**, 022502 (2009).

<sup>17</sup> Sakamaki M., Amemiya K., Liedke M. O., Fassbender J., Mazalski P., Sveklo I., Maziewski A., Phys. Rev. B **86**, 024418 (2012).

<sup>18</sup> Liskova E., Veis M., Višňovský Š., Ferré J., Mougine A., Mazalski P., Maziewski A., Liedke M.O., Fassbender J., Thin Solid Films **520**, 7169 (2012).

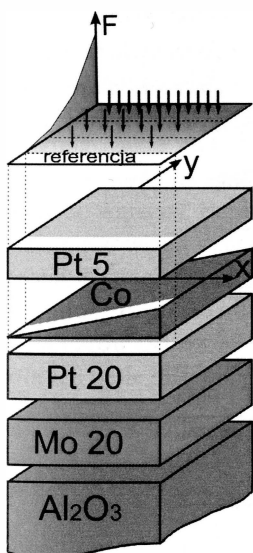
<sup>19</sup> Maziewski A., Mazalski P., Kurant Z., Liedke M. O., McCord J., Fassbender J., Ferré J., Mougine A., Wawro A., Baczewski L. T., Rogalev A., Wilhelm F., Gemming T., Phys. Rev. B **85**, 054427 (2012).

w klarowny sposób przedstawia wielokrotny oscylacyjny charakter zmian orientacji namagnesowania i pozwolą wyróżnić obszary z PMA. Obserwowany efekt korelowany jest z modyfikacją struktury krystalicznej warstw.

## 2.1. Przygotowanie próbki i techniki pomiarowe

Badane warstwy zostały przygotowane przy użyciu techniki osadzania warstw MBE (Molecular Beam Epitaxy) w próżni  $10^{-10}$  Tr. Proces wzrostu i jakości warstw monitorowany był *in-situ* używając technik: dyfrakcji wysokoenergetycznych elektronów (RHEED – Reflection High-Energy Electron Diffraction) oraz spektroskopii elektronów Augera (AES – Auger Electron Spectroscopy). Podłożem, na którym zostały osadzone warstwy był szafir  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (o orientacji krystalograficznej [11-20]) o rozmiarach  $8 \times 10$  mm<sup>2</sup>, na który w temperaturze 1000<sup>0</sup> C została osadzona pierwsza warstwa buforowa Mo o grubości 20 nm i orientacji krystalograficznej [110]. Następnie w temperaturze pokojowej na warstwę tę zostały osadzone kolejno warstwy: Pt o grubości 20 nm i orientacji krystalograficznej [111], klin Co w przedziale grubości od 0 do 5 nm i orientacji krystalograficznej [0001], który został pokryty warstwą Pt o grubości 5 nm i orientacji krystalograficznej [111].

W następnej kolejności tak przygotowaną próbkę poddano procesowi bombardowania rosnącą dawką  $F$  od  $1 \cdot 10^{13}$  do  $1 \cdot 10^{16}$  jonów/cm<sup>2</sup> o gradiencie prostopadłym do kierunku klina Co. W procesie bombardowania wykorzystano jony  $\text{Ga}^+$  o energii 30 keV. W celu uzyskania bombardowania w tak szerokim zakresie dóz, bombardowany jonami obszar próbki został podzielony na 3 strefy o różnym gradiencie. Każda z tych trzech stref składała się z 40 podstref (o szerokości 73  $\mu\text{m}$ ) jednorodnie bombardowanych. W celu uzyskania obszaru referencyjnego tj. nie poddanego bombardowaniu, został odpowiednio osłonięty przed penetracją jonów pasek o szerokości 2 mm. Schemat próbki oraz procesu bombardowania zaprezentowano na rysunku 1.



**Rysunek 1.** Schemat próbki i procesu bombardowania. Klin Co zorientowany jest wzdłuż osi „x”, natomiast klin dozy  $F$  wzdłuż osi „y”. Grubości poszczególnych warstw podane są w nanometrach. Kolorem białym zaznaczono obszar referencyjny – niebombardowany przez wiązkę jonów.

Tak przygotowana próbka była następnie badana z wykorzystaniem różnych uzupełniających się technik pomiarowych. Pomiary magnetoptyczne i magnetyczne wykonywane były w temperaturze pokojowej z wykorzystaniem polarnego efektu Kerra, czułego na prostopadłą do powierzchni warstwy składową namagnesowania. Jako źródło światła wykorzystany był laser o długości fali 640 nm i średnicy plamki 0.4 mm. Automatyzacja procesu pomiaru, umożliwiająca skanowanie (x, y) powierzchni próbki punkt po punkcie, dawała możliwość określenia lokalnych magnetoptycznych i magnetycznych właściwości warstwy Pt/Co( $d_{Co}$ )/Pt w całym zakresie, zarówno grubości warstwy  $d_{Co}$ , jak również dozy  $F$ .

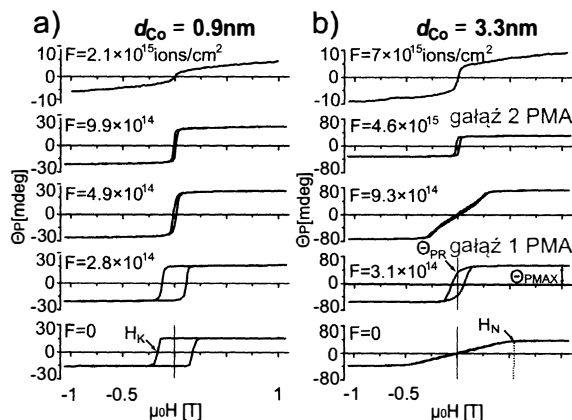
Badanie lokalnych otoczeń atomów w warstwie i ich zmiany wywołane przez bombardowanie jonami mierzone były z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego na linii ID12 w ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) w Grenoble we Francji. Pomiary wykonywane były w temperaturze pokojowej z wykorzystaniem techniki pomiarowej XMCD (X-Ray Magnetic Circular Dichroism), na krawędzi absorpcji K kobaltu, z wykorzystaniem pola magnetycznego 0.6 T oraz wiązki promieniowania padającej pod kątem  $25^\circ$  do powierzchni próbki.

## 2.2. Wyniki i dyskusja

Na rysunku 2 zostały zaprezentowane zmiany pod wpływem bombardowania jonami, pętli histerezy. Zaprezentowano wyniki uzyskane dla dwóch grubości kobaltu  $d_{Co} = 0.9$  nm i  $d_{Co} = 3.3$  nm, które znajdują się daleko od RPT. Dla niebombardowanej (referencyjnej) części Pt/Co/Pt grubość reorientacji wynosi  $d_{RPT} = 2.2$  nm.

Wpływ dozy na orientację namagnesowania jest bardzo dobrze widoczny jako zmiana kształtu pętli histerezy.

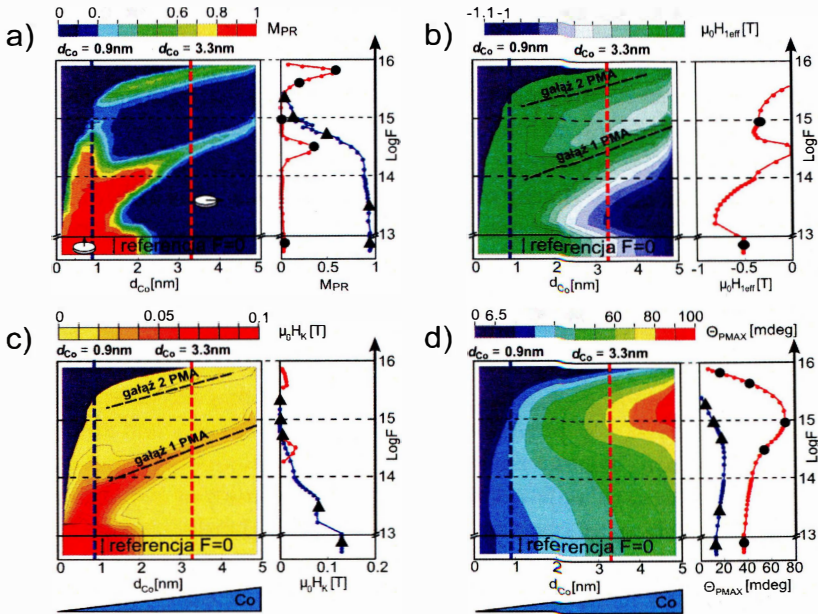
**Rysunek 2.** Przykładowe pętle histerezy zarejestrowane dla różnej dozy  $F$  zmierzone dla dwóch różnych grubości warstwy Co, w kolumnie: a)  $d_{Co} = 0.9$  nm i b)  $d_{Co} = 3.3$  nm. Dla lepszej wizualizacji pętle odpowiadające największym dozom bombardowania przedstawione są w mniejszej skali parametru  $\theta_p$ . Pętle z prostopadłą anizotropią oznaczone są jako „gałąź 1 PMA” i „gałąź 2 PMA”, które są jednocześnie reprezentantami obszarów z PMA przedstawionych na mapach parametrów 2D ( $d_{Co}$ , LogF).



Dla grubości  $d_{\text{Co}} = 0.9 \text{ nm}$  ( $< d_{\text{RPT}}$ ) w obszarze niebombardowanym widoczna jest prostokątna pętla histerezy świadcząca o prostopadłej orientacji namagnesowania do powierzchni warstwy. W miarę jak doza bombardujących jonów rośnie do wartości dozy  $F = 9,9 \cdot 10^{14}$  jonów/cm<sup>2</sup> wartość pola koercji  $H_K$  maleje. Dla wartości dóz większych od  $F = 2 \cdot 10^{15}$  jonów/cm<sup>2</sup> widoczna jest drastyczna zmiana kształtu pętli histerezy, tj. do kształtu charakterystycznego dla stanu superparamagnetycznego. Obserwujemy zatem przejście ze stanu ferromagnetycznego do stanu superparamagnetycznego. Inna ewolucja, pod wpływem  $F$ , pętli magnesowania widoczna jest dla drugiej z prezentowanych grubości Co,  $d_{\text{Co}} = 3.3 \text{ nm}$  ( $> d_{\text{RPT}}$ ), dla której namagnesowanie jest początkowo zorientowane w płaszczyźnie warstwy. Dla dozy  $F = 3 \cdot 10^{14}$  jonów/cm<sup>2</sup> można zauważyć zmianę orientacji namagnesowania od początkowego kierunku w płaszczyźnie warstwy do kierunku prostopadłego do niej. Dla dozy  $F = 9 \cdot 10^{14}$  jonów/cm<sup>2</sup> obserwujemy ponowną reorientację namagnesowania do kierunku w płaszczyźnie warstwy. Jednak to, co jest zaskakujące to ponowna zmiana orientacji namagnesowania do kierunku prostopadłego dla  $F = 5 \cdot 10^{15}$  jonów/cm<sup>2</sup>. Przy następnym zwiększeniu dozy powyżej wartości  $F > 7 \cdot 10^{15}$  jonów/cm<sup>2</sup> mamy podobnie jak dla cieńszej grubości przejście do stanu superparamagnetycznego. W związku z tym śledząc ewolucję pętli histerez można wyróżnić aż cztery zmiany orientacji namagnesowania dla omawianej grubości Co.

Przy analizie pętli histerez, jakie zostały zaprezentowane na rysunku 2 dla dwóch przykładowych grubości warstwy Co można wyróżnić pięć charakterystycznych parametrów magnetoptycznych i magnetycznych: maksymalne skręcenie Kerra  $\theta_{\text{PMAX}}$ ; pozostałość skręcenia Kerra  $\theta_{\text{PR}}$ ; znormalizowaną pozostałość magnetyzacji wyznaczoną ze skręcenia Kerra  $M_{\text{PR}} = \theta_{\text{PR}} / \theta_{\text{PMAX}}$ ; pole pozostałości magnetycznej – pole koercji  $H_K$ ; pole nasycenia  $H_N$ . W przypadku warstw z namagnesowaniem zorientowanym w płaszczyźnie i pętli histerez zmierzonych w konfiguracji polarnego Kerra wartość pola  $H_N$  jest wartością pola efektywnej anizotropii jednoosiowej  $H_{1\text{eff}}$ . Skonstruowano mapy wyróżnionych wyżej parametrów, które obrazują globalne zmiany właściwości magnetoptycznych i magnetycznych wywołanych poprzez proces bombardowania jonami całej powierzchni próbki. Mapy takich parametrów zostały przedstawione na rysunku 3, w reprezentacji wartości ( $d_{\text{Co}}$ ,  $\text{Log}F$ ). Kolor map lepiej uwidacznia charakter zmian jakie zachodzą dla danej grubości warstwy Co i dozy  $F$ . Można wyróżnić obszary z orientacją namagnesowania zarówno w płaszczyźnie i kierunku prostopadłym do warstwy. Bardzo wyraźnie widoczne są 2 obszary z prostopadłym kierunkiem namagnesowania oznaczone jako „gałąź 1 PMA” i „gałąź 2 PMA”. Dodatkowo dla pełnej ilustracji zmian danego parametru w danej mapie, zachodzących wraz ze wzrostem dozy  $F$ , po prawej stronie każdej z map zaprezentowano wykresy zależności tych parametrów dla dwóch wybranych grubości warstwy Co:  $d_{\text{Co}} = 0.9 \text{ nm}$  i  $d_{\text{Co}} = 3.3 \text{ nm}$ , których pętle histerez prezentowane były na rysunku 2.

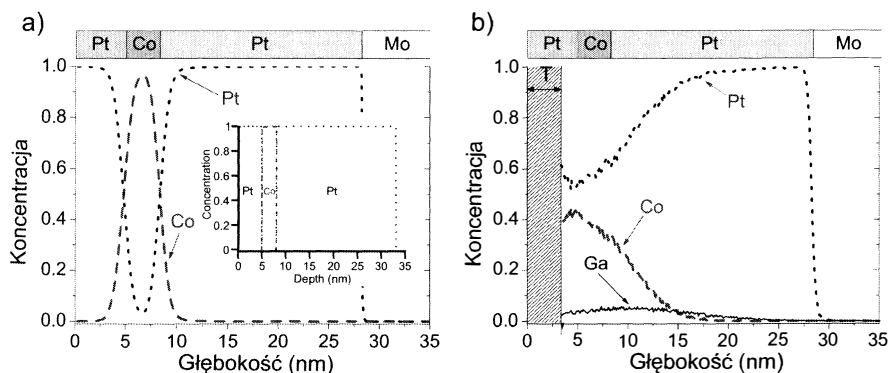
**Rysunek 3.** Dwuwymiarowe mapy parametrów magneto optycznych i magnetycznych w reprezentacji ( $d_{Co}$ , LogF) określone z pomiarów pętli histerez zmierzonych z wykorzystaniem polarnego efektu Kerra: a) znormalizowana pozostałość skręcenia Kerra  $M_{PR}$ ; b) pole efektywnej anizotropii  $H_{1eff}$ ; c) pole koercji  $H_K$ ; d) maksymalne skręcenie Kerra  $\theta_{PMAX}$ . Wykresy prezentowane po prawej stronie każdej z map obrazują zmiany danego parametru dla dwóch wybranych grubości warstwy Co:  $d_{Co} = 0.9$  nm i  $d_{Co} = 3.3$  nm. Duże trójkąty i kółka odpowiadają pętlom histerez zaprezentowanym na rysunku 2, odpowiednio dla  $d_{Co} = 0.9$  i  $d_{Co} = 3.3$  nm. Kolor fioletowy przedstawia obszar superparamagnetyczny.



Z map zmian parametrów znormalizowanej pozostałości skręcenia Kerra i pola koercji przedstawionej odpowiednio na rysunku 3 a) i rysunku 3 c), wywołanych przez bombardowanie można zaobserwować, że dla grubości warstwy Co  $d < d_{RPT}$  wartość  $M_{PR}$  i  $H_K$  maleje. Z kolei dla warstw o grubości  $d > d_{RPT}$  można wyróżnić czterokrotne zmiany orientacji namagnesowania pomiędzy kierunkami w płaszczyźnie i w kierunku prostopadłym do niej. Dla przykładu, dla warstwy o grubości  $d_{Co} = 3.3$  nm można wyróżnić dwa takie regiony w okolicach  $F = 2.5 \cdot 10^{14}$  jonów/cm<sup>2</sup> i  $F = 5.2 \cdot 10^{15}$  jonów/cm<sup>2</sup>. Przypadek pięciokrotnej zmiany orientacji namagnesowania jest widoczny dla grubości warstw  $1.5 \text{ nm} > d_{Co} > 2 \text{ nm}$ . Wielokrotna reorientacja RPT jest również bardzo dobrze widoczna na mapie pola efektywnej anizotropii magnetycznej  $H_{1eff}$  (rysunek 3 b)). Ciekawy jest efekt wzrostu wartości maksymalnego skręcenia Kerra wraz ze wzrostem dozy  $F$  co ilustruje rysunek 3 d). Kolorem fioletowym na wszystkich mapach rysunku 3 zaznaczono obszar odpowiadający obszarowi superparamagnetycznemu.

Zaobserwowane zmiany, jakie dokonują się pod wpływem bombardowania jonami, i które również zależą od użytej dozy bombardowania związane są ze zmianami jakie zachodzą w strukturze wewnętrznej warstwy. Oprócz tego należy również brać pod uwagę fakt trawienia powierzchni (usuwania materiału z powierzchniowej części próbki) podczas procesu bombardowania jonami, który zmniejsza efektywną grubość warstwy. Aby zrozumieć zmiany jakie zachodzą w strukturze wewnętrznej bombardowanej warstwy i postawić hipotezę mogącą wyjaśnić pojawienie się obszarów z PMA, wykonane zostały symulacje rozkładu jonów w bombardowanych warstwach. Do symulacji rozkładu jonów wykorzystany został pakiet TRIDYN<sup>20</sup>, który pozwala określać profil rozkładu jonów w bombardowanych warstwach, przekaz energii, jak również efektywność trawienia warstwy. Wynik symulacji wykonany dla warstwy Co o grubości  $d_{Co} = 3.3$  nm i dwóch wartości dóz odpowiadających „gałęzi 1 PMA” i „gałęzi 2 PMA” przedstawiono na rysunku 4. Rysunki te przedstawiają tylko część z całej symulowanej struktury warstw i ograniczają się jedynie do profili rozkładu dla atomów Co, Pt i jonów Ga. Poziomym wejściowym był stan z ostrymi krawędziami warstw, co zaprezentowano we wstawce na rysunku 4 a).

**Rysunek 4.** Profile rozkładów atomów Co, Pt i jonów Ga w warstwie Mo(20nm)/Pt(20nm)/Co(3.3nm)/Pt(5nm) bombardowanej jonami Ga<sup>+</sup> o energii 30 keV dla dwóch dóz **a)**  $F = 2.8 \cdot 10^{14}$  jonów/cm<sup>2</sup> i **(b)**  $F = 5.7 \cdot 10^{15}$  jonów/cm<sup>2</sup>. Dozy te odpowiadają dwóm gałęziom PMA dla tej grubości warstwy Co. Wstawki w części górnej rysunku 4 a) i b) obrazują początkowy profil warstw (ostre krawędzie), od którego proces bombardowania jonami był symulowany. Parametr T na rysunku 4 b) obrazuje głębokość trawienia powierzchni dla danej dozy.



W zaprezentowanych wynikach symulacji rozkładu jonów w bombardowanych warstwach wyraźnie widoczne są zmiany w ich składzie. Nawet dla małej dozy (rysunek 4 a)) widoczne jest mieszanie się sąsiadujących z sobą warstw Co i Pt, które

<sup>20</sup> Möller W., Eckstein W., Biersack J. P., Comp. Phys. Commun. **51**, 355 (1988).

wzrasta ze wzrostem dozy bombardowania. Dodatkowo wraz ze wzrostem dozy część atomów jest wbijana do głębszych warstw. Istotną rolę odgrywa też parametr związany z wielkością trawienia warstwy  $T$ . Dla małych wartości dóz  $F$  wielkość  $T$  jest nieduża i jest rzędu kilku warstw atomowych. W przypadku prezentowanym na rysunku 4 b) wartość ta jest już znacząca i wynosi  $T=3.5$  nm. Grubość strawionej warstwy przy dozie odpowiadającej „gałęzi 2 PMA” jest jednak jeszcze mniejsza niż grubość warstwy przykrywającej Pt. Dla zasymulowanej struktury warstw i grubości warstwy  $d_{Co}=3.3$  nm w celu całkowitego usunięcia warstwy Co i przykrywającej ją warstwy Pt ( $d_{Co+Pt}=8.3$  nm), należałoby bombardować próbkę dozą o wartości  $F=1.4\cdot 10^{16}$  jonów/cm<sup>2</sup>. Zaobserwowane przejście do stanu superparamagnetycznego, szczególnie widoczne dla mniejszych wartości grubości warstwy Co i większych wartości dóz, może być wytłumaczone na podstawie przeprowadzonych dodatkowych symulacji. Symulacje dla warstwy Co o grubości  $d_{Co}=1$  nm, pokazały wartość  $T=6$  nm osiąganą dla wartości  $F=8.8\cdot 10^{15}$  jonów/cm<sup>2</sup>, która jest równoznaczna z całkowitym usunięciem warstwy przykrywającej Pt.

Znając rozkład atomów Co i Pt w sąsiadujących ze sobą obszarach, można przybliżyć taką nanostrukturę otoczenia Co warstwą stopu  $Co_{1-\langle x \rangle}Pt_{\langle x \rangle}$ , gdzie  $\langle x \rangle$  jest średnią wartością koncentracji atomów Pt w warstwie Co. Dla wybranej wartości grubości warstwy Co  $d_{Co}=3.3$  nm oszacowano  $\langle x \rangle$  dla różnych wartości  $F$ . Wartość  $\langle x \rangle$  rośnie wraz ze wzrostem dozy. W przypadku występowania prostopadłej orientacji namagnesowania, tj. dla dóz  $F=2.8\cdot 10^{14}$  jonów/cm<sup>2</sup> (gałąź 1 PMA) i  $F=5.7\cdot 10^{15}$  jonów/cm<sup>2</sup> (gałąź 2 PMA), wartość  $\langle x \rangle$  wynosi odpowiednio 0.4 i 0.6. Należy nadmienić, iż otrzymane wartości są wartościami zaniżonymi z dwóch powodów. Program do symulacji TRIDYN nie uwzględnia sił chemicznych, jakie istnieją w realnych warstwach. Proces symulacji rozpoczynany był przy założeniu idealnie płaskich warstw co w rzeczywistości nie jest do końca prawdziwe <sup>21</sup>.

Pomimo takiego zgrubnego oszacowania została postawiona hipoteza o tworzeniu się stopów Co-Pt, takich jak:  $Co_{0.5}Pt_{0.5}$  w wysoko uporządkowanej fazie  $L1_0$  i  $Co_{0.25}Pt_{0.75}$ . Są one czynnikami odpowiedzialnymi za pojawienie się w bombardowanych warstwach obszarów o orientacji namagnesowania prostopadłej do powierzchni warstwy, odpowiednio dla „gałęzi 1 PMA” i „gałęzi 2 PMA”. Stopy  $Co_{0.5}Pt_{0.5}$  w fazie  $L1_0$  oraz  $Co_{0.25}Pt_{0.75}$  w porównaniu do warstwy Co mają odpowiednio większą wartość wkładu objęściowego do PMA <sup>22</sup> oraz zmniejszony wkład magnetostatyczny <sup>23</sup>.

W celu potwierdzenia postawionej hipotezy wykonane zostały pomiary techniką XMCD z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego. Pomiary przeprowadzone na warstwach bombardowanych i niebombardowanych wykazały znaczną różnicę w kształcie uzyskanych widm XMCD. Różnice te potwierdzają istotny wpływ bombardowania na zmiany w strukturze elektronowej atomów Co, spowodowane zmianami w jego najbliższym otoczeniu oraz możliwość tworzenia się stopu  $Co_{1-\langle x \rangle}Pt_{\langle x \rangle}$  z większą wartością PMA. W celu potwierdzenia obecności chemicznie uporządkowa-

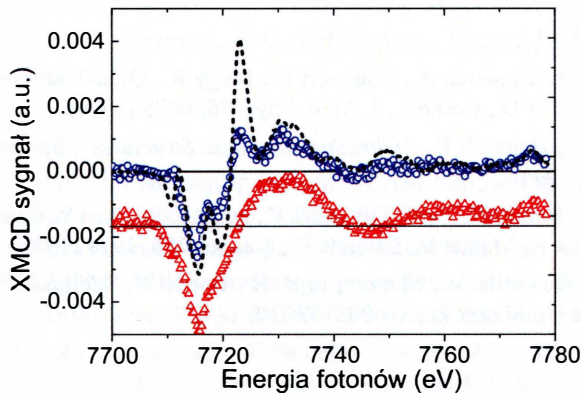
<sup>21</sup> Devolder T., Pizzini S., Vogel J., Bernas H., Chappert C., Mathet V., Borowski M., Eur. Phys. J. B **22**, 193 (2001).

<sup>22</sup> Weller D., Harp G. R., Farrow R. F. C., Cebollada A., Sticht J., Phys. Rev. Lett. **72**, 2097 (1994).

<sup>23</sup> Weller D., Brändle H., Chappert C., J. Magn. Magn. Mater. **121**, 461 (1993).

nego stopu CoPt dokonano porównania widm XMCD próbki bombardowanej dozą odpowiadającą „gałęzi 1 PMA” i warstwy chemicznie uporządkowanej  $\text{Co}_{0.5}\text{Pt}_{0.5}$  w fazie  $L1_0$ . Uzyskane widma przedstawiono na rysunku 5. Widoczne jest duże podobieństwo w charakterze widm, tj. obecność charakterystycznych pików w obu widmach dla tych samych wartości energii. Różnica jest widoczna jedynie w amplitudzie poszczególnych pików.

**Rysunek 5.** Widma XMCD zmierzone na krawędzi K kobaltu dla: warstwy niebombardowanej (trójkąty); warstwy bombardowanej z zakresu dozy „gałęzi 1 PMA” (kółka); próbki referencyjnej  $\text{Co}_{0.5}\text{Pt}_{0.5}$  w fazie  $L1_0$  (przerywana linia).



W związku z tym uzyskane widmo XMCD dla warstwy bombardowanej dozą z „gałęzi 1 PMA” można zinterpretować jako widmo, w skład którego wchodzi sygnał od stopu  $\text{Co}_{0.5}\text{Pt}_{0.5}$  w fazie  $L1_0$ , który charakteryzuje się silną anizotropią magnetyczną.

### 3. Podsumowanie

Wykorzystując różne uzupełniające się techniki pomiarowe została zaprezentowana możliwość tworzenia obszarów o różnej orientacji namagnesowania i tym samym anizotropii magnetycznej pod wpływem procesu bombardowania jonami  $\text{Ga}^+$  w szerokim zakresie zarówno dóz  $F$  i grubości warstwy  $\text{Co } d_{\text{Co}}$ . Zaprezentowany proces bombardowania jonami prowadzący do chemicznych i topograficznych zmian w strukturze warstwy, daje możliwość indukowania wielokrotnych zmian orientacji namagnesowania. Metoda ta otwiera duże możliwości dalszej optymalizacji procesu bombardowania i tworzenia np. obszarów w skali nanometrów z orientacją namagnesowania prostopadłą do powierzchni próbki, które otoczone są przez obszary z orientacją namagnesowania w jej płaszczyźnie. Obserwowane zmiany orientacji namagnesowania związane były z dwoma mechanizmami: mieszania się ze sobą stykających się ze sobą warstw (co powoduje zmniejszanie magnetycznej anizotropii powierzchniowej) oraz tworzenie się silnie anizotropowych stopów, które można wiązać z tworzeniem uporządkowanego stopu  $\text{Co}_{0.5}\text{Pt}_{0.5}$  w fazie  $L1_0$  charakteryzującym się silną prostopadłą

anizotropią magnetyczną. Otwartą kwestią pozostaje zbadanie mechanizmów odpowiedzialnych za powstawanie drugiej gałęzi PMA, a hipoteza robocza to tworzenie się silnie anizotropowego stopu  $\text{Co}_{0.25}\text{Pt}_{0.75}$ . Istotne jest zrozumienie roli indukowanych bombardowaniem jonami naprężeń na tworzenie gałęzi z PMA.

Zaprezentowane wyniki badań nie są tylko i wyłącznie domeną warstw wytworzonych metodą MBE i bombardowanych jonami  $\text{Ga}^+$ . Podobne wyniki można uzyskać również na warstwach wytworzonych inną techniką osadzania np. rozpylanie jonowe, jak również z wykorzystaniem innych jonów np.  $\text{He}^+$ . Przedstawiony proces indukowania obszarów z PMA, otoczonych obszarami z orientacją namagnesowania w płaszczyźnie warstwy, otwiera nową drogę do tworzenia nowego rodzaju pamięci magnetycznych z dużą gęstością zapisu.

#### 4. Bibliografia

1. Beauvillain P., Bounouh A., Chappert C., Mégy R., Ould-Mahfoud S., Renard J.P., Veillet P., Weller D., Corno J., *J. Appl. Phys.* **76**, 6078 (1994).
2. Bland J.A.C., Heinrich B., “*Ultrathin Magnetic Structures*”, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1994.
3. Chappert C., Bernas H., Ferré J., Kottler V., Jamet J.-P., Chen Y., Cambriil E., Devolder T., Rousseaux F., Mathet V., Launois H., *Science* **280**, 1919 (1998).
4. Cross J.O., Newville M., Maranville B. B., Bordel C., Hellman F., Harris V.G., *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 1460021 (2010).
5. Devolder T., Pizzini S., Vogel J., Bernas H., Chappert C., Mathet V., Borowski M., *Eur. Phys. J. B* **22**, 193 (2001).
6. Fassbender J., McCord J., *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 579 (2008).
7. Ferré J., Jamet J.-P., “*Handbook on Magnetism and Advanced Materials*”, edited by H. Kronmüller i S. Parkin (Wiley, Chichester, UK, 2007).
8. Hyomi K., Murayama A., Oka Y., Hiller U., Falco Ch. M., *Appl. Phys. Lett.* **80**, 282 (2002).
9. Ikeda S., Miura K., Yamamoto H., Mizunuma K., Gan H. D., Endo M., Kanai S., Hayakawa J., Matsukura F., Ohno H., *Nature Materials*, **9**, 721 (2010).
10. Jaworowicz J., Maziewski A., Mazalski P., Kisielewski M., Sveklo I., Tekielak M., Zablotskii V., Ferré J., Vernier N., Mougine A., Henschke A., Fassbender J., *Appl. Phys. Lett.* **95**, 022502 (2009).
11. Kisielewski M., Maziewski A., Tekielak M., Wawro A., Baczewski L.T., *Phys. Rev. Lett.* **89**, (2002).
12. Kurant Z., Jaworowicz J., Maziewski A., Stupakiewicz A., Zablotskii V., Petrouchik A., Baczewski L.T., Wawro A., *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 507 (2007).
13. Liskova E., Veis M., Višňovský Š., Ferré J., Mougine A., Mazalski P., Maziewski A., Liedke M.O., Fassbender J., *Thin Solid Films* **520**, 7169 (2012).
14. Maziewski A., Mazalski P., Kurant Z., Liedke M. O., McCord J., Fassbender J., Ferré J., Mougine A., Wawro A., Baczewski L. T., Rogalev A., Wilhelm F., Gemming T., *Phys. Rev. B* **85**, 054427 (2012).
15. Möller W., Eckstein W., Biersack J. P., *Comp. Phys. Commun.* **51**, 355 (1988).

16. Nishimura N., Hirai T., Koganei A., Ikeda T., Okano K., Sekiguchi Y., Osada Y., J. Appl. Phys. **91**, 5246 (2002).
17. Sakamaki M., Amemiya K., Liedke M. O., Fassbender J., Mazalski P., Sveklo I., Maziewski A., Phys. Rev. B **86**, 024418 (2012).
18. Shapiro A.L., Rooney P. W., Tran M. Q., Hellman F., Ring K. M., Kavanagh K. L., Rellinghaus B., Weller D., Phys. Rev. B **60**, 12826 (1999).
19. Shima T., Takanashi K., *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, Vol. 1*, (Kronmüller, H., & Parkin, S. – Wiley J., Chichester, UK, 2007).
20. Stupakiewicz A., Maziewski A., Matlak K., Spiridis N., Ślęzak M., Ślęzak T., Zając M., Korecki J., Phys. Rev. Lett. **101**, 217202 (2008).
21. Treves D., Jacobs J. T., Sawatzky E., J. Appl. Phys. **46**, 2760 (1975).
22. Weller D., Brändle H., Chappert C., J. Magn. Magn. Mater. **121**, 461 (1993).
23. Weller D., Harp G. R., Farrow R. F. C., Cebollada A., Sticht J., Phys. Rev. Lett. **72**, 2097 (1994).

## Podziękowanie

Praca wspierana w ramach realizacji: programu TEAM Fundacji na rzecz Nauki Polskiej współfinansowany ze środków EFRD PO IG 2007-2013; projektu Preludium (2011/03/N/ST3/02408) finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki oraz bilateralnego projektu POLONIUM finansowanego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego (MNiSW-DPN-WWM-183-8565-1/MBA/12); Podlaskiego Funduszu Stypendialnego.

Autor pracy dziękuje za wsparcie w realizacji badań i pomoc w przygotowaniu niniejszej publikacji: a) prof. A. Maziewskiemu i mgr Z. Kurantowi z Wydziału Fizyki, UwB; b) prof. L.T. Baczewskiemu i prof. A. Wawro z Instytutu Fizyki PAN z Warszawy; c) prof. J. Fassbenderowi i dr M.O. Liedke z Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf w Rossendorfie (Niemcy); d) dr A. Rogalewowi i dr F. Wilhelmowi z European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) w Grenoble (Francja).