



UNIWERSYTET IM. ADAMA MICKIEWICZA W POZNANIU

Wydział Fizyki

Kierunek: Fizyka

Nr albumu: 374273

---

# Wytwarzanie i charakteryzacja cienkich warstw granatu itrowo-żelazowego $Y_3Fe_5O_{12}$

Growth and characterization of thin yttrium-iron garnet ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) films

- PRACA MAGISTERSKA -

Adam Krysztofik

PROMOTOR: prof. dr hab. Józef Barnaś  
prof. dr hab. Janusz Dubowik

Poznań 2016

Poznań, 21 czerwca 2016 r.

## OŚWIADCZENIE

Ja, niżej podpisany Adam Krysztofik, student Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu oświadczam, że przedkładaną pracę dyplomową pt. *Wytwarzanie i charakteryzacja cienkich warstw granatu itrowo-żelazowego  $Y_3Fe_5O_{12}$*  napisałem samodzielnie. Oznacza to, że przy pisaniu pracy, poza niezbędnymi konsultacjami, nie korzystałem z pomocy innych osób, a w szczególności nie zlecałem opracowania rozprawy lub jej części innym osobom, ani nie odpisywałem tej rozprawy lub jej części od innych osób.

Oświadczam również, że egzemplarz pracy dyplomowej w wersji drukowanej jest całkowicie zgodny z egzemplarzem pracy dyplomowej w wersji elektronicznej.

Jednocześnie przyjmuję do wiadomości, że przypisanie sobie, w pracy dyplomowej, autorstwa istotnego fragmentu lub innych elementów cudzego utworu lub ustalenia naukowego stanowi podstawę stwierdzenia nieważności postępowania w sprawie nadania tytułu zawodowego.

[ TAK ]\* - wyrażam zgodę na udostępnianie mojej pracy w czytelni Archiwum UAM

[ TAK ]\* - wyrażam zgodę na udostępnianie mojej pracy w zakresie koniecznym do ochrony mojego prawa do autorstwa lub praw osób trzecich

\*Należy wpisać TAK w przypadku wyrażenia zgody na udostępnianie pracy w czytelni Archiwum UAM, NIE w przypadku braku zgody. Niewypełnienie pola oznacza brak zgody na udostępnianie pracy.

.....  
Adam Krysztofik

(czytelny podpis)

## Streszczenie

Mechanizm działania współczesnych urządzeń elektronicznych związany jest przede wszystkim z transportem elektronowym. Jednakże zdobycze technologiczne, które zapoczątkowała rewolucja tranzystorowa w latach 50-tych ubiegłego wieku, niebawem osiągną granice swojego rozwoju. Nieuniknione problemy z wydzielaniem ciepła oraz granice miniaturyzacji skłaniają do poszukiwań alternatywnych koncepcji przetwarzania informacji.

Alternatywnym podejściem do technologii przesyłania i przetwarzania danych jest wykorzystanie fal spinowych jako nośnika informacji. Obiecującym materiałem, w którym fale te mogą propagować w dostatecznym zakresie jest granat itrowo-żelazowy  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG). W chwili obecnej jest to związek o najmniejszym tłumieniu precesji namagnesowania, umożliwiającym rozchodzenie się fal spinowych na znaczne odległości. Ponadto granat itrowo-żelazowy jest izolatorem (nie występuje w nim wydzielanie ciepła generowane przez procesy rozpraszania elektronów), co czyni ten materiał niezwykle ważnym z punktu widzenia tzw. technologii GreenIT.

Niniejsza praca podejmuje tematykę wzrostu warstw YIG na monokryształach granatu gadolinowo-galowego  $Gd_3Ga_5O_{12}$  o orientacji krystalograficznej (111) oraz (001). Wykorzystując metodę impulsowego osadzania laserowego, wytworzono warstwy o grubości kilkudziesięciu nanometrów i następnie scharakteryzowano ich strukturę oraz właściwości magnetyczne. Przy wykorzystaniu metod rentgenowskich określono

właściwości struktury krystalicznej. Morfologię powierzchni warstw zbadano przy pomocy mikroskopii sił atomowych. Szczegółowo określono statyczne oraz dynamiczne właściwości magnetyczne uzyskanych warstw.

Badania strukturalne wykazały, że otrzymane warstwy YIG cechuje wysokie uporządkowanie krystaliczne, a wielkości opisujące ich właściwości magnetyczne są bliskie wielkościom przedstawianym w literaturze światowej. Ponadto, przy pomocy szerokopasmowej spektroskopii rezonansu ferromagnetycznego (VNA-FMR) zaobserwowano procesy rozpraszania dwumagnonowego wywołane szorstkością powierzchni warstw. Procesy te w warstwach granatu YIG nie zostały dotychczas wnikliwie zbadane.

Badania zostały przeprowadzone w ramach projektu „Nanoukłady elektroniki spinowej wykorzystujące transfer spinowego momentu pędu” (NANOSPIN, PSPB-045/2010) współfinansowanemu przez Szwajcarię w ramach szwajcarskiego programu współpracy z nowymi krajami członkowskimi Unii Europejskiej.

*słowa kluczowe: granat itrowo-żelazowy,  $Y_3Fe_5O_{12}$ , cienkie warstwy, niskie tłumienie precesji magnetyzacji, rozpraszanie dwumagnonowe, spintronika, magnonika, GreenIT*

## Abstract

The working principle of nowadays electronic devices is based mainly on the transport of electrons. However, the achievements, which begun with the transistor revolution in the 1950s within this approach, are now reaching their ultimate limits. Miniaturization barriers and continually increasing generation of waste heat prompt to the search for alternative concepts.

Another approach for processing data and data transport employs the use of spin waves as information carriers. The promising candidate, which serves as a medium for spin waves propagation is the yttrium-iron garnet  $Y_3Fe_5O_{12}$ , commonly referred to as YIG. At the present time this material is known as possessing the lowest attainable magnetization damping, so that it enables spin waves to propagate over large distances. Furthermore, YIG is an insulator (there is no waste heat generated by electron scattering processes) what makes it particularly suitable for GreenIT information and communication technology devices.

The presented thesis concerns the growth and characterization of thin, epitaxial yttrium-iron garnet films. The samples were grown by means of pulsed laser deposition technique onto gadolinium gallium garnet (GGG) polished crystalline substrates with (111) and (001) orientation. The choice of the substrate is prompted by a low lattice mismatch between YIG and GGG. Subsequently, structural properties were determined as well as surface morphology using X-ray diffraction (XRD), X-ray reflectometry (XRR) and atomic force microscopy (AFM), respectively. Static and dynamic

magnetic properties were investigated by means of vibrating sample magnetometer (VSM) and broadband ferromagnetic resonance (VNA-FMR) technique.

The main results of the thesis can be summarized as follows:

- The first epitaxial YIG thin films with a high crystalline uniformity were achieved in Poland
- Magnetization damping parameter of the films is comparable with those of other films described in worldwide literature
- Due to increased surface roughness of the films two-magnon scattering processes were observed, which, to the best of my knowledge, were hitherto unreported in the case of YIG thin films

The research presented in this thesis has been financed by the project “Nanoscale spin torque devices for spin electronics” (NANOSPIN, PSB-045-2010) supported by a grant from Switzerland through the Swiss contribution to the enlarged European Union.

*keywords: yttrium-iron garnet,  $Y_3Fe_5O_{12}$ , thin films, low magnetization damping, two-magnon scattering, spintronics, magnonics, GreenIT*

# Podziękowania

W pierwszej kolejności chciałbym podziękować Panu Profesorowi Józefowi Barnasiowi za podjęcie się opieki nad moją pracą z ramienia Uniwersytetu Adama Mickiewicza oraz Panu Profesorowi Januszowi Dubowikowi za wprowadzenie w tematykę cienkich warstw magnetycznych, pomoc i poświęcony czas podczas kilkuletniej opieki naukowej.

Serdecznie dziękuję również

Panu dr. Hubertowi Głowińskiemu za cenne rady i wiele konstruktywnych dyskusji dotyczących pomiarów rezonansu ferromagnetycznego, a także pomoc w nauce obsługi oprogramowania *Origin*, *Labview* i *Mathematica*

Panu dr. Piotrowi Kuświkowi za przygotowanie mnie do samodzielnej obsługi aparatury do wzrostu warstw metodą ablacji laserowej oraz wykonanie obrazowania powierzchni mikroskopem sił atomowych.

Panu dr. Emersonowi Coy za wykonanie pomiarów dyfrakcji i reflektometrii rentgenowskiej

Moja praca nie byłaby możliwa gdyby nie wsparcie finansowe i zakup niezbędnych materiałów – targetu YIG oraz wysokiej jakości podłoży GGG. Badania zostały przeprowadzone dzięki projektowi *Nanoukłady elektroniki spinowej wykorzystujące transfer spinowego momentu pędu* (NANOSPIN, PSPB-045/2010) współfinansowanemu przez Szwajcarię w ramach szwajcarskiego programu współpracy z nowymi krajami członkowskimi Unii Europejskiej.

# Spis treści

Streszczenie .....	3
Abstract .....	5
Podziękowania.....	7
Wstęp.....	10
1. Właściwości strukturalne i magnetyczne granatu itrowo-żelazowego $Y_3Fe_5O_{12}$ .....	14
2. Preparatyka warstw i metodyka badawcza.....	16
2.1 Metoda impulsowego osadzania laserowego (PLD) .....	16
2.2 Dyfraktometria rentgenowska (XRD) .....	18
2.3 Reflektometria rentgenowska (XRR).....	19
2.4 Mikroskopia sił atomowych (AFM).....	20
2.5 Magnetometria wibracyjna (VSM) .....	22
2.6 Szerokopasmowa spektroskopia rezonansu ferromagnetycznego z wykorzystaniem wektorowego analizatora obwodów (VNA-FMR) .....	23
3. Model dynamiki namagnesowania.....	25
3.1 Fenomenologiczny model dynamiki namagnesowania.....	25
3.2 Analiza szerokości linii rezonansowej .....	31
4. Wyniki pomiarów i ich dyskusja .....	35
4.1 Charakterystyka struktury krystalograficznej warstw YIG przy pomocy dyfrakcji rentgenowskiej.....	35
4.2 Charakteryzacja warstw YIG przy pomocy reflektometrii rentgenowskiej .....	39
4.3 Charakterystyka powierzchni warstw YIG przy pomocy mikroskopii sił atomowych .....	41



4.4	Statyczne właściwości magnetyczne warstw YIG .....	42
4.5	Dynamika namagnesowania warstw YIG .....	45
5.	Podsumowanie.....	52
	Bibliografia .....	54
	Spis rysunków.....	59
	Spis tabel.....	61
	Załączniki.....	62
	Załącznik 1. Karta krystalograficzna granatu YIG oraz GGG .....	62

# Wstęp

Wytwarzanie cienkich warstw granatu itrowo-żelazowego  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG) to temat cieszący się w ostatnich latach ogromnym zainteresowaniem. Cienkie warstwy tego związku umożliwiają bowiem badania wielu różnych zjawisk spinowych, które są kluczowe z punktu widzenia rozwoju współczesnej elektroniki, a zwłaszcza jej gałęzi – spintroniki i magnoniki.

Zasada działania dzisiejszych komputerów i urządzeń telekomunikacyjnych jest przede wszystkim oparta o translacyjny ruch elektronów, dzięki ich ładunkowi elementarnemu  $e$ . Zapoczątkowana w latach 50-tych XX wieku rewolucja związana z wynalezieniem tranzystora trwa do dziś, jednakże w przeciągu nadchodzącej dekady dalszy rozwój elektroniki może zostać istotnie zahamowany. Prowadzone do tej pory działania skupiają się bowiem wokół miniaturyzacji umożliwiającej systematyczne zwiększanie ilości tranzystorów w procesorach (obserwacje te z bardzo dobrym przybliżeniem opisuje empiryczne prawo Moore'a). Zachodzące zmiany mają zatem charakter ilościowy, a nie jakościowy. Granice tego podejścia wyznaczają rozmiary elementów układu elektronicznego zbliżające się do rozmiarów atomowych [ 1 ] oraz gęstość energii strat zamienianej na ciepło, która wzrasta wraz ze zmniejszaniem wielkości elementów układu warunkując tym samym awaryjność pracy urządzenia [ 2 ].

Ograniczenia związane z miniaturyzacją skłaniają naukowców do poszukiwań alternatywnych koncepcji, które zapewnią dalszy rozwój w dziedzinie elektroniki. Jedną z nich zakłada wykorzystanie, poza ładunkiem elementarnym, innej cechy elektronów jaką jest ich wewnętrzny moment pędu – spin. Badania nad układami, w których odgrywa on kluczową rolę, zaowocowały już m.in. odkryciem efektu gigantycznego magnetooporu GMR (*giant magnetoresistance*), które zostało uhonorowane w roku 2007 Nagrodą Nobla [ 3 ]. Zjawisko to, zastosowane w głowicach

twardych dysków pozwoliło na zwiększenie gęstości zapisu informacji z 0.1 Gb/cal<sup>2</sup> w 1991 roku do 1000 Gb/cal<sup>2</sup> w roku 2011 [ 4 ].

Współcześnie ważnym kierunkiem badań jest wykorzystanie układu oddziałujących ze sobą spinów w sieci krystalicznej do konstrukcji urządzeń mających swoje odpowiedniki elektroniczne. W takich układach możliwa jest propagacja fal spinowych, które mogą zostać wykorzystane jako nośnik informacji. Zakodowana w postaci amplitudy bądź fazy informacja może być dalej przetwarzana w oparciu o zjawiska takie jak interferencja fal, czy rozpraszanie magnonów (kwantów fal spinowych) w specjalnie zaprojektowanych urządzeniach magnonicznych. Pierwsze eksperymenty w tej dziedzinie pokazują, że możliwe jest skonstruowanie tranzystora magnonicznego czy bramek logicznych – podstawowych elementów składowych procesora [ 5 ]. Aby fale spinowe mogły propagować na znaczne odległości niezbędny jest jednak ferro-, bądź ferrimagnetyczny ośrodek o niskim tłumieniu określonym przez tzw. parametr tłumienia Gilberta. Warunek ten spełniają takie materiały jak np. Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> [ 6 ], Fe<sub>73,5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13,5</sub>B<sub>9</sub> [ 7 ], Co<sub>2</sub>MnSi czy Co<sub>2</sub>MnGe [ 8 ]. Dodatkowym wymogiem jest konieczność uzyskania cienkiej warstwy danego związku o grubości umożliwiającej jej strukturyzację przy pomocy technik litograficznych.

Materiałem o najniższym znanym do tej pory tłumieniu jest granat itrowo-żelazowy Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, skrótowo określany terminem YIG (*Yttrium Iron Garnet*). Związek ten, znany od lat 60-tych, początkowo znalazł zastosowanie w technologiach mikrofalowych przemysłu militarnego [ 9 ]. Współcześnie jest on szczególnie ważny z punktu widzenia tzw. technologii *GreenIT*. YIG jest izolatorem o przerwie energetycznej wynoszącej 2.8 eV [ 10 ], a więc przekazywanie informacji w urządzeniach magnonicznych zrealizowanych przy jego użyciu odbywa się w pełni bez przenoszenia ładunków. Tym samym rozwiązany może zostać problem współczesnych urządzeń elektronicznych związany z nadmiernym wydzielaniem ciepła.

Należy podkreślić, że wymienione powyżej potencjalne możliwości aplikacyjne nie są jedyną motywacją do podjęcia tematyki wytwarzania cienkich warstw granatu YIG. Umożliwiają one również prowadzenie badań o charakterze fundamentalnym nad naturą zjawisk takich jak spinowy efekt Halla [ 11 ], odwrotny spinowy efekt Halla [ 12 ], spinowy efekt Seebecka [ 13 ], spinowy efekt Nernsta [ 14 ].

Przeprowadzenie wymienionych powyżej eksperymentów wymaga najpierw uzyskania cienkich warstw granatu YIG o odpowiednich własnościach strukturalnych i magnetycznych. Warstwy, badane w ramach niniejszej pracy, zostały wykonane w Zakładzie Cienkich Warstw Instytutu Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk w Poznaniu. Po ich wytworzeniu, wykonano badania struktury krystalicznej wykorzystując metodę dyfrakcji rentgenowskiej XRD oraz reflektometrii rentgenowskiej XRR. Powierzchnię warstw scharakteryzowano przy pomocy mikroskopu sił atomowych AFM. Następnie zbadano statyczne właściwości magnetyczne magnetometrem z wibrującą próbką VSM, a także właściwości dynamiczne metodą rezonansu ferromagnetycznego VNA-FMR.

W rozdziale pierwszym przedstawiono podstawowe własności strukturalne i magnetyczne granatu itrowo-żelazowego. W rozdziale drugim opisano metodę impulsowego osadzania laserowego zastosowaną do wytworzenia badanych warstw. Podano również opis metod doświadczalnych stosowanych do badań właściwości warstw YIG. W trzecim rozdziale przedstawiony został model dynamiki namagnesowania dedykowany cienkim warstwom granatu YIG. Wyprowadzono zależności dyspersyjne częstotliwości od pola rezonansowego, pozwalające na dopasowanie danych eksperymentalnych uzyskanych z pomiarów rezonansu ferromagnetycznego. Przeprowadzono również dyskusję analizy szerokości linii rezonansowej określającej m.in. tłumienie precesji wektora namagnesowania. Analityczne jak i numeryczne obliczenia wykonano przy pomocy programu *Mathematica* w oparciu o prace [ 15, 16, 17 ]. W piątym rozdziale przedstawiono wyniki badań doświadczalnych. Rachunek niepewności pomiarowych został przeprowadzony według wytycznych

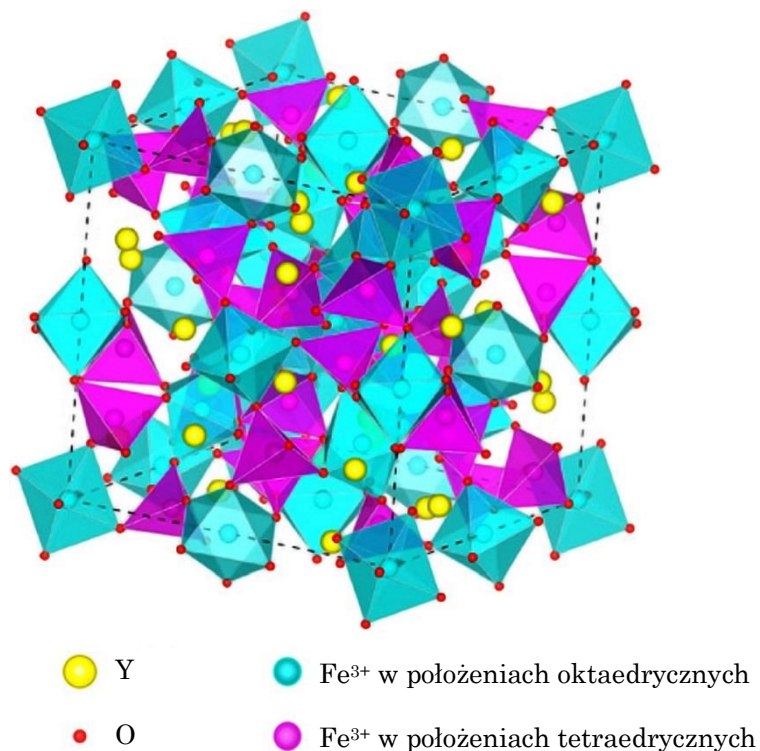
Międzynarodowej Organizacji Normalizacyjnej ISO. Ostatni rozdział podsumowuje zagadnienia opisane w prezentowanej pracy.

Autor pracy samodzielnie wykonał po raz pierwszy w Polsce cienkie warstwy granatu YIG oraz przeprowadził pomiary VSM jak i VNA-FMR. Pomiary rentgenowskie XRD i XRR przeprowadzono dzięki uprzejmości Pana Profesora Stefana Jurgi w Centrum Nanobiomedycznym UAM w Poznaniu przy aktywnym udziale autora pracy, natomiast badania przy użyciu mikroskopu sił atomowych AFM wykonał Pan dr Piotr Kuświk w Wielkopolskim Centrum Zaawansowanych Technologii w Poznaniu.

# 1. Właściwości strukturalne i magnetyczne granatu itrowo-żelazowego $Y_3Fe_5O_{12}$

Granat itrowo-żelazowy krystalizuje w układzie regularnym prostym i należy do grupy przestrzennej  $Ia\bar{3}d$  [ 18 ]. Komórka elementarna o stałej sieci 12,376 Å zawiera osiem jednostek chemicznych  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

Za magnetyzm tego związku odpowiadają dwie antyrównoległe podsieci jonów żelaza  $Fe^{3+}$ . Granat YIG jest zatem ferrimagnetykiem. W temperaturze zera bezwzględne moment magnetyczny każdego jonu  $Fe^{3+}$  wynosi  $5 \mu_B$  (magnetonów Bohra). W ramach jednostki chemicznej, trzy jony  $Fe^{3+}$  zajmujące położenia tetraedryczne są częściowo skompensowane przez dwa jony  $Fe^{3+}$  znajdujące się w położeniach oktaedrycznych. Wypadkowy moment jednostki chemicznej  $Y_3Fe_5O_{12}$  wynosi zatem  $5 \mu_B$  w temperaturze 0 K.



Rysunek 1.1    Struktura krystaliczna granatu YIG. Źródło: [ 19 ]

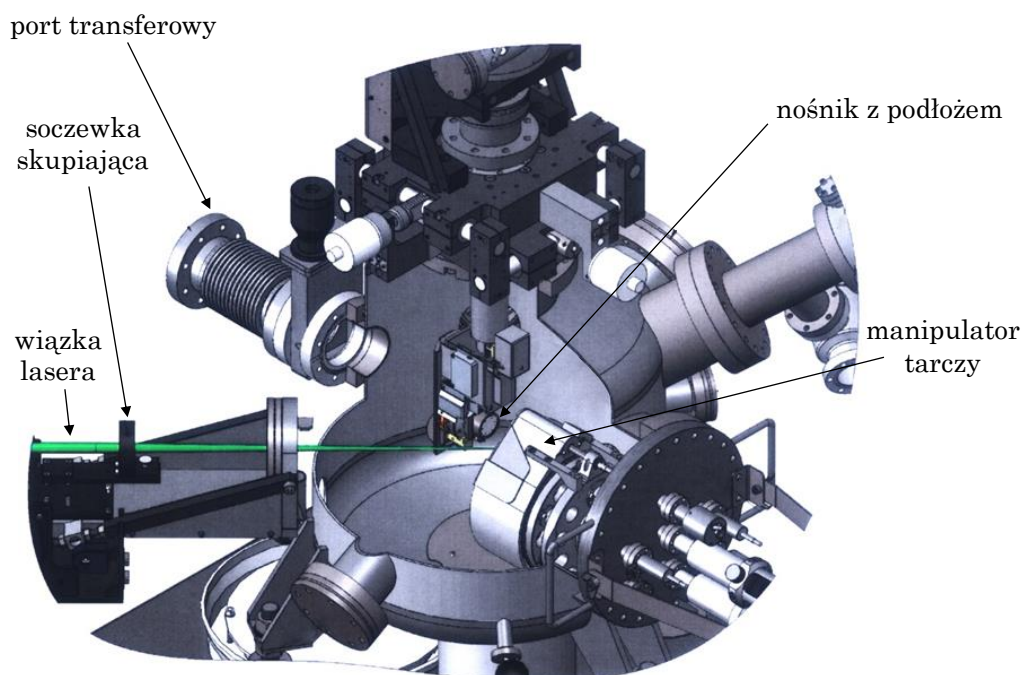
Jony żelaza są ponadto w stanie o sferycznej symetrii rozkładu ładunku, przez co ich oddziaływanie z odkształceniami sieci jak i fononami jest bardzo słabe [ 20 ]. Dzięki temu materiał ten charakteryzuje się niskim tłumieniem precesji namagnesowania i obserwowane są wąskie linie rezonansowe.

Jak podaje Du i inni [ 19 ], nawet niewielkie zmiany w stechiometrii istotnie wpływają na właściwości magnetyczne tego związku. Niezwykle ważne jest zatem opracowanie takich metod wytwarzania warstw, które zapewnią oczekiwany skład chemiczny. Jedną z nich jest technika impulsowego osadzania laserowego, która została omówiona w kolejnym rozdziale pracy.

## 2. Preparatyka warstw i metodyka badawcza

### 2.1 Metoda impulsowego osadzania laserowego (PLD)

Warstwy granatu itrowo-żelazowego zostały przygotowane metodą impulsowego osadzania laserowego PLD (*Pulsed Laser Deposition*). Budowa aparatury została schematycznie przedstawiona na rysunku 2.1. Proces nanoszenia polega na stechiometrycznym przeniesieniu materiału z odparowywanej laserowo masywnej tarczy polikrystalicznego YIG na monokrystaliczne podłoże. Na skutek oddziaływania promieniowania laserowego o dużym natężeniu z tarczą następuje zmiana skupienia materiału, jego wzbudzenie i jonizacja [ 21 ]. W obrębie tarczy powstaje plazma, a wybite jony osiadają następnie na oddalonym o kilka centymetrów podłożu tworząc w ten sposób cienką warstwę. Aby zapewnić równomierne usuwanie materiału z obracającej się tarczy o średnicy jednego cala, wiązka lasera jest odchylana przez poruszającą się horyzontalnie soczewkę skupiającą.



Rysunek 2.1 Schemat aparatury do nanoszenia warstw metodą impulsowego osadzania laserowego PLD. Źródło: [ 22 ]



Parametry procesu nanoszenia warstw granatu YIG zostały opisane już w wielu pracach [ 23, 24, 25, 26, 27, 28 ]. Stanowiły one punkt wyjścia do określenia optymalnych warunków wzrostu warstw na aparaturze znajdującej się w Zakładzie Cienkich Warstw Instytutu Fizyki Molekularnej PAN.

W tabeli 2.1 przedstawiono parametry technologiczne dwóch, badanych w ramach niniejszej pracy próbek wykonanych na podłożach granatu gadolinowo-galowego  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GGG) o orientacji krystalograficznej (111) oraz (001). Parametry procesu nanoszenia zostały przedstawione w tabeli 2.1. Obie warstwy zostały wykonane w podobnych warunkach. Główną różnicą są odmienne szybkości osadzania wynikające z różnych gęstości energii promieniowania laserowego. W celu zaplanowania i wstępnego oszacowania grubości warstw określono szybkość osadzania granatu YIG przy pomocy wagi kwarcowej.

Tabela 2.1 Parametry procesu osadzania warstw granatu YIG przedstawionych w pracy. Źródło: badania własne

<b>Podłoże</b>	<b>GGG (111)</b>	<b>GGG (001)</b>
Długość fali lasera	355 nm	
Częstotliwość impulsów lasera	2 Hz	
Odległość pomiędzy podłożem a tarczą	6 cm	
Ciśnienie bazowe	$8,78 \cdot 10^{-8}$ mbar	$6,78 \cdot 10^{-8}$ mbar
Ciśnienie parcjale tlenu (99,99%)	$1,20 \cdot 10^{-4}$ mbar	$1,15 \cdot 10^{-4}$ mbar
Temperatura podłoża	600°C	650°C
Gęstość energii promieniow. laserowego	2,2 J / cm <sup>2</sup>	3,2 J / cm <sup>2</sup>
Szybkość nanoszenia	0,83 nm / min	1,25 nm / min
Czas nanoszenia, przewidywana grubość	60 min, $\approx$ 50 nm	40 min, $\approx$ 50 nm

## 2.2 Dyfraktometria rentgenowska (XRD)

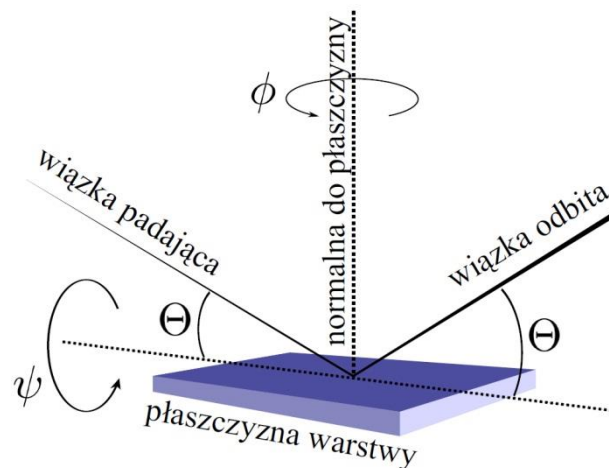
Dyfraktometria rentgenowska XRD (*X-Ray Diffraction*) jest techniką umożliwiającą badania struktury krystalograficznej. Padająca na próbkę skolimowana wiązka promieniowania rentgenowskiego ulega ugięciu na kolejnych, równoległych do siebie płaszczyznach atomowych kryształu, a następnie interferencji. Warunek wzmocnienia fal odbitych od płaszczyzn atomowych dany jest równaniem Bragga [ 20 ]:

$$2d_{hkl} \sin \Theta = n\lambda , \quad (2.2.1)$$

gdzie  $d_{hkl}$  oznacza odległość międzypłaszczyznową,  $\Theta$  kąt jaki tworzy wiązka padająca z płaszczyzną atomową,  $n$  rząd ugięcia,  $\lambda$  długość fali. Otrzymany w wyniku pomiarów dyfraktogram rentgenowski (zależność intensywności wiązki ugiętej od kąta  $\Theta$ ) pozwala na określenie odległości  $d_{hkl}$ , a następnie wyznaczenie stałej sieci. Na przykład dla komórki regularnej prostej stałą sieci  $a$  oblicza się według wzoru [ 29 ]:

$$a = d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} , \quad (2.2.2)$$

gdzie  $h, k, l$  oznaczają wskaźniki Millera płaszczyzn krystalograficznych.



Rysunek 2.2 Geometria pomiaru dyfrakcji rentgenowskiej. Źródło: [ 30 ]

Badania dyfrakcji rentgenowskiej umożliwiają również potwierdzenie epitaksjalnego wzrostu cienkiej warstwy, czyli takiego wzrostu, w którym narastająca warstwa stanowi kontynuację struktury krystalicznej podłoża

(wzrost pseudomorficzny). W tym celu wykonuje się tzw. pomiar typu  $\phi$ -*skan*. W pierwszej kolejności ustalany jest kąt  $\Theta$  zgodny z prawem Bragga (2.2.1) dla monokrystalicznego podłoża. Następnie próbka jest obracana wokół kąta azymutalnego  $\phi$  i mierzone są refleksy dyfrakcyjne w zakresie  $0^\circ < \phi < 360^\circ$  przy jednoczesnym odchyleniu warstwy o stały kąt  $\psi$  (np. dla podłoża o orientacji (001)  $\psi = 44,1^\circ$ , tak jak pokazano na rysunku 2.2). Procedurę tę powtarza się dla kąta  $\Theta$  odpowiadającemu maksimum dyfrakcyjnemu warstwy. Analizując wzajemne położenia uzyskanych refleksów pochodzących od podłoża oraz warstwy określa się orientację komórek krystalograficznych warstwy względem komórek podłoża.

Badania rentgenowskie przeprowadzono na aparaturze firmy PANalytical, model X'Pert<sup>3</sup> Powder, wykorzystując jako źródło promieniowania lampę Cu-K $\alpha$  o długości fali  $\lambda = 1,5418 \text{ \AA}$ .

### 2.3 Reflektometria rentgenowska (XRR)

Reflektometria rentgenowska XRR (*X-Ray Reflectometry*) pozwala określić grubość, szorstkość oraz gęstość badanej warstwy. Pomiar wykonywany jest w zakresie kątów  $\Theta$  od  $0,1^\circ$  do  $10^\circ$ . Dla bardzo małych kątów padająca wiązka promieniowania rentgenowskiego ulega całkowitemu odbiciu od powierzchni warstwy a po przekroczeniu kąta krytycznego  $\alpha_k$  jej intensywność silnie maleje wraz ze wzrostem kąta padania  $\Theta$ .

Promieniowanie rentgenowskie wnikając w strukturę warstwy ulega załamaniu i odbiciu na granicy ośrodków o różnej gęstości. Ta część promieniowania, która uległa odbiciu na międzywierzchni warstwa-podłoże opuszczając warstwę interferuje z promieniowaniem odbitym bezpośrednio od jej powierzchni. Na dyfraktogramie XRR zjawisko to obserwuje się w postaci oscylacji intensywności wiązki docierającej do detektora. Na podstawie tychże oscylacji możliwe jest wyznaczenie grubości badanej warstwy według zależności [ 31 ]:

$$\Theta_m^2 = \left(\frac{\lambda}{2t}\right)^2 m^2 + \alpha_k^2, \quad (2.3.1)$$

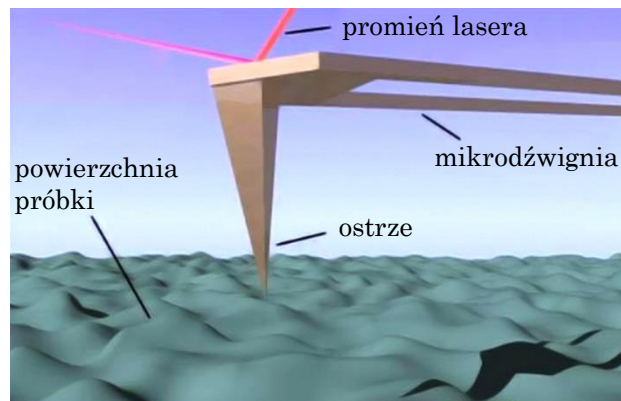
gdzie  $\Theta_m$  oznacza kąt, dla którego występuje lokalne maksimum intensywności promieniowania,  $\lambda$  długość fali promieniowania,  $t$  grubość warstwy,  $m$  rząd danego maksimum intensywności,  $\alpha_k$  kąt krytyczny.

Współcześnie, wzór (2.3.1) jest rzadko stosowany w praktyce eksperymentalnej, gdyż wykorzystując symulacje komputerowe, poza grubością, można dodatkowo wyznaczyć szorstkość oraz gęstość badanej warstwy. W niniejszej pracy do określenia tych parametrów posłużono się oprogramowaniem *Reflectivity* firmy PANalytical.

## 2.4 Mikroskopia sił atomowych (AFM)

Mikroskopia sił atomowych AFM (*Atomic Force Microscopy*) pozwala na uzyskanie obrazu powierzchni ze zdolnością rozdzielczą rzędu ułamków nanometra. Znajduje ona wiele zastosowań w różnych dziedzinach nauki, głównie w fizyce, ale także w biologii i naukach pokrewnych. W przeciwieństwie do skanningowej mikroskopii tunelowej mikroskopia AFM pozwala na badanie powierzchni półprzewodników i izolatorów.

Zasada działania mikroskopu polega na pomiarze ugięcia igły (mikrodźwigni zakończonej ostrzem) podczas skanowania powierzchni próbki (rysunek 2.3). W zależności od wertykalnego położenia swobodnego końca mikrodźwigni odbity od niej promień lasera docierając do fotodetektora ulega podczas pomiaru przesunięciu w górę lub w dół.



Rysunek 2.3 Zasada działania mikroskopu sił atomowych AFM. Źródło:[ 32]

Technika AFM wykorzystuje przyciągające oddziaływanie van der Waalsa pomiędzy atomami ostrza a atomami próbki, oraz krótkozasięgowe oddziaływanie odpychające związane z przekrywaniem się rozkładów ładunków [ 20 ]. W związku z charakterem oddziaływania ostrze – próbka wyróżnia się następujące tryby pracy mikroskopu [ 33 ]:

- Tryb kontaktowy – ostrze igły jest w bezpośrednim kontakcie z próbką. Tu dominują krótkozasięgowe siły odpychające.
- Tryb bezkontaktowy – ostrze znajduje się w odległości od 1 do 10 nm nad powierzchnią próbki. Wykorzystywane są tu siły dalekiego zasięgu, głównie przyciągające siły van der Waalsa, ale też siły elektrostatyczne czy magnetyczne.
- Tryb kontaktu przerywanego – igła wprowadzana jest w drgania i uderza w powierzchnię próbki. Oprócz sił dalekiego zasięgu znaczenie mają siły krótkiego zasięgu. W tym trybie unika się uszkodzeń próbki związanych z tarcieniem i szarpaniem jej powierzchni. Pozwala on również na uzyskanie obrazu fazowego. Kiedy ostrze napotyka obszar o innym składzie chemicznym dochodzi do zmian fazy rejestrowanego oscylacyjnego sygnału w wyniku zmiany oddziaływań pomiędzy atomami ostrza a atomami próbki.

Jednym z głównych, statystycznych parametrów wyznaczanych podczas badań topografii powierzchni cienkich warstw jest

średniokwadratowa szorstkość RMS. Wielkość tą definiuje się jako pierwiastek z wariancji położenia igły:

$$RMS = \sqrt{N^{-1} \sum_{i=1}^N (Z_i - \bar{Z})^2}, \quad (2.4.1)$$

gdzie  $Z_i$  oznacza wartość mierzonego położenia igły,  $\bar{Z}$  średnie położenie,  $N$  ilość zmierzonych położzeń igły. Do wyznaczenia szorstkości RMS posłużono się programem firmy *Gwyddion*.

## 2.5 Magnetometria wibracyjna (VSM)

Magnetometr z wibrującą próbką VSM (*Vibrating Sample Magnetometer*) umożliwia pomiary momentu magnetycznego próbki umieszczonej w zewnętrznym polu magnetycznym. Wprowadzona za pomocą głośnika niskotonowego w drgania próbka staje się źródłem zmiennego w czasie strumienia indukcji magnetycznej, który zgodnie z prawem Faradaya indukuje siłę elektromotoryczną (sygnał napięciowy) w układzie cewek odbiorczych. Wartość siły elektromotorycznej  $\varepsilon$  jest proporcjonalna do momentu magnetycznego  $m$  co wyraża wzór [ 34 ]:

$$\varepsilon = A\omega\mu mg \cos(\omega t), \quad (2.5.1)$$

gdzie  $A$  oznacza amplitudę drgań próbki,  $\omega$  częstości drgań,  $\mu$  przenikalność magnetyczną ośrodka,  $g$  jest czynnikiem geometrycznym zależnym od rozmiaru i położenia próbki względem cewek odbiorczych.

Aby móc wyznaczyć moment magnetyczny badanej próbki wykorzystuje się próbkę wzorcową o znanym momencie i zbliżonym kształcie. Korzystając z proporcjonalności  $\varepsilon \sim m$  moment magnetyczny badanej próbki  $m$  wyraża się wzorem:

$$m = \frac{m_{ref}}{\varepsilon_{ref}} \varepsilon, \quad (2.5.2)$$

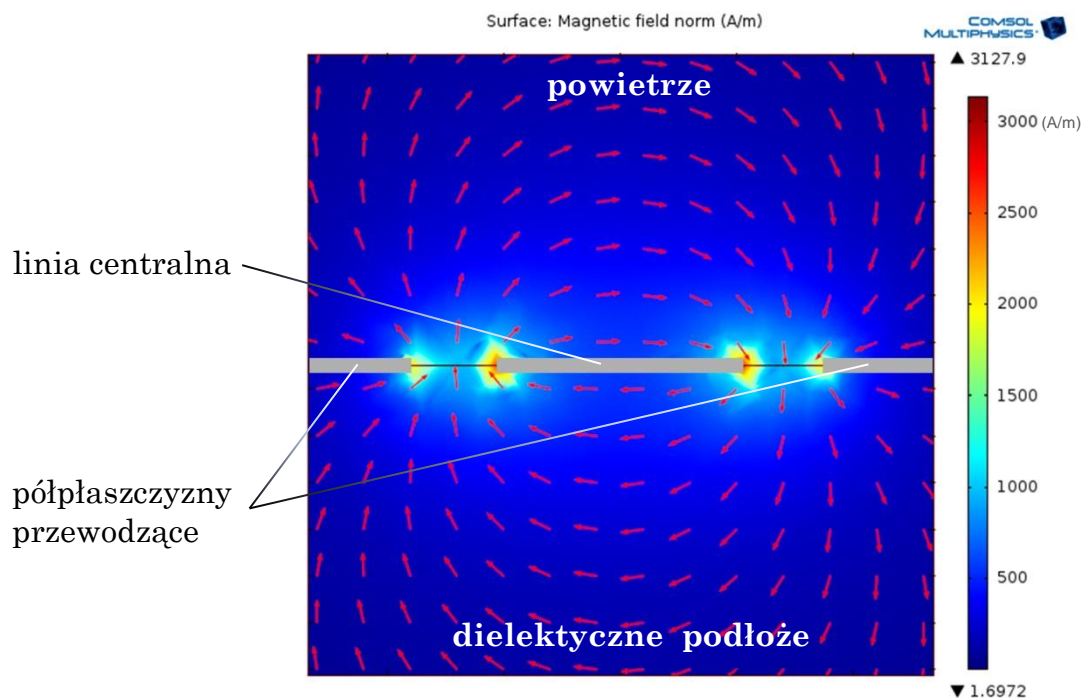
gdzie  $m_{ref}$  oraz  $\varepsilon_{ref}$  oznaczają odpowiednio moment magnetyczny próbki wzorcowej i indukowaną przez ten moment siłę elektromotoryczną.

## 2.6 Szerokopasmowa spektroskopia rezonansu ferromagnetycznego z wykorzystaniem wektorowego analizatora obwodów (VNA-FMR)

Szerokopasmowa spektroskopia rezonansu ferromagnetycznego pozwala badać dynamiczne właściwości magnetyczne. Układ pomiarowy składa się wektorowego analizatora obwodów VNA (*Vector Network Analyzer*), falowodu koplanarnego podłączonego do analizatora VNA przewodami koncentrycznymi oraz elektromagnesu.

Wektorowy analizator obwodów jest źródłem zmiennego prądu o częstotliwości mikrofalowej. Pozwala mierzyć amplitudę oraz fazę prądu wyrażając te wielkości w postaci parametrów macierzy S. Parametr  $S_{11}$ , nazywany również parametrem odbicia, określa stosunek sygnału powracającego do portu 1 do sygnału wychodzącego z portu 1 [ 15 ]. Element  $S_{21}$  określa natomiast stosunek sygnału odbieranego na porcie 2 do sygnału wychodzącego z portu 1. Opisuje on zatem transmisję. Jeśli badany układ jest symetryczny to parametr  $S_{21}$  jest równy parametrowi  $S_{12}$  oraz  $S_{11}$  równy jest parametrowi  $S_{22}$  [ 15 ].

Falowód koplanarny zbudowany jest z przewodzącego centralnego paska oraz dwóch półpłaszczyzn pełniących rolę uziemienia. Przepływający przez linię centralną zmienny prąd elektryczny indukuje zmienne pole magnetyczne o rozkładzie przedstawionym na rysunku 2.4. Falowód koplanarny ułożony jest pomiędzy nabiegunnikami elektromagnesu w taki sposób, aby wektory indukowanego, zmiennego pola magnetycznego były ortogonalne względem stałego zewnętrznego pola magnetycznego, czyli by spełniony był warunek Larmora. Badaną próbkę umieszcza się nad linią centralną falowodu. W warunkach rezonansowej absorpcji indukcyjność falowodu koplanarnego zmienia się, co wpływa na zmianę parametru  $S_{21}$ . Można wykazać, że zmiana  $S_{21}$  opisywana jest, podobnie jak linia absorpcji FMR, funkcją Lorentza [ 15 ].



Rysunek 2.4 Przekrój poprzeczny rozkładu pola magnetycznego w falowodzie koplanarnym. Strzałkami oznaczono lokalny kierunek pola magnetycznego, natomiast kolory oznaczają natężenie lokalnego, mikrofalowego pola magnetycznego. Źródło: opracowanie własne na podstawie symulacji wykonanych w programie *Comsol Multiphysics*

Pomiary rezonansu ferromagnetycznego przeprowadza się poprzez ustalenie wybranej, stałej częstotliwości prądu i zmianę natężenia zewnętrznego pola magnetycznego. W warunkach rezonansu próbka pochłania część energii pola elektromagnetycznego indukowanego w falowodzie koplanarnym co prowadzi do zmniejszonej transmisji i poprzez zmiany parametru  $S_{21}$  (lub  $S_{12}$ ) obserwuje się sygnał absorpcji rezonansu ferromagnetycznego.



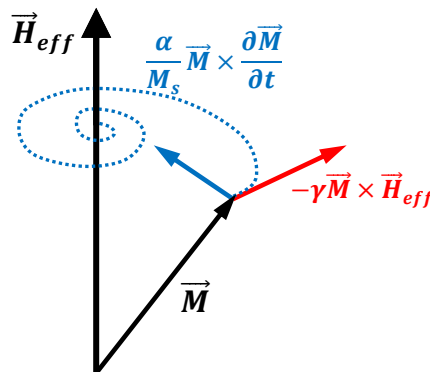
### 3. Model dynamiki namagnesowania

#### 3.1 Fenomenologiczny model dynamiki namagnesowania

Ewolucję czasową wektora namagnesowania w materiale ferromagnetycznym opisuje równanie Landaua-Lifszycy-Gilberta:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \quad (3.1.1)$$

gdzie  $\vec{M}$  oznacza namagnesowanie, czyli moment magnetyczny na jednostkę objętości ( $\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V}$ ),  $t$  czas,  $\gamma$  współczynnik żyromagnetyczny,  $\vec{H}_{eff}$  efektywne pole magnetyczne,  $\alpha$  współczynnik tłumienia Gilberta,  $M_s$  namagnesowanie nasycenia.



Rysunek 3.1 Precesja wektora momentu magnetycznego  $\vec{M}$  wokół wektora efektywnego pola magnetycznego  $\vec{H}_{eff}$ . Źródło: opracowanie własne

Pierwszy człon równania (3.1.1) opisuje moment siły wywołujący precesję namagnesowania, natomiast drugi człon – powrót wektora  $\vec{M}$  do kierunku pola  $\vec{H}_{eff}$  po ustaniu zaburzenia wywołującego precesję. Pole  $\vec{H}_{eff}$  zdefiniowane jest jako pochodna cząstkowa energii swobodnej  $F$  po wektorze  $\vec{M}$  [ 15]:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial F}{\partial \vec{M}}. \quad (3.1.2)$$

Jedną z metod rozwiązywania równania (3.1.1) jest sposób zaproponowany przez Smita i Beljersa [ 35 ]. Częstość rezonansową  $\omega_r$  można wyrazić w postaci pochodnych cząstkowych energii swobodnej:

$$\left(\frac{\omega_r}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2 \sin^2 \theta_M} \left[ \frac{\partial^2 F}{\partial \phi_M^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta_M^2} - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \phi_M \partial \theta_M} \right)^2 \right], \quad (3.1.3)$$

gdzie  $\phi_M$  jest kątem azymutalnym a  $\theta_M$  kątem biegunowym wektora  $\vec{M}$  w biegunowym układzie współrzędnych.

Fenomenologiczne wyrażenie na energię swobodną składa się z energii Zeemana  $f_{Zee}$ , energii odmagnesowania  $f_{odm}$  oraz energii anizotropii magnetokrystalicznej  $f_{ani}$ :

$$F = f_{Zee} + f_{odm} + f_{ani} . \quad (3.1.4)$$

Energia Zeemana określa oddziaływanie jednorodnego, zewnętrznego pola magnetycznego  $\vec{H}$  z wektorem  $\vec{M}$ :

$$f_{Zee} = -\vec{H} \cdot \vec{M} = -H M \cos(\xi) , \quad (3.1.5)$$

gdzie  $\xi$  jest kątem zawartym pomiędzy wektorami  $\vec{H}$  i  $\vec{M}$ .

Energia odmagnesowania jest przejawem oddziaływań magnetostatycznych i jest związana z kształtem ferromagnetyka. Wyraża się ona wzorem:

$$f_{odm} = 2\pi \vec{M} \cdot \hat{N} \vec{M} , \quad (3.1.6)$$

gdzie  $\hat{N}$  jest tensorem odmagnesowania o wymiarze 3x3. Gdy próbka jest w kształcie cienkiej równoległociennej płytki leżącej płaszczyźnie xy, wtedy tensor  $\hat{N}$  przyjmuje postać:

$$\hat{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 4\pi \end{pmatrix} . \quad (3.1.7)$$

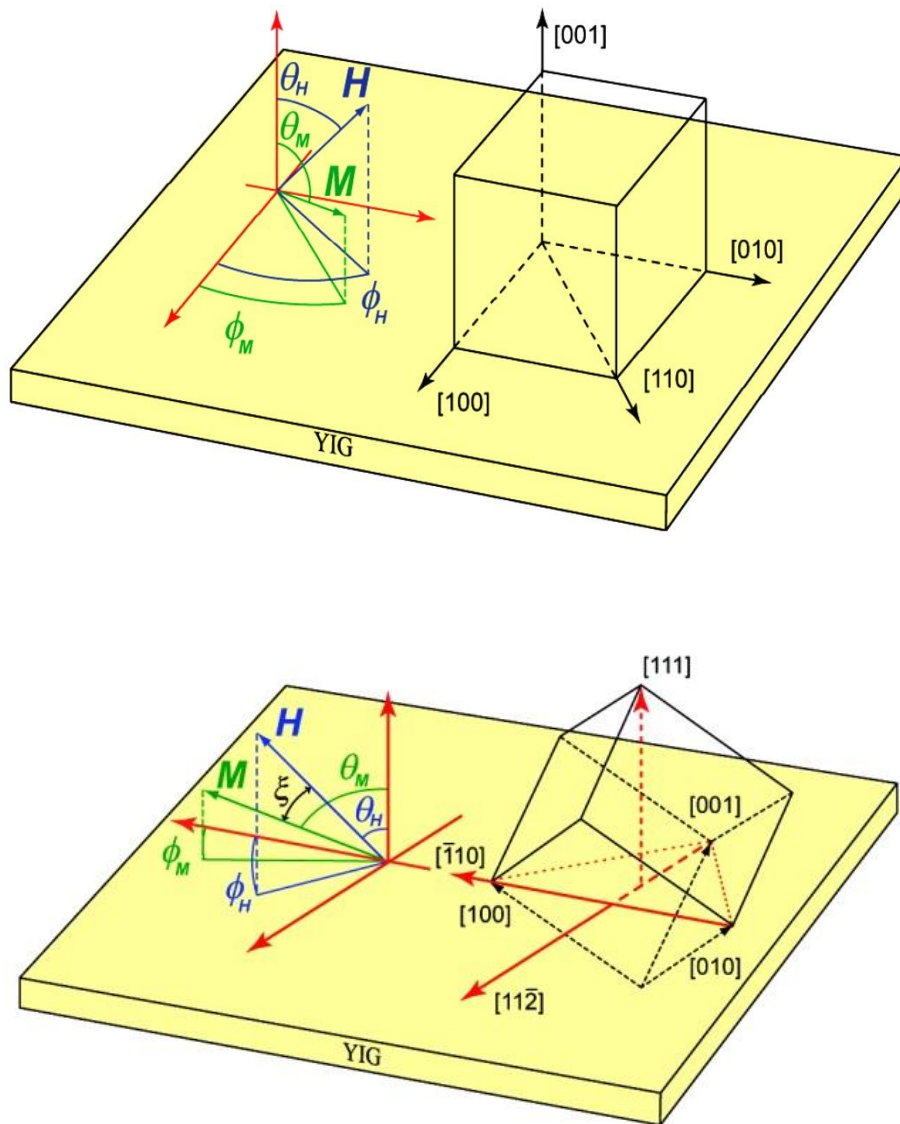
Energia anizotropii  $f_{ani}$  związana jest ze strukturą krystaliczną badanego materiału. Dla cienkich warstw granatu YIG przyjmuje się, że  $f_{ani}$  składa się z dwóch członów – energii anizotropii jednoosiowej  $f_u$  oraz energii anizotropii kubicznej  $f_k$  [ 23 ]:

$$f_{ani} = f_u + f_k, \quad (3.1.8)$$

$$f_u = K_u \sin^2 \theta_M, \quad (3.1.9)$$

$$f_k = K_k (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2), \quad (3.1.10)$$

gdzie  $K_u$  oznacza stałą anizotropii jednoosiowej,  $K_k$  stałą anizotropii kubicznej,  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  oznaczają kosinusy kierunkowe wektora  $\vec{M}$  względem kierunków krystalograficznych komórki elementarnej.



Rysunek 3.2 Orientacja komórek krystalograficznych granatu YIG (001) oraz (111). Źródło: [ 16, 17 ]

Postać kosinusów kierunkowych zależy od orientacji komórki krystalograficznej względem płaszczyzny warstwy. Przyjmując układ współrzędnych przedstawiony na rysunku 3.2 są one równe:

dla orientacji (001):

$$\alpha_1 = \sin\theta_M \cos\phi_M , \quad (3.1.11)$$

$$\alpha_2 = \sin\theta_M \sin\phi_M , \quad (3.1.12)$$

$$\alpha_3 = \cos\theta_M , \quad (3.1.13)$$

natomiast dla orientacji (111) [ 36 ]:

$$\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \cos\theta_M + \sqrt{2} \sin\theta_M \cos\phi_M \right) , \quad (3.1.14)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \cos\theta_M + \sqrt{2} \sin\theta_M \cos \left( \phi_M - \frac{2}{3}\pi \right) \right) , \quad (3.1.15)$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \cos\theta_M + \sqrt{2} \sin\theta_M \cos \left( \phi_M - \frac{4}{3}\pi \right) \right) . \quad (3.1.16)$$

Aby określić kąty  $\theta_M$  i  $\phi_M$  należy skorzystać z warunków równowagi określonych przez minimum energii swobodnej  $F$ :

$$\frac{\partial F}{\partial \theta_M} = 0 , \quad (3.1.17)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \phi_M} = 0 . \quad (3.1.18)$$

Podstawiając wyrażenia (3.1.4 - 3.1.16) do wzoru (3.1.3) można wyprowadzić zależność częstotliwości od pola rezonansowego w charakterystycznych, mierzonych eksperymentalnie konfiguracjach. W celu otrzymania formuł analitycznych podczas obliczeń przyjmuje się, że  $\theta_M = \theta_H$  oraz  $\phi_M = \phi_H$ . Takie założenie można poczynić kiedy natężenie zewnętrznego pola magnetycznego w warunkach rezonansu jest większe od sumy pól anizotropii działających na wektor namagnesowania. Ze względu na złożoność obliczeń, rachunki przeprowadzono wykorzystując program *Mathematica*. Otrzymano następujące wyrażenia:

### Dla warstw o orientacji krystalograficznej (111)

Konfiguracja w płaszczyźnie  $\vec{H} \parallel (\bar{1}10)$ ,  $\theta_H = 90^\circ$ ,  $\phi_H = 0^\circ$

$$\begin{aligned} f &= \frac{\mu_B}{h} g_{(\bar{1}10)} \sqrt{H_r \left( H_r - H_u^* - \frac{1}{2} H_k \right)} \\ &= \frac{\mu_B}{h} g_{(\bar{1}10)} \sqrt{H_r \left( H_r + 4\pi M_{eff}^{\parallel} \right)}, \end{aligned} \quad (3.1.19)$$

Konfiguracja prostopadła  $\vec{H} \parallel (111)$ ,  $\theta_H = 0^\circ$

$$\begin{aligned} f &= \frac{\mu_B}{h} g_{(111)} \left( H_r + H_u^* - \frac{2}{3} H_k \right) \\ &= \frac{\mu_B}{h} g_{(111)} \left( H_r - 4\pi M_{eff}^{\perp} \right), \end{aligned} \quad (3.1.20)$$

### Dla warstw o orientacji krystalograficznej (001)

Konfiguracja w płaszczyźnie  $\vec{H} \parallel (100)$ ,  $\theta_H = 90^\circ$ ,  $\phi_H = 0^\circ$

$$f = \frac{\mu_B}{h} g_{(100)} \sqrt{(H_r - H_u^* + H_k)(H_r + H_k)}, \quad (3.1.21)$$

Konfiguracja prostopadła  $\vec{H} \parallel (001)$ ,  $\theta_H = 0^\circ$

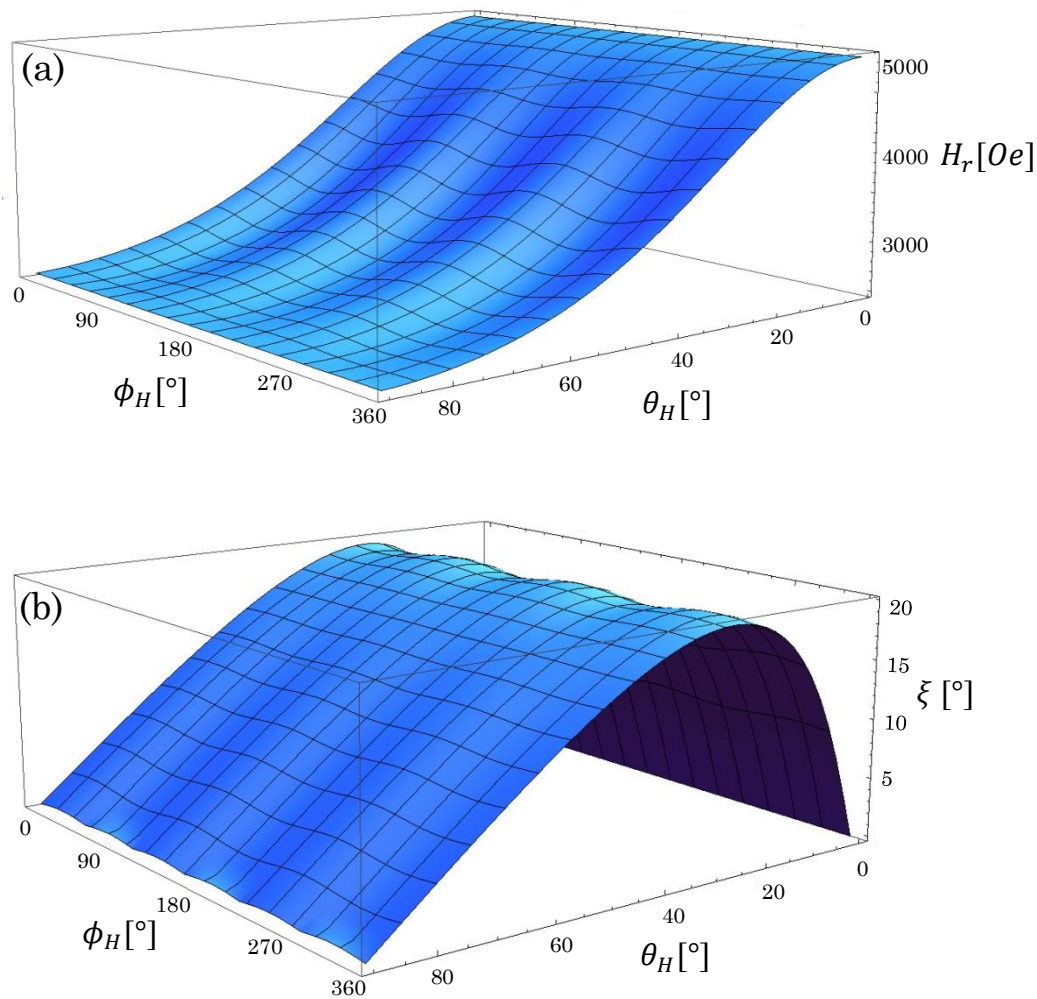
$$\begin{aligned} f &= \frac{\mu_B}{h} g_{(001)} (H_r + H_u^* + H_k) \\ &= \frac{\mu_B}{h} g_{(001)} \left( H_r - 4\pi M_{eff}^{\perp} \right), \end{aligned} \quad (3.1.22)$$

gdzie  $f$  oznacza częstotliwość,  $\mu_B$  magneton Bohra,  $h$  stałą Plancka,  $g$  współczynnik rozszczepienia spektroskopowego,  $H_r$  wartość pola rezonansowego,  $H_u^*$ ,  $H_k$  oznaczają pola efektywnej anizotropii jednoosiowej oraz anizotropii kubicznej, które są związane ze stałymi anizotropii magnetokrystalicznej  $K_u$  i  $K_k$  (wzory 3.1.9 i 3.1.10). Pola anizotropii są równe:

$$H_u^* = \frac{2K_u}{M_S} - 4\pi M_S, \quad (3.1.23)$$

$$H_k = \frac{2K_k}{M_S}. \quad (3.1.24)$$

Pomiary zależności częstotliwości  $f$  od pola rezonansowego  $H_r$  umożliwiają zatem wyznaczenie współczynnika rozszczepienia spektroskopowego  $g$  oraz namagnesowania efektywnego  $M_{eff}$  zawierającego przyczynki od pól anizotropii. Jednakże, tylko w przypadku pomiaru warstw o orientacji (001) w konfiguracji *w płaszczyźnie* (wzór 3.1.21) możliwe jest określenie zarówno wartości pola efektywnej anizotropii jednoosiowej jak i pola anizotropii kubicznej.



Rysunek 3.3 Kątowe zależności pola rezonansowego (a) i kąta  $\xi$  zawartego pomiędzy wektorami  $\vec{H}$  i  $\vec{M}$  (b) dla warstw YIG o orientacji (111) przy częstotliwości 10 GHz. Przy obliczeniach przyjęto następujące wartości:  $H_u^* = -1670$  Oe,  $H_k = -85$  Oe,  $g = 2.01$ ,  $H = 2480$  Oe. Źródło: opracowanie własne

Aby wyznaczyć pola anizotropii dla warstw o orientacji (111) wykonuje się pomiary pola rezonansowego w funkcji kąta azymutalnego  $H_r(\phi_H)$ .

Na rysunku 3.3(a) przedstawiono numeryczne obliczenia kątowych zależności pola  $H_r$  dla tablicowych parametrów granatu YIG uwzględniając warunki równowagowe (3.1.17) i (3.1.18). Charakterystyczne oscylacje pola rezonansowego występują, gdy kąt biegunowy  $\theta_H$  zawiera się w przedziale  $25^\circ < \theta_H < 60^\circ$ . Należy zauważyć, że w tym przedziale kąt  $\xi$  zawarty pomiędzy wektorami  $\vec{H}$  i  $\vec{M}$  wynosi powyżej  $10^\circ$  (rysunek 3.3(b)) przez co przy dopasowywaniu danych eksperymentalnych do modelu konieczne jest uwzględnienie warunków równowagi (3.1.17) i (3.1.18).

## 3.2 Analiza szerokości linii rezonansowej

Analiza szerokości linii rezonansowej umożliwia przede wszystkim określenie tłumienia precesji namagnesowania wyrażonego współczynnikiem  $\alpha$  w równaniu (3.1.1). Do jego wyznaczenia powszechnie stosuje się formułę Heinricha, w której szerokość połówkowa linii rezonansowej  $\Delta H$  jest liniową funkcją częstotliwości mikrofalowej  $f$  [ 37 ]:

$$\Delta H = \frac{4\pi\alpha}{\gamma} f + \Delta H_0 , \quad (3.2.1)$$

gdzie pierwszy człon opisuje tłumienie Gilberta, a człon  $\Delta H_0$  związany jest z obecnością niejednorodności magnetycznych w badanym materiale [ 10 ]. Wyrażona poprzez wzór (3.2.1) szerokość linii rezonansowej  $\Delta H$  charakteryzuje tzw. wewnętrzne (pierwszy człon) i zewnętrzne (drugi człon) procesy dyssypacji energii układu spinów do sieci krystalograficznej, które wynikają z właściwości danego materiału. W przypadku granatu YIG, orbitalny moment magnetyczny jonów żelaza wynosi zero ( $L=0$ ), przez co oddziaływanie układu spinów z fononami jest bardzo słabe i obserwowane są wąskie linie rezonansowe. W konsekwencji współczynnik  $\alpha$  jest również bardzo mały i może wynosić nawet  $\alpha \approx 3 \times 10^{-5}$  [ 38 ].

Na szerokość linii rezonansowej mają również wpływ tzw. procesy zewnętrzne jak na przykład rozpraszanie dwumagnonowe. Jak podają Arias i Mills tego typu proces zachodzi, kiedy jednorodny mod rezonansowy

o wektorze falowym  $k = 0$  rozprasza się w mod zdegenerowany – falę spinową – o tej samej energii i niezerowym wektorze falowym  $k \neq 0$  [ 39 ]. Schematycznie proces ten przedstawiono na rysunku 3.4(b). Kiedy wektor namagnesowania leży w płaszczyźnie warstwy, zależność dyspersyjna fal spinowych składa się z niezależnego od  $k$  członu rezonansowego oraz dwóch członów zależnych od  $k$  – kwadratowego i liniowego o przeciwnym znaku [ 39 ]:

$$\omega^2(k_{||}) = \gamma^2 H(H + 4\pi M_{eff}) - 2\pi\gamma^2 (H - (H + 4\pi M_{eff})\sin^2\varphi_k)M_s t k_{||} + \gamma^2(2H + 4\pi M_{eff})D k_{||}^2, \quad (3.2.2)$$

gdzie  $\varphi_k$  oznacza kąt pomiędzy wektorem falowym a wektorem namagnesowania,  $M_s$  oznacza namagnesowanie nasycenia,  $t$  grubość warstwy,  $D$  stałą sztywności.

Sytuacja zmienia się, gdy pole magnetyczne jest przyłożone prostopadle do płaszczyzny warstwy. Zależność dyspersyjna przybiera wtedy postać:

$$\omega^2(k_{||}) = \gamma^2 H(H + 4\pi M_{eff}) + 2\gamma^2 (H - 4\pi M_{eff})(\pi M_s t k_{||} + D k_{||}^2). \quad (3.2.3)$$

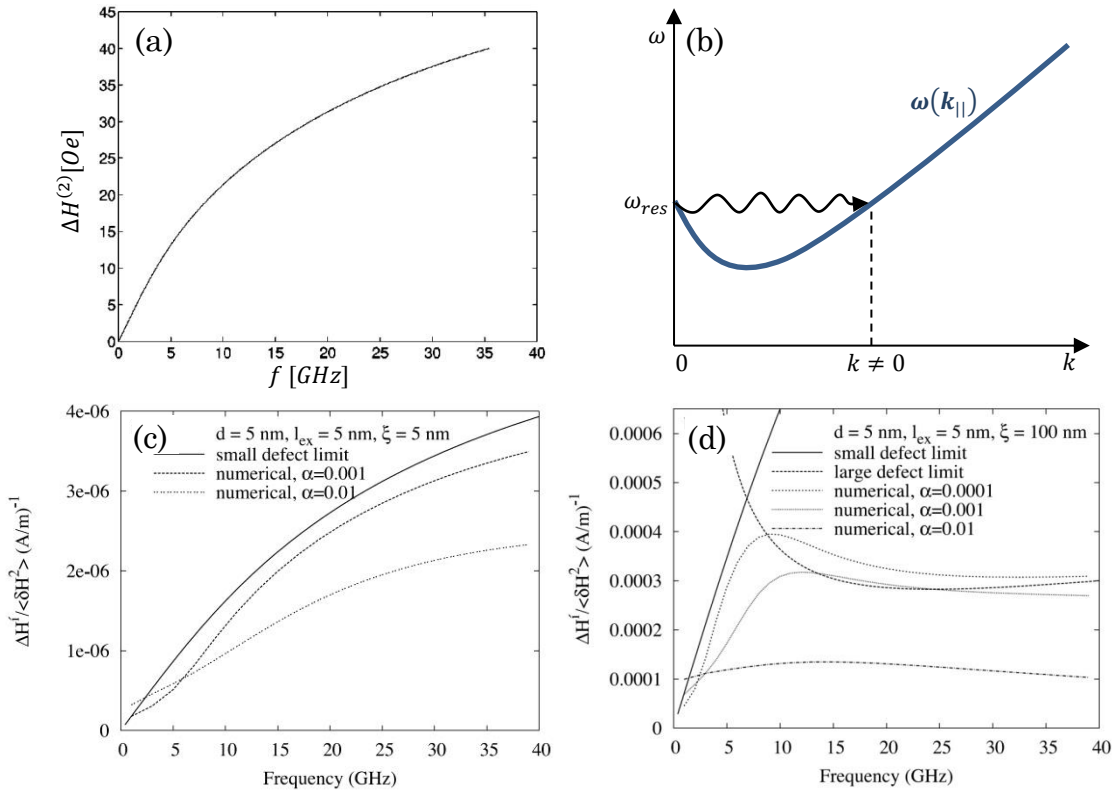
W tym przypadku częstotliwość rezonansowa leży poniżej zależności dyspersyjnej i mod jednorodny nie jest zdegenerowany z modami  $k_{||} \neq 0$ .

Czynnikami wywołującym mechanizm rozpraszania dwumagnonowego są defekty powierzchniowe, przez co procesy te uwidaczniają się zwłaszcza w przypadku cienkich warstw, dla których stosunek powierzchni do objętości jest duży. Obecność defektów wprowadza zmiany w energii Zeemana, odmagnesowania oraz w energii anizotropii powierzchniowej, które obserwuje się w postaci poszerzenia linii rezonansowej. Według modelu Ariasa i Millsa, dodatkowy przyczynek do szerokości linii rezonansowej pochodzący od procesów rozpraszania dwumagnonowego wyraża się wzorem [ 39 ]:

$$\Delta H^{(2)} = \Gamma \arcsin \sqrt{\frac{\sqrt{\gamma^2 M_{eff}^2 + f^2} - \gamma M_{eff}}{\sqrt{\gamma^2 M_{eff}^2 + f^2} + \gamma M_{eff}}}, \quad (3.2.4)$$



gdzie stała  $\Gamma$  określa intensywność (*strength*) procesów rozpraszania dwumagnonowego i zależy od szorstkości powierzchni badanego materiału,  $\gamma$  oznacza współczynnik żyromagnetyczny,  $M_{eff}$  namagnesowanie efektywne,  $f$  częstotliwość mikrofalową. Przykładowy kształt zależności (3.2.4) przedstawiono na rysunku 3.4(a).



Rysunek 3.4 Wpływ procesów rozpraszania na szerokość linii rezonansowej: (a) Zależność  $\Delta H^{(2)}(f)$  wg Ariasa i Millsa [ 39 ]; (b) Proces rozpraszania modu jednorodnego precesji w zdegenerowany o  $k \neq 0$ ; Zależność  $\Delta H^{(2)}(f)$  w granicy małych (c) i dużych (d) defektów wg McMichaela i Krivosika [ 40 ].

Teoretyczne rozważania nad procesami rozpraszania dwumagnonowego prowadzili również McMichael i Krivosik [ 40 ]. Autorzy wykonali obliczenia numeryczne zależności szerokości linii rezonansowej od częstotliwości uwzględniając wielkość defektów oraz parametr tłumienia  $\alpha$ . W granicy małych defektów otrzymali oni zbieżny wynik z pracą Ariasa i Millsa (rysunek 3.4(a) i (c)), natomiast w granicy dużych defektów zależność  $\Delta H^{(2)}(f)$  przybiera odmienną, niemonotoniczną postać (rysunek 3.4(d)). Brak formuł analitycznych dla otrzymanych zależności  $\Delta H^{(2)}(f)$

uniemożliwia jednak dopasowanie danych doświadczalnych do zaproponowanego przez autorów modelu.

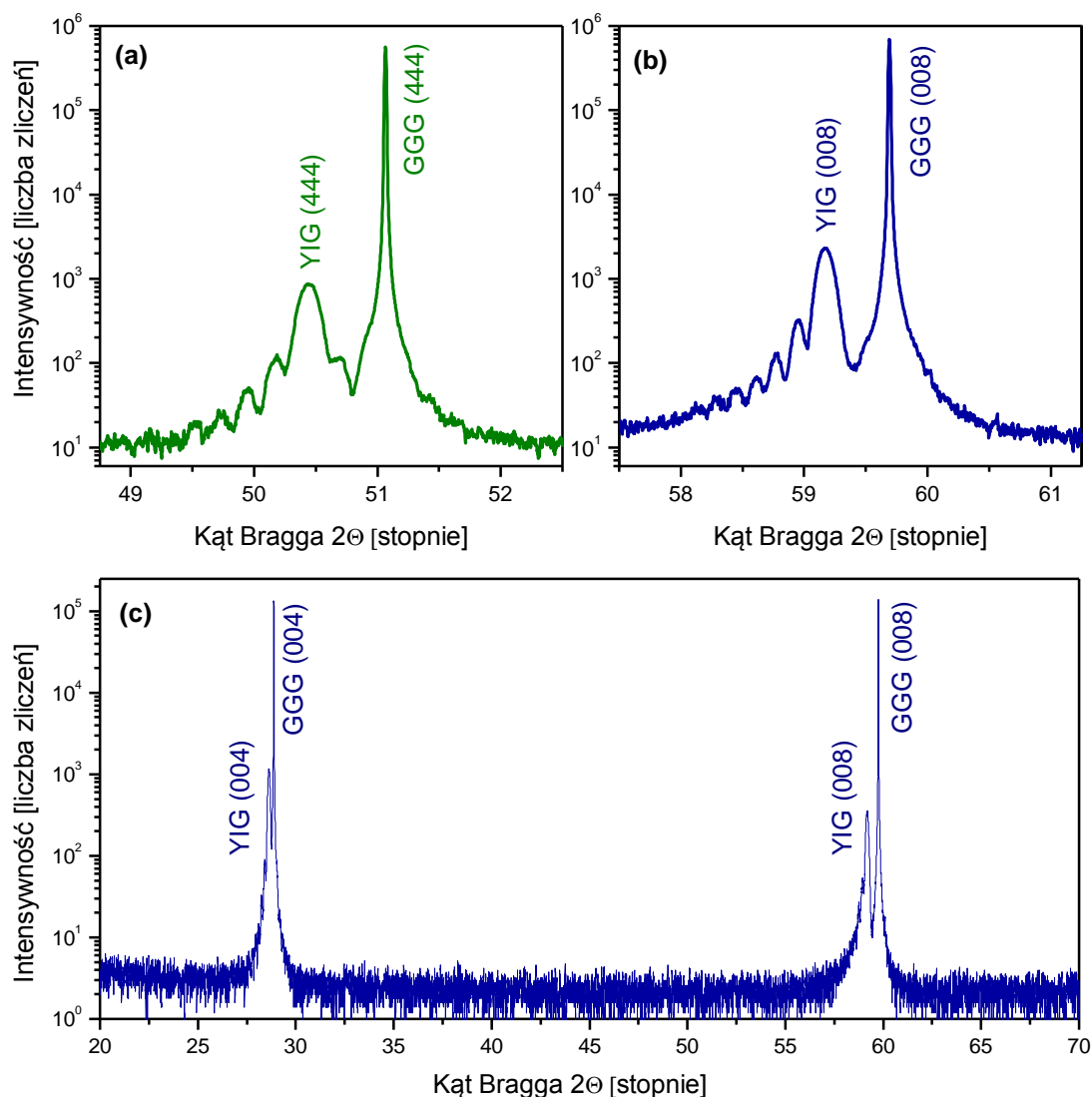
## 4. Wyniki pomiarów i ich dyskusja

### 4.1 Charakterystyka struktury krystalograficznej warstw YIG przy pomocy dyfrakcji rentgenowskiej

W celu zbadania struktury krystalograficznej wytworzonych warstw granatu itrowo-żelazowego YIG przeprowadzono pomiary dyfrakcji rentgenowskiej XRD. Pozwoliło to na określenie charakteru wzrostu warstw - orientacji komórek krystalograficznych względem podłoża oraz na wyznaczenie stałych sieciowych. Ponadto, metoda ta umożliwiła wyznaczenie tzw. koherentnej grubości warstw.

Na rysunku 4.1 przedstawiono widmo dyfrakcji rentgenowskiej XRD dwóch warstw YIG osadzanych na podłożach granatu gadolinowo-galowego  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GGG) o orientacji krystalograficznej (111) oraz (001). W przypadku obu próbek obserwuje się małe szerokości (poniżej  $0,4^\circ$ ) oraz znaczne intensywności refleksów, które świadczą o wysokim uporządkowaniu strukturalnym warstw.

Identyfikację uzyskanych maksimów dyfrakcyjnych wykonano na podstawie karty krystalograficznej dyfraktogramów proszkowych (Załącznik 1.). Obserwowane refleksy dyfrakcyjne warstwy i podłoża pochodzą od płaszczyzn krystalograficznych określonych tym samym wskaźnikiem Millera. Ich identyfikacja pozwoliła na wyznaczenie stałych sieci warstw YIG oraz podłoży GGG zgodnie z zależnościami (2.2.2) i (2.2.1). Stałe sieciowe określone na podstawie badań rentgenowskich XRD zawarto w tabeli 4.1. Uzyskane wartości stałych sieci warstw i podłoży są bliskie wartościom tablicowym odpowiadającym materiałom objętościowym. Nieznacznie większe wartości stałej sieci warstw YIG mogą wskazywać na romboedryczną dystorsję komórek elementarnych spowodowaną zmniejszeniem liczby jonów żelaza w stosunku do liczby jonów itru [ 23, 41 ].



Rysunek 4.1 Dyfraktogramy rentgenowskie warstw YIG osadzanych na podłożach o orientacji krystalograficznej (111) (a) oraz (001) (b) i (c). Źródło: badania własne

Dla warstwy YIG (001) przeprowadzono dodatkowo pomiar w szerokim zakresie kąta  $\theta$ , od 20° do 70° (Rysunek 4.1(c)). Brak refleksów innych niż (004) i (008) świadczy o epitaksjalnym wzroście warstw jak i o tym, że podczas ich wzrostu nie wytworzyły się inne fazy, jak np. tlenek żelaza  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  czy tlenek itru  $\text{Y}_2\text{O}_3$ .

Tabela 4.1 Wyniki pomiarów dyfrakcji rentgenowskiej XRD. Źródło: badania własne

<b>Podłoże</b>	<b>GGG (111)</b>	<b>GGG (001)</b>
Kąt Bragga $2\Theta$	$51,065421^\circ \pm 0,000028^\circ$ refleks poch. od płaszczyzny (444)	$59,691761^\circ \pm 0,000025^\circ$ refleks poch. od płaszczyzny (008)
Stała sieci	$12,3912 \text{ \AA} \pm 0,0007 \text{ \AA}$	$12,3922 \text{ \AA} \pm 0,0005 \text{ \AA}$
Wartość tablicowa stałej sieci GGG [ 41 ]	$12,383 \text{ \AA}$	
<b>Warstwa</b>	<b>YIG (111)</b>	<b>YIG (001)</b>
Kąt Bragga $2\Theta$	$50,44319^\circ \pm 0,00018^\circ$ refleks poch. od płaszczyzny (444)	$59,17274^\circ \pm 0,00018^\circ$ refleks poch. od płaszczyzny (008)
Stała sieci	$12,534 \text{ \AA} \pm 0,005 \text{ \AA}$	$12,491 \text{ \AA} \pm 0,004 \text{ \AA}$
Wartość tablicowa stałej sieci YIG [ 42 ]	$12,376 \text{ \AA}$	
Kąty Bragga $2\Theta$ dla maksimum oscylacji Lauego	$50,1807^\circ \pm 0,0007^\circ$	$58,95197^\circ \pm 0,00024^\circ$
	$49,9466^\circ \pm 0,0008^\circ$	$58,7734^\circ \pm 0,0004^\circ$
	$49,7311^\circ \pm 0,0017^\circ$	$58,6142^\circ \pm 0,0006^\circ$
	$49,5234^\circ \pm 0,0013^\circ$	$58,4514^\circ \pm 0,0010^\circ$
Koherentna grubość warstwy $\bar{t}_{koh}$	$45 \text{ nm} \pm 6 \text{ nm}$	$60 \text{ nm} \pm 7 \text{ nm}$

Wokół głównych maksimum dyfrakcyjnych warstw YIG zaobserwowano ponadto szereg mniej intensywnych refleksów zwanych oscylacjami Lauego. Pojawiają się one w wyniku interferencji promieniowania rentgenowskiego rozproszonego przez  $N$ , równoodległych płaszczyzn krystalograficznych [ 44, 45 ]. Oscylacje Lauego są tym samym miarą pseudomorficznego wzrostu warstw i świadczą o ich krystalicznej jednorodności. Odległość pomiędzy poszczególnymi refleksami satelitarnymi dana jest zależnością [ 44 ]:

$$|\sin \Theta_i - \sin \Theta_{i+1}| = \frac{\lambda}{2Na} = \frac{\lambda}{2t_{koh}}, \quad (4.1.1)$$

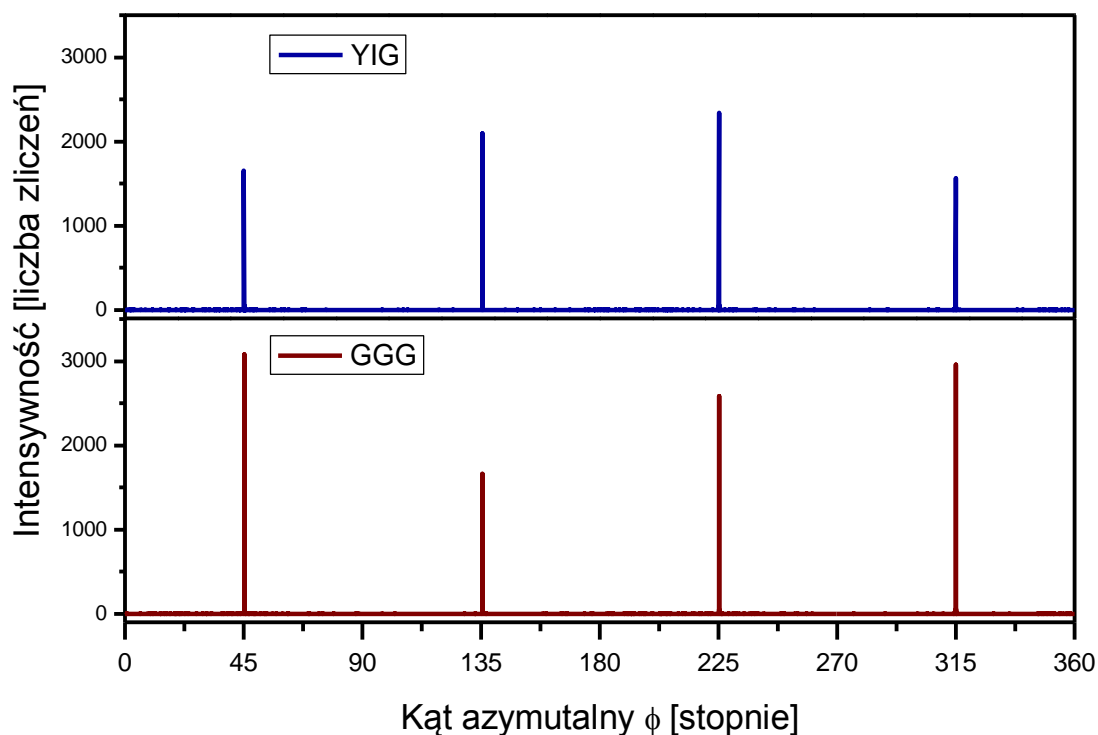
gdzie  $\Theta_i$  oznacza kąt  $i$ -tego refleksu Lauego,  $\lambda$  długość fali promieniowania rentgenowskiego,  $a$  odległość pomiędzy równoodległymi płaszczyznami,  $t_{koh}$

koherentną grubość warstwy. Średnia koherentna grubość warstwy wynosi zatem:

$$\bar{t}_{koh} = \frac{\lambda}{2(n-1)} \sum_{i=1}^n |\sin \Theta_i - \sin \Theta_{i+1}|^{-1}, \quad (4.1.2)$$

gdzie  $n$  oznacza liczbę obserwowanych maksimów oscylacji Lauego.

Wyznaczone na podstawie wzoru (4.1.2) grubości warstw  $\bar{t}_{koh}$  przedstawiono w tabeli 4.1. Chociaż są one określone z ponad 10 % błędem, to odpowiadają przewidywanym wartościom, oszacowanym przed procesem nanoszenia (tabela 2.1). Bardziej precyzyjnych wartości grubości dostarczają badania dyfrakcji niskokątowej.



Rysunek 4.2 Dyfraktogram rentgenowski warstwy YIG i podłoża GGG (001) przedstawiający skan po kącie azymutalnym. Źródło: badania własne

Powyższe wyniki pomiarów rentgenowskich pozwoliły określić teksturę w kierunku prostopadłym do płaszczyzny warstwy. Nie dostarczyły jednak informacji na temat uporządkowania komórek elementarnych w płaszczyźnie. Do wyznaczenia orientacji komórek warstwy względem komórek podłoża wykonano pomiary XRD w funkcji kąta azymutalnego  $\phi$

dla granatu YIG (001) zgodnie z procedurą opisaną w rozdziale 2.2. Wyniki pomiaru przedstawiono na rysunku 4.2. Wzajemne położenie refleksów dyfrakcyjnych świadczy o tym, że ułożenie komórek elementarnych warstwy YIG odpowiada orientacji komórek podłoża GGG.

Przedstawione powyżej wyniki badań dyfrakcji XRD pozwalają jednoznacznie stwierdzić, że zastosowane parametry wzrostu warstw metodą impulsowego osadzania laserowego umożliwiają uzyskiwanie epitaksjalnych warstw granatu YIG.

## 4.2 Charakteryzacja warstw YIG przy pomocy reflektometrii rentgenowskiej

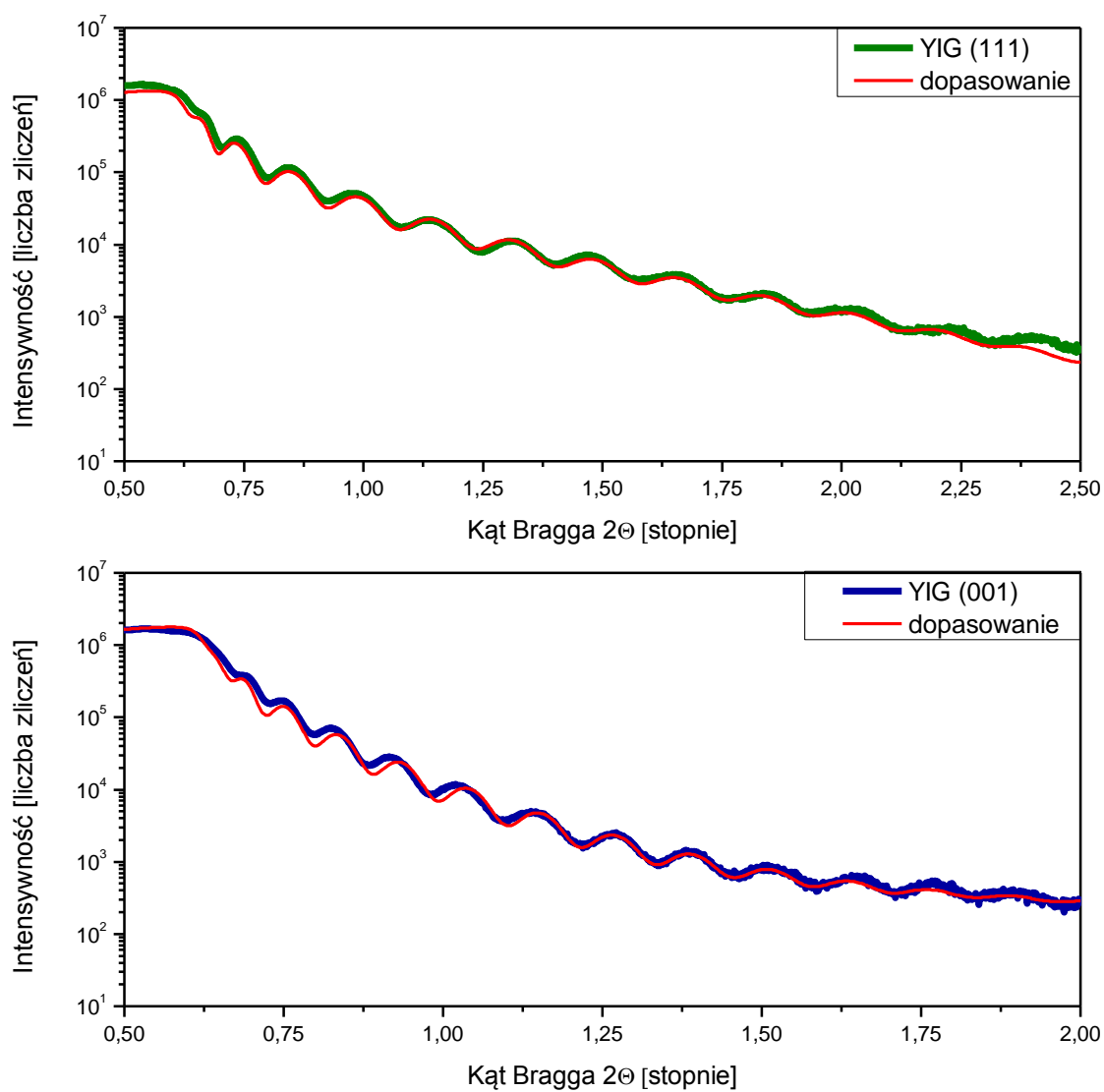
Na rysunku 4.3. przedstawiono wyniki pomiarów reflektometrii rentgenowskiej. Dopasowania do danych eksperymentalnych pozwoliły na określenie grubości, szorstkości oraz gęstości warstw z dużą dokładnością. Wielkości te zestawiono w tabeli 4.2.

Tabela 4.2 Wyniki pomiarów dyfrakcji niskokątowej XRR. Źródło: badania własne

Warstwa	YIG (111)	YIG (001)
Grubość warstwy	46,1 nm ± 0,5 nm	60,0 nm ± 1,0 nm
Szorstkość warstwy	0,826 nm ± 0,010 nm	2,409 nm ± 0,014 nm
Gęstość warstwy	$5,137 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \pm 0,013 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$5,083 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \pm 0,028 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Wartość tablicowa gęstości YIG [ 44 ]	$5,172 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	

Wyznaczone grubości warstw bardzo dobrze odpowiadają grubościom określonym na podstawie oscylacji Lauego (tabela 4.1). Również ich gęstość jest bliska wartościom tablicowym. Uwagę zwraca jednak dość wysoka szorstkość powierzchni warstw granatu YIG, bowiem typowe wartości

dla warstw o gładkiej powierzchni są mniejsze niż 0,5 nm [ 19, 27, 28 ]. Aby zweryfikować tą wielkość, wykonano pomiary mikroskopem AFM, które przedstawiono w kolejnym rozdziale pracy.



Rysunek 4.3 Widmo dyfrakcji niskokątowej XRR warstw YIG o orientacji krystalograficznej (111) oraz (001). Źródło: badania własne



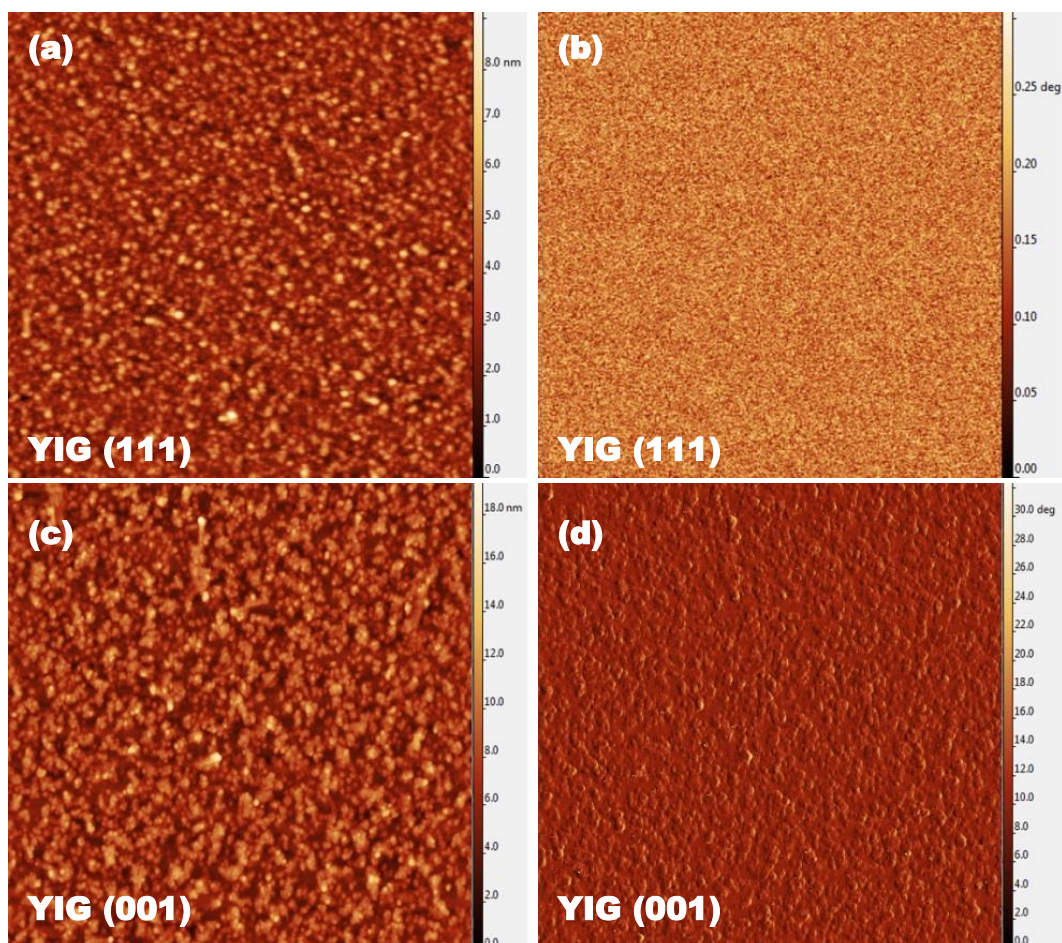
### 4.3 Charakterystyka powierzchni warstw YIG przy pomocy mikroskopii sił atomowych

Na rysunku 4.4 przedstawiono uzyskane obrazy topograficzne oraz kontrast fazowy badanej powierzchni warstw YIG o rozmiarze  $3 \times 3 \mu\text{m}$ . Obraz morfologii powierzchni potwierdza wnioski o znacznej szorstkości wyznaczonej metodą reflektometrii XRR. Wyznaczone na podstawie wzoru (2.4.1) wartości średniokwadratowej szorstkości zestawiono w tabeli 4.3. Dobrze odpowiadają one wartościom uzyskanym na podstawie pomiarów dyfrakcji XRR (tabela 4.2).

Tabela 4.3 Wyniki pomiarów uzyskane przy pomocy mikroskopu sił atomowych AFM. Źródło: badania własne

Warstwa	YIG (111)	YIG (001)
Średniokwadratowa szorstkość warstwy	0,925 nm	2,17 nm

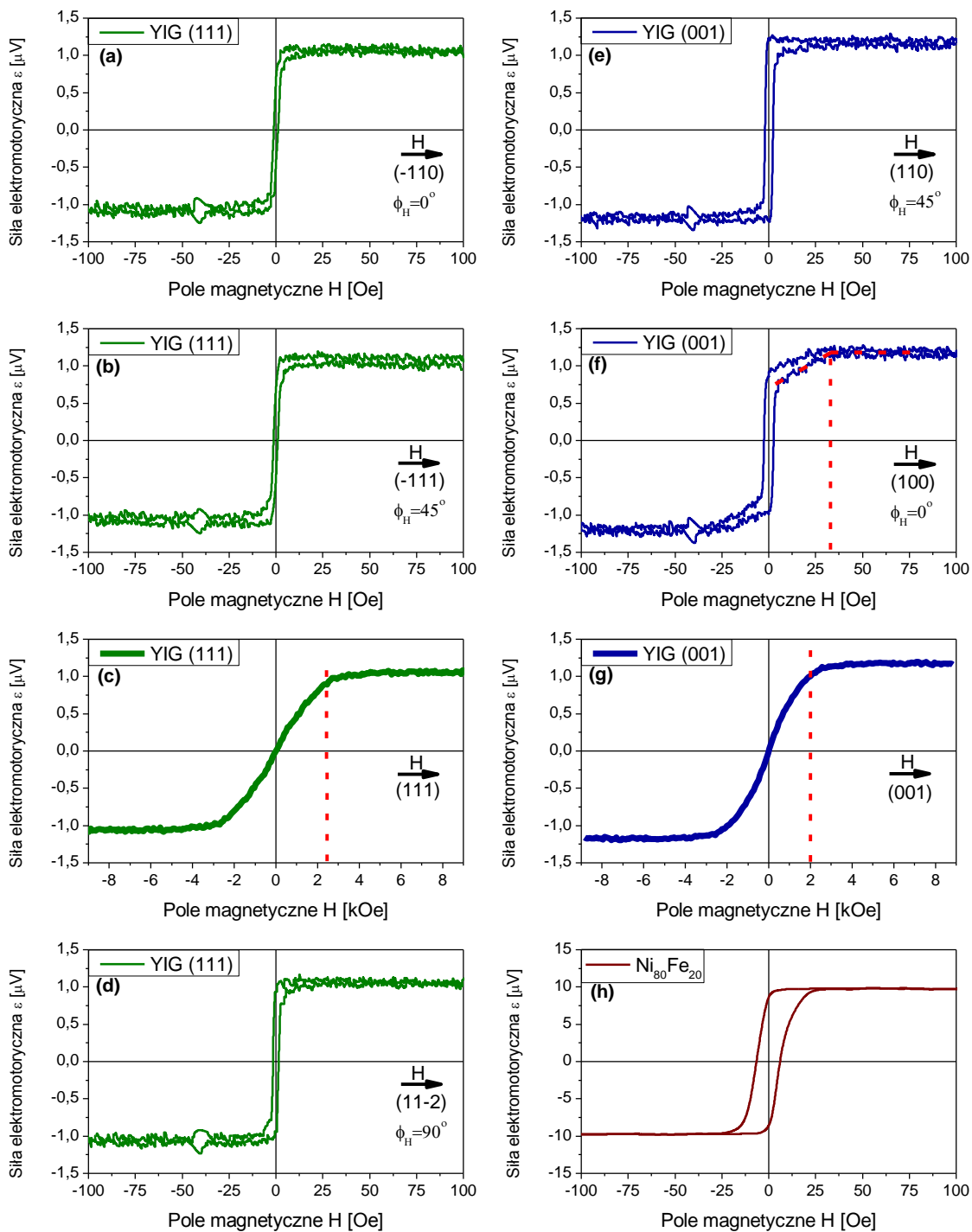
Obrazy kontrastu fazowego nie ujawniły niejednorodności chemicznego składu powierzchni. Dla próbki YIG (111) zmiany kąta fazowego zawierają się w przedziale od  $0^\circ$  do  $0,3^\circ$  natomiast dla próbki YIG (001) w przedziale od  $0^\circ$  do  $30^\circ$ . Jak podają Eaton i West [ 33 ] zmiany kąta fazowego zależą pośrednio również od szorstkości powierzchni co wyjaśnia szerszy zakres zmian kąta fazowego obserwowany w przypadku warstwy YIG (001).



Rysunek 4.4 Wyniki pomiarów przy pomocy mikroskopii AFM: topografia powierzchni warstw YIG (a), (c) oraz kontrast fazowy (b) i (d). Źródło: badania własne

#### 4.4 Statyczne właściwości magnetyczne warstw YIG

Badania właściwości magnetycznych warstw granatu YIG wykonano przy pomocy magnetometru z wibrującą próbką VSM. Na rysunku 4.5 przedstawiono uzyskane pętle histerezy zmierzone w różnych kierunkach krystalograficznych.



Rysunek 4.5 Pętle histerezy warstw YIG (111) (a)-(d) oraz (001) (e)-(g) mierzone w różnych kierunkach krystalograficznych; pętla histerezy referencyjnej warstwy permaloju (h). Źródło: badania własne

Pętle histerezy warstwy YIG (111), dla której przyłożone pole magnetyczne skierowane było równoległe do płaszczyzny warstwy, nie różnią się między sobą (rysunek 4.5 (a), (b), (d)). Warstwa ta

nie wykazuje zatem właściwości anizotropowych w płaszczyźnie i wszystkie kierunki są tzw. kierunkami łatwego magnesowania. Warto w tym miejscu dodać, że taki wynik można było przewidzieć na podstawie analizy zależności kątowej pola rezonansowego  $H_r$  (rysunek 3.3 (a)). Pole rezonansowe w funkcji kąta azymutalnego  $\phi_H$  jest bowiem stałe kiedy  $\theta_H = 90^\circ$  (pomiaru w płaszczyźnie warstwy). Choć badania dynamiki namagnesowania różnią się u podstaw od pomiarów magnetostatycznych, to jednoznacznie odzwierciedlają symetrie charakteryzujące badane warstwy poprzez ich pola anizotropii.

W przypadku pomiaru pętli histerezy w kierunku prostopadłym do płaszczyzny warstwy YIG (111) kształt krzywej namagnesowania wskazuje, że jest to tzw. kierunek trudny (rysunek 4.5 (c)). Przerwaną, czerwoną linią zaznaczono wartość pola magnetycznego, dla którego osiągnięte jest namagnesowanie nasycenia. Wynosi ono  $2500 \pm 100$  Oe.

Z otrzymanych wyników pomiarów próbki YIG (001) widać, że kształty pętli histerezy istotnie różnią się gdy pole magnetyczne przykładane jest w różnych kierunkach krystalograficznych płaszczyzny warstwy (rysunek 4.5 (e), (f)). Nasycenie w kierunku (100) osiągnięte jest dla większej wartości pola magnetycznego (33 Oe), aniżeli w kierunku (110). Kierunek (110) jest zatem kierunkiem łatwym, natomiast (100) kierunkiem trudnym w płaszczyźnie tej warstwy. Wyniki pomiaru próbki YIG (001) w konfiguracji prostopadłej (rysunek 4.5 (g)) są zbliżone do wyników uzyskanych dla warstwy YIG (111). Pole magnetyczne, dla którego osiągnięte jest namagnesowanie nasycenia w tej konfiguracji wynosi  $2000 \pm 100$  Oe.

Na rysunku 4.5 (h) przedstawiono pętlę histerezy referencyjnej próbki permaloju o znanym namagnesowaniu nasycenia ( $M_s^{ref} = 837,2 \pm 2,7$  emu/cm<sup>3</sup>), grubości ( $t_{ref} = 72 \pm 2$  nm) oraz polu powierzchni warstwy ( $A_{ref} = 0,2291 \pm 0,0021$  cm<sup>2</sup>). Przy jej pomocy można wyznaczyć namagnesowanie nasycenia warstw YIG zgodnie z relacją:

$$M_s = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{ref}} \frac{A_{ref}}{A} \frac{t_{ref}}{t} M_s^{ref}, \quad (4.3.1)$$

gdzie  $\varepsilon, A, t$  oznaczają kolejno indukowaną siłę elektromotoryczną odpowiadającą namagnesowaniu nasycenia, powierzchnię badanej próbki oraz jej grubość.

Powierzchnię warstw wyznaczono na podstawie analizy graficznej zdjęć próbek umieszczonych na papierze milimetrowym. Dla warstwy YIG (111) wynosi ona  $A = 0,2851 \pm 0,0025 \text{ cm}^2$ , natomiast dla warstwy YIG (001)  $A = 0,2280 \pm 0,0019 \text{ cm}^2$ . Wartości grubości przyjęto zgodnie z wynikami pomiarów reflektometrii rentgenowskiej (tabela 4.2). Wyznaczone wartości namagnesowania  $M_s$  zestawiono w tabeli 4.4. W granicy błęd pomiarowego odpowiadają one wartości tablicowej materiału objętościowego.

Pola koercji obu warstw są bardzo małe (rzędu  $1 \text{ Oe}$ ) co znamionuje pojawienie się wąskich linii rezonansowych [ 46 ] w pomiarach VNA-FMR, które przedstawiono w kolejnym rozdziale pracy.

Tabela 4.4 Wyniki pomiarów magnetometrem z wibrującą próbką VSM.  
Źródło: badania własne

Warstwa	YIG (111)	YIG (001)
Pole koercji	1,10 Oe $\pm$ 0,03 Oe	1,22 Oe $\pm$ 0,03 Oe
Namagnesowanie $M_s$	149 $\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ $\pm$ 9 $\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$	144 $\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ $\pm$ 7 $\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$
Wartość tablicowa namagnesowania [ 46 ]	139 $\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$	

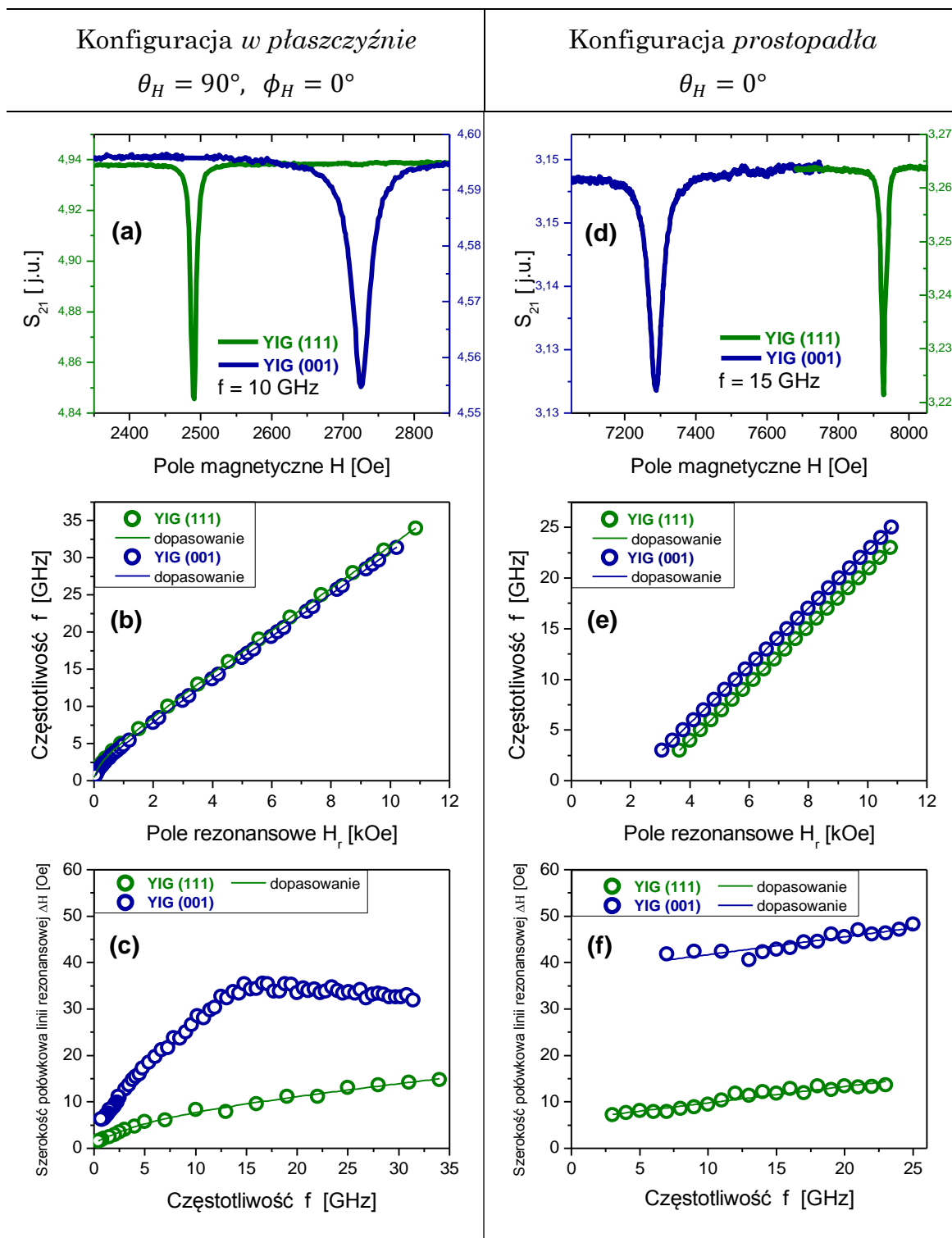
## 4.5 Dynamika namagnesowania warstw YIG

Badania dynamiki namagnesowania przeprowadzono przy pomocy szerokopasmowej spektroskopii rezonansu ferromagnetycznego z wykorzystaniem wektorowego analizatora obwodów. Pomiarów wykonano w dwóch konfiguracjach: dla pola magnetycznego przyłożonego równoległego do płaszczyzny warstwy (konfiguracja w płaszczyźnie) oraz dla pola magnetycznego przyłożonego prostopadłe do płaszczyzny warstwy (konfiguracja prostopadła). Zakresy pól ustalono na podstawie pomiarów magnetometrii VSM, tak by badania rezonansu ferromagnetycznego były

przewodzone powyżej wartości pola magnetycznego, w którym osiągane jest namagnesowanie nasycenia. Wyniki pomiarów przedstawiono na rysunku 4.6. Do określenia magnetycznych parametrów warstw YIG posłużono się zależnościami wyprowadzonymi w rozdziale 3. Wyznaczone parametry zestawiono w tabeli 4.5.

Dla obydwu warstw granatu YIG obserwowane są wyraźne, wąskie linie rezonansowe zarówno dla konfiguracji pomiarowej w płaszczyźnie jak i konfiguracji prostopadłej (rysunek 4.6 (a), (d)). Pola rezonansowe dla powyższych konfiguracji znacząco różnią się co wskazuje na różne wartości namagnesowania efektywnego warstw o orientacji (111) i (001). Linie rezonansowe różnią się także szerokością połówką  $\Delta H$ . Dopasowania do danych eksperymentalnych wykonano w programie Origin przy pomocy funkcji Lorentza. Pozwoliło to na wyznaczenie wartości pola rezonansowego  $H_r$  oraz szerokości linii rezonansowych  $\Delta H$  dla zadanych częstotliwości pola mikrofalowego.

Dla obu próbek zbadano zależności częstotliwości  $f$  od pola rezonansowego  $H_r$ , które są przedstawione na rysunkach 4.6 (b) i (e). Dopasowanie krzywych teoretycznych według wzorów (3.1.19-3.1.22) charakteryzuje wysoki współczynnik korelacji  $R=0,9999$ , dzięki temu błąd wyznaczonych parametrów jest mniejszy niż 1%. Wartości namagnesowania efektywnego obu próbek istotnie różnią się od wartości namagnesowania nasycenia wyznaczonego na podstawie statycznych pomiarów magnetycznych VSM ze względu na znaczny przyczynek pochodzący od pól anizotropii. Jak podkreślono już to w rozdziale trzecim, tylko dla warstwy YIG (001) możliwe jest wyznaczenie pola anizotropii kubicznej oraz pola efektywnej anizotropii jednoosiowej z zależności  $f(H_r)$ . Do określenia tychże pól dla warstwy YIG (111) wykonano pomiary kątowej zależności pola rezonansowego  $H_r(\phi_H)$  przedstawione w dalszej części tego rozdziału.



Rysunek 4.6 Wyniki pomiarów rezonansu magnetycznego VNA-FMR warstw YIG (111) i (001) w konfiguracji pomiarowej *w płaszczyźnie* (a)-(c) i konfiguracji *prostopadłej* (d)-(f). Źródło: badania własne

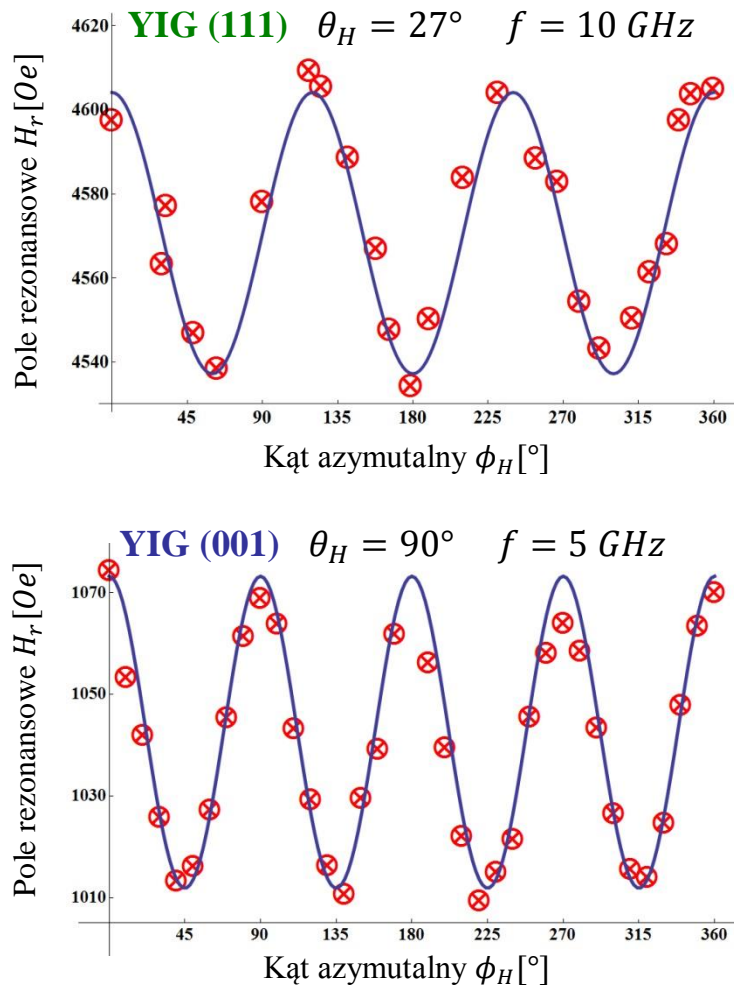
W odróżnieniu od przewidywań teoretycznych [ 37 ] opisanych związkami (3.2.1) zależność szerokości linii rezonansowej od częstotliwości nie jest liniowa dla pomiarów w konfiguracji w płaszczyźnie (rysunek 4.6 (c)) i jej kształt wskazuje na zachodzące w badanych próbkach procesy rozpraszania dwumagnonowego (PRD). Czynnikiem wywołującym te procesy są defekty powierzchni wykazane pomiarami szorstkości przy pomocy reflektometrii rentgenowskiej oraz mikroskopii sił atomowych. Dla warstwy YIG (111) możliwe było uwzględnienie wkładu do szerokości linii rezonansowej od PRD wg zależności Ariasa i Millsa (wzór 3.2.4) i wyznaczenie parametru tłumienia  $\alpha$  [ 39 ]. Dla warstwy YIG (001) zależność  $\Delta H(f)$  przybiera jednakże postać przewidzianą modelem McMichaela i Krivosika (rysunek 3.4 (d)) ze względu na zwiększoną szorstkość powierzchni tej próbki [ 40 ].

Na rysunku 4.6. (f) przedstawiono wyniki pomiarów zależności  $\Delta H(f)$  w konfiguracji prostopadłej. Zależność ta dla obu próbek jest liniowa i umożliwia wyznaczenie parametru tłumienia Gilberta według wzoru (3.2.1). Różnicę wartości parametru  $\alpha$  wyznaczonego na podstawie pomiarów w konfiguracji prostopadłej i pomiarami w płaszczyźnie dla warstwy YIG (111) należy tłumaczyć tym, że przyczynę do szerokości linii rezonansowej od PRD według modelu Ariasa i Millsa [ 39 ] nie zależy od parametru tłumienia. Jednakże, jak wykazali McMichael i Krivosik [ 40 ], parametr  $\alpha$  istotnie wpływa na kształt zależności  $\Delta H(f)$ . Porównanie parametru  $\Delta H_0$  pomiędzy obiema konfiguracjami pomiarowymi wykazuje znaczny wzrost wartości tego parametru w konfiguracji prostopadłej. Jak podają McMichael i Krivosik w układach o skończonym tłumieniu, PRD dają stały wkład do szerokości linii rezonansowej w konfiguracji prostopadłej [ 40 ].



Tabela 4.5 Wyniki pomiarów szerokopasmowej spektroskopii rezonansu ferromagnetycznego VNA-FMR. Źródło: badania własne

		YIG (111)		YIG (001)	
Konfiguracja w płaszczyźnie	$\Delta H$ (10 GHz)	8,34 Oe	$\pm 0,05$ Oe	29,16 Oe	$\pm 0,16$ Oe
	Namagnesowanie efektywne $M_{eff}^{\parallel}$	$204,3 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$	$\pm 0,6 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$	-	
	Współcz.rozszczepienia spektroskopowego g	2,0130	$\pm 0,0009$	2,01543	$\pm 0,00034$
	Pole anizotropii kubicznej $H_k$	-		-30,29 Oe	$\pm 0,24$ Oe
	Pole efekt. anizotropii jednoosiowej $H_u^*$	-		-1978,8 Oe	$\pm 3,1$ Oe
	Parametr $\Delta H_0$	0,98 Oe	$\pm 0,22$ Oe	6,3 Oe	$\pm 0,4$ Oe
	Parametr tłumienia $\alpha$	$3,51 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0,27 \cdot 10^{-4}$	-	
Konfiguracja prostopadła	$\Delta H$ (15 GHz)	13,49 Oe	$\pm 0,10$ Oe	43,11 Oe	$\pm 0,17$ Oe
	Namagnesowanie efektywne $M_{eff}^{\perp}$	$205,554 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$	$\pm 0,031 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$	$159,94 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$	$\pm 0,09 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$
	Współcz.rozszczepienia spektroskopowego g	2,00478	$\pm 0,00015$	2,0298	$\pm 0,0005$
	Parametr $\Delta H_0$	6,18 Oe	$\pm 0,29$ Oe	37,9 Oe	$\pm 0,8$ Oe
	Parametr tłumienia $\alpha$	$5,02 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0,29 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$\pm 0,7 \cdot 10^{-4}$



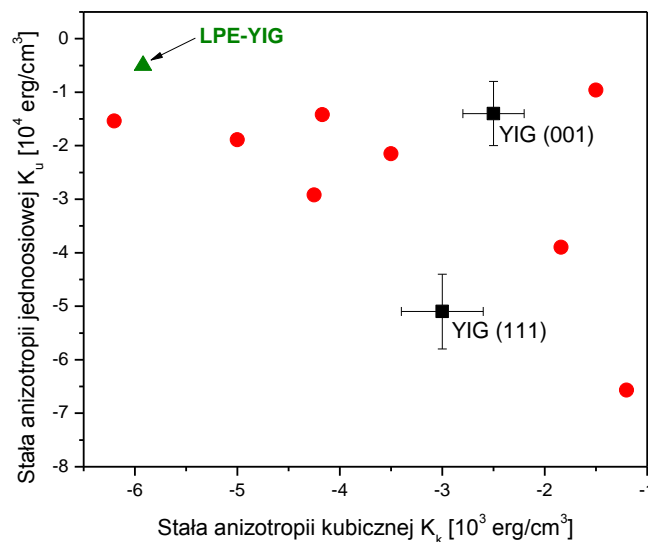
Rysunek 4.7 Wyniki pomiarów zależności pola rezonansowego  $H_r$  od kąta azymutalnego  $\phi_H$  warstw YIG (111) i (001). Źródło: badania własne

Na rysunku 4.7 przedstawiono zależność pola rezonansowego od kąta azymutalnego przy stałej częstotliwości 10 GHz dla próbki YIG (111) oraz 5 GHz dla YIG (001). Dopasowania według modelu przedstawionego w rozdziale 3 pozwoliły na wyznaczenie pola anizotropii kubicznej i pola efektywnej anizotropii jednoosiowej. Otrzymane wartości zestawiono w tabeli 4.6. Dla warstwy YIG (001) są one zgodne w ramach błędu statystycznego z uprzednio wyznaczonymi wartościami z zależności  $f(H_r)$  (tabela 4.5). Wykorzystując wartości namagnesowania nasycenia określone na podstawie pomiarów VSM wyznaczono stałe anizotropii jednoosiowej  $K_u$  i kubicznej  $K_k$  na podstawie zależności (3.1.23) oraz (3.1.24). Wyniki następnie porównano z danymi literaturowymi (rysunek 4.8). Wartości

stałych anizotropii badanych próbek nie odbiegają od wartości prezentowanych w pracach [ 23, 48 ].

Tabela 4.6 Wyniki pomiarów zależności pola rezonansowego  $H_r$  od kąta azymutalnego  $\phi_H$ . Źródło: badania własne

	YIG (111)	YIG (001)
Pole efektyw. anizotropii jednoosiowej $H_u^*$	-2550 Oe $\pm$ 60 Oe	-2003 Oe $\pm$ 24 Oe
Stała anizotropii jednoosiowej $K_u$	$(-5,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-4} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$	$(-1,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-4} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$
Pole anizotropii kubicznej $H_k$	-40 Oe $\pm$ 5 Oe	-34 Oe $\pm$ 4 Oe
Stała anizotropii kubicznej $K_k$	$(-3,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$	$(-2,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$



Rysunek 4.8 Porównanie wartości stałych anizotropii kubicznej i jednoosiowej badanych warstw z danymi literaturowymi. Czarnym kolorem oznaczono warstwy badane w ramach niniejszej pracy, zielonym wartości dla stechiometrycznej warstwy YIG wykonanej metodą ciekłej epitaksji (LPE), czerwonym wartości stałych anizotropii próbek przedstawionych w pracach [ 23, 48 ]. Źródło: opracowanie na podstawie badań własnych oraz pracy [ 23, 48 ].

## 5. Podsumowanie

W niniejszej pracy zbadano właściwości strukturalne i magnetyczne cienkich warstw granatu itrowo-żelazowego (YIG) wytworzonych metodą impulsowego osadzania laserowego. Epitaksjalne warstwy YIG o wysokim stopniu uporządkowania strukturalnego oraz o dobrych właściwościach magnetycznych uzyskano dzięki całemu ciągowi prac cząstkowych prowadzących do optymalizacji zastosowanych procesów technologicznych, specyficznych w technologii cienkich warstw tlenków metali przejściowych. W szczególności wykazano, że:

- warstwy charakteryzuje wysokie uporządkowanie strukturalne,
- wartości namagnesowania nasycenia warstw odpowiadają tablicowym wartościom dla stechiometrycznego, objętościowego granatu YIG,
- warstwy wykazują niskie tłumienie precesji namagnesowania. Parametr tłumienia Gilberta wynosi  $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$  dla warstwy YIG o orientacji krystalograficznej (111) oraz  $\alpha = 5,5 \cdot 10^{-4}$  dla warstwy o orientacji (001),
- szorstkość powierzchni warstw powoduje, że w warstwach tych ujawniają się procesy rozpraszania dwumagnonowego,
- stałe anizotropii kubicznej i jednoosiowej wytworzonych warstw nie odbiegają istotnie od wartości uzyskanych w innych, światowych laboratoriach.

Sformułowane powyżej wnioski dowodzą, iż dzięki opanowaniu technologii wytwarzania cienkich warstw granatu YIG osiągnięto cel pracy. Warto również zaznaczyć, że do określenia właściwości fizycznych uzyskanych warstw niezbędne było zastosowanie komplementarnych metod pomiarowych. Na przykład, do wyznaczenia stałych anizotropii niezbędne było określenie wartości namagnesowania nasycenia, a z kolei do ich wyznaczenia należało najpierw ustalić grubość warstw. Dobrane metody

pomiarowe pozwoliły na pełną i spójną charakteryzację właściwości magnetycznych warstw YIG.

Na szczególne podkreślenie zasługuje także fakt, że przeprowadzenie tak zróżnicowanych pod względem metodologicznym badań stało się możliwe dzięki wysokiej klasy aparaturze znajdującej w ośrodkach naukowych w Poznaniu: w Zakładzie Cienkich Warstw Instytutu Fizyki Molekularnej Polskiej Akademii Nauk (stanowisko do osadzania warstw PLD, spektrometr VNA-FMR, magnetometr VSM), w Centrum Nanobiomedycznym UAM (spektrometr rentgenowski) oraz w Wielkopolskim Centrum Zaawansowanych Technologii (mikroskop AFM).

# Bibliografia

1. Vu, C., IBM News releases, Available at <http://www-03.ibm.com/press/us/en/pressrelease/47301.wss> (2015).
2. Gryko-Nikitin, A., Obliczenia równoległe w zagadnieniach pola temperatury w nanoukładach elektronicznych, Available at [http://www.ptzp.org.pl/files/konferencje/kzz/artyk\\_pdf\\_2013/p105.pdf](http://www.ptzp.org.pl/files/konferencje/kzz/artyk_pdf_2013/p105.pdf) (2013).
3. Huss, E., The Official Web Site of the Nobel Prize, Available at [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2007/press.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/press.html) (2007).
4. Ebels, U., *General introduction to spintronics*, presented at Erasmus Intensive Programme PLASMAG, Poznań, 2013 (unpublished).
5. Chumak, A. V., Serga, A. A. & Hillebrands, B., Magnon transistor for all-magnon data processing. *Nature Communications* **5**, 4700 (2014).
6. Walowski, J., *Non-Local/Local Gilbert Damping in Nickel and Permalloy Thin Films* (Master's thesis, Göttingen, 2007).
7. Głowiński, H., Gościańska, I., Kuświk, P., Stobiecki, F. & Dubowik, J., Spin pumping in Al substituted Finemet/Pt wedge structures, Available at [http://nanospin.agh.edu.pl/wp-content/uploads/ICMFS-2015\\_Glowinski.pdf](http://nanospin.agh.edu.pl/wp-content/uploads/ICMFS-2015_Glowinski.pdf) (2015).
8. Oogane, M. & Mizukami, S., Tunnel magnetoresistance effect and magnetic damping in half-metallic Heusler alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society A* **369**, 3037 (2011).
9. Jha, A. R., *Rare Earth Materials. Properties and Applications* (CRC Press, Boca Raton, London, New York, 2014).
10. Coey, J. M. D., *Magnetism and Magnetic Materials* (Cambridge University Press, Dublin, 2010).

11. Cornelissen, L. J., Liu, J., Duine, R. A., Youssef, J. B. & vanWees, B. J., Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature. *Nature Physics Letters* **11**, 1022 (2015).
12. Collet, M. *et al.*, Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque. *Nature Communications* **7**, 10377 (2016).
13. Kehlberger, A. *et al.*, Determination of the origin of the spin Seebeck effect - bulk vs. interface effects. *Physical Review Letters* **115**, 096602 (2015).
14. Tian, D., Li, Y., Qu, D., Jin, X. & Chien, C. L., Separation of spin Seebeck effect and anomalous Nernst effect in Co/Cu/YIG. *Applied Physics Letters* **106**, 212407 (2015).
15. Głowiński, H., *Dynamika namagnesowania warstwowych struktur magnetycznych i nanostruktur* (Rozprawa doktorska, Poznań, 2015).
16. Manuilov, S. A., Khartsev, S. I. & Grishin, A. M., Pulsed laser deposited Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> films: Nature of magnetic anisotropy I. *Journal of Applied Physics* **106**, 123917 (2009).
17. Manuilov, S. A. & Grishin, A. M., Pulsed laser deposited Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> films: Nature of magnetic anisotropy II. *Journal of Applied Physics* **108**, 013902 (2010).
18. Geller, S., in *Physics of Magnetic Garnets*, edited by Paoletti, A. (Societa Italiana di Fisica, Varenna, 1978), pp. 1-55.
19. Du, C., Wang, H., Hammel, P. C. & Yang, F., Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> spin pumping for quantitative understanding of pure spin transport and spin. *Journal of Applied Physics* **117**, 172603 (2015).
20. Kittel, C., *Wstęp do fizyki ciała stałego* (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa, 1999).
21. Eason, R. ed., *Pulsed Laser Deposition of Thin Films* (Wiley, New Jersey, 2007).
22. *Instrukcja obsługi aparatury PLD* (firma PREVAC sp. z o.o., Rogów, 2001).
23. Manuilov, S., *Ferromagnetic resonance in films with growth induced anisotropy* (PhD thesis, Stockholm, 2011).

24. Dorsey, P. C., Bushnell, S. E., Seed, R. G. & Vittoria, C., Epitaxial yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition. *Journal of Applied Physics* **74**, 1242 (1993).
25. Chern, M. Y., Fang, C. C., Liaw, J. S., Lin, J. G. & Huang, C. Y., Study of ultrathin Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>/Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> superlattices. *Applied Physics Letters* **69**, 854 (1996).
26. Popova, E. *et al.*, Structure and magnetic properties of yttrium–iron–garnet thin films prepared by laser deposition. *Journal of Applied Physics* **90**, 1422 (2001).
27. Sun, Y. *et al.*, Growth and ferromagnetic resonance properties of nanometer-thick yttrium iron garnet films. *Applied Physics Letters* **101**, 152405 (2012).
28. Yu, H. *et al.*, Magnetic thin-film insulator with ultra-low spin wave damping for coherent nanomagnonics. *Nature Scientific Reports* **4**, 6848 (2014).
29. Hammond, C., *The Basics of Crystallography and Diffraction*, 4th ed. (Oxford University Press, Oxford, 2015).
30. Załęski, K., *Cienkie warstwy stopu Heuslera Ni-Mn-Sn* (Rozprawa Doktorska, Poznań, 2013).
31. Sardela, M. R., in *Practical Materials Characterization*, edited by Sardela, M. R. (Springer, New York, Heidelberg, Dordrecht, London, 2014), pp. 1-42.
32. Šiber, A., Atomic force microscopy, Available at <http://artsci.ucla.edu/BlueMorph/research/AFM1.jpg> (2003).
33. Eaton, P. & West, P., *Atomic Force Microscopy* (Oxford University Press, Oxford, 2010).
34. Kuświk, P., *Wpływ bombardowania jonowego na właściwości magnetyczne układów warstwowych Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Au/Co/Au* (Rozprawa doktorska, Poznań, 2010).
35. Smit, J. & Beljers, H. G., Ferromagnetic resonance absorption in BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>, a highly anisotropic crystal. *Philips Research Reports* **10**, 113 (1955).



36. Gubbiotti, G., Carlotti, G. & Hillebrands, B., Spin waves and magnetic anisotropy in ultrathin (111)-oriented cubic films. *Journal of Physics: Condensed Matter* **10**, 2171 (1998).
37. Heinrich, B., Cochran, J. F. & Hasegawa, R., FMR linebroadening in metals due to two-magnon scattering. *Journal of Applied Physics* **57**, 3690 (1985).
38. Sparks, M., *Ferromagnetic-Relaxation Theory* (McGraw-Hill, New York, 1964).
39. Arias, R. & Mills, D. L., Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. *Physical Review B* **60**, 7395 (1999).
40. McMichael, R. D. & Krivosik, P., Classical Model of Extrinsic Ferromagnetic Resonance Linewidth in Ultrathin Films. *IEEE Transactions on Magnetics* **40**, 0018 (2004).
41. Althammer, M. K., *Spin-transport-phenomena in metals, semiconductors, and insulators* (PhD thesis, München, 2012).
42. Bruni, F. J., in *Crystals Growth, Properties, and Applications. Crystals for Magnetic Applications*, edited by Rooijmans, C. J. M. (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978), pp. 53-70.
43. Stancil, D. D. & Prabhakar, A., *Spin Waves. Theory and Applications* (Springer, New York, 2009).
44. Schierle, E., in *Antiferromagnetism in Thin Films Studied by Resonant Magnetic Soft X-Ray Scattering* (Berlin, 2006), pp. 25-43.
45. Palsson, G. K., in *Influence of Self Trapping Clamping and Confinement on Hydrogen Absorption* (Acta Universitatis Upsaliensis, Uppsala, 2011), pp. 33-36.
46. Gościańska, I., Dubowik, J., Ratajczak, H., Konč, M. & Sovák, P., Magnetic properties of Al-substituted Finemet-type Fe<sub>73.5-x</sub>Al<sub>x</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13.5</sub>B<sub>9</sub> thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **242**, 177 (2002).
47. Serga, A. A., Chumak, A. V. & Hillebrands, B., YIG magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics* **43**, 264002 (2010).

48. Chiang, W.-C., Chern, M. Y., Lin, J. G. & Huang, C. Y., FMR studies of  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (YIG/GGG) superlattices and YIG thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **239**, 332 (2002).
49. Hansen, P., in *Physics of Magnetic Garnets*, edited by Paoletti, A. (Societa Italiana di Fisica, Varenna, 1978), pp. 56-133.
50. Teale, W., in *Physics of Magnetic Garnets*, edited by Paoletti, A. (Societa Italiana di Fisica, Varenna, 1978), pp. 270-319.
51. Scott, B., in *Physics of Magnetic Garnets*, edited by Paoletti, A. (Societa Italiana di Fisica, Varenna, 1978), pp. 445-465.
52. Tolksdorf, W., in *Physics of Magnetic Garnets*, edited by Paoletti, A. (Societa Italiana di Fisica, Varenna, 1978), pp. 521-542.
53. Stöhr, J. & Siegmann, H. C., *Magnetism. From Fundamentals to Nanoscale Dynamics* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2006).
54. Gurevich, A. G. & Melkov, G. A., *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, 1996).
55. Azevedo, A., Oliveira, A. B., de Aguiar, F. M. & Rezende, S. M., Extrinsic contributions to spin-wave damping and renormalization in thin  $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{50}$  films. *Physical Review B* **62**, 5331 (2000).
56. Barati, E., *Spin Relaxation in Magnetic Nanostructures* (PhD thesis, Warszawa, 2014).
57. Liu, Z., *Magnetization dynamics in the presence of nanoscale spatial inhomogeneity* (PhD thesis, Edmonton, 2007).
58. Sabino, M. P. R. G., *Ferromagnetic resonance studies of low damping multilayer films with perpendicular magnetic anisotropy for memory applications* (PhD thesis, Singapore, 2014).
59. Vittoria, C. & Schelleng, J. H., Effects of diffusion on magnetic excitations in films of yttrium iron garnet. *Physical Review B* **16**, 4020 (1977).

## Spis rysunków

Rysunek 1.1	Struktura krystaliczna granatu YIG. Źródło: [ 19 ].....	14
Rysunek 2.1	Schemat aparatury do nanoszenia warstw metodą impulsowego osadzania laserowego PLD. Źródło: [ 22 ] ....	16
Rysunek 2.2	Geometria pomiaru dyfrakcji rentgenowskiej. Źródło: [ 30 ].....	18
Rysunek 2.3	Zasada działania mikroskopu sił atomowych AFM. Źródło:[ 32].....	21
Rysunek 2.4	Przekrój poprzeczny rozkładu pola magnetycznego w falowodzie koplanarnym. Strzałkami oznaczono lokalny kierunek pola magnetycznego, natomiast kolory oznaczają natężenie lokalnego, mikrofalowego pola magnetycznego. Źródło: opracowanie własne na podstawie symulacji wykonanych w programie <i>Comsol Multiphysics</i> .....	24
Rysunek 3.1	Precesja wektora momentu magnetycznego $M$ wokół wektora efektywnego pola magnetycznego $H_{eff}$ . Źródło: opracowanie własne.....	25
Rysunek 3.2	Orientacja komórek krystalograficznych granatu YIG (001) oraz (111). Źródło: [ 16, 17 ] .....	27
Rysunek 3.3	Kątowe zależności pola rezonansowego (a) i kąta $\xi$ zawartego pomiędzy wektorami $H$ i $M$ (b) dla warstw YIG o orientacji (111) przy częstotliwości 10 GHz. Przy obliczeniach przyjęto następujące wartości: $H_u = -1670 Oe$ , $H_c = -85 Oe$ , $g = 2.01$ , $H = 2480 Oe$ . Źródło: opracowanie własne.....	30
Rysunek 3.4	Wpływ procesów rozpraszania na szerokość linii rezonansowej: (a) Zależność $\Delta H 2f$ wg Ariasa i Millsa [ 38 ]; (b) Proces rozpraszania modu jednorodnego precesji w zdegenerowany o $k \neq 0$ ; Zależność $\Delta H 2f$ w granicy małych (c) i dużych (d) defektów wg McMichaela i Krivosika [ 39 ]. .....	33

Rysunek 4.1	Dyfraktogramy rentgenowskie warstw YIG osadzanych na podłożach o orientacji krystalograficznej (111) (a) oraz (001) (b) i (c). Źródło: badania własne ..... 36
Rysunek 4.2	Dyfraktogram rentgenowski warstwy YIG i podłoża GGG (001) przedstawiający skan po kącie azymutalnym. Źródło: badania własne..... 38
Rysunek 4.3	Widmo dyfrakcji niskokątowej XRR warstw YIG o orientacji krystalograficznej (111) oraz (001). Źródło: badania własne ..... 40
Rysunek 4.4	Wyniki pomiarów przy pomocy mikroskopii AFM: topografia powierzchni warstw YIG (a), (c) oraz kontrast fazowy (b) i (d). Źródło: badania własne ..... 42
Rysunek 4.5	Pętle histerezy warstw YIG (111) (a)-(d) oraz (001) (e)-(g) mierzone w różnych kierunkach krystalograficznych; pętla histerezy referencyjnej warstwy permaloju (h). Źródło: badania własne..... 43
Rysunek 4.6	Wyniki pomiarów rezonansu magnetycznego VNA-FMR warstw YIG (111) i (001) w konfiguracji pomiarowej <i>w płaszczyźnie</i> (a)-(c) i konfiguracji <i>prostopadłej</i> (d)-(f). Źródło: badania własne..... 47
Rysunek 4.7	Wyniki pomiarów zależności pola rezonansowego $H_r$ od kąta azymutalnego $\phi_H$ warstw YIG (111) i (001). Źródło: badania własne..... 50
Rysunek 4.8	Porównanie wartości stałych anizotropii kubicznej i jednoosiowej badanych warstw z danymi literaturowymi. Czarnym kolorem oznaczono warstwy badane w ramach niniejszej pracy, zielonym wartości dla stechiometrycznej warstwy YIG wykonanej metodą ciekłej epitaksji (LPE), czerwonym wartości stałych anizotropii próbek przedstawionych w pracach [ 23, 47 ]. Źródło: opracowanie na podstawie badań własnych oraz pracy [ 23, 47 ]. ..... 51

## Spis tabel

Tabela 2.1	Parametry procesu osadzania warstw granatu YIG przedstawionych w pracy. Źródło: badania własne.....	17
Tabela 4.1	Wyniki pomiarów dyfrakcji rentgenowskiej XRD. Źródło: badania własne .....	37
Tabela 4.2	Wyniki pomiarów dyfrakcji niskokątowej XRR. Źródło: badania własne .....	39
Tabela 4.3	Wyniki pomiarów uzyskane przy pomocy mikroskopu sił atomowych AFM. Źródło: badania własne .....	41
Tabela 4.4	Wyniki pomiarów magnetometrem z wibrującą próbką VSM. Źródło: badania własne .....	45
Tabela 4.5	Wyniki pomiarów szerokopasmowej spektroskopii rezonansu ferromagnetycznego VNA-FMR. Źródło: badania własne .....	49
Tabela 4.6	Wyniki pomiarów zależności pola rezonansowego $H_r$ od kąta azymutalnego $\phi H$ . Źródło: badania własne.....	51

# Załączniki

## Załącznik 1. Karta krystalograficzna granatu YIG oraz GGG

$Y_3Fe_5O_{12}$						$Gd_3Ga_5O_{12}$					
h	k	l	d [Å]	2 $\Theta$ [°]	I [%]	h	k	l	d [Å]	2 $\Theta$ [°]	I [%]
2	1	1	5.05210	17.540	7.0	2	1	1	5.05530	17.529	13.4
2	2	0	4.37520	20.281	0.8	2	2	0	4.37800	20.268	3.1
3	2	1	3.30740	26.936	2.3	3	2	1	3.30950	26.919	7.5
<b>4</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>3.09380</b>	<b>28.835</b>	<b>32.3</b>	<b>4</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>3.09570</b>	<b>28.816</b>	<b>28.1</b>
4	2	0	2.76710	32.327	100.0	4	2	0	2.76890	32.305	100.0
3	3	2	2.63840	33.950	1.4	3	3	2	2.64000	33.929	0.7
4	2	2	2.52600	35.510	43.1	4	2	2	2.52760	35.487	40.8
4	3	1	2.42690	37.012	3.0	4	3	1	2.42850	36.986	1.6
5	2	1	2.25940	39.867	7.8	5	2	1	2.26080	39.842	7.6
4	4	0	2.18760	41.234	1.8	4	4	0	2.18900	41.207	1.7
6	1	1	2.00750	45.127	7.8	6	1	1	2.00880	45.097	7.8
6	2	0	1.95670	46.366	0.1	6	2	0	1.95790	46.336	0.3
5	4	1	1.90950	47.582	0.1	5	4	1	1.91070	47.551	0.1
6	3	1	1.82460	49.944	0.2	6	3	1	1.82580	49.909	0.9
<b>4</b>	<b>4</b>	<b>4</b>	<b>1.78620</b>	<b>51.094</b>	<b>12.2</b>	<b>4</b>	<b>4</b>	<b>4</b>	<b>1.78730</b>	<b>51.060</b>	<b>12.2</b>
5	4	3	1.75010	52.226	0.1	5	4	3	1.75120	52.191	0.1
6	4	0	1.71610	53.342	32.4	6	4	0	1.71720	53.305	25.9
5	5	2	1.68400	54.442	2.3	7	2	1	1.68510	54.403	2.8
6	4	2	1.65370	55.525	35.9	6	4	2	1.65470	55.488	29.0
6	5	1	1.57160	58.699	0.7	6	5	1	1.57260	58.658	1.4
<b>8</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>1.54690</b>	<b>59.731</b>	<b>12.4</b>	<b>8</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>1.54790</b>	<b>59.688</b>	<b>10.9</b>
7	4	1	1.52330	60.753	0.2	7	4	1	1.52420	60.713	0.1
8	2	0	1.50070	61.767	0.3	8	2	0	1.50160	61.726	0.1
6	5	3	1.47910	62.770	0.1	6	5	3	1.48000	62.728	0.4
6	6	0	1.45840	63.765	0.2	6	6	0	1.45930	63.721	0.4
7	4	3	1.43860	64.749	0.2	7	4	3	1.43950	64.704	0.1
7	5	2	1.40120	66.699	0.1	7	5	2	1.40210	66.650	0.3
8	4	0	1.38360	67.661	7.6	8	4	0	1.38440	67.616	6.2
8	4	2	1.35020	69.571	15.3	8	4	2	1.35110	69.518	13.9
9	2	1	1.33440	70.517	0.7	9	2	1	1.33530	70.462	1.0
6	6	4	1.31920	71.453	5.8	6	6	4	1.32000	71.403	4.8
7	5	4	1.30440	72.391	0.5	7	5	4	1.30530	72.333	0.2
9	3	2	1.27640	74.241	0.6	9	3	2	1.27720	74.187	0.8
8	4	4	1.26300	75.164	0.1	8	4	4	1.26380	75.108	0.1
8	5	3	1.25010	76.077	0.6	8	5	3	1.25090	76.020	0.3
8	6	0	1.23750	76.993	0.1	8	6	0	1.23830	76.934	0.1
10	1	1	1.22530	77.903	0.2	7	7	2	1.22610	77.843	0.3
10	2	0	1.21350	78.807	1.0	10	2	0	1.21420	78.752	0.9
9	4	3	1.20200	79.710	0.1	9	4	3	1.20270	79.655	0.1
7	6	5	1.17990	81.514	1.1	10	3	1	1.18070	81.447	1.0
8	7	1	1.15900	83.307	0.1	8	7	1	1.15980	83.237	0.1
8	6	4	1.14900	84.197	13.0	8	6	4	1.14970	84.134	10.7
9	6	1	1.13920	85.091	0.5	9	6	1	1.13990	85.027	0.5
10	4	2	1.12970	85.979	6.5	10	4	2	1.13040	85.913	4.9
10	6	0	1.06120	93.084	0.4	10	6	0	1.06180	93.015	0.3

Źródło: Baza danych krystalograficznych UAM