

Maciej Urbaniak

**Gigantyczny Magnetoopór w Układach Wielowarstwowych
Ni-Fe/Cu**

Praca doktorska

Promotor:

Doc. dr hab. Feliks Stobiecki

Zakład Cienkich Warstw
Instytut Fizyki Molekularnej PAN
Poznań 1999

Składam serdeczne podziękowania Promotorowi pracy
doktorskiej Panu Docentowi dr hab. Feliksowi
Stobieckiemu za opiekę i pomoc w trakcie wykonywania
niniejszej pracy
oraz dr Tadeuszowi Lucińskiemu za wiele pomocnych
wskazówek.
Dziękuję również Kolegom z Zespołu za życzliwą
atmosferę.

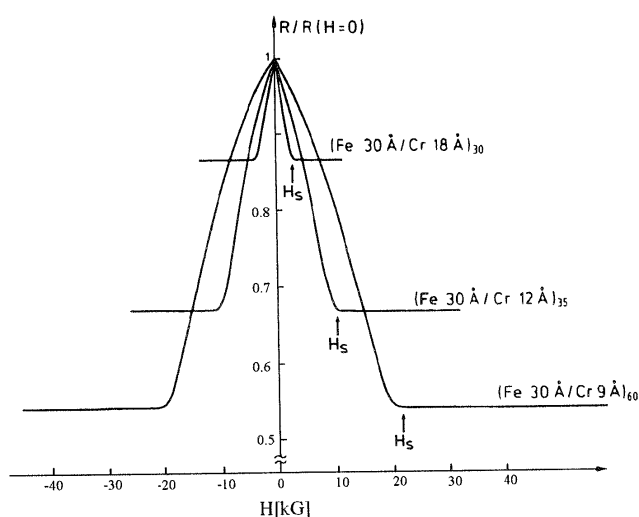
SPIS TREŚCI

1. WSTĘP	1
2. ZJAWISKO GIGANTYCZNEGO MAGNETOOPORU.....	6
2.1. Magnetoopór.....	6
2.2. Gigantyczny magnetoopór.....	7
2.2.1. Modele teoretyczne.....	7
2.2.2. Wyniki eksperymentalne.....	17
2.3. Sprzężenie wymienne w układach wielowarstwowych.....	21
2.3.1. Stała sprzężenia międzywarstwowego.....	22
2.3.2. Model typu RKKY.....	23
2.3.3. Model interferencji kwantowej.....	26
2.3.4. Sprzężenie bikwadratowe.....	28
3. WŁASNOŚCI MAGNETYCZNE I MAGNETOTRANSPORTOWE WARSTW WIELOKROTNYCH NI-Fe/Cu.....	30
3.1. Własności magnetyczne stopów Ni-Fe.....	30
3.2. Anizotropowy magnetoopór w warstwach Ni-Fe.....	31
3.3. Gigantyczny magnetoopór w warstwach wielokrotnych Ni-Fe/Cu.....	32
3.4. Sprzężenie wymienne w warstwach wielokrotnych Ni-Fe/Cu.....	35
4. STOSOWANE METODY POMIAROWE.....	37
4.1. Pomiar oporu warstw podczas nanoszenia.....	37
4.2. Rentgenowskie metody wyznaczania struktury badanych warstw.....	37
4.2.1. Dyfrakcja wysokokątowa.....	37
4.2.2. Dyfrakcja niskokątowa.....	38
4.3. Pomiar sumarycznej grubości subwarstw Cu i permaloju metodą fluorescencji promieni X.....	38
4.4. Pomiar magnetooporu.....	39
4.5. Pomiar histerezy magnetycznej.....	39
4.5.1. Magnetometr wibracyjny.....	39
4.5.2. Pomiar z użyciem magnetoptycznego efektu Kerra.....	40
5. TECHNOLOGIA OTRZYMYWANIA PRÓBEK.....	41
5.1. Wzrost warstw.....	41
5.2. Metoda rozpylania jonowego.....	42

5.3. Metodologia otrzymywania warstw.....	45
6. REZULTATY EKSPERYMENTALNE.....	47
6.1. Pomiary oporu podczas nanoszenia.....	47
6.2. Struktura warstw wielokrotnych.....	51
6.3. Pomiary magnetooporu.....	53
6.3.1. Magnetoopór anizotropowy.....	53
6.3.2. GMR w funkcji grubości warstwy magnetycznej.....	56
6.3.3. GMR w funkcji kąta między polem magnetycznym a magnetyczną osią łatwą.....	61
6.3.4. Wpływ rodzaju podłoża na efekt magnetooporowy.....	63
6.3.5. Wpływ liczby subwarstw magnetycznych na efekt magnetooporowy.....	64
6.4. Procesy przemagnesowania.....	68
6.4.1. Modelowanie pętli histerezy.....	68
6.4.2. Pętle histerezy badane różnymi metodami.....	72
6.4.3. Porównanie pętli histerezy określonych na podstawie modelu z wyznaczonymi doświadczalnie.....	74
6.4.4. Przyczyny różnic między pętlami histerezy określonymi na podstawie różnych metod pomiarowych.....	79
6.5. Wpływ temperatury i obróbki termicznej na magnetoopór.....	82
7. PORÓWNANIE BADANYCH WARSTW WIELOKROTNYCH Ni-Fe/Cu z INNYMI UKŁADAMI MAGNETOOPOROWYMI.....	87
8. PODSUMOWANIE.....	91
9. LITERATURA.....	93

1. Wstęp

W ostatnich latach, zarówno w badaniach podstawowych jak i aplikacyjnych, obserwuje się duże zainteresowanie układami cienkowarstwowymi o strukturze i własnościach fizycznych, które nie mają swych odpowiedników w naturze [1]. Obszarem szczególnie intensywnie badanym są warstwy wielokrotne, to jest takie, w których naprzemiennie występują cienkie warstwy materiałów o różnych właściwościach fizycznych. Choć zajmowano się nimi od lat co najmniej trzydziestu to dopiero niedawno osiągnięto poziom technologii, pozwalający na wytwarzanie układów o zadanych parametrach. Równocześnie postęp jaki dokonał się w dziedzinie badań strukturalnych pozwala te układy charakteryzować [1]. Wielowarstwy metaliczne



Rys.1.1. Magnetoopór trzech warstw wielokrotnych typu Fe/Cr zmierzony w 4.2 K [2] (wartości podane za symbolem pierwiastka określają grubość subwarstw, liczbę subwarstw Fe i Cr podano za nawiasem).

wykorzystywane są obecnie masowo w technice. Znajdują zastosowania między innymi jako lustra dla promieni X [1], monochromatory wiązek neutronowych [1], filtry optyczne [3] oraz warstwy zwiększające lub zmniejszające współczynnik odbicia światła od pokrytych nimi powierzchni [3]. W roku 1988 Baibich i inni [2] zaobserwowali, że opór elektryczny (R) warstw wielokrotnych typu Fe/Cr znacznie obniża się pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego (H) (rys. 1.1). Zmierzona względna zmiana oporu w polu 2 T sięgała kilkudziesięciu procent i była znacznie większa niż w przypadku znanego wcześniej anizotropowego efektu magnetooporowego [4]. Z tego powodu efekt nazwany został gigantycznym magnetooporem (ang. GMR- giant magnetoresistance). Amplituda efektu okazała się silnie zależeć od rodzaju zastosowanych w warstwie wielokrotnej materiałów oraz

grubości subwarstw. Jeśli warstwy niemagnetyczne w wielowarstwie wykonane są z V lub Mo GMR jest zaledwie rzędu 0.1 %, z kolei w warstwach typu Fe/Cr efekt przekroczyć może 100 % [5] (definicja amplitudy GMR - patrz wzór 2.3). Pierwsze teoretyczne wyjaśnienie efektu GMR pochodzi od Camley'a i Barnasia [6]. W oparciu o równanie transportu Boltzmana i uwzględnienie zależnego od spinu rozpraszania elektronów przewodnictwa na interfejsach (interfejsem nazywać będę obszar graniczny między subwarstwami z różnych materiałów) między warstwami magnetycznymi i niemagnetycznymi otrzymali oni zgodny z eksperymentem opis zależności $R(H)$. Grubość subwarstw Cr w doświadczeniu Baibicha została dobrana tak by w zerowym zewnętrznym polu magnetycznym namagnesowania sąsiednich warstw Fe ustawione były antyrównoległe (sprzężenie antyferromagnetyczne - AF). Tego typu zachowanie, jest możliwe dzięki wymiennemu sprzężeniu międzywarstwowemu, które zaobserwowane zostało po raz pierwszy w 1986 roku [7]. W 1990 pokazano [8], że wzajemna orientacja momentów magnetycznych sąsiednich warstw zależy w sposób oscylacyjny (naprzemiennie równoległa i antyrównoległa) od grubości warstwy Cr, tzw. przekładki. Ze względu na to, że obserwowane zmiany $R(H)$ związane są ze zmianą konfiguracji kierunków namagnesowań (zazwyczaj od antyrównoległej dla $H=0$ do równoległej, odpowiadającej minimum oporu, dla dostatecznie dużych wartości H) GMR w funkcji grubości przekładki również wykazuje oscylacyjny charakter [9]. W 1991 roku pokazano [10,11], że zmiana oporu układu jest proporcjonalna do kosinusa kąta, Θ_{12} , między rzutami namagnesowań sąsiednich warstw magnetycznych wielowarstwy na płaszczyznę równoległą do powierzchni warstwy:

$$R=R_o+0.5\Delta R_{GMR}\cos(\Theta_{12}), \quad \text{powinien być ,,minus" } \quad (1.1)$$

gdzie ΔR_{GMR} oznacza całkowitą zmianę oporu związaną z efektem GMR, a $(R_o-0.5\Delta R_{GMR})$ opór w nasyceniu [12]. Bezpośrednio po odkryciu efektu GMR zbadano wiele układów wielowarstwowych różniących się zarówno materiałem subwarstw, ich grubością oraz strukturą. W wyniku tych badań w roku 1992 analogiczny efekt odkryto również w magnetycznych stopach niejednorodnych, w których magnetyczne granule zanurzone są w przewodzącej, niemagnetycznej matrycy [13]. Efekt nazwany został granularnym gigantycznym magnetooporem (GGMR-ang. granular GMR). Dziesięć lat badań nad układami wykazującymi GMR doprowadziło do wielu osiągnięć: wyjaśniono w zadawalającym stopniu przyczynę występowania wymiennego sprzężenia międzywarstwowego [14-18], stworzono modele opisujące GMR [6,19-22], zbadano wpływ podstawowych parametrów takich jak grubość subwarstw [23-26], liczba

powtórzeń podstawowej dwuwarstwy [27-29], rodzaj podłoża i warstwy buforowej [30-32] oraz parametrów technologicznych [33-36]. W ostatnich latach wiele prac doświadczalnych [11,35,37-39] jak i teoretycznych [19,22,40] poświęcono odmianie efektu GMR, która występuje gdy prąd płynie prostopadle do powierzchni warstwy. Jest to tzw. prostopadły GMR, oznaczany skrótem CPP (ang. current perpendicular to the planes). Pierwotnie badany efekt oznaczany jest skrótem CIP-GMR (ang. current in the planes). Wartość amplitudy w konfiguracji CPP jest często znacznie większa niż dla CIP lecz ze względu na bardzo małe wartości mierzonych oporów z jego badaniem związane są istotne trudności eksperymentalne (konieczność ograniczenia powierzchni układu wielowarstwowego lub zastosowania elektrod nadprzewodzących) [38]. Prócz warstw wielokrotnych ze sprzężeniem AF magnetoopor typu GMR występuje w tzw. zaworach spinowych, w których antyrównoległa orientacja wektorów namagnesowania uzyskiwana jest dzięki wykorzystaniu anizotropii wymiany [41] do „przyszpilenia” (wymuszenia określonego zwrotu wektora namagnesowania warstwy ferromagnetycznej sprzężonej wymiennie z warstwą antyferromagnetyka) jednej z warstw magnetycznych [5,42,43] lub zastosowaniu warstw o różnym polu koercji [5]. W układach typu zawór spinowy istnieje możliwość uzyskania dużych zmian oporu pod wpływem bardzo małych zmian pola magnetycznego [44] i osiągnięcia czułości efektu magnetooporowego sięgających 17 %/Oe [43] (porównaj - wzór 6.6). W układach wielowarstwowych maksymalne uzyskiwane czułości są niższe i wynoszą dla układu permaloj/Au (permaloj = stop NiFe) około 1.2 %/Oe (w temperaturze pokojowej, RT) [45-47]. Wysokie czułości połowe uzyskiwane w metalicznych warstwach wielokrotnych wykazujących GMR stwarzają perspektywę wykorzystania tych materiałów jako sensorów pola magnetycznego [44,48], elementów pamięci operacyjnych komputerów [49] oraz przede wszystkim jako głowic czytających w technice zapisu magnetycznego [5,50] o parametrach przewyższających tradycyjne głowice magnetooporowe działające w oparciu o anizotropowy efekt magnetooporowy (AMR) [51,52]. W większości badanych do tej pory układów o wysokiej czułości efektu GMR warstwę ferromagnetyczną stanowi stop Ni z Fe tzw. permaloj (zawierający około 80 % Ni) lub jego modyfikacje [45-47,51,53]. Przyczyną tego jest przede wszystkim bardzo niska anizotropia magnetyczna i związana z nią bardzo ważna z aplikacyjnego punktu widzenia niska magnetostrykcja [51,54]. Choć układy wielowarstwowe z permalojem badane są od szeregu lat wciąż pozostaje wiele zagadnień wymagających rozwiązania nim możliwe będzie ich zastosowanie w praktyce. Do najważniejszych obecnie należą określenie optymalnych (ze względu na czułość GMR) grubości i liczby

subwarstw [46,47,55], zminimalizowanie szumów oporu w słabych polach [48,56], uzyskanie wysokiej stabilności termicznej [57], zbadanie wpływu rozmiarów elementów magnetooporowych na ich charakterystykę [49,58,59], zbadanie charakterystyki magnetooporowej dla wysokich częstotliwości zmian pola magnetycznego [60] oraz wpływu natężenia prądów mierzących na stabilność i trwałość warstw (elektromigracja) [61].

W niniejszej pracy przedstawione są rezultaty badań własności magnetycznych i magnetotransportowych układów wielowarstwowych typu Py/Cu (gdzie Py to permaloj o składzie $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}$ (w procentach atomowych)) otrzymanych metodą rozpylania jonowego. W pracy zbadano w szczególności wpływ grubości subwarstwy Py oraz liczby powtórzeń dwuwarstwy Py/Cu na własności magnetyczne układów o grubości subwarstw Cu, $t_{\text{Cu}} \approx 2$ nm. Wybór grubości t_{Cu} podyktowany był przede wszystkim doniesieniami literaturowymi na temat zależności amplitudy i pola nasycającego efektu GMR od grubości subwarstw miedzi. Pomimo że największe amplitudy uzyskuje się dla $t_{\text{Cu}} \approx 1$ nm [5,23] to jednak znacznie słabsze pola nasycające i w konsekwencji większe czułości efektu GMR uzyskuje się dla $t_{\text{Cu}} \approx 2$ nm [5,23,62-64]. Próba zbadania wpływu podstawowych parametrów warstwy Py/Cu (grubość subwarstw Py, liczba powtórzeń) na proces przemagnesowania, własności magnetotransportowe oraz czułość efektu magnetooporowego stanowiły główną motywację podjęcia tej tematyki. Prócz tego podjęto próbę weryfikacji stosowalności fenomenologicznego modelu procesu przemagnesowania podwójnych warstw magnetycznych ze sprzężeniem międzywarstwowym [65,66] do opisu pętli histerezy otrzymanych warstw. Uzyskane rezultaty wraz z omówieniem doniesień literaturowych przedstawiono w ośmiu rozdziałach.

W rozdziale drugim omówiono podstawy teoretyczne badanych zjawisk. Nie jest to jednak próba pełnego przedstawienia teorii zaproponowanych w literaturze przedmiotu. Ograniczono się do podstawowych faktów potrzebnych do zrozumienia efektu GMR w magnetycznych warstwach wielokrotnych. W trzeciej części pracy przedstawiono przegląd literatury dotyczącej własności magnetycznych i magnetooporowych permaloju oraz badanych warstw Py/Cu. Rozdział czwarty stanowi krótką charakterystykę użytych w badaniach metod pomiarowych. W części piątej przedstawiono zastosowany w niniejszej pracy sposób otrzymywania warstw wielokrotnych oraz jego ewentualny wpływ na ich strukturę. Rozdział szósty stanowi przegląd uzyskanych rezultatów eksperymentalnych wraz z próbą ich interpretacji na

podstawie danych literaturowych. W części siódmej zanalizowano otrzymane rezultaty w świetle ewentualnej przydatności aplikacyjnej układów typu Py/Cu. W rozdziale ósmym dokonano podsumowania uzyskanych wyników.

2. Zjawisko gigantycznego magnetooporu

2.1. Magnetoopór

Zjawisko magnetooporu czyli zmiany oporności elektrycznej materiału pod wpływem pola magnetycznego [51,67] odkryte zostało w żelazie przez W. Thomsona w 1857 roku. Efekt ten obserwowany jest we wszystkich substancjach przewodzących. W metalach zmiany oporu w łatwo dostępnych polach (do około 2 T) są rzędu 10^{-2} %, a w polach silnych (ok. 30 T) mogą znacznie przekraczać sto procent (47 % dla miedzi w 78 K i 380 % dla bizmutu w temperaturze pokojowej, RT) [68]. Tzw. zwykły lub lorentzowski magnetoopór (ang. ~~ORM~~ ^{OMR} - ordinary magnetoresistance) wywołany jest siłą Lorentza, pod wpływem której tory elektronów ulegają zakrzywieniu gdy pole magnetyczne ma składową prostopadłą do kierunku ich ruchu. W konsekwencji zmniejsza się ich pęd w kierunku pola elektrycznego, wzrasta liczba rozpraszania oraz rośnie oporność [68]. Zmiany oporu w polach słabszych niż około 10 T są proporcjonalne do B^2 , gdzie B to indukcja pola magnetycznego. W metalach i stopach ferromagnetycznych oprócz OMR występuje tzw. nadzwyczajny lub anizotropowy efekt magnetooporowy (ang. AMR - anisotropic magnetoresistance) [51,67,69] objawiający się zmianą oporności pod wpływem zmiany orientacji namagnesowania materiału w stosunku do kierunku płynącego przez niego prądu. W układach polikrystalicznych opór jest największy, gdy kierunek prądu zgodny jest z kierunkiem namagnesowania [51,67]:

$$R = R_0 + \Delta R \cos^2 \theta, \quad (2.1)$$

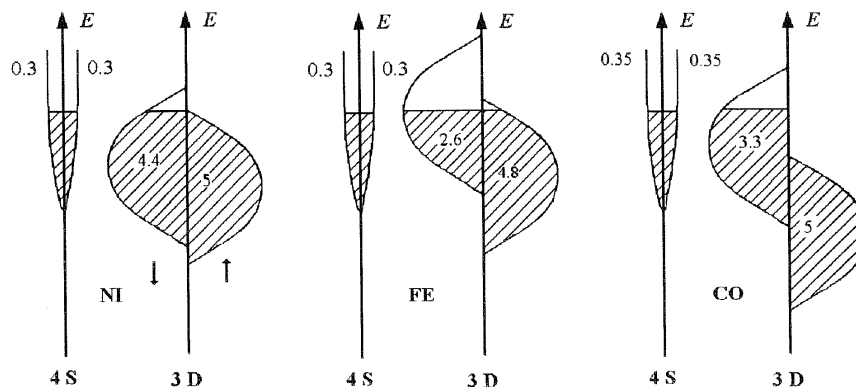
gdzie θ oznacza kąt między kierunkiem prądu i namagnesowania a ΔR oznacza zmienną część oporu. Maksymalne obserwowane amplitudy efektu AMR sięgają 27 % (stop $\text{Ni}_{70}\text{Co}_{30}$ w 4.2 K, 6.6 % w temperaturze pokojowej) [69]. W stopach typu permaloi (skład zbliżony do $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), które okazały się jak dotychczas najlepszymi dla zastosowań w głowicach odczytujących, AMR sięgać może do około 4 % w temperaturze pokojowej [70]. Przyczyną efektu AMR jest anizotropowy mechanizm rozpraszania. W metalach przejściowych i ich stopach gdzie dominują przejścia elektronów s do stanów d macierz rozpraszania ma obniżoną symetrię ze względu na oddziaływanie spin-orbita. Prawdopodobieństwo rozpraszania elektronów zwiększa się gdy poruszają się one zgodnie z kierunkiem lokalnego namagnesowania [67]. Odkryte w ostatnich latach zjawisko gigantycznego magnetooporu, będącego przedmiotem niniejszej pracy, występuje w układach warstwowych i granularnych. W obu

przypadkach przyczyna jest jednakowa i zostanie omówiona w następnym podrozdziale. Znaczący magnetoopór obserwuje się również w półprzewodnikach, gdzie osiągać może on wartość kilkuset procent [71] oraz w tlenkach metali przejściowych 3d (tzw. kolosalny magnetoopór, ang. CMR). W drugim przypadku mechanizm efektu związany jest z przejściem fazowym paramagnetyk-ferromagnetyk [72], a typowe zmiany oporności sięgają kilkuset procent w temperaturze pokojowej i polach rzędu kilku tesli. Duża podatność efektu na wpływ temperatury oraz duże wartości pól niezbędnych do uzyskania znacznych zmian oporu powodują, że jak dotychczas efekt CMR nie znajduje praktycznego zastosowania [73].

2.2. Gigantyczny magnetoopór

2.2.1. Modele teoretyczne

Rozważania teoretyczne pokazują, że za występowanie efektu GMR odpowiedzialny jest zależny od spinu elektronu transport w ferromagnetycznych metalach przejściowych [19]. Dlatego niezbędne jest krótkie omówienie przewodnictwa w takich metalach. W ferromagnetycznych metalach przejściowych elektrony d są stosunkowo silnie związane, a transport elektronowy zachodzi głównie poprzez elektrony pasma s [74,75]. Mimo tego w magnetotransporcie znaczną rolę odgrywają własności elektronów d. W wyniku konkurencji między energią oddziaływania



Rys.2.1. Schematyczne przedstawienie gęstości stanów w pasmach s i d metali ferromagnetycznych (Fe, Co, Ni). Pasma zapełnione są do wspólnego poziomu Fermiego [74].

coulombowskiego (zakaz Pauliego) a energią kinetyczną skwantowanych poziomów elektronowych w szeregu metali i stopów następuje rozszczepienie pasm energetycznych elektronów d. Pasma 3d dzieli się spontanicznie na dwa pasma, z których każde zawiera elektrony o jednej orientacji spinu i związanego z nim momentu magnetycznego względem wyróżnionego kierunku (kierunku spontanicznego

namagnesowania). Pasma przesunięte są względem siebie energetycznie (rys. 2.1), a ze względu na fakt że energia Fermiego w całym układzie ma jednakową wartość pasmo o niższej energii zawiera więcej elektronów. Pojawia się spontaniczna polaryzacja odpowiedzialna za magnetyzm metali przejściowych [76]. Z punktu widzenia transportu elektronowego istotne jest, że gęstość stanów na poziomie Fermiego, $D(E_F)$, różni się znacznie dla elektronów o różnej orientacji spinów. Gęstość stanów $D(E_F)$ elektronów s nie zależy od ich spinu. Dla kobaltu $D(E_F)$ dla elektronów d o kierunku spinu przeciwnym do spontanicznej polaryzacji (namagnesowania) (tzw. spiny w dół) może być dziesięciokrotnie większa niż dla spinów σ_{\uparrow} skierowanych zgodnie z nim [74]. W czystym żelazie może wystąpić sytuacja odwrotna ($D_{\uparrow}(E_F) > D_{\downarrow}(E_F)$), ale różnice gęstości stanów są niewielkie [77]. Taka asymetria spinowa na poziomie Fermiego, zwiększona poprzez odpowiednie domieszkowanie ($\text{Fe}_{0.82}\text{V}_{0.18}$), pozwala uzyskiwać układy z odwrotnym efektem GMR, tzn. takie, w których orientacji antyrównoległej wektorów namagnesowania sąsiednich warstw odpowiada minimum oporu [1,77] (porównaj wzór 1.1). Elektrony podlegają zakazowi Pauliego, mogą być one zatem rozpraszane tylko do nieobsadzonych stanów kwantowych. Fakt, że w przewodnictwie dominuje rozpraszanie elastyczne (zachowanie energii elektronu) oznacza, że końcowa energia elektronu musi być rzędu E_F . W niezbyt wysokich temperaturach nieobsadzone stany o odpowiedniej energii znajdują się zatem tylko w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni Fermiego. Z powyższych rozważań wynika ważny wniosek [74]: prawdopodobieństwo rozproszenia elektronu przewodnictwa bez zmiany (kierunku) spinu jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalne do gęstości stanów na poziomie Fermiego $D(E_F)$ dla elektronów o takim samym spinie (mechanizm Motta). Większe prawdopodobieństwo rozpraszania prowadzi do większej oporności; dlatego:

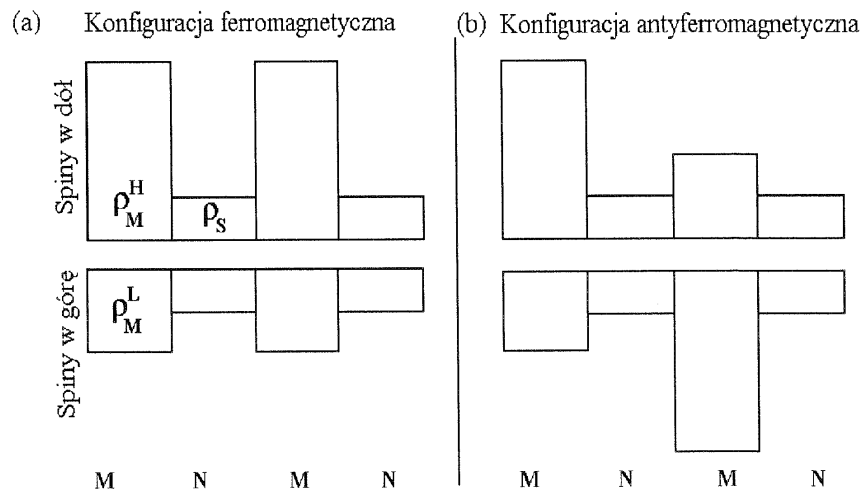
$$\rho \propto D(E_F) \quad (2.2)$$

Kontynuując dochodzi się do rezultatu, że oporność dla prądu przeniesionego przez elektrony σ_{\uparrow} jest w metalach i stopach ferromagnetycznych niższa niż w przypadku elektronów σ_{\downarrow} . W argumentacji tej zakładano, że podczas rozpraszania nie zachodzi zmiana kierunku spinu elektronu. Rzeczywiście jak dowodzą eksperymenty prawdopodobieństwo rozproszenia z reorientacją spinu (ang. spin-flip) jest małe, a w niskich temperaturach zaniedbywalne [19,74]. W konsekwencji czas relaksacji spinu τ_{σ}^{sf} jest znacznie większy niż czas relaksacji pędu τ_{σ} i w pierwszym przybliżeniu elektrony o różnych kierunkach spinu mogą być traktowane jako dwa równoległe i niezależne kanały przewodnictwa [19]. Jest to tzw. model dwóch prądów rozwinięty

przez Campbella i Ferta [19,75]. Posługując się modelem dwóch kanałów spinowych można w najprostszy i przejrzysty sposób wyjaśnić przyczynę pojawienia się efektu GMR w układach wielowarstwowych z ferromagnetycznymi metalami przejściowymi. Poniżej przedstawiony jest za Mathonem [74], bazujący na formalizmie dwóch kanałów model tzw. równoległych oporników. Załóżmy na początek, że w supersieci składającej się z warstw magnetycznych przedzielonych warstwami niemagnetycznymi (rys. 2.2) grubość tych drugich dobrana jest tak, że dzięki sprzężeniu antyferromagnetycznemu (rozdz. 2.3) w zerowym polu magnetycznym momenty magnetyczne sąsiadujących warstw ustawione są antyrównolegle (konfiguracja antyferromagnetyczna AF). Stanowi takiemu przypisujemy opór $R_{\uparrow\downarrow}$. Przyłożenie odpowiednio silnego pola magnetycznego powoduje, że wszystkie momenty magnetyczne ustawiają się zgodnie z jego kierunkiem (konfiguracja ferromagnetyczna F) a wartość oporu wynosi $R_{\uparrow\uparrow}$. W większości przypadków [5,19], również w tej pracy amplituda gigantycznego magnetooporu definiowana jest następującym wzorem:

$$MR = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} \times 100\%. \quad (2.3)$$

Z równania (2.2) wynika, że elektron o określonym spinie poruszający się w warstwie wielokrotnej napotyka obszary o różnej oporności (rys. 2.2): obszar niemagnetycznej



Rys.2.2. Rozkład lokalnych oporności ρ dla elektronów o spinie \uparrow i \downarrow w magnetycznej komórce supersieci dla konfiguracji ferromagnetycznej (a) i antyferromagnetycznej (b) [74]. Na rys.(a) pokazane są dwie komórki supersieci. M-warstwa magnetyczna, N-warstwa niemagnetyczna (przekładka).

przekładki charakteryzujący się oporem właściwym ρ_S niezależnym od spinu elektronu oraz obszary magnetyczne o wysokiej ρ_M^H i niskiej ρ_M^L oporności (zależnej od spinu). Opory obydwu kanałów spinowych mogą być dodane jak równoległe połączone

oporniki [75]. Dlatego efektywna oporność dla obu konfiguracji namagnesowań może być określona poprzez oporności poszczególnych kanałów spinowych (R_{\uparrow} i R_{\downarrow} odpowiednio dla elektronów o spinie \uparrow i \downarrow):

$$\frac{1}{R_{\uparrow\uparrow}} = \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}} \right)_{\uparrow\uparrow} \quad \frac{1}{R_{\uparrow\downarrow}} = \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}} \right)_{\uparrow\downarrow}, \quad (2.4)$$

gdzie R_{σ} jest oporem komórki supersieci dla kanału spinowego σ . Komórka taka obejmuje w konfiguracji równoległej jedną warstwę magnetyczną i sąsiadującą z nią przekładkę (rys. 2.2a) a w konfiguracji antyferromagnetycznej cztery sąsiadujące warstwy (patrz rys. 2.2b). Symbol $\uparrow\uparrow$ i $\uparrow\downarrow$ oznacza, że obliczenia wykonywane są dla konfiguracji namagnesowania odpowiednio równoległej i antyrównoległej. Ze względu na stosunek średniej drogi swobodnej do grubości subwarstw rozróżnić można dwa podstawowe przypadki:

(a) Średnia droga swobodna elektronów (ang. mfp - mean free path) w rozpatrywanym układzie jest dużo mniejsza od grubości subwarstw. Wtedy większą część „życia” (czasu między kolejnymi rozproszeniami) spędzają one w jednej warstwie i układ potraktować można jako równoległe połączone oporniki. W takim przypadku każda warstwa przewodzi niezależnie od pozostałych i nie występuje zjawisko GMR.

(b) Średnia droga swobodna w każdej z warstw jest dużo większa od jej grubości. Wtedy elektrony pomiędzy kolejnymi zderzeniami mają dużą szansę przemieścić się z jednej warstwy ferromagnetycznej do sąsiedniej. Efektywna oporność jest wtedy w przybliżeniu średnią z oporności poszczególnych subwarstw (wziętych z wagą proporcjonalną do ich grubości) i w ogólnym przypadku może być zapisana w postaci:

$$\bar{\rho} = (a\rho^a + b\rho^b) / (a + b), \quad (2.5)$$

gdzie a i b są grubościami subwarstw a ρ^a i ρ^b odpowiednimi opornościami. W przypadku rozważanych układów wielowarstwowych (N/M) i antyrównoległego ustawienia wektorów namagnesowania podstawowa komórka supersieci obejmuje dwie warstwy magnetyczne, o grubości M , i niemagnetyczne, o grubości N , a średnia oporność wynosi:

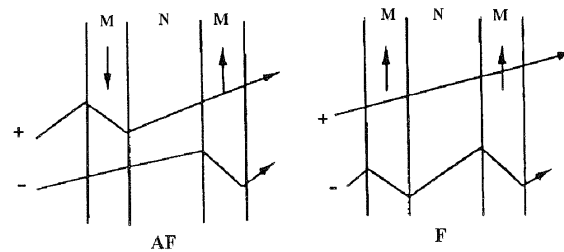
$$\rho_{\uparrow} = \frac{M\rho_M^L + M\rho_M^H + 2N\rho_s}{2(M + N)} \quad (2.6)$$

i jest jednakowa dla obydwu kanałów spinowych. W konfiguracji równoległej (sprzężenie ferromagnetyczne - F) z kolei oporność dla spinów większościowych tj. równoległych do namagnesowań jest znacznie mniejsza niż dla spinów mniejszościowych (rys. 2.3). Obrazowo sytuację opisać można w następujący sposób

[19]: w konfiguracji antyrównoległej wszystkie elektrony doznają silnego rozpraszania i opór układu jest „duży”, natomiast w konfiguracji równoległej większościowe elektrony stanowią na tyle efektywny kanał przewodnictwa, że oporność maleje mimo silniejszego niż w konfiguracji AF rozpraszania elektronów mniejszościowych. Elementarne obliczenia w oparciu o wzory (2.4-6) dają na wartość amplitudy GMR (wz. 2.3) następujące wyrażenie:

$$GMR = \frac{(\alpha - \beta)}{4(\alpha + N/M)(\beta + N/M)} \times 100\%, \quad (2.7)$$

gdzie $\alpha = \rho_M^H / \rho_S$ i $\beta = \rho_M^L / \rho_S$. Ze wzoru (2.7) wynika, że gdy oporności dla obu kanałów spinowych są w warstwie M jednakowe GMR nie występuje gdyż $\alpha/\beta=1$ i licznik jest równy zero. Kolejnym wnioskiem jest zanik efektu jak $1/N^2$ dla dużych N .



Rys.2.3. Schematyczna ilustracja efektu typu GMR w wielokrotnej warstwie magnetycznej (M - warstwa magnetyczna, N - warstwa niemagnetyczna) [78].

Odzwierciedla to fakt, że przekładka bocznikuje warstwy magnetyczne będące prawdziwym źródłem efektu gigantycznego magnetooporu. Ze względu na oscylacyjny charakter sprzężenia międzywarstwowego w magnetycznych warstwach wielokrotnych (rozdz. 2.3) GMR można obserwować jedynie dla określonych (zapewniających sprzężenie AF) grubości przekładki. Dlatego w układach wielowarstwowych [23] zależność amplitudy GMR od grubości warstw niemagnetycznych należy porównywać z obwiednią krzywej eksperymentalnej [74]. Przedstawiona teoria obowiązuje również wtedy gdy zależne od spinu rozpraszanie ma miejsce na interfejsie warstwa magnetyczna/niemagnetyczna. Uwzględnienie tego procesu polega na dodaniu do modelu dwóch dodatkowych oporników, po jednym w każdym kanale spinowym [74]. Model równoległych oporników pokazuje, że pojawienie się efektu GMR związane jest z różnicą oporności w warstwach magnetycznych między elektronami o różnych orientacjach spinu.

Bardziej zaawansowany model GMR w warstwach wielokrotnych zaproponowany został w 1989 roku przez Camley'a i Barnasia [6]. Model ten opiera się

na równaniu transportu Boltzmana, równaniu które od lat stanowi podstawę opisu własności transportowych bardzo wielu układów fizycznych, w tym również cienkich warstw [19,68,76,79]. Równanie Boltzmana jest zasadniczo narzędziem do opisu procesów transportu w gazach [79]. Dowodzi się jednak [79], że prawie swobodne elektrony w metalach (tzn. opisywane funkcjami Blocha) mogą być traktowane jako gaz elektronowy podlegający statystyce Fermiego, w którym zderzenia między cząsteczkami mogą być w pierwszym przybliżeniu pominięte. Gdy przy opisie uwzględni się, że prędkość elektronów opisanych stanami Blocha o wektorze falowym k ma postać

$$\bar{v}_k = \frac{2\pi}{h} \nabla_k E_k, \quad (2.8)$$

gdzie E_k oznacza energię elektronu a $(h/2\pi)\partial k/\partial t$ opisuje prędkość zmiany pędu elektronu, to wówczas możliwe staje się użycie równania Boltzmana do opisu transportu elektronowego. W najbardziej ogólnej postaci ma ono następującą postać [76]:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{sily} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{dyfuzja} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{rozpraszanie} = \frac{df}{dt} \quad (2.9)$$

gdzie $f(x,y,z,k_x,k_y,k_z,t)dx dy dz dk_x dk_y dk_z$ oznacza liczbę cząstek, które w chwili t znajdują się w elemencie objętości $dx dy dz$ ulokowanym w punkcie (x,y,z) i znajdują się w stanach opisanych wektorami falowymi z zakresu $dk_x dk_y dk_z$ skoncentrowanymi wokół wartości (k_x,k_y,k_z) oraz gdzie poszczególne wyrazy oznaczają wpływ sił pól zewnętrznych, dyfuzji i rozpraszania na funkcję rozkładu f . Posługując się twierdzeniem Liouville'a o zachowaniu objętości w przestrzeni fazowej równanie (2.9) można przekształcić do postaci :

$$\left(\frac{df}{dt}\right) + \frac{\partial k}{\partial t} \nabla_k f + v \nabla_r f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{rozpraszanie}. \quad (2.10)$$

W stanie stacjonarnym $(df/dt)=0$ (nie jest to stan równowagi tzn. bez obecności pól zewnętrznych i gradientu temperatury). Czynniki $\partial k/\partial t$ opisuje zmiany energii elektronów pod wpływem zewnętrznych pól (elektrycznych, magnetycznych) a trzeci wyraz z lewej strony równania opisuje procesy dyfuzyjne. Równanie (2.10) wyraża fakt, że w stanie stacjonarnym zmiany funkcji rozkładu, wywołane np. przyspieszaniem elektronów, są równoważone przez procesy rozpraszania i dyfuzji. Konkretna dla danego układu postać wyrażenia na rozpraszanie może być bardzo skomplikowana, czasami wręcz niemożliwa do wyznaczenia. Okazuje się jednak, że w temperaturach T znacznie wyższych od temperatury Debye'a (θ_D) dla czystych metali oraz w całym

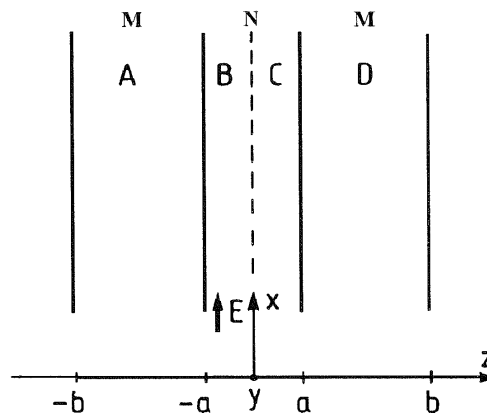
zakresie dla metali zanieczyszczonych lub zdefektowanych efekt rozpraszania przybliżyć można tzw. czasem relaksacji τ [76]. W takim przybliżeniu zakłada się, że dla niezbyt dużych odchyżeń funkcji rozkładu f_{init} od stanu równowagi f_0 powrót do niej pod wpływem samych tylko rozproszeń następuje eksponencjalnie w funkcji czasu t :

$$f - f_0 = (f_{init} - f_0)e^{-t/\tau}. \quad (2.11)$$

Wyraz opisujący rozpraszanie można zatem zapisać jako:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{rozpraszanie} = -\frac{(f - f_0)}{\tau} \equiv \frac{g}{\tau}, \quad (2.12)$$

gdzie f_0 oznacza rozkład Fermiego-Diraca w stanie równowagi termicznej, a g zmianę funkcji rozkładu wywołaną zewnętrznymi polami i rozpraszaniem [6]. Badając transport w cienkich warstwach za wyróżniony kierunek przyjąć można prostopadłą do płaszczyzny warstwy (zazwyczaj oznaczany jako z) oraz założyć że warstwa jest nieskończenie rozciągnięta. Pozwala to przyjąć, że funkcja f nie zależy od współrzędnych x i y . Ten typ opisu wykorzystany został w teorii Barnasia, która jako pierwsza pozwoliła w zadawalający sposób opisać gigantyczny magnetoopór w warstwach wielokrotnych. Modyfikując model przewodnictwa cienkich warstw Fuchsa-Sondheimera [80] poprzez wprowadzenie zależnego od spinu elektronów rozpraszania na interfejsach między obszarami magnetycznymi i niemagnetycznymi (przekładka) uwzględniono fakt, że warstwy magnetyczne przewodzą prąd w dwóch kanałach spinowych o różnej oporności. Poniżej przedstawiony jest zarys teorii Barnasia wraz z najważniejszymi wynikającymi z niego wnioskami [81].



Rys.2.4. Geometria warstwy podwójnej i układ współrzędnych użyty w opisie teoretycznym. Linia przerywana odpowiada płaszczyźnie na której kierunku osi kwantyzacji spinu ulega zmianie [81].

Rozważa się strukturę składającą się z dwóch identycznych warstw ferromagnetycznych, M_A i M_D , (rys. 2.4) oddzielonych warstwą niemagnetycznego przewodnika N . Zakłada się, że warstwy namagnesowane są jednorodnie, a wektor

namagnesowania leży w płaszczyźnie równoległej do powierzchni interfejsu M_A/N . Prąd elektronowy w każdej z warstw wyznaczony jest przez funkcję rozkładu (2.9) różną dla różnych orientacji spinu. Po wstawieniu do równania Boltzmana wyrażenia typu $f^{\uparrow(\downarrow)} = f_0(v) + g^{\uparrow(\downarrow)}(z, v)$ (2.12) i uwzględnieniu tylko wyrazów pierwszego rzędu otrzymuje się wyrażenie na $g^{\uparrow(\downarrow)}(z, v)$:

$$\frac{\partial g^{\uparrow(\downarrow)}(z, v)}{\partial z} + \frac{g^{\uparrow(\downarrow)}(z, v)}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} v_z} = \frac{eE}{m v_z} \frac{\partial f_0(v)}{\partial v_x}, \quad (2.13)$$

gdzie e ($e > 0$) oznacza ładunek elektronu, m jego masę efektywną a $\tau^{\uparrow(\downarrow)}$ odpowiednio czas relaksacji dla elektronów o spinie w górę i w dół. W wyrażeniu (2.13) uwzględniono wpływ pola elektrycznego pomijając pole magnetyczne, które w ogólności prowadzi do powstania zwykłego efektu magnetooporowego (OMR). Ogólne rozwiązanie równania (2.13) ma postać:

$$g_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(z, v) = \frac{eE\tau^{\uparrow(\downarrow)}}{m} \frac{\partial f_0(v)}{\partial v_x} \left[1 + F_{\pm}^{\uparrow(\downarrow)}(v) \exp\left(\frac{\pm z}{\tau^{\uparrow(\downarrow)} |v_z|}\right) \right], \quad (2.14)$$

gdzie indeksy dolne \pm oznaczają odpowiednio rozwiązania dla $v_z > 0$ i $v_z < 0$ a F są funkcjami prędkości elektronów wyznaczonymi z warunków brzegowych zagadnienia. W analizowanym układzie dla obydwu interfejsów ($z = a, -a$) wprowadza się związki pomiędzy wartościami g w poszczególnych obszarach trójwarstwy. Przykładowo dla elektronów o spinie w górę poruszających się z obszaru B do A warunek brzegowy może być zapisany następująco:

$$g_{A+}^{\uparrow} R^{\uparrow} = g_{A-}^{\uparrow} - g_{B-}^{\uparrow} T^{\uparrow} \quad \text{dla } z = -a, \quad (2.15)$$

gdzie $T^{\uparrow(\downarrow)}$ i $R^{\uparrow(\downarrow)}$ są odpowiednio współczynnikami niedyfuzyjnej (bez zmiany pędu) transmisji i odbicia elektronów na interfejsie M/N. Warunek (2.15) oznacza, że w pobliżu interfejsu A/B na elektrony w obszarze A poruszające się w kierunku ujemnym składają się elektrony z obszaru B, które przeniknęły bez rozpraszania do obszaru A oraz elektrony z obszaru A odbite na interfejsie A/B. Wykorzystano w tym miejscu fakt, że niezaburzona funkcja f_0 odpowiada zerowemu wypadkowemu prądowi elektronowemu, a za transport odpowiedzialny jest przyczynek g . Podobne warunki, posługując się czynnikami „odbicia lustrzanego”, p (ang. specularity), znanymi z teorii Fuchsa-Sondheimera [80], wprowadza się dla zewnętrznych powierzchni układu:

$$g_{A+}^{\uparrow} = p_A g_{A-}^{\uparrow} \quad \text{dla } z = -b, \quad (2.16)$$

gdzie czynnik p określa jaką część elektronów padających na zewnętrzną powierzchnię układu odbita zostaje elastycznie. Ponieważ istnieje pewne prawdopodobieństwo, że

elektron o spinie np. w górę w wyniku przejścia z warstwy M_A do M_D zmieni jego orientację pod wpływem oddziaływania z namagnesowaniem warstwy D, wprowadza się dodatkowy, fikcyjny interfejs w $z=0$. Dla uzyskania zgodności z eksperymentem zakłada się, że :

$$g_{C+}^{\uparrow} = \cos^2(\theta/2)g_{B+}^{\uparrow} + \sin^2(\theta/2)g_{B+}^{\downarrow}, \quad (2.17)$$

gdzie θ jest kątem między rzutami namagnesowań wektorów namagnesowań warstw A i D na płaszczyznę xy. Obecność w związku (2.17) kąta θ między kierunkami kwantyzacji spinów w sąsiednich warstwach ferromagnetycznych zapewnia pojawienie się obserwowanej w eksperymencie zależności [5,82] :

$$\Delta R \propto \cos\theta. \quad (2.18)$$

Całkowity prąd I (na jednostkę długości wzdłuż osi y) wywołany polem elektrycznym przyłożonym w kierunku x dany jest całką:

$$I_x = -e \int dz \int dv (g^{\uparrow}(v,z) + g^{\downarrow}(v,z))v_x, \quad (2.19)$$

gdzie całkowanie po z wykonać należy oddzielnie w każdym obszarze. W obliczeniach uwzględnia się ponadto różnicę prędkości Fermiego, mas efektywnych i dróg swobodnych elektronów poruszających się w warstwach M i N, różnicę dróg swobodnych elektronów o różnej orientacji spinu oraz fakt, że elektrony poruszają się pod różnym kątem względem wyróżnionego kierunku. W sumie w zagadnieniu występuje 16 warunków brzegowych (analogicznych do 2.15-17), które pozwalają wyznaczyć rozwiązania typu (2.14) we wszystkich obszarach układu. Znając funkcję rozkładu f w całym obszarze można wykonując obliczenia dla $\theta=0$ i π wyznaczyć amplitudę efektu GMR (zwykle stosuje się założenia idealizujące np. że czynnik p nie zależy od spinu). W analizie rozwiązań pomocne okazuje się wprowadzenie parametrów, które pozwalają oddzielić od siebie przyczynki do efektu GMR pochodzące od zależnego od spinu rozpraszania na interfejsie M/N oraz wewnątrz warstw M (patrz model równoległych oporników). Wprowadza się parametr $N_b = \lambda_1^{\downarrow} / \lambda_1^{\uparrow}$, który opisuje stosunek długości dróg swobodnych dwóch kanałów spinowych w ferromagnetyku, charakteryzujący asymetrię tzw. rozpraszania objętościowego (ang. bulk scattering) oraz $N_s = (I-T^{\uparrow}) / (I-T^{\downarrow})$ opisujący asymetrię spinową rozpraszania na interfejsie (wyraz $(I-T)$ opisuje prawdopodobieństwo rozproszenia z utratą kierunku pędu).

Zgodnie z teorią Barnasia [16,81] dla ustalonych N_b i N_s amplituda efektu GMR:

-rośnie monotonicznie ze wzrostem średniej drogi swobodnej λ elektronów w przypadku rozpraszania na interfejsie,

-posiada wyraźnie określone maksimum w funkcji λ dla rozpraszania objętościowego,

-dla rozpraszania na interfejsie amplituda GMR maleje monotonicznie z grubością warstwy magnetycznej ($p < 1$),

-dla rozpraszania objętościowego GMR posiada wyraźne maksimum w funkcji grubości warstwy magnetycznej (gdy grubość warstwy M jest większa od średniej drogi swobodnej elektronów część warstwy staje się nieaktywna ze względu na rozpraszanie zależne od spinu ale daje jednocześnie przyczynek do przewodnictwa) [16],

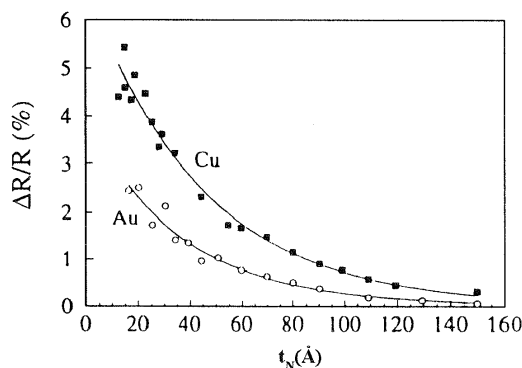
- amplituda efektu monotonicznie wzrasta ze wzrostem ilości powtórzeń podstawowej warstwy podwójnej M/N . Jest to konsekwencja relatywnego obniżenia w grubszych warstwach wpływu zewnętrznych powierzchni na „niemagnetyczne” rozpraszanie (cieńsze warstwy charakteryzują się wyższą opornością elektryczną) oraz zwiększenia ilości interfejsów aktywnych magnetycznie.

Zależność średniej drogi swobodnej elektronów od temperatury wyznaczona z pomiarów oporności pozwala porównywać z przewidywaniami modelu Barnasia zależność $GMR(T)$. W opisanym powyżej formalizmie uwzględnione może być tzw. mieszanie kanałów spinowych, czyli rozpraszanie typu spin-flip, które jak pokazują obliczenia prowadzi do osłabienia efektu GMR [19]. W ostatnich latach rozwinęły się również znacznie modele usiłujące opisać efekt GMR na bazie teorii kwantowej [11,19,20,83], a w szczególności na bazie formalizmu Kubo [76][22,84]. Charakter niniejszej pracy czyni niecelowym ich omawianie, gdyż nie wprowadzają one jakościowych różnic w stosunku do teorii Barnasia. Należy jednak zwrócić uwagę, że kwantowe podejście pozwoliło między innymi wyjaśnić obserwowaną eksperymentalnie zależność $\Delta R \propto \cos \theta$ (wz. 2.18) [11,82,85] oraz niektóre przyczyny zależnych od spinu procesów rozpraszania [16,20]. Poniżej omówione zostaną wyniki doświadczalne dotyczące wpływu podstawowych parametrów (grubość subwarstw, ilość powtórzeń) na efekt gigantycznego magnetooporu w warstwach wielokrotnych.

2.2.2. Wyniki eksperymentalne

Zależność amplitudy GMR od grubości warstwy niemagnetycznej

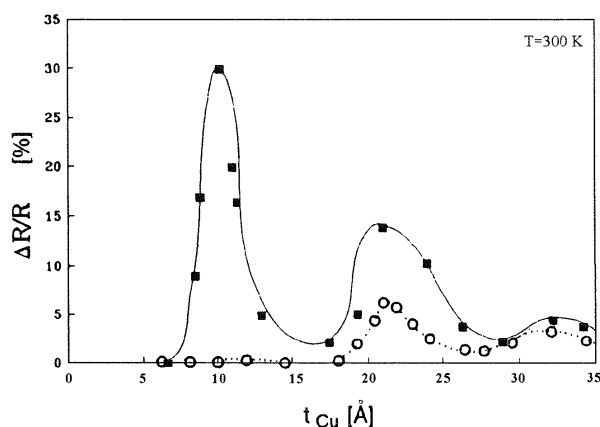
Przewidywania teoretyczne [74,81,84] pokazują (patrz wzór 2.7), że amplituda efektu GMR powinna maleć ze wzrostem grubości warstwy niemagnetycznej. Rzeczywiście jak widać na rys. 2.5 wartość amplitudy GMR (rozumiana jako względna różnica oporów między konfiguracją równoległą i antyrównoległą - patrz wzór 2.3) maleje monotonicznie z grubością przekładki wykonanej z metalu przejściowego. Za efekt ten odpowiedzialne są dwa czynniki [5]: (i) zwiększone rozpraszanie elektronów wewnątrz przekładki i związany z tym zmniejszony przepływ elektronów między sąsiednimi warstwami magnetycznymi co redukuje efektywność mechanizmu odpowiedzialnego za GMR w zaworze spinowym, (ii) zwiększone bocznikowanie prądu przez przekładkę. Należy w tym miejscu podkreślić, że przedstawione na rys. 2.5. rezultaty pochodzą z eksperymentu z tzw. sandwichem typu zawór spinowy [5] tj. układem dla którego antyrównoległe położenie wektorów namagnesowania uzyskuje się dzięki wykorzystaniu tzw. anizotropii wymiany [41], nie jest więc konieczne występowanie sprzężenia AF dla zaistnienia efektu GMR. W układach wielowarstwowych ze sprzężeniem AF, takich jak badane w niniejszej pracy, typowa



Rys.2.5. Amplituda efektu GMR w funkcji grubości niemagnetycznej przekładki w zaworze spinowym Si/Co(7 nm)/N(t_N)/NiFe(5 nm)/FeMn(8 nm) z N=Cu,Au [5].

zależność GMR od grubości przekładki [1,8,9,24,31,45,86-88] wygląda tak jak pokazuje rys. 2.6. Wyraźnie widoczny jest jej oscylacyjny charakter, który odzwierciedla oscylacje wymiennego sprzężenia międzywarstwowego (patrz rozdz. 2.3). Tylko dla takich grubości przekładki, dla których występuje sprzężenie AF zapewniające antyrównoległe lub prawie antyrównoległe [78] ustawienie momentów magnetycznych sąsiednich warstw ferromagnetycznych dla $H=0$ możliwa jest zmiana ich wzajemnej orientacji do równoległej pod wpływem zewnętrznego pola

magnetycznego a tym samym uzyskanie efektu GMR. W przypadku sprężenia

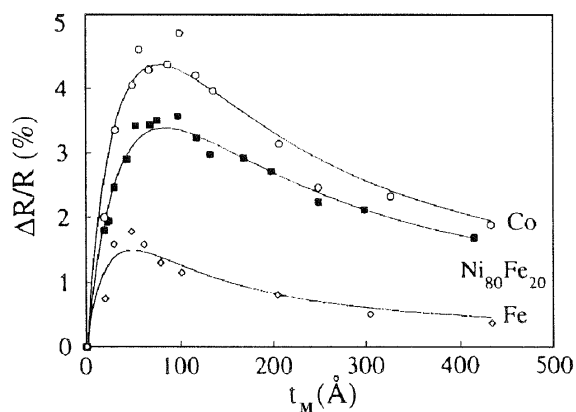


Rys.2.6. Zależność amplitudy GMR od grubości przekładki Cu w układzie szkło/Fe(6 nm)/[Co(1.1 nm)/Cu(t_{Cu})]₂₀ [31]. Kółka przedstawiają zależność dla układu bez warstwy buforowej Fe.

ferromagnetycznego momenty sąsiednich warstw ustawione są w przybliżeniu równolegle (bez względu na wartość pola magnetycznego) i GMR nie występuje lub jest bardzo słaby.

Zależność amplitudy GMR od grubości warstwy magnetycznej

Typowe doświadczalne zależności amplitudy GMR od grubości warstwy magnetycznej [1,5,25,36,86] zgodne są z przewidywaniami modelu Barnasia [81]



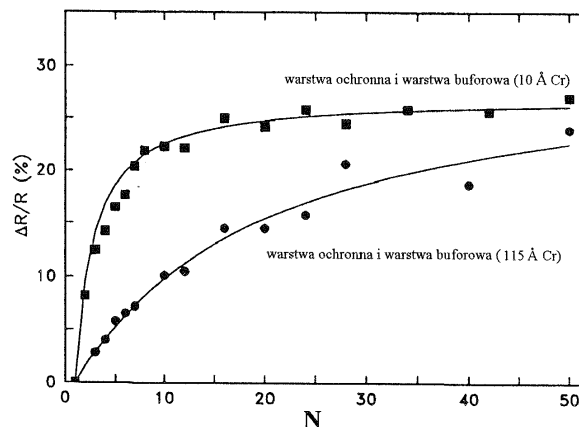
Rys.2.7. Amplituda GMR w funkcji grubości warstwy ferromagnetycznej w układzie typu zawór spinowy o strukturze $M(t_M)/Cu(2.5\text{ nm})/NiFe(5\text{ nm})/FeMn(10\text{ nm})$ ($M=Ni_{80}Fe_{20}$, Co lub Fe) [5].

(rys. 2.7) tj. obserwuje się wyraźne maksimum dla tym mniejszych grubości (t_{maxMR}) im większą rolę odgrywa zależne od spinu rozpraszanie na interfejsach [5,81]. Malenie amplitudy GMR dla $t_M > t_{maxMR}$ spowodowane jest zwiększeniem bocznikowania prądu przez wewnętrzne obszary warstwy (patrz rozdz. 2.2). W warstwach wielokrotnych spadek amplitudy poniżej t_{maxMR} spowodowany jest małą efektywnością rozpraszania elektronów na bardzo cienkich warstwach magnetycznych. Gdy dominuje objętościowe,

zależne od spinu rozpraszanie krytyczną grubością poniżej której elektrony są słabo rozpraszane jest ich średnia droga swobodna w warstwie magnetycznej (w stopach typu permaloj λ_{\downarrow} wynosi około 2 nm) [5]. W warstwach o małej, porównywalnej z mfp, grubości całkowitej istotny wpływ na zależność $GMR(t_M)$ ma również udział niemagnetycznego rozpraszania na powierzchniach zewnętrznych [5]. W warstwach takich (np. zawory spinowe) $t_{\max MR}$ jest zwykle większe niż w warstwach wielokrotnych.

Zależność amplitudy GMR od ilości subwarstw

Ilość powtórzeń, N , podstawowej dwuwarstwy w układzie wielokrotnym wpływa na wartość amplitudy efektu GMR [1,27,28] (rys. 2.8). Dla małych N zmiany oporu związane z GMR są relatywnie mniejsze niż dla dużych N ze względu na większy udział rozpraszania na zewnętrznych granicach warstwy w jej oporności [5,80]. Zwiększanie N prowadzi z jednej strony do obniżenia oporu (i oporności) ze względu na efekt rozmiarowy a z drugiej do wzrostu liczby interfejsów M/N na średniej drodze swobodnej elektronu. Przyczynia się to do wzrostu efektywności zależnego od spinu rozpraszania i prowadzi do wzrostu amplitudy GMR [1,6,81].



Rys.2.8. Zależność amplitudy GMR od liczby dwuwarstw w warstwie wielokrotnej Fe/Cr [1].

Wpływ szorstkości interfejsu na amplitudę efektu GMR

Wpływ szorstkości, r_{rms} , (zdefiniowanej jako odchylenie średnie kwadratowe od powierzchni średniej [3,90]) na transport elektronowy jest przedmiotem zainteresowania z przyczyn praktycznych [91] oraz teoretycznych [92], gdyż część teoretyków widzi w niej źródło zależnego od spinu potencjału na interfejsie [93]. Choć fundamentalne znaczenie ma badanie szorstkości w skali atomowej [94] dla której długość charakterystyczna jest rzędu λ_F (długość fali Fermiego) [34,93,95] to dużo

uwagi poświęca się również szorstkości mezoskopowej [91,96], która zmieniać może lokalnie grubość warstwy, a jej długość charakterystyczna w warstwach polikrystalicznych jest porównywalna z rozmiarem krystalitów [97]. Nie wydaje się obecnie możliwe jednoznaczne scharakteryzowanie wpływu szorstkości na efekt GMR, gdyż dla niektórych układów (wielowarstwy Fe/Cr) stwierdzono w jednej publikacji [95] wzrost amplitudy ze wzrostem szorstkości, a w innej jej obniżenie [34] mimo zastosowania przez obie grupy autorów epitaksji z wiązki molekularnej [98] (metoda ta pozwala uzyskać warstwy wielokrotne o najwyższej jakości strukturalnej). Dla układu Co/Cu otrzymanego metodą rozpylania katodowego zaobserwowano spadek GMR ze wzrostem szorstkości interfejsu [93]. Pozorne rozbieżności w wynikach eksperymentalnych wynikać mogą z dużych trudności związanych z określeniem struktury interfejsu a w szczególności z ilościowym scharakteryzowaniem jego szorstkości [34]. W warstwach wielokrotnych szorstkość interfejsu może obniżyć obserwowaną amplitudę GMR również pośrednio, poprzez wpływ na międzywarstwowe sprzężenie wymienne [91] (patrz rys. 2.6 i 2.9).

Wpływ warstwy buforowej na efekt GMR

Własności strukturalne układów cienkowarstwowych mogą istotnie zależeć od rodzaju podłoża na jakie są nanoszone [99]. Często w celu ograniczenia wpływu podłoża stosuje się warstwy oddzielające tzw. buforowe, które pozwalają dodatkowo wymuszać teksturę, czyli preferowaną orientację krystalitów tworzących warstwę [30,31,99]. W przypadku układów wielowarstwowych wykazujących efekt GMR dane literaturowe wskazują, że zastosowanie nieodpowiednich warstw buforowych może prowadzić nawet do zaniku magnetooporu typu GMR. W układzie szkło/Fe(6 nm)/[Co(1.1 nm)/Cu(t_{Cu})]₂₀ niezastosowanie bufora Fe prowadzi do zaniku magnetooporu dla $t_{Cu} \approx 1.0$ nm i 50 % obniżenia amplitudy dla $t_{Cu} \approx 2.0$ nm (rys. 2.6) [31]. Autorzy tłumaczą ten efekt znacznym zredukowaniem przestrzennych fluktuacji grubości subwarstw Cu w układach osadzanych na warstwie oddzielającej. Również grubość warstwy buforowej może mieć istotne znaczenie dla uzyskania pożądanych własności magnetooporowych. Przykładowo jak pokazano w pracy [30] w układzie SiO₂/Fe(t_{Fe})/[Ni₈₀Fe₂₀(1 nm)/Cu(1 nm)]₂₀ tylko w zakresie grubości bufora Fe 5 do 8 nm uzyskuje się znaczące wartości amplitudy magnetooporu. Jak wykazują pomiary strukturalne z użyciem dyfrakcji promieni X w układzie tym wysokie amplitudy GMR uzyskuje się dla warstw z preferowaną orientacją (100), dla zakresu wartości t_{Fe} 0-4 i 9-10 nm

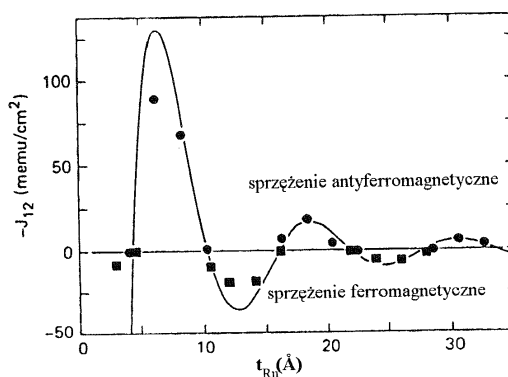
preferowana jest orientacja (111) a efektywny magnetoopór jest niewielki. Obserwowana zależność $GMR(t_{Fe})$ związana jest bezpośrednio z analogiczną zależnością pól nasycających efektu GMR, a więc i stałej sprzężenia międzywarstwowego (rozdz. 2.3). Inne doniesienia wskazują jednak, że również dla orientacji (111) obserwuje się znaczne amplitudy GMR [64].

W układzie szkło/[Ni₆₆Fe₁₆Co₁₈(1.5 nm)/ Cu(2.2-2.3 nm)]₂₀ [100] zastosowanie 50 nm bufora Zr daje około 10-krotne obniżenie wartości pól nasycających w stosunku do układu z warstwą oddzielającą z Fe. Zmianie tej towarzyszyło tylko około 50 % zmniejszenie amplitudy GMR. Tak więc zastosowanie odpowiedniego bufora pozwoliło uzyskać 5-krotny wzrost czułości polowej efektu GMR (definicja-wz.6.6). Choć tekstura warstw zależała w omawianym przypadku od zastosowanego bufora (Zr-(100), Fe-(111)) to bezpośredniej przyczyny obniżenia energii sprzężenia (rozdz. 2.3) dopatrują się autorzy w różnej dla obu materiałów bufora szorstkości interfejsów w warstwie wielokrotnej.

Podsumowując można stwierdzić, że warstwy oddzielające (buforowe) wpływają na amplitudę efektu GMR pośrednio, poprzez wpływ na proces wzrostu warstw wielokrotnych a przez to na ich strukturę.

2.3. Sprzężenie wymienne w układach wielowarstwowych

Gigantyczny magnetoopór (rozdz. 2.2) zaobserwowano po raz pierwszy w 1988 roku w układzie wielowarstwowym Fe/Cr z kilkudziesięcioma warstwami Fe [2]. Wcześniejsze doświadczenie przeprowadzone w 1985 roku wykazało, że w zerowym polu magnetycznym dla pewnych grubości warstw Cr momenty sąsiednich warstw ferromagnetycznych (Fe) ustawione są antyrównoległe [7]. Dopiero przyłożenie



Rys.2.9. Stała międzywarstwowego sprzężenia wymiennego w funkcji grubości przekładki Ru w układzie Ni₈₀Fe₂₀/Ru [15].

odpowiednio silnego pola magnetycznego powoduje nasycenie tj. ustawienie wszystkich momentów magnetycznych zgodnie z kierunkiem pola (i obniżenie oporu). Już w pierwszej pracy opisującej GMR pokazano [2], że sprzężenie AF oraz związany z nim efekt GMR obserwować można dla znacznie różniących się grubości subwarstw Cr (0.9, 1.2, 1.8 nm). Z kolei w 1990 pokazano, że energia sprzężenia oscyluje z grubością przekładki niemagnetycznej [8] (rys. 2.9). Jak wykazały dalsze eksperymenty [1,5,23,62,63,101] oscylacje energii sprzężenia w funkcji grubości przekładki występują powszechnie. Ścisły związek efektu GMR w metalicznych układach wielowarstwowych, będącego przedmiotem niniejszej pracy, z międzywarstwowym sprzężeniem wymiennym czyni niezbędnym krótkie omówienie podstawowych teorii wyjaśniających mechanizm tego sprzężenia. W niniejszym rozdziale pominięte zostaną zaawansowane teorie [16] opierające się na obliczeniach całkowitej energii układu.

2.3.1. Stała sprzężenia międzywarstwowego

Stała sprzężenia międzywarstwowego określa różnicę energii między stanem, w którym wypadkowe momenty sąsiednich warstw magnetycznych ustawione są równoległe a sytuacją gdy ustawione są antyrównoległe. Ponieważ w pierwszym przybliżeniu [5,102] energia sprzężenia jest proporcjonalna do kosinusa kąta, $\theta_{1,2}$, jaki tworzą rzuty namagnesowań oddziaływujących subwarstw na płaszczyznę warstwy [14-16] to wzór [16]

$$E_{1,2} = j_{1,2} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} = j_{1,2} \cos \theta_{1,2}, \quad (2.20)$$

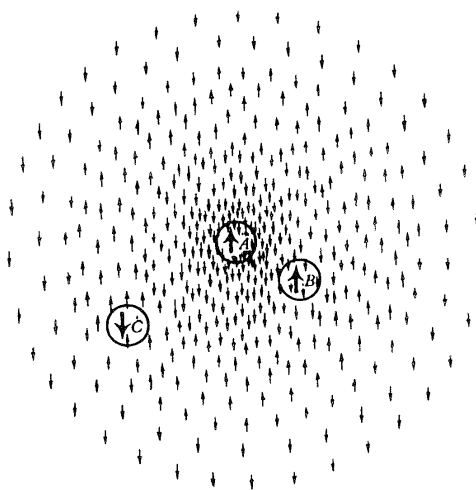
gdzie \vec{M}_1 i \vec{M}_2 to wektory namagnesowania sąsiednich warstw, definiuje stałą sprzężenia $j_{1,2}$, zwanego biliniowym lub heisenbergowskim [17]. Wzór ten określa energię oddziaływania na jednostkę powierzchni. W zależności od wartości stałej $j_{1,2}$ w zerowym zewnętrznym polu magnetycznym momenty magnetyczne sąsiednich warstw zorientowane mogą być równoległe ($j_{1,2} < 0$) lub antyrównoległe ($j_{1,2} > 0$). Prócz sprzężenia antyferromagnetycznego (AF) obserwuje się również sprzężenie faworyzujące prostopadłe ustawienie namagnesowań sąsiednich warstw, dla którego energia wyraża się wzorem [16]:

$$E_{1,2} = B_{1,2} \cos^2 \theta_{1,2}, \quad (2.21)$$

gdzie $B_{1,2} > 0$. Ten typ sprzężenia określanany jest mianem bikwadratowego, typu-90° [16] lub heisenbergowskiego drugiego rzędu [103].

2.3.2. Model typu RKKY

Znacznie wcześniej niż sprzężenie międzywarstwowe w warstwach wielokrotnych pośrednie oddziaływanie wymienne badane było w rozcieńczonych stopach, w których domieszki metali przejściowych posiadające zlokalizowany moment magnetyczny były rozmieszczone przypadkowo w metalicznej matrycy np. atomy Mn lub Fe ulokowane w Cu lub Au [15,76]. W układach takich stwierdzono, że momenty magnetyczne domieszek sprzęgają się ze sobą poprzez spolaryzowanie spinów elektronów przewodnictwa metalu stanowiącego matrycę [15,76] (rys. 2.10). Sprzężenie to sprzyjać może zarówno równoległej jak i antyrównoległej orientacji momentów oddziaływujących domieszek w zależności od odległości między nimi. Ten typ oddziaływania, zwany od nazwisk autorów jego teoretycznego wyjaśnienia sprzężeniem typu RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida), ma charakter zanikających oscylacji (w funkcji odległości jak $1/d^3$) a ich okres dany jest przez $\lambda_F/2$, gdzie λ_F to długość Fermiego w metalu matrycy (gospodarza) [76]. Zjawisko to jest analogiczne do oscylacji gęstości ładunku elektrycznego wokół elektrostatycznej domieszki w przewodniku tzw. oscylacji Friedel'a [76] (oscylacje prowadzące do oddziaływania RKKY również nazywane są oscylacjami Friedel'a). Mechanizmem prowadzącym do oddziaływania jest hybrydyzacja (superpozycja) zlokalizowanych elektronów 3d domieszki magnetycznej z elektronami przewodnictwa s matrycy [14,76]. Kierując



Rys.2.10. Oscylacje Friedel'a (RKKY) polaryzacji spinów elektronów s dookoła domieszki A prowadzą do ferromagnetycznego oddziaływania z domieszką B ale mogą sprzyjać ustawieniu antyrównoległemu w większej odległości (C) [76].

się analogią do sprzężenia RKKY między domieszkami w 1986 [104] wyjaśniono sprzężenie między magnetycznymi warstwami Gd przedzielonymi niemagnetycznymi przekładkami Y. W kolejnych eksperymentach udało się zaobserwować sprzężenie AF

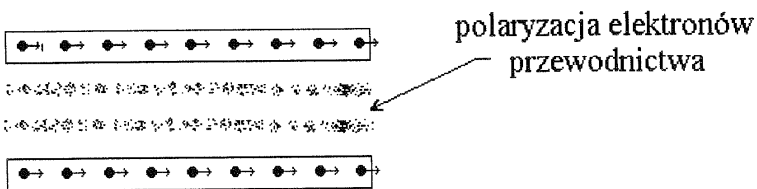
w dwuwarstwie Fe/Cr [7]. Teoretyczna interpretacja sprzężenia w warstwach wielokrotnych polega zasadniczo na zsumowaniu oddziaływań typu RKKY między wszystkimi atomami sąsiadującymi ze sobą powierzchni warstw magnetycznych przy uwzględnieniu grubości oddzielającej je matrycy. W warstwach wielokrotnych matryca odpowiada przekładce, a domieszka warstwie magnetycznej. Schematycznie sytuacja przedstawiona jest na rys. 2.11. Poszczególne modele opracowane na bazie teorii RKKY różnią się sposobem opisu układu ale ich wspólną cechą jest oscylacja sprzężenia i zanik jego energii z grubością przekładki jak $1/d^2$ [14,16]. W modelach analitycznych oddziaływanie między domieszką, w tym przypadku zwykle monoatomową warstwą ferromagnetyka, a elektronami przewodnictwa przekładki, za Rudermanem i Kitteltem, opisuje się w oparciu o tzw. potencjał kontaktowy [14,16] (oddziaływanie s-d) :

$$V_j(r,s) = A\delta(r - R_i)s \cdot S_i \quad (2.22)$$

gdzie S_i to spin atomowy, R_i położenie atomu magnetyka, a s to spin elektronu przewodnictwa znajdującego się w położeniu r . Zastosowanie potencjału (2.22) do opisu spinów w metalach przejściowych jest daleko idącym uproszczeniem i prowadzi zwykle do błędnego wyznaczenia fazy oscylacji sprzężenia [16]. W najprostszym modelu zakłada się, że warstwy magnetyczne F_1 i F_2 (rys. 2.11) składają się z atomów zajmujących węzły atomowe R_i metalu matrycy. Zastosowane wyrażenie na energię oddziaływania jest postaci [14,16]:

$$H_{ij} = J(R_{ij})S_i S_j, \quad (2.23)$$

gdzie $J(R_{ij})$ jest całką zależną od uogólnionej podatności magnetycznej $\chi(q)$ przekładki metalicznej, a q wektorem propagacji elektronu [76]. Z punktu widzenia teorii sprzężenia ważne jest, że $\chi(q)$ posiada osobliwość dla $q=2k_F$, co w konsekwencji powoduje, że $J(R_{ij})$ ma oscylacyjny charakter (okres wynosi π/k_F). Jest to przykład tzw. zjawiska Gibbsa związanego z faktem, że w typowych temperaturach funkcja rozkładu



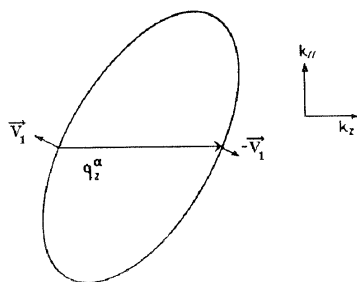
Rys.2.11. Schemat dwóch warstw ferromagnetycznych oddziaływających za pośrednictwem potencjału typu RKKY.

Fermiego-Diraca zmienia gwałtownie swoją wartość w pobliżu k_F . Sumowanie według wzoru

$$I_{1,2} = \frac{d}{V_0} S^2 \sum_{j \in F_2} J(R_{j_0}), \quad (2.24)$$

gdzie V_0 to objętość komórki atomowej a d stała sieci, daje energię sprzężenia na jednostkę powierzchni warstwy F_1 . Zakłada się, że przekładka ma strukturę kubiczną (czynnik V_0/d jest wtedy powierzchnią przypadającą na atom warstwy F_1). Wzór (2.24) oznacza zatem sumowanie oddziaływania wybranego atomu warstwy F_1 (oznaczonego jako 0) ze wszystkimi atomami przeciwległej warstwy F_2 . Oscylacyjny charakter zależności energii sprzężenia międzywarstwowego od grubości przekładki ma swe źródło w oscylacjach całki J ze wzoru (2.23). Pomijając szczegóły obliczeniowe podać można najważniejsze rezultaty modelu RKKY [16] dla układów typu warstwa ferromagnetyczna/niemagnetyczna:

1. Energia sprzężenia międzywarstwowego oscyluje wokół zera i zanika z grubością przekładki jak d^{-2} .
2. Przestrzenne okresy oscylacji zależą od szczegółów przekroju powierzchni Fermiego materiału przekładki płaszczyzną zawierającą normalną do interfejsu oraz punkt (0,0,0) przestrzeni odwrotnej. Okresy te dane są przez długości wektorów falowych q_z^α normalnych do interfejsu, które łączą dwa punkty na powierzchni Fermiego o przeciwnych prędkościach Fermiego (rys. 2.12). Okres Λ_α odpowiadający wektorowi q_z^α wynosi $2\pi/q_z^\alpha$.



Rys.2.12. Schematyczne przedstawienie wektora q_z^α dającego okres oscylacji dla niesferycznych powierzchni Fermiego [16].

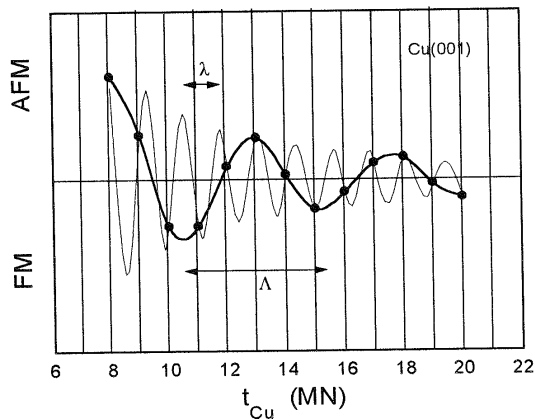
3. Istnieją kierunki (orientacje sieci krystalicznej przekładki względem powierzchni interfejsu), dla których występuje więcej niż jeden okres oscylacji przestrzennych.
4. Obecność czynnika $S_i \cdot S_j$ we wzorze (2.23) daje zależność energii sprzężenia od kąta $\theta_{1,2}$ między namagnesowaniami sąsiednich warstw w postaci [17]

$$E_{1,2} = j_{1,2} \cos \theta_{1,2}. \quad (2.20)$$

Model RKKY nie pozwala prawidłowo wyznaczyć energii sprzężenia ani fazy jego oscylacji. By to zrobić należy uwzględnić hybrydyzację pasma 3d ferromagnetyka i pasma przewodnictwa przekładki [15,16]. Uzyskane z modelu teoretyczne wartości okresu oscylacji różnią się dość znacznie od obserwowanych eksperymentalnie [105]. Można to jednak w prosty sposób wyjaśnić tzw. „aliasingiem” to jest efektem analogicznym do stroboskopowego (rys. 2.13) [14,16]. Ze względu na to, że eksperymentalnie badać można sprzężenie tylko przez warstwy o grubości będącej wielokrotnością odległości międzyatomowych w kierunku prostopadłym do interfejsu (nie uwzględnia się tu wpływu szorstkości interfejsu), $z=(n+1)d$, to w efekcie pomija się wszelkie składowe sprzężenia o okresie przestrzennym mniejszym niż $2d$ [106] i otrzymuje w wyniku analizy fourierowskiej zafałszowaną postać funkcji. Efektywny, do porównania z eksperymentem, okres Λ , uwzględniający *aliasing* można wyznaczyć posługując się wzorem [16]:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = \left| 2k_F - n \frac{2\pi}{d} \right|, \quad (2.25)$$

gdzie n jest liczbą całkowitą dobraną tak by $\Lambda > 2d$. Przewidywane okresy oscylacji są rzędu kilku monowarstw atomowych i dość dobrze zgadzają się z eksperymentem [14,16,105].



Rys.2.13. Ilustracja wpływu okresowości sieci krystalicznej (*aliasing*) na obserwowaną wartość (Λ) okresu przestrzennych oscylacji sprzężenia międzywarstwowego. (MN - liczba monowarstw Cu, λ - okres sprzężenia RKKY) [14,107].

2.3.3. Model interferencji kwantowej

Geometria układu dwóch warstw ferromagnetycznych oddzielonych para- lub diamagnetyczną przekładką metaliczną sugeruje, że można go analizować jako

jednowymiarową studnię potencjału [17,74,108-111]. Jest to możliwe gdyż grubość przekładki jest prawie zawsze mała w stosunku do rozmiarów poprzecznych warstw [37]. W modelu interferencji kwantowej [109-111] wykorzystano analogię między rozchodzeniem się fal elektronowych w warstwie wielokrotnej a propagacją światła we wnętrzu Fabry-Perot'a (interferometr). Zakłada się, że analizowany układ składa się z przekładki S o grubości d wewnątrz której panuje potencjał elektronowy $V=0$ i dwóch otaczających ją obszarów, A i B, o potencjale elektronowym V_A i grubości l każdy. Fala elektronowa poruszająca się z obszaru S do B ulega na interfejsie S/B częściowemu odbiciu oraz zmianie fazy o ϕ_A . Odbita fala, o składowej wektora falowego prostopadłej do interfejsu wynoszącej $-k_L$, ulega z kolei odbiciu od interfejsu S/A. W wyniku wielokrotnych odbić wewnątrz obszaru S dla fal Blocha o wektorze $-k_L$ spełniającym warunek

$$\Delta\phi = 2n\pi, \quad (2.26)$$

gdzie $\Delta\phi = 2k_L d + \phi_A + \phi_B$ jest zmianą fazy po powrocie fali do interfejsu S/A po odbiciu od interfejsu S/B, występuje pozytywna interferencja i powstają fale stojące gęstości elektronowej [110]. Gdy interferencja jest negatywna ($\Delta\phi = (2n+1)\pi$) odpowiednie stany elektronowe nie mogą propagować się w przekładce i następuje zmniejszenie elektronowej gęstości stanów $n(\varepsilon)$ [112]. Ponieważ warstwy A i B są w omawianym modelu ferromagnetyczne to współczynniki odbicia zależą od orientacji spinu elektronu względem ich namagnesowania. Z tego powodu kwantowy efekt rozmiarowy, a zatem i całkowita energia układu zależy od wzajemnej orientacji namagnesowań w warstwach A i B [112]. Jest to fizyczna przyczyna występowania międzywarstwowego sprzężenia wymiennego. Ponieważ efekt rozmiarowy wywołany jest interferencjami kwantowymi w przekładce S to sytuacje konstruktywnej i negatywnej interferencji występują naprzemiennie przy zmianie jej grubości. Jest to przyczyna oscylacyjnego charakteru siły sprzężenia w funkcji grubości d . Zmianę energii układu wynikającą ze zmiany gęstości stanów $\Delta n(\varepsilon)$ zapisać można jako:

$$\Delta E = \int_{-\infty}^{\varepsilon_F} (\varepsilon - \varepsilon_F) \Delta n(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.27)$$

Stała sprzężenia j wyznaczona może być poprzez porównanie energii ferromagnetycznej i antyferromagnetycznej konfiguracji namagnesowań:

$$j = \frac{1}{2} (E_F - E_{AF}) = \int_{-\infty}^{\varepsilon_F} (\varepsilon - \varepsilon_F) (\Delta n_F(\varepsilon) - \Delta n_{AF}(\varepsilon)) d\varepsilon. \quad (2.28)$$

Ostatecznie po uwzględnieniu jawnej postaci $\Delta n(\varepsilon)$ i wykonaniu obliczeń numerycznych otrzymuje się wartość stałej sprzężenia. Model interferencji kwantowej pokazuje, że:

- wpływ warstw A i B na sprzężenie międzywarstwowe zawarty jest całkowicie w asymetrii współczynników odbicia ze względu na spin elektronów,
- wpływ przekładki zawarty jest w wartościach wektorów k_{\perp} elektronów przewodnictwa (całkowanie po wszystkich zajętych stanach).

Konsekwentne zastosowanie modelu interferencji pozwala uzyskać dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi oraz przewidzieć występowanie sprzężenia bikwadratowego (wewnętrznego, niezwiązanego z szorstkością interfejsów - patrz rozdz. 2.3.4) [110,112]. Pokazano, że zasadniczo wszystkie modele wymiennego sprzężenia międzywarstwowego, w tym również RKKY, dają się sprowadzić do opisu w obrazie interferencji kwantowej [112].

2.3.4. Sprzężenie bikwadratowe

Na wstępie niniejszego rozdziału wśród obserwowanych rodzajów sprzężeń wymieniono oddziaływanie bikwadratowe, które preferuje wzajemnie prostopadłe ustawienie namagnesowań sąsiednich warstw ferromagnetycznych. Ten typ sprzężenia obserwuje się m.in. w podobnych do badanych w tej pracy układach wielowarstwowych NiFe/Cu [113] oraz NiFe/Ag [114] i Fe/Cr [115]. Wśród teoretycznych wyjaśnień pojawienia się tego efektu należy zwrócić uwagę na dwa podstawowe mechanizmy [17]: fluktuacji grubości przekładki oraz mechanizm swobodnych spinów (ang. loose spin). Jako źródło sprzężenia 90° rozważa się również oddziaływanie dipolowe [113]. Tzw. mechanizmy wewnętrzne nie wynikające z frustracji oddziaływania biliniowego [14] pojawiają się także w teorii interferencji kwantowej [102], lecz przewidywane energie oddziaływania są zbyt małe by wyjaśnić rezultaty eksperymentalne. Pierwszy z zaproponowanych mechanizmów uwzględnia fakt, że w większości uzyskiwanych układów wielowarstwowych interfejsy między warstwami nie są gładkie i lokalne zmiany grubości przekładki prowadzą do zmiany efektywnej wartości sprzężenia. Pokazano [17], że w wyniku konkurencji między biliniowym sprzężeniem międzywarstwowym a oddziaływaniem wymiennym wewnątrz warstw magnetycznych, stanem o najniższej energii może być prostopadła orientacja momentów magnetycznych sąsiednich warstw. Podkreślić należy, że lokalne momenty magnetyczne podlegają falowaniu przestrzennym, a kąt 90° należy rozumieć jako kąt między wypadkowymi

namagnesowaniami. Gdy amplituda przestrzennych fluktuacji grubości przekładki prowadzi do jej lokalnego zaniku otrzymuje się sprzężenie zakłócone przez tzw. mostki ferromagnetyczne (tj. lokalnie warstwy sprzężone są ferromagnetycznie) co również prowadzi do pojawienia się przyczynku bikwadratowego [113]. Model fluktuacji grubości przewiduje wzrost energii sprzężenia bikwadratowego, j_2 , ze wzrostem powierzchni obszarów o stałej grubości (tzw. tarasów), co sugeruje, że w warstwach wielokrotnych uzyskiwanych metodą MBE [98] oddziaływanie, j_2 , powinno być silniejsze niż w warstwach otrzymywanych metodą rozpylania katodowego, dla której rozmiary tarasów są znacznie mniejsze. Zależność temperaturowa sprzężenia bikwadratowego w powyższym modelu, mająca swe jedyne źródło w zależności $j_1(T)$ oraz $K(T)$ (gdzie K to stała anizotropii magnetycznej), nie potrafi odzwierciedlić eksperymentalnej, silnej zależności $j_2(T)$ obserwowanej w układach z przekładką Au [17]. Próba opisu tej zależności jest tzw. model swobodnych spinów [17]. Istotą jego jest uwzględnienie możliwości pojawienia się domieszkowych momentów magnetycznych w przekładce i założenie, że oddziaływają one z warstwami magnetycznymi poprzez potencjał typu RKKY. Oddziaływanie to modyfikuje sprzężenie między warstwami magnetycznymi i przyczynić może się do pojawienia się składowej bikwadratowej. Zależność temperaturowa w tym modelu wynika ze zmiany z temperaturą podatności paramagnetycznej momentu w przekładce i w konsekwencji jego odpowiedzi na polaryzację elektronów przewodnictwa wywołaną przez warstwy magnetyczne.

3. Własności magnetyczne i magnetotransportowe warstw wielokrotnych Ni-Fe/Cu

3.1. Własności magnetyczne stopów Ni-Fe

Stopy niklu z żelazem typu permaloj, zawierające 35 do 90 % wagowych Ni, należą do najbardziej uniwersalnych miękkich stopów magnetycznych używanych we współczesnej technice [51,54]. Zbadany jest wpływ domieszkowania oraz obróbki termicznej na ich własności magnetyczne co pozwala świadomie sterować procesami technologicznymi. Dla celów specjalnych, takich jak produkcja wysokiej jakości transformatorów lub blach do ekranowania magnetycznego można uzyskać stopy Ni-Fe o przenikalności początkowej, μ_i , sięgającej 10^5 w temperaturze pokojowej. Możliwa jest również precyzyjna kontrola pola koercji w zakresie 0.002 do 10 Oe co pozwala na różnorodne zastosowania stopów Py w elektronice i informatyce. [51,54]. Do zastosowań w różnego typu magnetycznych przetwornikach [106] istnieje możliwość uzyskania materiałów z prostokątną pętlą histerezy, dla której remanencja jest praktycznie równa namagnesowaniu nasycenia [54].

Prócz wielu technologii produkcji litych stopów permalojowych istnieje szereg metod otrzymywania cienkich warstw. Do podstawowych należą odparowywanie, rozpylanie jonowe oraz powlekanie elektrolityczne [54,116]. W niniejszej pracy do otrzymywania warstw wielokrotnych wykorzystano stop Ni-Fe o zawartości 83 % atomowych Ni tj. bardzo zbliżony składem do komercyjnego stopu *Permalloy* (81 % atomowych Ni) [51]. Dla takich składów stała kubicznej anizotropii magnetokrystalicznej ma wartość zbliżoną do zera ($K=0$) co jest jedną z głównych przyczyn dużej popularności permalaju w technice. Poprzez naniesienie (lub wygrzewanie) warstw w obecności zewnętrznego pola magnetycznego istnieje możliwość zaindukowania anizotropii jednoosiowej (mającej swe źródło w niesymetrycznym rozmieszczeniu atomów Fe i Ni – tzw. anizotropia par) [51,4]. Metod ta jest powszechnie stosowana do zmniejszenia dyspersji anizotropii a tym samym histerezy magnetooporowej warstw z Py wykorzystujących efekt AMR [52]. Bardzo pożyteczną, z technicznego punktu widzenia, własnością Py jest jego zerowa magnetostrykcja ($\lambda=0$) występująca dla składu zbliżonego do zawartości Ni odpowiadającej $K=0$ (dla uzyskania stopu charakteryzującego się równocześnie $\lambda=0$ i $K=0$ niezbędne jest dodanie trzeciego składnika [51] - np. 4 % Mo supermaloj). Istnieje dzięki temu możliwość wytwarzania zintegrowanych układów mało wrażliwych na obecność, trudnych do uniknięcia w cienkich warstwach, naprężeń mechanicznych

[3,51]. Jedną z podstawowych wad permaloju jest jego mechaniczna miękkość utrudniająca jego zastosowanie w niektórych rodzajach głowic czytających [51]. Typowe wartości namagnesowania nasycenia P_y są rzędu $1 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-1}$ [51,117]. Temperatura Curie stopu Ni83%-Fe17% w postaci litej wynosi około 570°C [54]. Porównując powyższe wartości z innymi wynikami eksperymentalnymi należy pamiętać, że szczególnie w permaloju właściwości fizyczne silnie zależą od sposobu otrzymywania.

3.2. Anizotropowy magnetoopór w warstwach Ni-Fe.

Anizotropowy magnetoopór polega na zależności oporu elektrycznego próbki od orientacji namagnesowania względem kierunku płynącego przez nią prądu [51] (patrz rozdział 2.1). Amplitudę efektu AMR definiuje się jako stosunek $\Delta R/R_0$ (patrz wzór 2.1). Efekt AMR jest najsilniejszy gdy wywołany jest zmianą kierunku namagnesowania od położenia w płaszczyźnie do kierunku do niej prostopadłego [52]. Ze względu na silną anizotropię kształtu w cienkich warstwach konfiguracja ta wymaga silnych pól i nie będzie dalej rozważana. Choć względne zmiany oporu mogą w niektórych stopach metali przejściowych osiągać wartość powyżej 6 % w RT ($\text{Ni}_{70}\text{Co}_{30}$, 26.7 % w 4.2 K [69]) to ze względu na właściwości o których był mowa w rozdziale 3.1 (K , $\lambda \approx 0$) i związane z nimi bardzo niskie wartości pól nasycających najszersze zastosowanie techniczne znajdują stopy typu permaloj. W stopach tych uzyskano wartość $\text{AMR} \approx 4\%$ w RT dla grubych warstw i materiałów litych. Dla cienkich warstw AMR maleje monotonicznie z grubością [51,67]. W warstwie o grubości 40 nm wykonanej ze stopu Ni80%Fe20%, zbliżonym składem do badanego w niniejszej pracy, amplituda efektu wynosi w RT około 2 % [118]. Ze względu na silną zależność amplitudy efektu AMR od grubości warstwy P_y należy się spodziewać, że będzie on pomijalny w całkowitym efekcie magnetooporowym mierzonym w układach wielowarstwowych Py/Cu. Niemniej udział tego efektu powinien być określony. W układach typu zawór spinowy oba efekty (GMR i AMR) można rozseparować [12]. Przykładając rotujące pole o wartości wyższej niż pole anizotropii warstwy swobodnej i niższej od pola anizotropii jednozwrotowej warstwy „przyszpilonej” uzyskujemy rotację namagnesowania jedynie warstwy swobodnej. Zakładając niezależność obu efektów można je rozdzielić korzystając z tego, że GMR jest proporcjonalny do kosinusa kąta między kierunkami namagnesowań obu warstw (okres 2π) a AMR do kwadratu kosinusa kąta między kierunkiem prądu mierzącego a kierunkiem

namagnesowania warstwy swobodnej (okres π) (podczas pomiaru kierunek przepływu prądu nie zmienia się). Metody tej nie można stosować w warstwach wielokrotnych (ze sprzężeniem AF) badanych w niniejszej pracy gdyż wymaga ona by namagnesowanie części warstw nie podążało za zmianą kierunku pola magnetycznego. W takim przypadku można wyznaczyć jedynie amplitudę efektu AMR (patrz rozdz. 6.3.1). Oporność elektryczna litego Py wynosi około $2 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}$ tj. jest około 15 razy większa niż oporność miedzi, drugiego składnika badanych w niniejszej pracy warstw [54,119].

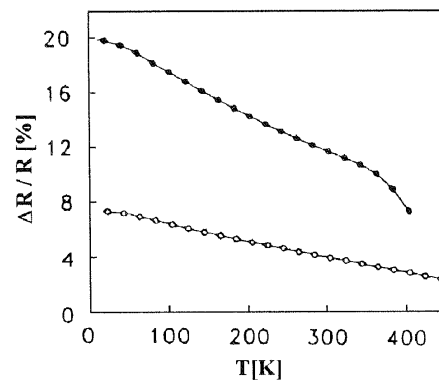
3.3. Gigantyczny magnetoopór w warstwach wielokrotnych Ni-Fe/Cu

W układach wielowarstwowych wartość amplitudy efektu GMR zależy od: grubości i rodzaju poszczególnych subwarstw [5], typu i grubości warstwy buforowej [30,32] oraz parametrów technologicznych stosowanych podczas nanoszenia (rozdz. 2.2). W tej sytuacji porównywanie własności magnetooporowych warstw wielokrotnych Py/Cu na podstawie różnych doniesień literaturowych jest utrudnione. W związku z powyższym przedstawione zostaną zasadniczo tylko maksymalne obserwowane amplitudy GMR w układach, w których stosowany permalój zbliżony był składem do użytego w niniejszej pracy (83 % atomowych Ni). W warstwach wielokrotnych $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}(1 \text{ nm})$ GMR w temperaturze pokojowej sięgać może 20 % dla grubości Py około 1.5 nm; poniżej tej grubości GMR gwałtownie obniża swą wartość, powyżej amplituda maleje powoli i dla $t_{\text{Py}} \approx 10 \text{ nm}$ przekracza jeszcze 8 % [5]. Zależność $\text{GMR}(t_{\text{Cu}})$ dla układów Py/Cu z anizotropią wymiany, tj. dla układów dla których może być ona określona w szerokim zakresie wartości t_{Cu} została omówiona w rozdziale 2.2 i pokazana na rysunku 2.5. W układzie szkło/ $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(1.5 \text{ nm})/\text{Cu}(2 \text{ nm}))_{30}$ otrzymanym metodą rozpylania jonowego (grubość warstw Cu odpowiada drugiemu maksimum sprzężenia AF-rozdz. 2.3 i 3.4) w RT obserwuje się amplitudę GMR wynoszącą 8 % (20 % w 4.2 K) [118]. W warstwach wielokrotnych $\text{Si}(100)/(\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}(2 \text{ nm})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}}))_{100}$ otrzymanych tą samą metodą dla pierwszego maksimum AF ($t_{\text{Cu}} \approx 1.0 \text{ nm}$) GMR w RT wynosi około 6.5 % a dla drugiego 3 % [23]. Zastosowanie stopu Py zawierającego 81 % wag. Ni ($\text{Si}/\text{SiO}_2/(\text{Py}(2 \text{ nm})/\text{Cu}(1.9 \text{ nm}))_{16}$) pozwala na osiągnięcie w RT amplitudy GMR sięgającej 12 % w warstwach otrzymanych metodą rozpylania jonowego z wysoką prędkością nanoszenia (4 nm/s) [47]. Wpływ na obserwowane wartości efektu GMR może mieć dominująca tekstura warstw [30,32], uzależniona między innymi od grubości i rodzaju stosowanej warstwy

buforowej. W warstwach wielokrotnych Py/Cu duże amplitudy efektu obserwuje się jednak zarówno dla tekstury (100) [30] jak i (111) [64].

W pierwszym maksimum AF ($t_{Cu} \approx 1$) pola nasycające, H_s , efektu GMR, bezpośrednio związane z siłą sprzężenia AF między sąsiednimi warstwami (wz.3.1), są rzędu kilkuset Oe [23,30,62,63], a w drugim, dla pomiarów prowadzonych w RT, rzędu kilkunastu do kilkudziesięciu Oe [5,23,47,62-64]. Pola nasycające są odwrotnie proporcjonalne do grubości warstw magnetycznych ($H_s \propto 1/t_{magn}$), gdyż wartość energii sprzężenia w przybliżeniu jest niezależna od t_{magn} . W przypadku warstw monokrystalicznych z silną anizotropią krystaliczną, dla t_{Cu} odpowiadającego pierwszemu maksimum AF, dla pola przyłożonego w płaszczyźnie próbki, prostopadle do kierunku osi łatwej, pola nasycające mogą być znacznie większe, rzędu kilku tysięcy Oe [113].

Typowa zależność amplitudy GMR od temperatury dla układu Py/Cu przedstawiona jest na rys. 3.1, podobnie zachowuje się magnetoopór innych układów wielowarstwowych. Z nielicznymi wyjątkami [120] obniżeniu temperatury towarzyszy wzrost amplitudy GMR oraz wzrost wywołanej polem zmiany oporności [38,57]. Przyrost $\Delta R/R$ spowodowany jest wzrostem średniej drogi swobodnej z obniżaniem



Rys.3.1. Zależność amplitudy GMR od temperatury w układzie $(\text{Py}(1.5 \text{ nm})/\text{Cu}(0.9 \text{ nm}))_{14}$ przed (pełne kółka) i po wygrzewaniu w 425 K przez 48 h [62].

temperatury (rozdz. 2.2.1). Stabilność termiczna warstw wielokrotnych otrzymywanych metodą rozpylania jonowego silnie zależy od grubości subwarstw Cu [121]. Ze względu na dyfuzję po granicach ziaren wygrzewanie w temp. 225°C prowadzi do powstania mostków ferromagnetycznych (wywołujących lokalne sprzężenie ferromagnetyczne - patrz rys. 6.31) i obniżenia amplitudy GMR z 6 do 2 % dla $t_{Cu} \approx 1$ nm. W warstwach o $t_{Cu} \approx 2$ nm prawdopodobieństwo powstania takich mostków jest mniejsze i amplituda GMR w wyniku wygrzewania w tych samych warunkach maleje w mniejszym stopniu

(z 3.5 do 3 %) [122]. Z tego między innymi względu w niniejszej pracy zdecydowano się na poszukiwanie możliwości optymalizacji parametrów układów dla $t_{Cu} \approx 2$ nm.

W układach typu zawór spinowy, w których dzięki odpowiednio dobranej grubości warstwy Cu międzywarstwowe sprzężenie wymienne zanika, efekt GMR ma zwykle amplitudę niższą niż w warstwach wielokrotnych wykonanych z tych samych materiałów ale zakres zmiany pól niezbędny do przejścia od minimalnej do maksymalnej wartości oporu jest znacznie mniejszy [1,5]. W układzie NiFeCo/Cu/NiFeCo/FeMn, w którym „wolna” warstwę (tj. niesprzężoną wymiennie z Fe₅₀Mn₅₀) stanowi bardzo miękki magnetycznie stop na bazie Py uzyskano czułości efektu GMR, S, (definicja - wzór 6.6) sięgające 17 %/Oe W układach z czystym Py Ni₈₀Fe₂₀/Cu/Ni₈₀Fe₂₀/Fe₅₀Mn₅₀ [46] oraz Ni₈₁Fe₁₉/Cu/Ni₈₁Fe₁₉/Fe₅₀Mn₅₀ [53] czułość $S \approx 2$ %/Oe. W warstwach wielokrotnych największe uzyskane dotąd czułości wynoszą w RT ok. 1.2 %/Oe (Py/Au) [45]. W tab. 3.1. zestawione są parametry magnetooporowe warstw wielokrotnych Py/Cu zbliżonych do badanych w niniejszej pracy.

Tabela 3.1. Magnetoopór GMR w warstwach wielokrotnych Ni-Fe/Cu*

Skład warstwy magnetycznej**	GMR _{Max} [%]	t_{Cu} [nm]	t_{Py} [nm]	Ilość powtórzeń	Uwagi	Literatura
Ni ₈₀ Fe ₂₀	20	1.0	1.5	30	RT	[5]
	8	1.0	1.0	30	RT	
Ni ₈₀ Fe ₂₀	20	2.0	1.5	30	4.2 K	[118]
	8	2.0	1.5	30	RT	
Ni ₈₃ Fe ₁₇	6.5	1.0	2.0	100	RT	[23]
	3	2.0	2.0	100	RT	
Ni ₈₁ Fe ₁₉	12	1.9	2.0	16	RT	[47]
Ni ₈₁ Fe ₁₉	8	2.0	2.0	14	RT	[123]
Ni ₈₁ Fe ₁₉	10	2.0	1.7	20	RT	[124]
Ni ₈₁ Fe ₁₉	17.8	1.0	1.0	30	RT (?)	[125]
Ni ₈₃ Fe ₁₇	4.5	2-4	2.7	10	RT, odparowanie elektronami	[64]

* Wszystkie, z wyjątkiem ostatniej, opisane w tabeli warstwy uzyskano metodą rozpylania jonowego.

** lub targetu, z którego ją naniesiono.

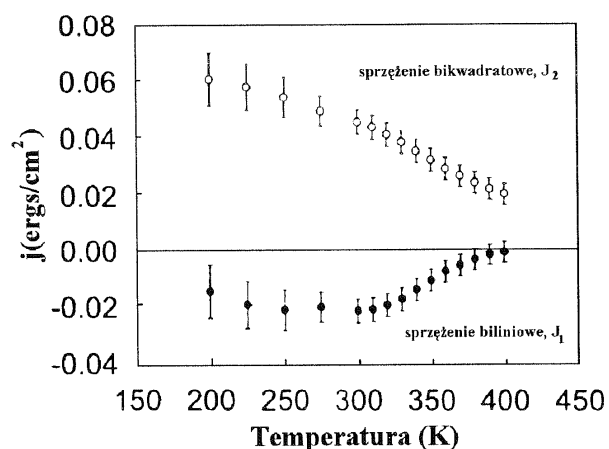
3.4. Sprężenie wymienne w warstwach wielokrotnych Ni-Fe/Cu

Podobnie jak amplituda efektu GMR również energia i rodzaj sprężenia międzywarstwowego silnie zależy od warunków otrzymywania [43], grubości subwarstw [62], szorstkość interfejsów [126] itp. (rozdz. 2.3). W związku z powyższym przytoczone poniżej dane literaturowe traktować należy raczej jako wartości szacunkowe. Wartość sprężenia antyferromagnetycznego wyznacza się na ogół z zależności [62]:

$$J_{AF} = -H_s M_s t_F / 4, \quad (3.1)$$

gdzie H_s oznacz pole nasycające efektu magnetooporowego lub krzywej histerezy magnetycznej, M_s namagnesowanie nasycenia warstwy magnetycznej a t_F jej grubość. Wzór (3.1) stosować można w sytuacji gdy energia sprężenia jest znacznie większa od energii anizotropii ($K_U \cdot t$, gdzie t to grubość subwarstwy magnetycznej) oraz gdy liczba powtórzeń podstawowej dwuwarstwy jest duża ($N \geq 31$ [65]) (patrz rys.6.18). Dla $N=2$ (dwuwarstwa) stała sprężenia wyznaczona z tego wzoru jest dwukrotnie niedoszacowana [65]. Gdy energia anizotropii jest porównywalna z energią sprężenia lub gdy pojawia się przyczynik bikwadratowy należy stosować bardziej rozwinięte wyrażenia [113] lub posługiwać się symulacjami numerycznymi pętli histerezy lub krzywej magnetooporowej z uwzględnieniem czynnika biliniowego i bikwadratowego [65,66,127-czynnik biliniowy,107,121,128-uwzględnienie czynnika bikwadratowego] (rozdz. 6.4.1). Stałą sprężenia międzywarstwowego wyznaczyć można również z pomiarów za pomocą rezonansu ferromagnetycznego [107,129]. Ze względu na oscylacyjny charakter zależności stałej sprężenia od grubości przekładki niemagnetycznej (rozdz. 2.3) wartości literaturowe podane są odpowiednio dla 1 i 2 maksimum sprężenia AF (patrz tab. 3.2). Okres oscylacji sprężenia, dla warstw wielokrotnych Py/Cu, w funkcji t_{Cu} wynosi około 1 nm [23,62,63,101] dla warstw otrzymanych metodą rozpylania jonowego, jednak w niektórych układach (odparowywanie wiązką elektronową) nie obserwuje się oscylacji sprężenia [64]. Grubość przekładki, dla której obserwuje się pierwsze maksimum sprężenia AF wynosi około 1 nm [23,62,101,130], ale wartości te wyznaczone dla bardzo zbliżonych układów mogą się nieznacznie różnić (1.1 i 0.8 nm) [62,113]. Wartość stałej sprężenia w pierwszym maksimum AF dla układów z Py o nominalnym składzie zbliżonym do stopu stosowanego w niniejszej pracy ($Ni_{79}Fe_{21}$ [113], $Ni_{81}Fe_{19}$ [62]) wynosi odpowiednio $2 \cdot 10^{-5} \text{ Jm}^{-2}$ w temperaturze pokojowej i $5 \cdot 10^{-5} \text{ Jm}^{-2}$ w 4.2 K [62] (patrz również rys. 3.2). Dla pierwszego maksimum obserwuje się w pewnych przypadkach

silniejsze od biliniowego sprzężenie bikwadratowe [113]. W drugim maksimum AF energia sprzężenia, j_1 , jest kilkakrotnie mniejsza i wynosi około $1 \cdot 10^{-6} \text{ Jm}^{-2}$ [23]. Podobnie jak w innych układach wielokrotnych [131] stała j_1 dość silnie zależy od temperatury [113] ale mechanizmy za to odpowiedzialne mogą być różne w zależności od grubości przekładki. W pierwszym maksimum AF mostki ferromagnetyczne mogą (szczególnie w niskich temperaturach) doprowadzić nawet do zmiany sprzężenia na ferromagnetyczne [113]. W drugim maksimum ($t_{\text{Cu}} \approx 2 \text{ nm}$) spadek energii oddziaływania między warstwami ze wzrostem temperatury może wiązać się z czynnikami wewnętrznymi (termiczne wygładzenie obsadzenia stanów w pobliżu



Rys.3.2. Zależność stałych sprzężenia biliniowego i bikwadratowego od temperatury dla warstw wielokrotnych NiFe/Cu z $t_{\text{Cu}}=1 \text{ nm}$ [113].

energii Fermiego [14]) opisywanymi przez teorię RKKY (lub interferencji kwantowej) oraz wpływem temperatury na magnetyzm subwarstw magnetycznych [14,132].

Tabela 3.2. Sprężenie wymienne w układach Ni-Fe/Cu*

Skład warstwy magnetycznej**	$j_1 [1 \times 10^{-6} \text{ Jm}^{-2}]$	$t_{\text{Cu}} [\text{nm}]$	Uwagi	Literatura
Ni ₇₉ Fe ₂₁	20	1	RT	[113]
	50	1	4.2 K	
Ni ₈₁ Fe ₁₉	20	1	RT	[62]
	50	1	4.2 K	
Ni ₈₀ Fe ₂₀	30	1	RT	[133]
Ni ₈₃ Fe ₁₇	1.0	2	RT	[23]
Ni ₈₁ Fe ₁₉	0.7	2	RT	[123]

*Wszystkie opisane w tabeli warstwy uzyskano metodą rozpylania katodowego.

** lub targetu, z którego ją nanoszono

4. Stosowane metody pomiarowe

4.1. Pomiary oporu warstw podczas nanoszenia

Gigantyczny magnetoopór warstw wielokrotnych silnie zależy od ich struktury [30,32] i chropowatości interfejsów [34,93,95] a te z kolei zależą od metody i parametrów nanoszenia [33-36]. Do oceny jakości warstw w funkcji ich grubości wykorzystano w niniejszej pracy, stosunkowo prosty technicznie, pomiar oporu warstw w trakcie nanoszenia (in-situ) [97,134-136,138]. Większość doniesień literaturowych na temat badania oporu cienkich warstw metalicznych w trakcie nanoszenia dotyczy metody naparowania próżniowego. Konfiguracja stosowanego w niniejszej pracy stanowiska do nanoszenia warstw wielokrotnych metodą rozpylania jonowego (rozdz. 5.2) pozwala na pomiar w czasie nanoszenia gdyż podłoże znajduje się poza obszarem plazmy i jego temperatura zmienia się tylko nieznacznie podczas procesu. Ponadto umieszczenie doprowadzeń elektrycznych poza obszarem wyładowania umożliwiło dokładny pomiar oporu. Pomiary oporu podczas nanoszenia pozwalają m.in.: (I) wyznaczyć grubość warstwy, dla której pojawia się przewodnictwo metaliczne [97] oraz na tej podstawie ocenić czy pierwsze monowarstwy rosną w sposób wyspowy czy warstwa po warstwie (rozdz. 5.1), (II) określić zależność własności elektrycznych od grubości całkowitej układu warstwowego [136], (III) opisać sposób wzrostu poszczególnych subwarstw [135,136] (np. wartość oporu niskoomowej warstwy Au rośnie po naniesieniu na nią cienkiej, wysokoomowej warstwy Cr [134,136]) i (IV) wyznaczyć grubość obszaru tworzenia się stopu na interfejsie [138]. Pomiary oporu podczas nanoszenia wykonywane były stałoprądową metodą dwuelektrodową o rozdzielczości 0.01Ω . Powierzchnia badanej warstwy wynosiła około 5×10 mm. Elektrody wykonano z pasty srebrnej, która równocześnie zapewniała przymocowanie doprowadzeń.

4.2. Rentgenowskie metody wyznaczania struktury badanych warstw

4.2.1. Dyfrakcja wysokokątowa

Struktura krystalograficzna badanych warstw wyznaczana była za pomocą wysokokątowej dyfrakcji promieni X (promieniowanie $\text{Cu}_{K\alpha}$, $\lambda=0.1542$ nm). Pomiary wykonywane były przy użyciu uniwersalnego dyfraktometru rentgenowskiego HZG 4/C produkcji zakładów VEB Freiburger Präzisionsmechanik. Zastosowana geometria Bragga-Brentano pozwala wyznaczyć odległości międzypłaszczyznowe w kierunku

prostopadłym do powierzchni badanych warstw [139], co z kolei umożliwia określenie tekstury, czyli preferowanej orientacji sieci krystalicznej względem zewnętrznych powierzchni próbki. Gdy warstwa charakteryzuje się dobrą koherencją w kierunku prostopadłym do powierzchni obserwuje się wokół maksimum pochodzących od struktury krystalicznej poszczególnych subwarstw tzw. satelity supersieci [37,140].

4.2.2. Dyfrakcja niskokątowa

W pomiarach dyfrakcji niskokątowej posługiwano się tą samą geometrią co w przypadku dyfrakcji wysokokątowej. Poprzez obserwację ugięcia wiązki promieni X dla kątów padania na powierzchnię warstwy wynoszących kilka stopni, można wyznaczyć okres przestrzennej modulacji supersieci $\lambda = t_{Py} + t_{Cu}$ (gdzie t_{Py} i t_{Cu} to odpowiednio grubości subwarstw Py i Cu). Określenie tego parametru jest bardzo istotne, ze względu na możliwość precyzyjnego określenia grubości subwarstw. W celu wyznaczenia λ posłużyć można się wzorem [140-142]:

$$\lambda = \frac{\lambda_x}{2} \sqrt{\frac{(n+1)^2 - n^2}{\sin^2 \theta_{n+1} - \sin^2 \theta_n}}, \quad (4.1)$$

gdzie n jest rzędem maksimum dyfrakcyjnego, λ_x długością fali stosowanego promieniowania, a θ kątem rozpraszania. Pojawienie się maksimum dyfrakcyjnych w obszarze niskich kątów związane jest z faktem, że λ (spełniające rolę efektywnej odległości międzypłaszczyznowej w warunku Bragga) jest wielokrotnie większe od stałych sieciowych Py i Cu. Ze względu na niewielką różnicę gęstości elektronowych (atomowych czynników rozpraszania) między poszczególnymi subwarstwami w układzie Py/Cu obserwuje się zwykle niewielką liczbę maksimum niskokątowych [37,64].

4.3. Pomiar sumarycznej grubości subwarstw Cu i permaloju metodą fluorescencji promieni X

Do wyznaczenia grubości sumarycznej poszczególnych rodzajów subwarstw w warstwie wielokrotnej wykorzystano metodę fluorescencji promieni X (ang. XRF - X-ray fluorescence) [141]. Badana warstwa poddawana jest działaniu niemonochromatyzowanego promieniowania X z lampy rentgenowskiej a następnie analizowany jest sygnał fluorescencji. Intensywność poszczególnych charakterystycznych maksimum fluorescencyjnych [143] pozwala poprzez porównanie z sygnałem wzorca, przy założeniu jednakowych gęstości wzorca i odpowiednich subwarstw w badanej warstwie, na określenie sumarycznej grubości danego materiału

(pierwiastka). Grubość subwarstw Cu, t_{Cu} , określana była na podstawie intensywności linii $K_{\beta Cu}$ i skorygowanej, ze względu na nakładanie się linii charakterystycznych $K_{\alpha Cu}$ i $K_{\beta Ni}$, intensywności $K_{\alpha Cu}$. Do wyznaczania sumarycznej grubości permaloju używano intensywności linii K_{α} niklu. Dla grubych warstw, ze względu na nieliniowość zależności sygnału od grubości, występuje zwykle pewne niedoszacowanie ilości materiału. Wynika to z faktu, że sygnał z obszarów odległych od powierzchni ulec może znacznej absorpcji [143] nim dotrze do detektora. W takim przypadku nie wyznaczano grubości sumarycznej, a jedynie okres supersieci z dyfrakcji niskokątowej (rozd. 4.2). Mała powierzchnia obszaru, z którego otrzymywano sygnał ($\phi \approx 2$ mm) pozwalała na wykonanie mapy rozkładu grubości. Grubość wzorców wyznaczana była metodą interferencyjną [3]. Do analizy sygnału fluorescencyjnego wykorzystano spektrometr wielokanałowy z detektorem krzemowym firmy EDAX.

4.4. Pomiary magnetooporu

Pomiary magnetooporowe wykonywane były powszechnie stosowaną do badania układów cienkowarstwowych stałoprądową metodą czteroelektrodową z prądem płynącym w płaszczyźnie warstwy [9,10,23,45,53]. Zastosowano liniowe rozmieszczenie elektrod z odległością międzyelektrodową 8/3 mm, elektrody umieszczano na niediagonalnej symetralnej w środku warstwy [137]. W zależności od oporu próbki stosowano prąd pomiarowy 1 lub 10 mA. Pole magnetyczne o dużej jednorodności uzyskiwane było za pomocą cewek Helmholtza zasilanych sterowanym komputerowo źródłem prądu. Maksymalne stosowane pola miały wartość ok. 700 Oe. Część pomiarów wykonano w wyższych polach (do 2 T) uzyskiwanych za pomocą elektromagnesu. Pomiary wykonywane były w polu równoległym do płaszczyzny warstw. Istniała możliwość zmiany wzajemnej orientacji próbki, prądu mierzącego oraz przyłożonego pola magnetycznego. Rozdzielczość zastosowanego pomiaru napięcia (10^{-5} V) pozwalała na pomiary warstw o oporze mniejszym niż 1Ω z rozdzielczością $10^{-4} \Omega$.

4.5. Pomiary histerezy magnetycznej

4.5.1. Magnetometr wibracyjny

Pomiary pętli histerezy oraz namagnesowania nasycenia wykonywane były przy użyciu magnetometru wibracyjnego [4,119] pracującego w elektromagnesie pozwalającym uzyskiwać pola o indukcji do ok. 2 T. Urządzenie skonstruowane zostało

w układzie rezonansowym tzn. drgania próbki zamocowanej na kwarcowym pręcie wymuszane są przez przetwornik piezoelektryczny zasilany sygnałem o częstotliwości zbliżonej do rezonansu mechanicznego pręta [144] (w tym przypadku jest to około 160 Hz). Czułość magnetometru wynosi około 10^{-8} Am².

4.5.2. Pomiary z użyciem magnetoptycznego efektu Kerra

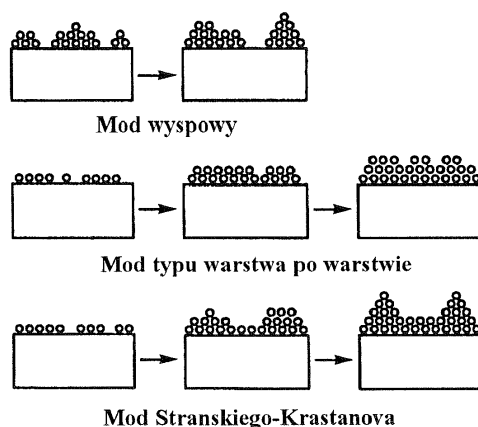
Pętle histerezy obszarów przypowierzchniowych badanych warstw w niskich polach magnetycznych (ok. 50 Oe) mierzone były przy użyciu podłużnego magnetoptycznego efektu Kerra [145] z laserowym źródłem światła czerwonego ($\lambda=632.8$ nm). W pomiarach posłużono się układem wykonanym i pracującym w Grupie Fizyki Eksperymentalnej IV prof. K. Röll'a z Uniwersytetu w Kassel (Niemcy). W układzie tym wykorzystywane jest liniowo spolaryzowane światło laserowe padające na powierzchnię próbki pod kątem 45° . Pole magnetyczne cewek Helmholtza oscyluje z częstotliwością około 1 Hz pozwalając na uśrednienie mierzonego sygnału po kilkukilkudziesięciu przebiegach. Uzyskiwane skręcenia Kerr były rzędu 0.5° . Detekcja skręcenia Kerra odbywa się przy użyciu układu z fotodiodami mierzącymi intensywność składowych odbitej wiązki o wzajemnie prostopadłych płaszczyznach polaryzacji. Całość sterowana jest komputerowo. Pętle histerezy zmierzone z wykorzystaniem magnetoptycznego efektu Kerra określane będą w dalszej części pracy jako zależność $\Theta_{\text{Kerr}}(H)$.

5. Technologia otrzymywania próbek

5.1. Wzrost warstw

Cienkie warstwy metaliczne otrzymać można poprzez zastosowanie tak prostych metod jak wykuwanie lub walcowanie [99] lecz we współczesnej technologii otrzymuje się je głównie poprzez zastosowanie metod fizycznych (PVD-ang. physical vapour deposition) [3,99]. Najpowszechniej stosowane są metody fizycznego nanoszenia polegające na otrzymywaniu warstw w wyniku kondensacji z fazy gazowej [3,99] oraz elektrolityczne polegające na osadzaniu z roztworu [116]. Teoretyczny opis powstawania cienkich warstw jest zagadnieniem niezmiernie trudnym ale stosując pewne uproszczenia można zarysować obraz procesów fizycznych prowadzących do ich wzrostu [146]. We wszystkich teoriach opisujących wzrost warstw punktem wyjścia jest uderzenie molekuly gazu (lub mieszaniny gazów w wypadku nanoszenia warstw stopowych) w powierzchnię substratu (podłoża). Po uderzeniu w podłoże atomy osiagają po pewnym czasie równowagę termodynamiczną z atomami powierzchni. Szacuje się, że gdy energia kinetyczna uderzającego atomu (tzw. adatomu- ang. adsorbed atom) jest mniejsza od energii potrzebnej do desorpcji atomu znajdującego się w równowadze termodynamicznej z podłożem wtedy po czasie rzędu $2/\nu$, gdzie ν to częstotliwość drgań sieci, osiąga on równowagę termodynamiczną z siecią podłoża [99]. W tym czasie adatom może wykonać serię skoków dyfuzyjnych, w wyniku których ulec może również desorpcji i przejść ponownie do fazy gazowej [146]. W większości przypadków dyfuzja prowadzi do związania adatomu z osadzonymi uprzednio atomami fazy gazowej, a gdy ich agregat (tzw. klaster) osiągnie odpowiednie rozmiary staje się stabilny i nie ulega dalszej desorpcji. Klaster o zbyt małych rozmiarach ulegać mogą rozpadowi. Ze względu na zmodulowanie potencjału powierzchniowego strukturą atomową, jądra agregacji powstawać mogą teoretycznie w każdym miejscu powierzchni odpowiadającym minimum energii. Preferowanym miejscem powstawania jąder są jednak defekty powierzchniowe (punktowe, dyslokacje), które silniej wiążą adatomy niż atomowo płaska powierzchnia [147]. Zwiększona powierzchniowa gęstość defektów na podłożu zwiększa szybkość powstawania jąder agregacji i wpływa przez to na sposób wzrostu warstw. W niektórych układach zaobserwowano [146], że po osiągnięciu krytycznego rozmiaru klaster powstały na defekcie minimalizuje swą energię dyfundując do obszaru niezdefektowanego pozostawiając defekt jako miejsce agregacji kolejnego klasteru (tzw. defekty wielokrotnego użytku). Wzrost klasterów jest trójwymiarowy, choć następuje szybciej w kierunku równoległym do powierzchni

podłoża niż w kierunku prostopadłym [99]. Dzieje się tak, ponieważ wzrost następuje głównie poprzez powierzchniową dyfuzję adatomów a nie poprzez bezpośrednie



Rys.5.1. Podstawowe mody wzrostu cienkich warstw [148].

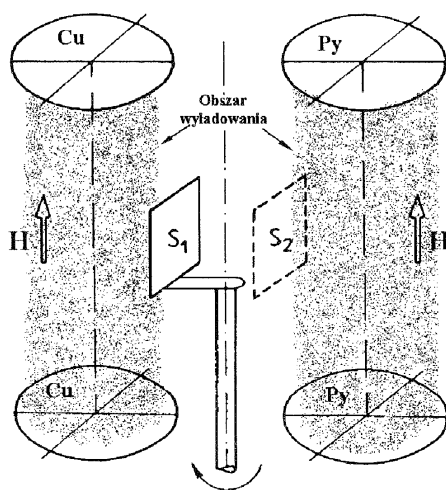
osadzanie atomów z fazy gazowej. W miarę wzrostu liczby adatomów osadzonych na powierzchni podłoża rozmiary klasterów rosną, niektóre z nich łączą się tworząc tzw. wyspy (o sumarycznej powierzchni mniejszej niż powierzchnia zajmowana przez wyjściowe klaster), jest to tzw. etap wyspowy wzrostu warstw. W następnej kolejności zachodzi koalescencja czyli zrosnięcie się wysp w nieskończoną strukturę, której pojawienie się oznacza m.in. elektryczną ciągłość naniesionej warstwy. W następnym etapie osadzone atomy wypełniają „kanały” i „dziury” między wyspami i powstaje ciągła, w sensie całkowitego pokrycia podłoża, warstwa [99]. W zależności od ruchliwości adatomów i szybkości wzrostu wysp/klasterów w kierunku prostopadłym do powierzchni możliwe są zasadniczo trzy podstawowe mody wzrostu warstw (rys. 5.1 [148]): wzrost warstwa po warstwie, wzrost wyspowy i pośredni tzw. Stranskiego-Krastanova. We wzroście typu warstwa po warstwie, w przeciwieństwie do pozostałych modów, kolejne warstwy monoatomowe tworzą się po całkowitym wypełnieniu poprzednich. Szczegóły wzrostu oraz rodzaj otrzymanych struktur (rozmiary krystalitów, tekstura itp.) zależą w dużym stopniu od metod oraz parametrów procesu technologicznego stosowanych przy ich otrzymywaniu [3,98,99,148].

5.2. Metoda rozpylania jonowego

Do wytwarzania warstw wielokrotnych badanych w niniejszej pracy użyta została metoda rozpylania jonowego (nazywana również rozpylaniem katodowym) [3,99,148]. Metoda ta polega na bombardowaniu nanoszonego materiału wysokoenergetycznymi jonami gazów szlachetnych co prowadzi do emisji atomów i

małych agregatów atomowych, które osadzają się na podłożu tworząc warstwę. Z fizycznego punktu widzenia mechanizm rozpylania polega na oddziaływaniu padającego jonu, zazwyczaj Ar^+ , z siecią krystaliczną targetu czyli rozpylanego materiału umieszczonego na katodzie. Energia kinetyczna jonu zaabsorbowana zostaje poprzez quasielastyczne zderzenia jon-atom w ograniczonym obszarze sieci. Pewna część energii przekazana zostaje atomom, które mogą opuścić powierzchnię targetu gdy ich energia przekracza energię wiązania powierzchniowego [3]. W oddziaływaniu z jednym jonem bierze udział około 1000 atomów targetu, a średnica wzbudzonego obszaru wynosi dla typowych energii jonu ok. 10 nm. Prędkości wybijanych z targetu atomów i molekuł wynoszą kilka km/s, a energie, w zależności od przyłożonego napięcia, wynoszą kilka do kilkudziesięciu eV. Do uzyskania wiązki jonów stosuje się wyładowanie plazmowe. Dodatkowo jony gazu przyspieszone polem elektrycznym uderzają w pokrytą rozpylanym materiałem katodę. Typowo podłoże na którym osadzana jest warstwa umieszczone jest na anodzie.

Schemat zastosowanego w tej pracy układu przedstawiony jest na rys. 5.2. Jest to tzw. układ „face-to-face” z polem magnetycznym prostopadłym do powierzchni targetu [141,149]. W jego skład wchodzi cztery katody umieszczone parami naprzeciw siebie. Każda para katod służy do rozpylania jednego materiału (np. Cu, Py). Dzięki obecności pola magnetycznego wytwarzanego przez magnesy trwale umieszczone pod targetami obszar wyładowania jest skupiony i ma kształt walca o średnicy 30 mm między określoną parą targetów. Podłoże umieszczone jest poza obszarem



Rys.5.2. Schemat układu do nanoszenia cienkich warstw metodą rozpylania jonowego z czterema targetami w konfiguracji „face-to-face” [141].

wyładowania, na uchwycie przymocowanym do obrotowej kolumny, której obroty sterowane są za pomocą komputera. Umożliwia to naprzemienne nanoszenie materiałów rozpylanych w obu obszarach wyładowań czyli uzyskiwanie warstw wielokrotnych. Grubość regulowana jest czasem nanoszenia. W niniejszej pracy badane warstwy otrzymywano stosując atmosferę Ar o ciśnieniu około $6.5 \cdot 10^{-4}$ hPa ($\approx 5 \cdot 10^{-4}$ Tr). Próżnia wstępna wynosiła ok. $1 \cdot 10^{-6}$ hPa ($\approx 1 \cdot 10^{-6}$ Tr). Zastosowano targety o $\phi=50$ mm z czystej blachy Cu (99.99 %) oraz stopowe Ni-Fe o składzie zapewniającym uzyskanie warstw o składzie $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}$ (% atomowych) (skład targetu i warstwy różni się nieznacznie). Czynna średnica targetów wynosiła 30 mm. Napięcie katoda-masa wynosiło dla targetów Cu około 1600 V, dla Py 1800 V. Podłoża Si wytrawiane były przed naniesieniem warstw kwasem fluorowodorowym (H_2F_2), podłoża szklane czyszczone były alkoholem etylowym. Przed naniesieniem warstwy przeprowadzano każdorazowo 60 min rozpylanie wstępne mające na celu oczyszczenie targetów z ewentualnych zanieczyszczeń oraz ustabilizowanie wyładowania. Dzięki temu prędkość nanoszenia poszczególnych komponentów warstwy pozostawała stała podczas całego procesu, który dla najgrubszych warstw trwać mógł kilka godzin. Typowe prędkości nanoszenia wynosiły 0.1 nm/s dla Cu i 0.05 nm/s dla Py. W porównaniu z drugą powszechnie stosowaną metodą nanoszenia, czyli odparowywaniem termicznym [3,99,148] (lub MBE [98]), rozpylanie jonowe posiada kilka cech które szczególnie predestynują je do wytwarzania warstw wielokrotnych [99]. Prędkości nanoszenia zbliżone są dla różnych rodzajów nanoszonych materiałów (metale, stopy, izolatory). Ze względu na duże energie jonów rozpylanie, w przeciwieństwie do odparowywania, pozwala na nanoszenie stopów praktycznie bez zmiany ich składu. Gdy rozpylanie selektywne jest do zanieczyszczenia tzn. rozpylany materiał ma skład identyczny ze składem targetu, różnice składu warstwa-target wynikać mogą z różnicy współczynników przylegania poszczególnych składników do powierzchni podłoża. Dla stopów typu Py skład warstw i targetu jest zasadniczo identyczny choć w niektórych wypadkach występuje niewielkie odchylenie (np. 81 % Ni w targecie, 79.9 % w warstwie) [99]. Dzięki dużej stabilności procesu rozpylania jonowego (szybkości nanoszenia) możliwa była dokładna kontrola grubości warstw. Użycie targetów o dużej powierzchni pozwalało z jednej strony zminimalizować negatywne konsekwencje obecności zanieczyszczeń na ich powierzchni (cieniowanie warstw przez cząsteczki obcego materiału obecne na targecie) a z drugiej wykonać wiele warstw z jednego zestawu targetów. Podstawową zaletą rozpylania jest jednak to, że można ją stosować w

przemysle na skalę masową [3]. Energie odparowywanych atomów są rzędu 0.1 eV podczas gdy rozpylanie nadaje im energie z zakresu 4-40 eV. Różnica ta ma swoje konsekwencje w sposobie wzrostu i strukturze warstw. W tym miejscu należy zaznaczyć, że warstwy otrzymanywane metodą rozpylania katodowego są polikrystaliczne oraz zazwyczaj charakteryzują się tzw. strukturą kolumnową. Jej szczegóły, takie jak rozmiary krystalitów, szorstkość powierzchni, preferowana orientacja itp., zależą od parametrów nanoszenia oraz stosunku temperatury topnienia nanoszonego materiału do temperatury podłoża [3].

5.3. Metodologia otrzymywania warstw

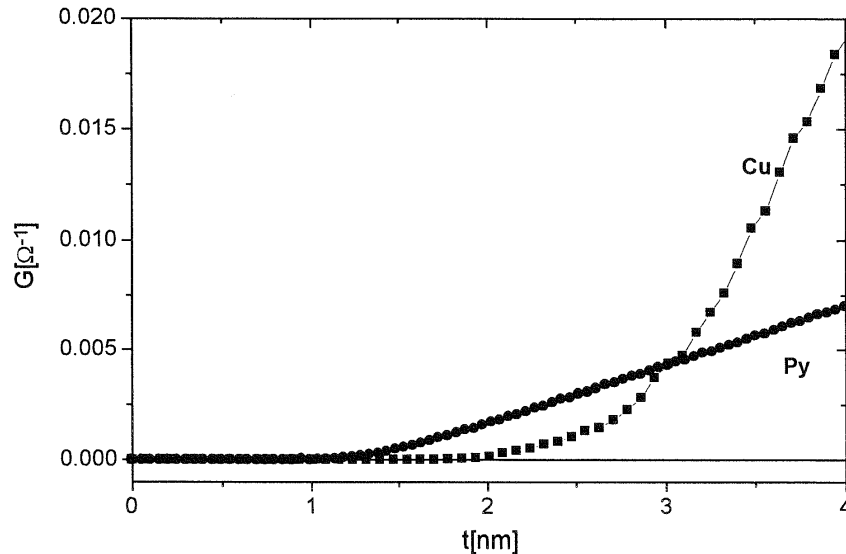
Do prawidłowego skorelowania własności fizycznych warstw z ich strukturą niezbędne jest uzyskanie warstw wielokrotnych o dobrze określonych parametrach. Duża wrażliwość badanych efektów na grubość subwarstw, szczególnie Cu, czyniła koniecznym zastosowanie procedury, która pozwoliłaby zminimalizować błędy wynikające z ich określenia oraz rozrzutu rzeczywistych wartości. Wybierając strukturę warstw przeznaczonych do badań posłużono się jako wskazówką wynikami uzyskanymi uprzednio w Zakładzie Cienkich Warstw IFM PAN, a dotyczącymi wpływu grubości subwarstw Cu na efekt gigantycznego magnetooporu [23,117,122,150]. Warstwy nanoszono na podłoża Si(100) lub szklane metodą rozpylania jonowego w warunkach opisanych w rozdziale 5.2, a ustalonych na podstawie wcześniejszych badań prowadzonych w zespole. Powierzchnia uzyskiwanych warstw wynosiła około 18×30 mm. We wstępnym etapie, przygotowując aparaturę do naniesienia serii warstw, określono optymalne położenie podłoża względem obszarów wyładowania. Pozwalało to na uzyskanie warstw charakteryzujących się dużą jednorodnością grubości. Rozkład grubości określano za pomocą fluorescencji promieni X. Z otrzymanych warstw wycinano ze środka fragment o wymiarach 10×30 mm. W dalszej kolejności określano profil magnetooporowy tj. wartość amplitudy GMR w funkcji położenia na warstwie (wzdłuż dłuższej krawędzi). Zmierzona w ten sposób amplituda, ze względu na rozkład prądu w warstwie (rozd. 6.4.2), różni się od zmierzonej dla danego obszaru po rozcięciu warstwy na mniejsze fragmenty. Dysponując mapą grubości Cu i Py oraz amplitudy GMR z warstwy wycinano fragment 10×10 mm charakteryzujący się największą jednorodnością trzech powyższych parametrów. Tak otrzymana warstwa badana była następnie metodami dyfrakcyjnymi. Pomiaru niskokątowe pozwalały wyznaczyć okres modulacji, który wraz z pomiarami XRF dawał możliwość określenia

grubości subwarstw z dużą, rzędu 0.1 nm, dokładnością. Mimo zastosowania opisanej procedury odchylenia rzeczywistej grubości subwarstw mierzonej w różnych punktach obszaru 10×10 mm od wartości jaką charakteryzuje się próbkę w niniejszej pracy może sięgać $\pm 5\%$. W dalszej kolejności próbki badane były z wykorzystaniem metod opisanych w poprzednim rozdziale tj. magnetometrem wibracyjnym, efektem Kerra i pomiarami magnetotransportu.

6. Rezultaty eksperymentalne

6.1. Pomiary oporu podczas nanoszenia

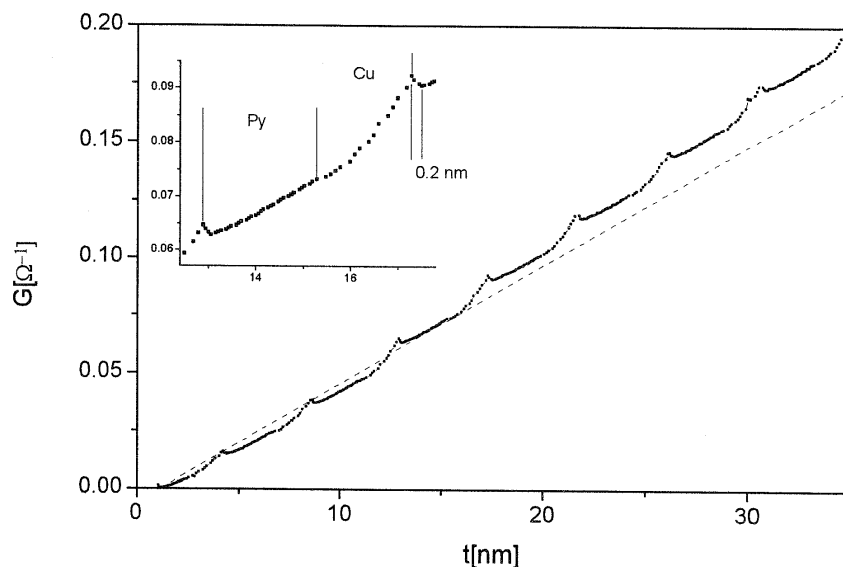
Wyznaczenie in-situ zależności przewodności elektrycznej G ($G=1/R$, gdzie R to opór elektryczny) od grubości dla warstw rozpylanych jonowo jest zazwyczaj niemożliwe ze względu na akumulację ładunku [3] związaną z bombardowaniem elektronami w czasie ich wzrostu. W stosowanej w niniejszej pracy konfiguracji “face-to-face” umieszczenie podłoża poza obszarem wyładowania (patrz rozdz. 5) umożliwia



Rys.6.1. Zmierzona podczas nanoszenia przewodność warstw Py i Cu w funkcji grubości. Warstwy nanoszone były na podłożu szklane.

przewodzenie takich pomiarów. Na rys. 6.1 przedstawiona jest zależność przewodności warstw Cu i Py od ich grubości. Zależności te zostały uzyskane dla typowych stosowanych w niniejszej pracy warunków nanoszenia (rozdz. 5). W pierwszym etapie wzrostu na powierzchni szklanego podłoża powstają odizolowane wyspy i przewodność jest praktycznie równa zero. W rzeczywistości już pierwsze po rozpoczęciu nanoszenia pomiary dają mierzalne, rzędu $10^{-7} \Omega^{-1}$, wartości przewodności, ale jest to prawdopodobnie wynikiem przewodnictwa tunelowego między poszczególnymi wyspami [80]. Nagły wzrost przewodności obserwuje się gdy grubość nominalna warstw przekroczy 1.2 nm dla Py i około 2 nm w przypadku nanoszenia Cu. Zachodzi wtedy tzw. perkolacja, co oznacza że prawie każda wyspa (patrz rys. 5.1) połączona jest elektrycznie z wieloma pozostałymi wyspami (powstaje ścieżka transportu między elektrodami). Pomiary oporu nie pozwalają rozstrzygnąć, czy połączenie wysp następuje poprzez jednorodny (w funkcji ilości osadzonego materiału) wzrost rozmiarów wysp i

zetknięcie się ich peryferii, czy też poprzez tzw. mostki [99]. Na podstawie wartości progu perkolacji można szacować, że mezoskopowa szorstkość początkowa dla warstw nanoszonych na szkło jest większa niż 1.2 nm [97]. Doniesienia literaturowe wskazują, że dla Cu grubość krytyczna jest większa niż dla Ni [97] (dla warstw naparowywanych). Jest to zgodne z otrzymanym rezultatem w świetle faktu, że badany stop, permaloj, zawiera około 80 % Ni. Liczbowe wartości progu perkolacji wyznaczone są w pewnym stopniu arbitralnie (za krytyczną uznaje się grubość powyżej której przewodność „gwałtownie” wzrasta), nie ulega jednak wątpliwości, że dla obydwu rodzajów

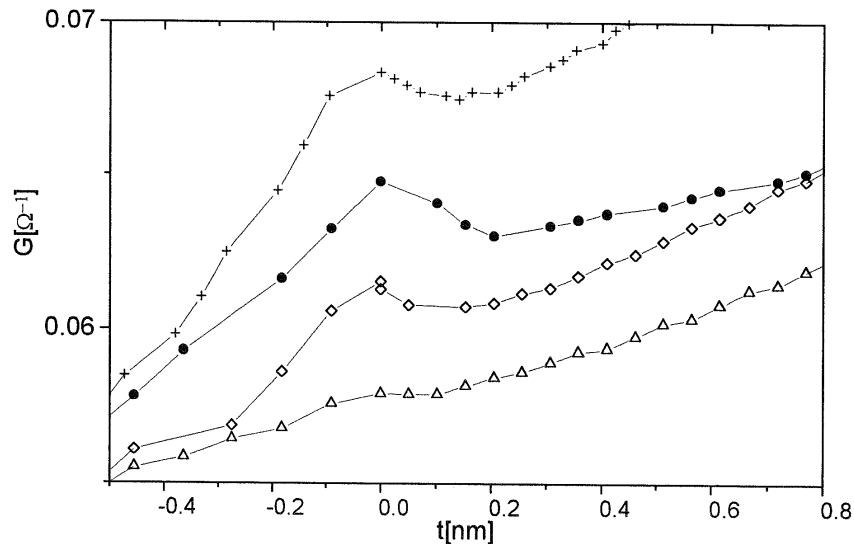


Rys.6.2. Zmierzona podczas nanoszenia przewodność warstwy wielokrotnej Py(2.3 nm)/Cu(2 nm) w funkcji grubości całkowitej. Linia przerywana odpowiada wypadkowej prędkości wzrostu G w funkcji t w wyniku naniesienia drugiej dwuwarstwy Py/Cu. Wstawka przedstawia tę samą zależność $G(t)$ w mniejszym zakresie grubości warstwy.

materiałów już pierwsze naniesione na szkło subwarstwy układu wielowarstwowego są ciągle elektrycznie (w przypadku stosowanych w niniejszej pracy grubości subwarstw). Ciągłość strukturalna, tzn. całkowite pokrycie podłoża [80], nie może być zweryfikowana pomiarami oporu. Wczesne pojawienie się dobrego przewodnictwa pozwoliło, jak pokazano w następnych rozdziałach, uzyskiwać warstwy charakteryzujące się stosunkowo wysoką amplitudą GMR dla małej grubości całkowitej. Ze względu na brak powtarzalności geometrii pomiaru (różne efektywne odległości między elektrodami wynikające z zastosowania pasty srebrnej) zależność z rys. 6.1 nie może służyć do porównania przewodności Cu i Py. Przyczynki subwarstw Cu i Py do całkowitej przewodności warstwy wielokrotnej oszacowane mogą być z zależności przedstawionej na rys. 6.2. W badanym zakresie grubości subwarstw przewodność w funkcji grubości wzrasta około 2-krotnie szybciej podczas nanoszenia Cu niż w trakcie osadzania Py. W

przypadku materiałów litych stosunek przewodności właściwych Cu do Py przekracza 10 [119].

Charakterystyczny dla zależności z rys. 6.2 jest niemonotoniczny wzrost przewodności z grubością warstwy wielokrotnej. Przewodność odpowiadająca kolejnym



Rys.6.3. Zmierzone podczas nanoszenia zależności $G(t_{Py})$ obrazujące minima związane ze wzrostem warstwy Py na powierzchni Cu. Grubość $t=0$ odpowiada w przybliżeniu rozpoczęciu nanoszenia Py. Poszczególne krzywe opisują zachowanie dla warstw różniących się grubością przekładki Cu (trójkąty 0.5 nm, diamenty 0.9 nm, kółka 1.8 nm) oraz prędkością nanoszenia (krzyżyki) około dwukrotnie mniejszą niż w przypadku pozostałych (Py-0.024 nm/s, Cu-0.047 nm/s). Zależność opisana krzyżykami odpowiada grubości subwarstw Py i Cu odpowiednio 1.1 i 1.4 nm.

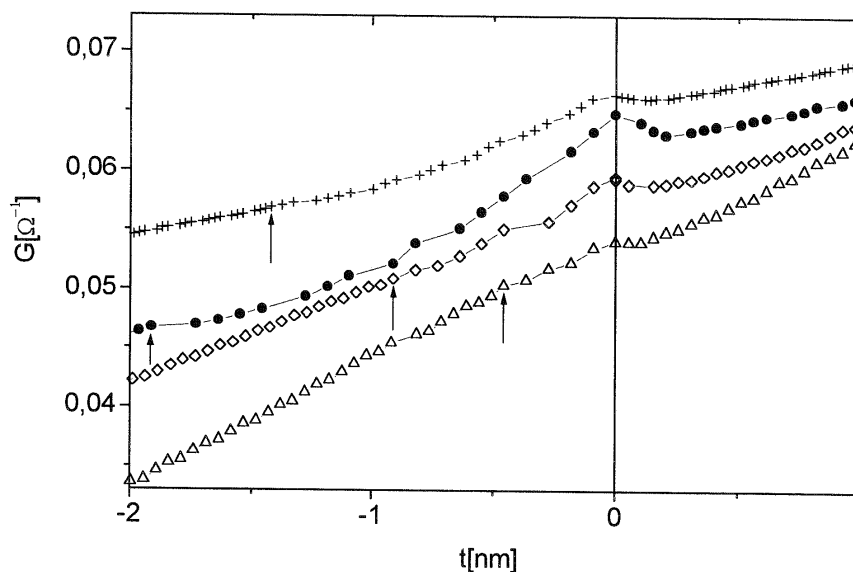
lokalnym maksimum rośnie jednak w przybliżeniu liniowo w funkcji sumarycznej grubości (patrz linia przerywana na rys. 6.2). Położenia maksimum $G(t)$ odpowiadają rozpoczęciu nanoszenia kolejnych warstw Py. Oznacza to, że rozbudowanie wielowarstwy o każdą dwuwarstwę elementarną Py/Cu zwiększa przewodność w przybliżeniu o jednakową wartość. Wskazuje to na dużą powtarzalność własności transportowych w obrębie całego układu warstwowego. Idealnie liniowa zależność oznaczałaby, że każda kolejna dwuwarstwa stanowi niezależny od innych kanał przewodnictwa. Sytuacja taka, odpowiadająca równoległemu połączeniu układu dwuwarstw, wskazywałaby że poszczególne warstwy magnetyczne są niesprężone elektrycznie [134]. Tzn. z powodu całkowicie dyfuzyjnego rozpraszania elektronów na interfejsach nie następowałoby między warstwami przekazywanie pędu wzdłuż kierunku przepływu prądu. W świetle teorii Mathona (rozdz. 2) skutkowałoby to niewystępowaniem gigantycznego magnetooporu.

Minima lokalne w zależności G od całkowitej grubości warstwy pojawiają się każdorazowo po naniesieniu około 0.2 nm Py na osadzoną uprzednio subwarstwę Cu

(rys. 6.3). Charakter minimów jest jednakowy na wszystkich etapach wzrostu wielowarstwy co świadczy o powtarzalnym zachowaniu własności interfejsów w całym układzie. Dostępna aparatura pomiarowa, wykonująca jeden pomiar w czasie około 1s, nie pozwala jednoznacznie oszacować ewentualnego wpływu parametrów nanoszenia na położenie minimów. Widoczna na rys. 6.3 różnica w ich położeniu między poszczególnymi krzywymi wynika prawdopodobnie z błędu w dokładnym ($<1s$) określeniu początku nanoszenia warstw Py. Pomiarów dyfrakcyjnych (rozdz. 6.2) wskazują, że odległości międzypłaszczyznowe wynoszą w badanych układach około 0.18 nm (w kierunku prostopadłym do powierzchni warstw). W typowych, stosowanych w niniejszej pracy, warunkach nanoszenia minimum $G(t_{Py})$ pojawia się zatem po naniesieniu około jednej monowarstwy stopu Py (żelazo i nikiel mają zbliżone promienie atomowe [151]). Dla warstw wielokrotnych z $t_{Cu}=0.5$ nm nie obserwuje się minimum. Przyczyną pojawienia się minimum $G(t_{Py})$ jest prawdopodobnie mieszanie się Py z Cu na interfejsach zachodzące podczas nanoszenia. W wyniku mieszania obniża się przewodność obszaru warstwy Cu znajdującego się w bezpośredniej bliskości interfejsu (atomy Ni i Fe stanowią dodatkowe źródło rozpraszania), co prowadzi do zwiększenia oporu całej warstwy wielokrotnej [138]. Za taką możliwość przemawia m.in. nieograniczona wzajemna rozpuszczalność Cu i Ni [142], który stanowi podstawowy składnik stopu Py. Powyżej minimum $G(t_{Py})$ szybkość wzrostu przewodności w funkcji t_{Py} jest w przybliżeniu stała (rys. 6.2, 6.3), co wskazuje że warstwa Py niepokryta miedzią nie zawiera znaczących ilości Cu w odległości od interfejsu Cu/Py większej od około 0.2 nm. Niewystępowanie minimum dla $t_{Cu}=0.5$ nm (rys. 6.3) może świadczyć, że podczas nanoszenia Cu na warstwę Py Ni dyfunduje do wnętrza warstw Cu na głębokość co najmniej 0.5 nm (trzy monowarstwy). Gdyby było inaczej, naniesienie Py i jego dyfuzja do wnętrza warstwy Cu powinna wyraźnie obniżyć przewodność subwarstwy Cu i całego układu prowadząc do lokalnego minimum $G(t)$. Nie obserwuje się minimów lokalnych G w wyniku naniesienia Cu na Py (rys. 6.4), co oznacza że mimo tworzenia się stopu na interfejsie wzrost oporu warstwy Py jest mniejszy niż jego spadek wywołany możliwością przewodzenia prądu przez niskooporową warstwę Cu. Grubość obszarów na interfejsach Cu/Py i Py/Cu (miedź osadzana na Py), w których zachodzi tworzenie stopu Cu-Py jest prawdopodobnie różna w zależności od tego czy Py nanoszony jest na Cu czy odwrotnie. Również głębokość wnikania Cu do Py może być inna niż Py do Cu. Przeprowadzone pomiary oporu w trakcie nanoszenia pozwalają jedynie założyć, że: (a) obszar mieszania w przypadku nanoszenia Py na Cu ma grubość

około 0.2 nm w warstwach Py i (b) głębokość do jakiej tworzy się stop Py-Cu w warstwach Cu podczas nanoszenia warstw Cu na Py jest większa niż 0.5 nm i mniejsza niż 0.9 nm (dla $t_{Cu}=0.9$ nm obserwuje się wyraźne minimum $G(t_{Py})$). Komplementarne pomiary własności magnetycznych analogicznych warstw Py/Cu wykonane w Zakładzie Cienkich Warstw IFM PAN [23,90] wskazują na występowanie obszarów stopowych o podobnych grubościach.

Występowanie lokalnych minimów $G(t_{Py})$ można próbować wyjaśnić również zmniejszeniem współczynnika odbicia zwierciadlanego p [80,134,152], znanego z teorii przewodnictwa cienkich warstw Fuchsa-Sondheimera, wywołanym osadzeniem „atomów” Py na „czystą” powierzchnię Cu [134-136,152,153]. W takim przypadku pozycja minimum $G(t_{Py})$ określałaby nominalną grubość, dla której następuje wypełnienie pierwszej monowarstwy [152]. Powinno się wtedy obserwować również kolejne minima związane z wypełnieniem kolejnych monowarstw [153]. Minimów takich nie obserwuje się (rys. 6.3). Podsumowując można stwierdzić, że pomiary oporu w trakcie nanoszenia wskazują na powtarzalność własności elektrycznych w obrębie całej warstwy, względnie małą szorstkość początkową (wzrost wypowoy, rys. 5.1) oraz dobrą stosunkowo jakość interfejsów (mała grubość obszaru stopowego).

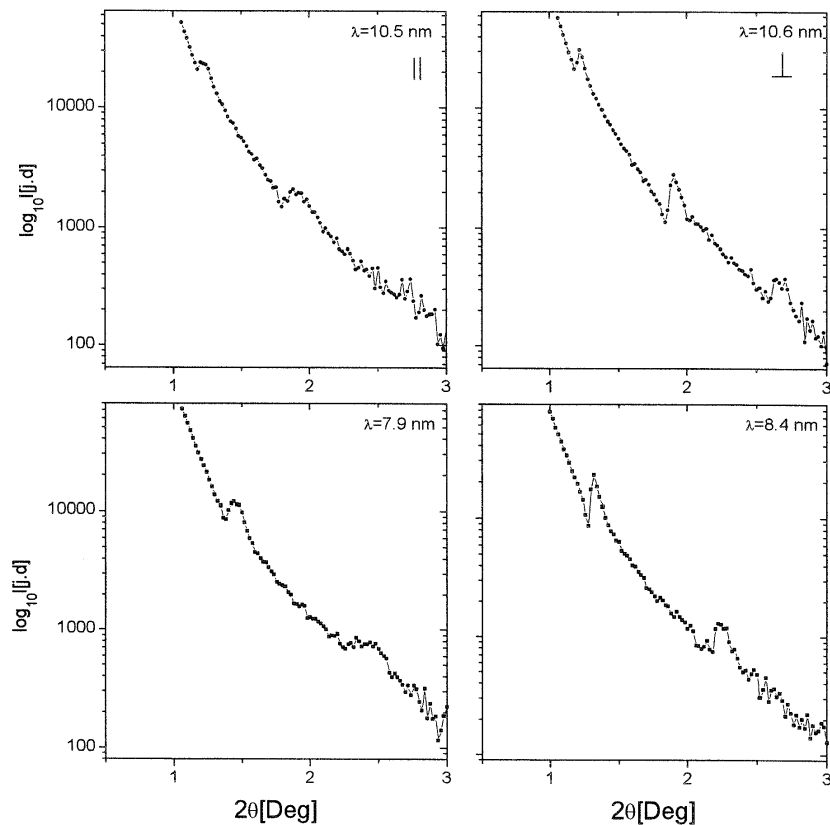


Rys.6.4. Zmierzone podczas nanoszenia zmiany przewodności w funkcji grubości naniesionej na Py warstwy Cu. Strzałki wskazują w przybliżeniu początek nanoszenia Cu. Oznaczenia krzywych jak na rys. 6.3. Grubość $t=0$ odpowiada w przybliżeniu początkowi nanoszenia Py.

6.2. Struktura warstw wielokrotnych

Pomiary niskokątowej dyfrakcji promieni X wskazują na wysoką powtarzalność przestrzennego okresu oscylacji składu w otrzymanych warstwach. Dla większości

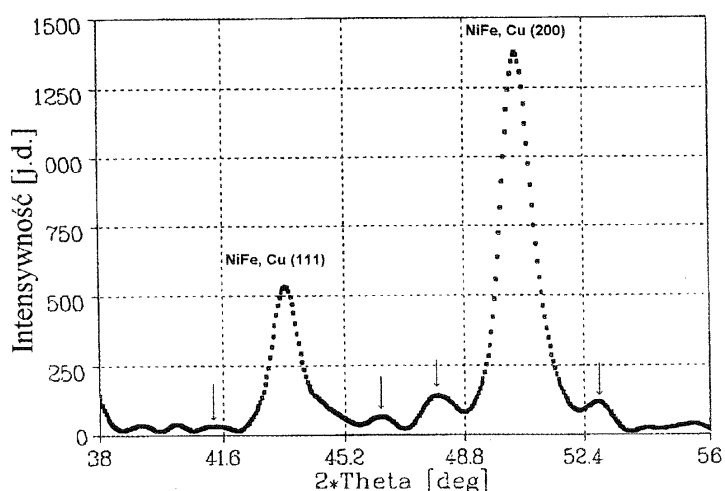
warstw obserwowano maksima drugiego rzędu (rys. 6.5, patrz rozdz. 4.2.2). W widmach grubszych warstw drugie lub trzecie maksimum jest rozmyte. Może to wskazywać, że długość koherencji w kierunku prostopadłym do powierzchni warstwy jest mniejsza od jej grubości. Słaba stosunkowa intensywność maksimów niskokątowych wynikać może z mieszania zachodzącego na interfejsach Cu/Py (patrz rozdz. 6.1) [64], które prowadzi do obniżenia amplitudy przestrzennej modulacji składu [142]. Również bardzo mała różnica wartości atomowych czynników rozpraszania między Cu i Ni-Fe nie sprzyja otrzymywaniu wysokiej jakości widm niskokątowych [64]. Porównanie widm dyfrakcyjnych otrzymanych dla wzajemnie prostopadłych płaszczyzn padania promieni X pokazuje, że uzyskane długości modulacji przestrzennej, $\lambda = t_{Cu} + t_{Py}$, są bardzo zbliżone w obu konfiguracjach (rys. 6.5). Ewentualne odchylenia wynikać mogą z uwarunkowanej technologicznie (geometria nanoszenia) zależności profilu grubości od



Rys.6.5. Przykładowe niskokątowe widma dyfrakcyjne otrzymane dla warstw wielokrotnych Si(100)/Cu(20 nm)/Py(t_{Py})/(Cu(2 nm)/Py(t_{Py}))₁₀₀ o różnej długości modulacji λ . Pokazano widma dla płaszczyzn padania wiązki równoległej (||) i prostopadłej (⊥) do kierunku osi łatwej, który związany jest z geometrią układu stosowanego do otrzymywania warstw.

kierunku, wzdłuż którego dokonuje się przekroju warstwy. Jakość strukturalna znajduje potwierdzenie również w rezultatach dyfrakcji wysokokątowej (rys. 6.6). Widoczne wyraźne maksima satelitarne (zaznaczone strzałkami na rys. 6.6) [37,117,142] wokół

maksimów pochodzących od struktury krystalicznej warstw świadczą o dobrej koherencji (zachowaniu struktury periodycznej) w kierunku prostopadłym do powierzchni. Ze względu na zbliżone wartości stałych sieciowych struktur Cu i NiFe (fcc), i związaną z tym możliwość dopasowania graniczących ze sobą subwarstw w wyniku relaksacji naprężeń, maksima dyfrakcyjne pochodzące od obu składników warstw wielokrotnych pokrywają się. Położenia maksimów odpowiadają stałej sieciowej $a=0.362$ nm, co jest wartością zbliżoną do parametrów literaturowych materiałów objętościowych [17,119] i cienkowarstwowych [32]. Ze względu na zerową wartość czynnika struktury F_{100} dla sieci typu fcc [139] obserwuje się tylko refleksy typu (200) i (111). Znaczna intensywność maksimów pochodzących od płaszczyzn (200) w stosunku



Rys.6.6. Przykładowe wysokokątowe widmo dyfrakcyjne otrzymane dla warstwy wielokrotnej $\text{Si}(100)/\text{Cu}(20\text{ nm})/\text{Py}(2\text{ nm})/(\text{Cu}(2\text{ nm})/\text{Py}(2\text{ nm}))_{100}$.

do maksimów typu (111) wskazuje na dominację tekstury (100). Jak pokazują wcześniejsze pomiary wykonane w Zakładzie Cienkich Warstw IFM PAN, również dla innych grubości przekładki Cu dominuje tekstura (100). Zastosowanie warstwy buforowej Cu w przypadku osadzania warstw na Si(100) może sprzyjać powstaniu takiej tekstury [37,117]. W niniejszej pracy grubość warstwy buforowej Cu wynosiła 20 nm.

6.3. Pomiary magnetooporu

6.3.1. Magnetoopór anizotropowy

Amplitudę efektu AMR (rozd. 3.2) zdefiniowano jako stosunek $\Delta R/R_0$ (patrz wzór 2.1). Amplituda anizotropowego magnetooporu mierzona była w stałym polu magnetycznym o wartości kilkuset Oe zapewniającym równoległe do niego ustawienie namagnesowań. Podczas pomiaru zmieniano kierunek pola względem kierunku prądu

płynącego przez warstwę. Wyniki pomiaru oporu w funkcji kąta θ_{BI} między tymi kierunkami przedstawione są na rys. 6.7. Amplituda efektu AMR dla warstwy Py ($Ni_{83}Fe_{17}$) o grubości 250 nm wynosi około 1 %. Uzyskano bardzo dobre dopasowanie do teoretycznej zależności obowiązującej dla materiałów polikrystalicznych (okres 180°). Względna wartość amplitudy porównywalna jest z doniesieniami literaturowymi dotyczącymi stopów o zbliżonym składzie (rozdz. 3.2). Amplituda efektu dla warstwy wielokrotnej Py(2 nm)/Cu(2 nm) (rys. 6.7b) wynosi już tylko około 0.15 %. Jest to zgodne z powszechnie obserwowanym charakterem zależności wartości AMR od grubości warstwy magnetycznej [69] tj. monotonicznym spadkiem z obniżaniem grubości. Wartość amplitudy AMR jest w wielowarstwie około 7-krotnie mniejsza niż w grubej warstwie Py. Dla stopu $Ni_{82}Fe_{18}$, bardzo zbliżonego do stosowanego w niniejszej pracy spadek AMR w wyniku zmniejszenia grubości warstwy z 250 do 9 nm jest tylko 2-krotny [67] (brak danych dla $t_{Py} < 9$ nm). Pomiary oporu w trakcie nanoszenia (rozdz. 6.1) pokazują, że Cu ma w warstwie wielokrotnej efektywną przewodność około dwukrotnie większą niż Py. Przewodność warstw Py w układzie wielowarstwowym Py(2 nm)/Cu(2 nm) stanowi zatem tylko około 1/3 wartości charakteryzującej całą wielowarstwę i zmiany związane z efektem anizotropowym, występującym tylko w warstwach magnetycznych, są odpowiednio mniejsze. Porównując otrzymane wartości amplitudy AMR z doniesieniami literaturowymi należy powyższy fakt uwzględnić. Stosując za Mathonem (patrz rozdz. 2) wyrażenie na oporność średnią warstwy wielokrotnej dla przypadku długiej średniej drogi swobodnej elektronów otrzymuje się

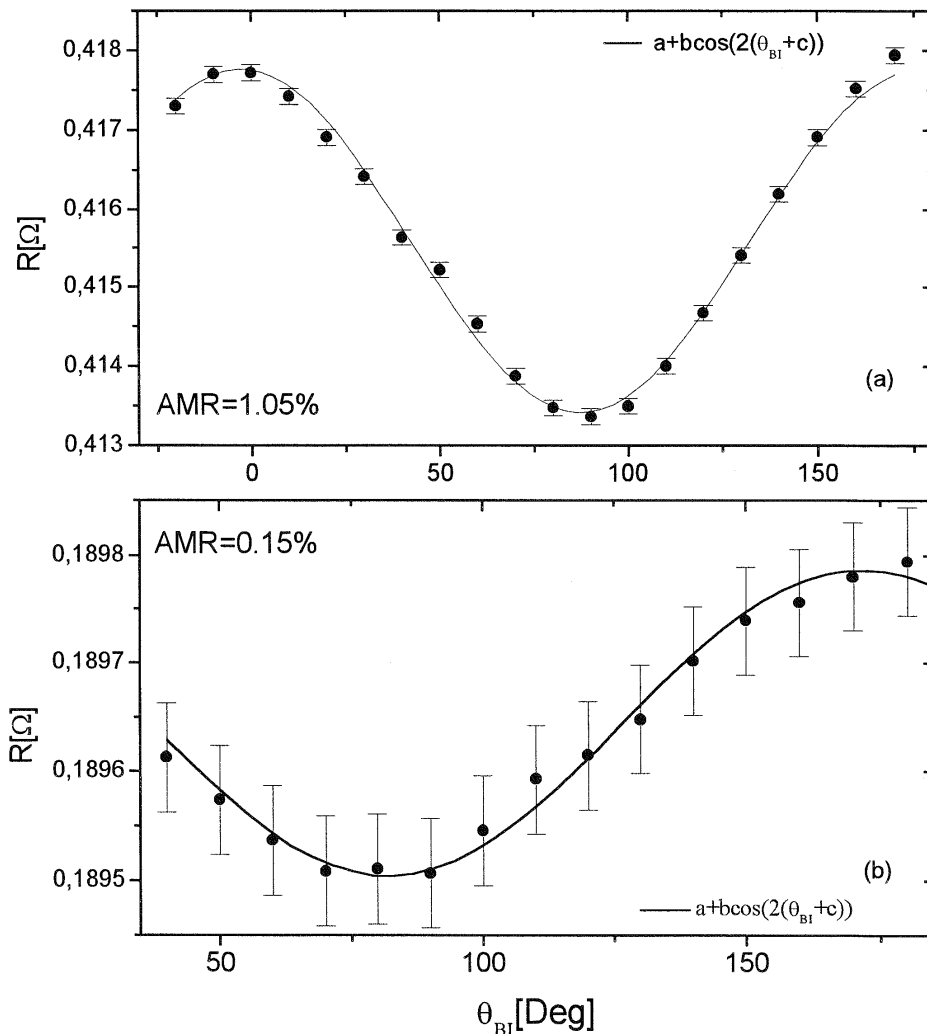
$$\bar{\rho} = \frac{t_{Cu}\rho_{Cu} + t_{Py}\rho_{Py}}{t_{Cu} + t_{Py}}, \quad (6.1)$$

gdzie ρ_{Cu} i ρ_{Py} to odpowiednio oporności subwarstw Cu i Py a t oznacza grubość subwarstw. Uwzględniając, że $\rho_{Py}/\rho_{Cu} \approx 2$ (rys. 6.2) łatwo pokazać, że gdy oba rodzaje subwarstw mają jednakową grubość wtedy magnetoopór AMR warstw Py jest „rozcieńczony” obecnością warstw Cu o czynnik:

$$\frac{AMR_{wielowarstwy}}{AMR_{warstwPy}} = \frac{\left(\frac{\rho + 2\rho \cdot (1 + AMR_{warstwPy})}{2} \div \frac{3\rho}{2} \right) - 1}{AMR_{warstwPy}} = \frac{2}{3}, \quad (6.2)$$

gdzie ρ to oporność warstw Cu. Tak więc szacunkowa wartość amplitudy AMR pojedynczej warstwy Py/2nm wynosi $(3/2) \cdot 0.15\%$ tj. 0.225 % i jest w przybliżeniu czterokrotnie niższa niż w warstwach Py o grubości 250 nm (rys. 6.7a). Mała stosunkowo wartość AMR w badanych układach może być ponadto związana z

obecnością defektów (granice ziaren itp.), których liczba w warstwach otrzymywanych metodą rozpylania jonowego może być stosunkowo duża oraz w przypadku warstwy wielokrotnej rozpraszaniem na interfejsach. Dla warstwy wielokrotnej mierzone zmiany oporu (rys. 6.7b) były zbliżone do nominalnej rozdzielczości aparatury dlatego stosowano



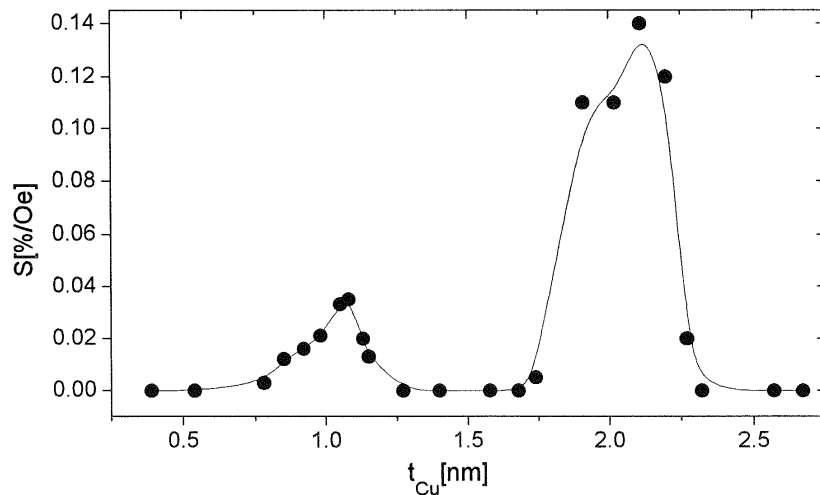
Rys.6.7. (a) Zależność oporu 250 nm warstwy Py od kąta między kierunkiem prądu a kierunkiem pola magnetycznego (400 Oe); (b) taka sama zależność dla warstwy wielokrotnej Si(100)/Cu(20 nm)/Py(2 nm)/(Cu(2 nm)/Py(2 nm))₁₀₀ (wartość natężenia pola - 300 Oe).

uśrednianie a związany z tym długi czas pomiaru prowadził nieuchronnie do pewnego dryftu oporu (np. wzrost temperatury próbki pod wpływem prądu mierzącego, $I=10$ mA). Mimo to występuje dobra zgodność z charakterystycznym dla rotacyjnych zależności magnetooporu typu AMR okresem 180° (patrz dopasowania - rys. 6.7). Wykonane pomiary efektu AMR w warstwach wielokrotnych pozwalają, ze względu na jego małą wartość ($\approx 0.15\%$ dla $t_{Py}=2$ nm), uznać go za efekt drugiego rzędu względem

GMR. W dalszej części pracy, jeśli nie zaznaczono inaczej, zmierzona wartość magnetooporu utożsamiana jest z amplitudą GMR [12].

6.3.2. GMR w funkcji grubości warstwy magnetycznej.

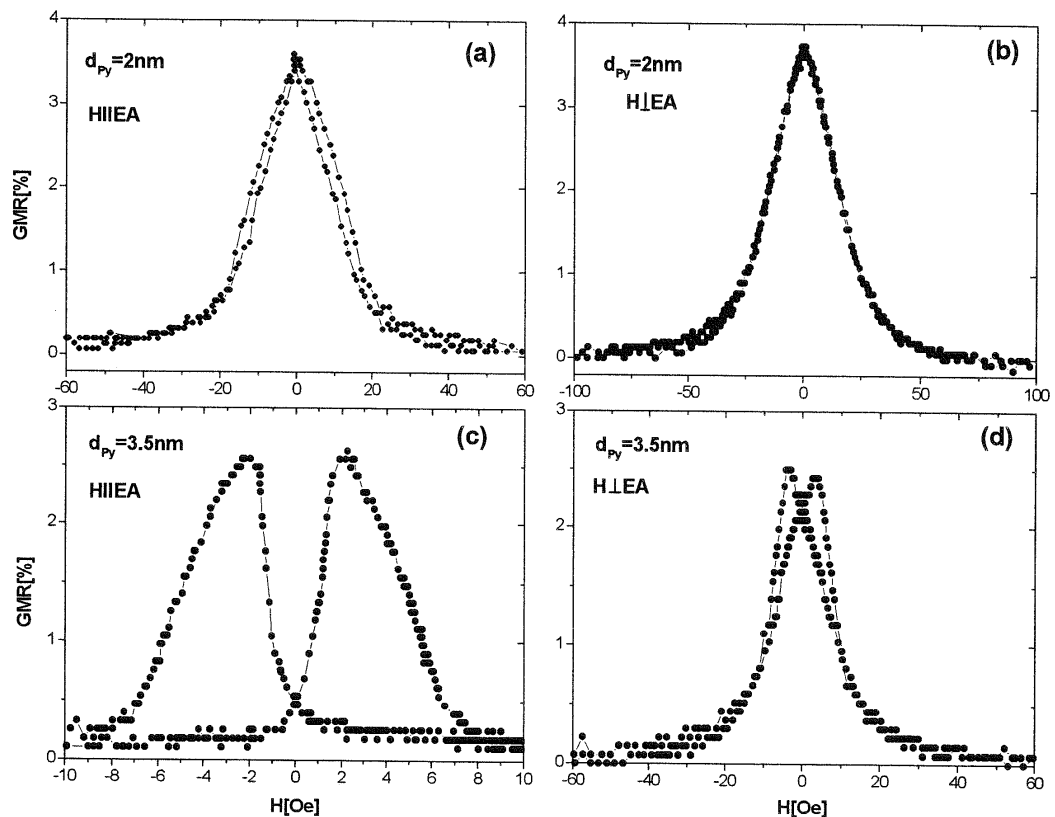
Jak wspomniano we wstępie wybór struktury badanych warstw, czyli grubości i liczby subwarstw, podyktowany był między innymi uzyskanymi uprzednio w Zakładzie Cienkich Warstw wynikami dotyczącymi wpływu grubości subwarstw Cu na czułość połową efektu magnetooporowego S (definicja czułości-patrz wzór 6.6). Rys. 6.8 przedstawia taką zależność dla ustalonej grubości subwarstwy Py ($t_{Py}=2$ nm). Dla $t_{Cu}\approx 1$ i 2 nm obserwuje się wyraźne maksima czułości. Duża wartość S dla grubości subwarstw Cu odpowiadających drugiemu maksimum AF związana jest z około 10-krotnym, w stosunku do pierwszego maksimum AF, obniżeniem pól nasycających [150], któremu



Rys.6.8. Czułość połowa efektu GMR zmierzona dla warstw wielokrotnych Si(100)/Cu(20 nm)/Py(2 nm)(Cu(t_{Cu})/Py(2 nm))₁₀₀ w funkcji t_{Cu} dla pola magnetycznego równoległego do osi łatwej. Linia ciągła jest linią pomocniczą.

towarzyszy znacznie mniejsze, około dwukrotne, zmniejszenie amplitudy efektu magnetooporowego. Przyczyny obserwowanej zależności (zanikające oscylacje sprzężenia międzywarstwowego, bocznikowanie prądu przez warstwy Cu) omówione są w rozdziałach 2.2 i 2.3. Typowe krzywe magnetooporowe uzyskane dla warstw Py/Cu \times 100 osadzanych na Si(100) przedstawione są na rys. 6.9. W badanych warstwach wielokrotnych wartości pól nasycających zbliżone są do wartości pola anizotropii jednoosiowej H_K ($H_K=2K_U/M_S$) [4]. Powoduje to, że procesy przemagnesowania oraz przebiegi $R(H)$ silnie zależą od wzajemnej orientacji zewnętrznego pola magnetycznego i

magnetycznej osi łatwej [65,66]. Różnice w zależnościach $R(H)$, spowodowane zmianą kierunku pola magnetycznego są bardziej wyraźne dla wielowarstw z grubszymi subwarstwami ferromagnetycznymi (tj. z mniejszym polem nasycającym). Krzywe charakteryzują się znacznie większą histerezą (rozumianą jako stosunek pola koercji do pola nasycającego) gdy pole przyłożone jest zgodnie z kierunkiem osi łatwej (rys. 6.9, a i c). Zmniejszenie wartości H_s ze wzrostem grubości warstw Py (rys. 6.10) wywołane jest zwiększeniem momentu skręcającego z jakim pole działa na warstwy magnetyczne ($H_s \sim 1/t_{py}$). Energia oddziaływania wymiennego między warstwami magnetycznymi jest zazwyczaj niezależna od ich grubości dlatego dla grubszych warstw Py obserwowany jest wzrost wpływu anizotropii magnetycznej na proces przemagnesowania [133] (patrz rozdz. 6.4.1). Zależność z rys. 6.10 pozwala oszacować wartości stałych sprzężenia biliniowego oraz stałą anizotropii jednoosiowej warstw magnetycznych. Uwzględniając



Rys.6.9. Przykładowe krzywe magnetooporowe dla warstw wielokrotnych $\text{Si}(100)/\text{Cu}(20\text{ nm})/\text{Py}(t_{py})/(\text{Cu}(2\text{ nm})/\text{Py}(2\text{ nm}))_{100}$ z $t_{py}=2\text{ nm}$ (a i b) oraz 3.5 nm (c i d). Krzywe a i c zostały otrzymane dla pomiaru z polem i prądem równoległym do kierunku osi łatwej, w b i d pole magnetyczne przyłożone było prostopadle.

w wyrażeniu na energię: anizotropię jednoosiową [4] i oddziaływanie wymienne [65,66] między dwiema warstwami (wzór 2.20), przy ograniczeniu się do sprzężenia biliniowego, otrzymuje się dla pola przyłożonego prostopadle do kierunku osi łatwej:

$$E = -2K_U t \cos^2(90 - \alpha) + j_1 \cos(2\alpha) - 2tBM_S \cos(\alpha), \quad (6.3)$$

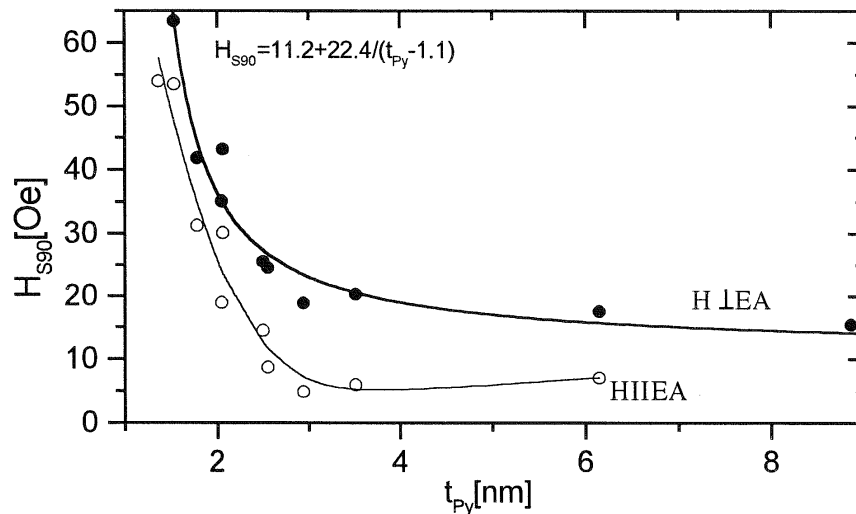
gdzie α to kąt między kierunkami momentów magnetycznych a kierunkiem indukcji B pola magnetycznego a t jest grubością warstw magnetycznych. Minimalizacja wyrażenia 6.3 ($\partial E/\partial \alpha = 0$) przy uwzględnieniu, że składowa M_S w kierunku pola ma wartość $M = M_S \cos \alpha$, pozwala wyznaczyć wartość indukcji, dla której osiągnięte zostaje nasycenie ($M = M_S$):

$$B_S = \frac{2(tK_U + j_1)}{M_S t}. \quad (6.4)$$

Do analizy zachowania warstwy wielokrotnej, z dużą liczbą powtórzeń (dla anizotropii kubicznej $N \geq 31$), niezbędne jest podstawienie $j_1 := 2j_1$ [65] (rozdz. 6.4.1). Ostatecznie:

$$B_S = \frac{2}{M_S} K_U + \frac{4}{M_S t} j_1 \quad (6.5)$$

Wzór 6.5 pokazuje, że pole nasycające jest w omawianym przypadku sumą niezależnego od grubości pola anizotropii jednoosiowej warstw magnetycznych oraz czynnika proporcjonalnego do $1/t$. W omawianym przypadku, aż do nasycenia, M jest proporcjonalne do B . Dopasowanie krzywej opisywanej wyrażeniem 6.5 (przy znajomości $M_S \approx 7.7 \cdot 10^5 \text{ Am}^{-1}$, rozdz. 6.4) do zależności eksperymentalnej z rys. 6.10 (przy uwzględnieniu, że $B = \mu_0 H$) daje $K_U = 450 \text{ Jm}^{-3}$ i $j_1 = 0.45 \cdot 10^{-6} \text{ Jm}^{-2}$. Podczas dopasowywania przyjęto podstawienie $t := t + c$, gdzie c to stała, które pozwoliło uwzględnić ewentualną obecność obszarów nieaktywnych magnetycznie na interfejsie



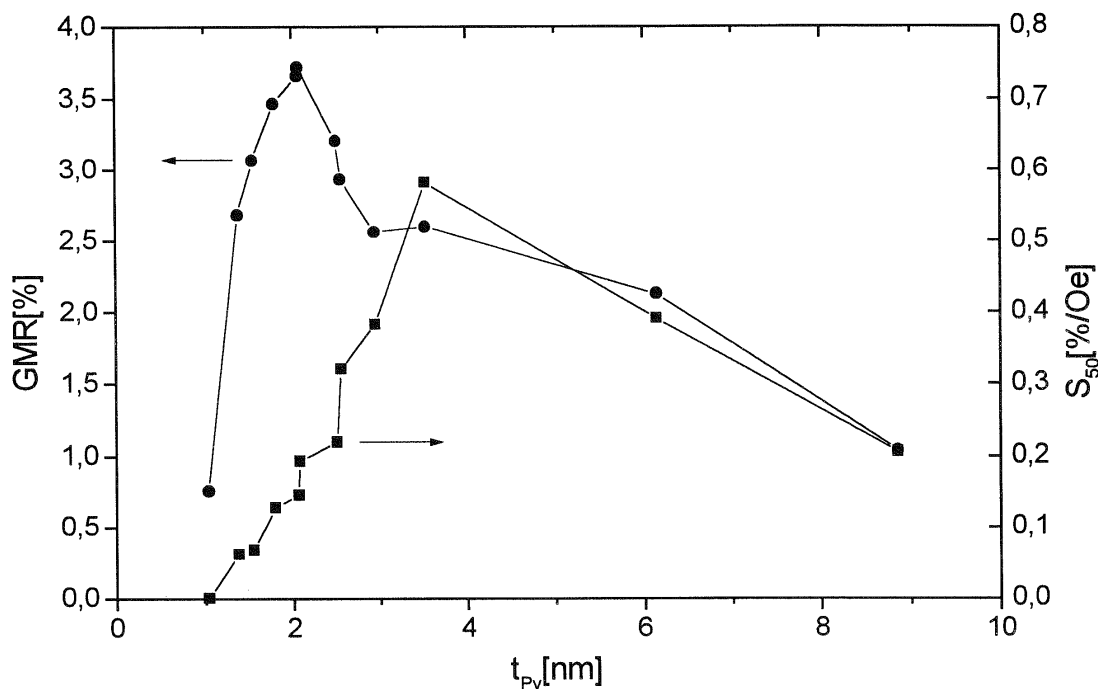
Rys.6.10. Pola nasycające H_{S90} efektu GMR dla warstw Si(100)/Cu(20 nm)/Py(t_{Py})/(Cu(2 nm)/Py(t_{Py}))₁₀₀ w funkcji t_{Py} dla pola równoległego (puste kółka) i prostopadłego (pełne kółka) do kierunku magnetycznej osi łatwej. Gruba linia przedstawia dopasowanie do zależności 6.5, linia cienka pełni rolę pomocniczą.

Py/Cu (rozdz. 6.1). Ich obecność manifestuje się obniżeniem efektywnej grubości warstw magnetycznych [23,90]. Otrzymane wartości stałych anizotropii i sprzężenia są zbliżone do rezultatów uzyskanych z modelu Dieniego [65] z pętli histerezy zmierzonych z wykorzystaniem zależności $\theta_{\text{Ken}}(H)$ dla pola równoległego do osi łatwej (rozdz. 6.4.3). Dopasowanie wykonane zostało dla wartości H_{S90} , czyli zmiany wartości pola wywołującej zmniejszenie oporu w stosunku do wartości maksymalnej o 90 % amplitudy GMR. By uwzględnić fakt, że 90 % nasycenie magnetooporu GMR (kąąt między namagnesowaniami sąsiednich warstw wynosi wtedy 37°) odpowiada 95 % nasyceniu namagnesowania ($M/M_S = \cos(37^\circ/2) \approx 0.95$) przeskalowano otrzymane z dopasowania wartości j_I i K_U . Ze względu na proporcjonalność M do B pomiar indukcji B dającej 95 % nasycenia daje 95 % wartości indukcji nasycenia namagnesowania B_S . Wartości parametrów z dopasowania z rys. 6.10 pomnożono zatem przez czynnik $1/0.95$, gdyż B_S jest proporcjonalne do j_I i K_U (wz. 6.5). Do dopasowania nie użyto wartości H_{S100} , czyli wartości natężenia pola magnetycznego wywołującej pełne nasycenie efektu GMR gdyż jej wyznaczenie z eksperymentu jest obarczone dużym błędem między innymi ze względu na rozdzielczość pomiaru oporu oraz ewentualną obecność superparamagnetycznych wytrąceń na interfejsach Py/Cu [23]. Wytrącenia takie prowadzić mogą do obecności dodatkowego przyczynku magnetooporowego (rozdz. 2.1) [23] i znacznego zwiększenia pola nasycającego. Typowy udział takich efektów w całkowitej amplitudzie magnetooporu w wysokich polach (rzędu 10^4 Oe) wynosi w RT w układach Py/Cu 10 % (dla $t_{Py} > 2$ nm) [23]. Uzyskane wartości j_I i K_U mogą być zatem obarczone dodatkowym, nie wynikającym ze sposobu pomiaru oporu, błędem. Zmniejszenie pola nasycającego w funkcji t_{Py} ograniczone jest zasadniczo tylko wartością pola anizotropii warstw Py.

Zwiększaniu grubości subwarstw Py, dla $t_{Py} > 2$ nm, towarzyszy obniżenie amplitudy efektu GMR (rys. 6.11). Główną przyczyną jest bocznikowanie prądu przez warstwy permaloju (omówione w rozdz. 2.2). Wyraźne maksimum magnetooporu pojawia się dla $t_{Py} \approx 2$ nm, czyli wartości zbliżonej do średniej drogi swobodnej λ_{\downarrow} elektronów o spinie w dół w stopach typu Py [5]. Przyjmując literaturowe wartości λ_{\downarrow} można przypuszczać [5], że w badanym układzie GMR ma swe główne źródło w zależnym od spinu rozpraszaniu na interfejsach Py/Cu. Pamiętać jednak należy, że jest to tylko szacowanie, gdyż λ silnie zależy od defektów struktury, których gęstość jest bardzo czuła na warunki nanoszenia warstw. Z tego między innymi powodu doniesienia literaturowe mogą wydawać się sprzeczne. Jedne z nich wskazują na dominującą rolę

rozpraszania na interfejsie [37], inne raczej na przewagę rozpraszania objętościowego [5].

Ponieważ jednak w ogólności współczynnik asymetrii rozpraszania na interfejsie, odpowiedzialny za jego wkład do efektu GMR [19], jest bardzo czuły na teksturę i mikrostrukturę warstw to względny udział rozpraszania objętościowego nie może być traktowany jako parametr charakteryzujący materiał, z którego wykonana jest warstwa,



Rys.6.11. Zależność amplitudy GMR i jego czułości połowej od grubości subwarstw Py dla warstw wielokrotnych $Si(100)/Cu(20\text{ nm})/Py(t_{Py})/(Cu(2\text{ nm})/Py(t_{Py}))_{100}$ (pole magnetyczne równoległe do kierunku osi łatwej).

a raczej jako parametr technologiczny, tj. określony głównie sposobem jakim została ona otrzymana. W przypadku warstw otrzymywanych metodą rozpylania katodowego do obniżenia efektywności rozpraszania objętościowego przyczynić może się obecność granic między ziarnami w warstwie ferromagnetycznej (ref. [109] w [37]). Należy zwrócić uwagę na fakt, że amplituda GMR dla $2 < t_{Py} < 3.5$ nm maleje wolniej niż pole nasycające (rys. 6.10 i 6.11). Z punktu widzenia ewentualnych zastosowań oprócz amplitudy ważna jest wartość pochodnej względnej zmiany oporu po natężeniu pola magnetycznego, czyli tzw. czułość połowa efektu (w literaturze przyjęło się definiować czułość w %/Oe (cgs) [43,46,47] i rzadziej w %/(A/m) (MKS) [53]). W niniejszej pracy czułość definiowana jest, podobnie jak w [23], wzorem:

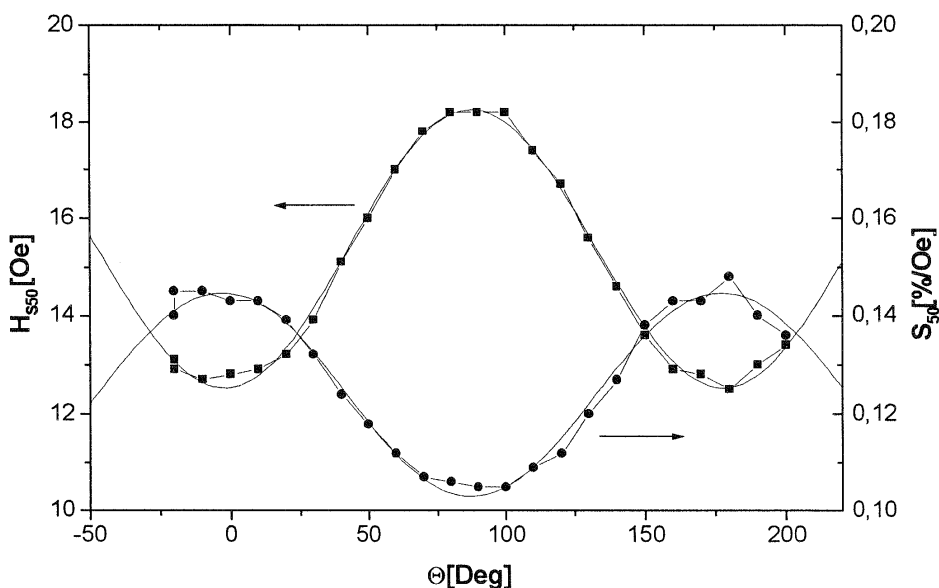
$$S_{50} = \frac{\frac{1}{2}GMR}{H_{S50}} \quad [%/Oe], \quad (6.6)$$

gdzie H_{S50} jest zmianą pola niezbędną do obniżenia wartości GMR ze 100 do 50 % amplitudy. W przypadku analizy niesymetrycznych względem maksimum oporu przebiegów magnetooporowych (rys. 6.9c) H_{S50} wyznaczane jest jako średnia dla obu kierunków względem maksimum. W badanych warstwach czułość osiąga maksymalną wartość ($S_{50} \approx 0.6 \%/Oe$) dla $t_{Py} \approx 3.5$ nm (maksymalne wartości pochodnej $\partial GMR/\partial H$ przekraczać mogą $1 \%/Oe$ -rys. 6.9c). Pojawienie się maksimum w zależności $S_{50}(t_{Py})$ związane jest z monotonicznym spadkiem pól nasycających ze wzrostem grubości warstw Py. W zakresie grubości t_{Py} 2-3.5 nm H_{S50} maleje szybciej niż amplituda GMR co daje wzrost wartości S_{50} . Największe (rys. 6.11, 6.9) wartości S_{50} osiągane są dla przebiegów o znacznej histerezie zależności $R(H)$, co z jednej strony stwarza szansę na wykorzystanie ich w magnetooporowych elementach pamięciowych (ang. MRAM-magnetoresistive RAM) [49,154,163] (patrz. rozdz. 6.4.2), a z drugiej dyskwalifikuje je jako elementy aktywne czujników wartości pola magnetycznego. Praktycznie pozbawione histerezy charakterystyki $R(H)$ uzyskuje się dla warstw z $t_{Py} \leq 2.5$ nm gdy pole skierowane jest prostopadle do osi łatwej. Dla takich warstw możliwe jest uzyskanie równocześnie bezhisterezowej i liniowej zależności $R(H)$ w polu do 10 Oe przy czułości polowej około $0.1 \%/Oe$. Według mojej wiedzy w warstwach wielokrotnych wyższe czułości ($S \approx 1.2 \%/Oe$ w RT) uzyskano tylko dla układów Py/Au [45] oraz w układach hybrydowych typu Co/Ag/NiFe/Ag ($3.5 \%/Oe$ w 4.2 K [155]).

6.3.3. GMR w funkcji kąta między polem magnetycznym a magnetyczną osią łatwą

Własności magnetyczne warstw permalojowych zależą od sposobu i parametrów procesu osadzania (rozdz. 3.1) [54]. W badanych w niniejszej pracy warstwach niezależnie od grubości subwarstw, stosowanego podłoża i liczby powtórzeń podstawowej dwuwarstwy obserwowano małą dyspersję anizotropii (rys. 6.12). Zależność pola nasycającego efektu magnetooporowego od kąta między polem zewnętrznym a wyróżnionym kierunkiem może być bardzo dobrze opisana funkcją o okresie 180° . We wszystkich warstwach wyróżniony kierunek leży w płaszczyźnie warstwy i jest równoległy do płaszczyzny symetrii układu targetów w aparaturze stosowanej do otrzymywania warstw (na rys.5.2 jest to płaszczyzna równoodległa od obu targetów Cu (lub Py) i prostopadła do obrotowej kolumny). Sugeruje to, że przyczyną wykształcenia się anizotropii jednoosiowej i związanej z nią osi łatwej jest

skośne padanie nanoszonych atomów na powierzchnię podłoża [80,156,157]. Geometria układu targetów powoduje, że kąt padania wiązki atomów na powierzchnię podłoża (mierzony względem normalnej) jest mniejszy niż 70° . W takim przypadku w warstwach permalojowych indukowana jest zwykle [80,156] oś łatwa prostopadła do płaszczyzny padania wiązki. Zależność przedstawiona na rys. 6.12 dotyczy warstwy dla której energia sprzężenia międzywarstwowego jest większa od energii anizotropii ($J_1 > K_{UT}$). Zmienna część wartości pól nasycających (związana z anizotropią jednoosiową) jest 3 razy mniejsza od wartości maksymalnej. Ogranicza to możliwość regulacji czułości efektu poprzez zmianę kierunku pola magnetycznego względem kierunku osi łatwej EA (ang. easy axis). Mimo to czułość zmieniana może być w ten sposób



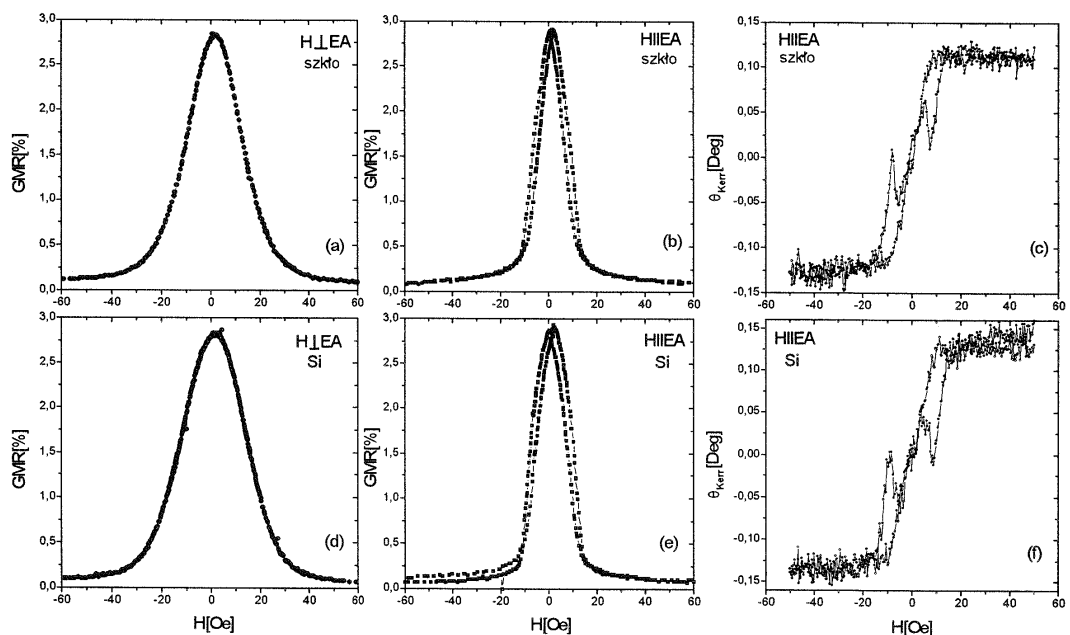
Rys.6.12. Pole nasycające H_{S50} efektu GMR i czułość polowa w funkcji kąta między zewnętrznym polem magnetycznym a kierunkiem osi łatwej (kierunek prądu równoległy do EA) dla warstwy wielokrotnej $Si(100)/Cu(20\text{ nm})/Py(2\text{ nm})/(Cu(2\text{ nm})/Py(2\text{ nm}))_{100}$.

w dość szerokim, rzędu 40 %, zakresie. Amplituda GMR jest w badanych warstwach nieznacznie większa gdy pole przyłożone jest prostopadle do EA i kierunku przepływu prądu niż w przypadku orientacji równoległej tj. takiej gdy prąd i pole są równoległe do EA. Przyczyną jest obecność magnetooporu typu AMR (rozdz. 6.3.1). Dla pola prostopadłego do kierunku EA w stanie nasycenia momenty sąsiednich warstw są do siebie równoległe i prostopadłe do kierunku prądu. Usunięcie pola magnetycznego powoduje, że zmiany wywołane efektami GMR i AMR dodają się do siebie, gdyż momenty magnetyczne sąsiednich warstw są zorientowane antyrównoległe i równoległe do kierunku przepływu prądu. W przypadku gdy pole przyłożone jest równoległe do EA (patrz rys. 6.18) efekt AMR albo nie ma wpływu na zależność $R(H)$ albo odgrywa rolę

tylko podczas przemagnesowania nie wpływając na całkowitą amplitudę zmian oporu. Dla krzywych z rys. 6.18 w polu zerowym momenty magnetyczne wszystkich warstw ustawione są równoległe do kierunku prądu, tak jak w stanie nasycenia. Oznacza to, że w przypadku opisanym modelem Dieniego $\Delta R = \Delta R_{GMR}$ gdy H jest równoległe do osi łatwej.

6.3.4. Wpływ rodzaju podłoża na efekt magnetooporowy.

W celu określenia wpływu podłoża na strukturę warstw i pośrednio na procesy przemagnesowania oraz krzywe magnetooporowe wykonano warstwę wielokrotną $Py(2.7\text{ nm})/(Cu(2\text{ nm})/Py(2.7\text{ nm}))_{50}$ na podłożu szklanym i krzemowym Si(100).



Rys.6.13. Porównanie krzywych magnetooporowych i zależności $\Theta_{Kerr}(H)$ dla identycznych struktur naniesionych na podłoża szklane (a, b, c) i Si(100) (d, e, f) $(Py(2.7\text{ nm})/Cu(2\text{ nm})/Py(2.7\text{ nm}))_{50}$.

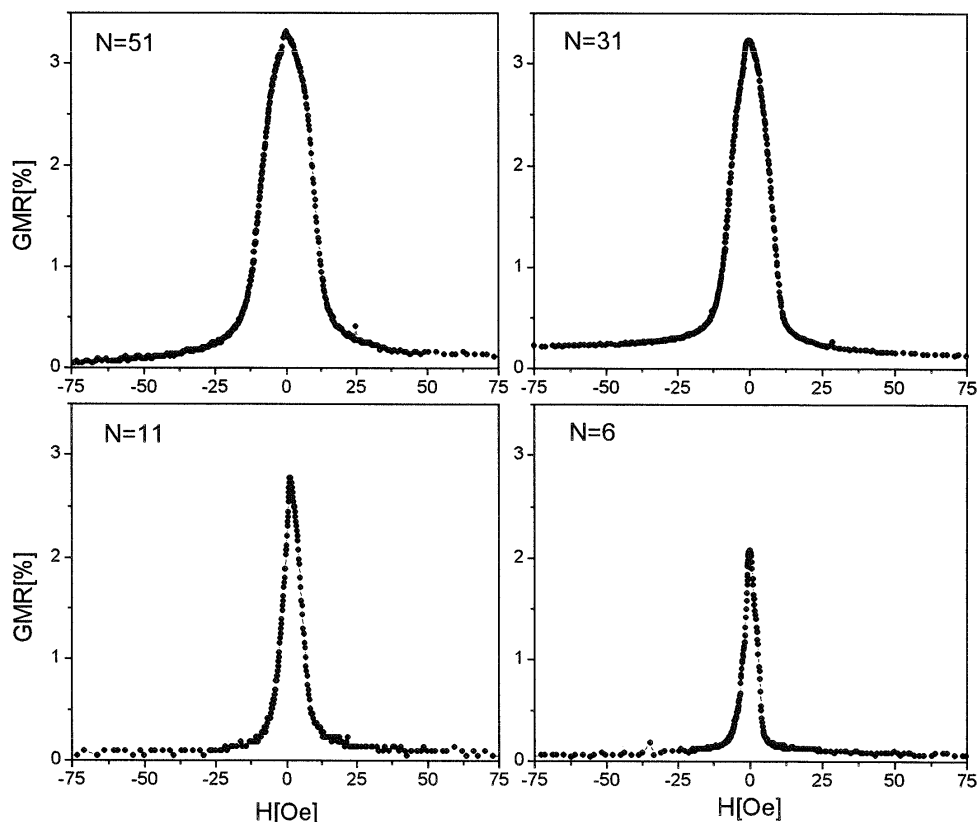
Warstwa naniesiona została na stykające się ze sobą podłoża z dwóch materiałów (Si i szkło). Ze względu na wymiary próbek i geometrię układu do pomiarów GMR badane obszary znajdowały się podczas nanoszenia w odległości około 0.7 cm. Ponieważ odległość warstw od targetów była kilkakrotnie większa można przyjąć, że warunki otrzymywania obydwu fragmentów warstwy były jednakowe. Rys. 6.13 przedstawia krzywe magnetooporowe otrzymane dla dwóch kierunków pola magnetycznego względem osi łatwej, EA, oraz krzywą $\Theta_{Kerr}(H)$ otrzymaną dla pola równoległego do kierunku EA. Jeśli pominąć minimalne różnice wynikające z błędów pomiarowych można uznać, że wszystkie krzywe są parami identyczne. Zależności $\Theta_{Kerr}(H)$ (rys. 6.13, c i f) dające informacje z zewnętrznych obszarów warstwy [23] dowodzą, że niezależnie

od ewentualnych różnic w początkowych fazach wzrostu, subwarstwy bardziej odległe od podłoża są identyczne bez względu na jego rodzaj. Pomiar magnetooporu dający informacje z całej objętości próbki, zdaje się potwierdzać, że dla grubszych warstw (o dużym N) ich własności nie zależą w widoczny sposób od podłoża. Nie można jednak wykluczyć, że pierwsze warstwy mają w obu przypadkach różne właściwości fizyczne (w przypadku warstw wielokrotnych z dużą liczbą powtórzeń wpływ pierwszych subwarstw na pomiar magnetooporu jest minimalny). Pochodzenie lokalnych maksimów (minimów) w zależności $\theta_{\text{Kerr}}(H)$ obserwowanych podczas wzrostu wartości pola magnetycznego nie jest jasne. Wydaje się, że mogą one być związane z ruchem ścian domenowych i związanym z tym lokalnym udziałem polarnego efektu w mierzonym w podłużnej konfiguracji efekcie Kerr (w stosowanej geometrii pomiaru, gdzie kąt między wiązką lasera a powierzchnią próbki wynosi 45° , obserwuje się również sygnał pochodzący od polarnego efektu Kerra).

6.3.5. Wpływ liczby subwarstw magnetycznych na efekt magnetooporowy

Przykładowe krzywe GMR(H) otrzymane dla warstw wielokrotnych z różną liczbą powtórzeń, N , podstawowej dwuwarstwy Py/Cu przedstawione są na rys. 6.14. Malenie amplitudy GMR przy zmniejszaniu N (rys. 6.15) jest częściowo spowodowane zwiększonym udziałem rozpraszania na zewnętrznych powierzchniach próbki w procesach przewodnictwa i tym samym krótszą średnią drogą swobodną elektronów oraz mniejszą liczbą interfejsów na tej drodze [5]. Podstawową przyczyną malenia amplitudy GMR ze zmniejszaniem N jest jednak zmniejszenie się względnego udziału antyferromagnetycznie sprzężonej części warstwy. Świadczy o tym korelacja między amplitudą GMR a czynnikiem F_{AF} [27] (definiowanym jako: $F_{\text{AF}}=(M_{\text{S}}-M_{\text{R}})/M_{\text{S}}$, gdzie M_{S} i M_{R} to odpowiednio namagnesowanie nasycenia i remanencja) określającym frakcję warstwy o sprzężeniu antyferromagnetycznym (rys. 6.15a). Wzór określający wartość F_{AF} obowiązuje gdy remanencja obszarów AF sprzężonych jest zerowa (rys. 6.18), tj. gdy energia anizotropii jest mniejsza od energii sprzężenia [65]. Jak pokazują pomiary magnetoptyczne (rozdz. 6.4) dla $t_{\text{Py}}=2$ nm warunek ten jest w badanych warstwach spełniony. Dla $N=2$ warstwa nie wykazuje efektu GMR. Obserwuje się w tym przypadku jedynie mały sygnał magnetooporowy pochodzący od rozpraszania elektronów przewodnictwa przez obszary paramagnetyczne i/lub superparamagnetyczne zlokalizowane w pobliżu interfejsu Py/Cu [23]. Można na tej podstawie wnioskować, że

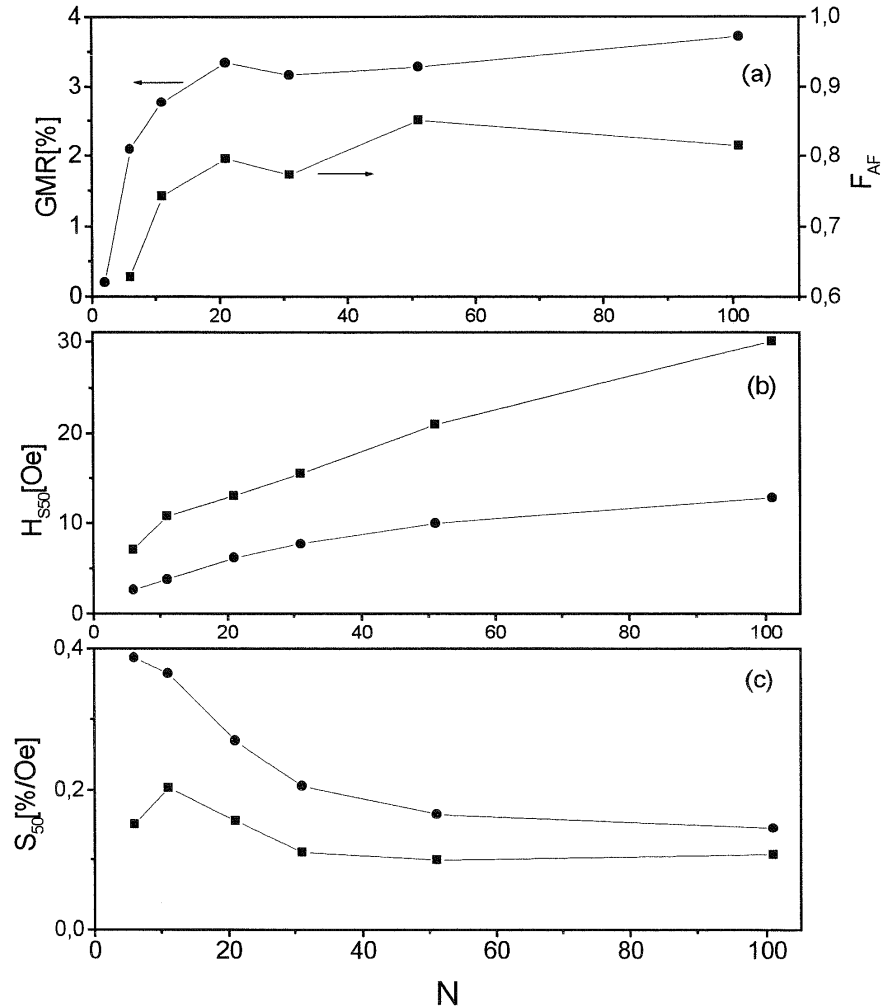
między pierwszymi dwiema subwarstwami Py nie występuje efektywnie sprzężenie



Rys.6.14. Przykładowe krzywe GMR(H) dla warstw wielokrotnych szkło/Py(2 nm)/(Cu(2 nm)/Py(2 nm))_{N-1} z różną liczbą powtórzeń N dwuwarstwy Py/Cu.

międzywarstwowe lub, że preferuje ono równoległe ustawienie momentów magnetycznych (sprężenie ferromagnetyczne) [27]. Niewystępowanie sprzężenia AF można tłumaczyć dużą stosunkowo szorstkością początkową (wzrost wyspowy) (rys. 6.2), wynoszącą około 1.2 nm, która może zmienić efektywną grubość przekładki (rozdz. 2.3) lub nawet prowadzić do powstania lokalnych nieciągłości (mostków, ang. pinholes), które łączą warstwy ferromagnetyczne (patrz rys. 6.29 i 6.31a). Zmiana grubości, lub mostki, prowadzić mogą do zmiany znaku sprzężenia z AF, odpowiadającego nominalnej grubości Cu ($t_{Cu}=2$ nm), na ferromagnetyczne. W badanych układach nawet bardzo małe, mniejsze niż 0.3 nm, odchylenie od nominalnej grubości Cu może wywołać zanik sprzężenia AF a tym samym i efektu GMR [23]. Wyznaczone wartości szorstkości początkowej (rozdz. 6.1) mogą sugerować również topologiczny mechanizm ferromagnetycznego sprzężenia dla N=2 (oddziaływanie dipolowe) [158] (rozdz. 2.3.4). Pomiar przedstawiony na rys. 6.15b oraz uzupełniające wykonane przy wykorzystaniu magnetoptycznego efektu Kerra (rys. 6.17), wskazują że H_{S50} jest znacznie mniejsze dla małych N. Oznacza to, że również antyferromagnetyczne

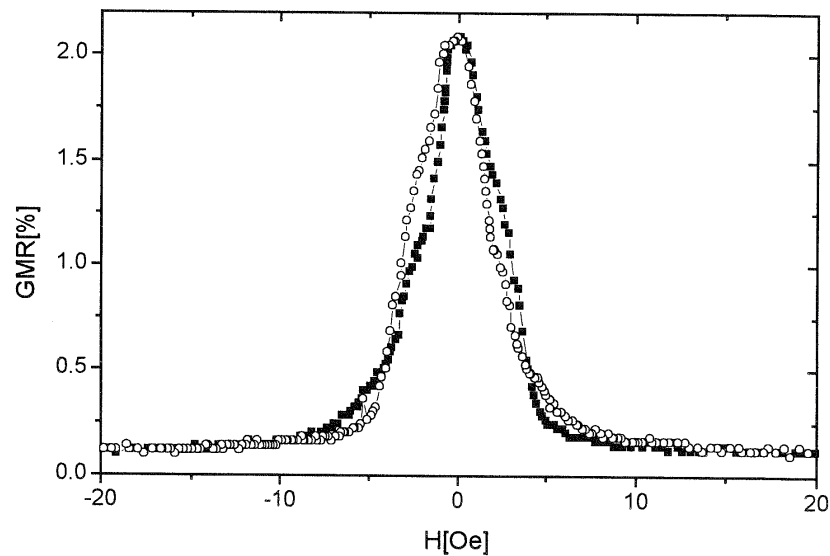
sprężenie wymienne jest silniejsze dla subwarstw bardziej odległych od podłoża.



Rys.6.15. (a) Zależność amplitudy GMR i frakcji F_{AF} od liczby N , warstw magnetycznych w warstwie wielokrotnej szkło/Py(2 nm)/(Cu(2 nm)/Py(2 nm)) $_{N-1}$ dla pola równoległego do osi łatwej; (b) pole nasycające H_{S50} efektu GMR w funkcji N ; (c) Czułość połowa efektu GMR w funkcji N . W (b) i (c) kółka dotyczą pomiarów dla pola równoległego, a kwadraty prostopadłego do kierunku EA.

Zmniejszenie wartości H_{S50} ze zmniejszaniem N zostało przewidziane teoretycznie [65]. Należy jednak zauważyć, że H_{S50} zmniejsza się znacznie więcej niż o czynnik 2 wyznaczony przez Dieniego dla idealnej wielowarstwy (przy zmianie N z ∞ do 2). Sugeruje to, podobnie jak zależność amplitudy GMR od N , że sprężenie jest silniejsze dla warstw bardziej odległych od podłoża [27]. Przyczyną zależności H_{S50} i F_{AF} od N może być min. mniejsza gęstość powierzchniowa mostków w subwarstwach bardziej odległych od podłoża. Porównując rys. 6.15a i b widać, że w pewnym zakresie wartości N amplituda GMR jest prawie stała podczas gdy znacznie maleje wartość H_{S50} przy zmniejszaniu N . W efekcie tego w warstwach wielokrotnych z $N=6$ wartość czułości (wz. 6.6) jest prawie dwukrotnie większa niż dla $N=101$ i S_{50} osiąga wartość bliską

0.4 %/Oe. Czułość może być zwiększona jeszcze bardziej poprzez zastosowanie grubszych warstw magnetycznych, towarzyszy temu niestety jednocześnie zmniejszenie amplitudy GMR a histereza staje się wyraźniejsza (z powodu dominacji anizotropii nad sprzężeniem, patrz rozdz. 6.3.2). Rys. 6.16 pokazuje, że dla $N=6$ możliwe jest uzyskanie stosunkowo wysokiej czułości i niewielkiej histerezy zależności $GMR(H)$. Należy jednak zaznaczyć, że w przeciwieństwie do wielowarstw z dużym N , przebieg magnetooporowy nie jest już liniowy. Może to być spowodowane z jednej strony zależnością kształtu pętli $GMR(H)$ od N , która występować powinna nawet w idealnych warstwach [65], a z drugiej strony faktem, że stała sprzężenia rośnie z N w pierwszych subwarstwach. Mały zakres pól (± 5 Oe) w których zachodzi zmiana oporu, oraz nieliniowość charakterystyki $GMR(H)$ uniemożliwia stosowanie warstw o czułości 0.4 %/Oe w sensorach wartości



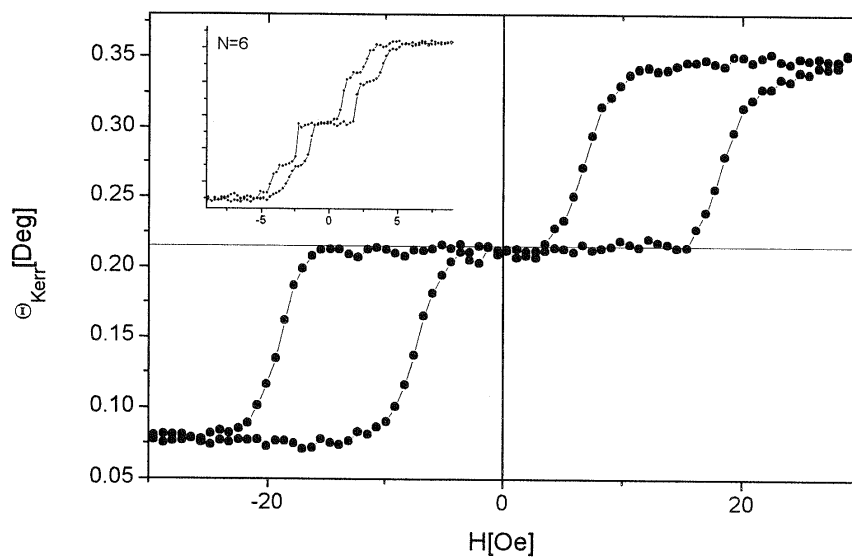
Rys.6.16. Zależność $GMR(H)$ dla warstwy wielokrotnej szkło/Py(2 nm)/(Cu(2 nm)/Py(2 nm))₅ z sześcioma warstwami magnetycznymi. Pole magnetyczne równoległe do EA. Kółka oznaczają część krzywej otrzymaną dla przemiatań polem od wartości ujemnych do dodatnich.

pola magnetycznego ale stwarza możliwość ich zastosowania jako detektorów stanu (obecność lub brak pola). Z aplikacyjnego punktu widzenia korzystna jest również wysoka wartość oporu właściwego uzyskiwana dla warstw z małą liczbą powtórzeń [47,49,159] zapewniająca dla $N=6$ oporność na kwadrat (ang. sheet resistivity [137,148]) o wartości około $15\Omega/\square$.

6.4. Procesy przemagnesowania

6.4.1. Modelowanie pętli histerezy

Postać krzywej namagnesowania uwidoczniona pomiarem skrzywienia Kerra wskazuje, że przynajmniej dla niektórych badanych w niniejszej pracy warstw wielokrotnych (rys. 6.17) pętla histerezy składa się z wyraźnie oddzielonych dwóch pętli z dość ostrym przejściem do nasycenia. Charakterystyczny kształt pętli przemagnesowania ma swoją przyczynę w obecności antyferromagnetycznego sprzężenia międzywarstwowego (rozd. 2.3) [65,66,127]. Analiza pętli histerezy, zarówno otrzymanych z pomiarów Kerra jak i VSM, poprzedzona zostanie krótkim omówieniem modelu stosowanego w niniejszej pracy do interpretacji wyników eksperymentalnych. Przedstawione zostaną również przewidywania modelu mające bezpośrednie odniesienie do uzyskanych rezultatów. Szczegółowe omówienie magnetycznych diagramów fazowych znaleźć można w [65,66,121,127,128,160], oraz dla warstw podwójnych w [107] i dla zaworów spinowych w [161]. Wykonując obliczenia oparto się na wyrażeniach uwzględniających sprzężenie biliniowe [65,66,127] uzupełniając je o wyraz opisujący sprzężenie bikwadratowe [121,128,160]. Za stan równowagi uznawano



Rys.6.17. Skrzywienie Kerra θ_{Kerr} w funkcji H dla warstwy wielokrotnej $\text{Si}(100)/\text{Cu}(20 \text{ nm})/\text{Py}(2 \text{ nm})/(\text{Cu}(2 \text{ nm})/\text{Py}(2 \text{ nm}))_{100}$. Pole magnetyczne równoległe do EA. Wstawka pokazuje θ_{Kerr} dla warstwy z sześcioma warstwami Py. Wyraźnie widoczna jest różnica wartości pól nasycających między dwoma przypadkami.

lokalne minimum energii wykluczając w ten sposób przemagnesowanie przez ruch ścian domenowych [66]. Choć stosowany model opisywać może zarówno pętle dla struktur wykazujących anizotropię jednoosiową jak i kubiczną to ze względu na fakt, że w badanych warstwach występuje tylko pierwsza z nich (rozd. 6.3.3) drugi przypadek

zostanie pominięty. Uwzględniając powyższe energię na jednostkę powierzchni układu dwóch oddziaływujących warstw, można zapisać w postaci:

$$E = -B(M_1 t_1 \cos(\theta_1 - \theta_B) + M_2 t_2 \cos(\theta_2 - \theta_B)) - K_1 t_1 \cos^2(\theta_1) - K_2 t_2 \cos^2(\theta_2) + j_1 \cos(\theta_1 - \theta_2) + j_2 \cos^2(\theta_1 - \theta_2) \quad (6.7)$$

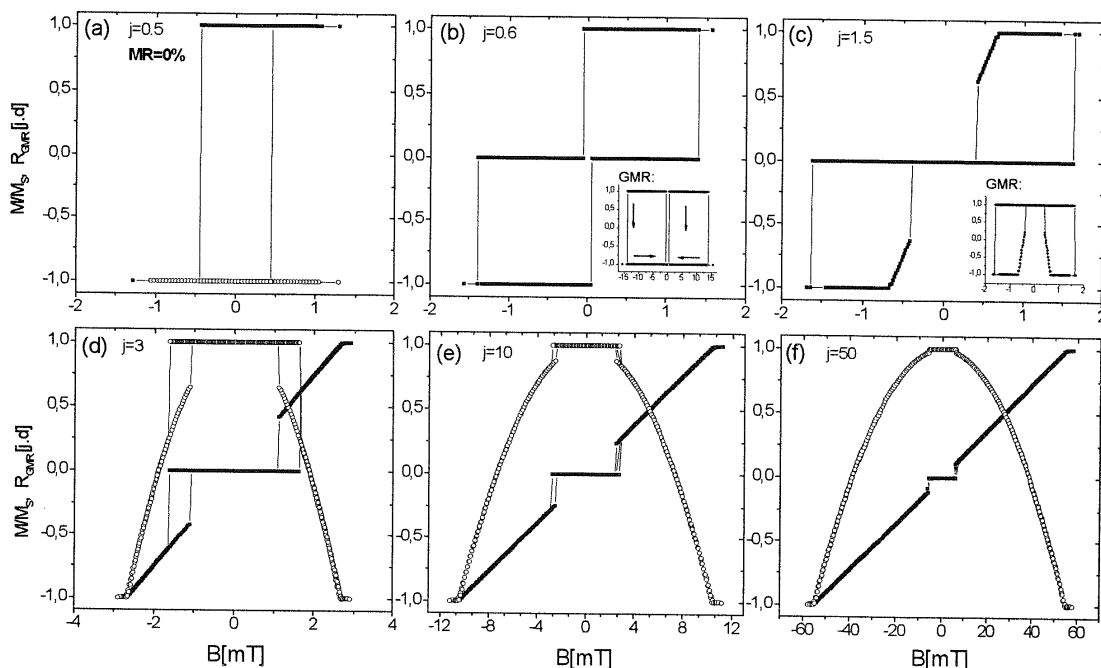
gdzie B oznacza indukcję pola magnetycznego przyłożonego w płaszczyźnie pod kątem θ_B do osi łatwej warstwy pierwszej, θ_1 oznacza kąt między kierunkiem osi łatwej, EA, pierwszej warstwy a jej momentem magnetycznym; θ_2 oznacza kąt między momentem magnetycznym drugiej warstwy a osią łatwą warstwy pierwszej; $M_{1,2}$, $t_{1,2}$ i $K_{1,2}$ oznaczają odpowiednio namagnesowanie nasycenia, grubość i stałą anizotropii jednoosiowej warstw 1 i 2. Pierwszy wyraz wyrażenia 6.7 opisuje energię Zeemana oddziaływania namagnesowań M z polem magnetycznym, dwa następne energię anizotropii jednoosiowej, czwarty oddziaływanie biliniowe i ostatni bikwadratowe. Modelując krzywe eksperymentalne założono, że wszystkie warstwy magnetyczne są jednakowe pod względem grubości, namagnesowania oraz stałych anizotropii K_U . Obliczenia wykonywano dla warstwy podwójnej, tj. składającej się z dwóch warstw magnetycznych przedzielonych niemagnetyczną przekładką, jednak skalowanie stałej sprzężenia j_i ($j_i := 2j_i$) pozwala opisywać warstwę wielokrotną pod warunkiem, że liczba warstw magnetycznych N jest nieparzysta [65]. Ze względu na efekty brzegowe podejścia tego nie można stosować gdy N jest parzyste gdyż wtedy momenty magnetyczne dwóch zewnętrznych warstw ustawione są w słabych polach zewnętrznych antyrównoległe. Warstwa o momencie magnetycznym równoległym do kierunku pola, stanowiąc swego rodzaju „dźwignię” [65], ułatwia przemagnesowanie co wpływa zasadniczo na kształt pętli histerezy. Dla $N > 30$ kształt krzywych przemagnesowania jest praktycznie identyczny z pętlami dla dwuwarstwy [65]. Warstwę oznaczoną jako 1 utożsamia się w takim przypadku z warstwami nieparzystymi. W obliczeniach do znajdowania lokalnego minimum energii stosowano metodę najszybszego spadku [162] z podstawowym krokiem 0.0005 Rad. Położenie minimum wyznaczone było przez takie wartości θ_1 i θ_2 , dla których spełnione były następujące warunki (minimum funkcji dwóch zmiennych):

$$-a_1 \leq \frac{\partial E}{\partial \theta_1} \leq a_1, \quad -a_1 \leq \frac{\partial E}{\partial \theta_2} \leq a_1, \quad (6.7b)$$

oraz

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_1^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_2^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_1 \partial \theta_2} \right) > 0, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \theta_1^2} > 0 \quad (6.7c)$$

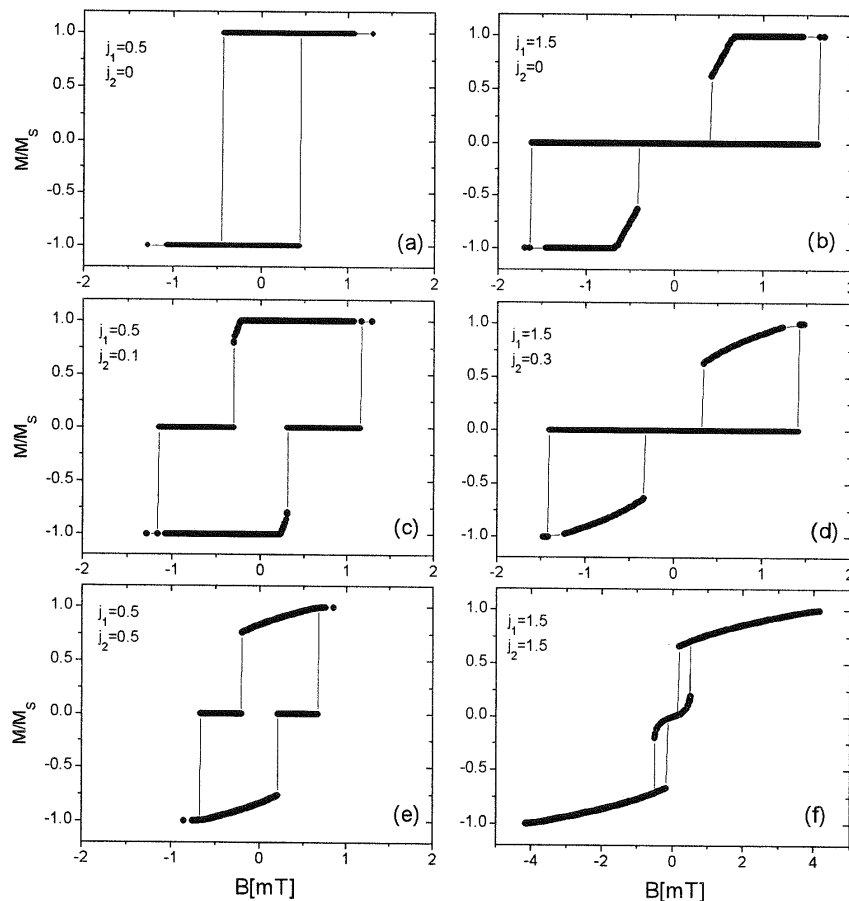
Progowa wartość pochodnych energii po θ_1 i θ_2 , a_1 , występująca w warunku na minimum (patrz wzór 6.7b) była funkcją stałych sprzężenia i anizotropii ($\sim(j_1+K_U t)$). Służyło to ograniczeniu wpływu bezwzględnych wartości parametrów (j_1 , K_U , t) na względną dokładność obliczeń (odległość rzeczywistego położenia minimum od



Rys.6.18. Przykładowe modelowe krzywe $M(B)$ (kwadraty) i odpowiadające im krzywe magnetooporowe $R_{GMR}(B)$ * (kółka i wstawki) otrzymane dla różnych stosunków energii anizotropii do stałej sprzężenia międzywarstwowego ($K_U=200 \text{ Jm}^{-3}$, $M=6 \times 10^5 \text{ Am}^{-1}$, $t=3 \text{ nm}$, $j=0.5-50 \times 10^{-6} \text{ Jm}^{-2}$) dla pola magnetycznego równoległego do osi łatwej. W przypadku przedstawionym na rys. (a) nie występuje GMR. Wartości j podane są na rysunkach w jednostkach 10^{-6} Jm^{-2} . *Dla krzywych magnetooporowych założono $R_0=0$ i $\Delta R_{GMR}=2$ (patrz wzór 1.1).

obliczonego). Przedstawione w pracy obliczenia wykonywano dla połowy pętli histerezy odpowiadającej przejściu od nasycenia w kierunku dodatnim (stan początkowy) do nasycenia w kierunku ujemnym (pole magnetyczne ma wtedy zwrot przeciwny do zwrotu odpowiadającego stanowi początkowemu). Drugą połowę pętli otrzymać można poprzez inwersję współrzędnych pierwszej połowy. Przykładowe modelowe pętle histerezy, wraz z odpowiadającymi im krzywymi magnetooporowymi, dla pola równoległego do osi łatwej przedstawione są na rys. 6.18. W tym przypadku założono, że nie występuje sprzężenie bikwadratowe (w dalszej części rozdziału pokazany jest jego wpływ). Zasadniczo możliwe są cztery typowe kształty pętli histerezy w zależności od stosunku energii sprzężenia do energii anizotropii ($j_1/K_U t$). Dla małych wartości j_1 ($j_1 \leq 0.93 K_U t$ [65]) kształt pętli histerezy nie różni się od przewidywanego modelem Stonera-Wohlfartha [4] dla układu z anizotropią jednoosiową, dla j_1 z przedziału

0.93 K_{Ut} do K_{Ut} otrzymuje się dwie, nierozdzielone „pętle” (rys. 6.18b), ze zwiększeniem j_l następuje ich rozdzielenie. Dla pętli przedstawionych na rys. 6.18b maksymalny stosunek wartości pola odpowiadającego przejściu z nasycenia do stanu o zerowym namagnesowaniu do pola nasycenia w kierunku przeciwnym wynosi około 0.05 [65]. Oznacza to, że model nie przewiduje wystąpienia pętli o kształcie pośrednim między 6.18 a i b, tj. stopniowego „zsuwania się” obu podpętli aż do utworzenia pętli prostokątnej. Dla dużych j_l ($j_l \gg 3K_{Ut}$) pętla ma kształt odpowiadający (z wyjątkiem obszaru słabych pól) przemagnesowaniu w kierunku trudnym, a krzywa magnetooporowa jest prawie paraboliczna. Dla pola przyłożonego prostopadłe do osi łatwej, niezależnie od stosunku j_l do K_{Ut} , namagnesowanie jest aż do nasycenia liniową



Rys.6.19. Przykładowe modelowe krzywe $M(H)$ dla przypadku współlistnienia sprzężenia biliniowego i bikwadratowego. Parametry jak dla rys. 6.18. Pole magnetyczne jest równoległe do kierunku osi łatwej. Wartości j_1 i j_2 podane są na rysunkach w jednostkach 10^{-6}Jm^{-2} .

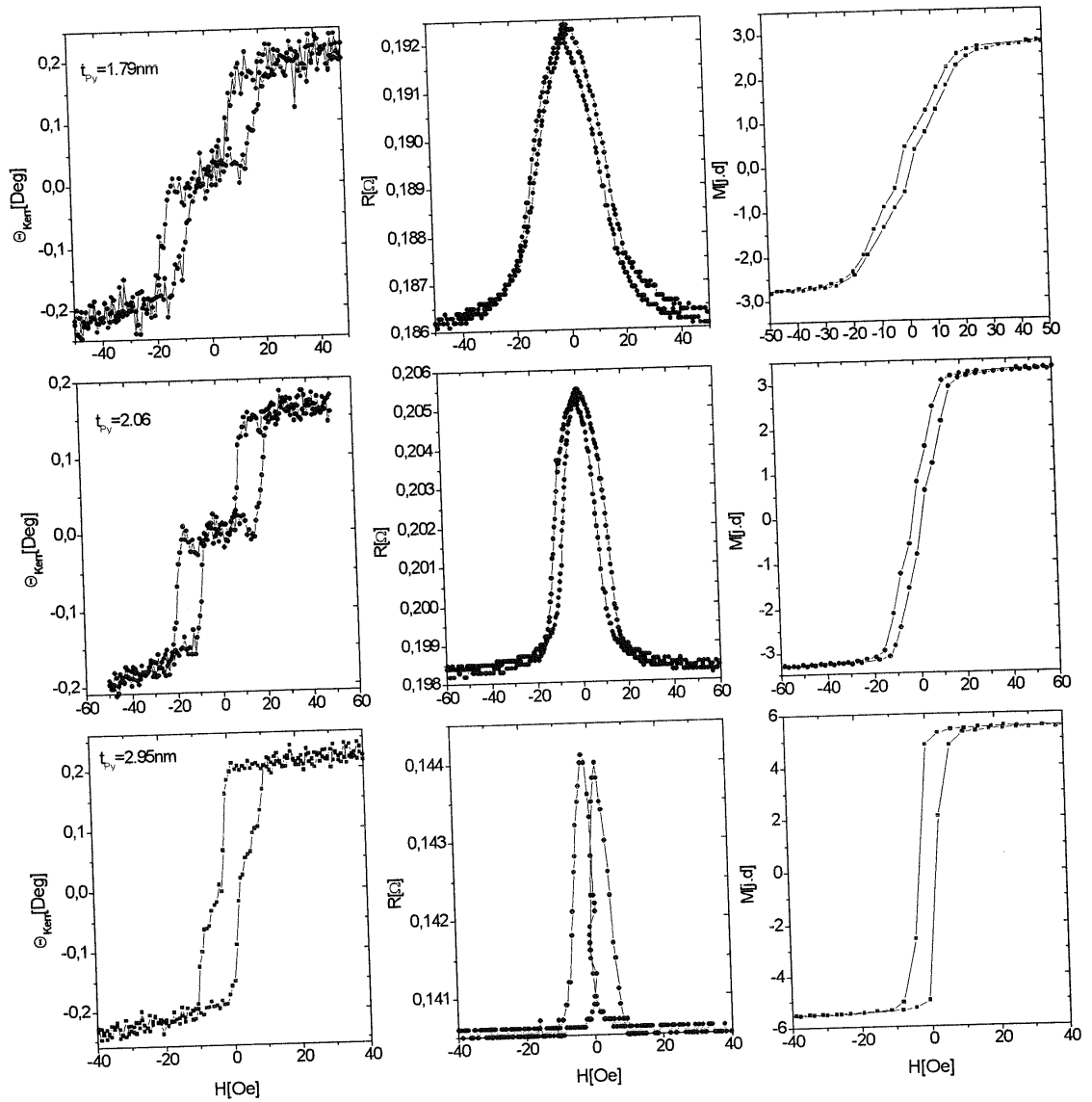
funkcją wartości indukcji (patrz rozdz. 6.3.2) a magnetoopor w funkcji B ma kształt paraboli. Wiele doniesień literaturowych (rozdz. 2.3) wskazuje, że do pełnego opisu pętli histerezy niezbędne jest wprowadzenie przyczynku bikwadratowego - faworyzującego wzajemnie prostopadłe ustawienie namagnesowań sąsiednich warstw magnetycznych.

Rys. 6.19 przedstawia wpływ takiego sprzężenia na kształt pętli histerezy układu ze sprzężeniem biliniowym dla przypadków a i c z rys. 6.18. Jak widać z przebiegów 6.19 c i d stosunkowo niewielki przyczynik ($\sim 20\%$ energii oddziaływania biliniowego) sprzężenia bikwadratowego prowadzi do wyraźnych zmian kształtu pętli przemagnesowania.

6.4.2. Pętle histerezy badane różnymi metodami

Prócz magnetometrii VSM i pomiarów zależności $\Theta_{\text{Ken}}(H)$ również badania magnetooporowej pętli histerezy dostarczają informacji na temat procesów przemagnesowania (rys. 6.20). Wyraźna różnica między kształtem pętli histerezy otrzymanych metodą kerrowską i magnetometrem wibracyjnym wynika z odmiennego charakteru obu metod. Pomiar VSM mają charakter objętościowy i rejestrują sygnał z całej próbki, podczas gdy efekt Kerra, ze względu na ograniczoną głębokość wnikania światła do wnętrza warstwy (~ 20 nm [23]), pozwalają na uzyskanie informacji tylko z wierzchnich subwarstw warstwy wielokrotnej. Dla typowych badanych w niniejszej pracy warstw stanowi to około 5 % grubości próbki, dla najgrubszych tylko około 2 %. Różnicę zwiększa dodatkowo mały stosunkowo obszar powierzchni, z którego zbierany jest sygnał magnetoptyczny. W stosowanym układzie średnica wiązki laserowej padającej na próbkę wynosi około 2 mm. Podobnie jak VSM również pomiar magnetooporu jest metodą o charakterze objętościowym. Informacja zbierana w przypadku pomiarów własności transportowych pochodzi od wszystkich subwarstw co potwierdzone jest faktem, że opór badanych warstw Py/Cu zmniejsza się ze wzrostem N w przybliżeniu jak $1/N$, tzn. prąd mierzący próbkę całą ich grubość. W płaszczyźnie próbki, ze względu na niejednorodny rozkład gęstości prądu w warstwie, główny wkład do zależności $R(H)$ pochodzi od obszarów pomiędzy elektrodami napięciowymi (patrz rozdz. 4.4). Oznacza to, że pomiar MR podobnie jak VSM ma charakter objętościowy lecz zbiera informacje z mniejszego powierzchniowo obszaru próbki. Porównanie zależności z rys. 6.20 z krzywymi modelowymi (rys. 6.18) wskazuje, że zasadniczo tylko pętle otrzymane z pomiarów magnetoptycznych odpowiadają im kształtem. Dostępna rozdzielczość pomiaru VSM w funkcji pola powoduje, że niewidoczne mogą być niektóre szczegóły przebiegu $M(H)$ w okolicy zera. Nie ulega jednak wątpliwości, że krzywe VSM różnią się zasadniczo kształtem od otrzymanych metodą Kerra (dla grubszych subwarstw Py krzywe stają się bardziej podobne). Również krzywe $MR(H)$ nie odpowiadają w szczegółach przewidywaniom teoretycznym. Pola nasycające są

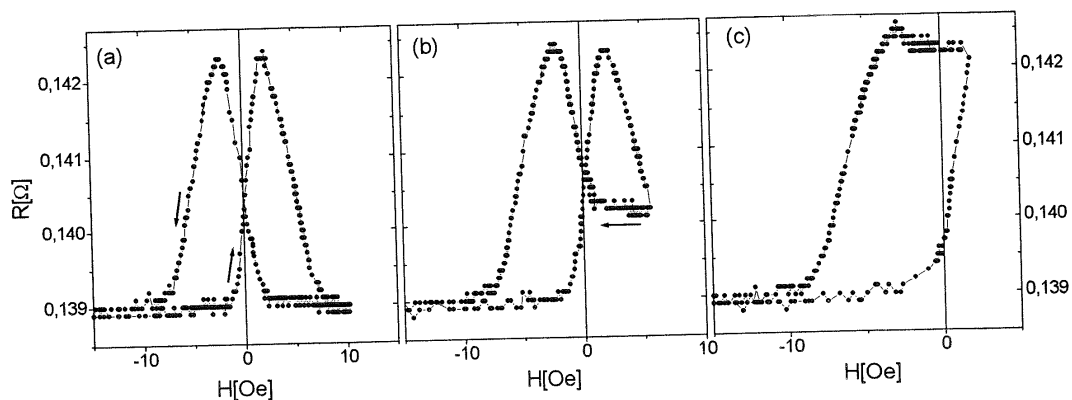
jednak dla wszystkich zależności zbliżone, co wskazuje że przynajmniej dla dużych N,



Rys.6.20. Porównanie pętli histerezy badanych różnymi metodami (skręcenie Kerra, pomiary magnetooporu, VSM) dla warstw wielokrotnych Si(100)/Cu(20 nm)/Py(t_{Py})/(Cu(2 nm)/Py(t_{Py}))₁₀₀ o różnych grubościach subwarstw Py. Grubości podane są na rysunku.

znaczna część objętości warstwy wielokrotnej ma własności zbliżone do obszarów przypowierzchniowych. Z wymienionych powyżej przyczyn zdecydowano, że do szacowania wartości stałej sprzężenia oraz anizotropii jednoosiowej na podstawie modelu Dieniego [65] wykorzystane zostaną tylko krzywe $\Theta_{Kerr}(H)$. Próba wyjaśnienia przyczyn obserwowanych różnic między pomiarami $\Theta_{Kerr}(H)$, $M(H)$ i $GMR(H)$ podjęta jest w rozdz. 6.5. W tym miejscu celowe wydaje się zwrócić uwagę na kształt pętli magnetooporowych w sytuacji nieosiągania nasycenia dla jednej polaryzacji zewnętrznego pola (tzw. pętłe cząstkowe) (rys. 6.21). Pomiary pokazują, że poprzez

zredukowanie wartości pola magnetycznego do zera, zanim osiągnięte zostanie nasycenie efektu GMR (rys. 6.21, b i c), możliwe jest uzyskanie stanów układu



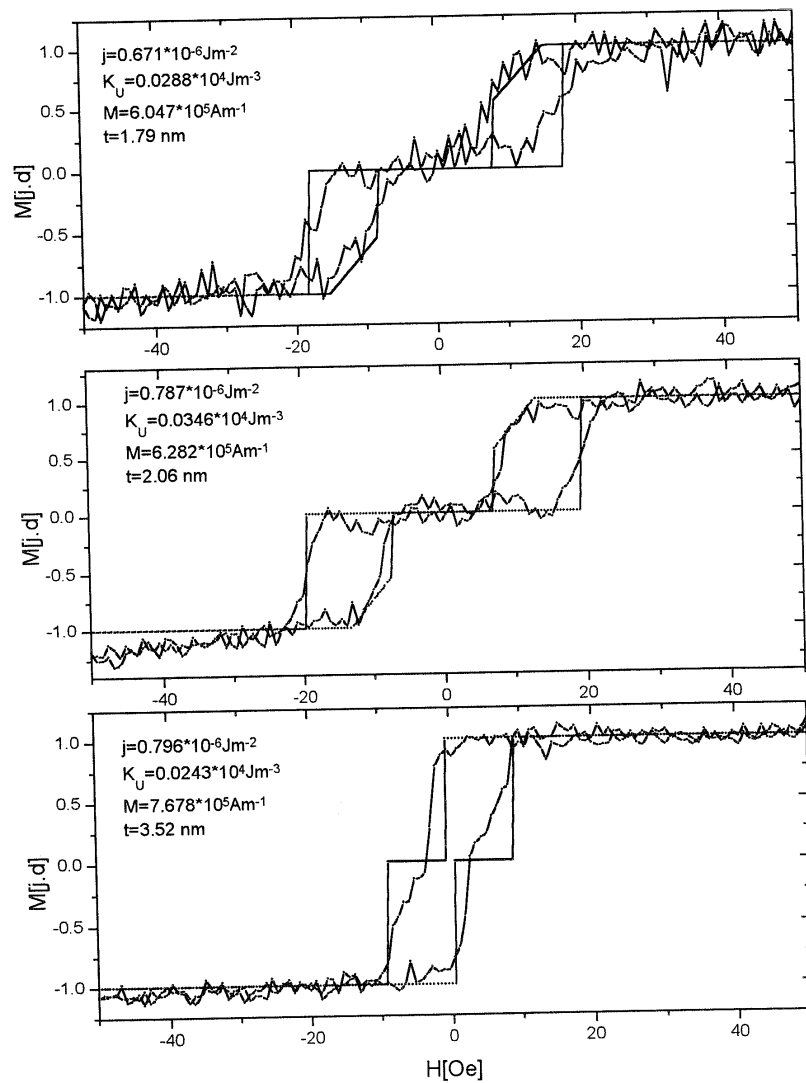
Rys.6.21. Magnetooporowe pętle cząstkowe dla warstwy wielokrotnej Si(100)/Cu(20 nm)/Py(3.5 nm)/(Cu(2 nm)/Py(3.5 nm))₁₀₀ zmierzone dla pola równoległego do kierunku osi łatwej.

różniących się znacznie wartością oporności. W pokazanym przypadku przy nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego istnieją dwa stany różniące się oporem o około $\Delta R/R \approx 1.8\%$ (rys. 6.21c). Otrzymana charakterystyka stwarza szansę na zastosowanie układów Py/Cu jako elementów magnetooporowych pamięci operacyjnych [49,73,163]. Stan o wyższym oporze można utożsamić np. z cyfrą „1” systemu binarnego. Takie zastosowanie warstw musiałoby być jednak poprzedzone zbadaniem wpływu zmniejszenia rozmiarów warstw na procesy przemagnesowania i magnetoopor GMR.

6.4.3. Porównanie pętli histerezy określonych na podstawie modelu z wyznaczonymi doświadczalnie

Proporcjonalność skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła w efekcie Kerra, do składowej namagnesowania równoległej do płaszczyzny padania wiązki laserowej pozwala przyjąć, że zależność $\Theta_{\text{Kerr}}(H)$ odzwierciedla wprost kształt pętli histerezy obszarów przypowierzchniowych ($\Theta_{\text{Kerr}}(H) \sim M(H)$). Z powodów omówionych w poprzednim rozdziale zależność $\Theta_{\text{Kerr}}(H)$ wykorzystana została do porównania z modelowymi krzywymi $M(H)$ wyliczonymi w oparciu o model Dieniego (rozd. 6.4.1). Przykładowe symulacje wraz z odpowiadającymi im krzywymi eksperymentalnymi (rys. 6.22) dowodzą, że dla pola skierowanego zgodnie z kierunkiem osi łatwej możliwe jest uzyskanie dobrej zgodności. Dla $3 \text{ nm} < t_{\text{Py}} < 6 \text{ nm}$ zgodność jest gorsza, gdyż kształt pętli histerezy nie odpowiada opisywanemu przez model dwóch sprzężonych warstw.

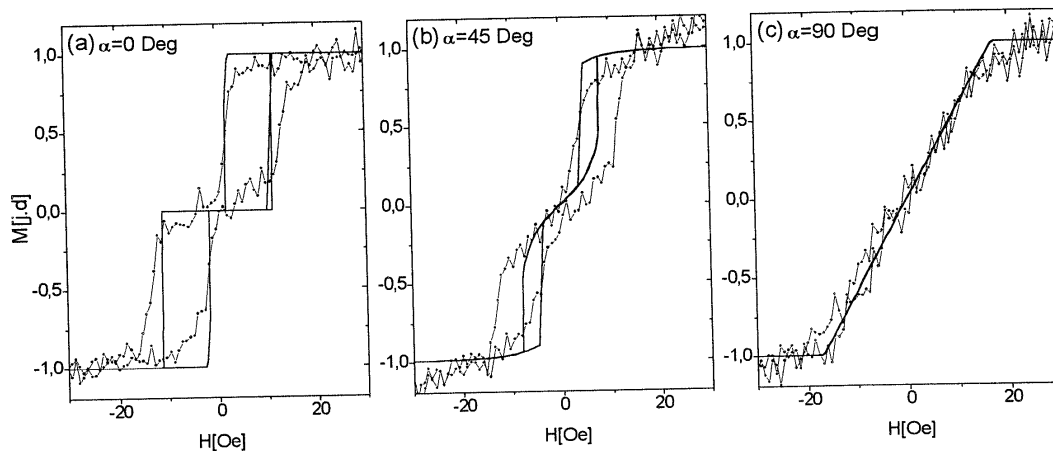
Przejsięcie do nasycenia nie następuje poprzez skokową zmianę orientacji momentów sąsiednich warstw z antyrównoległej na równoległą (spin-flip) lecz jest „rozmyte”. Dla



Rys.6.22. Porównanie zmierzonych z wykorzystaniem magnetoptycznego efektu Kerr zależności $M(H)$ z wyliczonym na podstawie modelu Dieniego. Parametry dopasowania (j_1 i K_U) podane są na wykresach. Podano również wartość namagnesowania warstw wyznaczoną z pomiarów VSM oraz ich grubość ($t_{Py}=t$). Struktura warstw: Si(100)/Cu(20 nm)/Py(t_{Py})/(Cu(2 nm)/Py(t_{Py}))₁₀₀.

grubszych warstw Py ($t_{Py} > 6$ nm) obserwuje się pętle prostokątne, które odpowiadają przewidywaniom modelu, ale ze względu na obecność jednego tylko punktu charakterystycznego nie pozwalają na wyznaczenie j_1 i K_U a jedynie różnicy $K_U t_{Py} - j_1$. W takim przypadku, dokonując pomiaru krzywej GMR(H) w polu przyłożonym pod kątem 90° do osi łatwej na podstawie H_S (wzór 6.5) wyznaczano wartość sumy $K_U t_{Py} + j_1$ co pozwalało wyznaczyć obie stałe. Ogólny charakter zmian kształtu krzywych histerezy z grubością subwarstw Py (rys. 6.20 i 6.22) jest zgodny z przewidywaniami modelu Dieniego (rys. 6.18). Dla dużych grubości Py energia anizotropii jednoosiowej w

płaszczyźnie dominuje nad energią sprzężenia (pętle prostokątne). Dla mniejszych grubości anizotropia warstw magnetycznych przestaje przeważać, w wyniku czego obserwuje się dwie, rozdzielone pętle histerezy. Dla pola prostopadłego do EA krzywe odpowiadają przewidywaniom modelu (rys. 6.23 dla $\alpha=90^\circ$). Pewne odstępstwa, tak jak w innych konfiguracjach (np. $\alpha=0^\circ$), wynikać mogą z niedoskonałości strukturalnej warstwy wielokrotnej (różne grubości subwarstw, pinhole itp.). Porównanie

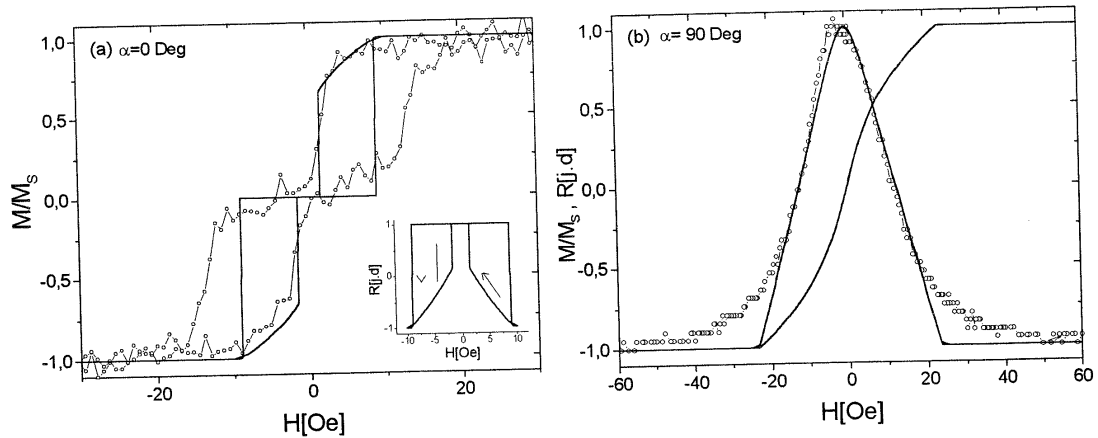


Rys.6.23. Eksperymentalne, otrzymane z pomiarów skręcenia Kerra, i modelowe krzywe przemagnesowania dla warstwy wielokrotnej Py/Cu dla różnych kątów, α , między kierunkiem pola magnetycznego a osią łatwą ($t_{Py}=2.55$ nm). Wszystkie krzywe modelowe uzyskano dla takich samych parametrów ($M_S=7.61 \cdot 10^5$ A/m, $K_U=270$ J/m³, $j_i=0.475 \cdot 10^{-6}$ J/m²).

pętli eksperymentalnych otrzymanych dla różnych kątów między kierunkiem pola magnetycznego i osi łatwej, α , z krzywymi modelowymi otrzymanymi dla parametrów wyznaczonych z symulacji dla $\alpha=0^\circ$ pokazuje, że zgodność jest zadawalająca (rys. 6.23) choć dla $\alpha=45^\circ$ zależność teoretyczna wykazuje znacznie mniejszą histerezę. Pomiary zależności $\Theta_{Ker}(H)$ wykonywano dla różnych orientacji pola względem próbki. Kolejne pomiary różniły się orientacją o 10° . Do analizy wybierano krzywe o najniższym polu nasycającym (a więc dla kierunku pola najbardziej zbliżonego do kierunku EA). Odchylenie od rzeczywistego kierunku osi łatwej nie powinno zatem przekraczać 5° . Wykonano dodatkowo modelowanie przy założeniu takiego odchylenia. Dla tak małego odchylenia krzywe modelowe nie różnią się praktycznie od uzyskanych dla pola magnetycznego równoległego do osi łatwej. Pozwala to przypuszczać, że obserwowane odstępstwa od modelu nie są wynikiem skośnego ustawienia pola magnetycznego w stosunku do EA, choć może mieć to niewielki wpływ na obserwowany kształt pętli (patrz rys. 6.23 dla odchylenia 45°).

Obserwowane rozbieżności między stosowanym modelem a wynikami eksperymentalnymi skłaniać mogą do wprowadzenia do interpretacji krzywych

przemagnesowania dodatkowo czynnika bikwadratowego (rys. 6.19). Symulacje krzywej

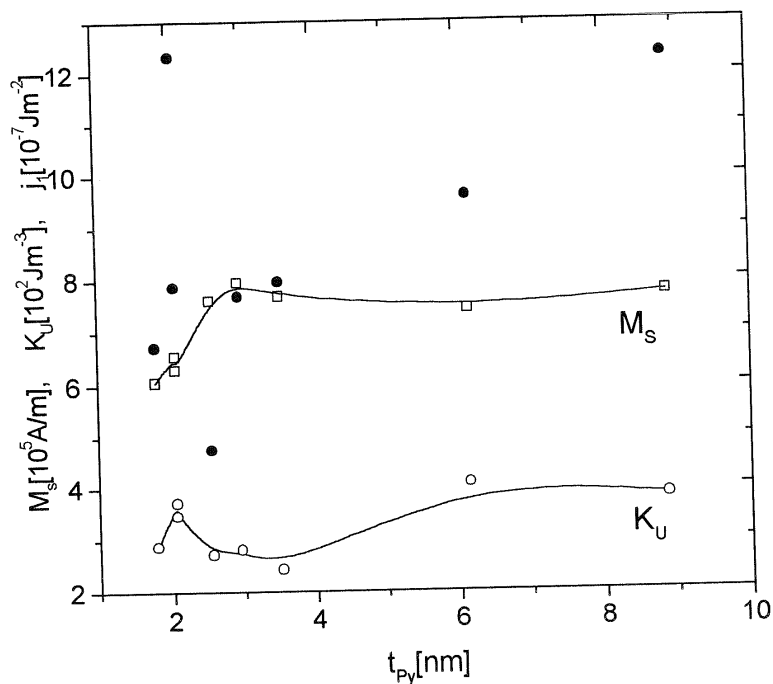


Rys.6.24. (a) Eksperymentalna krzywa przemagnesowania otrzymana z pomiarów skęcenia Kerra (kółka) (ta sama co na rys. 6.23a) wraz z krzywą modelową uzyskaną przy uwzględnieniu obecności sprężenia bikwadratowego; wstawka: odpowiednia modelowa zależność GMR(H). Krzywe dotyczą przypadku gdy pole magnetyczne przyłożone jest równoległe do kierunku osi łatwej ($\alpha=0^\circ$), (b) Modelowa krzywa przemagnesowania oraz modelowa i eksperymentalna (kółka) zależność GMR(H) dla pola prostopadłego do kierunku osi łatwej. Krzywe modelowe uzyskano z jednego zestawu parametrów: $M_S=7.61 \cdot 10^5$ A/m, $K_U=270$ J/m³, $j_1=0.475 \cdot 10^{-6}$ J/m², $j_2=0.15 \cdot 10^{-6}$ J/m² (wartość podana przy założeniu, że j_2 skaluje się z N tak jak j_1 - rozdz. 6.4.1), $t_{Py}=2.55$ nm). Pomiary wykonano na warstwie Si(100)/Cu(20 nm)/Py(2.55 nm)/(Cu(2 nm)/Py(2.55 nm))₁₀₀.

przemagnesowania (rys. 6.24) z uwzględnieniem możliwości występowania takiego sprężenia pozwalają w pewnych przypadkach (rys. 6.24a) poprawić zgodność z eksperymentem w zakresie niskich pól ale jednocześnie krzywa modelowa charakteryzuje się znacznie mniejszą histerezą. Zgodność z eksperymentem jest więc gorsza niż bez uwzględnienia sprężenia bikwadratowego (porównaj rys. 6.23a i 6.24a). Dla pola przyłożonego prostopadle do kierunku osi łatwej magnetooporowa krzywa modelowa (rys. 6.24b) zbliżona jest kształtem do eksperymentalnej ale w zależności M(H) otrzymanej z modelu występuje wyraźna nieliniowość nie obserwowana w eksperymencie (porównaj rys. 6.23c). W związku z powyższym uznano, że w badanych warstwach wielokrotnych sprężenie bikwadratowe, jeśli występuje, to jest znacznie słabsze od biliniowego i obecność jego może nie być uwzględniana ($j_2=0$). Być może oddziaływanie bikwadratowe odgrywa istotniejszą rolę w głębszych obszarach warstwy wielokrotnej gdzie szorstkość jest większa i prowadzić może do jego zaistnienia (rozdz. 2.3). Zweryfikowanie tego w ramach modelu Dieniego wymagałoby jednak użycia znacznie bardziej rozbudowanego oprogramowania umożliwiającego symulację pętli histerezy dla $2 < N < \infty$.

Rys. 6.25 przedstawia uzyskane z dopasowań wartości stałych j_1 i K_U w funkcji grubości subwarstw Py. M_S określano dla każdej próbki na podstawie pomiaru momentu

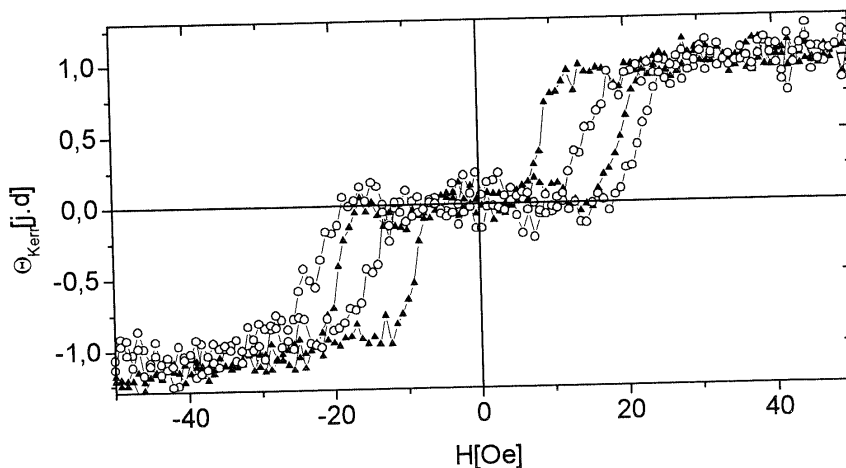
magnetycznego w nasyceniu (VSM). Nie obserwuje się systematycznej zależności j_1 od t_{Py} . Obserwowany wzrost namagnesowania efektywnego z t_{Py} wywołany jest obecnością



Rys.6.25. Stałe anizotropii jednoosiowej (puste kółka) i sprzężenia międzywarstwowego (pełne kółka), otrzymane z dopasowania według modelu Dieniego do krzywych $\theta_{Kerr}(H)$, w funkcji grubości subwarstw Py. Pokazano również namagnesowanie otrzymane z pomiarów VSM (kwadraty). Struktura warstw: Si(100)/Cu(20 nm)/Py(t_{Py})/(Cu(2 nm)/Py(t_{Py})) $_{100}$. Linie ciągłe pełnią funkcję pomocniczą.

obszarów nieaktywnych magnetycznie w pobliżu interfejsu Py/Cu [23]. Przyczyną dość dużego rozrzutu uzyskanych parametrów może być zbyt duża prostota użytego modelu, który do opisu skomplikowanej struktury składającej się ponad 200 warstw (w tym stu magnetycznych) używa zasadniczo dwóch parametrów. Obserwowany rozrzut może być również wynikiem rzeczywistej różnicy między własnościami fizycznymi warstw o nominalnie identycznych (mierzonych z dokładnością do 0.1 nm) grubościami subwarstw (rys. 6.26). Widoczne jest, że w przedstawionym przypadku histereza jest dla jednej krzywej (kółka) wyraźnie większa. Na rys. 6.25 obydwu krzywym odpowiadają punkty $t_{Cu} \approx 2$ nm. Należy zwrócić uwagę, że w przypadku pętli prostokątnych istnieje sprzeczność między krzywą $M(H)$ i $GMR(H)$ (rys. 6.20), gdyż według przewidywań modelowych nie powinien im towarzyszyć gigantyczny magnetoopór (rys. 6.18a). Odstępstwa krzywych modelowych od eksperymentalnych przynajmniej częściowo tłumaczyć może fakt, że dla najgrubszych subwarstw głębokość wnikania promieniowania w efekcie Kerra pozwala na obserwację zachowania zaledwie dwóch warstw Py, a wtedy znaczącą rolę odgrywać mogą efekty przypowierzchniowe [65]

(zewnątrzne warstwy oddziałują tylko z jedną, sąsiednią warstwą magnetyczną). Model zastosowany w niniejszej pracy nie pozwala na rozstrzygnięcie powyższych wątpliwości. W literaturze podejmuje się wiele prób [158,164-169] zbadania wpływu



Rys.6.26. Porównanie zależności skręcenia Kerra od wartości H dla dwóch różnych warstw wielokrotnych o nominalnie bardzo zbliżonych grubościach subwarstw Py (2.06 nm) i Cu (1.98 i 2.03 nm (trójkąty)). Struktura warstw: Si(100)/Cu(20 nm)/Py(t_{Py})/(Cu(2 nm)/Py(t_{Py}))₁₀₀.

różnego rodzaju odstępstw od idealnej struktury (różne grubości poszczególnych subwarstw, rozrzut kierunków osi łatwych) na kształt pętli histerezy. Brak liniowości zależności $M(H)$ [166,168] można interpretować nie tylko występowaniem sprzężenia bikwadratowego wywołanego szorstkością interfejsów lecz również obecnością mostków ferromagnetycznych łączących warstwy Py poprzez przekładkę Cu. Mostki takie występują w układach Py/Cu, choć ich pojawienie się jest bardziej prawdopodobne dla warstw z cieńszymi przekładkami ($t_{Cu} \approx 1$ nm) [23]. Przeprowadzone pomiary temperaturowe (rozdz. 6.5) wskazują, że dla $t_{Cu} \approx 2$ nm mostki mogą odgrywać pewną rolę w procesach przemagnesowania. Podsumowując można stwierdzić, że w badanych warstwach stała wymiennego sprzężenia międzywarstwowego jest rzędu $1 \times 10^{-6} \text{ Jm}^{-2}$. Nie uzyskano wyników wskazujących na występowania sprzężenia bikwadratowego.

6.4.4. Przyczyny różnic między pętlami histerezy określonymi na podstawie różnych metod pomiarowych

Próby modelowego opisu pętli histerezy przedstawione w poprzednim rozdziale ograniczały się do krzywych otrzymanych metodą pomiaru skręcenia Kerra. Jak zaznaczono wybór uwarunkowany był niemożnością opisu w tym modelu pętli „objętościowych”, uzyskanych z pomiaru momentu magnetycznego czy oporu. Przyczyn różnic między obrazem procesu przemagnesowania otrzymanym z metod

objętościowych (VSM, GMR) i lokalnych (pomiar skręcenia Kerra) szukać należy przede wszystkim w różnym od pozostałych zachowaniu warstw przypowierzchniowych. Posługując się przekształceniem odwrotnym do wyrażenia 1.1 (uwzględniając, że $\Delta R_{\text{GMR}} = R_{\text{max}} - R_{\text{min}}$):

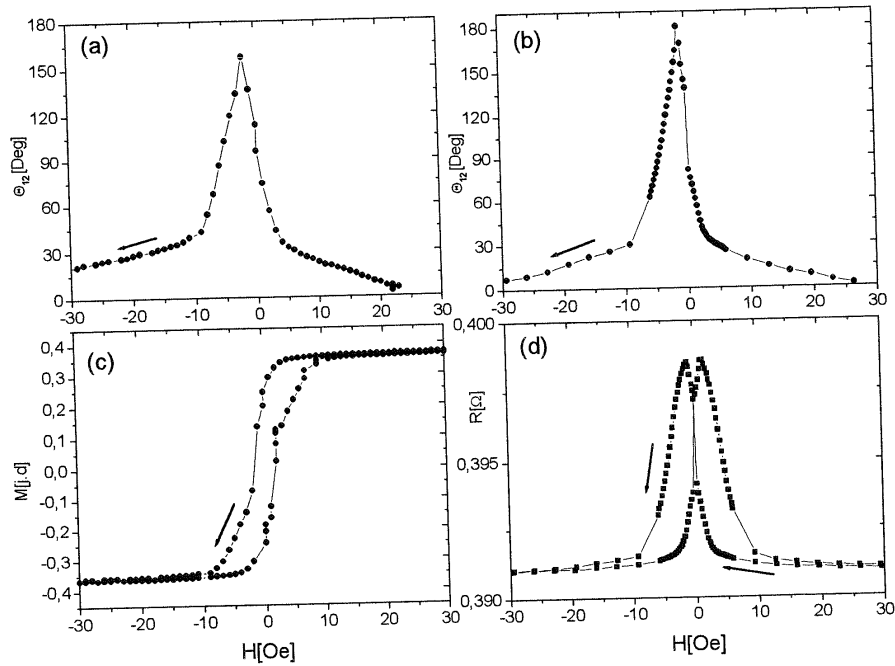
$$\theta_{12}(H) = 180 - \arccos\left(\frac{2(R(H) - R_{\text{min}})}{R_{\text{max}} - R_{\text{min}}} - 1\right) \quad (6.8)$$

dla magnetooporu, i odwrotnym do wyrażenia $M(H) = M_s \cos(0.5\theta_{12})$:

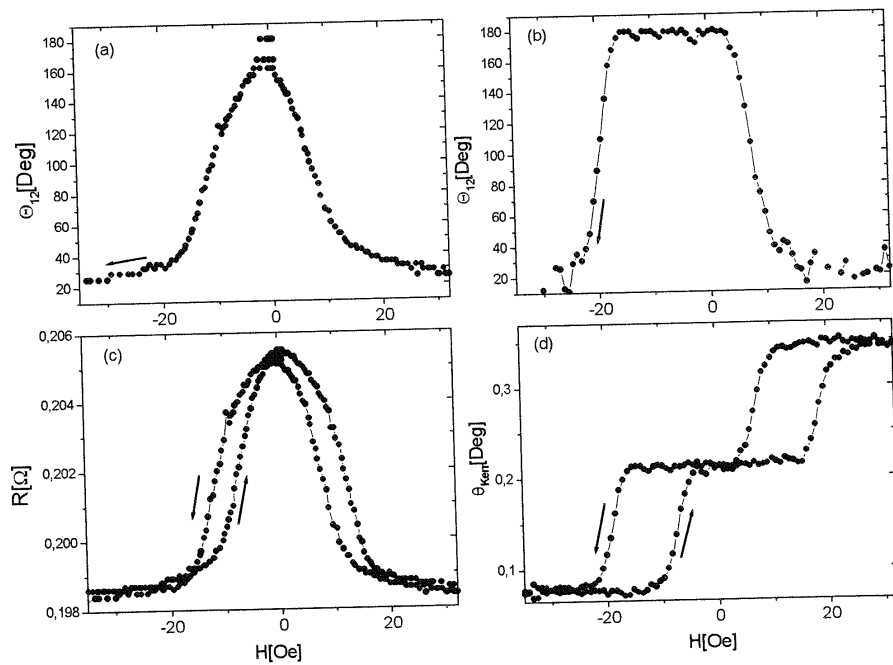
$$\theta_{12}(H) = 2 \arccos(\text{abs}(M(H) / M_s)) \quad (6.9)$$

dla krzywych VSM i zależności $\Theta_{\text{Kerr}}(H)$ oraz zakładając, że momenty magnetyczne warstw parzystych i nieparzystych tworzą z kierunkiem zewnętrznego pola taki sam kąt (w stanach przejściowych np. podczas skokowej zmiany namagnesowania kąty mogą być różne) otrzymuje się wartości kątów θ_{12} pomiędzy namagnesowaniami sąsiednich warstw w warstwie wielokrotnej. Zależności $\theta_{12}(H)$ przedstawione są dla przemagnesowania z kierunku dodatniego ($H > 0$) na ujemny. Przykładowe przebiegi pokazują, że istnieje duża zgodność zależności $\theta_{12}(H)$ otrzymanych z pomiarów VSM i GMR (rys. 6.27) i duża rozbieżność między zależnościami otrzymanymi z pomiarów skręcenia Kerra i GMR (rys. 6.28). Dla zależności $\theta_{12}(H)$ otrzymanej w wyniku przekształcenia z pomiarów namagnesowania nieosiąganie stanu antyrównoległego ($\theta_{12\text{max}} < 180^\circ$) jest pozorne i wynika z braku punktu pomiarowego dla $M \approx 0$. Wszystkie stosowane metody dają zbliżone wartości pól nasycających co daje się wytłumaczyć faktem, że nasycenie odpowiada przemagnesowaniu najsilniej sprzężonych warstw. Energia sprzężenia, w drugim maksimum AF, osiąga najwyższą wartość dla $t_{\text{Cu}} \approx 2$ nm [23], zatem ewentualne odstępstwa od grubości nominalnej lub obecność mostków ferromagnetycznych (patrz rozdz. 6.5) prowadzić mogą tylko do osłabienia sprzężenia i zmniejszenia wartości pól nasycających H_s . Oznacza to również, że najsilniejsze sprzężenie występuje w obszarach przypowierzchniowych (tylko one dają przyczynek do zależności $\Theta_{\text{Kerr}}(H)$). Wpływ odstępstw grubości t_{Py} od nominalnej na wartość pól nasycających, czyli na lokalne efektywne sprzężenie wydaje się do zaniedbania w świetle słabej zależności H_{s50} od t_{Py} (rys. 6.10). Porównanie zależności $\theta_{12}(H)$ z rys. 6.28 wskazuje, że zależności $\theta_{12}(H)$ wyznaczone na podstawie pomiaru $\Theta_{\text{Kerr}}(H)$ charakteryzują się znacznie „ostrzejszymi” przejściami, czyli zmianami orientacji namagnesowań w funkcji pola magnetycznego, ($\partial\theta/\partial H \approx 20$ Deg/Oe) niż wyznaczone z zależności $MR(H)$. Wynika to prawdopodobnie z

faktu, że słabiej sprzężone warstwy przełączają się w różnych, mniejszych od



Rys.6.27. Wartości kątów między namagnesowaniami sąsiednich warstw (a, b) wyznaczone z pomiarów VSM (c) i GMR(H) (d) (H równoległe do EA) dla warstwy wielokrotnej Py(3.8 nm)/Cu(2 nm)/Py(3.8 nm)₅₀ osadzonej na szkle. Zależność $\theta_{12}(H)$ pokazano tylko dla jednego kierunku zmian pola magnetycznego.



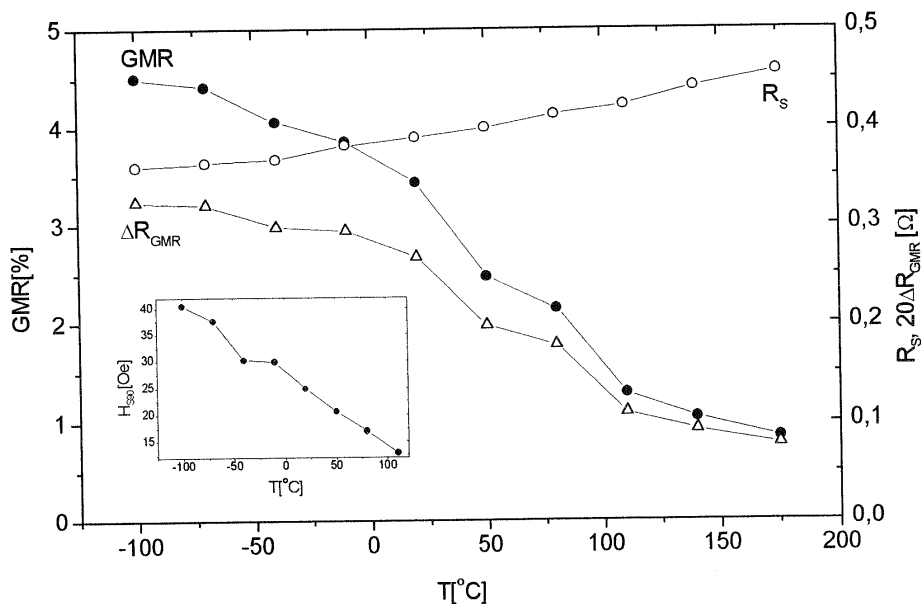
Rys.6.28. Wartości kątów między namagnesowaniami sąsiednich warstw (a, b) wyznaczone z pomiarów $R(H)$ (c) i $\theta_{Kerr}(H)$ (d) (H równoległe do EA) dla warstwy wielokrotnej Si(100)/Cu(20 nm)/Py(2 nm)/Cu(2 nm)/Py(2 nm)₁₀₀. Zależność $\theta_{12}(H)$ pokazano tylko dla jednego kierunku zmian pola magnetycznego.

$H_s(t_{Cu}=2 \text{ nm})$, polach i przemagnesowanie całej warstwy wielokrotnej zachodzi zawsze w pewnym zakresie wartości H . Nie jest jasne dlaczego krzywe $\theta_{\text{Ker}}(H)$ nie wykazują tak wyraźnie jak pomiary VSM i GMR rozrzutu wartości energii sprzężenia między poszczególnymi warstwami P_y . Pomiary VSM i GMR dając informacje ze stu warstw magnetycznych uśredniają pola nasycające w znacznie większym stopniu niż pomiar skręcenia Kerra, który dla najcieńszych badanych subwarstw P_y sięga zaledwie do piątej warstwy magnetycznej. Na sygnał $\Theta_{\text{Ker}}(H)$ najmniejszy wpływ mają najgłębiej położone warstwy, a zewnętrzne mogą różnić się znacznie zachowaniem od pozostałych [65], co jeszcze bardziej zwiększa powierzchniowy charakter metody. Ze względu na trudności obliczeniowe nie podjęto prób uwzględnienia w modelu możliwości występowania w jednej warstwie wielokrotnej różnych energii sprzężenia między poszczególnymi parami warstw, choć niewątpliwie czynniki technologiczne prowadzą od pewnych odstępstw grubości subwarstw od nominalnych. W obliczeniach, o których donoszono w literaturze [170], przyjmuje się również, że wartości stałej sprzężenia określone są rozkładem Gaussa, co pozwala znacznie poprawić jakość dopasowania do rezultatów pomiarów $M(H)$ i $GMR(H)$. Próby wprowadzenia do opisu przemagnesowania wpływu przestrzennych fluktuacji kierunków osi łatwych, podjęte w zespole Dieniego, prowadzą do dużych, niepotwierdzonych innymi pomiarami, szerokości rozkładu kierunków EA [170]. Podsumowując można stwierdzić, że choć przyczyny różnic obserwowanych między rezultatami pomiarów uzyskiwanych poszczególnymi metodami wydają się zrozumiałe to jednak uwzględnienie ich w modelu teoretycznym i tym samym poprawienie zgodności z eksperymentem jest technicznie bardzo trudne.

6.5. Wpływ temperatury i obróbki termicznej na magnetoopor

W badanych warstwach amplituda magnetooporu maleje monotonicznie z temperaturą (rys. 6.29). Jak widać obniżenie wartości GMR związane jest głównie ze zmniejszeniem bezwzględnej wartości magnetycznej zmiany oporu, ΔR_{GMR} (patrz wzór 1.1). Zwiększenie wartości oporu w polu nasycającym ($R_S=R_{\text{min}}$) wywołane termicznymi drganiem sieci ma mniejsze znaczenie, choć sięga ono 30 % przy wzroście T z -100 do $\sim 200^\circ\text{C}$. Zmniejszenie amplitudy zmian oporu, podobnie jak zwiększenie oporu w nasyceniu, wywołane jest zmniejszeniem średniej drogi swobodnej elektronów ze wzrostem temperatury. Jak pokazują przewidywania teoretyczne (rozdz. 2) droga swobodna jest jednym z najważniejszych czynników determinujących amplitudę GMR. Jej znaczne zmniejszenie ze wzrostem temperatury prowadzić może nawet do zaniku

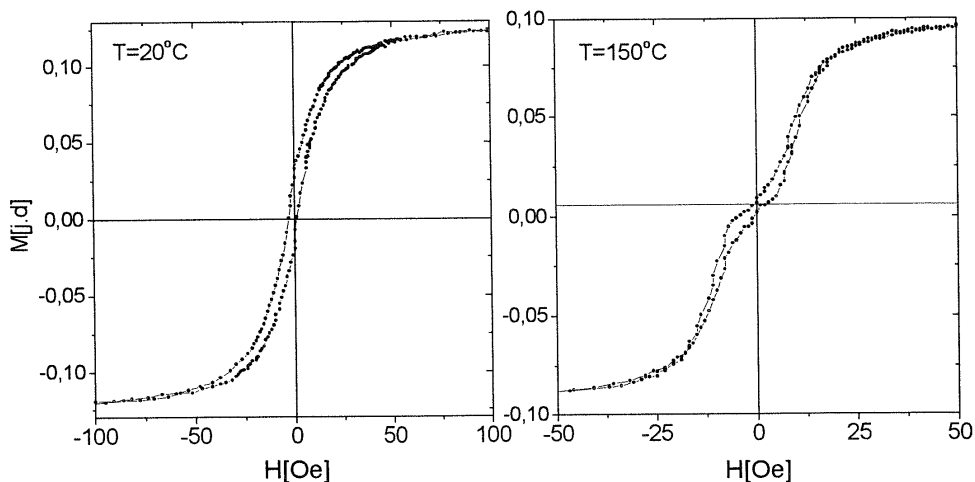
magnetooporu GMR, gdyż elektrony nie mogą wtedy penetrować odległości między sąsiednimi warstwami magnetycznymi i opór przestaje zależeć od wzajemnej orientacji ich namagnesowań. Względny udział objętości sprzężonej antyferromagnetycznie F_{AF} , nie jest w badanym przypadku odpowiedzialny za obniżenie ΔR_{GMR} gdyż czynnik F_{AF} rośnie (lub pozostaje bez zmian) ze wzrostem temperatury w zakresie do 200°C (rys. 6.30). Wzrost F_{AF} bez zmiany innych czynników, jak pokazano na rys. 6.15,



Rys. 6.29. Magnetoopór GMR (pełne kółka), opór w nasyceniu (puste kółka), zmiana oporu ΔR_{GMR} i pole nasycające (wstawka) w funkcji temperatury dla pola przyłożonego równoległe do EA warstwy wielokrotnej $\text{Si}(100)/\text{Cu}(20\text{ nm})/\text{Py}(2\text{ nm})/(\text{Cu}(2\text{ nm})/\text{Py}(2\text{ nm}))_{100}$.

powoduje wzrost amplitudy GMR. W temperaturze 150°C w pętli histerezy mierzonej magnetometrem wibracyjnym pojawiają się dwie prawie całkowicie rozdzielone podpętłe a remanencja jest praktycznie zerowa (F_{AF} jest bliskie jedności) (rys. 6.30). Kształt pętli histerezy staje się bardziej zbliżony do określonego modelem (rys. 6.18) tj. dla $F_{AF}=1$. Wzrost F_{AF} jest prawdopodobnie związany ze zmniejszeniem efektywności mostków ferromagnetycznych, które łączyć mogą warstwy magnetyczne poprzez przekładki Cu [23]. Jak pokazują modele teoretyczne [158] efektywność mostków spada ze wzrostem temperatury. Przyczyną są termiczne fluktuacje momentów magnetycznych w obszarze mostków. W efekcie układ zachowuje się podobnie jak warstwa bez lokalnych sprzężeń ferromagnetycznych. Przyczyną powstawania mostków w badanych warstwach jest najprawdopodobniej dyfuzja po granicach ziaren [150] zachodząca podczas nanoszenia warstwy. Wyraźne i prawie liniowe obniżenie wartości pól nasycających ze wzrostem temperatury (wstawka - rys. 6.29) wiązać należy prawdopodobnie z temperaturową zmianą profilu namagnesowania układu wielowarstwowego w kierunku prostopadłym

do powierzchni warstwy [90] co jak pokazuje Camley [132] zmienia wartość energii sprzężenia. Ze wzrostem temperatury wewnątrz subwarstwy magnetycznej zachowuje



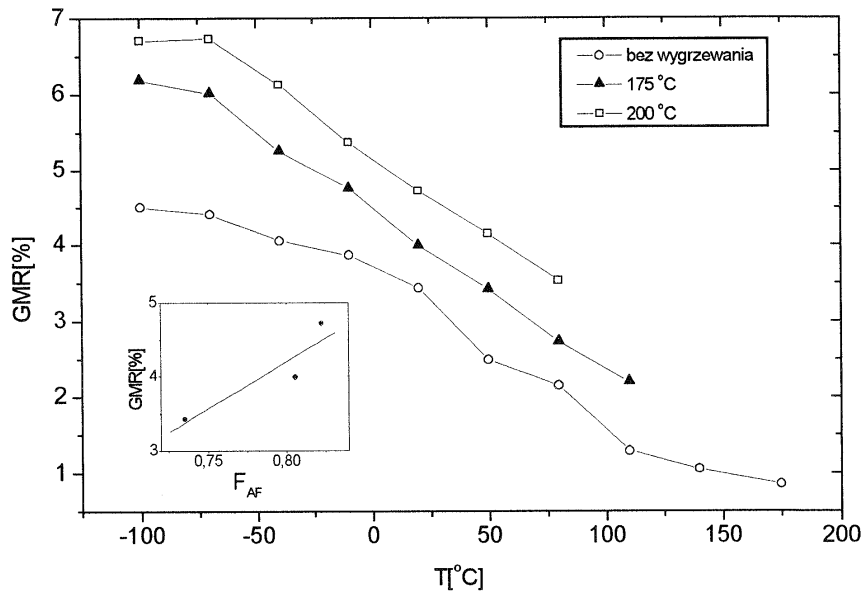
Rys.6.30. Pętle histerezy (VSM) warstwy wielokrotnej Si(100)/Cu(20 nm)/Py(2 nm)/(Cu(2 nm)/Py(2 nm))₁₀₀ wygrzewanej przez 2h w 200 °C otrzymane w różnych temperaturach. W temperaturze 150 °C remanencja jest bliska zeru ($F_{AF} \approx 1$).

wyższy niż obszary przypowierzchniowe moment magnetyczny ponieważ znajduje się w wyższym polu efektywnym [132]. Wzrost temperatury powoduje zatem, że momenty magnetyczne znajdujące się przy powierzchni subwarstwy, a więc te które oddziałują z sąsiednimi subwarstwami magnetycznymi, są słabiej sprzężone z resztą warstwy. Na skutek tego efektywna energia oddziaływania między subwarstwami magnetycznymi, a właściwie ich wewnętrznymi obszarami, maleje a tym samym obniżają się wartości pól nasycających.

Alternatywny sposób wyjaśnienia zależności H_S od temperatury może opierać się na uwzględnieniu gradientu składu, na interfejsach Py/Cu, który powstaje w wyniku mieszania podczas procesu nanoszenia (patrz rozdz. 6.1). Zmiany H_S wiązać należy wtedy ze zwiększeniem się efektywnej grubości przekładki niemagnetycznej (miedź plus stop miedź - permalój znajdujący się na interfejsie [23,90]) pod wpływem zmian temperatury. Temperatura Curie jest funkcją zawartości Cu w stopie z Py [142] i ze względu na mieszanie na interfejsach Py/Cu jest najwyższa w środku warstwy magnetycznej. Podwyższanie T powoduje, że kolejne obszary, coraz bliższe środka warstwy Py, tracą spontaniczne namagnesowanie i zwiększa się efektywna grubość obszarów nieferromagnetycznych. W efekcie, ze względu na zależność $j_1(t_{Cu})$ (rozdział 2 i 3), dla warstw o t_{Cu} zapewniającym maksymalną wartość energii sprzężenia w temperaturze pokojowej, zarówno wzrost jak i obniżenie temperatury powinno wywołać osłabienie sprzężenia a tym samym zmniejszenie wartości pól nasycających. Badania

wykonane na podobnych warstwach w Zakładzie Cienkich Warstw wykazują jednak, że położenie maksimum $H_s(t_{Cu})$ zmienia się z temperaturą znacznie mniej [171] niż grubość nieaktywnej magnetycznie warstwy Py [90]. Sugeruje to, że w badanych warstwach za zależność pola nasycającego od temperatury odpowiedzialny jest raczej pierwszy z zaproponowanych mechanizmów.

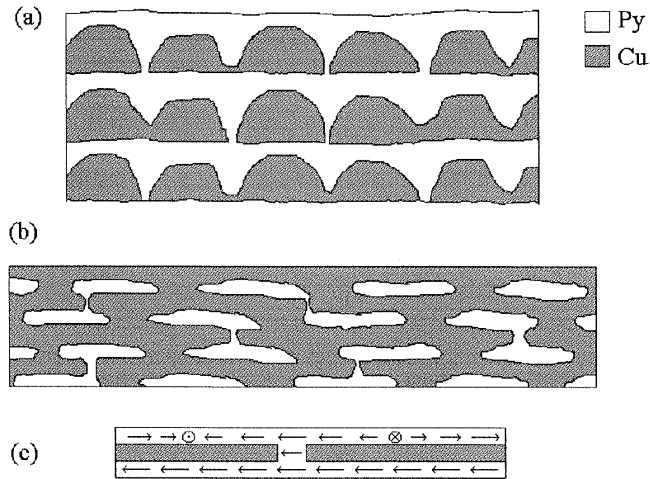
Obróbka termiczna pozwala znacznie zwiększyć amplitudę GMR (rys. 6.31) (w RT z 3.4 % na 4.7 %). Wzrost magnetooporu spowodowany jest w tym przypadku głównie wzrostem wartości czynnika F_{AF} o czym świadczy, w przybliżeniu liniowa, zależność $GMR(F_{AF})$ (rys. 6.31-wstawka). Częściowy wpływ na wzrost GMR może



Rys.6.31. Magnetoopór w funkcji temperatury dla warstwy wielokrotnej Si(100)/Cu(20 nm)/Py(2 nm)/(Cu(2 nm)/Py(2 nm))₁₀₀ po kolejnych wygrzewaniach: w stanie po naniesieniu (kółka), po wygrzewaniu przez 2h w 175 °C (trójkąty) i 200 °C (kwadraty). Wstawka: zależność $GMR(F_{AF})$ w temperaturze pokojowej dla trzech etapów obróbki termicznej.

mieć również termiczne wygładzenie interfejsów Py/Cu (patrz rozdział 2.2.2) pod wpływem dyfuzji zachodzącej podczas wygrzewania [150]. Zaobserwowany wzrost F_{AF} w wyniku wygrzewania wywołany może być dwoma mechanizmami (rys. 6.32). Pierwszy (rys. 6.32a) polega na dyfuzji atomów miedzi do obszarów mostków magnetycznych zwierających sąsiednie warstwy Py i obniżeniu lokalnej temperatury Curie (rozcieńczenie fazy ferromagnetycznej). W efekcie takiego procesu mostki permalojowe zanikają co prowadzi do zlikwidowania lokalnego sprzężenia ferromagnetycznego i wzrostu czynnika F_{AF} . Należy tutaj wyjaśnić, że dyfuzja wzdłuż granic między ziarnami może, w zależności od stosunku grubości subwarstw Py i Cu (t_{Py}/t_{Cu}), prowadzić do wzrostu gęstości mostków magnetycznych, czyli zmniejszyć

wartość czynnika F_{AF} (efekt taki był obserwowany podczas wygrzewania warstw, dla których $t_{Py}/t_{Cu} \approx 2$ [150]) jak i do zmniejszenia ich gęstości (dla mniejszych t_{Py}/t_{Cu}). Drugi mechanizm (rys. 6.32b) polegać może na rozbiciu warstw Py na warstwy nieciągłe [155] co powoduje, że lokalne sprzężenie, wywołane obecnością mostka, sprzęga tylko dwie granule Py. Obszar na który oddziałują mostek w obrębie warstwy magnetycznej jest wtedy mniejszy. Jest to tzw. poprzeczne rozprężenie (ang. lateral decoupling) [155] (rys. 6.32c).



Rys.6.32. Schemat warstwy wielokrotnej wyjaśniający wpływ wygrzewania na jej strukturę. Dla uzyskania większej przejrzystości nie zachowano proporcji grubości subwarstw w stosunku do ich rozmiarów poprzecznych.

7. Porównanie badanych warstw wielokrotnych Ni-Fe/Cu z innymi układami magnetooporowymi

Przedstawione w poprzednim rozdziale rezultaty badań warstw wielokrotnych typu Py/Cu z grubością subwarstw Cu, $t_{Cu} \approx 2$ nm, odpowiadającą drugiemu maksimum sprzężenia AF pozwoliły wyznaczyć podstawowe parametry fizyczne, takie jak energia międzywarstwowego sprzężenia wymiennego ($J_1 \approx 1 \times 10^{-6} \text{ Jm}^{-2}$), stała anizotropii jednoosiowej ($K_U \approx 250 \text{ Jm}^{-3}$) oraz inne mające znaczenie z punktu widzenia ewentualnych zastosowań (amplituda oraz czułość połowa efektu GMR). Uzyskana dobra zgodność między opisem modelowym procesu przemagnesowania i wynikami jego pomiaru z wykorzystaniem magnetooptycznego efektu Kerra (rozd. 6.4.3) pozwala uznać, że w badanych warstwach przemagnesowanie odbywa się poprzez koherentny obrót wszystkich atomowych momentów magnetycznych w warstwie. Warstwę można traktować zatem jako moment magnetyczny, którego bezwzględna wartość nie ulega zmianie podczas przemagnesowania. Oznacza to niewystępowanie ścian domenowych lub mały ich wpływ na pętle histerezy. Przy takim zachowaniu układ nie zawsze osiąga globalne minimum energii [66]. Niektóre pomiary (rozd. 6.3.4) zdają się wskazywać, że przynajmniej w warstwach zewnętrznych przemagnesowanie odbywać może się również poprzez ruch ścian domenowych ale nie wpływa to na stosowalność modelu Dieniego. Obserwowane wartości amplitudy efektu GMR są zbliżone do literaturowych (rozd. 3.3) i wynoszą w temperaturze pokojowej w stanie po naniesieniu około 3.5 % dla $t_{Py} \approx 2$ nm. Wygrzewanie w 200 °C pozwala zwiększyć wartość GMR do 4.7 %, co dowodzi, że obróbka termiczna w istotny sposób wpływa na parametry magnetotransportowe badanych układów (rozd. 6.5). Pomiary temperaturowe wskazują, że wartość amplitudy efektu obniża się dość znacznie ze wzrostem T, ale ze względu na jednoczesne zmniejszenie wartości pól nasycających czułość efektu jest stabilna (przykładowo 0.17 %/Oe w $T=80$ °C i 0.16 %/Oe w RT). Stosunkowo duże czułości połowe efektu GMR, które charakteryzują badane układy Py/Cu, wynikają nie z wartości amplitudy GMR, która jest niższa niż w innych warstwach wielokrotnych [5,93,118], ale z bardzo małych wartości stałej sprzężenia, która odpowiada polom nasycającym około 30 Oe (dla $t_{Py} \approx 2$ nm) (wz. 3.1) oraz małym wartościom energii anizotropii jednoosiowej. Największe wartości czułości uzyskano dla warstw z $t_{Py} \approx 3.5$ nm jednak ze względu na wyraźną histerezę zależności GMR(H) nie stwarza to perspektyw ich zastosowania jako sensorów pola magnetycznego. Przeprowadzone pomiary pętli cząstkowych GMR(H) (rys. 6.21) pokazują, że w

zerowym polu możliwe jest uzyskanie dwóch, różniących się o 1.8 %, wartości oporu układu co jest korzystne ze względu na ewentualne jego zastosowania w magnetooporowych elementach pamięciowych typu RAM [49,163]. Bezhisterezowe lub prawie bezhisterezowe charakterystyki magnetooporowe o maksymalnej czułości polowej otrzymuje się dla $t_p \approx 2.5$ nm. Czułość połowa magnetooporu, S_{50} , wynosi wtedy około 0.2 %/Oe dla pola skierowanego równoległe do osi łatwej i 0.1 %/Oe dla orientacji prostopadłej (rys. 6.9b). Dla pola przyłożonego prostopadle zakres liniowej, korzystnej dla zastosowań w sensorach wartości pola magnetycznego [46.47], zależności $R(H)$ obejmuje około 20 Oe (rys. 6.9b). Wyższe wartości czułości w pętach o małej histerezie udaje się uzyskać w warstwach ze stosunkowo małą ($N=6$) liczbą warstw magnetycznych. Z aplikacyjnego punktu widzenia korzystne są w tym przypadku wysokie wartości oporu na kwadrat ($15\Omega/\square$), które umożliwiają uzyskanie łatwo mierzalnych sygnałów napięciowych. Analizując uzyskane wyniki w świetle wpływu parametrów warstwy na wartość S_{50} należy zwrócić uwagę na rolę szorstkości mezoskopowej, która uniemożliwiła uzyskanie efektu GMR w warstwach z dwiema warstwami ferromagnetycznymi ($N=2$) (rozd. 6.3.5). Z drugiej strony pod jej wpływem mało efektywne sprzężenie co pozwalało na osiągnięcie wyższych czułości polowych ($S_{50} \approx 0.4\%/Oe$ dla $N=6$). Szorstkość prowadzi prócz tego do obniżenia wartości czynnika F_{AF} , czyli udziału AF sprzężonej części w objętości warstwy wielokrotnej. Pomiar procesu przemagnesowania i magnetooporu dla warstw z różnym N wskazują na zmniejszanie szorstkości mezoskopowej ze wzrostem N . Technologicznie uwarunkowane odchylenia grubości subwarstw od nominalnych wpływały na proces przemagnesowania. Oba efekty, czyli szorstkość początkowa i różne grubości poszczególnych subwarstw danego materiału, prowadzą do zmian wartości stałej sprzężenia, j_1 , (lokalnej, między dwiema warstwami) w funkcji odległości od podłoża, z tym że wpływ szorstkości ogranicza się zasadniczo do pierwszych, najbliższych podłoża, subwarstw a zmiany parametrów technologicznych są przypadkowe i wpływają na strukturę warstwy w każdym etapie wzrostu. Zmiany wartości j_1 prowadzą do rozrzutu pól przełączających i mogą prowadzić do obniżenia czułości. Na krzywych magnetooporowych warstw o najmniejszej liczbie powtórzeń ($N=6$) widoczne są ślady przełączania poszczególnych subwarstw co prowadzi do nieliniowości charakterystyki GMR(H) ale nie uniemożliwia ich zastosowania jako sensorów stanu (brak lub obecność pola magnetycznego) np. w głowicach czytających dla których liniowość ma drugorzędne znaczenie [73]. Oprócz rozrzutu wartości j_1 na nieliniowość wpływać może

liczba warstw magnetycznych [65] (rozdz. 6.4). Z punktu widzenia techniki najważniejsze są wartości czułości połowej efektu magnetooporowego, w mniejszym stopniu maksymalne amplitudy zmian oporu. Jak pokazuje Tab.7.1 [73] z wielu rodzajów efektów magnetooporowych (patrz też rozdz. 2.1) dotychczas tylko dwa (AMR i GMR) doczekały się praktycznych zastosowań. Pozostałe efekty wykazują jak dotąd zbyt małą czułość w temperaturze pokojowej lub jak w wypadku gigantycznej magnetoimpedancji (GMI) i magnetooporu tunelowego (TMR), badania nad nimi są

Tabela 7.1. Właściwości różnego rodzaju układów magnetooporowych

Efekt Parametr	AMR	GMR	TMR	CMR	GMI
Względna zmiana oporu $\Delta R/R$ [%]	3 do 4	6 do 8 w zaworach spinowych, do 200 w warstwach wielokrotnych do 20 w układach granularnych w RT, 200 w niskich T	do 20 w RT w sandwichach do 8 w układach granularnych	200 do 400 w RT do 10^8 w niskich temperaturach	$\Delta Z/Z$ do 360
Czułość $S=(\Delta R/R)/\Delta H$	1 do 2 w małych polach	około 10 w zaworach spinowych do 3 w warstwach wielokrotnych w małych polach; 0.01 w układach granularnych w małych polach;	do 1.5 w słabych polach	0.001 w silnych polach	$(\Delta Z/Z)/\Delta H$ 10 do 30 w małych i średnich polach
Mechanizm fizyczny	anizotropowy przekrój czynny na rozpraszanie	zależne od spinu rozpraszanie	zależne od spinu tunelowanie przez warstwę izolatora	przejście fazowe	pośrednia zależność impedancji od przenikalności magnetycznej
odkryte w roku	1857	1988	1994	1967 w niskich T 1993 w RT	1992
Pierwsze zastosowanie w technice (rok, rodzaj zastosowania)	1990 głowica czytająca	1995 sensor	jeszcze nie ma	jeszcze nie ma	jeszcze nie ma

zbyt słabo zaawansowane. Uzyskane w warstwach badanych w niniejszej pracy czułości połowe efektu GMR, rzędu 0.4 %/Oe, wydają się atrakcyjne, gdyż przeciętna czułość w wielowarstwach nie przekracza 0.1 %/Oe [73] (1.2 %/Oe w warstwie Py/Au [45] i 3.5 %/Oe w CoAg/NiFe/Ag [155] w 4.2 K). Porównanie badanych w niniejszej pracy warstw z najlepszymi zaworami spinowymi [5,46,172] wskazuje jednoznacznie na wyższość tych drugich pod względem czułości [43]. Jednak w porównaniu z układami typu zawór spinowy w warstwach wielokrotnych można łatwiej określić wartość stałej sprzężenia wymiennego, gdyż duża liczba subwarstw pozwala ograniczyć wpływ odstępstw od założonej struktury na ich własności fizyczne. Uzyskane w niniejszej pracy oszacowania wartości energii sprzężenia w układzie wielowarstwowym mogą być zatem wykorzystane również w pracach nad zaworami spinowymi na bazie Py i Cu. Wydaje się jednak, że mimo czułości niższych niż w układach wykorzystujących zjawisko GMR bez sprzężenia (zawory spinowe) i niektórych warstwach wielokrotnych zaobserwowane czułości połowe oraz duży zakres liniowości zależności $R(H)$ stwarzają perspektywę praktycznego wykorzystania warstw wielokrotnych typu Py/Cu o grubościach subwarstw Py i Cu takich jak w układach badanych w niniejszej pracy.

8. Podsumowanie

Przedmiotem badań przedstawionych w niniejszej pracy były warstwy wielokrotne typu permaloj/miedź (gdzie permaloj, Py to stop $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}$, % atomowy) a w szczególności ich własności magnetotransportowe przejawiające się w występowaniu efektu gigantycznego magnetooporu, GMR. Powodem podjęcia tej tematyki było przekonanie o dużych perspektywach aplikacyjnych jakie wiązać można z układami wielowarstwowymi na bazie miękkiego magnetycznie permaloju.

Badano warstwy o strukturze: (1) $\text{Si}(100)/\text{Cu}(20 \text{ nm})/\text{Py}(t_{\text{Py}})/(\text{Cu}(2 \text{ nm})/\text{Py}(t_{\text{P}}))_{100}$ (2) szkło/ $\text{Py}(2 \text{ nm})/(\text{Cu}(2 \text{ nm})/\text{Py}(2 \text{ nm}))_{\text{N}}$, gdzie $\text{N}=5,10,20,30,50$ oraz (3) szkło/ $\text{Py}(t_{\text{Py}})$ i szkło/ $\text{Cu}(t_{\text{Cu}})$, gdzie t_{Py} i t_{Cu} oznaczają odpowiednio grubości subwarstw permaloju i miedzi. Warstwy otrzymywane były metodą rozpylania katodowego. Rezultaty, które uważam za najważniejsze, przedstawione są poniżej w kilku punktach.

1. Uzyskano warstwy o dużej (w porównaniu z innymi układami wielowarstwowymi) połowej czułości efektu magnetooporowego S . Maksymalne wartości S_{50} , sięgające $0.6 \text{ \%}/\text{Oe}$, otrzymano w warstwach ze stu powtórzeniami dwuwarstwy $\text{Py}(3.5 \text{ nm})/\text{Cu}(2 \text{ nm})$. Wyraźna histereza wyklucza stosowanie tych układów jako sensorów wartości pola magnetycznego, stwarza jednak szansę na zastosowanie ich jako detektorów rejestrujących obecność rozproszonych pól magnetycznych. Wykazano, że w zerowym zewnętrznym polu magnetycznym układ znajdować może się w dwóch stanach różniących się oporem o około 1.8 \% co potencjalnie pozwala na wykorzystanie takich warstw jako elementów magnetooporowych pamięci operacyjnych. Należy jednak zaznaczyć, że wykorzystanie tzw. zaworów spinowych (patrz wstęp) w tego rodzaju elementach jest znacznie bardziej prawdopodobne. Warstwy wielokrotne mogłyby być konkurencyjne jedynie tam, gdzie wymagana jest słabsza zależność amplitudy efektu GMR od temperatury.

2. Dla $t_{\text{Py}} \approx 2 \text{ nm}$ w warstwach z 6 powtórzeniami dwuwarstwy Py/Cu uzyskano charakterystykę magnetooporową o niewielkiej histerezie, czułości $S_{50} \approx 0.4 \text{ \%}/\text{Oe}$ i amplitudzie GMR przekraczającej 2 \% . Warstwy te charakteryzują się stosunkowo dużym oporem właściwym zapewniającym korzystne z aplikacyjnego punktu widzenia wartości oporu na kwadrat ($15 \Omega/\square$).

3. Pokazano, że pole nasycające efektu magnetooporowego obniża się w badanych warstwach ze zmniejszaniem liczby dwuwarstw Py/Cu znacznie szybciej niż przewidują modele dla idealnych, niezdefektowanych warstw. Zachowanie H_S wyjaśniono

obecnością szorstkości początkowej (>1.2 nm), która w warstwach znajdujących się najbliżej podłoża prowadzić może do przestrzennych, mezoskopowych fluktuacji grubości przekładki i obniżenia efektywnej stałej sprzężenia. Zanik efektu GMR dla $N=2$ również tłumaczony jest występowaniem szorstkości mezoskopowej.

4. Pomiar termiczny wykazały zadowalającą stabilność badanych warstw. Wygrzewanie w 200°C pozwoliło zwiększyć amplitudę zmian oporu z 3.4% w stanie po naniesieniu do 4.7% . Zmiany amplitudy skorelowano ze zmianą udziału frakcji sprzężonej antyferromagnetycznie w objętości całej warstwy.

5. Pokazano, że zastosowanie do opisu procesów przemagnesowania modelu lokalnego minimum energii z uwzględnieniem biliniowego sprzężenia międzywarstwowego i anizotropii jednoosiowej daje zadowalające wyniki w zestawieniu z pomiarami magnetoopcznymi. Stosowany model zawodzi jednak dla $3.5 < t_{\text{Py}} < 7$ nm. Jest to obszar, w którym energia anizotropii zaczyna dominować nad energią sprzężenia międzywarstwowego.

6. Na podstawie magnetoopcznych pętli histerezy wyznaczono stałe sprzężenia międzywarstwowego. Małe, mieszczące się w zakresie $0.5-1.2 \times 10^{-6} \text{ Jm}^{-2}$, ich wartości pozwoliły osiągnąć czułości efektu GMR porównywalne z najlepszymi pod tym względem warstwami wielokrotnymi.

7. Pomiar oporu elektrycznego podczas procesu nanoszenia wskazują na powtarzalność własności elektrycznych w obrębie całej warstwy wielokrotnej oraz na małe grubości obszaru tworzenia stopu na interfejsach. Pozwoliły one równocześnie oszacować szorstkość początkową (próg koalescencji), który w przypadku nanoszenia na podłożę szklane dla Py wynosi około 1.2 nm a dla Cu 2 nm.

8. Niskie wartości amplitudy anizotropowego magnetooporu obserwowane w badanych warstwach wielokrotnych Py/Cu pozwoliły uznać go za efekt, którego udział w całkowitym magnetooporze może nie być uwzględniany.

Literatura:

- [1] S. S. P. Parkin, *Annu. Rev. Mater. Sci.* **25** (1995) 357
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2472
- [3] H. Frey, G. Kienel, „Dünnschicht Technologie“, VDI Verlag GmbH, Düsseldorf 1987
- [4] B. D. Cullity, "Introduction to Magnetic Materials", Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts 1972
- [5] B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.* **136** (1994) 335
- [6] R. E. Camley, J. Barnaś, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 664
- [7] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 2442
- [8] S. S. P. Parkin, N. More, K. R. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2304
- [9] E. E. Fullerton, M. J. Conover, J. E. Mattson, C. H. Sowers, S. D. Bader, *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 1699
- [10] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, D. Mauri, *Phys. Rev. B* **43** (1991) 1297
- [11] P. Daugnet, P. Gaudit, J. Chaussy, S. F. Lee, A. Fert, P. Holody, *Phys. Rev. B* **54** (1996) 1083
- [12] B. H. Miller, E. Yojun Chen, E. Dan Dahlberg, *J. Appl. Phys.* **73** (1993) 6384
- [13] J-Q. Wang, G. Xiao, *Phys. Rev. B* **49** (1994) 3982
- [14] K. B. Hathaway, "Theory of Exchange Coupling in Magnetic Multilayers" w "Ultrathin Magnetic Structures II", Springer Verlag 1994
- [15] S. S. Parkin, "Giant Magnetoresistance and Oscillatory Exchange Coupling in Polycrystalline Transition Metal Multilayers" w-jak wyżej
- [16] A. Fert, P. Bruno, "Interlayer Exchange Coupling and Magnetoresistance in Multilayers" w-jak wyżej
- [17] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **150** (1995) 13
- [18] J. Barnaś, *J. Magn. Magn. Mater.* **167** (1997) 209
- [19] J. Barnaś, *Acta. Phys. Poln. A* **85** (1994) 165
- [20] J. Inoue, *J. Magn. Magn. Mater.* **164** (1996) 273
- [21] M. J. Hall, D. B. Jardine, J. E. Evetts, J. A. Leake, R. E. Somekh, *J. Magn. Magn. Mater.* **173** (1997) 253
- [22] A. Vedyayev, M. Chshiev, N. Ryzhanova, B. Dieny, C. Cowache, F. Brouers, *J. Magn. Magn. Mater.* **172** (1997) 53
- [23] T. Luciński, F. Stobiecki, D. Elefant, D. Eckert, G. Reiss, B. Szymański, J. Dubowik, M. Schmidt, H. Rohrmann, K. Röhl, *J. Magn. Magn. Mater.* **174** (1997) 192
- [24] C. Dupas, E. Kolb, K. Le Dang, J. P. Renard, P. Veillet, E. Vélú, D. Renard, *J. Magn. Magn. Mater.* **128** (1993) 361
- [25] M. L. Yan, D. J. Sellmeyer, W. Y. Lai, *J. Ph.Ds.: Condens. Matter* **9** (1997) L145
- [26] D. J. Kubinski, H. Holloway, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 7395
- [27] H. A. M. van den Berg, G. Rupp, *IEEE Trans. Magn.* **30** (1994) 809
- [28] M. Mulloy, E. Kolb, C. Dupas, M. Galtier, D. Renard, J. P. Renard, E. Vélú, *J. Magn. Magn. Mater.* **148** (1995) 337

- [29] P. R. Atchison, J. N. Chapman, D. B. Jardine, J. E. Evetts, *J. Appl. Phys.* **81** (1997) 3775
- [30] T. Dei, R. Nakatani, Y. Sugita, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (1993) 1097
- [31] C. Dorner, M. Haidl, H. Hoffmann, *J. Appl. Phys.* **74** (1993) 5886
- [32] R. Nakatani, K. Hoshino, S. Noguchi, Y. Sugita, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) 133
- [33] W. Hahn, M. Loewenhaupt, G. P. Felcher, Y. Y. Huang, S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **75** (1994) 3564
- [34] P. Beliën, R. Schad, C. D. Potter, G. Verbanck, V. V. Moschalkow, Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. B* **50** (1994) 9957
- [35] K. Yasuna, M. Terauchi, A. Otsuki, K. N. Ishikara, P. H. Shingu, *J. Appl. Phys.* **82** (1997) 2435
- [36] S. K. J. Lenczowski, C. Schöenberg, M. A. M. Gijs, W. J. M. de Jonge, *J. Magn. Magn. Mater.* **148** (1995) 455
- [37] S. K. J. Lenczowski, rozprawa doktorska 1995, Wydział Fizyki, Uniwersytet Techniczny w Eindhoven, Holandia
- [38] M. A. M. Gijs, S. K. J. Lenczowski, J. B. Giesbers, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 3343
- [39] W. P. Pratt, Jr., Q. Yang, L. L. Henry, P. Holody, W.-C. Chiang, P. A. Schroeder, J. Bass, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 5811
- [40] J. Inoue, H. Hoh, S. Maekawa, *J. Magn. Magn. Mater.* **126** (1993) 413
- [41] A. P. Malozemoff, *J. Appl. Phys.* **63** (1988) 3874
- [42] W. F. Egelhoff, Jr., P. J. Chen, R. D. K. Misra, T. Ha, Y. Kadman, C. J. Powell, M. D. Stiles, R. D. McMichael, C.-L. Liu, J. M. Sivertsen, J. H. Judy, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 282
- [43] C-M. Park, K. Ho Shin, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) 776
- [44] S. S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) 3092
- [45] S. S. P. Parkin, T. Rabedeau, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 1162
- [46] M. A. Parker, K. R. Coffey, J.K. Howard, C. H. Tsang, R. E. Fontana, T. L. Hylton, *IEEE Trans. Magn.* **32** (1996) 142
- [47] P. P. Freitas, M. C. Caldeira, M. Reissner, B. G. Almeida, J. B. Sousa, H. Kung, *IEEE Trans. Magn.* **33** (1997) 2905
- [48] R. J. M. van de Veerdonk, P. J. L. Beliën, K. M. Schep, J. C. S. Kools, M. C. de Nooijer, M. A. M. Gijs, R. Coehoorn, W. J. M. de Jonge, *J. Appl. Phys.* **82** (1997) 6152
- [49] A. V. Pohm, R. S. Beech, J. M. Daughton, B. A. Everitt, *IEEE Trans. Magn.* **32** (1996) 4645
- [50] R. Allenspach, *Physik in unserer Zeit* **3** (1996) 118
- [51] J. C. Mallinson, "Magneto-resistive Heads. Fundamentals and Applications", Academic Press 1996
- [52] T. G. S. M. Rijks, S. K. J. Lenczowski, R. Coehoorn, W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. B* **56** (1997) 362
- [53] Th. G. S. M. Rijks, W. J. M. de Jonge, W. Folkerts, J. C. S. Kools, R. Coehoorn, *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994) 916
- [54] G. Y. Chin, J. H. Wernick, "Soft Magnetic Metallic Materials" in "Ferromagnetic Materials" pod redakcją E. P. Wohlfarth'a, Volume 2, North-Holland Publishing Company 1980
- [55] M. Urbaniak, T. Luciński, F. Stobiecki, *Molecular Physics Reports*, **21** (1998) 167
- [56] M. A. M. Gijs, J. Giesbers, J. W. van Est, J. Briairie, L. K. J. Vandamme, P. Beliën, *J. Appl. Phys.* **80** (1996) 2539
- [57] T. Luciński, D. Elefant, G. Reiss, L. van Loyen, *phys. stat. sol. (a)* **160** (1997) 133

- [58] S. E. Russek, A. B. Kos, J. O. Oti, R. W. Cross, Y. K. Kim, Digest of INTERMAG'97, CB-06
- [59] R. W. Cross, S. E. Russek, S. C. Sanders, M. R. Parker, J. A. Barnard, S. A. Hossain, IEEE Trans. Magn. **30** (1994) 3825
- [60] B. K. Kuanr, A. V. Kuanr, P. Grünberg, G. Nimtz, Phys. Lett. A, **221** (1996) 245
- [61] H. G. Zolla, IEEE Trans. Magn. **33** (1997) 2914
- [62] S. S. P. Parkin, Appl. Phys. Lett. **60** (1992) 512
- [63] M. Naoe, Y. Miyamoto, S. Nakagawa, J. Appl. Phys. **75** (1994) 6525
- [64] A. M. Zeltser, N. Smith, J. Appl. Phys. **79** (1996) 9224
- [65] B. Dieny, J. P. Gavigan, J. P. Rebouilliant, J. Phys.: Condens. **2** (1990) 159
- [66] B. Dieny, J.P.Gavigan, J. Phys.: Condens. Matter **2** (1990) 187
- [67] T. R. McGuire, R. I. Potter, IEEE Trans. Magn. Vol. MAG-11 (1975) 1018
- [68] A. N. Gerritsen, "Metallic Conductivity" in Encyclopedia of Physics Volume XIX, "Electrical Conductivity I", Springer 1956
- [69] Th. G. S. M. Rijks, R. Coehoorn, M. J. M. de Jong, W. J. M. de Jonge, Phys. Rev. B **51** (1995) 283
- [70] P. Aigner, G. Stangl, H. Hauser, J. Hochreiter, J. Phys. IV France **8** (1998) Pr2-461
- [71] Słownik Fizyczny, praca zbiorowa Wiedza Powszechna, Warszawa 1984
- [72] A. P. Ramirez, J. Phys.: Condens. Matter **9** (1997) 8171
- [73] „XMR-Technologien”, praca zbiorowa, wydane przez Verein Deutscher Ingenieure
- [74] J. Mathon, Contemporary Physics **32** (1991) 143
- [75] I. A. Campbell, A. Fert, "Transport Properties of Ferromagnets" in: Ferromagnetic Materials, opracował E. P. Wohlfarth, North-Holland 1982
- [76] J. M. Ziman, "Principles of the Theory of Solids", Cambridge University Press, London 1972
- [77] J-P. Renard, P. Bruno, R. Mégy, B. Bartenlion, P. Beanvillain, C. Chappert, C. Dupas, E. Kolb, M. Mulloy, P. Veillet, E. Vélú, Phys. Rev. B **51** (1995) 12821
- [78] J. M. George, L. G. Pereira, A. Barthélémy, F. Petroff, L. Steren, J. L. Duvail, A. Fert, R. Loloee, P. Holody, P. A. Schroeder, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 408
- [79] H. Jones, "Theory of Electrical and Thermal Conductivity in Metals" " w Encyclopedia of Physics Volume XIX, "Electrical Conductivity I", Springer 1956
- [80] K. L. Chopra, "Thin Film Phenomena", McGraw-Hill, New York 1969, 328
- [81] J. Barnaś, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grünberg, W. Zinn, Phys. Rev. B **42** (1990) 8110
- [82] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, J. Genin, C. Cowache, Europhys. Lett. **25** (1994) 465
- [83] J. Mathon, Phys. Rev. B **54** (1996) 55
- [84] S. Zhang, P. M. Levy, A. Fert, Phys. Rev. B **45** (1992) 8689
- [85] K. Wang, S. Zhang, P. M. Levy, Phys. Rev. B **54** (1996) 11965
- [86] K. Hshino, R. Nakatani, H. Hoshiya, Y. Sugita, S. Tsunaskima, Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 1526
- [87] Y-J. Song, S-K. Joo, IEEE Trans. Magn. **32** (1996) 4725
- [88] M. Jimbo, S. Tsunashima, T. Kanda, S. Goto, S. Uchiyama, J. Appl. Phys. **74** (1993) 3341
- [89] T. Luciński, F. Stobiecki, Acta. Phys. Polon. A **91** (1997) 273
- [90] J. Dubowik, F. Stobiecki, T. Luciński, Phys. Rev. B **57** (1998) 5955
- [91] G. Reiss, L. van Loyen, T. Luciński, D. Elefant, H. Brückl, N. Mattern, R. Rennekamp, W. Ernst, J. Magn. Mater. **184** (1998) 281
- [92] J. Barnaś, Y. Bruynseraede, Europhys. Lett. **32** (1995) 167

- [93] M. Suzuki, Y. Taga, Phys. Rev. B **52** (1995) 361
- [94] U. Jacob, J. Vancea, H. Hoffmann, Phys. Rev. B **41** (1996) 11852
- [95] E. E. Fullerton, D. M. Kelly, J. Guimpel, I. K. Schuller, Y. Bruynseraede, Phys. Rev. B **68** (1992) 859
- [96] G. Reiss, E. Hastreiter, H. Brühl, J. Vancea, Phys. Rev. B **43** (1991) 5176
- [97] G. Reiss, H. Brühl, Surface Science **269/270** (1992) 772
- [98] C. T. Foxon in Handbook of Crystal Growth, Vol. 3, 157; pod redakcją D. T. J. Hurle, Elsevier Science 1994
- [99] "Handbook of Thin Film Technology" pod redakcją L. I. Meissela, R. Glanga, McGraw-Hill 1970
- [100] Z. T. Diao, S. Goto, K. Maguro, S. Tsunashima, M. Jimbo, J. Appl. Phys. **81** (1997) 2327
- [101] S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3598
- [102] B. Dieny, C. Cowache, A. Nossov, P. Daugnet, J. Chaussy, P. Gandit, J. Appl. Phys. **79** (1996) 6370
- [103] H. Fujiwara, M. R. Parker, J. Magn. Magn. Mater. **135** (1994) L23
- [104] C. F. Majkrzak, J. W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D. B. Mc Whan, Y. Yafet, J. V. Waszczak, C. Vettier, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2700
- [105] P. Bruno, C. Chappert, Phys. Rev. B **46** (1992) 261
- [106] "Electronics Engineer's Handbook" pod redakcją D. G. Finka , McGraw-Hill 1975, 4-29
- [107] T. Toliński, praca doktorska, IFM PAN, Poznań 1998
- [108] S. Krompiewski, F. Süß, V. Krey, J. Magn. Magn. Mater. **164** (1996) L263
- [109] P. Bruno, J. Magn. Magn. Mater. **121** (1993) 615
- [110] P. Bruno, Europhys. Lett. **23** (1993) 615
- [111] P. Bruno, Phys. Rev. B **52** (1995) 411
- [112] P. Bruno, Acta. Phys. Polon. A **91** (1997) 37
- [113] K. Pettit, S. Gider, S. S. P. Parkin, M. B. Salamon, Phys. Rev. B **56** (1997) 7819
- [114] S. Young, B. Dieny, B. Rodomacq, J. Mouchot, M. H. Vandaine, J. Magn. Magn. Mater. **162** (1996) 38
- [115] A. Azevedo, C. Chesman, M. Lucena, F. M. de Aguiar, S. M. Rezende, S. S. P. Parkin, J. Magn. Magn. Mater. **177-181** (1998) 1177
- [116] L. J. Gao, P. Ma, K. M. Novogradez, P. R. Norton, J. Appl. Phys. **81** (1997) 7595
- [117] F. Stobiecki, J. Dubowik, T. Luciński, B. Szymański, H. Rohrmann, K. Röhl, M. Schmidt, Acta. Phys. Polon. **91** (1997) 277
- [118] T. Miyazaki, J. Kondo, H. Kubota, J. Appl. Phys. **81** (1997) 5187
- [119] F. Kohlrausch, „Praktische Physik", B. G. Teubner, Stuttgart 1968
- [120] H. Kubota, M. Sato, T. Miyazaki, J. Magn. Magn. Mater. **167** (1997) 12
- [121] N. S. Almeida, D. L. Mills, Phys. Rev. B **52** (1995) 13504
- [122] F. Stobiecki, M. Schmidt, R. Gontarz, T. Luciński, M. Ślusarek, Molecular Physics Reports **21** (1998) 171
- [123] Y. Huai, M. Tan, R. Rottmayer, IEEE Trans. Magn. **34** (1998) 918
- [124] M. Mao, C. Cerjan, M. Gibbons, B. Law, F. Grabner, S. P. Vernon, M. Wall, IEEE Trans. Magn. **34** (1998) 915

- [125] Y. Miyamoto, K. Watanabe, K. Nishimura, S. Nakagawa, M. Naoe, IEEE Trans. Magn. **34** (1998) 921
- [126] A. S. Edelstein, K. M. Bussmann, D. C. Turner, H. D. Chopra, J. Appl. Phys. **83** (1998) 4848
- [127] W. Folkerts, J. Magn. Magn. Mater. **94** (1991) 302
- [128] H. Fujiwara, W. D. Doyle, A. Matsuzono, M. R. Parker, J. Magn. Magn. Mater. **140-144** (1995) 519
- [129] J. Baszyński, T. Toliński, P. B. Szczaniecki, Phys. Stat. Sol. (a) **148** (1995) K41
- [130] R. Nakatani, K. Hoshino, H. Hoshiya, Y. Sugita, J. Magn. Magn. Mater. **166** (1997) 261
- [131] B. G. Almeida, V. S. Amaral, J. B. Sousa, J. Colino, I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater. **177-181** (1998) 1170
- [132] R. E. Camley, R. L. Stamps, J. Phys.:Condens. Matter **5** (1993) 3727
- [133] M. Sato, S. Ishio, T. Miyazaki, J. Magn. Magn. Mater. **126** (1993) 460
- [134] G. Reiss, praca doktorska 1986, Uniwersytet Regensburg, Niemcy
- [135] T. Luciński, G. Reiss, N. Mattern, L. Van Loyen, J. Magn. Magn. Mater., przyjęte do druku
- [136] C. Bellouard, C. Senet, B. George, G. Marchal, J. Phys.: Condens. Matter **7** (1995) 2081
- [137] H. H. Wieder, "Laboratory Notes on Electrical and Galvanomagnetic Measurements", Elsevier, Amsterdam 1979
- [138] A. Siber, D. Massinger, Th. Koch, P. Ziemann, Thin Solid Films **275** (1996) 73
- [139] B. D. Cullity, „Podstawy Dyfrakcji Promieni Rentgenowskich”, PWN, Warszawa 1964
- [140] L. Smardz, praca doktorska, IFM PAN, Poznań 1987
- [141] J. Baszyński, F. Stobiecki, B. Szymański, K. Chrzumnicka, phys. stat. sol. (a) **141** (1994) K23
- [142] J. Q. Zheng, J. B. Ketterson, Ch. M. Falco, I. K. Schuler, J. Appl. Phys. **53** (1982) 3150
- [143] N. A. Dyson, „Promieniowanie rentgenowskie w fizyce atomowej i jądrowej”, PWN, Warszawa 1978
- [144] M. Schmidt, praca magisterska, Uniwersytet A. Mickiewicza, Poznań 1996
- [145] K. H. J. Buschow, "Magneto-optical Properties of Alloys" w "Ferromagnetic Materials" Vol.4, pod redakcją E. P. Wohlfartha i K. H. J. Buschowa, North-Holland, Amsterdam 1988
- [146] R. Anton, Physik in unserer Zeit **5** (1996) 221
- [147] C. Kittel, „Wstęp do Fizyki Ciała Stałego”, PWN, Warszawa 1970
- [148] M. Ohring, "The Materials Science of Thin Films", Academic Press, San Diego 1992
- [149] P. Strzyżewski, Jpn. J. Appl. Phys. **21** (1982) 192
- [150] F. Stobiecki, T. Luciński, J. Dubowik, B. Szymański, M. Urbaniak, M. Schmidt, Electron Technology **31** (1998) 80
- [151] „Poradnik Fizyko-Chemiczny”, praca zbiorowa, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1974
- [152] Th. Eckl, G. Reiss, H. Brückl, H. Hoffmann, J. Appl. Phys. **75** (1994) 362
- [153] T. Luciński, G. Reiss, N. Mattern, L. van Loyen, J. Magn. Magn. Mater. **189** (1998) 39
- [154] Y. Irie, H. Sakakima, M. Satami, Y. Kawawake, Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) L415
- [155] A. Fert, A. Barthélémy, P. Galtier, P. Holody, R. Loloee, R. Morel, F. Pétroff, P. Schroeder, L. B. Steren, T. Valet, Materials Science and Engineering **B 31** (1995) 1
- [156] R. Gontarz, praca doktorska, IF PAN, Poznań 1964
- [157] Y. Hoshi, E. Suzuki, M. Naoe, J. Appl. Phys. **79** (1996) 4945

- [158] D. B. Fulgham, R.E. Camley, Phys. Rev. B **52** (1995) 13436
- [159] O. Redon, G. B. Albuquerque, L. M. Rodrigues, F. I. Silva, P.P. Freitas, IEEE Trans. Magn. **34** (1998) 562
- [160] V. V. Ustinow, N. G. Bebenin, L. N. Romashev, V. I. Milyayev, A. R. Del, A. V. Semerikov, Phys. Rev. B **54** (1996) 15958
- [161] M. Labrune, J. C. S. Kools, A. Thiaville, J. Magn. Magn. Mater. **171** (1997) 1
- [162] G. A. Korn, T. M. Korn, "Matematyka dla pracowników naukowych i inżynierów", PWN, Warszawa 1983
- [163] H.-J. Kim, B-I. Lee, S.-Ki, Joo, IEEE Trans. Magn. **34** (1998) 558
- [164] H. A. M. van den Berg, S. Schmeusser, IEEE Trans. Magn. **29** (1993) 3099
- [165] R. Mattheis, W. Andrä, D. V. Berkov, J. Magn. Magn. Mater. **154** (1996) 24
- [166] H. Kikuchi, J. F. Bobo, R. L. White, IEEE Trans. Magn. **33** (1997) 3583
- [167] P. J. H. Bloemen, H. W. van Kesteren, H. J. M. Swagten, W. J. M. de Jonge, Phys. Rev. B **50** (1994) 13505
- [168] J. F. Bobo, M. Piecuch, E. Snoeck, J. Magn. Magn. Mater. **126** (1993) 440
- [169] J. Zhang, R. M. White, IEEE Trans. Magn. **32** (1996) 4630
- [170] O. Andrieu, J. Arroyo, P. Gerard, B. Dieny, IEEE Trans. Magn. **32** (1996) 4734
- [171] T. Luciński, F. Stobiecki, D. Elefant, D. Eckert, G. Reiss, praca przyjęta do druku w J. Magn. Soc. Jpn. **23** (1999)
- [172] R. W. Cross, Y. K. Kim, J. O. Oti, S. E. Russek, Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 3935

Badania przedstawione w niniejszej pracy były częściowo finansowane z projektu badawczego Komitetu Badań Naukowych Nr 2 P03B 09911. Część pomiarów wykonano na Uniwersytecie w Kassel w ramach realizacji umowy między rządami RP i RFN (pozycja POL-117-95) dotyczącej współpracy naukowo-technologicznej.