

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

WYDZIAŁ MECHATRONIKI

Rozprawa doktorska

mgr inż. Piotr Gazda

Zastosowanie zjawiska gigantycznej magnetoimpedancji
w taśmach ze stopów amorficznych
w budowie sensorów pola magnetycznego

Promotor

dr hab. inż. Roman Szewczyk, prof. uczelni

Promotor pomocniczy

dr inż. Michał Nowicki

WARSZAWA 2019

Podziękowania

Składam serdeczne podziękowania przede wszystkim Rodzicom, ale również moim wychowawcom harcerskim za wychowanie w duchu chęci samodoskonalenia się oraz pasji odkrywania i zrozumienia otaczającego świata.

Chciałbym wyrazić głęboką wdzięczność Panu dr hab. Romanowi Szewczykowi, promotorowi, za inspirację do podjęcia tematyki badawczej, motywację do jeszcze cięższej pracy oraz ogromne wsparcie w trakcie pisania niniejszej rozprawy. Słowa uznania należą się również Panu dr Michałowi Nowickiemu, promotorowi pomocniczemu, za liczne słowa wsparcia na co dzień oraz konsultacje na etapie badań, oraz pisania rozprawy doktorskiej. Pragnę również podziękować Panu mgr Pawłowi Nowakowi za wsparcie na etapie edycyjnym pracy oraz konsultacje merytoryczne działania programu, oraz Pani dr Annie Ostaszewskiej-Liżewskiej za wsparcie w zakresie przygotowania grafik na potrzeby rozprawy.

Panu Dyrektorowi Instytutu Metrologii i Inżynierii Biomedycznej, prof. dr hab. inż. Adamowi Woźniakowi dziękuję za wsparcie oraz możliwość wykorzystania sprzętu niezbędnego do powstania tej pracy.

Składam podziękowania Kolegom z zespołu: Tomkowi Charubinowi oraz Maćkowi Szudarkowi, bez których praca na uczelni nie byłaby taka sama.

Dziękuję wszystkim koleżankom i kolegom z Instytutu oraz wszystkim tym którzy przyczynili się do powstania niniejszej pracy.

Szczególne słowa podziękowania składam mojej Gosi za cierpliwość, wyrozumiałość i olbrzymie wsparcie.

Niniejszą pracę pragnę dedykować wszystkim bliskim, z którymi relacje ucierpiały w wyniku intensywnego przygotowania mojej rozprawy doktorskiej.

Spis treści

1	Wstęp	11
2	Cel i zakres pracy	14
3	Stan wiedzy	16
3.1	Zjawisko Gigantycznej Magnetoimpedancji (GMI).....	16
3.1.1	Zjawisko GMI – wiadomości ogólne	16
3.1.2	Impedancja przewodnika z materiału ferromagnetycznego.....	16
3.1.3	Zakresy częstotliwościowe w zjawisku GMI.....	21
3.1.4	Modele teoretyczne zjawiska GMI	22
3.1.5	Kształt krzywej GMI.....	28
3.2	Sensory pól magnetycznych	30
3.2.1	Zakres zastosowań sensorów pól magnetycznych	30
3.2.2	Konstrukcje prototypowe sensorów pola magnetycznego wykorzystujące zjawisko GMI.....	32
3.3	Nowoczesne materiały magnetyczne.....	36
3.3.1	Magnetyki amorficzne.....	36
3.3.2	Wpływ relaksacji termicznej i termomagnetycznej na właściwości materiałów amorficznych.....	39
4	Przedmiot badań – wybrane materiały	41
5	Metodyka badań.....	43
5.1	Stanowisko do badania właściwości magnetycznych badanych materiałów	43
5.2	Stanowisko do indukowania anizotropii materiału w procesie relaksacji termomagnetycznej.....	47
5.3	Stanowisko do pomiaru zjawiska GMI	49
6	Wyniki własnych badań eksperymentalnych.....	53
6.1	Wyniki badań wybranych materiałów w stanie wyjściowym i poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej	53
6.2	Wpływ częstotliwości na efekt GMI	70
7	Model ilościowy zjawiska GMI w taśmach amorficznych.....	78
8	Opracowany sensor do pomiaru pól magnetycznych wykorzystującego zjawisko magnetoimpedancji	84
8.1	Koncepcja zaproponowanego sensora.....	84
8.2	Dobór materiału na rdzeń sensora	89
8.3	Projekt i model SPICE proponowanego układu	90
8.4	Wykonanie prototypu sensora	95
8.5	Badania właściwości użytkowych zaproponowanego sensora.....	100
9	Podsumowanie i wnioski końcowe	105

10	Kierunki dalszych prac.....	107
	Bibliografia	108

Streszczenie

Tematem niniejszej rozprawy jest zastosowanie zjawiska gigantycznej magnetoimpedancji (GMI) w taśmach ze stopów amorficznych w budowie sensorów pola magnetycznego. Zjawisko GMI związane jest z znaczącą zmianą impedancji ferromagnetycznego przewodnika w obecności stałego pola magnetycznego. Zjawisko to może być wykorzystane do opracowania sensora pola magnetycznego.

W celu określenia najkorzystniejszego składu chemicznego i parametrów procesu wyżarzania Joulowskiego taśm amorficznych na rdzenie sensorów pola magnetycznego opracowano metodę pomiarową oraz zbadano wykonane próbki rdzeni z taśm amorficznych. Opracowana metoda pomiarowa umożliwiła wyznaczenie krzywej magnetyzacji oraz krzywej GMI dla każdej z próbek. Opracowane stanowisko do wyżarzania Joulowskiego umożliwiło wyznaczenie wpływu relaksacji termicznej w obecności pola magnetycznego na charakterystykę GMI próbek taśmowych.

W ramach pracy zaproponowano również rozwinięcie istniejących modeli zjawiska GMI. Opracowany fenomenologiczny model umożliwia ilościowy opis zjawiska GMI z uwzględnieniem zmian przenikalności magnetycznej próbek w funkcji natężenia pola magnesującego. Zaproponowany model stanowi element nowości w pracy i umożliwia odwzorowanie procesów związanych ze zjawiskiem GMI.

Uzyskane wyniki symulacji oraz pomiarów charakterystyki opracowanego sensora pola magnetycznego wykorzystującego zjawisko GMI, potwierdzają przydatność praktyczną zaproponowanej konstrukcji. Opracowany sensor wykorzystuje metody optymalizacji newtonowskiej do cyfrowego przetwarzania sygnału pomiarowego i stanowi rozwiązanie dotąd nie prezentowane literaturze. Wykonane badania parametrów użytkowych sensora wykazały niepewność pomiaru pola na poziomie 5 A/m przy zakresie pomiarowym 700 A/m oraz znaczną stabilność czasową i temperaturową zaproponowanego sensora.

Słowa kluczowe: zjawisko gigantycznej magnetoimpedancji, taśmy amorficzne, sensor pola magnetycznego

Abstract

The subject of this thesis is the application of the giant magnetoimpedance (GMI) phenomenon in ribbons made of amorphous alloys, in the construction of magnetic field sensors. The GMI phenomenon is a significant change in the impedance of the ferromagnetic conductor in the presence of a constant external magnetic field. This phenomena can be used to develop a magnetic field sensor.

In order to determine the most advantageous composition and parameters of the Joule annealing process of amorphous ribbon on the magnetic field sensor cores, a measuring method was developed and samples of cores made of amorphous ribbon were tested. Developed research methodology allowed the determination of magnetization curve and GMI curve for each sample. The developed Joule annealing station allowed to determine the effect of thermal relaxation in the presence of magnetic field on the GMI characteristics of ribbon samples.

As part of the work, it was also proposed to develop existing models of the GMI phenomenon. The developed phenomenological model allows a quantitative description of the GMI phenomenon, taking into account changes in the magnetic permeability of samples as a function of the intensity of the magnetizing field. The proposed model is an element of novelty at work and allows simulation of processes related to the GMI phenomenon.

The obtained simulation results and measurements of the characteristics of the developed magnetic field sensor using the GMI phenomenon confirm the practical usefulness of the proposed structure. The developed sensor uses Newtonian optimization methods to digitally process the measuring signal and is a solution not yet presented in the literature. Performed tests of sensor usability parameters showed uncertainty of field measurement at 5 A/m level at a measuring range of 700 A/m, and significant time and temperature stability of the proposed sensor.

Keywords: giant magnetoimpedance phenomenon, amorphous ribbon, magnetic field sensor

Spis oznaczeń

Z	Impedancja przewodnika z prądem
R	Składnik rezystancyjny impedancji przewodnika
X	Składnik reaktancyjny impedancji przewodnika
R_{dc}	Rezystancja przewodnika
f	Częstotliwość sygnału wymuszającego
V_{ac}	Napięcie zmienne o częstotliwości f mierzonym pomiędzy końcami przewodnika
I_{ac}	Prądem zmienny o częstotliwości f przepływającym przez przewodnik
H	Pole magnesujące
H_{max}	Pole magnesujące, dla której badana próbka jest nasycona magnetycznie.
l	Długość przewodnika
a	Grubość taśmy amorficznej
w	Szerokość taśmy amorficznej
q	Pole powierzchni poprzecznej przewodnika
S	Pole powierzchni przewodnika
$\hat{\zeta}$	Tensor impedancji przewodnika
ρ	Rezystywność materiału
σ	Przewodność elektryczna materiału
j	Składowa zmienna gęstości prądu
E	Natężenie pola elektrycznego
J	Gęstość prądu
B	Indukcja magnetyczna
H	Natężenie pola magnetycznego
H_0	Składowa stała pola magnetycznego
h	Składowa zmienna pola magnetycznego
M	Magnetyzacja
M_0	Składowa stała magnetyzacji
m	Składowa zmienna magnetyzacji
μ_0	Przenikalność magnetyczna próżni
μ_T	Przenikalność magnetyczna materiału w kierunku poprzecznym
H_{eff}	Efektywne pole magnetycznym

M_s	Magnetyzacją nasycenia
δ_0	Głębokością penetracji prądu w efekcie naskórkowości
γ	Współczynnik żyromagnetyczny
α	Współczynnik tłumienia Gilberta
τ	Czas relaksacji dla uproszczonego przypadku Blocha-Bloemberga
k	Stała propagacji
L_{ind}	Indukcyjność materiału
U	Energia swobodna materiału magnetycznego
U_1, U_2	Energia swobodna domen 1,2
U_w	Energia swobodna ścian domenowych
β	Współczynnikiem blokowania ruchu ścian domenowych przez prądy wirowe
$2d$	Okres struktury domenowej
θ_1, θ_2	Kąty orientacji wektora magnetyzacji domen 1 i 2
K	Stała anizotropii
χ_{tdw}, χ_{trot}	Podatność magnetyczna pochodna od ruchu ścian domenowych i rotacji wektora magnetyzacji
H_k	Pole anizotropii
λ_s	Magnetostrykcja nasycenia
H_C	Pole koercji
B_s	Indukcja nasycenia
n	Ilość zwojów
I	Prąd przepływający przez cewkę
r	Promień cewki
L	Długość cewki długiej
H_{kom}	Kompensujące pole magnetyczne
H_m	Mierzone pole magnetyczne
$ Z $	Moduł impedancji
φ	Kąt przesunięcia fazowego

1 Wstęp

Sensory pola magnetycznego są szeroko stosowane zarówno w układach automatyki przemysłowej [1], jak i w systemach zapisu danych z wykorzystaniem pamięci magnetycznych [2]. Znajdują także szerokie zastosowanie w badaniach naukowych, zarówno w zakresie procesów magnesowania materiałów [3], jak i w badaniach magnetosfery Ziemi [4, 5] i innych planet [6]. Aktualna łączna wartość rynku sensorów pola magnetycznego jest szacowana na około dwa miliardy dolarów amerykańskich rocznie, z czego największy wolumen związany jest z systemami automatyki urządzeń energetycznych oraz automatyki samochodowej [7].

Wartości indukcji pola magnetycznego generowanego przez różne źródła obejmują zakres ponad 22 rzędów wielkości. Wartości te, zestawione w tabeli 1, są ograniczone polami aktywności magnetycznej mózgu [8] i najsilniejszym znanym polem magnetycznym wytworzonym przez gwiazdę neutronową [9].

Tab. 1.1. Zestawienie wartości pól magnetycznych występujących w przyrodzie

Źródło	Wartość pola magnetycznego (T)
Aktywność kory mózgowej	$10 \cdot 10^{-15}$
Aktywność α mózgu	10^{-12}
Aktywność serca	10^{-10}
Linia wysokiego napięcia w odległości 30 m	$2 \cdot 10^{-6}$
Ziemskie pole magnetyczne	$5 \cdot 10^{-5}$
Pole magnetyczne na powierzchni słońca	0,15
Elektromagnesu używane w technice MRI	1,5-7
Najsilniejsze wytworzone pole ciągłe	45
Najsilniejsze wytworzone pole pulsyjne	2800
Biały karzeł	10^2-10^5
Gwiazda neutronowa	10^7-10^9

Tak szeroki zakres zmienności indukcji pola magnetycznego powoduje zróżnicowane wymagania dla sensorów. Aktualnie nie jest znany sensor pola magnetycznego, który mógłby być skutecznie stosowany w tak szerokim zakresie wartości pól magnetycznych. Skutkuje to ciągłą potrzebą dalszego rozwoju znanych sensorów pola magnetycznego oraz opracowywania nowych, a w rezultacie poszerzania zakresu ich praktycznych zastosowań.

Parametry pola magnetycznego są świadomie mierzone przez człowieka co najmniej od dziewięciuset lat. Pierwszym sensorem pola magnetycznego był kompas wskazujący kierunek geograficznej północy (południowego bieguna magnetycznego ziemi). Po raz pierwszy został on opisany w 1088 roku przez chińskiego uczonego Shen Kuo [10], zaś pierwsza wzmianka w Europie pochodzi od angielskiego mnicha Aleksandra Nekem i datowana jest na 1190 [11]. Najstarszym obecnie używanym sensorem pola magnetycznego pozwalającym na określenie wartości pola magnetycznego jest strumieniomierz z cewką indukcyjną. Opiera się on na zasadzie indukcji Faradaya odkrytej w 1831 roku [12] i jest z powodzeniem stosowany w badaniach od połowy XIX wieku [13]. Ponadto w XIX oraz XX wieku dokonano odkryć szeregu zjawisk fizycznych, umożliwiających opracowywanie nowych typów sensorów pól magnetycznych.

Do grupy obecnie stosowanych sensorów pola magnetycznego można zaliczyć, sensory: transduktorowe, z cewką indukcyjną, AMR (anisotropic magnetoresistance), TMR (tunnel magnetoresistance), GMR (giant magnetoresistance), CMR (colossal magnetoresistance), SDT (spin-dependent tunnelling), GMI (giant magnetoimpedance), magnetoindukcyjne (MI), Matteucciego, rezonansu jądrowego (pompy optycznej, precesji protonowej, magnetometr Overhausera), SQUID, Halla (w tym wykorzystujące grafen [14]), rezonansu magnetoelastycznego, magnetodiody, magnetotranzystory, włókna optyczne, magnetoelektryczne itd. [15]. Część z tych sensorów jest powszechnie stosowana (Halla, transduktorowe, GMR, SQUID), inne zaś stosowane są jedynie w warunkach laboratoryjnych w badaniach eksperymentalnych.

Jedynym ze zjawisk magnetycznych o dużym potencjale aplikacyjnym jest zjawisko gigantycznej magnetoimpedancji (ang. giant magnetoimpedance - GMI). Od połowy lat 90 XX wieku jest ono obserwowane w różnych typach magnetyków amorficznych [16, 17]. Jednak do tej pory jedynym komercyjnie dostępnym sensorem wykorzystującym zjawisko GMI jest kompas elektroniczny firmy Aichi [18].

Spośród materiałów magnetycznie miękkich nowa klasa materiałów – stopy amorficzne w formie taśm - stwarzają nowe, szerokie możliwości opracowywania sensorów o poprawionych właściwościach użytkowych. Magnetyki amorficzne cechują się dostępnością i stosunkowo niską ceną oraz wysoką względną przenikalnością magnetyczną, znaczną indukcją nasycenia, jak również niewielkim polem koercji. Ponadto, charakterystyki materiałów amorficznych mogą być w szerokim zakresie kształtowane poprzez indukowanie anizotropii materiału w procesie relaksacji termomagnetycznej [19]. Stwarza to możliwości

opracowania nowego typu sensorów wykorzystujących zjawisko GMI w taśmach amorficznych. Parametry użytkowe tych sensorów mogą być atrakcyjne w specyficznych zastosowaniach, w których niezbędna jest kompensacja pola magnetycznego. W niniejszej pracy podjęto próbę opracowania takiego sensora, który może znaleźć w przyszłości zastosowanie w automatyce przemysłowej oraz pomiarach ziemskiego pola magnetycznego.

2 Cel i zakres pracy

Celem pracy jest opracowanie prototypu sensora pola magnetycznego wykorzystującego zjawisko gigantycznej magnetoimpedancji (GMI) w taśmach ze stopów amorficznych. Proponowany sensor wykorzystuje metodę kompensacyjną ze sterowaniem mikroprocesorowym. Rozwiązanie takie nie było do tej pory prezentowane w literaturze i stanowi element nowości. W celu doboru odpowiedniego materiału na rdzeń sensora zostały wykonane badania właściwości magnetycznych oraz charakterystyk zmian impedancji w zjawisku GMI taśm amorficznych w stanie wyjściowym oraz taśm poddanych relaksacji termomagnetycznej.

W ramach niniejszej rozprawy zostały wykonane następujące prace:

- opracowano metodykę pomiaru właściwości magnetycznych próbek paskowych o wysokiej względnej przenikalności magnetycznej,
- opracowano metodykę pomiaru zmian impedancji w zjawisku GMI wytworzonych próbek. Stanowisko umożliwiło precyzyjne zadawanie pola magnesującego H z wysoką rozdzielczością, umożliwiło poznanie dynamiki zmian impedancji w zakresie słabych pól magnesujących. Wyniki takie nie były do tej pory prezentowane w literaturze, a były one niezbędne do prawidłowej budowy sensora,
- opracowano stanowisko do kontrolowanego indukowania anizotropii w taśmach ze stopów amorficznych w procesie relaksacji termomagnetycznej,
- przeprowadzono proces pomiaru właściwości magnetycznych oraz GMI wytworzonych próbek oraz dokonano optymalizacji wartości prądu wyzarzającego w procesie relaksacji termomagnetycznej. Umożliwiło to uzyskanie magnetyka z taśmy amorficznej o właściwościach dostosowanych do wymagań budowy sensora magnetycznego wykorzystującego zjawisko GMI w taśmach amorficznych,
- zaproponowano rozwinięcie fizycznego modelu zjawiska GMI w taśmach amorficznych, zaproponowanego przez Machado. Zaproponowane rozwinięcie uwzględnia zmiany podatności magnetycznej w funkcji pola i umożliwia lepsze zrozumienie fizycznego mechanizmu zjawiska GMI w taśmach ze stopów amorficznych,
- Zaprojektowano, wykonano oraz zbadano, zarówno poprzez badania symulacyjnie, jak z wykorzystaniem rzeczywistego modelu, sensor pola magnetycznego wykorzystujący zjawisko gigantycznej magnetoimpedancji. Opracowany sensor jest szczególnie przydatny do układów kompensacyjnych, jako detektor zerowego pola magnetycznego (stanu równowagi),

- Zbadano wybrane właściwości metrologiczne opracowanego sensora: charakterystykę przetwarzania, niepewność wskazań, jak również stabilność czasową oraz temperaturową.

W pracy postawiono następującą tezę:

Możliwe jest zbudowanie sterowanego cyfrowo, kompensacyjnego sensora pola magnetycznego, wykorzystującego zjawisko gigantycznej magnetoimpedancji w taśmach ze stopów amorficznych.

3 Stan wiedzy

3.1 Zjawisko Gigantycznej Magnetoimpedancji (GMI)

3.1.1 Zjawisko GMI – wiadomości ogólne

Pierwsze badania związane ze zjawiskiem gigantycznej magnetoimpedancji (ang. Giant Magnetoimpedance, GMI) zostały wykonane już latach 1935-1936 przez Harrisona, Turneya, Rowe i Gollopa [20, 21]. Jednakże dopiero od pojawienia się potencjalnych zastosowań we wczesnych latach 90 zjawisko to stało się przedmiotem badań wiodących ośrodków naukowych. Poszukiwania impedancyjnego odpowiednika zjawiska gigantycznej magnetorezystancji (GMR) odkrytego w 1988 r. [22, 23] doprowadziły do opisanie zjawiska GMI w 1994 r. przez zespoły R.S. Beach'a i A.E. Berkowitz'a [16] oraz N. Panina i K. Mohri'ego [17]. Powiązali oni zjawisko GMI z efektem naskórkowości [24]. Wcześniejsze prace opisujące to zjawisko w taśmach i drutach amorficznych [25, 26], błędnie przypisywały zmianę impedancji efektowi GMR.

Zjawisko GMI obserwowane w materiałach ferromagnetycznych zostało po raz pierwszy opisane w drutach amorficznych. Następnie pomiary potwierdziły występowanie tego zjawiska w innych materiałach, takich jak: napyłane cienkie warstwy [27], struktury warstwowe rozdzielone izolatorem [28, 29] lub przewodnikiem niemagnetycznym [30], taśmy amorficzne [31, 32], druty amorficzne [33, 34], mikro druty pokryte powłoką szklaną [35, 36], wytrawiane druty amorficzne [37], Mumetal [38], stal krzemowa [39], ferryt [40] i inne [41].

3.1.2 Impedancja przewodnika z materiału ferromagnetycznego

Zjawisko GMI jest zmianą impedancji Z :

$$Z = R + iX \quad (3.1)$$

gdzie R jest składnikiem rzeczywistym lub rezystancyjnym impedancji, zaś X składnikiem urojonym lub reaktancyjnym przewodnika wykonanego z materiału magnetycznego miękkiego, dla prądu przemiennego o wysokiej częstotliwości, w obecności stałego zewnętrznego pola magnetycznego H [42]. Względna zmiana Z dla danego zewnętrznego pola magnesującego H (współczynnik GMI) wyraża się wzorem:

$$GMI = \Delta Z / Z = 100 \cdot \frac{Z(H_{ex}) - Z(H_{max})}{Z(H_{max})} (\%) \quad (3.2)$$

przy czym H_{max} jest wartością zewnętrznego pola magnetycznego, dla której badana próbka jest nasycona magnetycznie. W badaniach zjawiska GMI zazwyczaj jest to wartość maksymalna zadawanego pola magnesującego H .

Zgodnie z definicją [43] równanie opisujące impedancję wyraża się wzorem:

$$Z = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} \quad (3.3)$$

przy czym I_{ac} jest prądem zmiennym o częstotliwości f przepływającym przez przewodnik, zaś V_{ac} jest napięciem zmiennym tej samej częstotliwości mierzonym pomiędzy końcami tego przewodnika [44].

Należy zauważyć, że równanie (3.3) nie może być zawsze stosowane w kontekście materiałów ferromagnetycznych, ze względu na ich nieliniowe właściwości. Oznacza to, że spadek napięcia V_{ac} nie jest wprost proporcjonalny do I_{ac} i ze względu na zniekształcenia nieliniowe zawiera wyższe harmoniczne [45]. Jednakże dla uproszczenia przewodnik ferromagnetyczny może być traktowany jako element liniowy. Używając takiego przybliżenia, można rozwinąć równanie (3.3) do postaci:

$$Z = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = \frac{lE_z(S)}{q\langle j_z \rangle_q} = R_{dc} \frac{j_z(S)}{\langle j_z \rangle_q} \quad (3.4)$$

przy czym l jest długością tego przewodnika, q - polem powierzchni poprzecznej przewodnika, E_z i j_z - składowymi wzdłużnymi pola elektrycznego i gęstości prądu, S - polem powierzchni przewodnika, $\langle \rangle_q$ - średnią po powierzchni poprzecznej q , R_{dc} - rezystancją przewodnika. Alternatywnie równanie (3.3) można wyrazić przy pomocy tensora impedancji ζ :

$$Z = R_{dc} \frac{q}{\rho l} \left(\zeta_{zz} - \zeta_{z\phi} \frac{h_z(S)}{h_\phi(S)} \right) \quad (3.5)$$

przy czym ρ jest rezystywnością materiału a h_z i h_ϕ jest wzdłużną i osiową składową zmiennego pola magnetycznego.

Oba równania można traktować równorzędnie ze względu na to że gęstość prądu \mathbf{j} i wartość pola magnetycznego \mathbf{h} wiąże równanie Maxwella $\mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{h}$ [46]. W materiałach ferromagnetycznych, dla których prądy przemieszczenia mogą być zaniedbane ($\dot{\mathbf{D}} = 0$) [44]

i równania materiałowe $\mathbf{E} = \rho\mathbf{J}$ i $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H}+\mathbf{M})$ są zachowane, równania Maxwella możemy zapisać w postaci:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (3.6)$$

$$\text{rot } \mathbf{J} = -\frac{\mu_0}{\rho}(\dot{\mathbf{H}} + \dot{\mathbf{M}}), \quad (3.7)$$

$$\text{div } (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0 \quad (3.8)$$

Stosując operację rot do równania (3.6) i zastępując rot \mathbf{J} i div \mathbf{H} z równań (3.7) i (3.8) równościami materiałowymi podanymi wyżej otrzymujemy zależność:

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\mu_0}{\rho} \dot{\mathbf{H}} = \frac{\mu_0}{\rho} \dot{\mathbf{M}} - \text{grad div } \mathbf{M} \quad (3.9)$$

Aby móc otrzymać rozwiązanie równania (3.9), zależność pomiędzy magnetyzacją \mathbf{M} a polem \mathbf{H} powinna być ustalona. Dzieląc wektor \mathbf{H} i \mathbf{M} na składowe stałe ($\mathbf{H}_0, \mathbf{M}_0$) i zmienne (\mathbf{h}, \mathbf{m})

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} \quad (3.10)$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \quad (3.11)$$

przy założeniu, że $h, m \propto e^{i\omega t}$ (przybliżenie liniowe) z równania (3.9) dla składowej zmiennej otrzymujemy

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \frac{2i}{\delta_0^2} \mathbf{h} = \frac{2i}{\delta_0^2} \mathbf{m} - \text{grad div } \mathbf{m} \quad (3.12)$$

przy czym $\delta_0 = \sqrt{2\rho/f\mu_0}$ [cyt badań nad efektem naskórkowości] jest głębokością wnikania prądu zmiennego w przewodnikach paramagnetycznych. Znając zależność materiałową ruchu wektora magnetyzacji można wyznaczyć zależność impedancji przewodnika \mathbf{Z} od zewnętrznego pola magnesującego \mathbf{H} . W tym celu należy rozwiązać równanie ruchu Landau-Lifshitz'a [47]

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}} - \frac{1}{\tau} (\mathbf{M} - \mathbf{M}_0) \quad (3.13)$$

przy czym γ jest współczynnikiem żyromagnetycznym, M_s magnetyzacją nasycenia, M_0 składową stałą magnetyzacji, H_{eff} efektywnym polem magnetycznym, α współczynnikiem

tłumienia Gilberta, zaś τ czasem relaksacji dla uproszczonego przypadku Blocha-Bloemberga [48]. Jednakże równoczesne analityczne rozwiązanie równania Maxwella (3.9) i równania ruchu Landau-Lifshitz'a (3.13) jest niemożliwe [44]. Z tego względu zakłada się liniową zależność pomiędzy indukcją a polem magnetycznym ($\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$) i na tej podstawie rozwiązuje się równanie Maxwella, pomijając równanie Landau-Lifshitz'a. W wyniku tego podstawienia otrzymujemy równanie efektu naskórkowego dla metali nieferromagnetycznych [47]. Dla nieskończenie długiej taśmy o grubości a , równanie impedancji przyjmuje postać [49]:

$$Z = R_{dc} i k \frac{t}{2} \cdot \coth(i k \frac{t}{2}) \quad (3.14)$$

przy czym k jest stałą propagacji wynoszącą:

$$k = \frac{1 + i}{\delta_m} \quad (3.15)$$

natomiast δ_m jest głębokością penetracji prądu w medium magnetycznym, wykonanym z materiału o przenikalności poprzecznej (μ_T), w przypadku taśmy wyrażaną zależnością [49]:

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_T}} \quad (3.16)$$

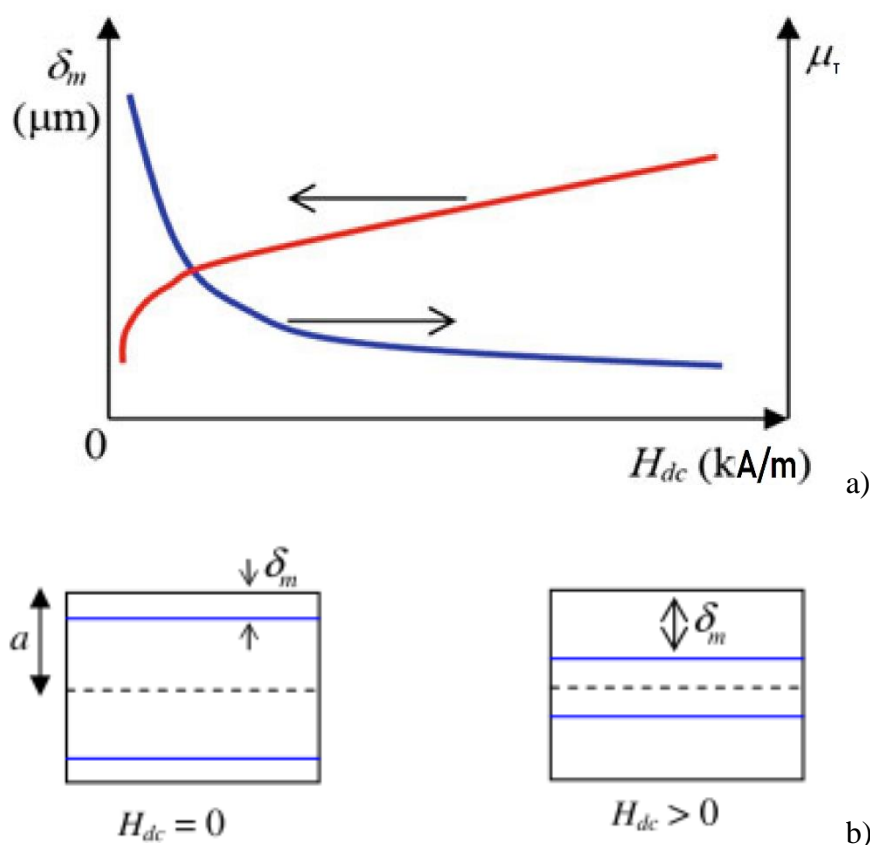
przy czym c jest prędkością światła w próżni, zaś σ jest parametrem charakterystycznym materiału wyrażającym jego przewodność elektryczną. Podstawiając równanie (3.16) do wzoru na k (3.15) a następnie do zależności (3.14) otrzymujemy ostatecznie zależność wiążącą impedancję przewodnika Z z jego poprzeczną przenikalnością magnetyczną μ_T :

$$Z = R_{dc} i \frac{1 + i}{\frac{c}{\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_T}}} \frac{t}{2} \cdot \coth(i \frac{1 + i}{\frac{c}{\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_T}}} \frac{t}{2}) \quad (3.17)$$

Równanie (3.17) wyraża impedancję w kontekście efektu naskórkowości. Efekt naskórkowości opisuje rozkład prądu zmiennego o dużej częstotliwości w przewodniku. Pod wpływem indukowanych prądów wirowych, prąd nie wnika do całej objętości przewodnika,

tylko płynie w warstwie przyściennej. Zależność (3.16) wyraża głębokość wnikania prądu o częstotliwości f dla przewodnika o przenikalności μ_T i przewodności σ .

Przenikalność poprzeczna zależy od częstotliwości f , amplitudy pola AC indukowanego przez przepływ prądu i_w oraz innych czynników: zewnętrznego pola magnesującego H , naprężeń mechanicznych w przewodniku, czy jego temperatury. Rys. 3.1. a) pokazuje typową krzywą zależności względnej przenikalności magnetycznej μ_r od zewnętrznego pola magnesującego H . Zgodnie z zależnością (3.16) zmiana przenikalności μ_r w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H powoduje zmianę głębokości wnikania prądu. Ukazuje to schematycznie rysunek 3.1. b): dla niskiego pola magnesującego H przenikalność magnetyczna jest wysoka, głębokość wnikania jest więc niska – prąd płynie tylko przy powierzchni przewodnika. Natomiast dla wysokiego pola magnesującego H , dla którego przenikalność magnetyczna znacząco spada, głębokość wnikania prądu się zwiększa.



Rys. 3.1. Zmiana głębokości wnikania prądu AC w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H wg. równania (3.16) [49]: a) przykładowa charakterystyka zmian przenikalności magnetycznej i wynikającej z niej głębokości wnikania w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego, b) schematyczne przedstawienie zmiany głębokości wnikania w wyniku przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego

3.1.3 Zakresy częstotliwościowe w zjawisku GMI

Zgodnie z [44, 50] dla efektu GMI można wyróżnić 3 zakresy częstotliwości prądu ac różniących się mechanizmem powstawania zjawiska oraz wielkością zmian impedancji w zjawisku GMI:

1. zakres niskich częstotliwości,
 2. zakres częstotliwości pośrednich,
 3. zakres wysokich częstotliwości.
- Zakres niskich częstotliwości ($f < 0,1$ MHz) - zmiany impedancji pod wpływem zewnętrznego pola magnesującego H spowodowane są zmianą przenikalności magnetycznej μ , która wpływa na indukcyjność L_{ind} przewodnika. W tym przypadku efekt naskórkowości jest bardzo słaby, ponieważ głębokość wnikania δ_m jest znacząco większa niż grubość/średnica typowego przewodnika. Dla tego zakresu częstotliwości, impedancja wyrażona jest zależnością:

$$Z = R_{dc} + i2\pi f L_{ind} \quad (3.18)$$

- Zakres częstotliwości pośrednich ($0,1 \text{ MHz} < f < 10 \text{ MHz}$) – występują znaczące zmiany impedancji (~500%) w wyniku zmiany głębokości wnikania prądu AC wywołanej efektem naskórkowości (3.17). Wynika to ze znaczącej zmiany przenikalności magnetycznej μ pod wpływem zewnętrznego pola magnesującego H . Zmiana głębokości wnikania powoduje zmiany zarówno w rzeczywistej R jak i urojonej X części impedancji. W tym zakresie częstotliwości grubość/średnica przewodnika są porównywalne z głębokością wnikania δ_m . W zakresie częstotliwości pośrednich wyróżniamy 2 podzakresy. Dla częstotliwości w zakresie 0,1 - 1 MHz zmiana przenikalności prowadząca do powstania zjawiska GMI wywołana jest zarówno przez ruch ścian domenowych, jak i rotację wektora magnetyzacji pod wpływem zewnętrznego pola magnesującego H . Z kolei dla podzakresu częstotliwości 1 - 10 MHz ruch ścian domenowych jest silnie tłumiony przez prądy wirowe, więc zasadniczy udział w powstawaniu zjawiska GMI ma rotacja wektora magnetyzacji.

- Zakres wysokich częstotliwości ($10 \text{ MHz} < f$) - zjawisko GMI w tym zakresie wynika z efektu żyromagnetycznego i relaksacji ferromagnetycznej. Maksima na

charakterystykach GMI przesuwają się w stronę wyższych wartości pola magnesującego H , dla których próbka jest nasycona magnetycznie [49]. Znacząca zmiana głębokości wnikania wynika z zaistnienia warunków dla rezonansu ferromagnetycznego (FMR) [51]. W tym zakresie zjawisko GMI osiąga maksymalne wartości % związane z minimalną głębokością wnikania wynoszącą około $0,1 \mu\text{m}$ [52].

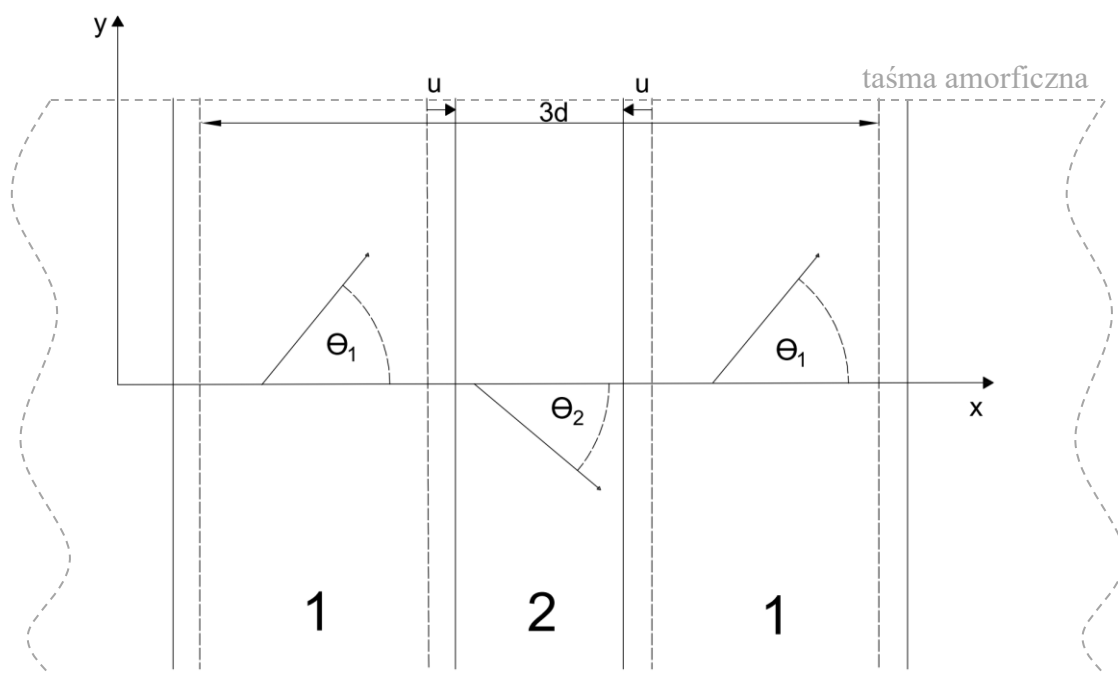
3.1.4 Modele teoretyczne zjawiska GMI

W odniesieniu do trzech wymienionych w rozdziale 3.1.3 zakresów częstotliwości, powstały modele teoretyczne pozwalające na opis zjawiska GMI.

3.1.4.1 Model quazistatyczny

Model quazistatyczny zjawiska GMI zakłada, że częstotliwość wymuszająca f jest tak mała, że możliwe jest osiągnięcie stanu ustalonego magnetycznie przez system w każdym punkcie czasu [53, 54]. W takim przypadku możliwe jest podstawienie do równania 3.14 przenikalności wyznaczonej z równania 3.13 dla $f = 0$. Szczegółowo model ten jest opisany w [44].

W odniesieniu do tematyki rozprawy model quazistatyczny zostanie przedstawiony w odniesieniu do anizotropowej taśmy ferromagnetycznej o periodycznej paskowej strukturze domenowej, przedstawionej na rysunku 3.2. Kąty θ_1 i θ_2 są kątami orientacji wektora magnetyzacji domen 1 i 2, $2d$ to okres struktury domenowej, zaś u jest przemieszczeniem ściany domenowej z pozycji równowagi.



Rys. 3.2. Struktura domenowa taśmy o łatwej osi magnetyzacji wzdłuż osi y [44]

Energię swobodną możemy zapisać jako [55]:

$$U = U_1 + U_2 + U_w \quad (3.19)$$

przy czym U_1 i U_2 to energie swobodne domen 1 i 2 zaś U_w jest energią ścian domenowych

$$U_w = \frac{1}{2} \beta \left(\frac{u}{d} \right)^2 \quad (3.20)$$

przy czym β jest współczynnikiem blokowania ruchu ścian domenowych przez prądy wirowe [56].

W rozpatrywanym modelu, dla uproszczenia, rozpatruje się jedynie składowe pola magnesującego \mathbf{H}_0 równoległe lub prostopadłe do osi łatwego magnesowania. Zakłada się, że jednolite pole zmienne \mathbf{h} leży prostopadłe do osi przewodnika oraz stałego zewnętrznego pola magnesującego \mathbf{H}_0 .

W przypadku gdy pole \mathbf{H}_0 jest prostopadłe do osi łatwej magnetyzacji (\mathbf{H}_0 równoległe do \mathbf{x}), równanie energii domen możemy zapisać w postaci [57]:

$$U_{1,2} = \left(\frac{1}{2} \pm \frac{u}{d} \right) (-\mu_0 M_s \cos \theta_{1,2} + K \cos^2 \theta_{1,2} \mp \mu_0 M_s h \sin \theta_{1,2}) \quad (3.21)$$

przy czym K jest stałą anizotropii magnetycznej opisującą średnią gęstość energii potrzebną do przemagnesowania próbki od osi łatwego do osi trudnego magnesowania. Pole od magnesowania indukowane przez ładunki magnetyczne na ścianach domenowych, które występują gdy $\theta_1 \neq \theta_2$ jest zaniedbywane. Stan ustalony kierunku wektora magnetyzacji \mathbf{M}_0 następuje gdy $\cos \theta_1 = \cos \theta_2 = \cos \theta_0 = H_0/H_k$ (dla $H_0 \leq H_k$), przy czym H_k jest to natężenie pola magnetycznego równoważące wpływ anizotropii magnetycznej materiału, wyrażane zależnością:

$$H_k = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (3.22)$$

Pole anizotropii H_k wyraża wartość pola magnesującego H , jakie musi działać na próbkę aby namagnesować ją zgodnie z kierunkiem osi łatwej magnetyzacji. Wartość ta

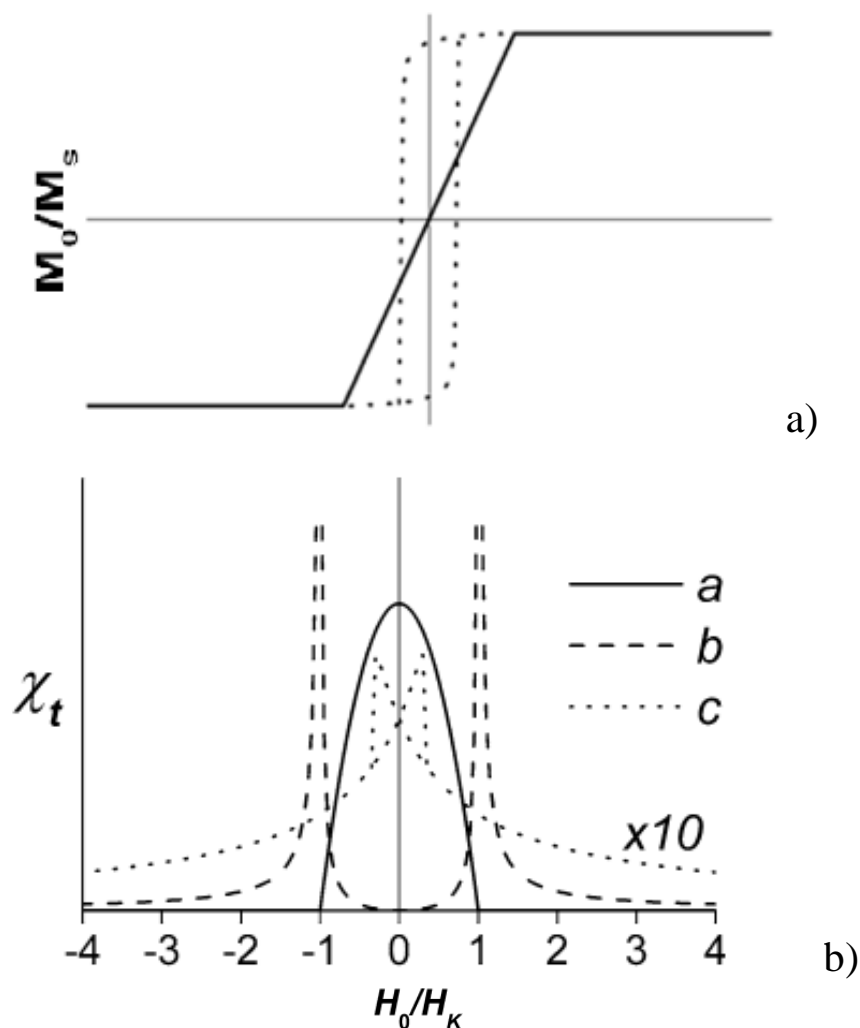
zależy od anizotropii materiału, naprężeń wewnętrznych czy temperatury. Dla wartości pola magnesującego $H = H_k$ przenikalność magnetyczna materiału jest największa, w związku z czym wartość zmian impedancji również będzie największa.

Poprzez minimalizację energii swobodnej U w odniesieniu do parametrów θ_1 , θ_2 i u można wyznaczyć przenikalność poprzeczną przewodnika. Dokładne obliczenia przedstawiono w publikacjach [54, 58].

W przypadku, założenia, że ruch ścian domenowych nie jest blokowany, przemieszczenie ścian domenowych jest dominującym mechanizmem magnetyzacji, rotacja wektora magnetyzacji może być pominięta. Zakładając, że kąty $\theta_1 = \theta_2 = \theta_0$ są stałe i minimalizując energię swobodną w odniesieniu do u , uzyskujemy $u/h = 2d\mu_0 M_s \sin \theta_0 / \beta$ zaś równanie poprzecznej podatności magnetycznej χ_{tdw} wynosi [57]:

$$\chi_{tdw} = \frac{2u}{dh} M_s \sin \theta_0 = \frac{4\mu_0 M_s^2}{\beta} \left(1 - \frac{H_0^2}{H_k^2} \right) \quad (3.23)$$

Zależność wartości podatności magnetycznej χ_{tdw} od pola magnesującego H przedstawia krzywa a na rysunku 3.3 b).



Rys. 3.3. a) Pętla histerezy materiału, wykorzystywana w modelu quazistatycznym
 b) Charakterystyka zmian podatności magnetycznej wyliczonej dla taśmy jednoosiowej,
 Krzywa : **a**- \mathbf{H}_0 prostopadłe do osi łatwej magnetyzacji- składowa wywołana ruchem ścian domenowych, **b**- \mathbf{H}_0 prostopadłe do osi łatwej magnetyzacji- składowa wywołana obrotem wektora magnetyzacji, **c**- \mathbf{H}_0 równoległe osi łatwej magnetyzacji [44]

W przypadku zaś gdy założymy że ruch ścian domenowych jest całkowicie zablokowany ($u=0$), podatność poprzeczną χ_{trot} można wyliczyć poprzez minimalizację energii swobodnej w odniesienie do kątów θ_1 i θ_2 i wynosi ona [57]:

$$\chi_{trot} = \frac{M_s \cos^2 \theta_0}{H_0 \cos \theta_0 - H_k \cos 2 \theta_0} \quad (3.24)$$

Zależność wartości podatności χ_{rot} od pola przedstawia krzywa b na rysunku 3.3 b) .

W przypadku gdy pole \mathbf{H}_0 jest równoległe do osi łatwej magnetyzacji (\mathbf{H}_0 równoległe do osi y) występuje tylko jeden mechanizm zmiany przenikalności. Ponieważ pole zmienne jest poprzeczne do ścian domenowych, to nie wywołuje ich ruchu i jedynie obrót magnetyzacji ma wpływ na podatność poprzeczną. W tym wypadku podatność wyraża się równaniem [57]:

$$\chi_{trot} = \frac{M_s}{H_k} \left(1 - \frac{M_0 H_0}{M_s H_k} \right) / \left(1 - \frac{H_0^2}{H_k^2} \right) \quad (3.25)$$

przy czym $M_0 = 2M_s u/d$ (gdzie d to średnia szerokość domeny, zaś u jest przemieszczeniem ściany domenowej z pozycji równowagi) jest składową stałą magnetyzacji. Zależność podatności poprzecznej od zewnętrznego pola magnetycznego wyznaczona na podstawie krzywej histerezy materiału $M_0(\mathbf{H}_0)$ przedstawionej na rysunku rysunek 3.3 a), pokazuje krzywa c na rysunku 3.3 b). Dla wartości pól magnesujących \mathbf{H}_0 dużo większych niż pole koercji, gdy próbka jest nasycona magnetycznie, zależność upraszcza się do postaci:

$$\chi_{trot} = \frac{2M_s}{H_0 + H_k} \quad (3.26)$$

3.1.4.2 Model prądów wirowych

Ponieważ przy wzroście częstotliwości magnesowania materiału ferromagnetycznego ruch ścian domen magnetycznych jest coraz silniej blokowany, model quazistatyczny może być używany jedynie dla częstotliwości sygnału wymuszającego efekt GMI poniżej 100 kHz. Dla tego zakresu głębokość wnikania prądu jest o wiele większa od wymiarów przewodnika i efekt naskórkowości jest pomijalnie mały. Dlatego zmiany impedancji w zjawisku GMI są zbyt małe by znalazły praktyczne zastosowanie do budowy sensorów.

Prawidłowa ocena wpływu ruchu ścian domenowych na zjawisko GMI w zakresie średnich i dużych częstotliwości, wymaga uwzględnienia blokowania ruchu ścian domenowych przez prądy wirowe. Przybliżone oszacowanie wpływu częstotliwości sygnału wymuszającego na zjawisko GMI może być otrzymane poprzez zmianę współczynnika blokowania ruchu ścian domenowych β w równaniu (3.15). Istnieje podejście [58] używające sił tarcia lepkiego do fenomenologicznego opisu blokowania ruchu ścian domenowych. Wtedy zależność podatności poprzecznej od częstotliwości będzie wyrażało równanie:

$$\chi_{tdw} = \frac{\chi_0}{1 - i\tau 2\pi f} \quad (3.27)$$

Przy czym czas relaksacji τ jest parametrem wyznaczanym na bazie wyników eksperymentalnych.

Przewidziano teoretycznie [27] i dowiedziono eksperymentalnie [59], że ruch ścian domenowych w materiałach magnetycznie miękkich o przewodności typowej dla materiałów krystalicznych, nanokrystalicznych i amorficznych jest całkowicie blokowany dla częstotliwości sygnału wymuszającego powyżej 100 kHz. Badania eksperymentalne wskazują na poprawność modelu prądów wirowych w zakresie częstotliwości od 100 kHz do 30 MHz [49].

3.1.4.3 Modele zjawiska GMI dla wyższych częstotliwości

Ze względu na silne tłumienie ruchu ścian domenowych, dla zakresu wysokich częstotliwości sygnału wymuszającego efekt GMI (powyżej 10 MHz) muszą być brane pod uwagę dwa zjawiska, które dla mniejszych częstotliwości mogły zostać pominięte: relaksacja ferromagnetyczna oraz efekt żyromagnetyczny. Relaksacja ferromagnetyczna powoduje blokowanie obrotu magnetyzacji wyznaczając minimalną głębokość wnikania dla przewodników ferromagnetycznych. Efekt żyromagnetyczny zaś powoduje precesyjny ruch wektora magnetyzacji i występowanie maksimum przenikalności dla wyższych stałych pól magnesujących H [44].

Wyróżniamy dwa podstawowe modele zjawiska GMI dla zakresu wysokich częstotliwości: model elektromagnetyczny nie uwzględniający reakcji wymiany oraz model przewodności wymiany, który ją uwzględnia.

• **Model elektromagnetyczny** – model ten zakłada rozwiązanie równań (3.9), (3.13) przy założeniu rezonansu ferromagnetycznego (ang. Ferromagnetic Resonance, FMR), pomijając reakcje wymiany dla pola efektywnego [48, 60]. Zależność pomiędzy zjawiskiem GMI a FMR została wykazana przez zespół A. Yelon [61, 62] dla próbek magnetycznie nasyconych. Absorbpcja energii jest rozumiana jako zwiększająca się impedancja, która zachodzi dla częstotliwości rezonansowej:

$$\omega_r = \gamma\mu\sqrt{(H + M_s)(H + 2K/\mu M_s)} \quad (3.28)$$

Dla takiego przypadku przenikalność poprzeczna prezentuje charakterystyczne zachowanie rezonansowe z maksimum dla części urojonej i zmianą znaku części rzeczywistej dla pola magnesującego H wyliczonego z warunków rezonansu FMR [63]. Dla warunków

rezonansu, przenikalność magnetyczna wzrasta znacząco, a głębokość wnikania prądu jest poważnie ograniczona. Dla ustalonej częstotliwości sygnału wymuszającego, zwiększenie stałego pola magnesującego H prowadzi do przesunięcia się częstotliwości rezonansowej, przez co przenikalność magnetyczna się zmniejsza wywołując duży spadek impedancji w zjawisku GMI.

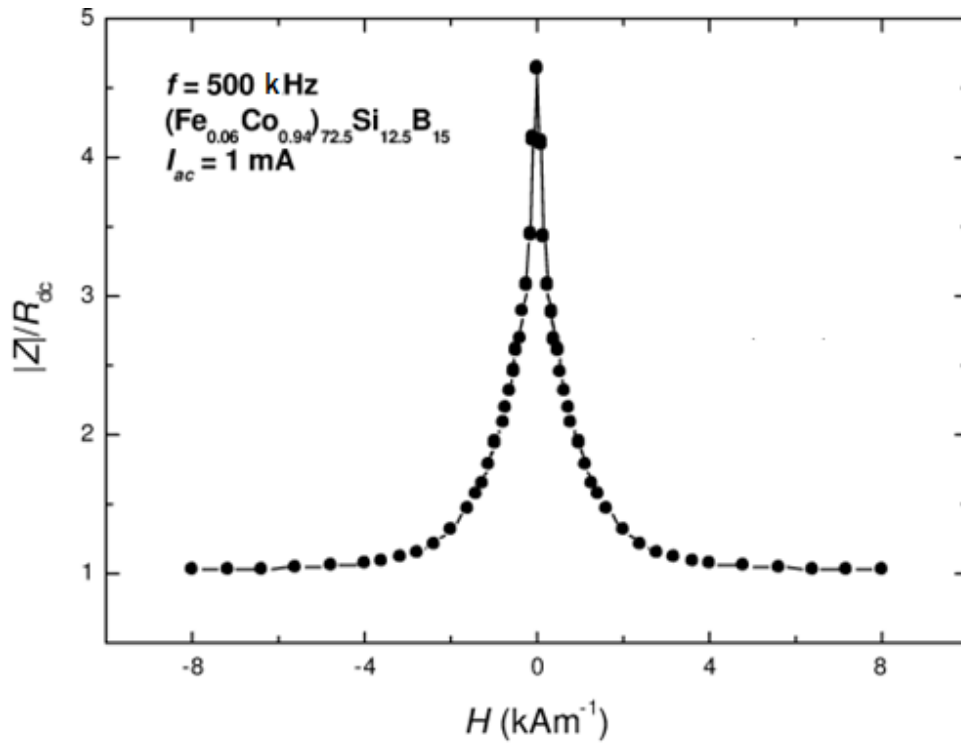
• **Model oddziaływań wymiany - przewodności** – model ten uwzględnia warunki wymiany przy wyznaczaniu wartości efektywnego pola magnesującego H . Z tego powodu równania (3.9) i (3.13) muszą być rozwiązywane jednocześnie. Efekt wymiany przewodności powoduje sprzężenie zwrotne pomiędzy efektem naskórkowości i oddziaływaniem wymiany. W próbce, przez którą płynie prąd przemienny, indukowany jest przemienny wektor magnetyzacji. W skutek występowania efektu naskórkowego, następuje zmiana rozkładu przestrzennego magnetyzacji w przekroju przewodnika – największa amplituda wektora magnetyzacji występuje na powierzchni przewodnika, a następnie maleje wraz ze spadkiem odległości od środka przewodnika. Skutkuje to niehomogenicznym rozkładem magnetyzacji w przekroju rozpatrywanego przewodnika, co wywołuje wzrost wartości energii wymiany. Ten wzrost wartości energii wymiany skutkuje zmniejszeniem efektu naskórkowości [44]. Przeciwny i wzajemny charakter tych zjawisk (efekt naskórkowości i oddziaływań wymiany) skutkuje osiągnięciem stanu równowagi w materiale.

Żaden z wyżej wymienionych modeli nie może być stosowany do wszystkich zakresów częstotliwościowych. Ponadto modele te nie tłumaczą w pełni podstaw fizycznych zjawiska GMI ze względu na stosowane w modelach uproszczenia.

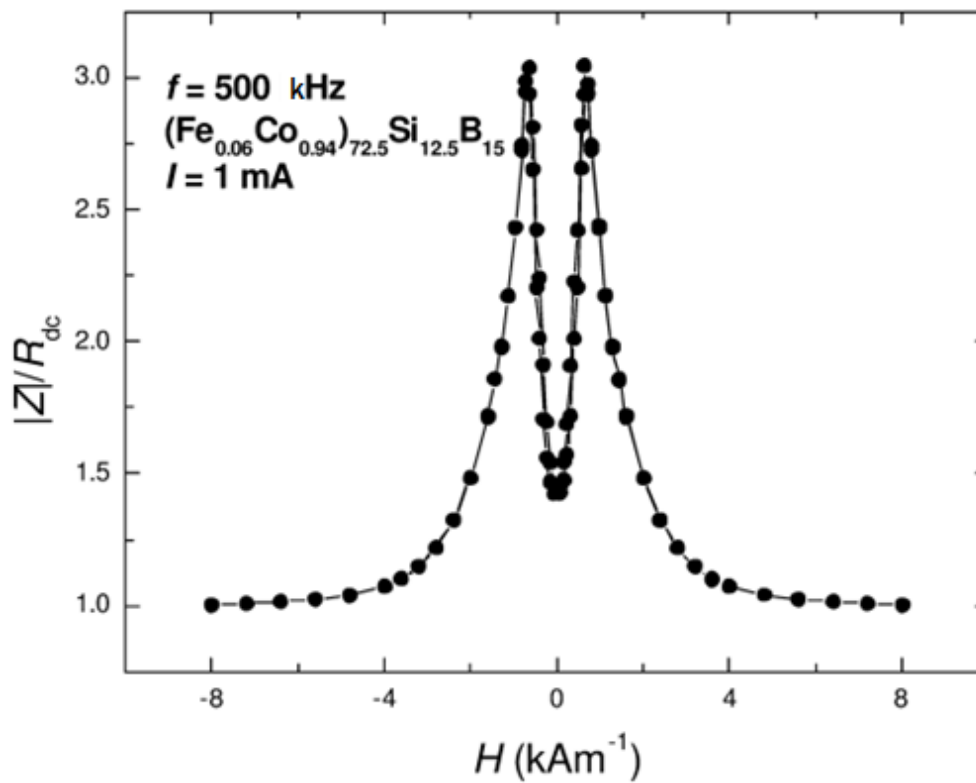
3.1.5 Kształt krzywej GMI

Dla zjawiska GMI wyróżniamy dwa podstawowe typy charakterystyk GMI: jedno- (rys. 3.4 a) i dwuszczytowa (rys. 3.4 b). Maksima charakterystyki odpowiadają maksimum wartości przenikalności magnetycznej badanej próbki.

Krzywa jednoszczytowa jest charakterystyczna dla materiałów o osi łatwego magnesowania równoległej do osi próbki (wzdłużna anizotropia magnetyczna). W takich materiałach przenikalność poprzeczna zależy od obrotu wektora magnetyzacji. W rezultacie, impedancja przewodnika osiąga maksimum dla wartości zewnętrznego pola magnesującego $H = 0$, i spada wraz z wzrostem wartości modułu zewnętrznego pola magnesującego, co przedstawiono na rysunku 3.4 a.



a)



b)

Rys. 3.4. Charakterystyki względnych zmian impedancji w odniesieniu do rezystancji stałoprądowej przewodnika w funkcji zewnętrznego pola magnesującego: a) charakterystyka jednoszczytowa (bez przyłożonych naprężeń), b) charakterystyka dwuszczytowa (z naprężeniami rozciągającym 133 MPa) [64]

Krzywa dwuszczytowa jest charakterystyczna dla materiałów o osi łatwego magnesowania prostopadłej do kierunku magnesowania próbki (poprzeczna anizotropia magnetyczna). Pole magnesujące skierowane wzdłuż osi próbki (równoległe do osi trudnej magnetyzacji) powoduje obrót wektora magnetyzacji dla każdej domeny zgodnie z kierunkiem zewnętrznego pola magnesującego H . Impedancja przewodnika osiąga minimum lokalne dla wartości zewnętrznego pola magnesującego $H = 0$. Przenikalność poprzeczna, a zarazem impedancja przewodnika, wzrasta wraz ze zwiększaniem wartości modułu pola magnesującego H . Wzrost ten następuje aż do momentu, gdy zewnętrzne pole magnesujące H_k zrównoważy anizotropię poprzeczną. Następnie impedancja przewodnika spada wraz ze wzrostem wartości modułu zewnętrznego pola magnesującego H . W ten sposób otrzymywana jest krzywa dwuszczytowa, przedstawioną na rysunku 3.4 b, z dwoma maksimumami opowiadającymi wartości $\pm H_k$.

Punkty charakterystyczne krzywej dwuszczytowej to wartości impedancji maksimumów oraz minimum lokalnego oraz wartości H_k . Parametry tych punktów zależą od zastosowanego materiału oraz kształtu próbki. Dodatkowo mogą być modyfikowane poprzez odpowiednią obróbkę termiczną materiału [65].

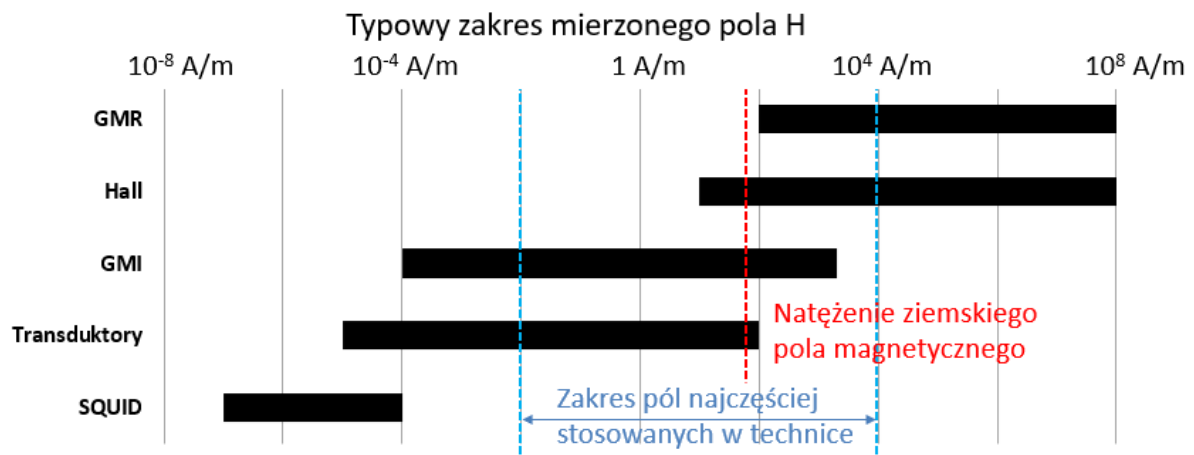
3.2 Sensory pól magnetycznych

3.2.1 Zakres zastosowań sensorów pól magnetycznych

Sensory do pomiarów pola magnetycznego pełnią kluczową rolę w wielu dziedzinach dzisiejszej nauki i techniki. Do obszarów ich zastosowania zalicza się: badania przestrzeni kosmicznej [66], zastosowania wojskowe i systemy bezpieczeństwa [67], pamięć magnetyczną dużej gęstości [68], badania nieniszczące [69], nawigację [70], geologię [71], medycynę [72], przekładniki prądowe [73] i wiele innych [74]. Dla każdego z konkretnych zastosowań, jest wymagana odpowiednia kombinacja parametrów metrologicznych, z pośród wielu najczęściej używanych parametrów: czułości, liniowości, histerezy, zakresu pomiarowego, współczynnika błędu temperaturowego, szumu, błędu zera, odporności na warunki środowiskowe, kosztu, zapotrzebowania energetycznego, rozmiaru, stabilności długoterminowej itd.

Aktualnie dostępna jest szeroka gama sensorów magnetycznych takich jak: sensory Halla [75], sensory indukcyjne [76], transduktory [77], sensory magneto-optyczne [78], sensory AMR [79], sensory GMR [80], sensory wykorzystujące zjawisko rezonansu

magnetycznego [81], sensory typu SQUID (Superconductive quantum interference device) [82] itd. Jednakże nie wszystkie wymienione typy sensorów są powszechnie dostępne na rynku, konstrukcja części z nich jest jeszcze w fazie prototypów lub nie została jeszcze skomercjalizowana. Do najczęściej używanych sensorów pola magnetycznego należy zaliczyć: sensory GMR, Halla, Transduktorowe, SQUID. Rysunek 3.5 prezentuje typowe zakresy pól magnetycznych mierzone przez dany typ sensora.



Rys. 3.5. Zestawienie najczęściej używanych sensorów pola magnetycznego [83]

Przetworniki typu SQUID cechują się najwyższą rozdzielczością, a pole magnesujące H mierzone przez ten przetwornik jest rzędu 10^{-7} - 10^{-4} A/m [83]. Czujniki SQUID stosowane są między innymi do pomiarów sygnałów magnetycznych generowanych przez narządy organizmów żywych (magnetokardiografia [84], magnetoencefalografia [85]). Jednakże do działania sensory SQUID wymagają warunków kriogenicznych (temperatura 9,3 K) [15], a sama aparatura pomiarowa jest bardzo złożona [86].

Sensory transduktorowe były z powodzeniem stosowane w czasie II Wojny Światowej [87], lecz jest to konstrukcja trudna do miniaturyzacji, wymagająca o wiele większej mocy zasilania w porównaniu do innych sensorów [88]. Typowy zakres pól magnesujących H mierzonych przy pomocy tych sensorów wynosi od 10^{-5} - 10^2 A/m. Taki zakres sprawia, że transduktory znajdują zastosowanie w technice kosmicznej [89] czy badaniach nieniszczących [90].

Sensory oparte na efekcie Halla lub GMR ze względu na zakres i czułość są stosowane do pomiaru średnich oraz silnych pól magnetycznych. Służą one zazwyczaj do pomiarów pola ziemskiego w postaci magnetycznego kompasu, odczytu pamięci magnetycznej, czy jako

przekładniki prądowe. Z pośród wyżej wymienionych najtańsze w wytworzeniu oraz najmniej energochłonne są sensory GMR. Posiadają one jednak niewielką czułość ze względu na fakt że współczynnik zmian rezystancji GMR wynosi typowo ok 1% na 100 A/m.

3.2.2 Konstrukcje prototypowe sensorów pola magnetycznego wykorzystujące zjawisko GMI

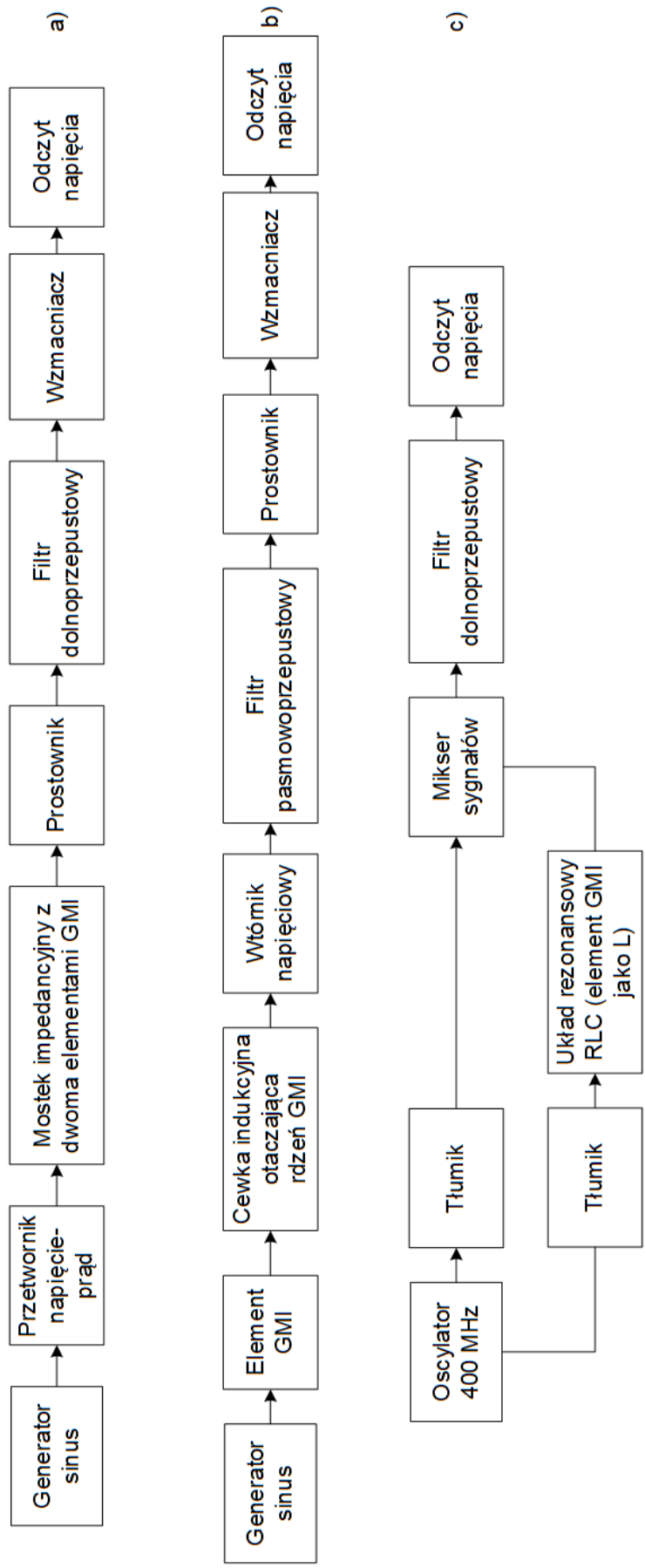
Od samego początku badań nad zjawiskiem GMI, podkreślano aspekt aplikacyjny pod kątem pomiaru natężenia pola magnetycznego. Zjawisko GMI polega na pomiarze zmieniającej się pod wpływem pola impedancji przewodnika, jednakże zalicza się do sensorów GMI konfiguracje nie mierzące impedancji przewodnika, lecz amplitudę lub fazę napięcia indukowanego w cewce otaczającej przewodnik GMI [91]. Bardzo zbliżone konstrukcyjnie są transduktory magnetyczne z polami prostopadłymi [92], różniące się głównie zakresem stosowanych częstotliwości wymuszających.

Zanim odkryto i opisano w 1994 r. mechanizm zjawiska GMI, już w 1991r. zaproponowano sensor pola magnetycznego opierający się na pomiarze impedancji taśmy amorficznej zasilanej prądem o częstotliwości 2 MHz [93]. Sensory wykorzystujące konfigurację impedancyjną (ang. diagonal) pomiaru impedancji, zazwyczaj budowane są w formie mostka z wykorzystaniem 2 elementów czynnych GMI w 2 ramionach mostka [94, 95, 96, 97]. Poprawia to rozdzielczość pomiaru. Na rysunku 3.6 a) prezentowany jest schemat blokowy takiego sensora. W celu linearyzacji charakterystyki sensora, elementy czynne są otoczone cewkami zapewniającymi podmagnesowanie i przesunięcie punktu pracy na liniową część charakterystyki.

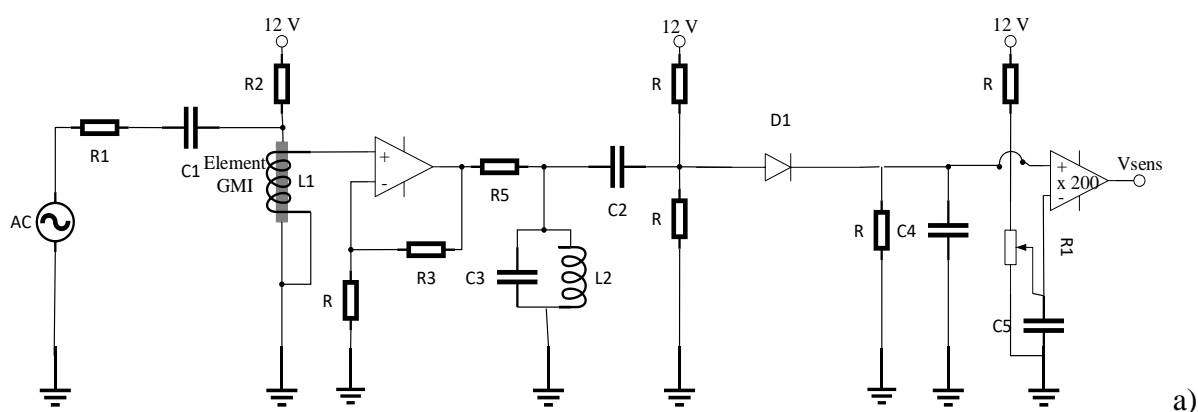
Większość publikacji na temat zjawiska GMI skupia się na osiągnięciu możliwie dużej zmiany impedancji lub szerokiego zakresu liniowego charakterystyki [98, 99], co pozytywnie wpływa na właściwości metrologiczne sensorów w konfiguracji impedancyjnej. Jednak w literaturze poświęconej budowie sensorów GMI spotyka się również układy wykorzystujące cewkę indukcyjną (ang. off-diagonal) otaczającą element czynny [100, 74, 101, 102, 91, 18, 103]. Zgodnie z prawem indukcji Faradaya, prąd wysokiej częstotliwości przepływający przez element czynny GMI, będzie wytwarzał zmienny strumień indukcji magnetycznej wokół przewodnika, co prowadzi do indukowania napięcia w cewce otaczającej przewodnik. Zmiana amplitudy indukowanego napięcia może być wywołana zmianą przenikalności magnetycznej rdzenia cewki – elementu czynnego GMI. Na rysunku 3.6 b)

przedstawiony jest schemat blokowy przykładowego sensora w konfiguracji z cewką indukcyjną. Tego typu sensory najczęściej składają się z dwóch elementów czynnych, i dwóch cewek otaczających materiały GMI. Sygnały są odejmowane, co w połączeniu z cewkami podmagnesowującymi elementy czynne polami magnetycznymi o tej samej wartości lecz przeciwnym kierunku, pozwala na uzyskanie liniowej charakterystyki z offsetem bliskim zeru. Oczywiście wadą tego rozwiązania jest fakt, że oba elementy GMI powinny mieć identyczne charakterystyki, co jest utrudnione nawet dla rdzeni wykonanych z tego samego materiału i procesu technologicznego, ze względu na lokalne zaburzenia struktury. Sensory te mogą być realizowane przy wykorzystaniu elektroniki analogowej (rysunek 3.7 a) lub przy użyciu techniki mikroprocesorowej i układów cyfrowych (rysunek 3.7 b).

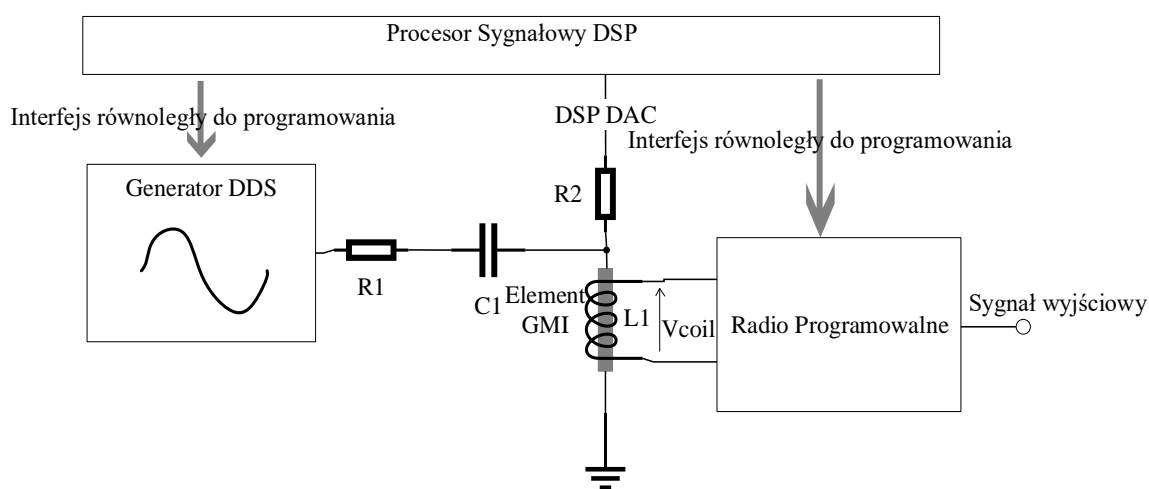
Istnieją również rozwiązania wykorzystujące pomiar przesunięcia fazowego wywołanego przez element GMI pracujący jako induktor [104, 105]. Wraz ze zmianą zewnętrznego pola magnesującego H zmienia się przenikalność magnetyczna materiału, charakter elementu GMI zmienia się z indukcyjnego na rezystancyjny. Wprowadzane przez element GMI przesunięcie fazowe będzie więc silnie zależało od zewnętrznego pola magnesującego H . Rysunek 3.6 c) przedstawia schemat blokowy sensora GMI w układzie pomiaru przesunięcia fazowego. Prototypy sensorów w tym układzie są najrzadziej spotykane, lecz istnieją rozwiązania [106] poprawiające ich czułość i pozwalające im konkurować z układami bazującymi na pomiarze impedancji.



Rys. 3.6. Schematy blokowe sensorów GMI o różnej zasadzie działania: a) sensor GMI w konfiguracji impedancyjnej [96], b) sensor GMI w konfiguracji z cewką indukcyjną [107], c) sensor GMI wykorzystujący pomiar przesunięcia fazowego [104]



a)



b)

Rys. 3.7. Przykłady realizacji sensora GMI w konfiguracji z cewką indukcyjną: a) w pełni analogowy układ przetwarzania, [74] b) układ wykorzystujący generator cyfrowy DDS, mikroprocesor sygnałowy DSP oraz radio programowalne SDR [91]

Konstrukcje prototypowe sensorów GMI zazwyczaj były budowane w oparciu o drut amorficzny [94, 100, 74, 18, 101, 102, 91]. Wynika to z prostszego procesu technologicznego w porównaniu z produkcją taśm czy cienkich warstw oraz wstępnych założeń, że zmiany impedancji o potencjale aplikacyjnym wymagają w przypadku taśm i cienkich warstw częstotliwości rzędu GHz [44, 83]. Na przestrzeni lat pojawiały się jednak sensory o elemencie czynnym GMI w postaci taśmy amorficznej [93, 96, 103, 105] czy cienkich warstw [95, 104].

3.3 Nowoczesne materiały magnetyczne

3.3.1 Magnetyki amorficzne

Klasą materiałów magnetycznych będącą obecnie w centrum zainteresowania wielu grup naukowców są stopy metaliczne o budowie amorficznej będące stosunkowo nowym rodzajem materiałów. Stan amorficzny materiału powstaje w procesie gwałtownego schłodzenia oraz przemiany ze stanu ciekłego do stanu stałego [108]. W wyniku szybkiego chłodzenia nie tworzy się struktura krystaliczna, ale zamiast tego powstaje faza stała jedynie z uporządkowaniem bliskiego zasięgu [109]. Ze względu na amorficzny stan materiału przypominający strukturę szkła materiały te zwane są też ‘szkłami metalicznymi’.

Pierwszy metaliczny stop amorficzny [110] został wytworzony w 1960 r. przez naukowców z uniwersytetu Caltech w Kalifornii. Amorficzne materiały magnetyczne są wytwarzane w postaci drutów, taśm oraz cienkich warstw. Tabela 3.1 podsumowuje właściwości metod otrzymywania poszczególnych rodzajów materiałów. Jednoznacznie można stwierdzić, że o ile możliwości produkcji drutów amorficznych jest wiele, optymalna do wytwarzania taśm amorficznych jest metoda wirującego bębna opracowana w 1976 roku [111]. Obecnie magnetyczne materiały amorficzne są wytwarzane na skalę przemysłową przez trzy firmy na świecie: Metglas Inc., Hitachi Metals i Vaccumschmelze. Równoczesna dostępność technologii sprawiła, że wiele ośrodków badawczych ma infrastrukturę pozwalającą na produkcję materiałów z różnych stopów.

Tabela 3.1 Techniki wytwarzania materiałów amorficznych i ich typowe parametry [49].

Metoda wytwarzania	Otrzymywany typ materiału	Typowe wymiary (μm)	Typowa prędkość chłodzenia (K/s)
Przędzenie ze stopu	Drut o przekroju okrągłym	\varnothing 1-300	$10^4 - 10^6$
Przędzenie w wirującej wodzie	Drut o przekroju okrągłym	\varnothing 30-300	$10^5 - 10^6$
Metoda Taylor’a dla drutów	Drut o przekroju okrągłym	\varnothing 2-100	$10^3 - 10^6$
Przędzenie ze stopu z pokrywaniem szkłem	Drut z szklaną otoczką	\varnothing 3-50	$10^4 - 10^7$
Elektro osadzanie	Drut pokryty warstwą magnetyczną	\varnothing 2-1000	-
Technika wirującego bębna	Taśma amorficzna	Grubość 15-25	$10^6 - 10^8$
Napylanie	Cienkie warstwy	Grubość 0,1-10	-

Amorficzne materiały magnetyczne można podzielić na grupy ze względu na skład chemiczny. I tak wyróżniamy materiały na bazie żelaza (Fe), kobaltu (Co), oraz żelaza i niklu (Fe-Ni). Do tych materiałów dodawane są dodatki stopowe utrudniające tworzenie się struktury krystalicznej.

Materiały amorficzne na bazie żelaza cechują się wysoką indukcją nasycenia $B_s \approx 1,6$ T oraz ze względu na fakt, że żelazo ma dużą dodatnią magnetostrykcję, to jego stopy również posiadają znaczną dodatnią magnetostrykcję nasycenia λ_s (od około 25 do 30 $\mu\text{m/m}$). Stosunkowo duża przenikalność względna μ_r , wynosząca dla taśm w stanie wyjściowym ok. 45 000, w połączeniu z niewielkim polem koercji $H_c \approx 10$ A/m oraz wysoką indukcją nasycenia sprawia, że materiał ten jest znakomity do zastosowań energetycznych. Ponadto, wysoka wartość parametru magnetostrykcji nasycenia czyni te materiały odpowiednimi dla zastosowań w sensorach magnetostrykcyjnych. Ponadto materiały amorficzne na bazie żelaza z dodatkami stopowymi w postaci Niobu (Nb) i Miedzi (Cu) pozwalają w procesie odpowiedniej obróbki termicznej na wytworzenie struktury nanokrystalicznej. W wyniku tego w amorficznej osnowie występują krystality o wymiarach pojedynczych nanometrów. Prowadzi to do znacznego wzrostu względnej przenikalności początkowej mogącej wynosić nawet 1 000 000 [112].

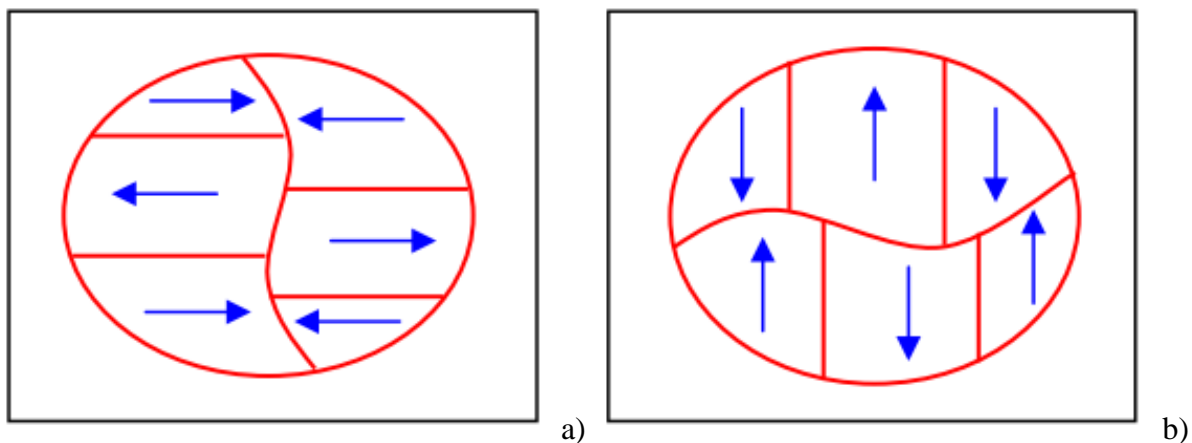
Materiały amorficzne na bazie kobaltu wyróżniają się wysoką względną przenikalnością magnetyczną sięgającą nawet 300 000 dla stanu wyjściowego i bardzo małym polem koercji ok. 5 A/m. Materiały te będą miały najmniejszą indukcję nasycenia wynoszącą około 0,55 T i najniższą temperaturę Curie z spośród wszystkich grup magnetycznych materiałów amorficznych. Fakt, iż kobalt posiada niewielką ujemną magnetostrykcję nasycenia, zaś żelazo dużą dodatnią pozwala na tworzenie materiałów amorficznych na bazie kobaltu z dodatkiem żelaza o magnetostrykcji zbliżonej do zera. Bazą do wytworzenia takiego materiału jest stop $\text{Co}_{94}\text{Fe}_6$. Amorficzne materiały magnetyczne na bazie kobaltu znajdują zastosowanie w ekranach magnetycznych, sensorach oraz są stosowane w wysokoczęstotliwościowych urządzeniach telekomunikacyjnych.

Magnetyki amorficzne na bazie żelaza i niklu cechują się znacząco mniejszą indukcją nasycenia w porównaniu do stopów na bazie żelaza wynoszącą około 0,8 T, lecz posiadają większą przenikalność magnetyczną w stanie wyjściowym (powyżej 50 000). Co więcej materiały te posiadają dodatnią magnetostrykcję nasycenia λ_s (około 12 $\mu\text{m/m}$). Parametry magnetyczne tych materiałów są pewnym kompromisem i uśredniają właściwości materiałów

na bazie żelaza i kobaltu. Z tego powodu materiały te stosowane są w budowie sensorów pola magnetycznego [113].

Magnetyki amorficzne podobnie jak inne materiały magnetyczne posiadają strukturę domenową. Anizotropia naprężeń (zewnętrznych oraz wewnętrznych powstałych w procesie produkcji) wpływa znacząco na strukturę domenową materiału. Naprężenia powstałe w procesie produkcji, mają zazwyczaj kierunek wzdłuż materiału ze względu na fakt, iż proces produkcji wprowadza takie naprężenia do materiału jak wyciąganie (wyciąganie taśmy przez wirujący bęben).

Struktura domenowa dla materiałów o dodatniej i ujemnej magnetostrykcji jest znacząco inna, co przedstawia rysunek 3.8. Dla taśm o dodatniej magnetostrykcji np. taśm na bazie żelaza (rysunek 3.8 a) kierunek wzdłuż osi taśmy będzie kierunkiem preferowanym. Oznacza to, że oś łatwej magnetyzacji materiału jest równoległa do osi taśmy. Ustawienie domen magnetycznych w poprzek osi taśmy będzie faworyzowane dla taśm o magnetostrykcji ujemnej np. taśm na bazie kobaltu (rysunek 3.8 b). Taką konfigurację określa się anizotropią poprzeczną – oś łatwej magnetyzacji jest prostopadła do kierunku taśmy. Takie ustawienie jest preferowane dla osiągnięcia dużej wartości zmian impedancji materiału w zjawisku GMI [49].



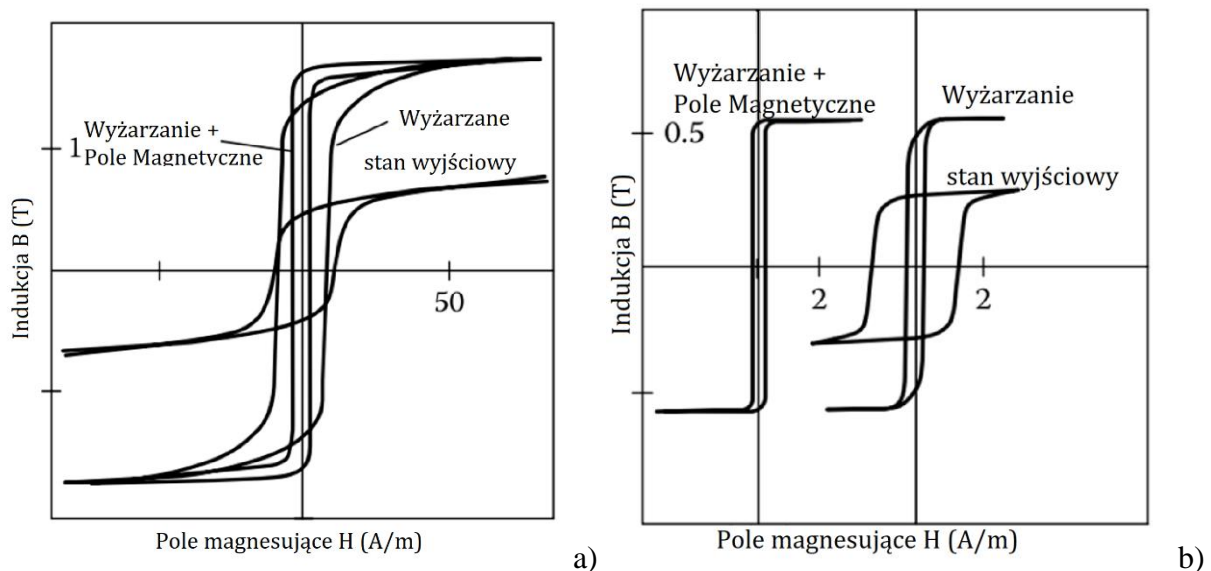
Rys. 3.8. Ilustracja pogładowa ułożenia domen w taśmie amorficznej: a) taśma o dodatniej magnetostrykcji, b) taśma o ujemnej magnetostrykcji [49]

Do uzyskania wyżej opisanej anizotropii dla taśm niezbędne jest zmniejszenie wpływu anizotropii naprężeń poprzez relaksację naprężeń powstałych w czasie obróbki. Dalsze

kształtowanie kierunku anizotropii jest możliwe poprzez zastosowanie odpowiednich procesów relaksacji termicznej [49].

3.3.2 Wpływ relaksacji termicznej i termomagnetycznej na właściwości materiałów amorficznych

Najpopularniejszą metodą zmiany właściwości magnetycznych materiałów jest relaksacja termiczna. Proces ten polega na wygrzewaniu – wyżarzaniu materiału amorficznego w celu relaksacji naprężeń powstałych w procesie produkcji i wytworzenie odpowiedniego uporządkowania bliskiego zasięgu. W wyniku wygrzewania zwiększa się maksymalna względna przenikalność magnetyczna μ_r , zaś zmniejsza pole koercji materiału co widać na rys. 3.9.



Rys. 3.9. Wpływ relaksacji termicznej na taśmy amorficzne: a) taśma na bazie Fe [114], b) taśma na bazie Co [115]

Połączenie procesu wyżarzania materiału z zadawaniem naprężeń lub umieszczeniu materiału w polu magnetycznym pozwala na uzyskanie jeszcze bardziej jednoznacznej anizotropii poprawiającej właściwości magnetyczne materiału. Istnieje wiele metod wygrzewania materiału do których możemy zaliczyć [116]:

- wyżarzanie konwencjonalne – ciepło jest dostarczane przy pomocy pieca w którym umieszczona jest próbka,

- wyżarzanie konwencjonalne w obecności pola magnetycznego – na wyżarzany materiał działa dodatkowo pole magnetyczne,
- wyżarzanie konwencjonalne w obecności naprężeń – na wyżarzany materiał działa dodatkowo pole magnetyczne,
- wyżarzanie konwencjonalne w obecności pola magnetycznego i naprężeń- na wyżarzany materiał działa dodatkowo pole magnetyczne i naprężenia,
- wyżarzanie prądem stałym– wyżarzanie Joulowskie – ciepło wywarzające materiał jest dostarczane w postaci płynącego prądu dc przez obrabianą próbkę,
- wyżarzanie prądem zmiennym,
- wyżarzanie prądem w obecności naprężeń,
- wyżarzanie laserowe.

Na rysunku 3.9 przedstawiono charakterystyki $B(H)$ materiałów amorficznych w stanie wyjściowym (as-cast) oraz poddanych wyżarzaniu (annealed). Na rysunku widoczne jest również, że wyżarzanie w obecności pola magnetycznego (+ magnetic field) powoduje większy wzrost przenikalności magnetycznej materiału niż wyżarzanie konwencjonalne.

W procesie wyżarzania należy zwrócić szczególną uwagę, aby temperatura wyżarzane materiału nie przekroczyła temperatury krystalizacji materiału. Wzrost temperatury materiału powoduje przyspieszenie procesu krystalizacji, zaś przekroczenie temperatury krystalizacji powoduje gwałtowną krystalizację materiału, prowadząc do znacznego pogorszenia się właściwości magnetycznych materiału.

Wyżarzanie Joulowskie należy zaliczyć do procesów wyżarzania w obecności pola magnetycznego, ze względu na fakt, że prąd elektryczny powoduje powstawanie pola magnetycznego wokół przewodnika [117]. Powstające pole magnetyczne jest prostopadłe do kierunku płynącego prądu, więc będzie powodowało anizotropię prostopadłą do kierunku taśmy. Aparatura służąca do wyżarzania Joulowskiego jest o wiele prostsza niż w przypadku wyżarzania konwencjonalnego w obecności pola magnetycznego. Kontrola temperatury wyżarzania jest bardziej skomplikowana niż w przypadku konwencjonalnego wyżarzania, ze względu na fakt, że nie jest ona prostą pochodną jednej wielkości – prądu wywarzającego, lecz złożeniem wielu czynników jak przewodność cieplna materiału i otoczenia, powierzchnia materiału, temperatura otoczenia itd. .

4 Przedmiot badań – wybrane materiały

Ze względu na warunki określone zależnością 3.16 opisującą głębokość wnikania prądu zmiennego, istnieje szereg warunków jakie powinien spełniać materiał, aby wystąpiło zjawisko GMI, czyli zmiana impedancji przewodnika wynosiła powyżej 20% [53]:

1. Materiał powinien być magnetycznie miękki. Niezbędne jest aby materiał posiadał względną przenikalność magnetyczną powyżej 1000.
2. Materiał powinien mieć jednorodną strukturę oraz właściwości magnetyczne. Wszelkie rozproszenia struktury, takie jak wakanse, wtrącenia innych pierwiastków, załączki krystalizacji itd., będą powodowały zaburzenia procesu magnesowania i spadek przenikalności. W celu uzyskania dużej zmiany i charakterystyki dwuszczytowej anizotropia powinna być prostopadła do kierunku próbki.
3. Materiał powinien posiadać małą rezystywność, rzędu $10^{-6} \Omega \cdot m$,
4. Materiał powinien posiadać znaczną indukcję nasycenia, powyżej 0,5 T
5. Materiał powinien posiadać niewielką magnetostrykcję nasycenia $\lambda_s < 1 \mu m/m$. Naprężenia powstałe w procesie magnesowania, ze względu na magnetostrykcję zmieniają właściwości materiału, oddziałując na efektywną anizotropię. Zgodnie z wiadomościami zawartymi w rozdziale 3.3.1 szczególnie niekorzystna jest dodatnia magnetostrykcja.

Uwzględniając wyżej wymienione warunki do badań wybrano stopy amorficzne na bazie kobaltu o różnym składzie chemicznym, oraz stop żelaza i niklu jako materiał z stosunkowo dużą dodatnią magnetostrykcją, w celu porównania jego właściwości w zjawisku GMI.

Próbki do badań zostały wykonane w formie pasków o wymiarach 60 mm na 1 mm. Jako najbardziej powtarzalną metodę uzyskiwania pasków wybrano cięcie z szerszej taśmy dostarczanej przez producenta. Jedynie próbki wykonane przez ISR (Lviv Centre of Institute of Space Research) o oznaczeniu handlowym MM-5Co zostały wykonane w formie pasków 1,4 mm szerokości i nie podlegały dalszej obróbce kształtu.

Właściwości wybranych do badań taśm ze stopów amorficznych przedstawiono w tabeli 4.1

Tabela 4.1 – Zestawienie parametrów wykorzystanych taśm amorficznych

Wytwórcza i nazwa handlowa	Skład	Grubość a (µm)	Względna początkowa przenikalność magnetyczna μ_i	Magnetyczność nasycenia λ_s (µm/m)	Rezystywność ρ ($\Omega \cdot m$)	Temperatura krystalizacji T_k (°C)	Pole koercji H_c (A/m)	Indukcja nasycenia B_s (T)
Metglas 2705M	$Co_{70}Fe_5Ni_2Mo_5B_3Si_{15}$	22	290 000	< 0,5	$1,36 \cdot 10^{-6}$	520	1,0	0,77
Metglas 2714A	$Co_{66}Fe_4Ni_1Si_{15}B_{14}$	15	>80,000 1 000 000	< 0,5	$1,42 \cdot 10^{-6}$	550	0,8	0,57
ISR MM-5Co	$Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$	25	160 000	< 0,5	$1,35 \cdot 10^{-6}$	540	0,2	0,46
Vacuum-schmelze 6030 D30	$Co_{83,4}Fe_{1,4}Mo_{1,7}Mn_{4,3}Si_{7,3}B_{1,9}$	20	450 000	-11,8	$1,30 \cdot 10^{-6}$	480	2,0	0,82
Vacuum-schmelze 6155 U55	$Co_{87,45}Fe_{5,42}Si_{3,34}B_{3,79}$	20	380 000	-16,5	$1,10 \cdot 10^{-6}$	480	3,8	0,90
Metglas 2826MB3	$Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$	29	>50,000 800,000	12,0	$1,38 \cdot 10^{-6}$	410	25,0	0,88

5 Metodyka badań

5.1 Stanowisko do badania właściwości magnetycznych badanych materiałów

Badania właściwości magnetycznych wykorzystywanych materiałów przeprowadzono z wykorzystaniem opracowanego stanowiska, którego schemat blokowy podano na rysunku 5.1. Rysunek 5.2 przedstawia zdjęcie stanowiska.

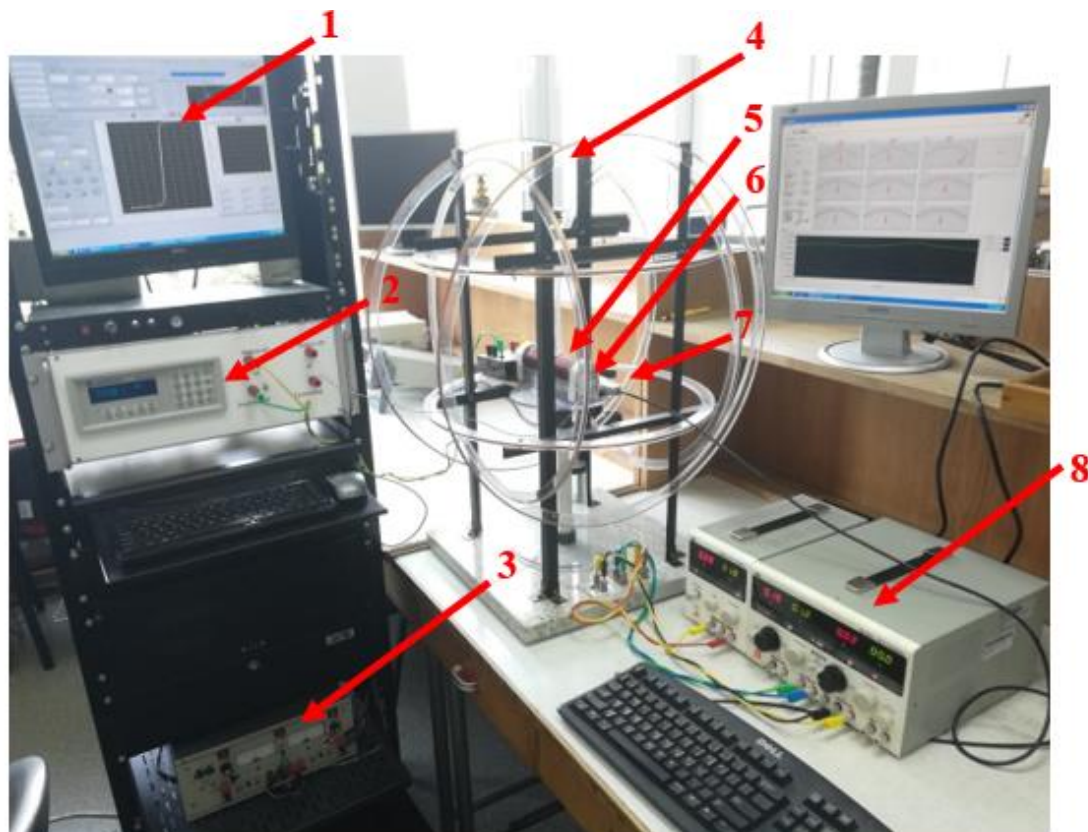
Stanowisko jest adaptacją stanowiska do pomiaru właściwości magnetycznych próbek pierścieniowych Blacktower Ferrograph System, opisanego w [118], zastosowanego do pomiaru próbek paskowych [119] z kompensacją wpływu zewnętrznego pola magnetycznego.

Jednostką centralną całego systemu jest komputer klasy PC. Działaniem całego systemu sterował specjalny program opracowany w dedykowanym środowisku programistycznym do tworzenia systemów pomiarowych – LabVIEW. Program sterował szybką kartą pomiarową NI USB 6361. Służyła ona do generacji sygnałów sterujących napięcie-prąd oraz akwizycji sygnałów ze strumieniomierza.

Aplikacja komputerowa pozwalała na wybór kształtu, częstotliwości oraz amplitudy sygnału magnesującego. Badania prowadzona z wykorzystaniem sygnału sinusoidalnego o częstotliwości 0,5 Hz, w celu uzyskania charakterystyki quazistatycznej. Na podstawie danych z komputera karta generowała sygnał napięciowy, który był zamieniany na prąd przez przetwornik KEPCO BOP 36-6 M. Przetwornik ten ma wydajność prądową 6 A oraz pasmo przenoszenia 13 kHz. Sygnał prądowy przepływa przez uzwojenie magnesujące oraz połączony szeregowo rezystor wzorcowy 1 Ω . Spadek napięcia na rezystorze jest mierzony przez kartę pomiarową i zapewnia informacje o rzeczywistym przepływie prądu przez uzwojenie magnesujące.

Sygnał prądowy przepływający przez uzwojenie magnesujące generował pole magnetyczne oddziałujące na badaną próbkę. Uzwojenie magnesujące było nawinięte w formie cewki długiej. Średnica zewnętrzna cewki D_z wynosiła 32mm, średnica wewnątrz 26 mm, zaś długość $L=150$ mm. Cewka ta składała się z $n=150$ zwojów. W przypadku cewki długiej o n zwojach, przez którą przepływa prąd o wartości I , wartość pola H w odległości x od środka cewki można wyznaczyć z zależności [120]:

$$H = \frac{nI}{2L} \left\{ \frac{L/2 + x}{\sqrt{r^2 + (L/2 + x)^2}} + \frac{L/2 - x}{\sqrt{r^2 + (L/2 - x)^2}} \right\} \quad (5.1)$$



Rys. 5.2. Stanowisko do badania właściwości magnetycznych wybranych materiałów: 1-komputer PC, 2-strumieniomierz, 3-przetwornik napięcie-prąd, 4- cewki Helmholtza do kompensacji wpływu zewnętrznych pól magnetycznych, 5-cewka długa do magnesowania badanej próbki, 6-badany obiekt, 7-magnetometr HMR2300, 8-zasilacze laboratoryjne zasilające cewki kompensacyjne

Pomiar indukcji dokonywany jest przy pomocy uzwojenia pomiarowego, w oparciu o prawo Faraday'a. Uzwojenie pomiarowe składa się z $n = 2000$ zwojów z cienkiego drutu rozmieszczonych na długości $L=20$ mm. Uzwojenie to jest o wiele krótsze od cewki długiej oraz badanej próbki, w celu minimalizacji wpływu od magnesowania. Ze względu na konieczność zapewnienia możliwości wymiany próbki, powierzchnia S_u uzwojenia pomiarowego musi być znacząco większa od powierzchni przekroju S próbki. Powoduje to indukowanie strumienia magnetycznego nie tylko w próbce, ale również w otaczającym materiał powietrzu. Aby pomiar indukcji magnetycznej próbki był wiarygodny, należało skompensować wpływ indukcji magnetycznej powietrza. W tym celu pomiary były dokonywane dwuetapowo. W pierwszym etapie mierzono charakterystykę $B(H)$ dla próbki (wraz z powietrzem wewnątrz solenoidu). W drugim etapie próbkę wyjmowano z uchwytu

pomiarowego i dokonywano pomiaru charakterystyki B(H) dla pustego solenoidu. Charakterystyka B(H) badanego materiału była obliczana jako różnica między charakterystykami uzyskanymi w pierwszym i drugim etapie procesu pomiarowego.

Sygnal napięciowy indukowany na cewce pomiarowej był całkowany przez strumieniomierz Lakeshore Model 480. Przetworzony sygnał mierzony był przez kartę pomiarową i przesyłany do komputera. Sygnał pola magnesującego H(t) wyznaczony na podstawie pomiaru prądu płynącego w cewce magnesującej. Sygnały H(t) i B(t) umożliwiają uzyskanie krzywej B(H) danego materiału. W przypadku pomiarów ciągłych korzystne jest zastosowanie dedykowanego strumieniomierza do pracy ciągłej, opartego o nowatorski układ LR [121] lub strumieniomierza z cyfrowym przetwarzaniem sygnału [122].

Ze względu na fakt, że badane materiały miały wysoką przenikalność, niewielka zmiana pola wymuszającego H powodowała dużą zmianę indukcji. Dlatego wymagana była kompensacja zewnętrznych pól magnetycznych. Kompensacji dokonywano przy pomocy zespołu trzech układów cewek Helmholtza umożliwiających kompensację zewnętrznego pola magnetycznego w trzech osiach. Cewkami Helmholtza nazywamy dwie równoległe cewki, o jednakowej liczbie zwojów, oddalone od siebie o promień cewki i połączone szeregowo [123]. Zestawienie wielkości geometrycznych cewek przedstawia tabela 5.1.

Tabela 5.1 Wartości charakterystyczne cewek

Oś cewki	Liczba zwojów n	Promień r [m]
X	37	0,265
Y	41	0,293
Z	34	0,243

Natężenie pola magnetycznego H w odległości x od środka układu cewek Helmholtza o liczbie zwojów n i promieniu r , oddalonych od siebie o l można wyznaczyć z zależności [120]:

$$H = \frac{nr^2}{2} \left\{ \frac{l}{[r^2 + (l/2 + x)^2]^{3/2}} + \frac{l}{[r^2 + (l/2 - x)^2]^{3/2}} \right\} \quad (5.3)$$

Cewki w tej konfiguracji zapewniają jednorodne pole w odległości równej połowie promienia cewki r od środka odcinka pomiędzy cewkami. Przy spełnieniu warunku odległości

cewek od siebie i uzyskania stosunku wymiarów poprzecznych szerokości do wysokości uzwojenia równemu $\sqrt{\frac{31}{36}}$ [109], zależność (5.3) można uprościć do postaci:

$$H = \frac{nIr^2}{\left(r^2 + \frac{1}{4}r^2\right)^{3/2}} = 0,7155 \frac{nI}{r} \quad (5.4)$$

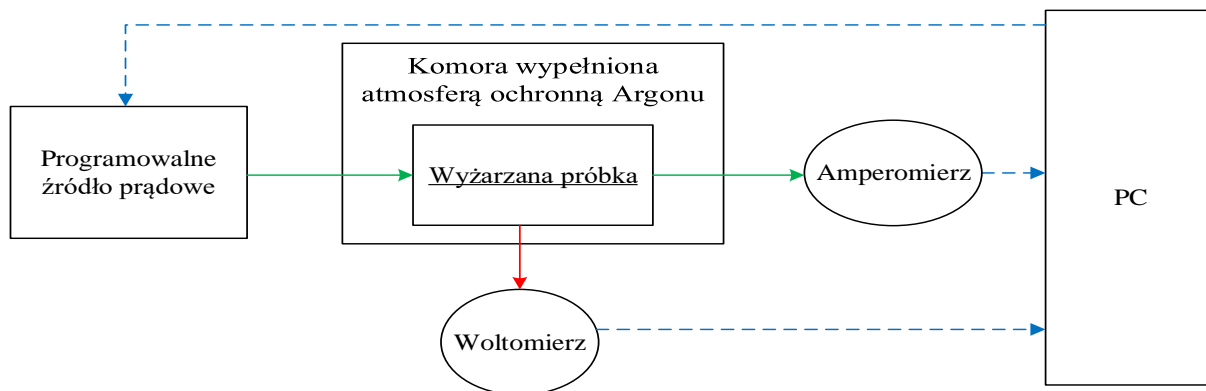
Parametry cewek n i r we wszystkich 3 osiach były dobrane tak aby uzyskać stałą przetwarzania $C = 100 \pm 0,1 \frac{A}{m} / A$ 5. Cewki były zasilane za pomocą zasilaczy laboratoryjnych PowerLab 3010D-II oraz NDN F1730SB3A. Informacje o stopniu skompensowania zewnętrznego pola zapewniał trójosiowy magnetometr rezystancyjny HMR 2300 firmy Honeywell, o rozdzielczości 7nT. Umożliwiało to kompensację zewnętrznego pola magnetycznego do poziomu poniżej 0,5 A/m.

5.2 Stanowisko do indukowania anizotropii materiału w procesie relaksacji termomagnetycznej

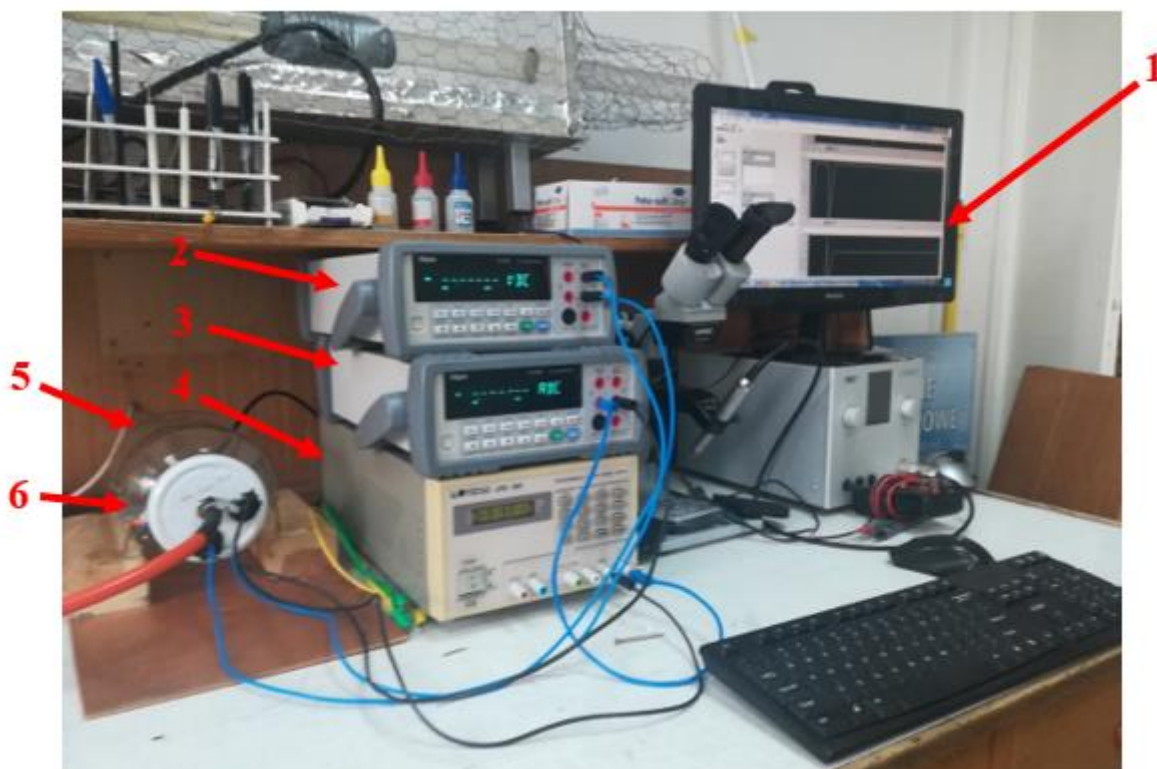
Jako metodę indukowania pożądanej anizotropii wybrano wyżarzanie Joulowskie. Metoda ta ma wiele zalet w stosunku do tradycyjnego wyżarzania w piecu. Do najważniejszych można zaliczyć:

- łatwość kontrolowania parametrów wyżarzania – tętnienia prądu wyżarzającego bez problemu można stabilizować do poziomu poniżej 1mA, zaś stabilizacja z dokładnością do 1°C jest dużym wyzwaniem,
- wyżarzanie prądem jest wyżarzaniem w polu, więc prowadzi do bardziej jednoznacznego ukierunkowania anizotropii materiału. Istnieją możliwości połączenia tradycyjnego wyżarzania w piecu z zewnętrznym polem magnetycznym działającym na materiał, lecz są to rozwiązania o wiele bardziej skomplikowane od wyżarzania Joulowskiego

Schemat blokowy opracowanego stanowiska przedstawiono na rysunku 5.3, zaś zdjęcie stanowiska znajduje się na rysunku 5.4.



Rys. 5.3. Schemat blokowy stanowiska do indukowania pożądanej anizotropii materiału



Rys. 5.4. Stanowisko do indukowania pożądanej anizotropii materiału: 1-komputer PC, 2-Woltomierz, 3-Amperomierz, 4- Zasilacz programowalny, 5- komora wypełniona argonem, 6-wyżarzana próbka

W procesie wyżarzania, próbka była mocowana w specjalnym uchwycie, który był umieszczany w szklanej komorze. W trakcie zakładania próbki w uchwycie przykładano szczególną uwagę do poprawnego zamocowania próbki. Nieprawidłowe zamocowanie próbki skutkuje wprowadzaniem dodatkowych naprężeń rozciągających. Dodatkowo próbka nie opierała się o podłoże, aby ograniczyć oddawanie ciepła. Komora była wypełniana argonem

na czas wyżarzania. Zastosowanie atmosfery ochronnej argonu chroni przed utlenianiem materiału i korozją, której tempo znacząco rośnie w wysokich temperaturach. Atmosferę ochronną może również zapewniać ciecz jak np. cyna [124].

Przepływ prądu przez wyżarzana próbkę zapewniał zasilacz programowalny Motech LPS 305, działający w trybie kontroli prądu. Zasilacz ten posiada wydajność prądową do 3 A i amplitudę tętnień prądu poniżej 1 mA. Wartość prądu źródła była ustawiana przy pomocy interfejsu RS232.

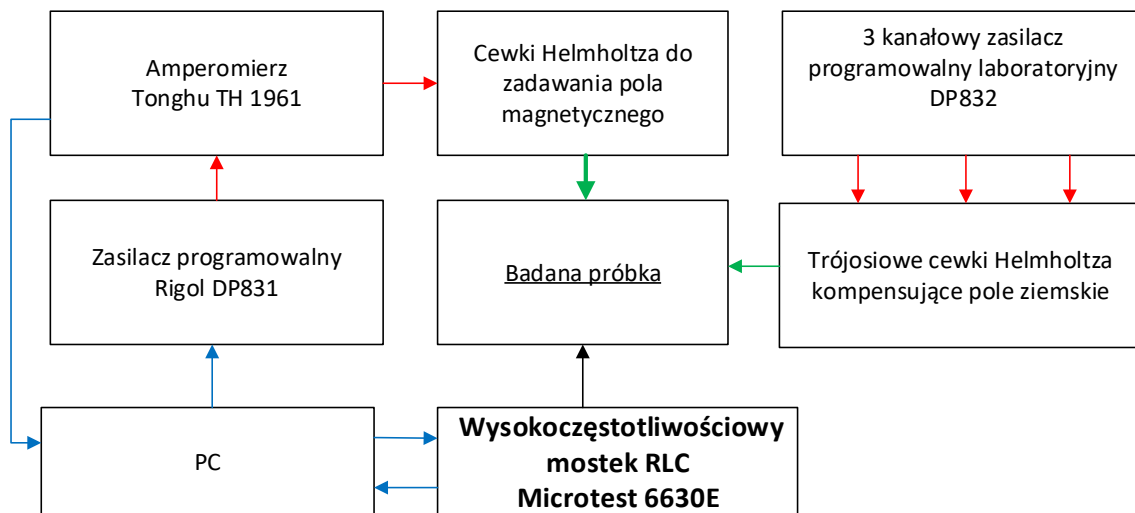
W trakcie wyżarzania monitorowano wartość rezystancji próbki przy pomocy metody czteroprzewodowej. Do pomiaru użyto dwóch multimetrów Tonghui 1961: jednego w trybie woltomierza dołączonego do okładek napięciowych uchwytu, a drugiego w trybie amperomierza połączonego szeregowo z źródłem prądowym oraz wyżarzana próbką. Interfejs USB zapewniał możliwość komunikacji mierników z komputerem i przesył odczytanych wartości.

Stanowisko było sterowane z użyciem komputera PC z aplikacją opracowaną w środowisku LabVIEW. Program umożliwiał pomiar prądu wyżarzającego, i czasu wyżarzania.—Dla wszystkich wyżarzanych materiałów czas wyżarzania t wynosił jedną godzinę.

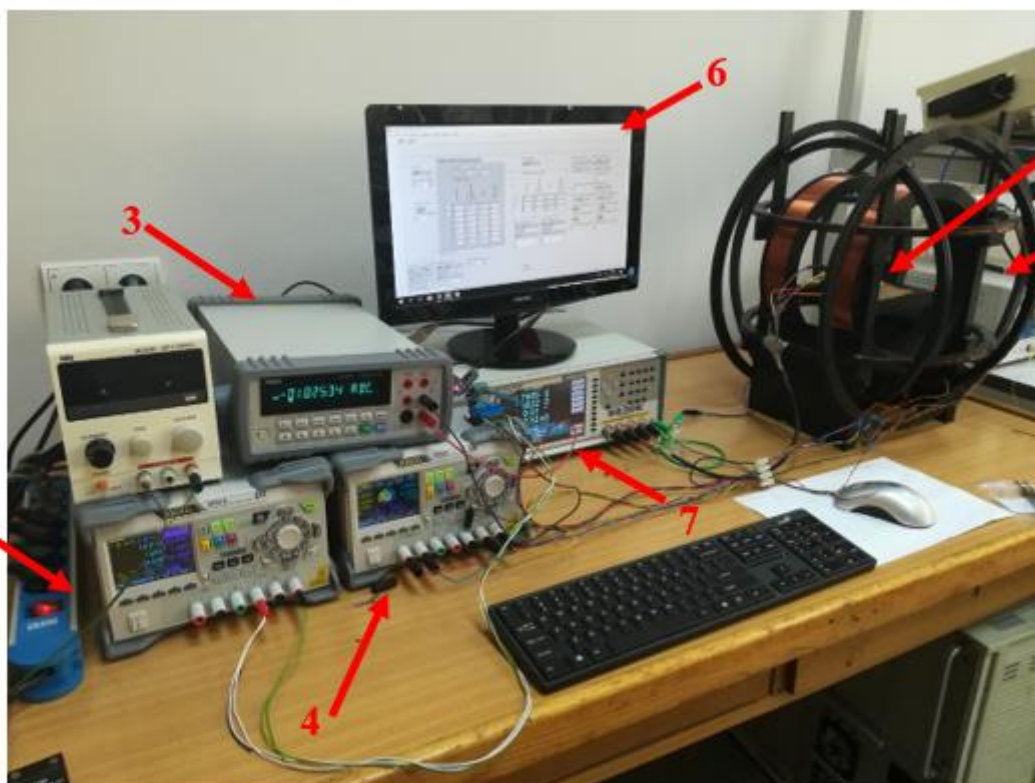
Próbki z danych materiałów zostały poddane procesowi relaksacji magnetycznej z różną wartością prądu wyżarzającego. Prąd wyżarzający dla kolejnych próbek wynosiło od 500 mA do 1100 mA z krokiem co 100 mA. Dla próbek z materiału $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ przeprowadzono w późniejszym czasie optymalizację wartości prądu wyżarzającego i wytworzono próbki wyżarzane prądem z zakresu od 550 mA do 650 mA co 25 mA.

5.3 Stanowisko do pomiaru zjawiska GMI

Badania zjawiska GMI w wytworzonych próbkach z taśm ze stopów amorficznych przeprowadzono przy pomocy opracowanego stanowiska do pomiaru impedancji Z w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H . Schemat blokowy opracowanego stanowiska przedstawiono na rysunku 5.5, zaś fotografia stanowiska znajduje się na rysunku 5.6.



Rys. 5.5. Schemat blokowy stanowiska do pomiaru zjawiska GMI



Rys. 5.6. Fotografia stanowiska do pomiaru zjawiska GMI: 1-Badany obiekt, 2-cewki Helmholtza do zadawania pola magnetycznego, 3-amperomierz, 4-zasilacz laboratoryjny zasilający cewki kompensujące, 5-zasilacz laboratoryjny zasilający cewkę wymuszającą, 6-komputer PC, 7-wysokoczęstotliwościowy mostek RLC Microtest 6630E

Opracowane stanowisko można podzielić na 3 części w zależności od funkcjonalności: tor kompensacji zewnętrznego pola H , tor generacji pola H działającego na próbkę oraz tor pomiaru impedancji.

Kompensacja zewnętrznego pola magnetycznego została zapewniona dzięki zespołowi trzech prostopadłych do siebie cewek Helmholtza. Zasada działania cewek została opisana w rozdziale 5.1. Cewki zasilane były z trójkanałowego zasilacza programowalnego Rigol DP832A. Informację o stopniu skompensowania zewnętrznego pola magnetycznego zapewniał czujnik HMR 2300, podobnie jak w stanowisku do pomiaru właściwości magnetycznych próbek.

Pola magnesujące H wymuszające zjawisko GMI było generowane przez czwartą porę cewek Helmholtza, zgodną z osią x . Stała przetwarzania tych cewek wynosił $3\,750,98 \frac{A}{m/A}$. Cewki były zasilane przy pomocy zasilacza programowalnego Rigol DP831A. Duża wydajność prądowa zasilacza sięgająca 2,1 A pozwalała na uzyskanie pola magnetycznego w zakresie ± 8000 A/m, zaś rozdzielczość sięgająca 0,1 mA i niskie tętnienia pozwalała na generowanie pola magnetycznego z rozdzielczością sięgającą 0,5 A/m. Tak duża rozdzielczość pomiaru jest nietypowa w badaniach zjawiska GMI, ograniczających się zazwyczaj do rozdzielczości ~ 80 A/m (1 Oe). Zmiana kierunku płynącego prądu przez cewkę, a więc generowanego pola, była zautomatyzowana przy pomocy pary 2 przełączników sterowanych z komputera przez mikrokontroler Atmega 328. Multimetr Tonghui TH 1961 w trybie amperomierza dawał dokładną informację o prądzie przepływającym w danym momencie przez cewki, pozwalając wyznaczyć dokładną wartość pola magnesującego H , oddziałującego na próbkę. Badany materiał był zawsze umieszczony wzdłuż osi generowanego przez cewkę pola.

Pomiaru impedancji próbki dokonywano przy pomocy wysokoczęstotliwościowego mostka RLC Microtest 6630E. Mostek ten pozwalał na jednoczesne badanie do czterech wybranych parametrów. W trakcie badań mierzono: moduł impedancji $|Z|$, rezystancję stałoprądową R_{DC} , indukcyjność L oraz kąt przesunięcia fazowego φ . Urządzenie pozwalało na wybór parametrów wymuszenia w szerokim zakresie: częstotliwości 10 Hz – 10 MHz, amplituda oraz tryb stabilizacji wymuszenie – prądowy lub napięciowy. Pomiaru przy pomocy mostka były dokonywane metodą czteroprzewodową, z wykorzystaniem dedykowanego uchwytu. Mostek zapewniał możliwość precyzyjnej kompensacji parametrów pasożytniczych (rezystancji, indukcyjności, pojemności) uchwytu oraz doprowadzeń co jest

kluczowe dla pomiarów indukcyjności dla wysokich częstotliwości ($>1\text{MHz}$). Stanowisko pomiarowe nie zapewniające kompensacji jest prostsze w budowie [125]. Jednakże, nieprawidłowa kompensacja może prowadzić do błędnych wyników, ponieważ dla wysokich częstotliwości impedancja doprowadzeń może być kilkukrotnie większa niż impedancja mierzonej próbki. W tej sytuacji względna zmiana impedancji w zjawisku GMI wydaje się o wiele mniejsza.

Mocowanie próbek zapewniało niewielki wpływ naprężeń na wyniki – jest to szczególnie istotne ze względu na pokrewny zjawisku GMI efekt stress-impedancji, czyli zmianę impedancji próbki pod wpływem wywołanej naprężeniami zmiany przenikalności magnetycznej [126]. Do sterowania całym stanowiskiem pomiarowym i akwizycji danych z mierników została napisana aplikacja w środowisku LabVIEW.

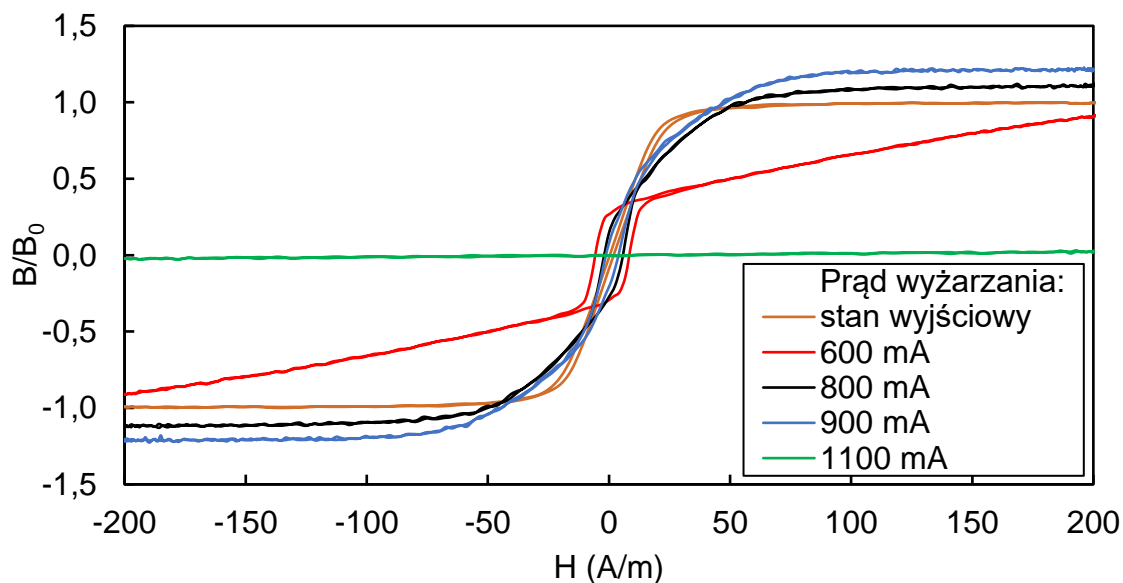
6 Wyniki własnych badań eksperymentalnych

6.1 Wyniki badań wybranych materiałów w stanie wyjściowym i poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej

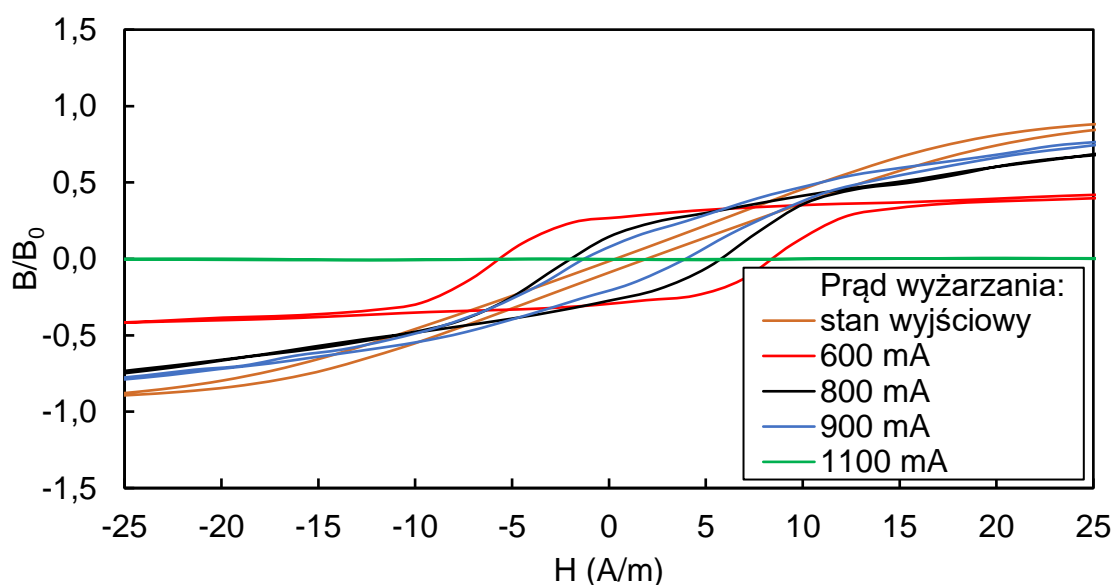
Opracowaną w ramach pracy metodę badania właściwości magnetycznych próbek paskowych wykorzystano do analizy wpływu relaksacji termomagnetycznej na kształt pętli histerezy magnetycznej próbek wykonanych z stopów amorficznych. Na rysunkach 6.1 - 6.6 przedstawiono wpływ wartości prądu wyzarzającego w procesie relaksacji termomagnetycznej na pętle histerezy magnetycznej (charakterystyki indukcji B od wartości pola magnesującego H) próbek z stopów amorficznych o składach: $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Ni}_2\text{Mo}_5\text{B}_3\text{Si}_{15}$, $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$, $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$, $\text{Co}_{83,4}\text{Fe}_{1,4}\text{Mo}_{1,7}\text{Mn}_{4,3}\text{Si}_{7,3}\text{B}_{1,9}$, $\text{Co}_{87,45}\text{Fe}_{5,42}\text{Si}_{3,34}\text{B}_{3,79}$, $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{38}\text{Mo}_4\text{B}_{18}$. Na wykresach przedstawiono wybrane próbki, pokazujące trend zmian kształtu pętli histerezy magnetycznej w zależności od wartości prądu wyzarzającego. W celu zobrazowania zmian indukcji wyzarzanych próbek w zależności od wartości prądu wyzarzającego wszystkie wykresy zostały znormalizowane do wartości indukcji nasycenia danego materiału.

W przypadku wszystkich stopów na bazie kobaltu, dla wartości prądu wyzarzającego próbkę 1100 mA osiągnięto krystalizację materiału, powodującą znaczące pogorszenie właściwości ferromagnetycznych – spadek przenikalności magnetycznej μ .

W przeprowadzonych badaniach kierunek pola magnesującego H był zawsze równoległy do osi próbki. Z badań właściwości pętli histerezy magnetycznej materiału [127] wiadomo, iż pętla histerezy będzie prostokątna w sytuacji gdy kierunek magnesowania będzie zgodny z kierunkiem osi łatwej magnetyzacji. Natomiast, w przypadku gdy kierunek magnesowania będzie prostopadły do osi łatwego magnesowania (zgodny z osią trudnego magnesowania), charakterystyka będzie zbliżona do bezhisterezowej. Oznacza to, że nachylenie krzywej $B(H)$ będzie stałe, aż do osiągnięcia wartości pola odpowiadającego indukcji nasycenia materiału.



a)



b)

Rys. 6.1. Charakterystyki $B(H)$ próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Ni}_2\text{Mo}_5\text{B}_3\text{Si}_{15}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla szerokiego zakresu pól magnesujących H ukazujące pełny proces magnesowania materiału, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H pokazujących wartość pola koercji

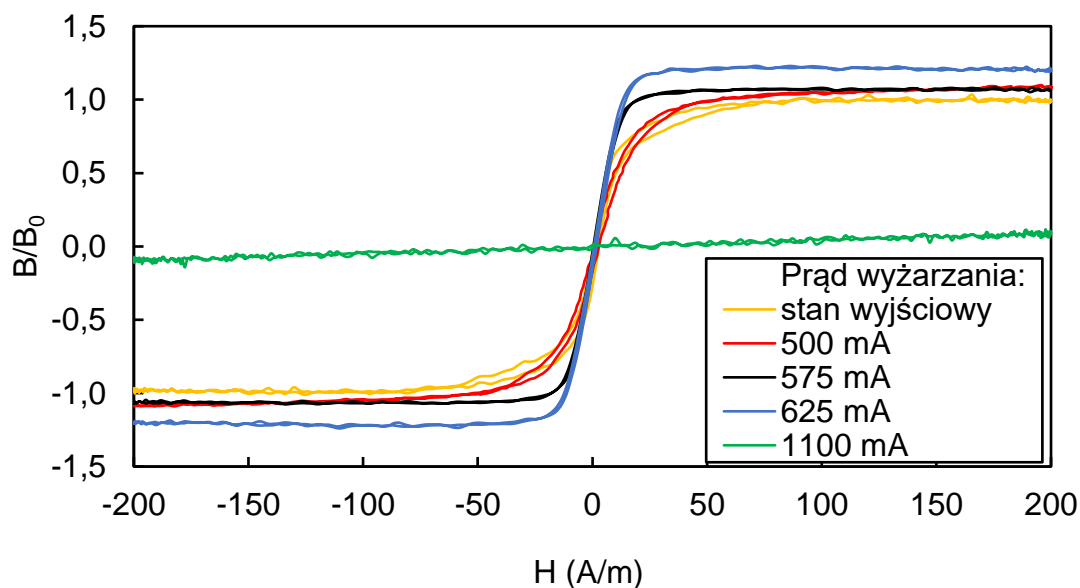
Próbki wykonane ze stopu $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Ni}_2\text{Mo}_5\text{B}_3\text{Si}_{15}$, $\text{Co}_{83,38}\text{Fe}_{1,41}\text{Mo}_{1,69}\text{Mn}_{4,29}\text{Si}_{7,29}\text{B}_{1,95}$ i $\text{Co}_{87,45}\text{Fe}_{5,42}\text{Si}_{6,5}\text{B}_{17}$ po poddaniu procesowi wyżarzania wykazywały właściwości materiału dwufazowego. Materiał dwufazowy będzie cechować się dwuetapowym procesem magnesowania. Dla pierwszej fazy zmiana indukcji B w funkcji zewnętrznego pola H będzie

bardzo duża – przenikalność materiału będzie duża. W momencie gdy pole magnesujące H będzie na tyle duże, że faza o większej przenikalności będzie bliska nasyceniu, to właściwości drugiej fazy będą determinowały kształt pętli histerezy.

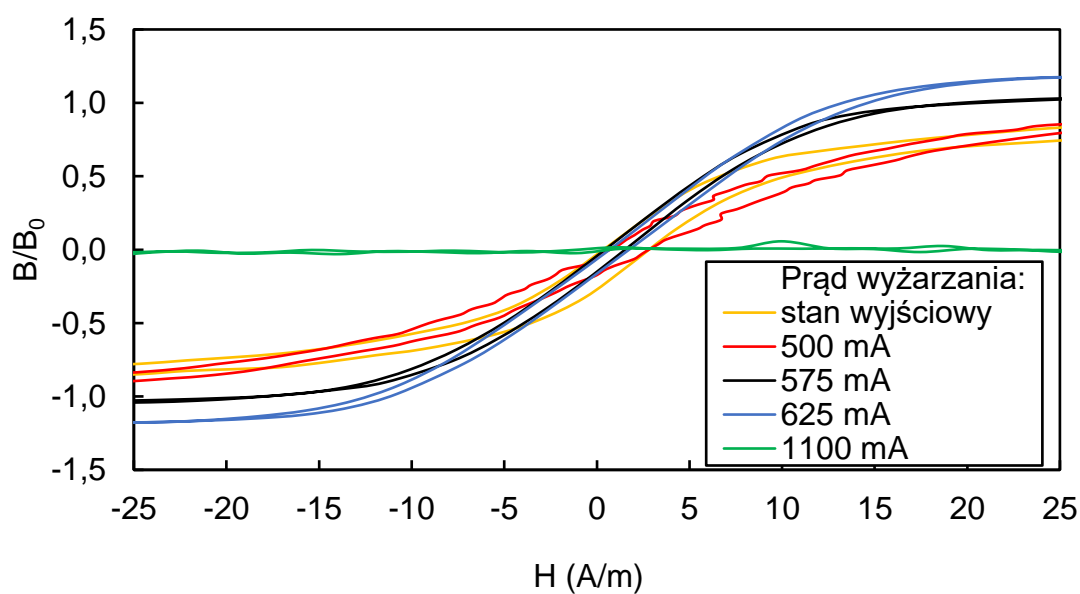
W przypadku próbek z wyżej wymienionych stopów poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej proces magnesowania przebiegał jak dla materiału dwufazowego o różnej anizotropii magnetycznej poszczególnych faz. Początkowo proces magnesowania przebiegał jak dla materiału o anizotropii wzdłuż kierunku zadawania pola (kierunku próbki). Po osiągnięciu odpowiednio dużej wartości pola magnesującego H , charakterystyka $B(H)$ przebiegała jak w materiałach o anizotropii poprzecznej do kierunku zadawania pola. Taki kształt charakterystyki $B(H)$ jest pożądany dla zwiększenia zjawiska GMI.

W przypadku próbek wyżarzonych z stopu **C₀₇₀Fe₅Ni₂Mo₅B₃Si₁₅**, przedstawionych na rysunku 6.1, wartość pola koercji materiału rosła w porównaniu do próbki w stanie wyjściowym, lecz wraz z wzrostem wartości prądu wyżarzającego wartość ta spadała pomiędzy kolejnymi krokami prądu wyżarzającego. Z kolei wartość indukcji nasycenia zwiększała się z krokiem wyżarzania.

Charakterystyka próbek z stopu **C₀₆₆Fe₄Ni₁Si₁₅B₁₄**, przedstawionych na rysunku 6.2, nie zmieniała kształtu w procesie relaksacji termomagnetycznej. Wyżarzanie wpływało jednak znacząco na wartości charakterystycznych parametrów pętli: pola koercji, indukcji nasycenia. Wraz ze wzrostem wartości wyżarzającego prądu rosła indukcja nasycenia, zaś malało pole koercji. Oznacza to wzrost przenikalności magnetycznej μ materiału.



a)

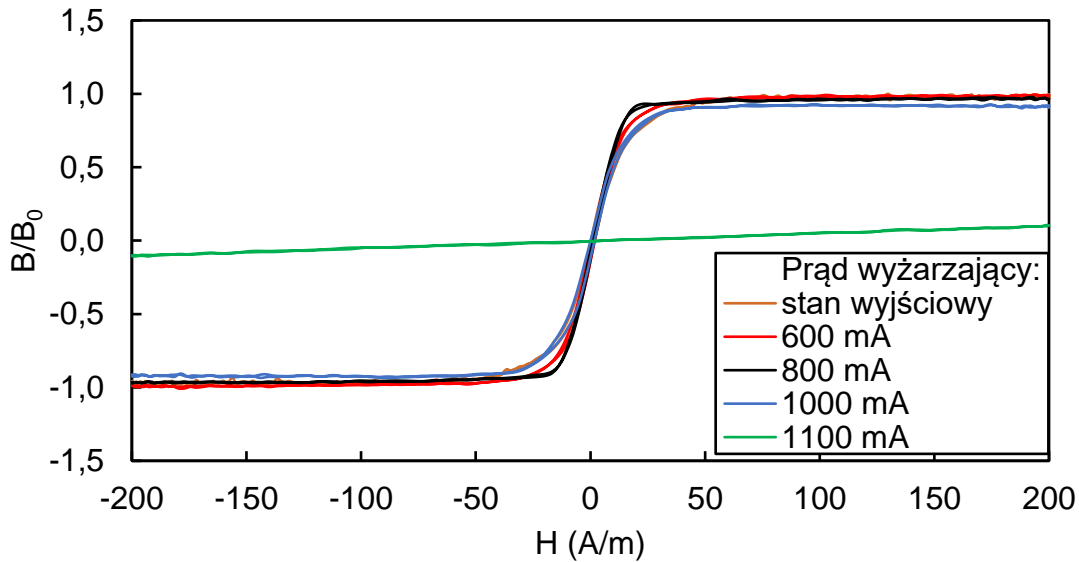


b)

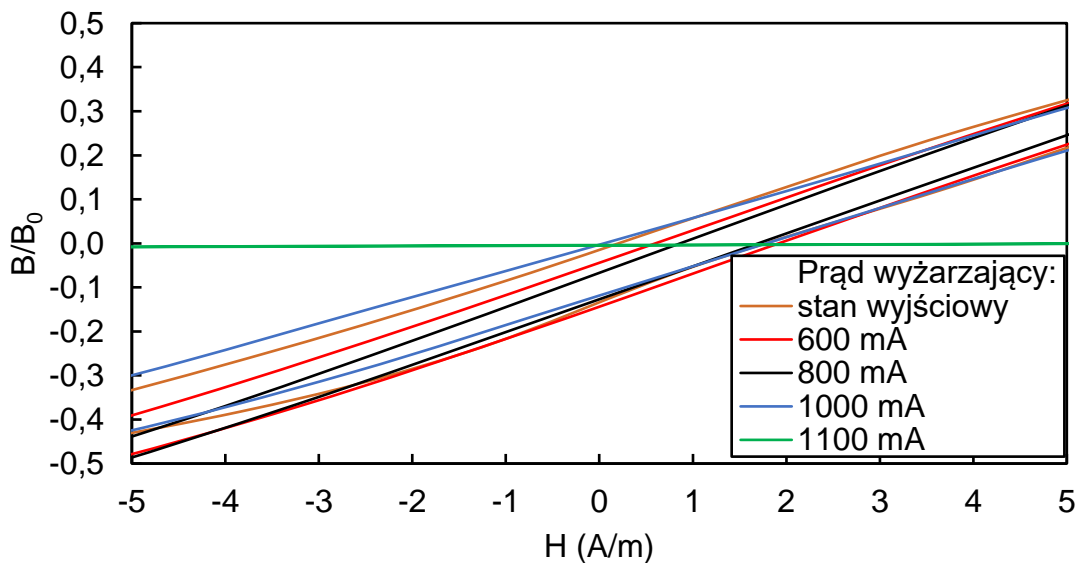
Rys. 6.2. Charakterystyki $B(H)$ próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla szerokiego zakresu pól magnesujących H ukazujące pełny proces magnesowania materiału, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H pokazujących wartość pola koercji

Proces wyżarzania miał niewielki wpływ na próbki z stopu $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$, przedstawione na rysunku 6.3. Początkowo wraz z wzrostem wartości prądu następował niewielki wzrost wartości przenikalności i indukcji nasycenia, a spadek pola koercji. Powyżej wartości 800 mA prądu wyżarzającego właściwości magnetyczne się pogarszały do stanu

podobnego dla próbek w stanie wyjściowym, aż do przekroczenia wartości prądu powodującej krystalizację materiału. Niewielka zmiana właściwości magnetycznych materiału pomiędzy próbkami wyżarzonymi a próbkami w stanie teoretycznie wyjściowym może wskazywać na fakt, że materiał został poddany relaksacji termicznej przez producenta.

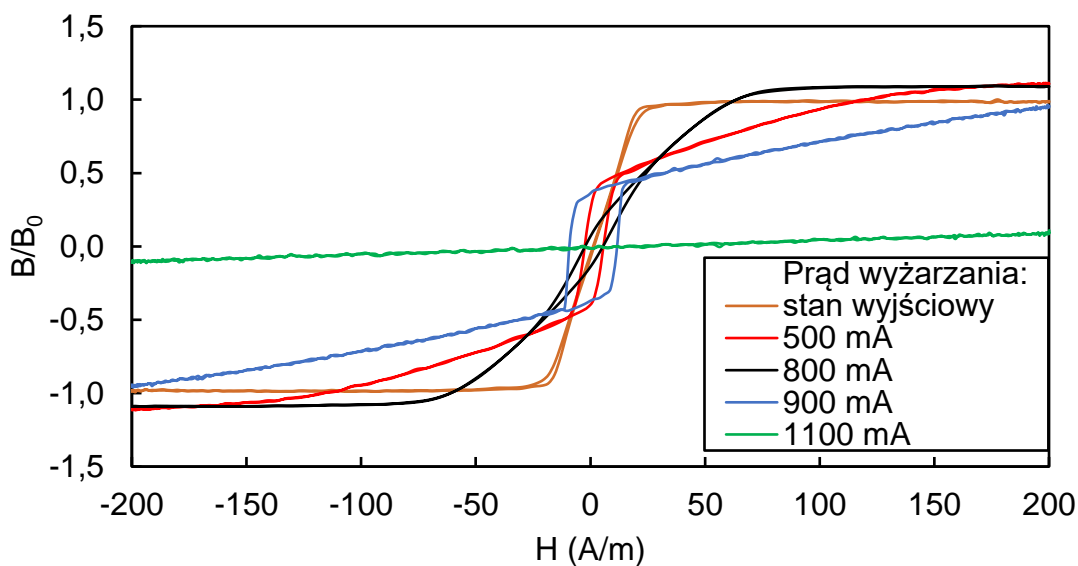


a)

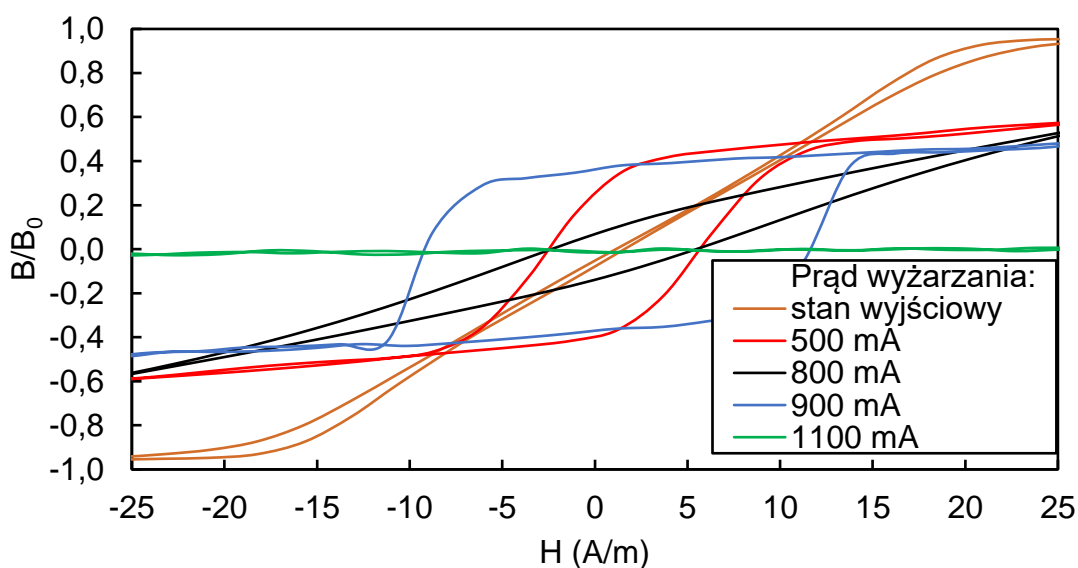


b)

Rys. 6.3. Charakterystyki $B(H)$ próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla szerokiego zakresu pól magnesujących H ukazujące pełny proces magnesowania materiału, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H pokazujących wartość pola koercji



a)



b)

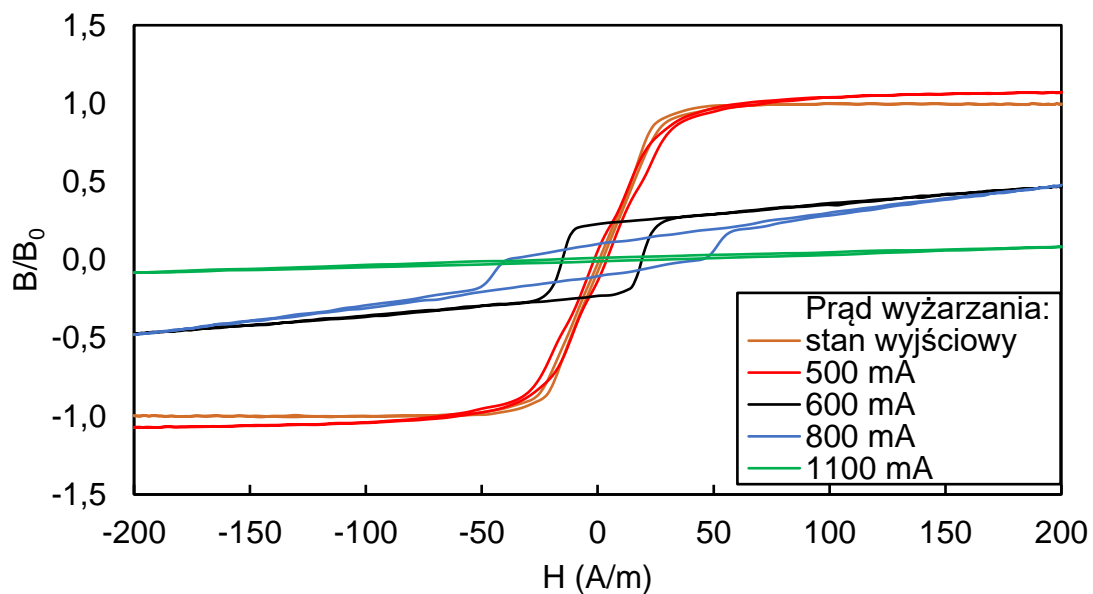
Rys. 6.4. Charakterystyki $B(H)$ próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{83,38}\text{Fe}_{1,41}\text{Mo}_{1,69}\text{Mn}_{4,29}\text{Si}_{7,29}\text{B}_{1,95}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla szerokiego zakresu pól magnesujących H ukazujące pełny proces magnesowania materiału, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H pokazujących wartość pola koercji

W przypadku próbek wyżarzonych z stopu $\text{Co}_{83,4}\text{Fe}_{1,4}\text{Mo}_{1,7}\text{Mn}_{4,3}\text{Si}_{7,3}\text{B}_{1,9}$, przedstawionych na rysunku 6.4, podobnie jak dla stopu $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Ni}_2\text{Mo}_5\text{B}_3\text{Si}_{15}$, wartość pola koercji materiału rosła w porównaniu do próbki w stanie wyjściowym, ale w odróżnieniu od stopu $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Ni}_2\text{Mo}_5\text{B}_3\text{Si}_{15}$ zmiana wartości pola koercji nie była monotoniczna.

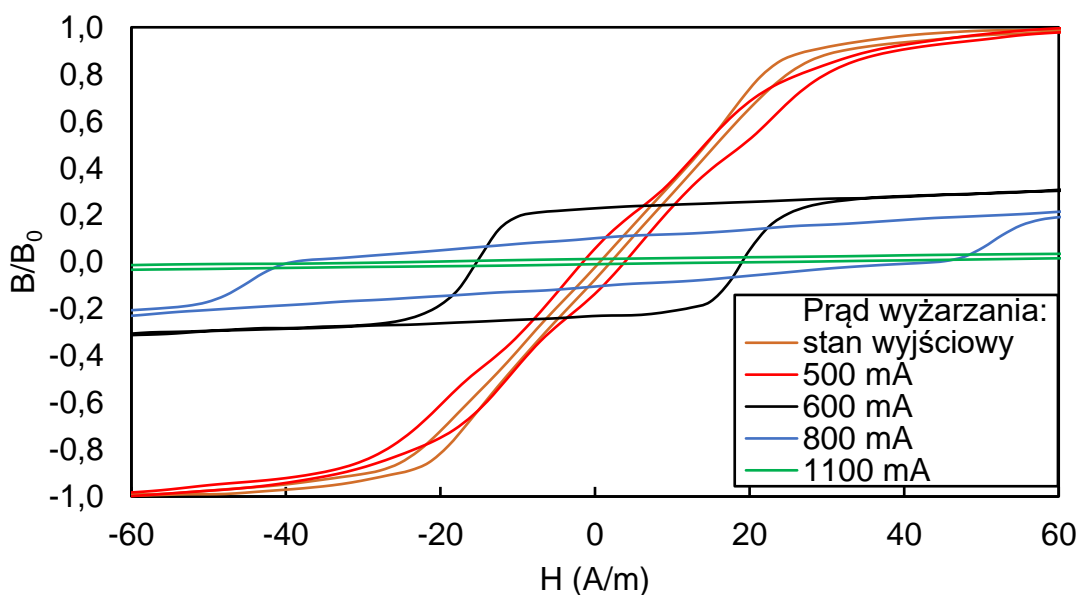
Początkowo dla kolejnych wartości prądu wyżarzającego zmniejszała się wartość pola koercji a zwiększała przenikalność maksymalna, aż do wartości prądu wyżarzającego równej 800 mA. Dla tej wartości następowała zmiana trendu, wartość pola koercji rosła, a przenikalność maksymalna malała. Indukcja nasycenia wszystkich próbek była zbliżona do siebie.

W przypadku próbek z stopu **C_{087,45}Fe_{5,42}Si_{3,34}B_{3,79}**, przedstawionych na rysunku 6.5, proces wyżarzania prądem o wartości 500 mA miał niewielki wpływ na kształt krzywej magnesowania materiału. Dopiero dalsze zwiększanie wartości prądu wyżarzającego powodowały zmianę charakteru krzywej na charakterystyczną dla materiału dwufazowego i znaczne zwiększenie pola koercji. Wartość pola koercji dla próbek poddanych wyżarzaniu prądem powyżej 500 mA a poniżej wartości prądu krystalizacji, jest o wiele większa niż w przypadku pozostałych badanych materiałów.

Dla próbek ze stopu **Fe₄₀Ni₃₈Mo₄B₁₈**, przedstawionych na rysunku 6.6, szerokie spektrum wartości prądu wyżarzającego prowadziło jedynie do zwiększenia indukcji maksymalnej, a tym samym maksimum przenikalności. Dopiero wyżarzanie prądem o wartości 1100 mA prowadziło do znaczącej zmiany charakteru i parametrów krzywej magnesowania. Dla tego materiału nie udało się przebadać próbki w stanie skryształizowanym ze względu na to, że materiał po krystalizacji robił się bardzo kruchy i ulegał zniszczeniu.

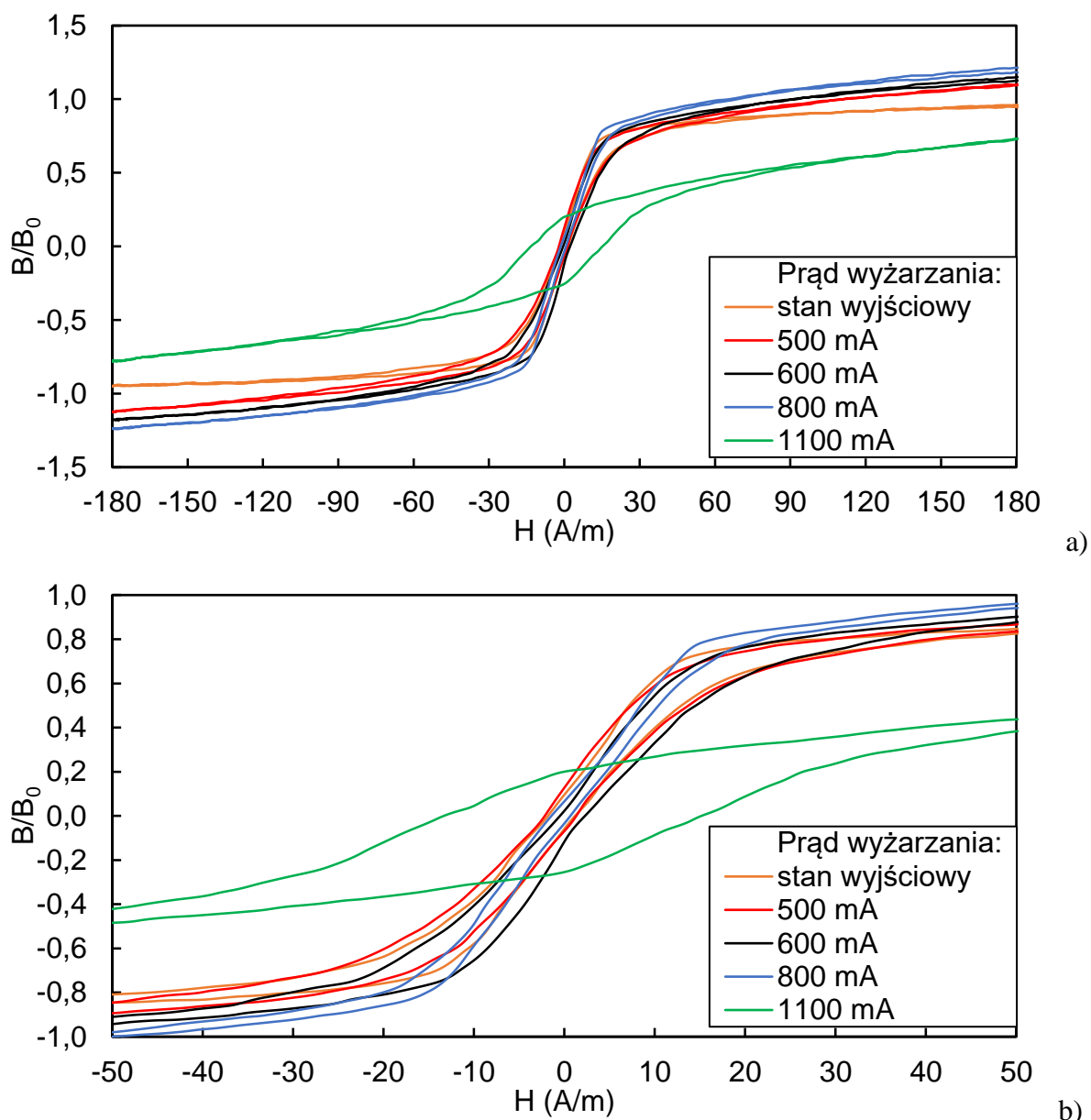


a)



b)

Rys. 6.5. Charakterystyki $B(H)$ próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{83,38}\text{Fe}_{1,41}\text{Mo}_{1,69}\text{Mn}_{4,29}\text{Si}_{7,29}\text{B}_{1,95}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla szerokiego zakresu pól magnesujących H ukazujące pełny proces magnesowania materiału, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H pokazujących wartość pola koercji



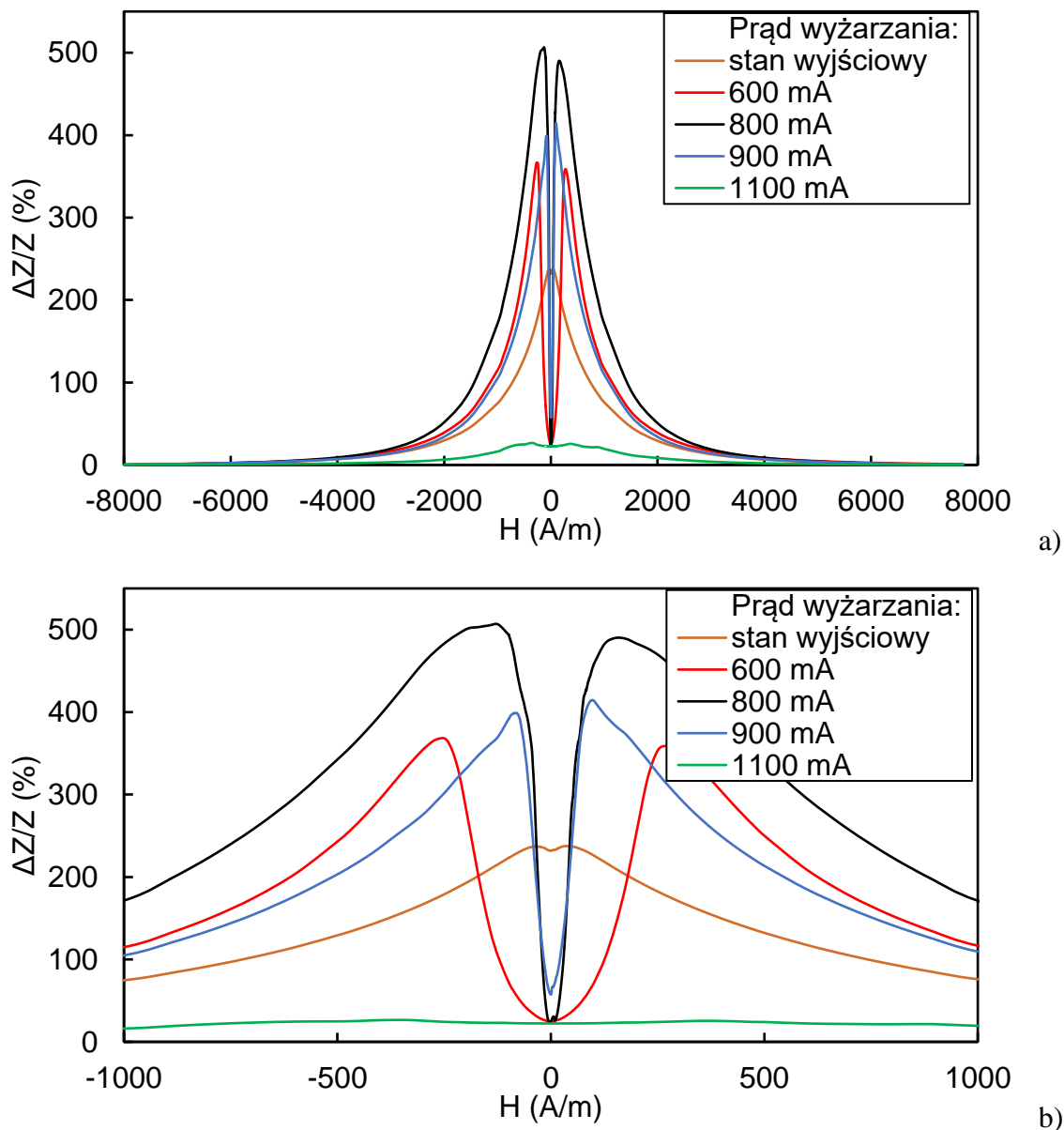
Rys. 6.6. Charakterystyki $B(H)$ próbek ze stopu amorficznego o składzie $Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla szerokiego zakresu pól magnesujących H ukazujące pełny proces magnesowania materiału, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H pokazujących wartość pola koercji

Na rysunkach 6.7 - 6.12 przedstawiono współczynnik zmiany impedancji $\Delta Z/Z$ (współczynnik GMI) w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla wszystkich badanych materiałów w stanie wyjściowym i po wyżarzeniu. Uzyskane wyniki zostały częściowo zaprezentowane w pracy [128]. Próbki wykonane z stopów $Co_{70}Fe_5Ni_2Mo_5B_3Si_{15}$, $Co_{83,38}Fe_{1,41}Mo_{1,69}Mn_{4,29}Si_{7,29}B_{1,95}$, $Co_{87,45}Fe_{5,42}Si_{6,5}B_{17}$ oraz $Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$ w stanie

wyjściowym miały charakter jednoszczytowej krzywej GMI. Zaś wszystkie próbki na bazie kobaltu poddane procesowi relaksacji termomagnetycznej wykazywały charakter dwuszczytowej krzywej GMI.

Na potrzeby niniejszej rozprawy wprowadzono parametr Z_A określający zmianę parametru GMI (wyrażonego zależnością 3.2) pomiędzy minimum lokalnym dla zerowego pola magnesującego H , a maksimum wartości parametru GMI.

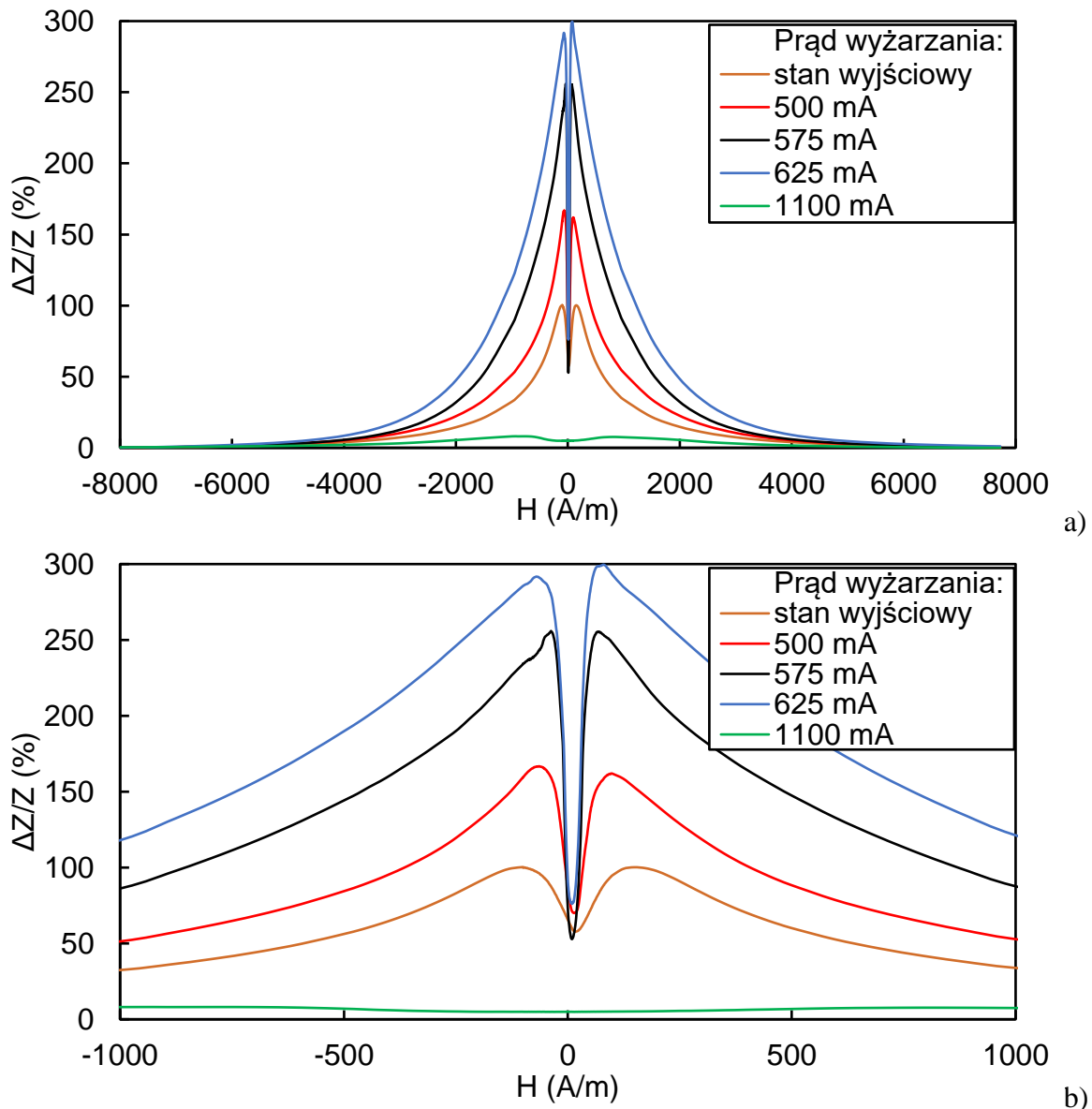
Próbki z materiału **C₀₇₀FesNi₂Mo₅B₃Si₁₅** wykazywały największą zmianę spośród wszystkich badanych stopów. Maksymalna wartość zmian osiągnięta dla próbki, wyżarzanej prądem 800 mA wyniosła 506,3% dla wartość pola anizotropii $H_k = 123,3$ A/m (rys. 6.7). Dla tej próbki osiągnięto też największą wartość parametru Z_A wynoszącą 482,4%. Dla próbki wyżarzanej prądem o wartości 900 mA, pole anizotropii H_k było mniejsze i wynosiło 95,3 A/m, lecz różnica wartości maksymalnej i minimalnej oraz sama wartość maksymalna współczynnika GMI, definiowana wzorem 3.2, znacząco spadła.



Rys. 6.7. Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Ni}_2\text{Mo}_5\text{B}_3\text{Si}_{15}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

Rysunek 6.8 prezentuje wyniki dla stopu $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$. Przeprowadzony został proces optymalizacji prądu wyżarzającego materiał pod kątem uzyskania możliwie małego pola anizotropii H_k i możliwie dużej zmiany impedancji GMI. Najlepiej spełniała postawione warunki próbka wyżarzana prądem o wartości 575 mA. Osiągała ona zmianę impedancji GMI

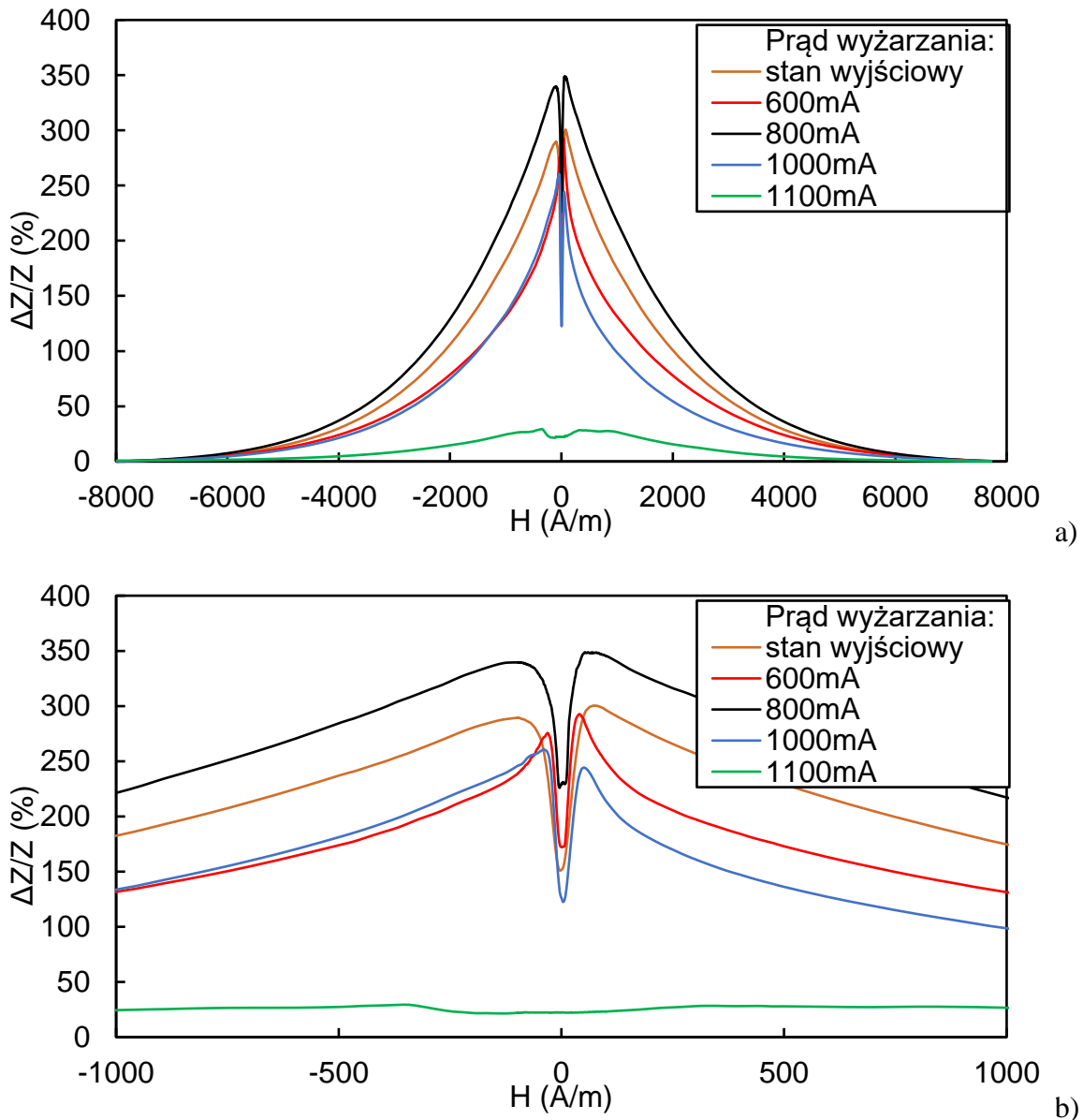
(według zależności 3.2) 255,5% dla pola anizotropii równego 47,1 A/m oraz wartość parametru Z_A równą 202,7%. Próbka wyżarzana prądem o wartości 625 mA osiągnęła większy współczynnik zmian impedancji GMI (według zależności 3.2) równy 299,6%, lecz miała również większą wartość pola anizotropii wynoszącą 65,9 A/m.



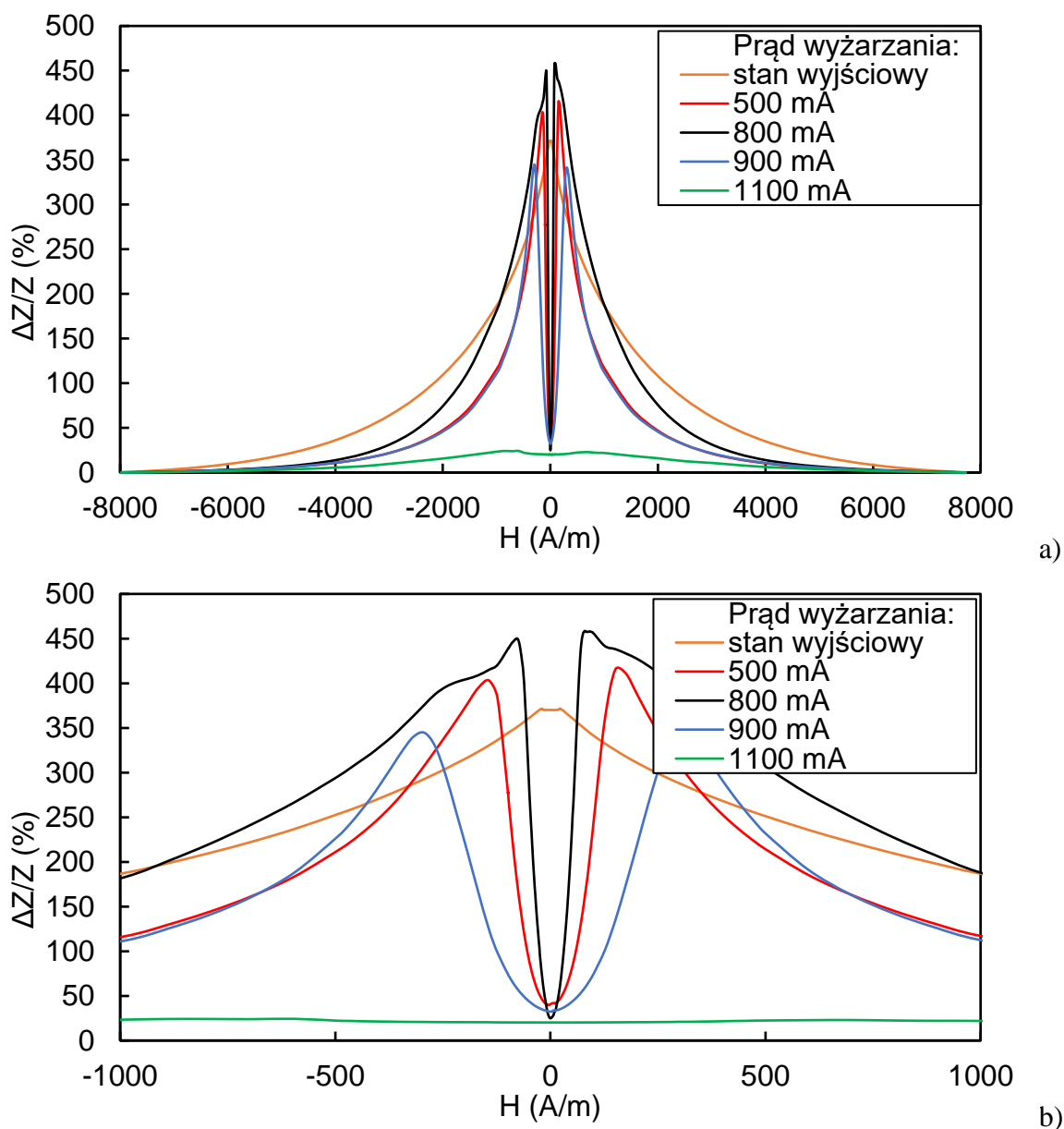
Rys. 6.8. Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

W przypadku próbek z stopu $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ otrzymano silnie asymetryczne charakterystyki GMI, przedstawione na rysunku 6.9 (wartość maksimum dla dodatniego i

ujemnego pola anizotropii różnią się znacząco). Podobne charakterystyki GMI zostały zaobserwowane również w [129]. Otrzymywana wartość parametru Z_{Δ} jest mniejsza niż dla pozostałych stopów na bazie kobaltu. Najlepsze parametry pod kątem pożądaných wartości miała próbka wyżarzana prądem o wartości 800 mA. Dla tej próbki maksymalna wartość współczynnika GMI (według zależności 3.2) wynosiła 348,7%, wartość pola anizotropii H_k jest równa 59,3 A/m, zaś wartość parametru Z_{Δ} wynosi 122,9%.



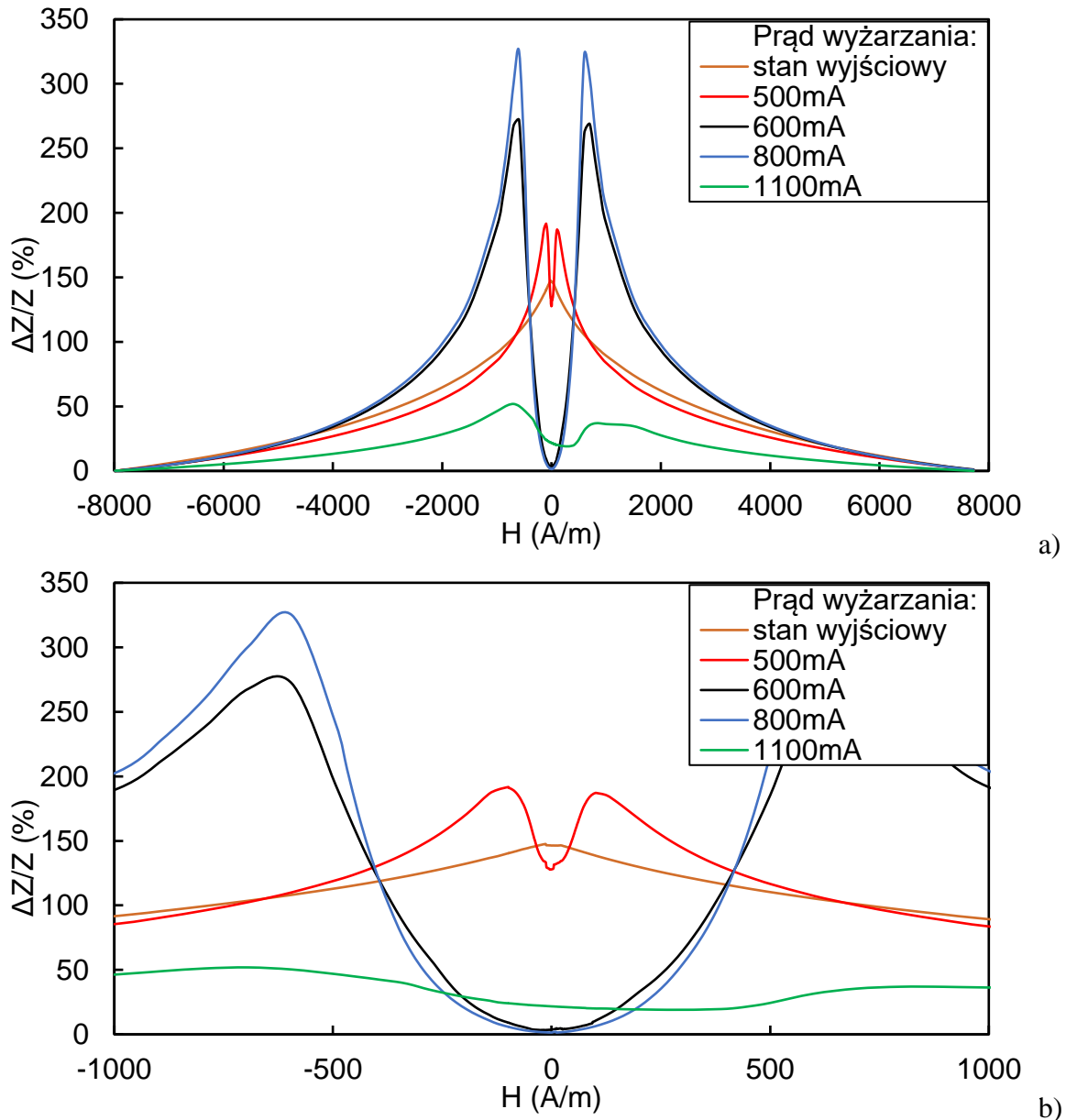
Rys. 6.9. Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H



Rys. 6.10. Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{83,38}\text{Fe}_{1,41}\text{Mo}_{1,69}\text{Mn}_{4,29}\text{Si}_{7,29}\text{B}_{1,95}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

Spośród wszystkich badanych stopów największą względną zmianę impedancji $\Delta Z/Z$ (według zależności 3.2), dla próbki w stanie wyjściowym równą 371,7%, otrzymano dla próbki ze stopu $\text{Co}_{83,38}\text{Fe}_{1,41}\text{Mo}_{1,69}\text{Mn}_{4,29}\text{Si}_{7,29}\text{B}_{1,95}$. Charakterystyki GMI tego materiału

przedstawiono na rysunku 6.10. W przypadku tego stopu największe zmiany impedancji wynoszące 458,6% osiągnięto dla próbki wyżarzanej prądem o wartości 800 mA. Dla tej próbki pole anizotropii H_k wyniosło 80,8 A/m, zaś wartość parametru Z_A 433,6%.



Rys. 6.11. Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbek ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{87,45}\text{Fe}_{5,42}\text{Si}_{6,5}\text{B}_{17}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

Próbki wykonane z stopu $\text{Co}_{87,45}\text{Fe}_{5,42}\text{Si}_{6,5}\text{B}_{17}$ o dużej ujemnej magnetostrykcji poddane relaksacji termomagnetycznej cechowały się znacząco większą wartością pola

anizotropii H_k w porównaniu do pozostałych badanych stopów. Wyniki badań dla tego materiału przedstawiono na rysunku 6.11. Dla próbki wyżarzanej prądem o wartości 800 mA, dla której osiągnięto największą zmianę GMI (według zależności 3.2) równą 324,8% wartość pola anizotropii wynosiła 593,3 A/m, zaś wartość parametru Z_{Δ} wyniosła 323,0%. Dla tego stopu otrzymywano ujemne wartości minimum lokalnego dla zerowego pola magnesującego H , co najprawdopodobniej oznacza, iż maksymalne pole magnesujące $H = 8000$ A/m zadawane w badaniu nie powodowało nasycenia magnetycznego próbek.

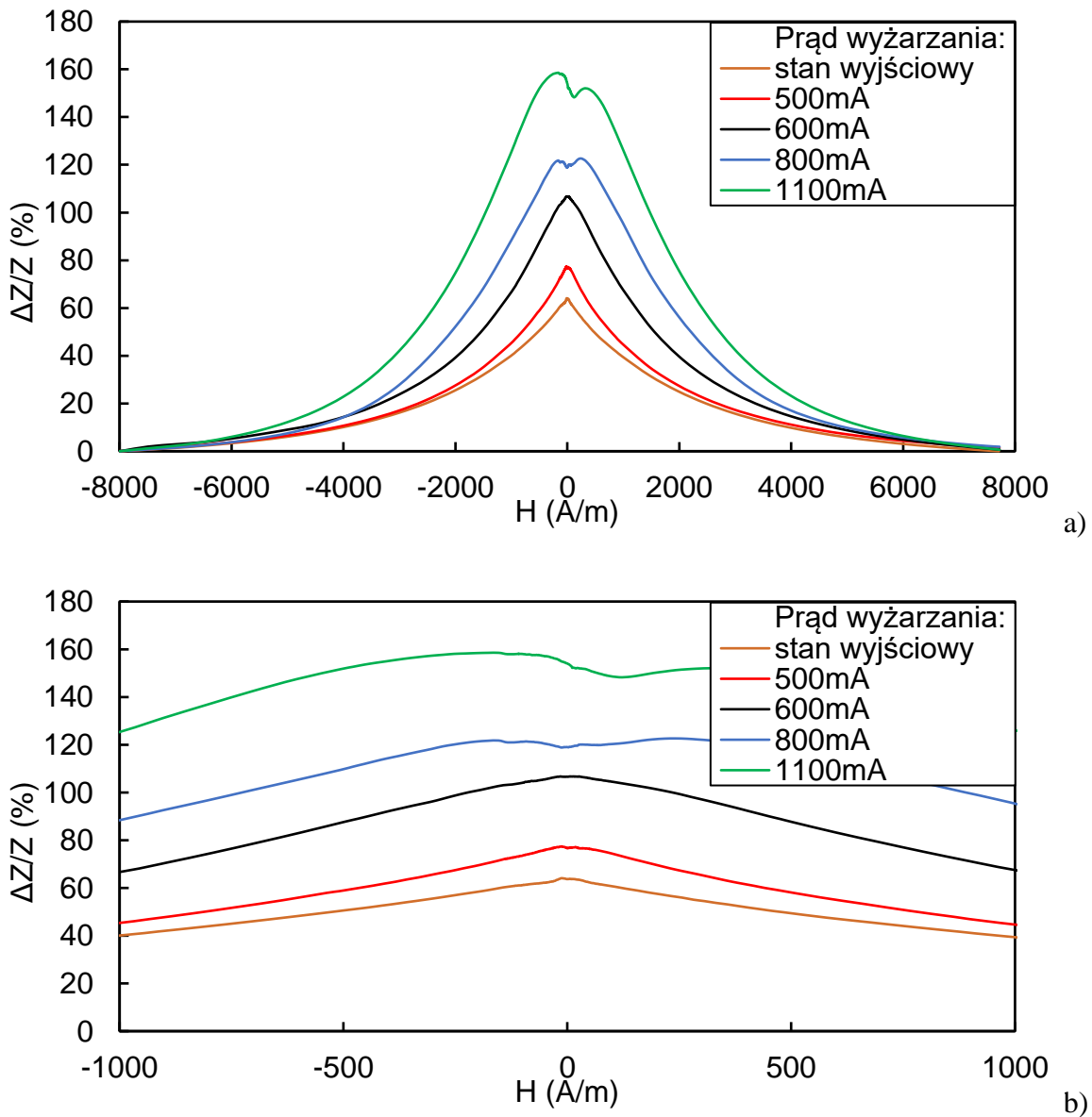
W przypadku próbek ze stopu **Fe₄₀Ni₃₈Mo₄B₁₈** o dodatniej magnetostrykcji, wyniki względnych zmian impedancji $\Delta Z/Z$ przedstawione na rysunku 6.12, były znacząco niższe niż w przypadku stopów na bazie kobaltu. Otrzymane charakterystyki dla tego stopu miały kształt krzywej jednoszczytowej lub kształt ten był dominujący. Dla próbek wyżarzanych prądem o wartości powyżej 800 mA można wyróżnić minimum lokalne charakterystyczne dla krzywej dwuszczytowej, lecz wartość parametru Z_{Δ} nie wykracza powyżej 10%. Największy współczynnik GMI (według zależności 3.2) równy 158,5% otrzymano dla próbki wyżarzanej prądem o natężeniu 1100 mA.

Tabela 6.1 Porównanie próbek z badanych materiałów o największej zmianie GMI

Skład	Wartość prądu wyżarzającego (mA)	Maksymalne GMI (%)	Z_{Δ} (%)	H_k (A/m)
Co ₇₀ Fe ₅ Ni ₂ Mo ₅ B ₃ Si ₁₅	800	506,3	482,4	123,3
Co ₆₆ Fe ₄ Ni ₁ Si ₁₅ B ₁₄	625	255,5	202,7	47,1
Co ₆₇ Fe ₃ Cr ₃ Si ₁₅ B ₁₂ ,	800	348,7	122,9	59,3
Co _{83,4} Fe _{1,4} Mo _{1,7} Mn _{4,3} Si _{7,3} B _{1,9}	800	458,6	433,6	80,8
Co _{87,45} Fe _{5,42} Si _{3,34} B _{3,79}	800	324,8	323	593,3
Fe ₄₀ Ni ₃₈ Mo ₄ B ₁₈ .	1100	158,5	-	-

Tabela 6.1 przedstawia zestawienie uzyskanych parametrów próbek z danego materiału o największej zmianie impedancji GMI. Z zestawienia wynika, iż dla próbek o największej zmianie impedancji GMI spośród próbek w zestawieniu (Co₇₀Fe₅Ni₂Mo₅B₃Si₁₅ oraz Co_{83,4}Fe_{1,4}Mo_{1,7}Mn_{4,3}Si_{7,3}B_{1,9}) wartość pola anizotropii H_k była stosunkowo duża. Materiał o najmniejszej zaobserwowanej maksymalnej zmianie GMI (Co₆₆Fe₄Ni₁Si₁₅B₁₄)

spośród taśm na bazie kobaltu, posiada najmniejsze pole anizotropii H_k , oraz stosunkowo dużą wartość parametru Z_Δ .



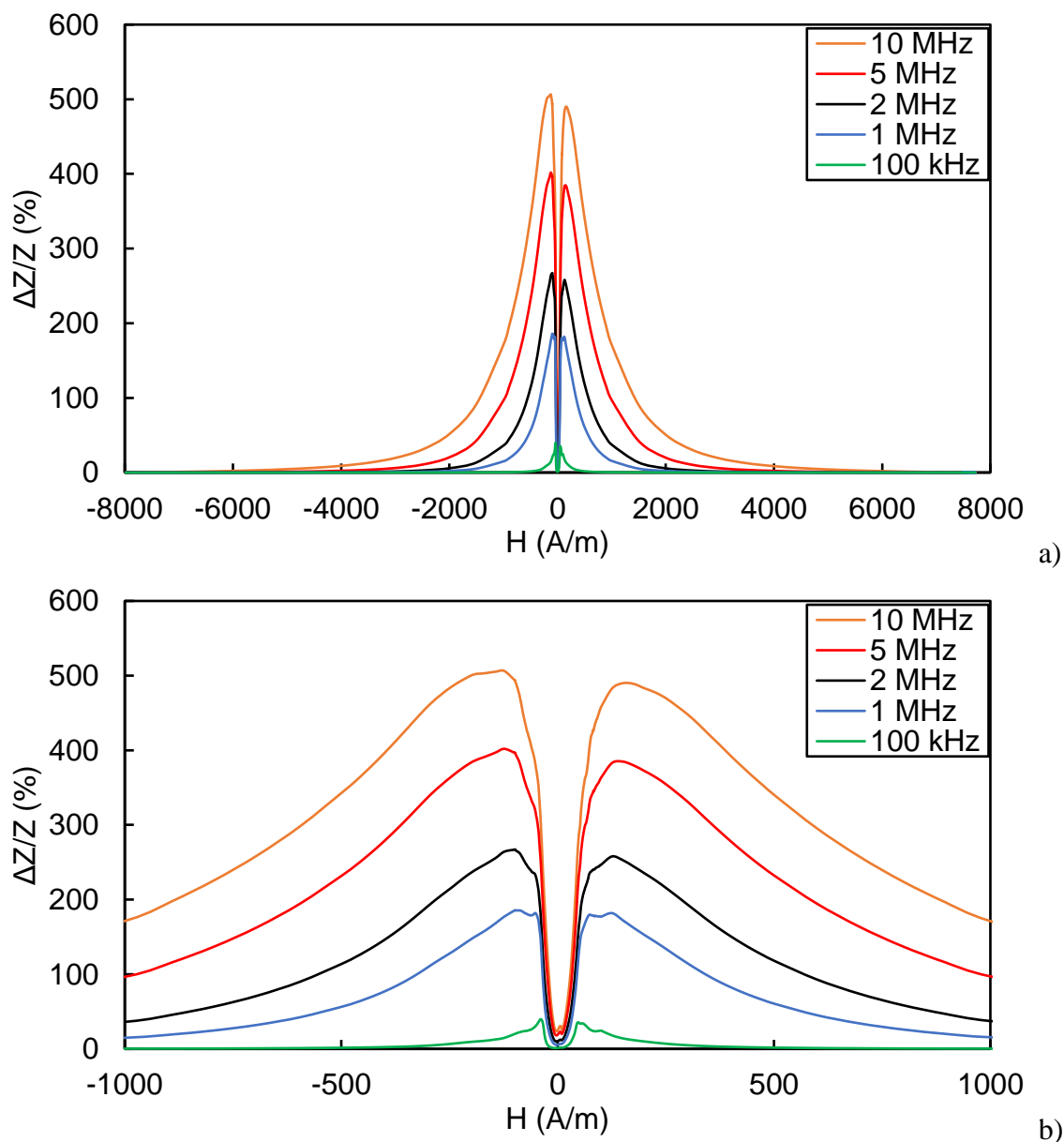
Rys. 6.12 Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbek ze stopu amorficznego o składzie $Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$ w stanie wyjściowym oraz poddanych procesowi relaksacji termomagnetycznej: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

6.2 Wpływ częstotliwości na efekt GMI

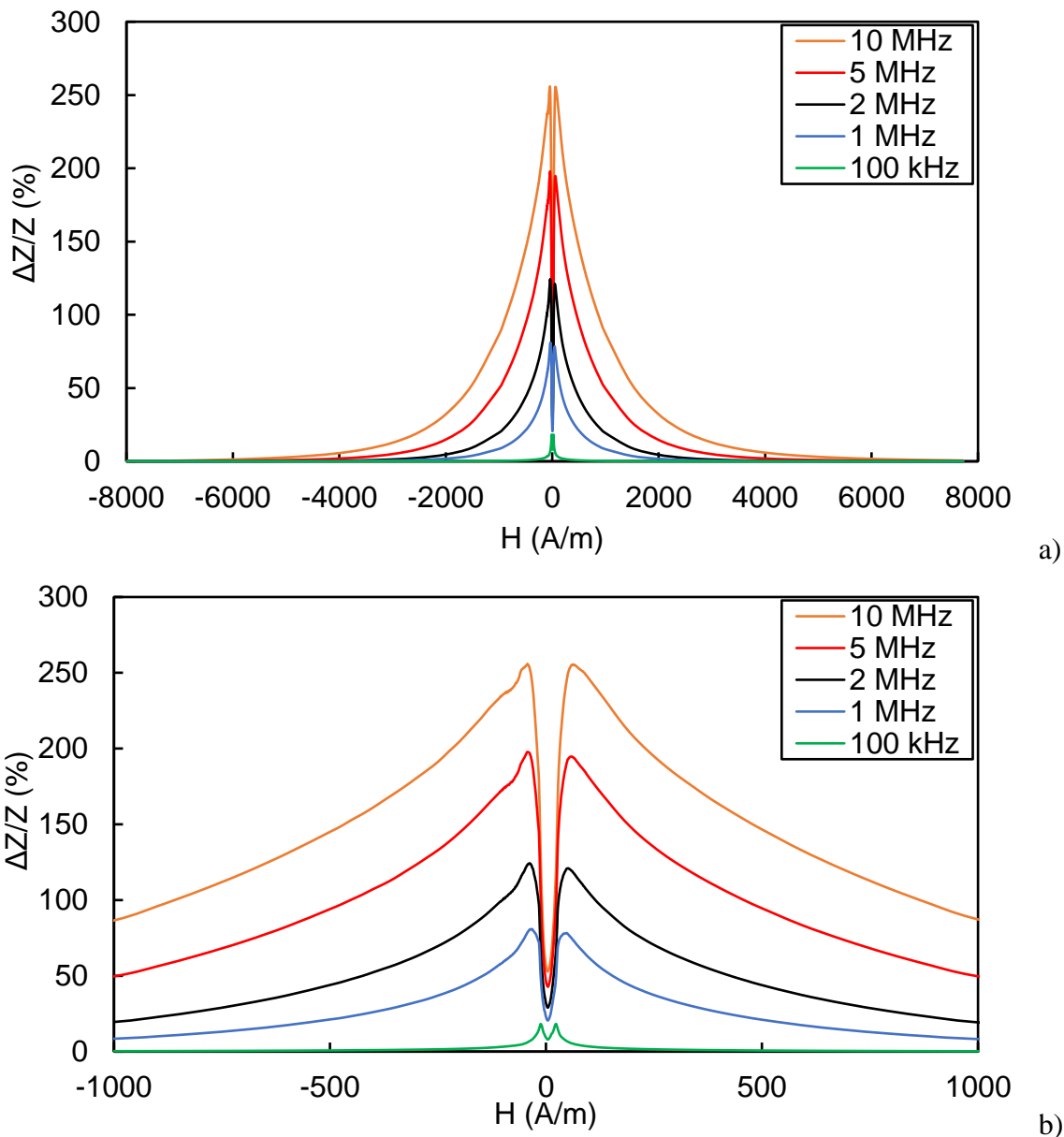
W trakcie badań nad zjawiskiem GMI sprawdzany był wpływ częstotliwości f wymuszającej zjawisko GMI na współczynnik zmiany impedancji $\Delta Z/Z$ (współczynnik GMI) w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla wszystkich badanych materiałów w stanie wyjściowym i po wyżarzeniu. Otrzymane wyniki przedstawione są na rysunkach 6.13 - 6.18.

Dla wszystkich badanych materiałów zaobserwowano wzrost zmiany współczynnika GMI wraz ze wzrostem częstotliwości f . Dla częstotliwości 100 kHz, zmiana impedancji dla wszystkich materiałów była znikoma, w związku z czym nie można mówić o występowaniu zjawiska GMI w badanych materiałach w paśmie poniżej 100 kHz. Największe zmiany impedancji dla wszystkich materiałów obserwowano dla maksymalnej używanej w badaniach częstotliwości 10 MHz.

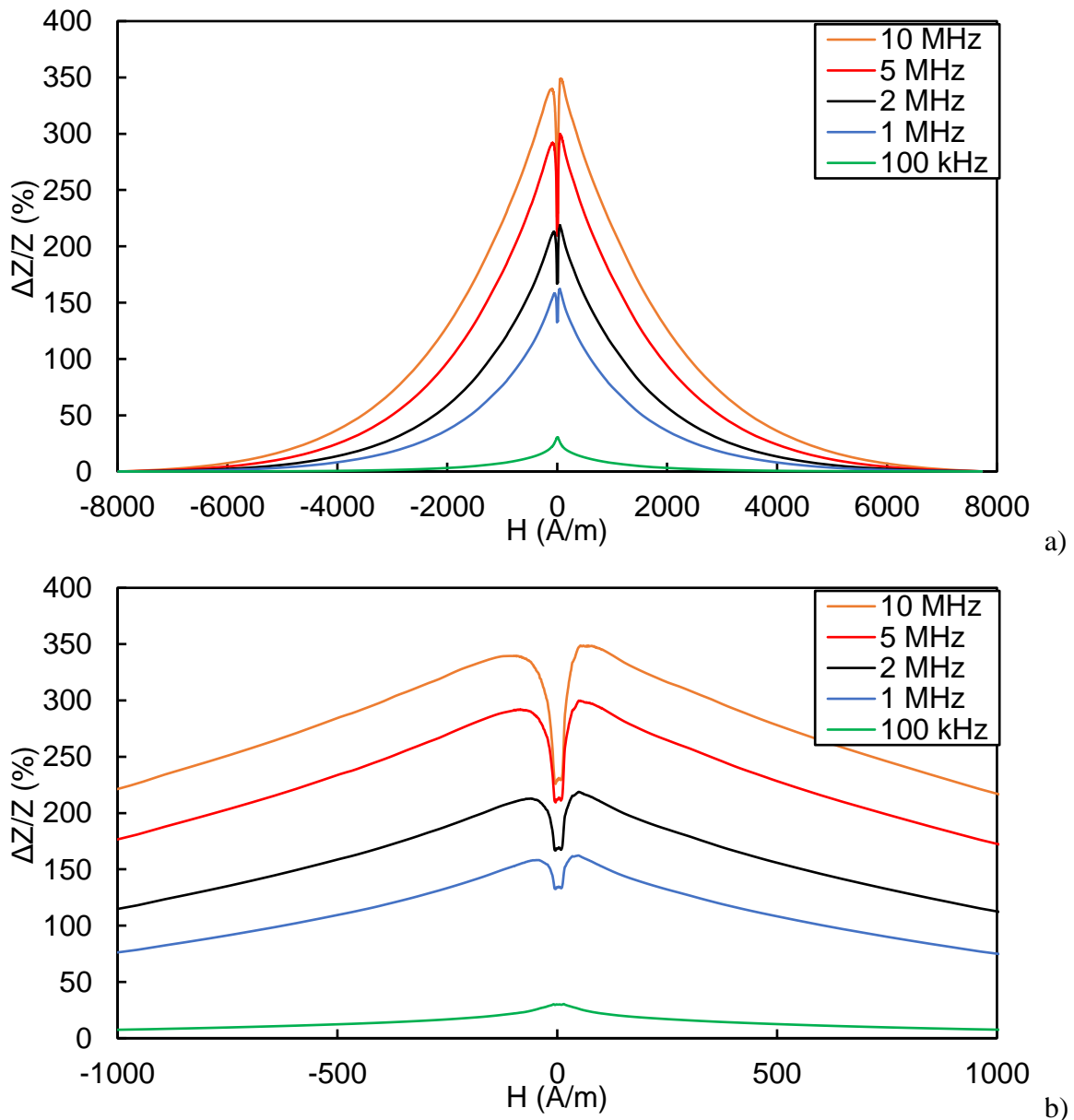
Dla wszystkich próbek o charakterystyce dwuszczytowej zwiększanie częstotliwości powodowały zwiększenie wartości pola anizotropii H_k oraz zwiększenie wartości pól magnesujących H dla których dana próbka była nasycona magnetycznie. Dla próbek ze stopów: **Co₇₀Fe₅Ni₂Mo₅B₃Si₁₅**, **Co_{83,38}Fe_{1,41}Mo_{1,69}Mn_{4,29}Si_{7,29}B_{1,95}**, **Co_{87,45}Fe_{5,42}Si_{6,5}B₁₇** zmiana częstotliwości miała niewielki wpływ na wartość minimum lokalnego dla zerowego pola magnesującego H , kształt krzywej GMI w zakresie słabych pól magnesujących H . W przypadku próbek ze stopów **Co₆₆Fe₄Ni₁Si₁₅B₁₄** oraz **Co₆₇Fe₃Cr₃Si₁₅B₁₂** wartość współczynnika GMI ulegała zwiększeniu wraz z zwiększeniem się częstotliwości, przy jednoczesnym wzroście różnicy wartości maksymalnej i minimalnej względnej zmiany impedancji $\Delta Z/Z$.



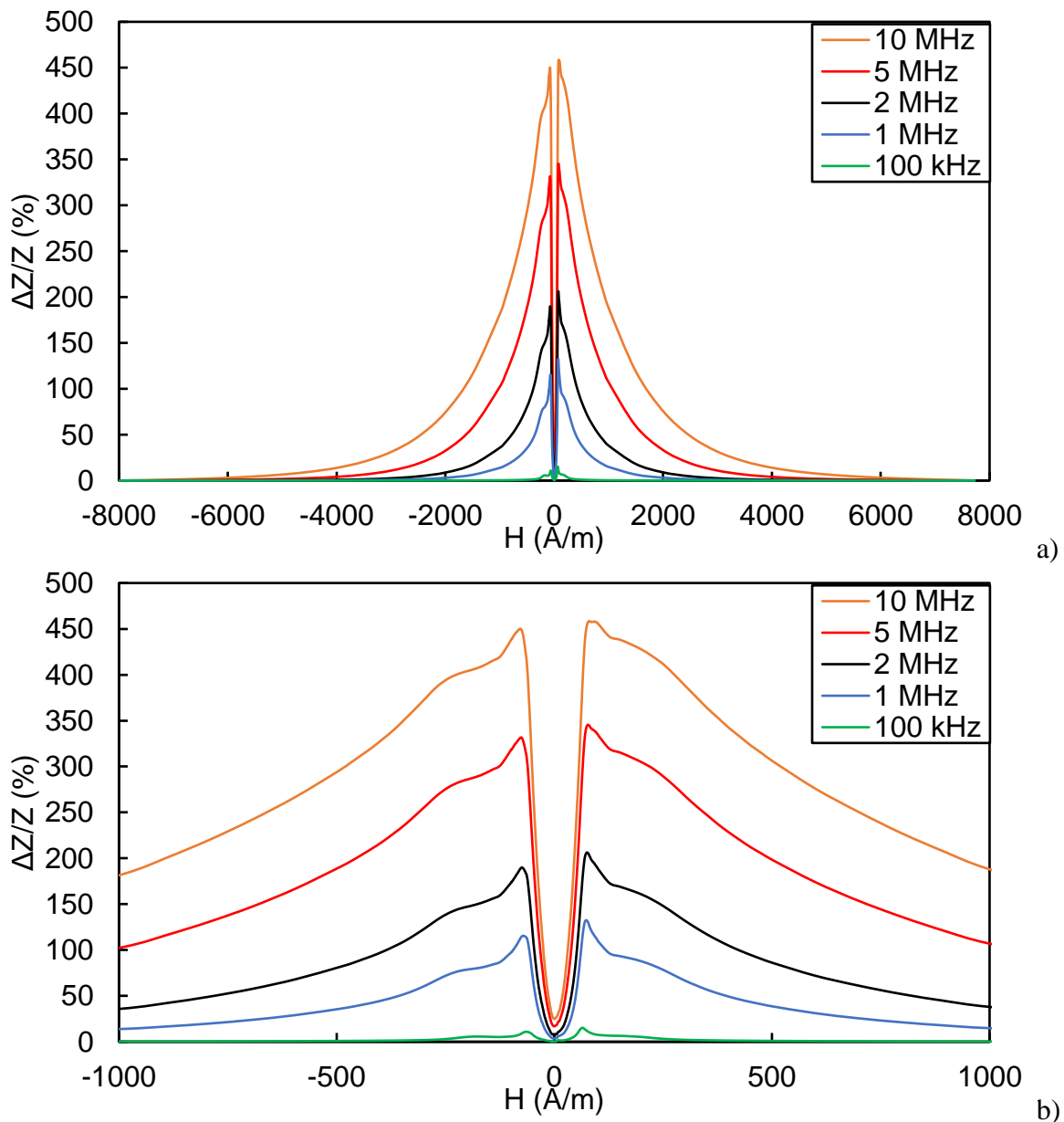
Rys. 6.13. Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbki ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Ni}_2\text{Mo}_5\text{B}_3\text{Si}_{15}$ poddanemu procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 800 mA dla różnych częstotliwości sygnału wymuszającego: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H



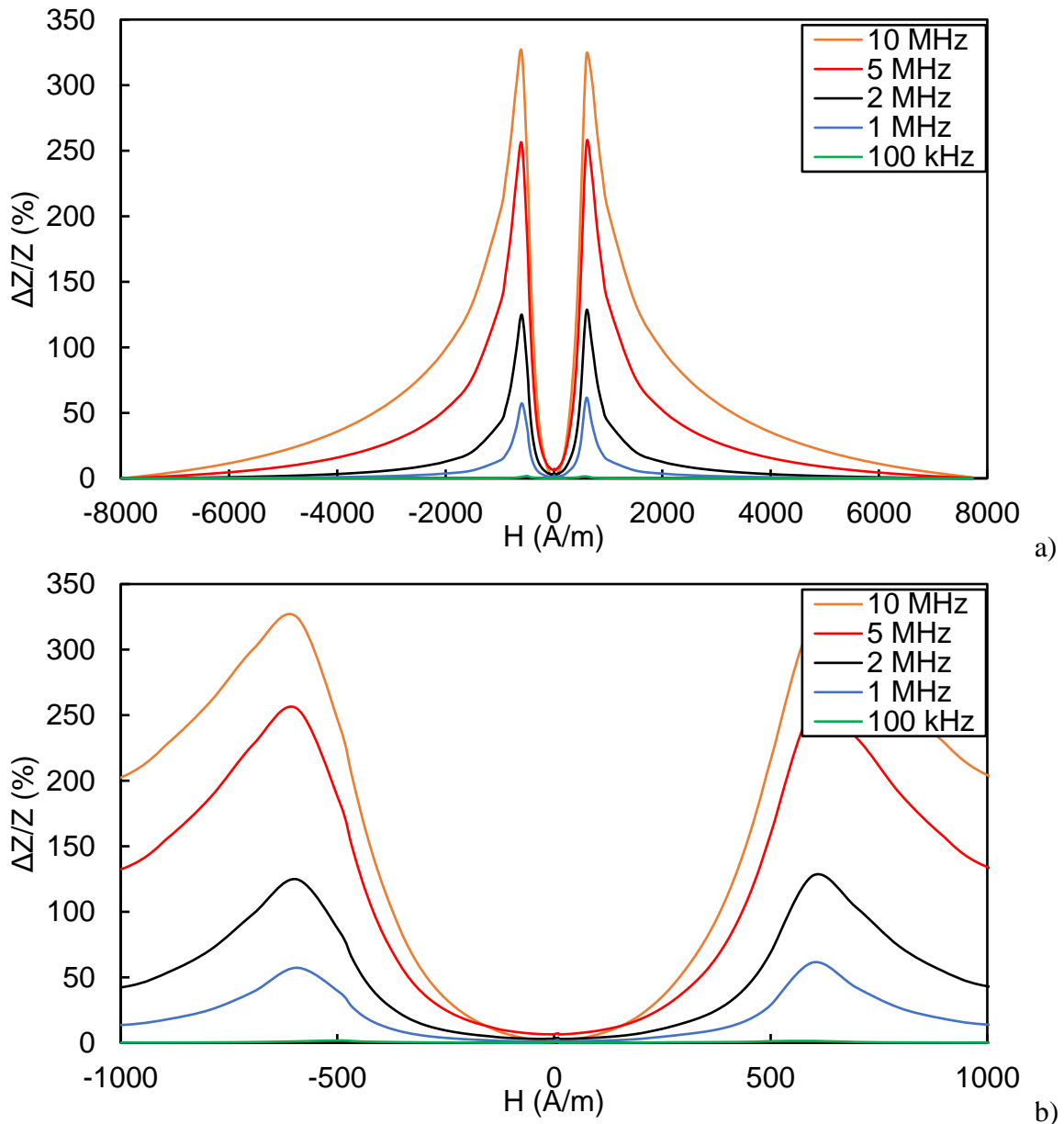
Rys. 6.14. Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbki ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ poddanemu procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 575 mA dla różnych częstotliwości sygnału wymuszającego: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H



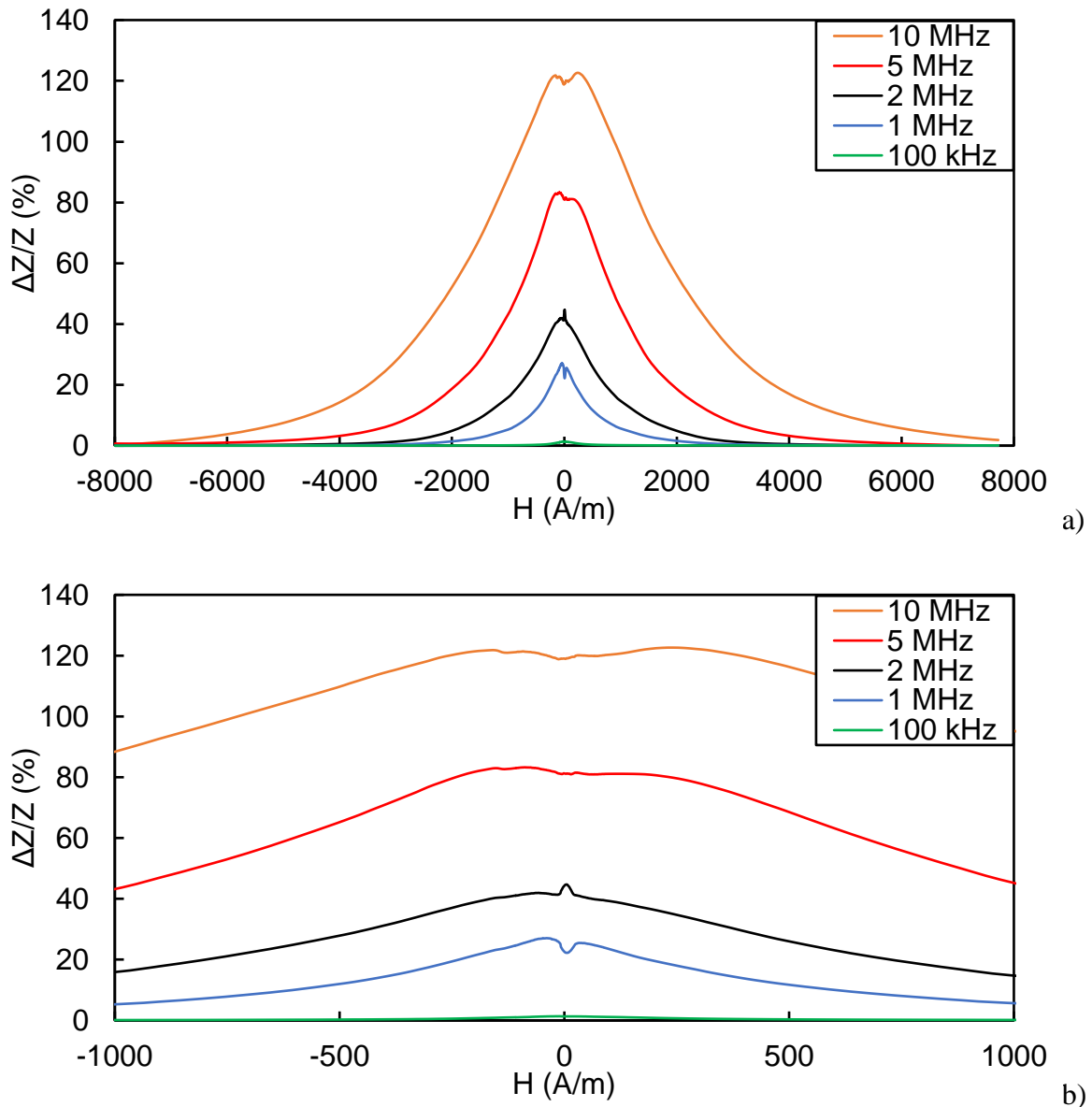
Rys. 6.15. Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbki ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ poddanemu procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 800 mA dla różnych częstotliwości sygnału wymuszającego: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H



Rys. 6.16 Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbki ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{83,38}\text{Fe}_{1,41}\text{Mo}_{1,69}\text{Mn}_{4,29}\text{Si}_{7,29}\text{B}_{1,95}$ poddanemu procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 800 mA dla różnych częstotliwości sygnału wymuszającego: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H



Rys. 6.17 Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbki ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{87,45}\text{Fe}_{5,42}\text{Si}_{6,5}\text{B}_{17}$ poddanemu procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 800 mA dla różnych częstotliwości sygnału wymuszającego: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

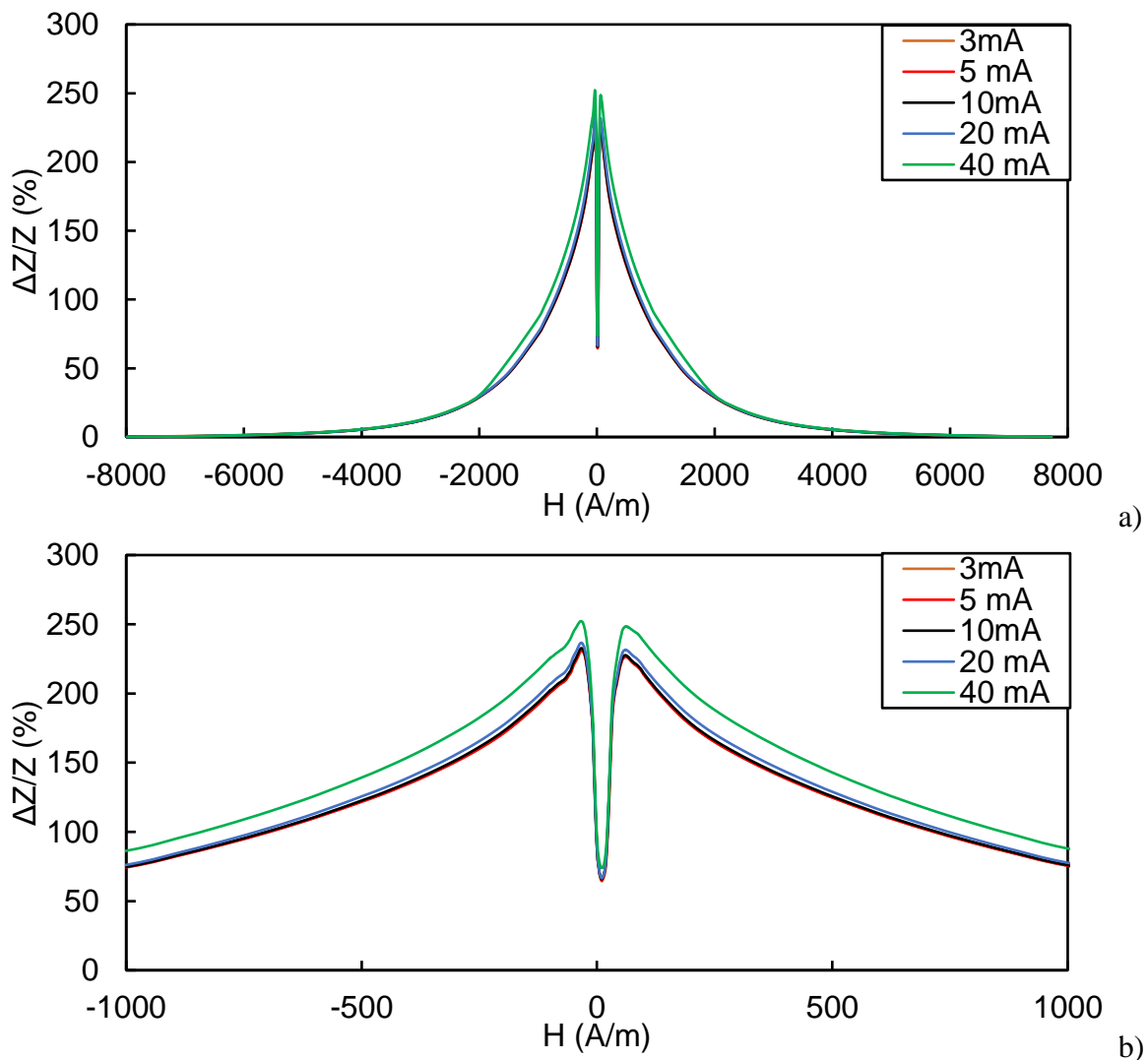


Rys. 6.18 Charakterystyki zmiany impedancji ΔZ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla próbki ze stopu amorficznego o składzie $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{38}\text{Mo}_4\text{B}_{18}$ poddanemu procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 800 mA dla różnych częstotliwości sygnału wymuszającego: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

W badaniach sprawdzano również wpływ wartości amplitudy prądu sygnału wymuszającego. Wartość amplitudy zmieniana była w zakresie od 3 do 40 mA. Rysunek 6.19 przedstawia charakterystyki zmian impedancji $\Delta Z/Z$ (współczynnik GMI) dla próbki ze stopu

$\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ w funkcji zewnętrznego pola magnesującego H dla różnych wartości amplitudy prądu wymuszającego. Charakterystyki w zakresie od 3 do 20 mA prądu wymuszającego praktycznie się pokrywają. Dla amplitudy wymuszenia 40 mA, współczynnik GMI (definiowany według zależności 3.2) zwiększa się (o około 6%). Jednocześnie wartość zmiany impedancji dla minimum lokalnego dla zerowego pola magnesującego H oraz wartości pola anizotropii zwiększa się.

Podobną zależność zmian impedancji w zjawisku GMI od wartości amplitudy prądu sygnału wymuszającego zauważono dla pozostałych materiałów.



Rys. 6.19 Charakterystyki $\Delta Z/Z(H)$ dla próbki ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ poddanemu procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 575 mA dla różnych amplitud sygnału wymuszającego: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

7 Model ilościowy zjawiska GMI w taśmach amorficznych

W literaturze nie został do tej pory przedstawiony model zjawiska pozwalający na opis charakterystyk GMI w pełnym zakresie częstotliwości (więcej informacji znajduje się w rozdziale 3.1.4). Pośród nielicznych prac związanych z modelowaniem zjawiska GMI [48, 130, 57, 131] najczęściej jednym z parametrów modelu był kąt θ_1 obrotu magnetyzacji względem osi próbki. Jest to parametr konieczny do walidacji wyników eksperymentalnych z modelem. Pomiar tego parametru wymaga kosztownej i skomplikowanej aparatury pomiarowej takiej jak mikroskop Kerra [132]. Z tego względu istnieje potrzeba opracowania modelu zjawiska GMI w którym parametr θ_1 nie będzie wykorzystany.

Model rozwiązujący problem konieczności pomiaru kąta obrotu magnetyzacji został zaproponowany przez Machado i Rezenda [133] i rozwijany przez Rahman [134, 135]. Zaproponowany model fenomenologiczny opisywał impedancję przewodnika zależnością [136]:

$$Z = (1 - i) \frac{\rho l}{2w\delta} = \frac{(1 - i)l}{2wc} \sqrt{2\pi\rho\omega\mu_t} \quad (7.1)$$

przy czym ρ jest parametrem charakterystycznym materiału wyrażającym jego rezystywność, l jest długością przewodnika, w jego szerokością, δ jest głębokością penetracji prądu AC w przewodniku, c jest prędkością światła, zaś μ_T względną przenikalnością magnetyczną. Wykorzystując zależność wiążącą podatność magnetyczną χ_0 z przenikalnością magnetyczną $\mu_T = \chi_0 + 1$ oraz korzystając z własności materiałów amorficznych dla których zazwyczaj $\mu_T > 1000$ można przyjąć $\mu_T \approx \chi_0$ i używać tych symboli zamiennie.

Model Machado uwzględnił zjawisko blokowania ruchu ścian domenowych przez prądy wirowe, co wymusza konieczność stosowania zależności (3.27) wiążącej podatność magnetyczną z pulsacją sygnału wymuszającego ω oraz czasem relaksacji magnetycznej τ . Uwzględniając tę zależność, impedancję przewodnika można wyrazić zależnością [135]:

$$Z = \frac{l}{2wc} \sqrt{\left(\frac{2\pi\rho\omega}{1 + \omega^2\tau^2}\right)^4 [(1 + \omega^2\tau^2 + 4\pi\chi_0)^2 + (4\pi\chi_0\omega\tau)^2]} \quad (7.2)$$

Model Machado zakładający stały czas relaksacji został rozwinięty przez Rahman, poprzez wprowadzenie zależności czasu relaksacji magnetycznej τ od częstotliwości sygnału wymuszającego f oraz pola magnesującego H . Poprzez dopasowanie danych

eksperymentalnych do modelu zaproponowali oni następującą zależność czasu relaksacji τ od częstotliwości sygnału wymuszającego f [134]:

$$\tau_{FIT1} = \tau_1 + \tau_2 = a_0 e^{a_1 f} + a_2 f \quad (7.3)$$

przy czym a_0 , a_1 , a_2 są parametrami dopasowania zależnymi od pola H według zależności:

$$a_0(H) = c_0 \quad (7.4)$$

$$a_1(H) = \frac{c_1}{\sqrt{H}} \quad (7.5)$$

$$a_2(H) = c_2 + c_3 H^2 \quad (7.6)$$

Zaś c_0 , c_1 , c_2 , c_3 są stałymi zależnymi od właściwości materiałowych próbki, wyznaczanych poprzez dopasowanie danych eksperymentalnych do modelu dla każdego materiału. Ostatecznie zależność czasu relaksacji magnetycznej τ od częstotliwości sygnału wymuszającego f oraz pola magnesującego H można zapisać jako [134]:

$$\tau(f, H) = c_0 e^{\frac{c_1}{\sqrt{H}} f} + (c_2 + c_3 H^2) f \quad (7.7)$$

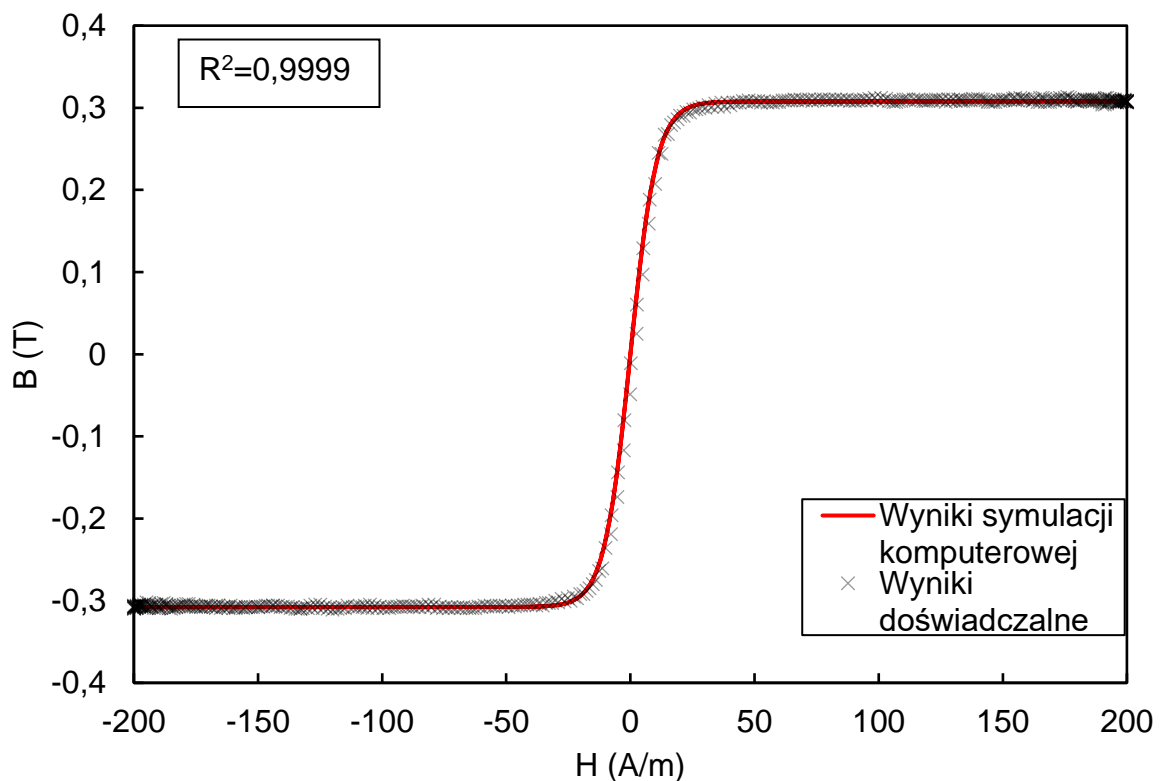
Jednakże w modelu zjawiska GMI Machado rozwiniętym przez Rahman zakłada się stałą wartość podatności magnetycznej materiału. Z literatury wiadomo, że takie założenie jest błędne gdyż podatność materiału zmienia się w szerokim zakresie [137]. Dlatego w pracy zaproponowano powiązanie wartości podatności magnetycznej χ_0 z działającym na próbkę polem magnesującym H , co stanowi element nowości w pracach nad modelem zjawiska GMI.

W celu wyznaczenia zależności $\chi_0(H)$ należało przybliżyć charakterystykę magnetyczną materiału $B(H)$ krzywą magnesowania. Zdecydowano się na zastosowanie modelu krzywej ahisterezowej. Przeglądu najczęściej stosowanych modeli krzywej ahisterezowej dokonano w pracy [138]. Z pośród opisanych modeli zdecydowano się na wykorzystanie modelu eksponentyjnego, ze względu na fakt, że prawidłowo odzwierciedla krzywą ahisteresową dla materiałów z anizotropią poprzeczną. Model ten opisuje zależność magnetyzacji M od pola magnesującego H równaniem [138]:

$$M(H) = M_s \left(\frac{2}{1 + e^{\frac{-1 \cdot H}{z}}} - 1 \right) \quad (7.8)$$

przy czym M_s jest magnetyzacją nasycenia materiału zaś, z jest parametrem dopasowania modelu.

Na rysunku 7.1 przedstawiono wyniki eksperymentalne pomiaru pętli histerezy magnetycznej dla próbki ze stopu amorficznego, o składzie $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$, poddanej procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 575 mA oraz wyniki symulacji komputerowej według wybranego modelu. Wartość parametru R^2 ($R^2 = 0,9999$) potwierdza prawidłowe odwzorowanie danych eksperymentalnych przez model. Uzyskane dane wykorzystano do obliczeń podatności magnetycznej w modelu zjawiska GMI.



Rys. 7.1. Wyniki symulacji komputerowej oraz doświadczalne charakterystyki $B(H)$ próbki ze stopu amorficznego o składzie $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ poddanej procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 575 mA

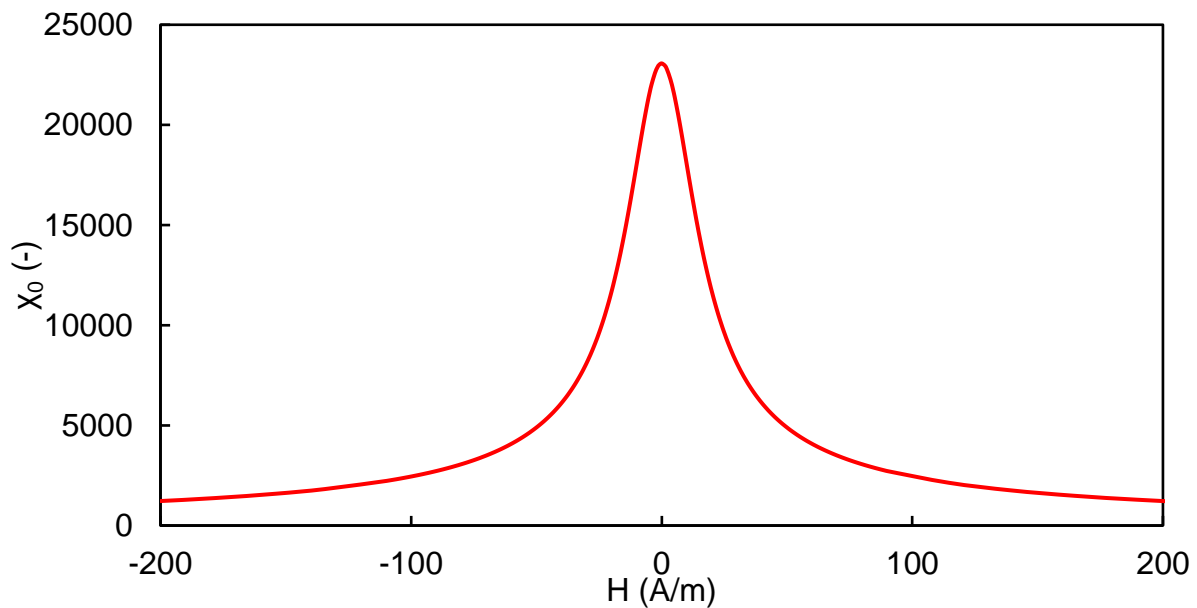
Klasycznie podatność magnetyczną χ_0 wyraża się zależnością:

$$\chi_0(H) = \frac{M(H)}{H} \quad (7.9)$$

Wstawiając zależność 7.8 do wzoru 7.9 otrzymujemy zależność podatności magnetycznej χ_0 od działającego na materiał pola magnesującego H :

$$\chi_0(H) = \frac{M_s}{H} \left(\frac{2}{1 + e^{\frac{-1 \cdot H}{z}}} - 1 \right) \quad (7.10)$$

Otrzymana zależność została wykorzystana w dalszym etapie modelowania zjawiska GMI. Wykres podatności magnetycznej χ_0 w funkcji pola magnesującego H , przedstawia rysunek 7.2.



Rys. 7.2. Charakterystyka podatności magnetycznej χ_0 w funkcji pola magnesującego H .

W celu symulacji wartości impedancji Z w funkcji pola magnesującego H należało wyznaczyć parametry modelu. Parametry wyznaczono za pomocą optymalizacji - strategii ewolucyjnej różnicowej [139], w której funkcja celu F była wyrażona zależnością:

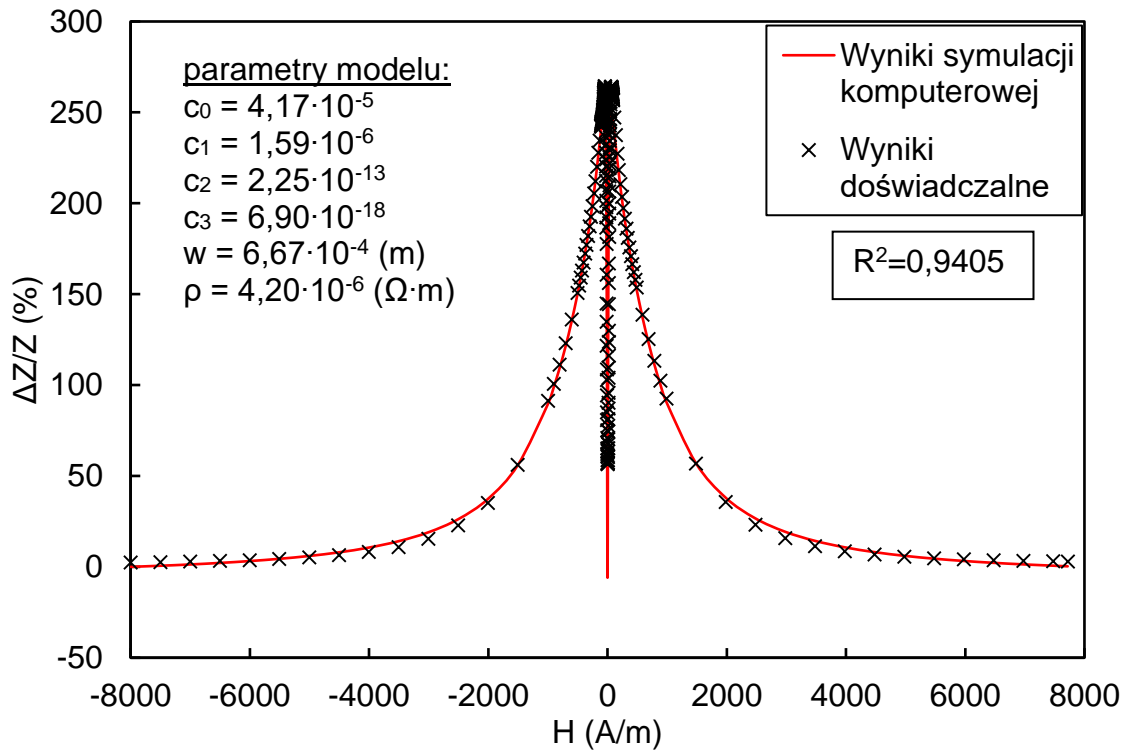
$$F = \sum_{i=1}^n (Z_{mi}(H) - Z_{di}(H))^2 \quad (7.11)$$

gdzie H jest polem magnesującym, $Z_{mi}(H)$ wartością impedancji (dla danego pola magnesującego H) wyznaczoną z wykorzystaniem opracowanego modelu, $Z_{di}(H)$ wynikiem doświadczalnego pomiaru wartości impedancji, zaś n liczbą punktów pomiarowych.

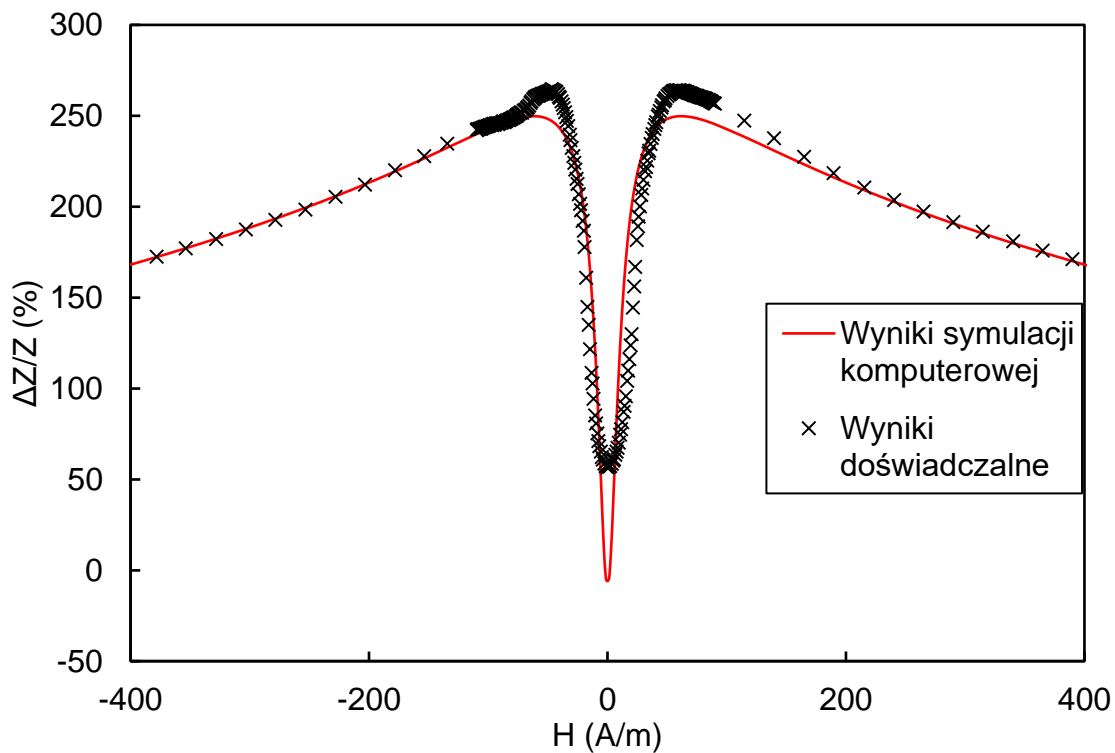
Przedstawiony przez Machado model zjawiska GMI odnosił się do obliczeń współczynnika GMI zmian impedancji, wyrażonego zależnością 3.2. Obliczenia zostały przeprowadzone dla częstotliwości $f = 10 \text{ MHz}$. Minimalizacja funkcji celu F pozwoliła na wyznaczenie następujących parametrów modelu: c_0 , c_1 , c_2 , c_3 , w oraz ρ . Cięcie materiału powoduje wprowadzanie lokalnych naprężeń, co zmienia właściwości magnetyczne materiału. Zmniejsza to efektywną szerokość materiału i z tego powodu wartość tego parametru została wyznaczona na drodze optymalizacji. Wartość rezystywności materiału podana przez producenta w karcie katalogowej mogła odbiegać od wartości rzeczywistej. Z tego powodu wartość rezystywności również została wyznaczona w procesie optymalizacji.

Na rysunku 7.3 przedstawiono wynik symulacji zjawiska GMI wykorzystującej opracowany model wraz z podaniem optymalizowanych parametrów modelu. Wartość parametru R^2 ($R^2 = 0,9405$) pozwala stwierdzić, że opracowany model dobrze opisuje charakterystyki GMI $\Delta Z/Z(H)$. Jedynie w obszarze od -10 A/m od 10 A/m wyniki symulacji i eksperymentu różnią się znacząco. Jest to obszar bardzo dużych zmian podatności oraz czasu relaksacji, w związku z czym mały względny błąd wyznaczenia tych parametrów powoduje duży błąd wyników symulacji.

Rozwinięty model zjawiska GMI pozwala na ilościowy opis otrzymanych wyników. Umożliwia on poznanie i lepsze zrozumienie fizycznych podstaw badanego zjawiska. Pozwala również na symulacje zjawiska GMI bez wykorzystania trudnego do uzyskania parametru θ_l .



a)



b)

Rys. 7.3. Wyniki symulacji komputerowej oraz doświadczalne charakterystyki $Z(H)$ próbki ze stopu amorficznego o składzie $Co_{66}Fe_4Ni_1Si_{15}B_{14}$ poddanej procesowi relaksacji termomagnetycznej prądem o wartości 575 mA: a) charakterystyki dla pełnego zakresu pól magnesujących H wykorzystywanych w badaniach, b) przybliżenie charakterystyki dla słabych pól magnesujących H

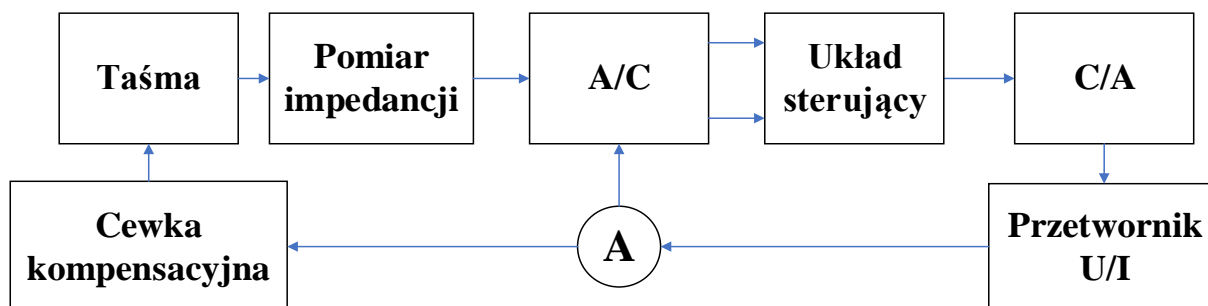
8 Opracowany sensor do pomiaru pól magnetycznych wykorzystującego zjawisko magnetoimpedancji

8.1 Koncepcja zaproponowanego sensora

Rozwój techniki sensorów GMI pola magnetycznego przypadał głównie na lata dziewięćdziesiąte i dwutysięczne [74, 100, 103, 95, 97]. Możliwości obliczeniowe ówczesnych mikroprocesorów były niewielkie w porównaniu do aktualnych rozwiązań, dlatego konstrukcje prototypowe sensorów GMI były oparte głównie na układach elektroniki analogowej [18, 74, 100, 101, 103]. Ponadto, dotychczasowe badania nad zjawiskiem GMI były ukierunkowane na otrzymanie materiału o jak największej zmianie impedancji w zjawisku GMI materiału i nie były skorelowane z pracami nad rozwojem techniki GMI sensorów pola magnetycznego.

Wyniki uzyskane w trakcie badań zjawiska GMI w taśmach ze stopów amorficznych w zakresie słabych pól magnesujących H , umożliwiają zaproponowanie nowej konstrukcji sensora pola magnetycznego wykorzystującego zjawisko GMI. Istotą działania zaproponowanego sensora jest wykorzystanie właściwości krzywej dwuszczytowej GMI osiągającej lokalne minimum impedancji dla zerowego pola magnesującego H . W związku z tym, działanie sensora będzie opierało się na kompensacji wpływu zewnętrznego pola magnesującego H (mierzonego pola) na element czynny GMI poprzez wytworzenie pola kompensującego H_{kom} o takim samym natężeniu lecz przeciwnym zwrocie.

Schemat przetwarzania w proponowanym sensorze prezentuje rysunek 8.1. Elektroniczny układ pomiaru impedancji bada impedancję przewodnika dla danego wypadkowego pola magnesującego H . Wartość ta jest przekazywana do układu sterującego z wykorzystaniem przetwornika analogowo-cyfrowego (A/C). Układ sterujący, w zależności od etapu pracy sensora, zadaje kolejną wartość pola kompensującego. Pole kompensujące jest zadawane przez układ sterujący z wykorzystaniem przetwornika cyfrowo-analogowego (C/A), przetwornika napięcia-prąd (U/I) i cewek kompensujących działających na element czynny GMI. Amperomierz mierzy prąd płynący przez cewki kompensacyjne, wartość prądu jest binaryzowana przez przetwornik A/C i przeliczana przez układ sterujący na wartość pola kompensacyjnego.

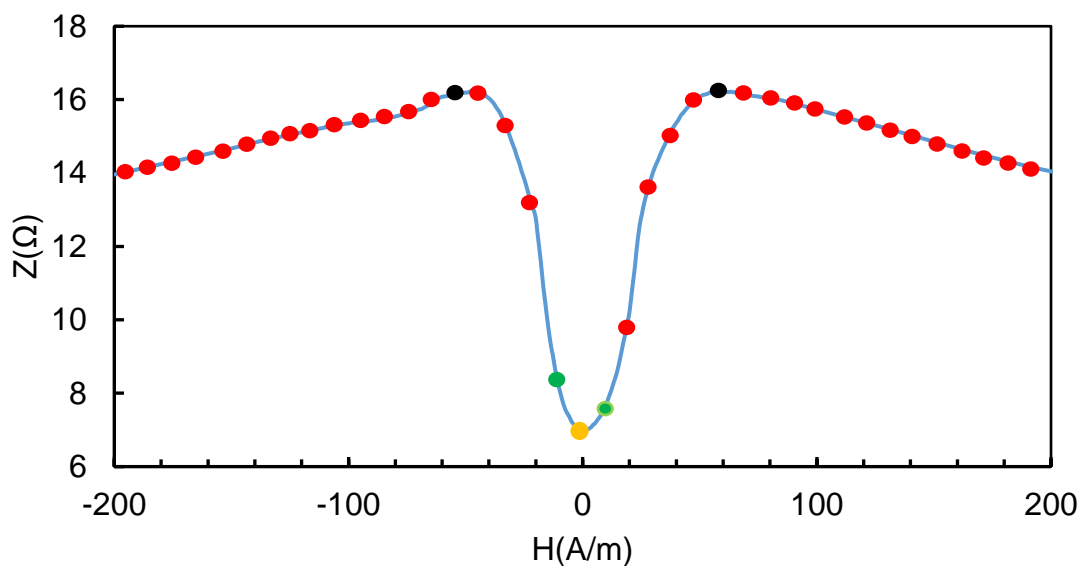


Rys. 8.1. Schemat blokowy działania zaproponowanego sensora

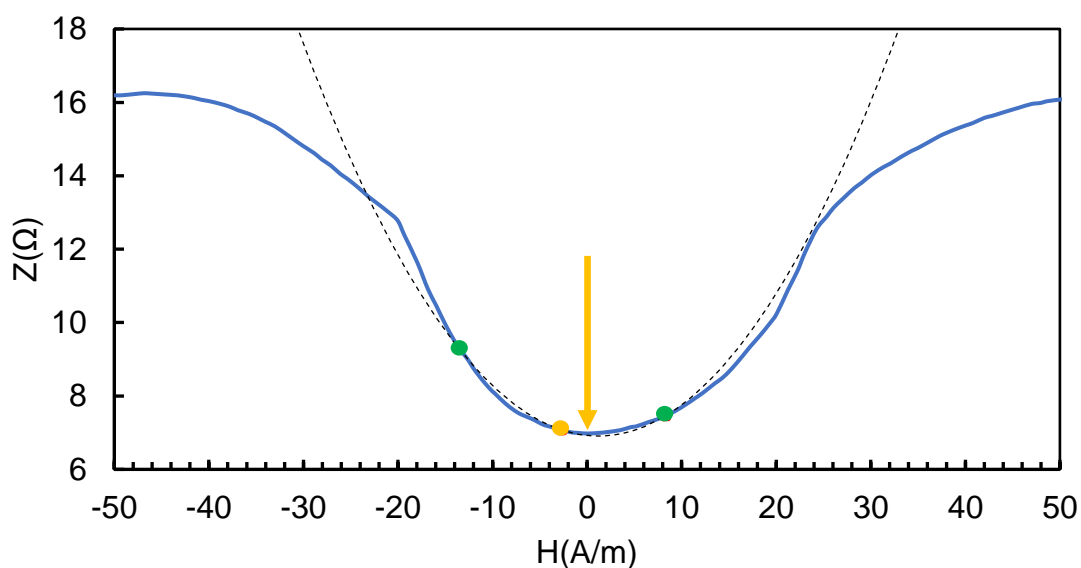
Rysunek 8.2 ilustruje schemat działania zaproponowanego sensora. Proces pomiaru – kompensacji mierzonego pola H_m , będzie przebiegał dwuetapowo:

- **etap pierwszy** – pomiar punktów charakterystyki $Z(H_{kom})$ (rysunek 8.2 a),
- **etap drugi** – pętla sprzężenia zwrotnego w celu znalezienia minimum impedancji (rysunek 8.2 b).

Etap pierwszy polega na pomiarze impedancji elementu czynnego GMI dla kolejnych wartości pola kompensacyjnego (punkty na rysunku 8.2) w celu wykrycia minimum lokalnego charakterystyki dwuszczytowej. W etapie pierwszym krok zmiany natężenia pola kompensacyjnego wynosi 5 A/m i jest znacząco większy niż krok zmiany pola w etapie drugim (0,5 A/m). Na tym etapie spośród zmierzonych wartości impedancji (punkty czerwone, rysunek 8.2) wyznaczane są punkty charakterystyczne krzywej GMI - maksima oznaczone na rysunku 8.2 kolorem czarnym oraz minimum, oznaczone kolorem pomarańczowym.



a)



b)

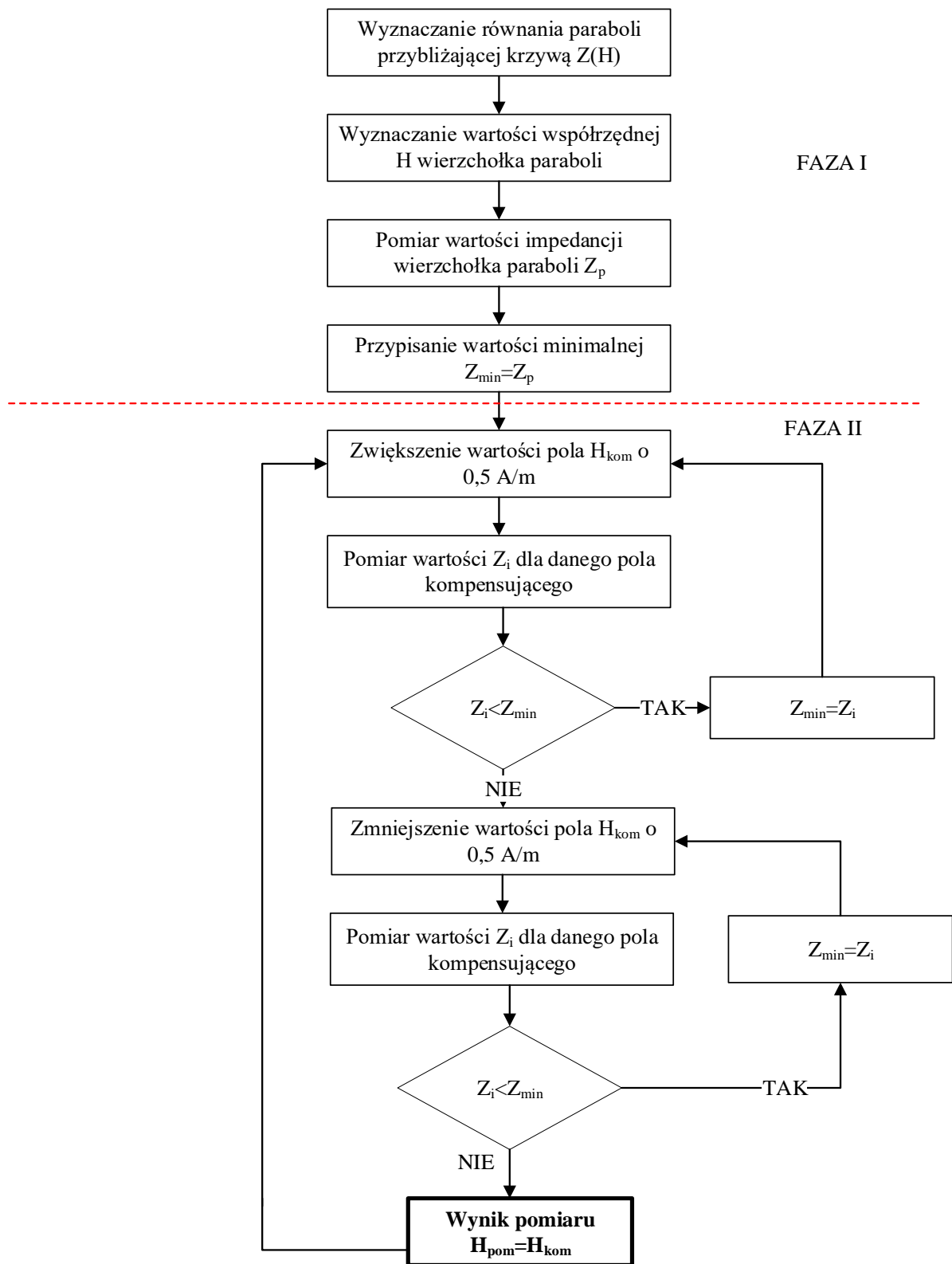
Rys. 8.2. Zasada działania zaproponowanego sensora: a) etap I – pomiar punktów charakterystyki, b) etap II – interpolacja krzywą drugiego stopnia, kompensacja wpływu zewnętrznego pola w celu uzyskania wskazania minimum impedancji (optymalizacja quazi-Newtonowska [140])

Drugi etap składa się z dwóch faz wyznaczania minimum. Danymi wejściowymi dla fazy pierwszej są dane:

- wartość pola kompensującego dla minimalnej zmierzonej wartości oraz odpowiadająca jej wartość impedancji (punkt zaznaczony kolorem pomarańczowym),

- dwa sąsiadujące z tym miejscem punkty (punkty zaznaczone kolorem zielonym).

Na ich podstawie wyznaczane jest równanie krzywej drugiego stopnia przechodzącej przez te punkty. Przedstawiona na rysunku 8.2 b) krzywa jest przybliżeniem faktycznej krzywej impedancji przewodnika GMI dla słabych pól magnesujących H . Wartość współrzędnej H wierzchołka wyznaczonej krzywej jest wartością, od której program rozpoczyna działanie w fazie drugiej. Opisany wyżej algorytm znajdowania minimum charakterystyki określany jest optymalizacją metodą Newtonowską [140]. Na tym etapie wartość kroku zadawania pola kompensacyjnego jest rzędu 0,5 A/m. Szukana wartość impedancji zostaje osiągnięta (pomarańczowa strzałka na rysunku 8.2 b) kiedy Każda kolejna zmiana pola kompensacyjnego, w górę lub w dół, daje większe od uzyskanego minimum wyniki impedancji. Schemat blokowy działania sensora w etapie drugim przedstawia szczegółowo rysunek 8.3.



Rys. 8.3. Schemat blokowy działania zaproponowanego sensora w etapie drugim.

8.2 Dobór materiału na rdzeń sensora

Właściwości użytkowe opracowanego sensora są w znacznym stopniu determinowane przez materiał użyty do budowy sensora. Ze względu na pierwszą fazę działania sensora, wartość impedancji w maksimum charakterystyki GMI powinna być co najmniej dwukrotnie większa niż wartość impedancji w minimum, co zapewni jednoznaczne i odporne na potencjalne zakłócenia wykrycie obszaru lokalnego minimum charakterystyki. Wartość pochodnej impedancji w zakresie słabych pól magnesujących będzie wpływać na dokładność i rozdzielczość wykrywania minimum impedancji służącego jako wskaźnik zera i tym samym rozdzielczość zadawanego pola kompensującego.

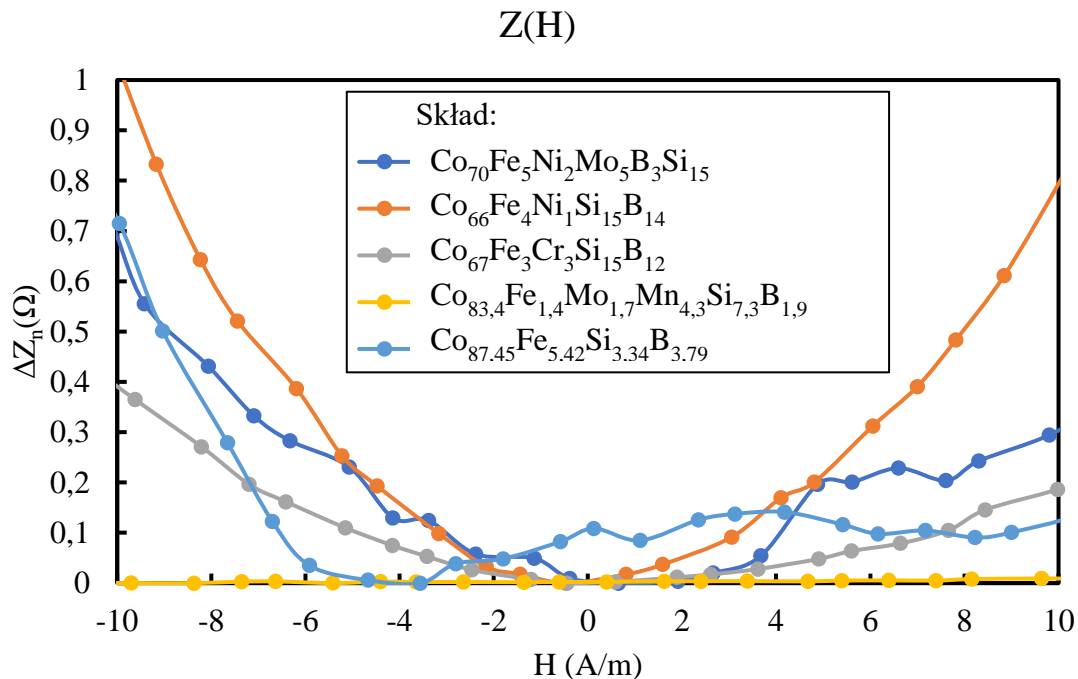
W celu porównania wytworzonych próbek, przeprowadzono analizę zmienności impedancji ΔZ_n względem lokalnego minimum impedancji w funkcji pola magnesującego H w zakresie ± 10 A/m. Na wykresie przedstawiono próbki z danego materiału o największej zmianie impedancji w rozpatrywanym przedziale. Rysunek 8.4 przedstawia powstały wykres. Maksymalna wartość parametru ΔZ_n dla poszczególnych próbek przedstawia tabela 8.1:

Tabela 8.1 Porównanie próbek z badanych materiałów o największej zmianie GMI

Skład	Wartość prądu wyzarczającego (mA)	Maksymalna wartość zmienności impedancji ΔZ_n względem lokalnego minimum impedancji (Ω)
$\text{Co}_{70}\text{Fe}_5\text{Ni}_2\text{Mo}_5\text{B}_3\text{Si}_{15}$	800	0,68
$\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$	575	1,02
$\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$,	800	0,39
$\text{Co}_{83,4}\text{Fe}_{1,4}\text{Mo}_{1,7}\text{Mn}_{4,3}\text{Si}_{7,3}\text{B}_{1,9}$	800	0,71
$\text{Co}_{87,45}\text{Fe}_{5,42}\text{Si}_{3,34}\text{B}_{3,79}$	800	0,002

W przypadku materiałów o ujemnej magnetostrykcji zmiana impedancji była niewielka ($\text{Co}_{83,4}\text{Fe}_{1,4}\text{Mo}_{1,7}\text{Mn}_{4,3}\text{Si}_{7,3}\text{B}_{1,9}$) lub w przybliżeniu zerowa ($\text{Co}_{87,45}\text{Fe}_{5,42}\text{Si}_{3,34}\text{B}_{3,79}$) – wartość pola dla którego osiągane jest minimum impedancji byłoby trudno wykrywalne. Próbka ze stopu $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ użyta w czujniku mogłaby dawać niejednoznaczne wyniki – występują liczne minima charakterystyki wokół szukanego minima impedancji. Próbka ze stopu $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ charakteryzuje się największymi zmianami impedancji dla słabych pól magnesujących. Dodatkowo charakterystyka dla tej próbki jest w przybliżeniu symetryczna, co pozwala na przybliżenie jej krzywą drugiego stopnia. W związku z tym do

budowy sensora została wybrana próba z stopu: $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ wyżarzana prądem o wartości 575mA.

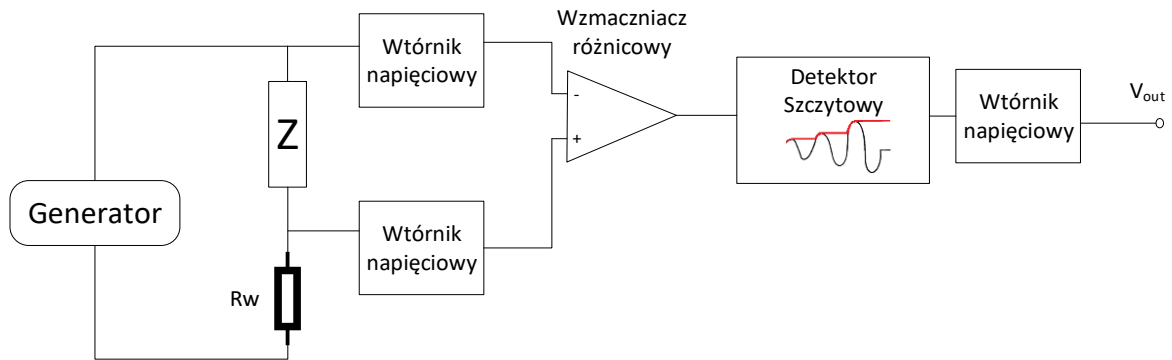


Rys. 8.4. Charakterystyka zmienności impedancji ΔZ_n względem lokalnego minimum impedancji w funkcji pola magnesującego H dla badanych materiałów

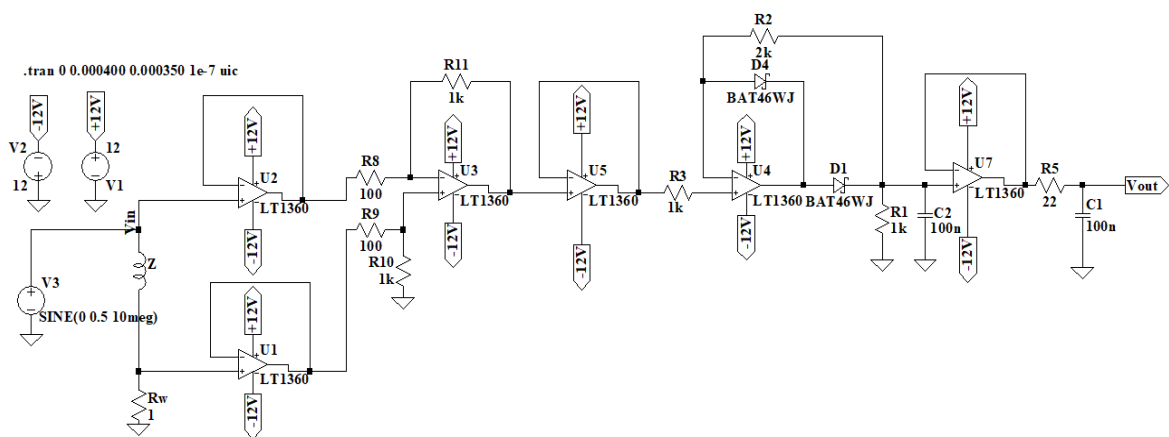
8.3 Projekt i model SPICE proponowanego układu

Zgodnie ze schematem blokowym zaproponowanego sensora podanym na rysunku 8.3 opracowano dwa układy elektroniczne: układ pomiaru impedancji oraz układ przetwornika źródła prądowego sterowanego napięciowo.

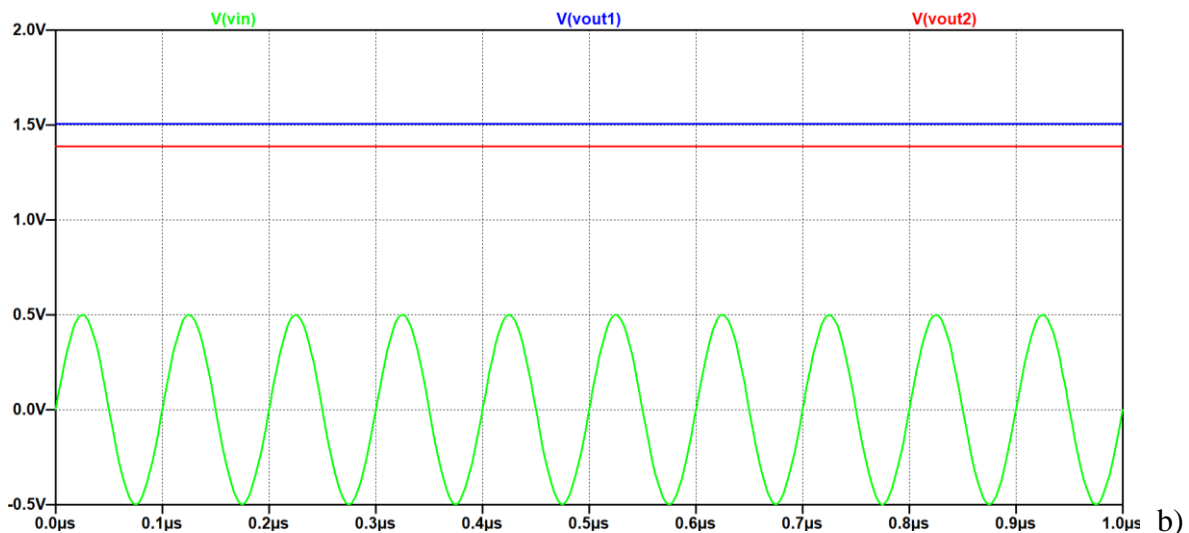
Rysunek 8.5 przedstawia schemat ideowy układu pomiaru impedancji. Generator zapewnia spadek napięcia na dzielniku impedancyjnym składającym się z impedancji mierzonej Z oraz rezystora wzorcowego R_w . Spadek napięcia proporcjonalny do wartości impedancji Z elementu GMI jest mierzony przy pomocy wzmacniacza różnicowego. Zastosowany na wejściu wzmacniacza wtórnik napięciowy zapewniał odizolowanie wpływu mierzonej impedancji na parametry elektryczne układu. Za wzmacniaczem różnicowym znajduje się detektor szczytowy, którego zadaniem jest przekształcanie sygnału zmiennego na sygnał stały o wartości proporcjonalnej do maksimum sygnału zmiennego. Na wyjściu z układu również znajduje się wtórnik napięciowy izolujący układ od dołączanego do układu woltomierza mierzącego napięcie V_{out} .



Rys. 8.5. Schemat ideowy układu pomiaru impedancji



a)



b)

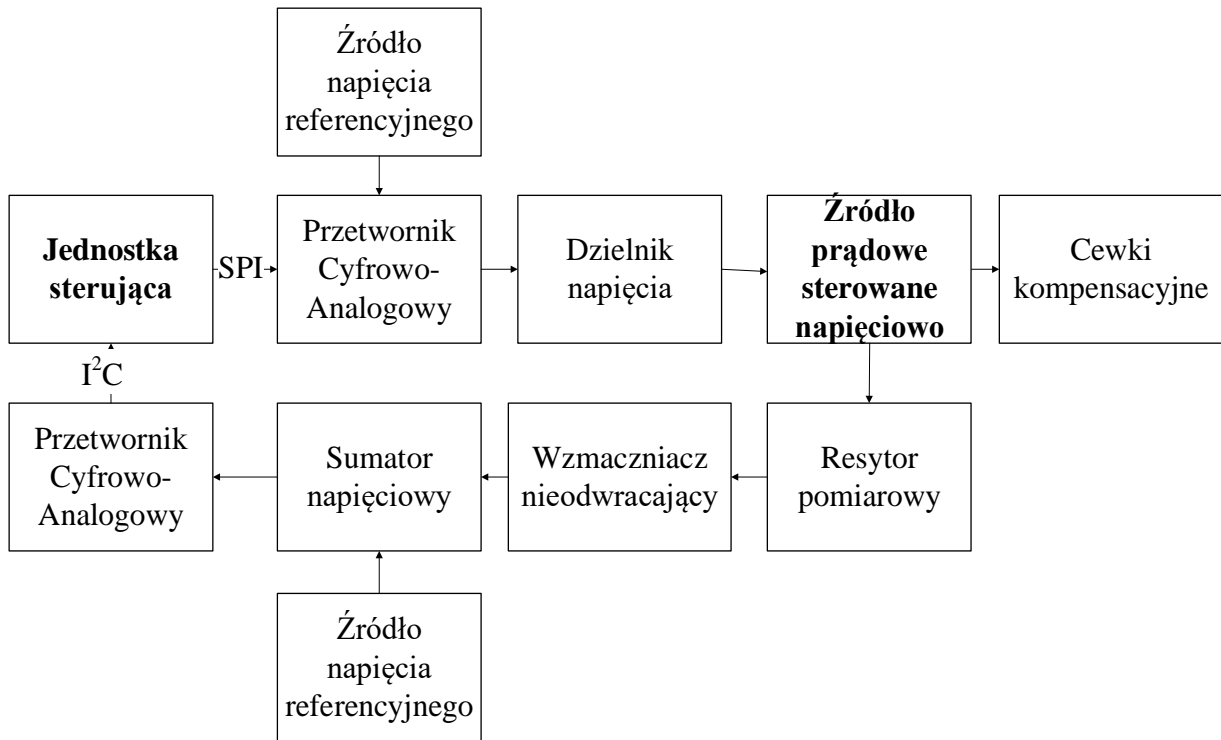
Rys. 8.6. Elektroniczny układ pomiaru impedancji: a) schemat elektroniczny wykonany w programie LTspice, b) symulacja działania układu dla wartości indukcyjności $Z_1 = 0,1 \mu\text{H}$ (linia niebieska) oraz $Z_2 = 0,05 \mu\text{H}$ (linia czerwona)

Rysunek 8.6 przedstawia wyniki symulacji zaproponowanego układu elektronicznego do pomiaru impedancji. Do budowy układu wykorzystano wzmacniacz operacyjny LT1360

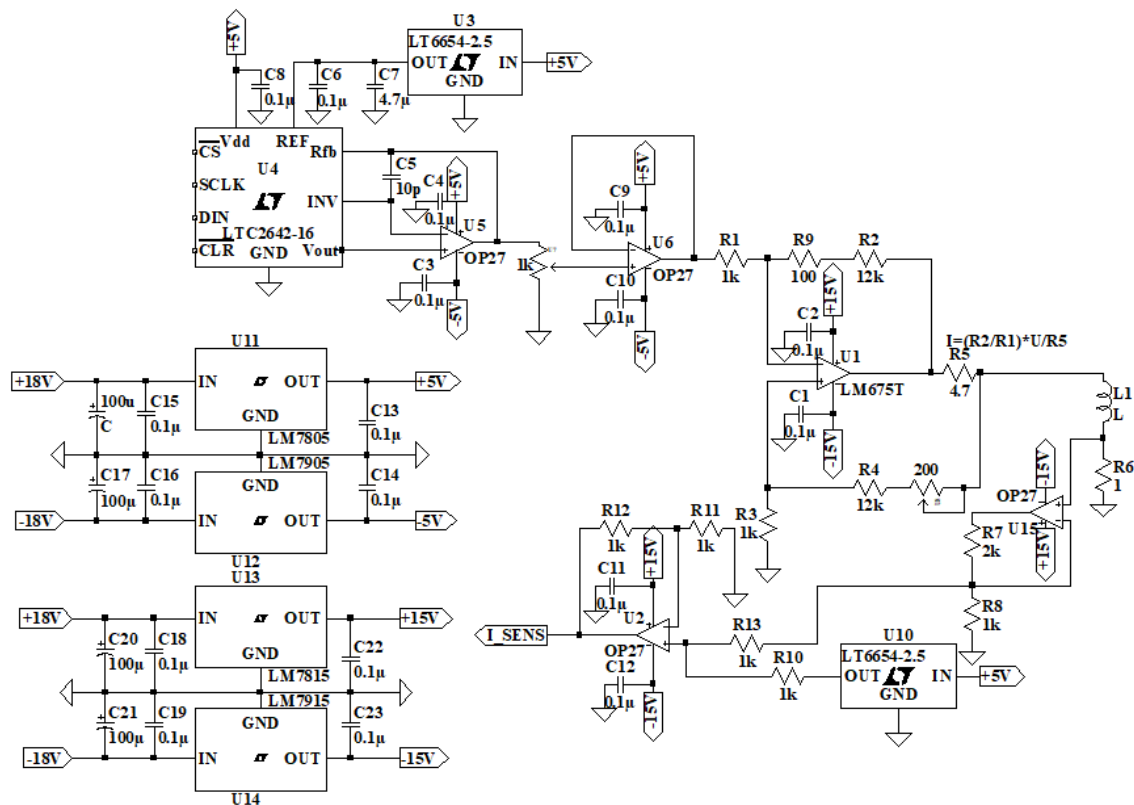
o szerokim paśmie przenoszenia [141]. Na rysunku 8.5 a) widać, że użyte rezystory w układzie wzmacniacza różnicowego zapewniają dziesięciokrotne wzmocnienie sygnału spadku napięcia na elemencie czynnym GMI (oznaczonym w układzie jako cewka Z). Dobór układu rezystorów w detektorze szczytowym pozwala na dwukrotne wzmocnienie przetwarzanego sygnału, co zapewnia możliwość pracy układu pomimo spadków napięcia na diodach. Użyte do budowy detektora diody Schottkiego BAT46 cechują się niską wartością napięcia przewodzenia V_f oraz niską pojemnością złącza, co zmniejsza niepożądany spadek napięcia na diodzie i pozwala na przetwarzanie sygnałów o częstotliwości rzędu kilkudziesięciu-kilkuset MHz. Na wyjściu z układu znajduje się filtr dolnoprzepustowy RC zmniejszający szумы występujące w układzie oraz tłumiący tętnienia na sygnale powstałym w detektorze szczytowym.

Rysunek 8.6 b przedstawia wyniki symulacji działania układu dla dwóch wartości indukcyjności elementu GMI $Z_1 = 0,1 \mu\text{H}$ oraz $Z_2 = 0,05 \mu\text{H}$ przy zachowaniu stałej rezystancji szeregowej elementu $R_{dc} = 0,5 \Omega$. Zmiana wartości indukcyjności cewki umożliwia symulację zmiany przenikalności magnetycznej μ występującą w zjawisku GMI w obecności pola magnesującego H . Sygnał zielony na rysunkach odpowiada sygnałowi wymuszającemu o częstotliwości $f = 10 \text{ MHz}$ oraz amplitudzie $V_{p-p} = 0,5 \text{ V}$, zaś sygnał niebieski i czerwony wyjściu z układu. Zmiana indukcyjności związana ze zmianą przenikalności magnetycznej materiału powoduje wyraźne różnice w wartości sygnału, co jest mierzone przez układ cyfrowy.

Rysunek 8.7 przedstawia schemat blokowy, zaś rysunek 8.8 - schemat elektryczny zaproponowanego źródła prądowego sterowanego napięciowo. Sterowanie napięciem odbywa się przy pomocy 16-bitowego przetwornika cyfrowo-analogowego LTC2642-16. Przetwornik ten cechuje się niskim błędem nieliniowości, możliwością generacji napięcia symetrycznego względem masy układu oraz możliwością komunikacji z jednostką sterującą przy pomocy interfejsu SPI [142]. Zaproponowany układ do prawidłowej pracy wymaga stabilnego napięcia referencyjnego. Warunek ten jest spełniony dzięki wykorzystaniu układu LT6654-2.5 o znamionowym napięciu referencyjnym $V_{ref} = 2,5 \text{ V}$ oraz dokładności generacji napięcia wynoszącej 0,05% wartości znamionowej [143].



Rys. 8.7. Schemat blokowy źródła prądowego sterowanego cyfrowo



Rys. 8.8. Schemat elektroniczny źródła prądowego sterowanego cyfrowo wykonany w programie LTspice

Źródło prądowe zostało zaprojektowane z wykorzystaniem konfiguracji Howlanda [144]. Do budowy źródła został wykorzystany wzmacniacz operacyjny LM675T o maksymalnym prądzie pracy wynoszącym do 3A [145]. W celu zapewnienia maksymalnego generowanego prądu oraz minimalizacji parametrów pasożytniczych $R_1 = R_3$, zaś rezystancje znajdujące się w pozytywnym i negatywnym sprzężeniu zwrotnym powinny być sobie równe. Przy zachowaniu tych warunków równanie przetwarzania źródła będzie następujące:

$$I(A) = \frac{R_2}{R_1} \frac{1}{R_5} \cdot U(V) \quad (8.1)$$

przy czym I jest wartością generowanego przez źródło prądu, zaś U jest wartością napięcia sterującego źródłem. Ze względu na fakt, że wzmacniacz pracuje stabilnie dla wzmocnienia zamkniętej pętli sprzężenia zwrotnego 10 lub więcej [145], rezystory R_2 , R_1 zostały dobrane tak, żeby ich stosunek wynosił 12,1. Wartość rezystora R_5 została dobrana na 4,7 Ω . W związku z powyższym równanie przetwarzania zaprojektowanego źródła będzie miało postać.

$$I(A) = \frac{12,1}{1} \frac{1}{4,7} \cdot U(V) = 2,574 \cdot U(V) \quad (8.2)$$

Zakładana wydajność prądowa źródła wynosi 0,85 A. W połączeniu z zaprojektowanymi cewkami umożliwiała ono generację pola w zakresie od -700 A/m do 700 A/m. Wykorzystany przetwornik C/A zapewnia możliwość zadawania napięcia w zakresie od -2,5 V do 2,5 V. Podstawiając tę wartość do równania (8.2) uzyskiwana jest teoretyczna maksymalna wydajność prądowa źródła 6,4 A. Ponieważ taka wartość jest 7,5 krotnie większa od zakładanej wydajności (0,85 A), rozdzielczość generacji prądu w zakładanym zakresie zmniejszyłaby się 7,5 razy. W celu pełnego wykorzystania zakresu przetwornika cyfrowo-analogowego, generowane napięcie jest tłumione przez dzielnik napięcia wykonany przy pomocy potencjometru. Wtórnik napięciowy znajdujący się na wyjściu z dzielnika napięciowego powoduje, że rezystancja dzielnika nie wpływa na parametry źródła prądowego.

Cewki kompensacyjne są oznaczone na rysunku 8.7 jako element L_1 . Natężenie prądu płynącego przez cewki jest proporcjonalne do spadku napięcia na pomiarowym rezystorze mocy R_6 o wartości 1Ω . Spadek napięcia na rezystorze jest wzmacniany trzykrotnie przez wzmacniacz nieodwracający U_{15} . Opracowane źródło prądowe ma możliwość generacji prądu o wartości dodatniej i ujemnej względem masy układu. Z tego względu spadek napięcia na rezystorze może mieć wartość ujemną. Standardowe przetworniki analogowo-cyfrowe nie mają możliwości pomiaru napięcia o wartości poniżej masy układu. W związku z tym w układzie zastosowano sumator nieodwracający, dodający do napięcia proporcjonalnego do wartości prądu napięcie $V_2 = 2,5 \text{ V}$ generowane przez źródło napięcia referencyjnego LT6654-2.5.

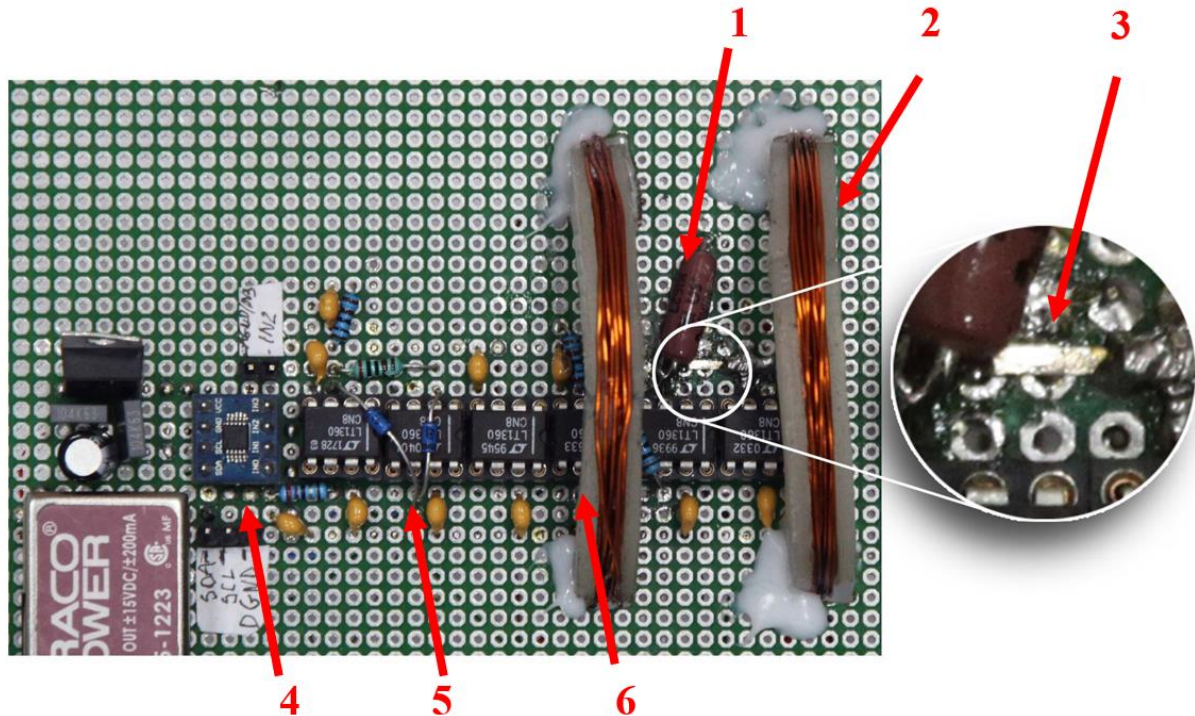
Układy sumatora, wzmacniacza nieodwracającego, wtórnika napięciowego zostały wykonane z wykorzystaniem precyzyjnego wzmacniacza operacyjnego OP27. Wzmacniacz ten cechuje się niską wartością napięcia niezrównoważenia, dryftu napięciowego czy szumów [146].

8.4 Wykonanie prototypu sensora

Kluczowym elementem sensora jest układ pomiaru impedancji. W celu potwierdzenia poprawności projektu układu, przeprowadzono badania na wykonanym układzie. Badania te umożliwiły sprawdzenie poprawności pracy przedstawionego układu, niezależnie od wyników symulacji SPICE.

Zaproponowany w rozdziale 8.3 układ z rysunku 8.6 a) został wykonany na płycie prototypowej. Otrzymane oscylogramy potwierdzają poprawność działania zaproponowanego układu. Wykonany układ przedstawiono na rysunku 8.9. W układzie, jako element czynny GMI, została wykorzystana wyselekcjonowana próbka wyżarzanej taśmy amorficznej (opisana w rozdziale 8.2). Próbka została umieszczona centralnie pomiędzy cewkami kompensacyjnymi w konfiguracji Helmholtza. Karkasy cewek zostały wykonane w technice druku 3D umożliwiającej prostą i szybką produkcję elementów o określonych parametrach geometrycznych. Cewki składały się z $n = 27$ zwojów, zaś średni promień cewek wynosił 23 mm. Zgodnie z zależnością 5.4, stała cewek wynosiła $840 \frac{\text{A}}{\text{m}}/\text{A}$. Pomiar napięcia wyjściowego z układu dokonywany był przy pomocy 16-bitowego przetwornika analogowo-cyfrowego ADS1115. Przetwornik ten cechuje się szerokimi możliwościami wyboru zakresu pomiarowego od 256 mV do 6,144 V oraz prędkości próbkowania do 860 próbek na sekundę

[147]. Zasilanie całego układu elektronicznego napięciem symetrycznym 15 V zapewniała przetwornica Traco Power TEN 5-1223. Napięcie zasilania +5 V dla przetwornika analogowo-cyfrowego zapewniał regulator napięcia LM 7805.

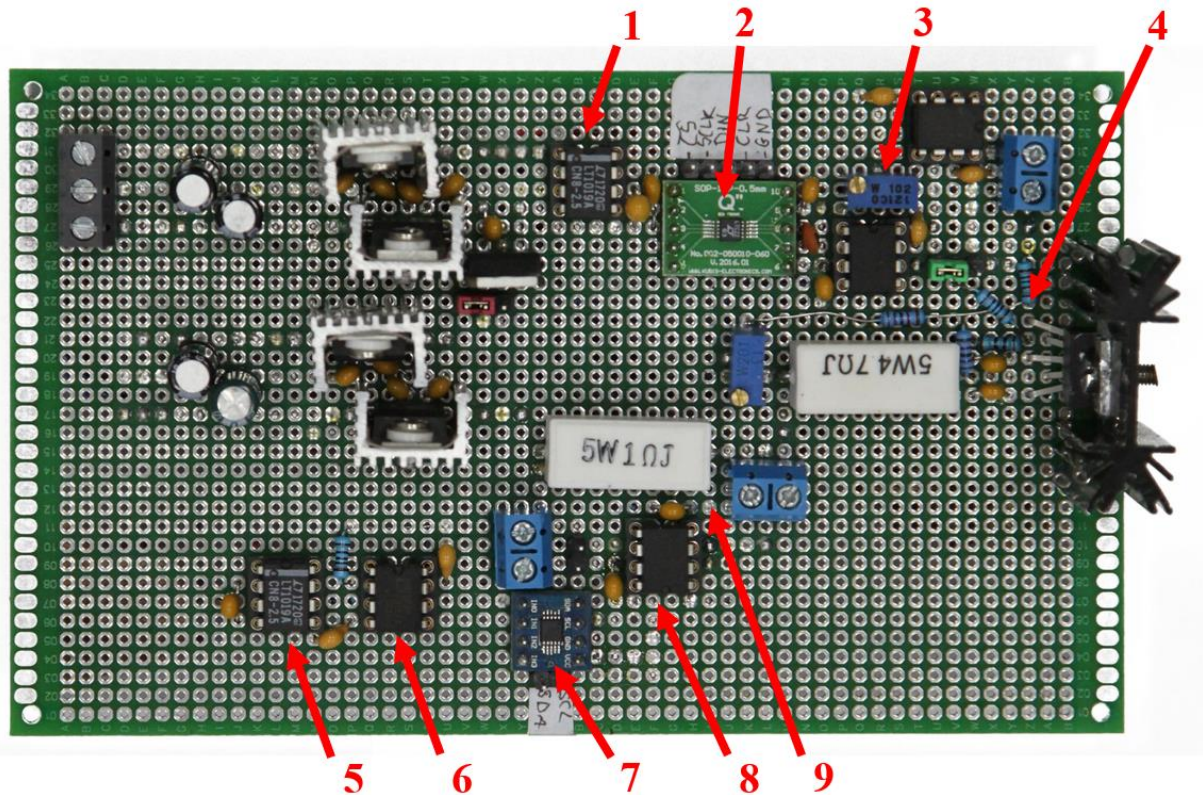


Rys. 8.9. Układ elektroniczny pomiaru impedancji. Powiększenie na element czynny GMI: 1 - rezystor wzorcowy, 2 - cewki kompensacyjne, 3 - taśma amorficzna, 4 - przetwornik analogowo-cyfrowy, 5 - detektor szczytowy, 6 - wzmacniacz różnicowy

Rysunek 8.10 przedstawia wykonany układ źródła prądowego sterowanego napięciowo. Układ został zrealizowany według schematu z rysunku 8.8. W celu uproszczenia procedury podłączania cewek kompensacyjnych do układu zostało wykorzystane złącze śrubowe. Pomiar wartości prądu płynącego przez cewki kompensacyjne, proporcjonalnego do spadku napięcia na rezystorze wzorcowym dokonywany był przy pomocy przetwornika analogowo-cyfrowego ADS 1115.

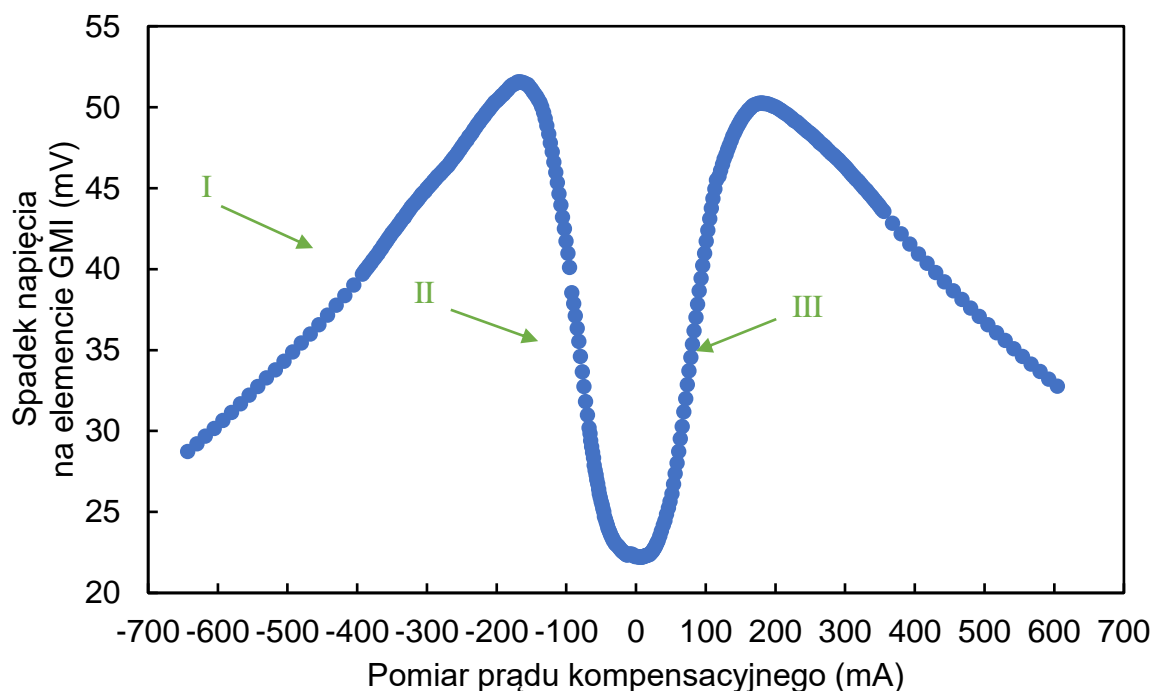
Jako jednostka sterująca opracowywanego sensora została wybrana platforma myRIO (Reconfigurable Input/Output) firmy National Instruments. System myRIO jest przenośną platformą służącą do opracowywania wbudowanych systemów sterujących. System ten jest oparty na połączeniu dwurdzeniowego procesora z systemem czasu rzeczywistego ze strukturą FPGA (ang. Field Programmable Gate Array). System może być programowany

w wysokopoziomowym graficznym języku programowania LabVIEW firmy National Instruments. W trakcie programowania platformy myRIO język graficzny zamieniany jest na kod maszynowy oraz następuje synteza układów FPGA.



Rys. 8.10. Układ elektroniczny źródła prądowego sterowanego napięciowo: 1,5 - źródło napięcia referencyjnego, 2 - przetwornik cyfrowo-analogowy, 3 - dzielnik napięcia, 4 - źródło prądowe sterowane napięciowo, 6 - sumator napięciowy, 7 - przetwornik analogowo-cyfrowy, 8 - wzmacniacz nieodwracający, 9 - rezystor pomiarowy

Aby potwierdzić prawidłowe działanie opracowanego układu zaproponowano program do testów odpowiedzi czujnika w zależności od pola magnesującego H_{kom} generowanego przez cewki kompensujące. Program mierzył spadek napięcia na elemencie GMI oraz wartość prądu kompensacyjnego. Rysunek 8.11 przedstawia zmierzoną charakterystykę elementu GMI w funkcji zadanego pola H . Kształt charakterystyki odpowiada kształtowi charakterystyki zmierzonej w trakcie badań przedstawionych w rozdziale 6. Pozwala to na stwierdzenie poprawności działania sensora. Dodatkowo testy umożliwiły dobór optymalnych zakresów pomiarowych oraz częstotliwości próbkowania.

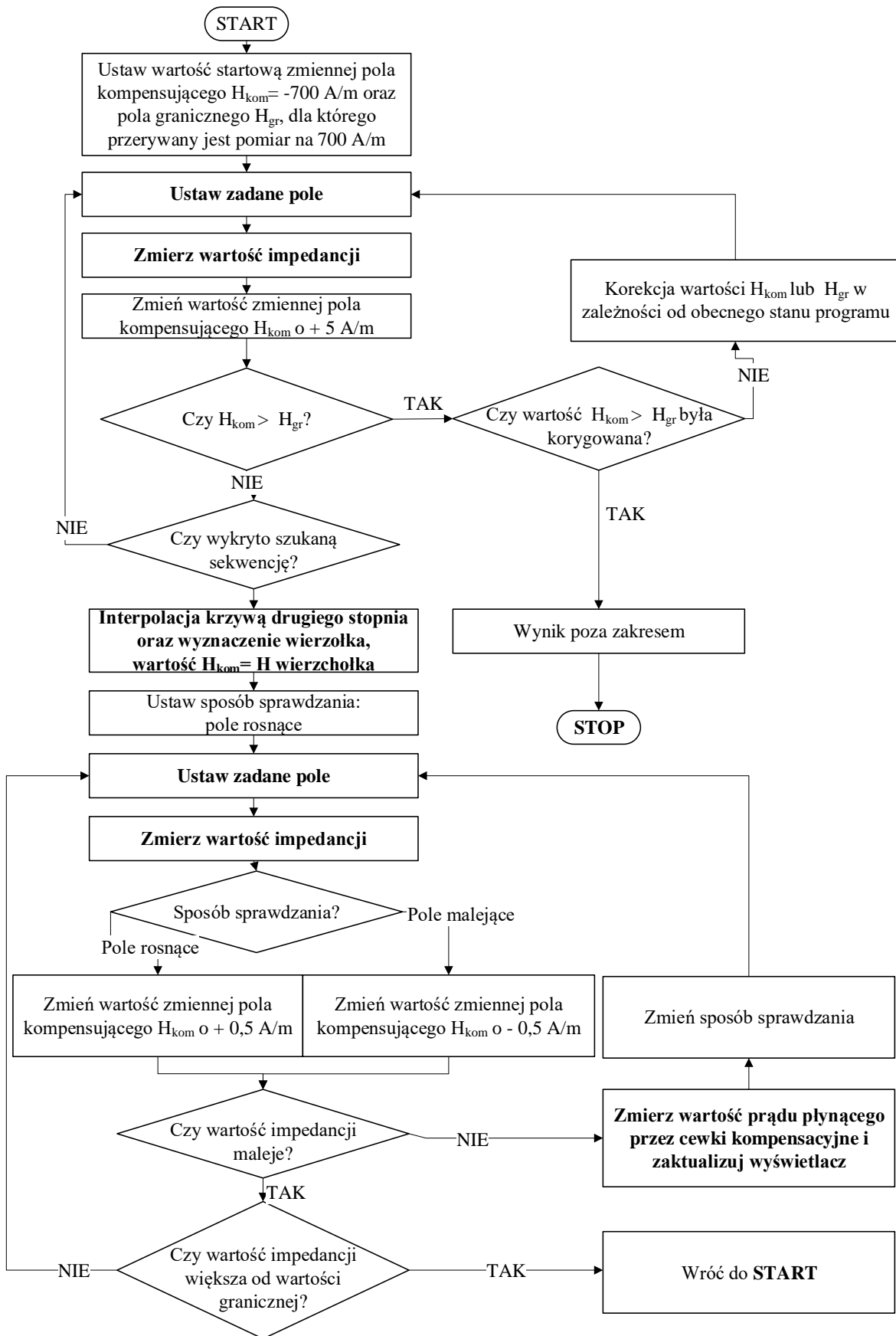


Rys. 8.11. Charakterystyka odpowiedzi czujnika na zadany prąd płynący przez cewki kompensacyjne

Rysunek 8.12 przedstawia algorytm działania proponowanego sensora. W układzie sterującym został zaimplementowany algorytm zaproponowany w rozdziale 8.1. Program rozpoczyna swoje działanie od ustawienia wartości pola kompensującego $H_{kom} = -700$ A/m, oraz mierzona jest wartość impedancji taśmy dla ustawionego pola H_{kom} . Następnie zwiększana jest wartość pola kompensującego o 5 A/m. Program działa do momentu wykrycia trzech zbroczy na charakterystyce $Z(H)$:

- pierwsze zbrocze narastające (I na rysunku 8.11)
- pierwsze zbrocze opadające (II na rysunku 8.11)
- drugie zbrocze narastające (III na rysunku 8.11)

W każdej iteracji pętli sprawdzane jest też czy wartość pola kompensacyjnego H_{kom} nie przekroczyła wartości pola granicznego H_{gr} . W przypadku gdy wartość H_{kom} jest większa od H_{gr} , następuje korekcja wartości H_{kom} lub H_{gr} , w zależności od obecnego stanu programu. Jeśli ponownie H_{kom} przekroczy wartość H_{gr} , oznacza to że wartość mierzona wykracza poza zakres proponowanego sensora.



Rys. 8.12. Schemat blokowy algorytmu działania proponowanego sensora

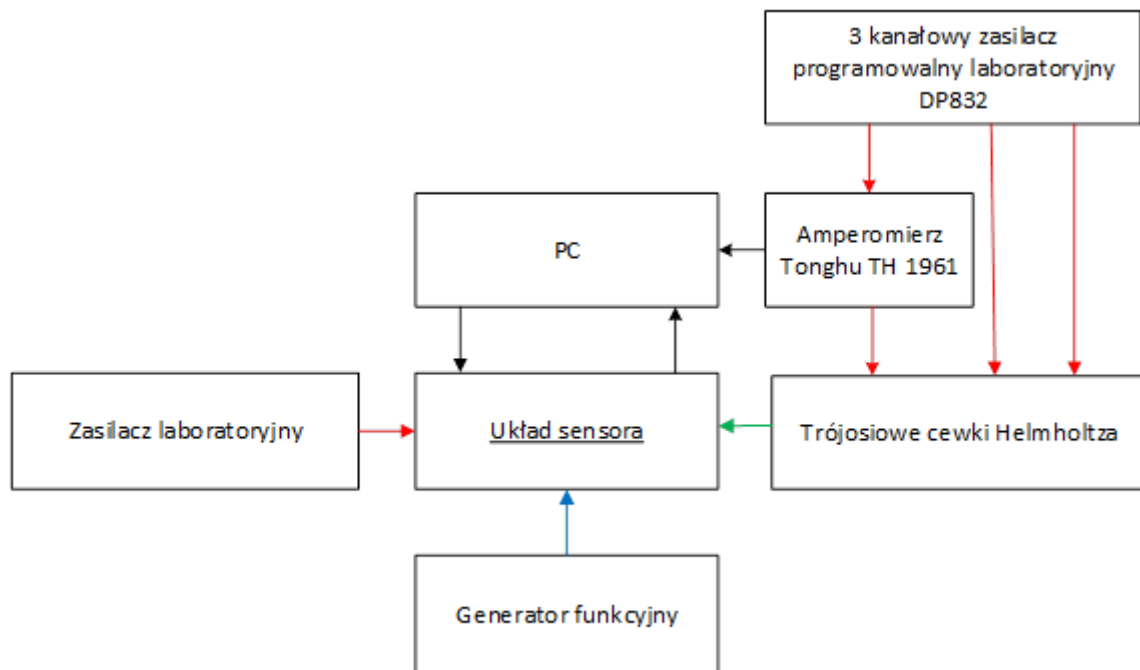
Gdy zostaje wykryta poszukiwana sekwencja, wyznaczana jest przybliżona wartość pola kompensacyjnego H_{kom} . Charakterystyka $Z(H)$ jest interpolowana za pomocą wielomianu drugiego stopnia. Następnie obliczane są współrzędne minimum uzyskanego wielomianu. Wartość minimalna na osi odciętych jest przyjmowana jako wartość pola kompensującego H_{kom} dla kolejnej fazy programu

Następnie program rozpoczyna skanowanie dokładne w trybie "pole rosnące". Wartość pola kompensacyjnego H_{kom} w każdej iteracji pętli zwiększa się o 0,5 A/m. Gdy zostaje wykryte, że wartość impedancji nie maleje wraz z zmienianiem wartości pola kompensacyjnego, program przyjmuje, że znaleziona została wartość pola kompensacyjnego H_{kom} równoważąca mierzone pole magnetyczne. W tej sytuacji następuje pomiar wartości prądu płynącego przez cewki kompensacyjne oraz obliczenie wartości H_m . Wynik pomiaru jest wyświetlany a program rozpoczyna skanowanie w trybie "pole malejące". W tym trybie zadawane pole kompensujące jest w każdym kroku zmniejszane o wartość 0,5 A/m. W przypadku wykrycia, że zmiana wartości pola kompensującego nie wpływa na zmianę impedancji elementu GMI, program przyjmuje, że została znaleziona wartość pola kompensującego odpowiadająca wartości mierzonego pola. Następnie następuje pomiar prądu płynącego przez cewki kompensacyjne oraz obliczenie wartości H_m . Wynik pomiaru jest wyświetlany a program ponawia skanowanie w trybie "pole rosnące". Dzięki ciągłemu przełączaniu się pomiędzy trybami sensor reaguje na fluktuacje mierzonego pola magnetycznego. W przypadku gdy wartość impedancji przekroczy zakładaną granicę, co będzie oznaczało dużą zmianę wartości mierzonej, algorytm wraca do pierwszej fazy sprawdzania (START).

8.5 Badania właściwości użytkowych zaproponowanego sensora

Ostatnim etapem prac nad prototypem zaproponowanego sensora był pomiar właściwości metrologicznych układu. Stanowisko pomiarowe skonstruowane w celu wyznaczenia charakterystyki przetwarzania sensora przedstawia rysunek 8.13. W stanowisku zostały wykorzystane cewki Helmholtza używane do kompensacji wpływu zewnętrznych pól magnesujących H w stanowisku do pomiaru właściwości magnetycznych materiałów. Przy użyciu zasilacza programowalnego oraz magnetometru rezystancyjnego HMR 2300 (opisywanego w rozdziale 5.1), w pętli sprzężenia zwrotnego, dokonano kompensacji wpływu zewnętrznych pól magnetycznych w dwóch osiach prostopadłych do kierunku elementu czynnego GMI. Mierzone pole magnetyczne H_m , generowane było przez trzecią parę

cewek Helmholtza i miało kierunek zgodny z kierunkiem elementu czynnego GMI. Wartość mierzonego pola magnetycznego H_m wyliczana była z natężenia prądu płynącego przez cewki, zmierzonej przez amperomierz oraz stałej cewki.



Rys. 8.13 Stanowiska do badania właściwości użytkowych zaproponowanego sensora

Badania charakterystyki przetwarzania opracowanego sensora polegały na pomiarze wartości odczytanego napięcia V na rezystorze pomiarowym proporcjonalnego do prądu kompensacyjnego dla danego mierzonego pola magnetycznego H_m . Mierzone pole magnetyczne generowane było w zakresie słabych pól magnetycznych tj. w zakresie od -700 A/m do $+700 \text{ A/m}$ z krokiem 2 A/m . Rysunek 8.14 przedstawia otrzymaną charakterystykę wraz z równaniem regresji liniowej serii zmierzonych wartości. Równanie regresji liniowej zostało wyznaczone z użyciem metody najmniejszych kwadratów. Parametry uzyskanej regresji przedstawia tabela 8.1. Zastosowana metoda dopasowania z użyciem najmniejszej sumy kwadratów jest opisana w [148]. Wysoka zgodność dopasowania linii regresji do wyników doświadczalnych (współczynnik $R^2 = 0,9999$) oraz niewielka względna wartość niepewności wyznaczenia współczynników regresji świadczą o silnej korelacji pomiędzy dopasowaniem a danymi eksperymentalnymi.

Tabela 8.1 – Parametry regresji liniowej uzyskanych danych doświadczalnych.

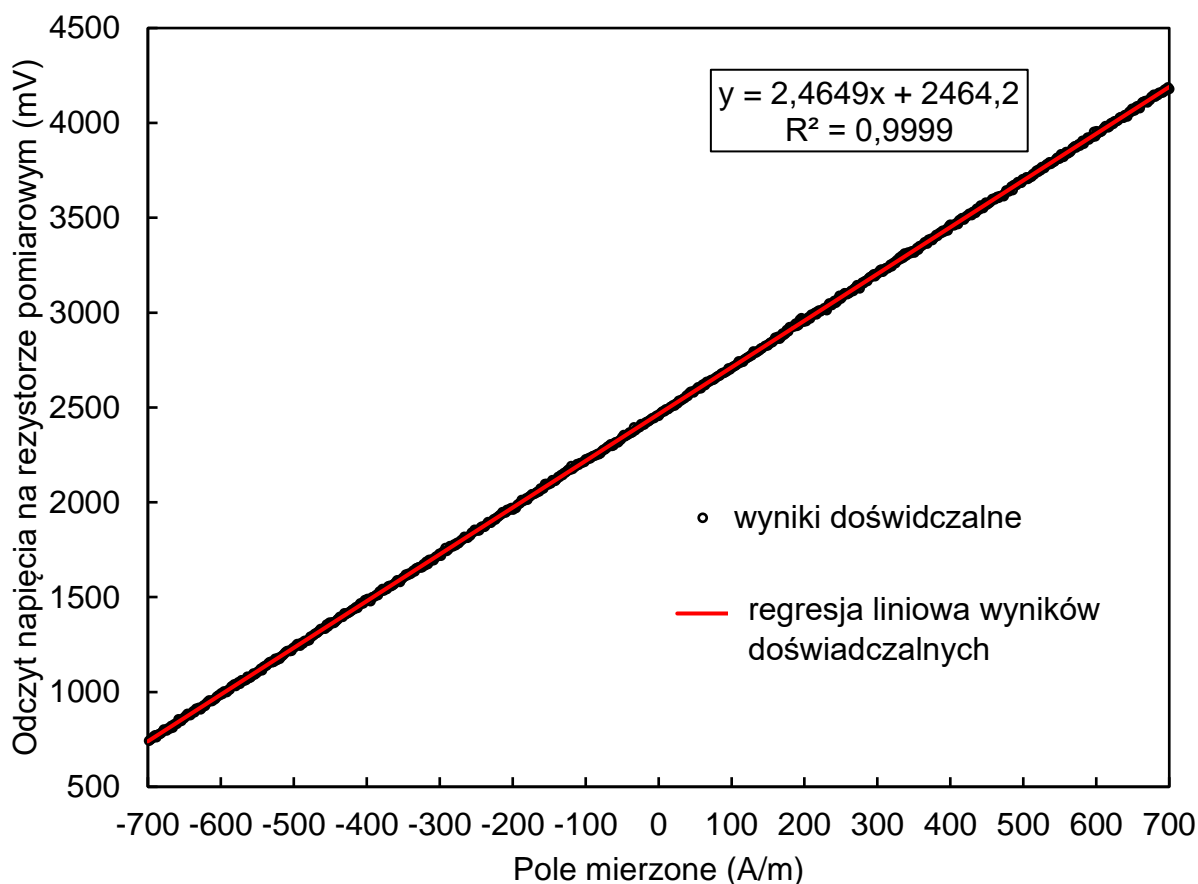
Wartości współczynników regresji liniowej: $y=ax+b$	
a	B
2,4649	2464,2
Standardowe wartości niepewności wyznaczenia współczynników:	
s_a	s_b
0,0005	0,21
Współczynnik R^2	Standardowy błąd oceny y
0,9999	6,1

Wyznaczając funkcję odwrotną uzyskanej funkcji regresji liniowej otrzymujemy zależność pozwalającą na wyznaczenie wartości mierzonego pola H_m na podstawie zmierzonej wartości odczytanego napięcia V na rezystorze pomiarowym (mV).

$$H_m = \frac{V(mV) - 2464,2 \text{ mV}}{2,4649} \frac{A}{m} \quad (8.1)$$

Wartość niepewności została oszacowana na podstawie odchylenia standardowego różnicy pomiędzy wartością zmierzona a wartością regresji w danym punkcie. Otrzymane odchylenie standardowe wynosi $\sigma = 6,1$ mV. Przyjmując współczynnik rozszerzenia $k = 2$, niepewność odczytu napięcia V na rezystorze pomiarowym $U_v = 12,2$ mV. Oznacza to, że niepewność wyznaczenia wartości mierzonego pola $U_{H_m} = 4,95$ A/m.

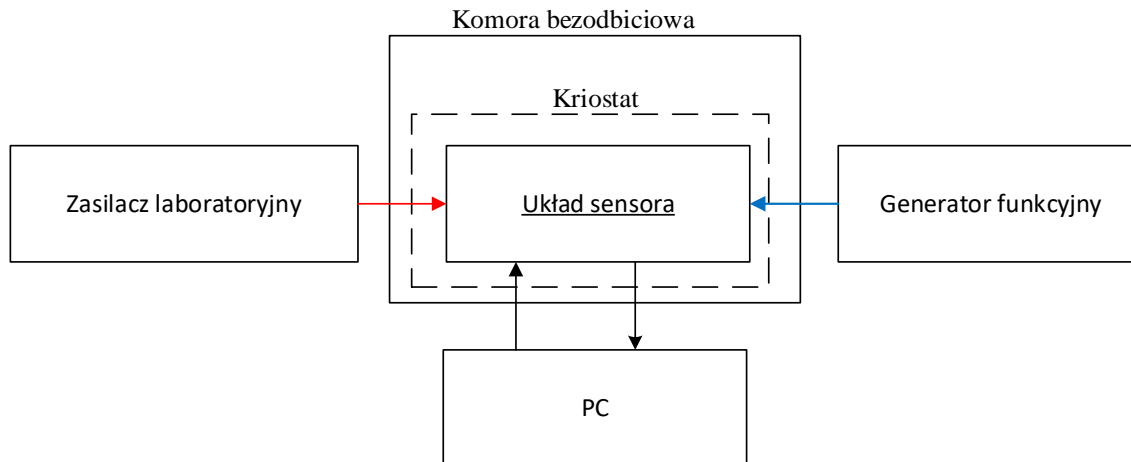
Przedstawione rozwiązanie stanowi dowód tezy: „Możliwe jest zbudowanie sterowanego cyfrowo, kompensacyjnego sensora pola magnetycznego, wykorzystującego zjawisko gigantycznej magentoimpedancji w taśmach ze stopów amorficznych.”



Rys. 8.14. Charakterystyka przetwarzania opracowanego sensora

Badania dryftu czasowego oraz temperaturowego zostały wykonane w komorze ekranowanej magnetycznie. Wykorzystano komorę niemieckiej firmy Vacuumschmelze typ Vacoshield MSR (ang. Magnetic shielded room). Jest ona zbudowana z dwóch warstw MuMetalu o grubości 3 mm i 2 mm, przełożonych warstwą litego aluminium o grubości 8 mm. Ze względu na fakt, iż MuMetal posiada wysoką przenikalność magnetyczną dla pól stałych i wolnozmiennych, jest on stosowany do produkcji ekranów magnetycznych niwelujących pole ziemskie. Aluminium zaś posiada wysoką przewodność, co sprzyja indukowaniu prądów wirowych, tłumiących wpływ zmiennego pola magnetycznego. Taka konfiguracja pozwala na skuteczne tłumienie wpływu zewnętrznych pól magnetycznych w zakresie od pól stałych do pól zmiennych o częstotliwości do 1 GHz. Deklarowane przez producenta współczynniki tłumienia wynoszą: 500 dla pól stałych, 30 000 dla pól zmiennych o częstotliwości 50 Hz. Natężenie pola magnetycznego ziemi w Warszawie wynosi ok. 40 A/m [149]. Oznacza to, że w trakcie pomiarów na próbkę działało pole stałe o natężeniu poniżej 0,1 A/m.

Na rysunku 8.15 przedstawiono schemat blokowy stanowiska do badań dryftu czasowego i temperaturowego zaproponowanego sensora.



Rys. 8.15 Schemat blokowy stanowiska do badania dryftu czasowego i temperaturowego zaproponowanego sensora

Badania dryftu czasowego polegały na pomiarze wskazań przy braku zewnętrznego pola magnetycznego działającego na sensor w czasie jednej godziny. Otrzymana wartość dryftu czasowego $-5,76$ mV jest mniejsza od wartości oszacowanej niepewności. Oznacza to, że wartość dryftu czasowego może zostać pominięta.

Do badań dryftu temperaturowego został wykorzystany dodatkowo kriostat AD07R-40 firmy PolyScience. Kriostat pozwala na stabilizację temperatury płynnego medium w zakresie od -40 do 200°C , z niepewnością $0,01^{\circ}\text{C}$. Układ przetwarzania czujnika został zanurzony w silikonowym płynie termoprzewodzącym. Badania zostały przeprowadzone w zakresie od -10 do 70°C , z krokiem temperaturowym 10°C . Zmierzony dryft temperaturowy jest znacząco mniejszy od oszacowanej niepewności wskazań. Świadczy to o możliwości zaniedbania wpływu dryftu temperaturowego.

9 Podsumowanie i wnioski końcowe

W pracy przedstawiono wyniki badań oraz zaproponowano rozwiązanie techniczne umożliwiające zastosowanie zjawiska gigantycznej magnetoimpedancji (GMI) w taśmach ze stopów amorficznych do budowy sensora natężenia pola magnetycznego. W wyniku prac powstał w pełni funkcjonalny sensor pola magnetycznego.

Dobór materiału na rdzeń sensora przeprowadzono z wykorzystaniem opracowanej metody pomiaru właściwości magnetycznych oraz zmian impedancji w próbkach z taśm ze stopów amorficznych. Opracowana metoda pomiarowa zapewniała rozdzielczość pomiaru natężenia pola magnesującego H w próbkach na poziomie 0,5 A/m. Wyniki takich pomiarów nie był do tej pory prezentowane w literaturze. W rezultacie przeprowadzone badania umożliwiły określenie kształtu krzywej GMI w zakresie słabych pól magnesujących w odniesieniu do stopów amorficznych o dodatniej, bliskiej zeru oraz ujemnej magnetostrykcji.

Wykazano, że proces wyżarzania Joulowskiego umożliwia wytworzenie korzystnej, prostopadłej do kierunku taśmy anizotropii, a w rezultacie zwiększenia zmian impedancji w próbce w wyniku zjawiska GMI. Przeprowadzona optymalizacja wartości natężenia prądu wyżarzającego umożliwiła uzyskanie próbek z taśmy amorficznej o składzie $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{Si}_{15}\text{B}_{14}$ spełniających wymagania stawiane rdzeniom kompensacyjnych sensorów GMI do pomiaru natężenia pola magnetycznego.

Zaproponowane w pracy rozwinięcie fenomenologicznego modelu zjawiska GMI zaproponowanego przez Machado umożliwiło uwzględnienie w modelu zmian względnej przenikalności magnetycznej stopu amorficznego w funkcji natężenia pola magnesującego rdzeń. Uzyskane wyniki potwierdzają zgodność modelu z wynikami doświadczalnymi w szerokim zakresie natężenia pola magnesującego.

Zaproponowano koncepcję oraz wykonano i przetestowano demonstrator sensora wykorzystujący zjawisko GMI. Przeprowadzone badania symulacyjne umożliwiły lepsze zrozumienie szczegółowych uwarunkowań pracy sensora oraz dobór odpowiednich komponentów elektronicznych. Badania demonstratora opracowanego sensora do pomiaru natężenia pola magnetycznego potwierdziły możliwość praktycznego wykorzystania sensora do pomiaru natężenia pola magnetycznego w zakresie ± 700 A/m. **Stanowi to dowód tezy rozprawy: możliwa jest budowa sterowanego cyfrowo, kompensacyjnego sensora pola**

magnetycznego, wykorzystującego zjawisko gigantycznej magnetoimpedancji w taśmach ze stopów amorficznych.

Zakres ± 700 A/m to zakres pól magnesujących o natężeniu zbliżonym do ziemskiego pola magnetycznego. Jednocześnie możliwej jest znaczące rozszerzenie zakresu pomiarowego opracowanego sensora. Oszacowana niepewność rozszerzona pomiaru natężenia pola magnetycznego wynosiła 5 A/m. Należy także podkreślić, że zmierzony dryft czasowy oraz temperaturowy opracowanego sensora jest mniejszy od niepewności wskazań, co jest bardzo korzystne z punktu widzenia potencjalnych zastosowań praktycznych, szczególnie w porównaniu ze znaczącym błędem temperaturowym komercyjnych hallotronów i magnetometrów magnetorezystancyjnych.

10 Kierunki dalszych prac

Opracowana w ramach niniejszej rozprawy metodyka badawcza, zrealizowane badania materiałowe oraz opracowany prototyp sensora pozwalają na podjęcie dalszych prac w ramach rozwoju sensorów pola magnetycznego.

W odniesieniu do badań materiałowych możliwe jest wykorzystanie innych metod uzyskiwania anizotropowych próbek z taśm amorficznych oraz wykorzystanie najnowszej klasy magnetyków nanokrystalicznych. Obecnie trwają intensywne prace zmierzające do opracowania magnetyków o zwiększonej względnej przenikalności magnetycznej i indukcji nasycenia oraz zmniejszonemu polu koercji. Magneti te będą mogły być wykorzystane w badaniach nad zjawiskiem GMI. Wpływ wymiarów oraz kształtu próbki oraz zastosowanie bardziej zaawansowanych struktur jak meandry czy koncentratory strumienia mogą również zostać wykorzystane w nowoopracowywanych sensorach natężenia pola magnetycznego.

Zaprezentowany w pracy, rozwinięty model zjawiska GMI umożliwia skuteczne odwzorowanie zjawiska w symulacjach. Jednak dalsze prace powinny doprowadzić do bezpośredniego powiązania parametrów modelu z parametrami fizycznymi próbki z taśmy ze stopu amorficznego.

Zaproponowaną koncepcję kompensacyjnego sensora pola magnetycznego można wykorzystać również do budowy sensora wykorzystującego zjawisko AGMI (ang. Asymmetric Giant Magnetoimpedance) [150]. W zjawisku tym obserwowane jest pojedyncze maksimum zmian impedancji w funkcji natężenia pola magnesującego. Odpowiednio dobrany proces relaksacji termicznej próbek może zapewnić uzyskania wyraźnego, łatwego do detekcji maksimum charakterystyki impedancyjnej.

Opracowana konstrukcja elektroniczna wymaga miniaturyzacji. Ponadto wykorzystanie platformy myRIO jako samodzielnej jednostki sterującej z dedykowanym ekranem znacząco poprawi możliwości elektronicznego układu sensora.. Wykorzystywana w pracy wizualizacja z wykorzystaniem komputera PC była spowolniona ze względu na stosunkowo długi czas transmisji z wykorzystaniem protokołu USB.

Bibliografia

- [1] J. Kim, S. Choi, K. Cho i K. Nam, „Position Estimation Using Linear Hall Sensors for Permanent Magnet Linear Motor Systems,” *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, tom 63, nr 20, pp. 7644-7652, 2016.
- [2] J. Heremans, „Solid state magnetic field sensors and applications,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, tom 26, nr 8, p. 1149, 1993.
- [3] K. G. Vandervoort, G. Griffith, H. Claus i G. W. Crabtree, „A low field SQUID magnetometer system for magnetic characterization of high-T_c superconducting samples,” *Review of scientific instruments*, tom 62, nr 9, pp. 2271-2275, 1991.
- [4] S. Hellesund, „Measuring Earth's Magnetic Field Using a Smartphone Magnetometer,” *arXiv preprint arXiv*, p. 1901.00857., 2018.
- [5] T. L. Skillman i P. L. Bender, „Measurement of the earth's magnetic field with a rubidium vapor magnetometer,” *Journal of Geophysical Research*, tom 63, nr 3, pp. 513-515, 1958.
- [6] M. H. e. a. Acuña, „Magnetic field of Mars: Summary of results from the aerobraking and mapping orbits,” *Journal of Geophysical Research: Planets*, tom 106, nr E10, pp. 23403-23417, 2001.
- [7] R. Dixon, „Magnetic Sensors Report,” [Online]. Available: <https://cdn.ihs.com/www/pdf/1118/ABSTRACT-Magnetic-Sensors-Report-2017.pdf>. [Data uzyskania dostępu: 10 wrzesień 2018].
- [8] E. Harris i M. Korostenskaja, „The Utility of Electromagnetic Activity Measures in Obsessive Compulsive Disorder and Schizophrenia: Electroencephalography (EEG) and magnetoencephalography (MEG),” w *Obsessive-Compulsive Disorder: The Old and the New Problems*, Rijeka, InTech, 2014, pp. 42-46.
- [9] C. Kouveliotou, R. C. Duncan i C. Thompson, „Magnetars,” *Scientific American*, tom 288, nr 2, 2003.
- [10] K. Kuiper, „Shen Kuo, CHINESE ASTRONOMER, MATHEMATICIAN AND OFFICIAL,” 20 lipiec 1998. [Online]. Available: <https://www.britannica.com/biography/Shen-Kuo>. [Data uzyskania dostępu: 2018 wrzesień 09].
- [11] N. Alexander, *De Naturis Rerum*, 1190.
- [12] M. Faraday, *Experimental Researches in Electricity*, Volume 1, London: Richard & John Edward Taylor, 1839.
- [13] W. Weber, „Über die Anwendung der magnetischen Induktion auf Messung der Inklination mit dem Magnetometer,” *Ann. der Physik*, tom 2, pp. 209-247, 1853.

- [14] M. achniarz, O. Petruk, O. Maciej, T. Ciuk, W. Strupiński, J. Salach, A. Bienkowski, R. Szewczyk i W. Winiarski, „unctional properties of miniature graphene hall-effect sensor. J. Electr. Eng, 66, 149-152.,” *Journal of Electrical Engineering (Elektrotechnicky Casopis)*, tom 66, nr 7, pp. 149-152, 2015.
- [15] S. Tumanski, „Modern magnetic field sensors—a review,” *Organ*, tom 10, nr 1, 2013.
- [16] R. Beach i A. Berkowitz, „Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire,” *Applied Physic Letters*, tom 64, nr 26,27, pp. 3652-3654, 1994.
- [17] L. V. Panina i K. Mohri, „Magneto-impedance effect in amorphous wires,” *Applied Physics Letters*, tom 9, pp. 1189-1191, 1994.
- [18] Y. Honkura, „ Development of amorphous wire type MI sensors for automobile use.,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, tom 249, nr 1-2, pp. 375-381, 2002.
- [19] M. Vázquez, J. González i A. Hernando, „Induced magnetic anisotropy and change of the magnetostriction by current annealing in Co-based amorphous alloys,” *Journal of magnetism and magnetic materials*, , tom 53, nr 4, pp. 323-329, 1986.
- [20] E. P. Harrison, G. L. Turney i H. Rowe, „Electrical Properties of Wires of High Permeability,” *Nature*, tom 135, nr 3423, p. 961, 1935.
- [21] E. P. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe i H. Gollop, „The Electrical Properties of High Permeability Wires Carrying Alternating Current,” w *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, London, 1936.
- [22] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach i W. Zinn, „Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange,” *Physical Review B*, tom 39, nr 7, p. 4828, 1989.
- [23] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich i J. Chazelas, „Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices,” *Physical Review Letters*, tom 61, nr 21, pp. 2472-2475, 1988.
- [24] O. Heaviside, w *Electrical Papers Vol I*, London, Macmillan and Co., 1892, pp. 440-441.
- [25] F. L. A. Machado, B. Lopes da Silva i E. Montarroyos, „Magnetoresistance of the random anisotropic Co₇₀.4Fe₄.6Si₁₅B₁₀ alloy,” *Journal of Applied Physics*, tom 73, nr 10, pp. 6387-6389, 1993.
- [26] K. Mandal i S. K. Ghatak, „Large magnetoresistance in an amorphous Co₆₈.1Fe₄.4Si₁₂.5B₁₅ ferromagnetic wire,” *Physical Review B*, tom 47, nr 21, pp. 14233-14236, 1993.
- [27] L. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda i K. Bushida, „Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films,” *IEEE Transactions on Magnetism*, tom 31, nr 2, pp. 1249-1260., 1995.

- [28] T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, J. Sakata i Y. Taga, „Enhancement of giant magneto-impedance in layered film by insulator separation,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 32, nr 5, pp. 4965-4967, 1996.
- [29] A. Antonov, I. Iakubov i A. Lagarkov, „ Longitudinal-transverse linear transformation of the HF-current in soft magnetic materials with induced anisotropy,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 33, nr 5, pp. 3367-3369, 1997.
- [30] Y. Zhou, J. Yu, X. Zhao i B. Cai, „Giant magnetoimpedance in layered FeSiB/Cu/FeSiB films,” *Journal of Applied Physics*, tom 89, nr 3, pp. 1816-1819, 2001.
- [31] K. R. Pirota, J. Schoenmaker, M. L. Sartorelli, M. Knobel, J. Gutiérrez i J. M. Barandiarán, „Influence of induced anisotropy and magnetostriction in the magnetoimpedance and its aftereffect in CoFeSiB amorphous ribbons,” w *Materials Science Forum*, Zurych, 1999.
- [32] R. L. Sommer i C. L. Chien, „Longitudinal and transverse magneto-impedance in amorphous Fe₇₃. 5Cu₁Nb₃Si₁₃. 5B₉ films,” *Applied Physic Letters*, tom 67, nr 22, pp. 3346-3348, 1995.
- [33] J. M. Blanco, A. Zhukov, A. P. Chen, A. F. Cobeno, A. Chizhik i J. Gonzalez, „Asymmetric torsion giant impedance in nearly-zero magnetostrictive amorphous wires with induced helical anisotropy,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, tom 34, nr 6, p. L31, 2001.
- [34] L. Brunetti, P. Tiberto, V. F. i H. Chiriac, „High-frequency giant magnetoimpedance in joule-heated Co-based amorphous ribbons and wires,” *Materials Science and Engineering: A*, tom 304, pp. 961-964, 2001.
- [35] H. Chiriac, T. A. Ovari i C. S. Marinescu, „Giant magneto-impedance effect in nanocrystalline glass-covered wires,” *Journal of applied physics*, tom 83, nr 11, pp. 6584-6586, 1998.
- [36] K. R. Pirota, L. Kraus, H. Chiriac i M. Knobel, „Magnetic properties and giant magnetoimpedance in a CoFeSiB glass-covered microwire,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, tom 221, nr 3, pp. L243-L247, 2000.
- [37] T. Yoshinga, S. Furukawa i K. Mohri, „Magneto-impedance effect in etched thin amorphous wires,” *IEEE transactions on magnetics*, tom 35, nr 5, pp. 3613-3615, 1999.
- [38] H. B. Nie, A. B. Pakhomov, X. Yan, X. X. Zhang i M. Knobel, „Giant magnetoimpedance in crystalline Mumetal,” *Solid state communications*, tom 112, nr 5, pp. 285-289, 1999.
- [39] M. Carara, M. N. Baibich i R. L. Sommer, „Magnetization dynamics as derived from magneto impedance measurements,” *Journal of Applied Physics*, tom 88, nr 1, pp. 331-335, 2000.

- [40] C. M. Fu, C. Y. Hsu, Y. C. Chao, Kim, D. S., N. Matsushita i M. Abe, „Tunnel magneto-impedance effect of the ZnNi–ferrite encapsulated NiFe microspheres,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, tom 272, pp. E1839-E1841, 2004.
- [41] P. Ciureanu, P. Rudkowski, G. Rudkowska, D. Menard, M. Britel, J. F. Currie, J. O. Ström-Olsen i A. Yelon, „Giant magnetoimpedance effect in soft and ultrasoft magnetic fibers,” *Journal of applied physics*, tom 79, nr 8, pp. 5136-5138., 1996.
- [42] L. González-Legarreta, A. Talaat, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. González i B. Hernando, „Magnetotransport at High Frequency of Soft Magnetic Amorphous Ribbons,” w *Sensing Technology: Current Status and Future Trends IV*, Cham, 2015.
- [43] L. Callegaro, „Basis,” w *Electrical impedance: principles, measurement, and applications*, Boca Raton, CRC Press, 2012, pp. 1-36.
- [44] M. Knobel, M. Vazquez i L. Kraus, „Giant Magnetoimpedance,” w *Handbook of magnetic materials*, Amsterdam, Elsevier, 2003, pp. 497-563.
- [45] A. S. Antonov, N. A. Buznikov, I. T. Iakubov, A. N. Lagarkov i A. L. Rakhmanov, „Nonlinear magnetization reversal of Co-based amorphous microwires induced by an ac current,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, tom 34, nr 5, pp. 752-757, 2001.
- [46] J. C. Maxwell, *Treatise on electricity and magnetism*, Oxford: Clarendon Press, 1873.
- [47] L. D. Landau i E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous Media*, Moskwa: Pergamon Press, 1975.
- [48] L. Kraus, „Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy,” *Journal of magnetism and magnetic materials*, tom 195, nr 3, pp. 764-778, 1999.
- [49] M. H. Phan i H. X. Peng, „Giant Magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications,” *Progress in Materials Science*, tom 53, pp. 323-420, 2008.
- [50] H. X. Peng, F. Qin i M. H. Phan, „Giant Magnetoimpedance: Concept, Theoretical Models, and Related Phenomena,” w *Ferromagnetic Microwire Composites. Engineering Materials and Processes.*, Cham, Springer, 2016, pp. 39-53.
- [51] A. Yelon, D. Menard, B. M. i P. Ciureanu, „Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent,” *Applied physics letters*, tom 69, nr 20, pp. 3084-3085., 1996.
- [52] L. Kraus, „The theoretical limits of giant magneto-impedance,” *Journal of magnetism and magnetic materials*, tom 196, pp. 354-356, 1999.
- [53] C. Tannous i J. Gieraltowski, „Giant magneto-impedance and its applications,” *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, tom 15, nr 3, pp. 125-133, 2004.

- [54] D. Atkinson i P. T. Squire, „Phenonemological model for magnetoimpedance in soft ferromagnets.,” *Journal of applied physics*, tom 83, nr 11, pp. 6569-6571, 1998.
- [55] P. T. Squire, „Phenomenological model for magnetization, magnetostriction and ΔE effect in field-annealed amorphous ribbons,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, tom 87, nr 3, pp. 299-310, 1990.
- [56] V. Jeudy, R. D. Pardo, W. S. Torres, S. Bustingorry i A. B. Kolton, „Pinning of domain walls in thin ferromagnetic films,” *Physical Review B*, tom 98, nr 5, p. 054406., 2018.
- [57] L. Kraus, „GMI modeling and material optimization,” *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 106, nr 1-3, pp. 187-194, 2003.
- [58] F. L. A. Machado i S. M. Rezende, „A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys,” *Journal of applied physics*, tom 79, nr 8, pp. 6558-6560, 1996.
- [59] L. G. C. Melo i A. D. Santos, „Domain wall oscillations im GMI configuration,” *In Materials Science Forum*, tom 302, pp. 219-223, 1999.
- [60] D. Menard, L. G. C. Melo, M. R. Britel, P. Ciureanu, A. Yelon, M. Rouabhi i R. W. Cochrane, „Modeling the magnetoimpedance in anisotropic wires,” *Journal of Applied Physics*, tom 87, nr 9, pp. 4801-4803, 2000.
- [61] A. Yelon, D. Menard, M. Britel i P. Ciureanu, „Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent,” *Applied physics letters*, tom 69, nr 20, pp. 3084-3085, 1996.
- [62] M. R. Britel, D. Menard, G. L. Melo, P. Ciureanu, A. Yelon, R. W. Cochrane, M. Rouabhi i B. Cornut, „Magnetoimpedance measurements of ferromagnetic resonance and antiresonance,” *Applied Physics Letters*, tom 77, nr 17, pp. 2737-2739, 2000.
- [63] F. L. A. Machado, D. P. A. E. Araujo, A. A. Puca, A. R. Rodrigues i S. M. Rezende, „Surface Magnetoimpedance Measurements in Soft-Ferromagnetic Materials,” *physica status solidi (a)*, tom 173, nr 1, pp. 135-144, 1999.
- [64] M. Vázquez, J. P. Sinnecker i G. V. Kurlyandskaya, „Hysteretic behavior and anisotropy fields in the magneto-impedance effect,” w *Materials Science Forum*, Zurich, 1999.
- [65] V. Zhukova, J. M. Blanco, M. Ipatov, M. Churyukanova, S. Taskaev i A. Zhukov, „Zhukova, V., Blanco, J. M., Ipatov, M., Churyukanova, M., Taskaev, S., & Zhukov, A. (2018). Tailoring of magnetoimpedance effect and magnetic softness of Fe-rich glass-coated microwires by stress-annealing,” *Scientific reports*, tom 8, nr 1, p. 3202, 2018.
- [66] C. Hava i U. Topal, „Design of ring core fluxgate magnetometer as attitude control ensor for low and high orbit satellites,” *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* , tom 3, nr 28, pp. 1093-1096, 2015.

- [67] M. Nowicki i R. Szewczyk, „Ferromagnetic objects magnetovision detection system,” *Materials*, tom 6, nr 12, pp. 5593-5601, 2013.
- [68] M. M. Maqableh, X. Huang, S. Y. Sung, K. S. M. Reddy, G. Norby, R. H. Victora i B. J. Stadler, „Low-resistivity 10 nm diameter magnetic sensors.,” *Nano letters*, tom 12, nr 8, pp. 4102-4109, 2012.
- [69] T. Izgi, „Crack detection using fluxgate magnetic field sensor,” *Acta Physica Polonica A*, tom 1, nr 125, pp. 211-213, 2014.
- [70] T. J. Peters, „Automobile navigation using a magnetic flux-gate compass,” *IEEE transactions on vehicular technology*, tom 2, nr 35, pp. 41-47, 1986.
- [71] J. J. Sammarco, „Mining machine orientation control based on inertial, gravitational,” *IEEE transactions on industry applications*, tom 5, nr 28, pp. 1126-1130, 1992.
- [72] P. M. Vetoshko, „Flux-gate magnetic field sensor based on yttrium iron garnet films for magnetocardiography investigations,” *Technical Physics Letters*, tom 8, nr 42, pp. 860-864, 2016.
- [73] J. Salach, L. Hasse, R. Szewczyk, J. Smulko, A. Bienkowski, F. P. i O. Kolano-Burian, „Low current transforme utilizing Co-based amorphous alloys,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 4, nr 48, pp. 1493-1496, 2012.
- [74] K. Mohri, T. Uchiyama, L. P. Shen, C. M. Cai i L. V. Panina, „ Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micro-magnetic sensors (MI sensor and SI sensor) for intelligent measurements and controls,” *Journal of magnetism and magnetic materials*, tom 249, nr 1-2, pp. 351-356, 2002.
- [75] M. Kachniarz, O. Petruk, J. Salach, T. Ciuk, W. Strupiński, A. Bieńkowski i R. Szewczyk, „Functional properties of monolayer and bilayer graphene hall-effect sensor, 5,” *Acta Phys. Pol. A*, tom 5, pp. 1250-1254, 2017.
- [76] S. Tumanski, „Induction coil sensors—A review,” *Measurement Science and Technology*, tom 18, nr 3, p. R31, 2007.
- [77] P. Frydrych, R. Szewczyk, J. Salach i K. Trzcinka, „Two-axis, miniature fluxgate sensors,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 48, nr 4, pp. 1485-1488, 2012.
- [78] P. Zu, C. C. Chan, W. S. Lew, Y. Z. Y. Jin, H. F. Liew, L. H. Chen, W. C. Wong i X. Dong, „ Magneto-optical fiber sensor based on magnetic fluid.,” *Optics letters*, tom 37, nr 3, pp. 398-400, 2012.
- [79] D. He, „AMR Sensor and its Application on Nondestructive Evaluation,” w *Magnetic Sensors-Development Trends and Applications*, Rijeka, InTech, 2017, pp. 133-154.
- [80] C. Reig, M. D. Cubells-Beltrán i D. Ramírez Muñoz, „Magnetic field sensors based on giant magnetoresistance (GMR) technology: Applications in electrical current sensing,” *Sensors*, tom 9, nr 10, pp. 7919-7942, 2009.

- [81] J. Perlo, V. Demas, F. Casanova, C. A. Meriles, J. Reimer, A. Pines i B. Blümich, „High-resolution NMR spectroscopy with a portable single-sided sensor,” *Science*, 308(5726), tom 308, nr 5726, pp. 1279-1279, 2005.
- [82] D. Drung, C. Abmann, J. Beyer, A. Kirste, M. Peters, F. Ruede i T. Schurig, „ Highly sensitive and easy-to-use SQUID sensors,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, tom 17, nr 2, pp. 699-704, 2007.
- [83] M. Najgebauer, „Zjawisko Gigantycznej Magnetoimpedancji w wybranych zastosowaniach praktycznych,” *Przegląd Elektrotechniczny*, tom 87, pp. 128-131, 2011.
- [84] H. Koch, „SQUID magnetocardiography: Status and perspectives.,” *IEEE Transactions on applied superconductivity*, , tom 11, nr 1, pp. 49-59, 2001.
- [85] J. Vrba i S. E. Robinson, „SQUID sensor array configurations for magnetoencephalography applications,” *Superconductor Science and Technology*, tom 15, nr 9, p. R51, 2002.
- [86] J. Clarke i A. Silver, „SQUID and Detectors: History and Device Fundamentals,” w *100 Years of Superconductivity*, Boca Raton, CRC Press, 313-327, p. 2012.
- [87] T. Araki, „Measurement of simple pendulum motion using flux-gate magnetometer,” *American Journal of Physics*, , tom 62, nr 6, pp. 569-571, 1994.
- [88] M. Han, D. F. Liang i L. J. Deng, „Sensors development using its unusual properties of Fe/Co-based amorphous soft magnetic wire,” *Journal of Materials Science*, , tom 40, nr 21, pp. 5573-5580., 2005.
- [89] W. Magnes, D. Pierce, A. Valavanoglou, Means, J., W. Baumjohann, C. T. Russell, K. Schwingenschuh i G. Graber, „A sigma–delta fluxgate magnetometer for space applications,” *Measurement science and Technology*, tom 14, nr 7, p. 1003, 2003.
- [90] F. Forster, „ A method for the measurement of DC field differences and its application to nondestructive testing.,” *Nondestruct. Test*, , tom 13, p. 31, 1955.
- [91] P. S. Traoré, A. Asfour i J. P. Yonnet, „Off-diagonal GMI sensors with a software-defined radio detector: Implementation and performance,” *IEEE Transactions on Magnetism*, tom 53, nr 4, pp. 1-7, 2017.
- [92] I. Sasada, „ Symmetric response obtained with an orthogonal fluxgate operating in fundamental mode,” *IEEE Transactions on magnetism* , tom 38, nr 5, pp. 3377-3379, 2002.
- [93] V. E. Makhotkin, B. P. Shurukhin, V. A. Lopatin, P. Y. Marchukov i Y. K. Levin, „Magnetic field sensors based on amorphous ribbons,” *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 27, nr 1-3, pp. 759-762, 1991.

- [94] D. Atkinson, P. T. Squire, M. G. Maylin i J. Gore, „An integrating magnetic sensor based on the giant magneto-impedance effect,” *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 81, nr 1-3, pp. 82-85, 2000.
- [95] Y. Nishibe, H. Yamadera, N. Ohta, K. Tsukada i Y. Nonomura, „Thin film magnetic field sensor utilizing magneto impedance effect,” *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 82, nr 1-3, pp. 155-160, 2000.
- [96] F. Pompéia, L. A. P. Gusmão, C. H. Barbosa, E. C. Monteiro, L. A. P. Gonçalves i F. L. A. Machado, „Ring shaped magnetic field transducer based on the GMI effect,” *Measurement Science and Technology*, tom 19, nr 2, p. 025801, 2008.
- [97] P. Ripka, A. Platil, P. Kaspar, A. Tipek, M. Malatek i L. Kraus, „Permalloy GMI sensor,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, tom 254, pp. 633-635, 2003.
- [98] F. Alves i A. D. Bensalah, „New 1D–2D magnetic sensors for applied electromagnetic engineering,” *Journal of materials processing technology*, tom 181, nr 1-3, pp. 194-198, 2007.
- [99] R. Surla, N. Mitrović, S. Đukić i V. Ibrahimović, „Amorphous Fe₇₂Cu₁V₄Si₁₅B₈ ribbon as magneto-impedance sensing element,” *Serbian Journal of Electrical Engineering*, tom 13, nr 3, pp. 381-394, 2016.
- [100] K. Mohri, T. Uchiyama i L. V. Panina, „Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application,” *Sensors and Actuators A: Physical*, tom 59, nr 1-3, pp. 1-8, 1997.
- [101] H. Chang, M. Yang, J. Liu i Y. Yu, „Highly Sensitive GMI Sensor with an Equivalent Noise 0.3 nT,” w *2012 Spring Congress on Engineering and Technology*, New York, 2012.
- [102] T. Uchiyama i T. Takiya, „Development of precise off-diagonal magnetoimpedance gradiometer for magnetocardiography,” *AIP Advances*, tom 7, nr 5, p. 056644, 2017.
- [103] G. Yu, X. Bu, B. Yang, Y. Li i C. Xiang, „Differential-type GMI magnetic sensor based on longitudinal excitation,” *IEEE Sensors Journal*, tom 11, nr 10, pp. 2273-2278, 2011.
- [104] I. Giouroudi, H. Hauser, L. Musiejovsky i J. Steurer, „Giant magnetoimpedance sensor integrated in an oscillator system,” *Journal of applied physics*, tom 99, nr 8, p. 08D906, 2006.
- [105] Y. Jiang, J. Fang, P. Han, Y. Song, X. Huang i T. Zhang, „Design of GMI micro-magnetic sensor based on Co-based amorphous alloys for space applications,” w *Fifth International Symposium on Instrumentation Science and Technology*, Washington, 2009.
- [106] E. Costa Silva, L. A. P. Gusmão, C. R. Hall Barbosa i E. Costa Monteiro, „Progress Toward a Hundredfold Enhancement in the Impedance Phase Sensitivity of GMI Magnetic Sensors aiming at Biomagnetic Measurements,” w *V Latin American Congress on Biomedical Engineering CLAIB 2011*, Berlin, 2013.

- [107] B. Dufay, S. Saez, C. P. Dolabdjian, A. Yelon i D. Menard, „Characterization of an optimized off-diagonal GMI-based magnetometer,” *IEEE Sensors Journal*, tom 13, nr 1, pp. 379-388, 2012.
- [108] R. Hasegawa, „Soft magnetic properties of metallic glasses,” *Journal of magnetism and magnetic materials*, tom 41, nr 1-3, pp. 79-85, 1984.
- [109] D. C. Jiles, *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*, London: Chapman&Hall, 1998.
- [110] W. K. Jun, R. H. Willens i P. Duwez, „Non-crystalline structure in solidified gold–silicon alloys,” *Nature*, tom 187, nr 4740, p. 869, 1960.
- [111] H. S. Chen i C. E. Miller, „Centrifugal spinning of metallic glass filaments,” *Materials Research Bulletin*, tom 11, nr 1, pp. 49-54, 1976.
- [112] Y. Zhang, K. Hono, A. Inoue i T. Sakurai, „Partitioning of Si in a Fe₈₇Zr₇Si₄B₂ nanocrystalline soft magnetic alloy,” *Applied Physics Letters*, tom 69, nr 14, pp. 2128-2130, 1996.
- [113] R. Hasegawa, „Applications of amorphous magnetic alloys in electronic devices,” *Journal of Non-Crystalline Solids*, tom 287, pp. 405-412, 2001.
- [114] „Karta katalogowa stopu amorficznego SA1”.
- [115] „Karta Katalogowa stopu amorficznego 2705M”.
- [116] H. X. Peng, F. Qin i M. H. Phan, „Influence of Processing Parameters: Effect of Annealing on GMI,” w *Ferromagnetic microwire composites: from sensors to microwave applications*, Cham, Springer, 2016, pp. 71-76.
- [117] H. Oersted, „Experiments on the Effect of a Current of Electricity on the Magnetic Needle,” *Annals of Philosophy*, tom XVI, pp. 273-277, 1820.
- [118] M. Urbański, T. Charubin, P. Rozum, M. Nowicki i R. Szewczyk, „Automated System for Testing Ferromagnetic Materials,” w *Challenges in Automation, Robotics and Measurement Techniques, Advances in Intelligent Systems and Computing*, Cham, 2016.
- [119] J. Kuryłowicz, *Badanie materiałów magnetycznych*, Warszawa: Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, 1962.
- [120] M. Nałęcz i J. Jaworski, *Miernictwo magnetyczne*, Warszawa: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 1968.
- [121] P. Gazda, M. Nowicki i M. Kachniarz, „Active LR Integrator Circuit with Ferrite Core,” *Acta Physica Polonica A*, tom 133, nr 4, pp. 1041-1044, 2018.

- [122] P. Gazda, A. Ziółek i M. Nowicki, „Numerical Integrator System for Drift Compensated Fluxmeter,” w *Mechatronics 2017: Recent Technological and Scientific Advances / Březina Tomáš, Jabłoński Ryszard (red.), Advances in Intelligent Systems and Computing, vol. 644*, Cham, 2018.
- [123] S. R. Trout, „Use of Helmholtz coils for magnetic measurements,” *IEEE Transactions on Magnetic*, tom 24, nr 4, pp. 2108 - 2111, 1988.
- [124] A. Górski, P. Gazda i M. Nowicki, „Design and Construction of System for Controlling Thermal Relaxation Process of Amorphous Ribbons in Liquid Metal Bath,” w *In International Conference Mechatronics (pp. 303-309)*, Springer, Cham, 2019.
- [125] P. Gazda, M. Kachniarz i M. Szudarek, „Test stand for investigating of giant magneto-impedance,” w *International Conference Automation (pp. 533-539)*. Springer, Cham, 2017.
- [126] P. Gazda, M. Nowicki i R. Szewczyk, „Comparison of Stress-Impedance Effect in Amorphous Ribbons with Positive and Negative Magnetostriction,” *Materials*, tom 12, nr 2, pp. 275-285, 2019.
- [127] G. Bertotti, „Hysteresis under alternating field,” w *Hysteresis in Magnetism for physicists, materials scientists and engineers*, San Diego, Academic Press, 1998, pp. 238-242.
- [128] P. Gazda i R. Szewczyk, „GMI effect in amorphous ribbons and possibility of its application in null-detector magnetic field sensor,” *Acta Physica Polonica A*, 2019.
- [129] M. Nowicki, P. Gazda, R. Szewczyk, A. Marusenkova, A. Nosenko i V. Kyrylchuk, „Strain Dependence of Hysteretic Giant Magnetoimpedance Effect in Co-Based Amorphous Ribbon,” *Materials*, tom 12, nr 13, p. 2110, 2019.
- [130] C. Dong, S. Chen i T. Y. Hsu, „A simple model of giant magneto-impedance effect in amorphous thin films,” *Journal of magnetism and magnetic materials*, tom 250, pp. 288-294, 2002.
- [131] L. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda i K. Bushida, „Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films,” *IEEE Transactions on Magnetics*, tom 31, nr 2, pp. 1249-1260, 1995.
- [132] S. Tumanski, „Magneto-Optical Phenomena,” w *Handbook of Magnetic Measurements*, Boca Raton, CRC Press, 2011, pp. 28-30.
- [133] F. L. Machado i S. M. Rezende, „A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys.,” *Journal of applied physics*, tom 79, nr 8, pp. 6558-6560, 1996.
- [134] I. Z. Rahman, A. Boboc, M. Kamruzzaman i M. A. Rahman, „Numerical modelling of GMI effect in soft magnetic amorphous ribbons.,” *Journal of magnetism and magnetic materials*, tom 272, pp. 1862-1863, 2004.

- [135] I. Z. Rahman, A. Boboc, M. Kamruzzaman i M. A. Rahman, „Numerical Modelling of Frequency and Field Dependent Relaxation Time in Soft Magnetic Amorphous Ribbons,” w *Nano-Architected and Nanostructured Materials*, Weinheim, 2005.
- [136] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, New York: Wiley, 1975.
- [137] P. Pietrusiewicz, M. Nabiałek, M. Szota i K. Perduta, „Microstructure and soft magnetic properties of Fe₆₁Co₁₀Y₈Me₁B₂₀ (where Me= W, Zr or Nb) amorphous alloys,” *Archives of Metallurgy and Materials*, tom 57, nr 1, pp. 265-270, 2012.
- [138] M. Nowicki, R. Szewczyk i P. Nowak, „Experimental Verification of Isotropic and Anisotropic An hysteretic Magnetization Models,” *Materials*, tom 12, nr 9, p. 1549, 2019.
- [139] R. Biedrzycki, D. Jackiewicz i R. Szewczyk, „Reliability and efficiency of differential evolution based method of determination of Jiles-Atherton model parameters for X30Cr13 corrosion resisting martensitic steel,” *Journal of Automation Mobile Robotics and Intelligent Systems*, tom 8, nr 4, pp. 63-68, 2014.
- [140] D. Kincaid i E. W. Cheney, *Analiza numeryczna*, Warszawa: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 2006.
- [141] Linear Technology, „LT1360 Datasheet,” [Online]. Available: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/1360fa.pdf>. [Data uzyskania dostępu: 05 maj 2019].
- [142] Linear Technology, „LTC2641/LTC2642 Datasheet,” [Online]. Available: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/26412fd.pdf>. [Data uzyskania dostępu: 05 maj 2019].
- [143] Linear Technology, „LT6654 Datasheet,” [Online]. Available: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/6654fh.pdf>. [Data uzyskania dostępu: 05 maj 2019].
- [144] L. T. Harrison, „Creating current sources with op amps,” w *Current Sources and Voltage References: A Design Reference for Electronics Engineers*, Oxford, Elsevier, 2005, pp. 296-311.
- [145] Texas Instruments, „LM675 Power Operational Amplifier,” [Online]. Available: <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/lm675.pdf>. [Data uzyskania dostępu: 05 maj 2019].
- [146] Analog Devices, „OP27 Datasheet,” [Online]. Available: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/OP27.pdf>. [Data uzyskania dostępu: 05 maj 2019].
- [147] Texas Instruments, „ADS111x Datasheet,” maj 2009. [Online]. Available: <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/ads1114.pdf>. [Data uzyskania dostępu: 05 maj 2019].

- [148] J. Pyka i I. Foltynowicz, „Aproksymacja metodą najmniejszych kwadratów,” [Online]. Available: <http://zcht.home.amu.edu.pl/pliki/Aproksymacja.pdf>. [Data uzyskania dostępu: 6 Sierpień 2019].
- [149] „Magnetic Declination,” [Online]. Available: <http://www.magnetic-declination.com/Poland/Warszawa/2121599.html>. [Data uzyskania dostępu: 07 czerwiec 2019].
- [150] C. G. Kim, K. J. Jang, H. C. Kim i S. S. Yoon, „Asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon,” *Journal of applied physics*, tom 85, nr 8, pp. 5447-5449., 1999.