



**POLITECHNIKA  
GDAŃSKA**

WYDZIAŁ FIZYKI TECHNICZNEJ  
I MATEMATYKI STOSOWANEJ

Imię i nazwisko autora rozprawy: Zbigniew Usarek  
Dyscyplina naukowa: Fizyka

## **ROZPRAWA DOKTORSKA**

Tytuł rozprawy w języku polskim: *Wpływ geometrii, właściwości magnetycznych oraz sposobu magnesowania próbki na rozkład przestrzenny magnetycznego pola rozproszonego*

Tytuł rozprawy w języku angielskim: *Influence of sample geometry, magnetic properties and a method of magnetisation on the spatial distribution of the stray magnetic field*

Promotor
<i>podpis</i>
dr hab. Bolesław Augustyniak
Promotor pomocniczy
<i>podpis</i>
dr inż. Marek Chmielewski

Gdańsk, 2016



*Mojej żonie Ani i córeczce Asi*

## Podziękowania

Składam serdeczne podziękowania mojemu promotorowi dr hab. Bolesławowi Augustyniakowi za nieocenioną pomoc przy pisaniu niniejszej rozprawy. Dziękuję za dostępność, poświęcony mi czas, cenne rady a przede wszystkim za motywację do skutecznej pracy. Podziękowania należą się również dr inż. Markowi Chmielewskiemu za ogromną pomoc w prowadzonych badaniach i zaangażowanie mnie w projekty badawcze, dzięki którym mogłem w bardzo dużym stopniu rozwinąć swój warsztat naukowy. Kieruję szczególne wyrazy uznania do dr inż. Marka Augustyniaka za współpracę naukową i dydaktyczną, która pogłębiła moją wiedzę na temat metody elementów skończonych. Dziękuję też dr inż. Leszkowi Piotrowskiemu i mgr inż. Pawłowi Maciakowskiemu. Praca z Wami we wspólnym zespole była dla mnie czystą przyjemnością.

Chciałbym również wyrazić wdzięczność wobec naszych współpracowników z przedsiębiorstwa CDRiA Sp. z o.o. Zaprojektowana i zbudowana przez nas wspólnie aparatura umożliwiła mi przeprowadzenie pomiarów, których wyniki zostały opublikowane w niniejszej rozprawie. Prace zrealizowane we współpracy z firmą CDRiA Sp. z o.o zostały sfinansowane przy wsparciu Narodowego Centrum Badań i Rozwoju w ramach projektu pt. „Inteligentny tłok do badania i oceny stanu technicznego ścianki podziemnych stalowych rurociągów przesyłowych cieczy i gazu metodą rozproszenia strumienia magnetycznego (MFL)” (INNOTECH – K2/IN2/53/182767/NCBR/12).

## Spis treści

1 WPROWADZENIE.....	6
1.1 Problematyka badawcza.....	6
1.2 Cele, tezy i struktura pracy.....	9
2 MAGNETYCZNE POLE ROZPROSZONE.....	13
2.1 Wielkości magnetyczne stosowane w pracy.....	13
2.1.1 Wielkości wektorowe.....	13
2.1.2 Wielkości skalarne i tensorowe.....	15
2.2 Metody numeryczne stosowane w pracy.....	16
2.3 Właściwości magnetyczne ferromagnetyka.....	18
2.3.1 Przenikalność magnetyczna.....	18
2.3.2 Pętla histerezy.....	19
2.3.3 Magnetostrykcja.....	21
2.4 Wpływ geometrii i przenikalności magnetycznej na MPR.....	25
2.4.1 Zjawisko demagnetyzacji.....	26
2.4.2 Reluktancja magnetyczna.....	27
2.4.3 Anomalie rozkładu przestrzennego MPR.....	29
2.5 Stan badań nad wpływem deformacji plastycznej i stanu naprężeń na MPR.....	31
2.6 Wpływ prędkości magneśnicy na MPR.....	36
2.6.1 Modelowanie zagadnienia przemieszczającej się nad próbką magneśnicy.....	37
2.6.2 Stan badań nad wpływem prędkości magneśnicy na MPR.....	40
3 MAGNESOWANIE Z UŻYCIEM ZEWNĘTRZNEGO POLA MAGNETYCZNEGO.....	43
3.1 Opis eksperymentu.....	43
3.1.1 Stanowisko pomiarowe.....	43
3.1.2 Próbki.....	45
3.2 Wyniki dla próbek nieobciążonych w trakcie wykonywania pomiarów.....	46
3.3 Wyniki dla próbek obciążanych w trakcie wykonywania pomiarów.....	51
3.3.1 Zakres odkształceń sprężystych.....	51
3.3.2 Zakres odkształceń plastycznych.....	54
3.3.3 Ocena poziomu naprężeń.....	58
3.4 Analiza MEB.....	60
3.4.1 Lokalna zmiana przenikalności magnetycznej.....	60



3.4.2 Wielkość anomalii rozkładu przestrzennego MPR.....	65
3.4.3 Zmiana szerokości próbki.....	69
3.4.4 Współwystępowanie dwóch czynników.....	73
3.5 Porównanie wyników eksperymentu z wynikami analizy numerycznej.....	76
3.5.1 Analiza ilościowa eksperymentalnych rozkładów przestrzennych MPR.....	78
3.5.2 Ilościowa ocena lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej.....	81
4 MAGNESOWANIE ZA POMOCĄ RUCHOMEJ MAGNEŚNICY.....	83
4.1 Opis doświadczenia.....	83
4.2 Rozkłady przestrzenne MPR dla wad zewnętrznych.....	86
4.3 Przekształcenie rozkładu przestrzennego MPR do postaci quasi-stacjonarnej.....	91
4.3.1 Korekcja przesunięcia poziomego bazowego rozkładu przestrzennego MPR.....	91
4.3.2 Wyniki transformacji rozkładów przestrzennych MPR.....	94
4.4 Rozkłady przestrzenne MPR dla wad wewnętrznych.....	99
4.5 Analiza MES.....	105
4.5.1 Opis modelu magneśnicy i płyty.....	105
4.5.2 Rezultaty analizy MES rozkładu przestrzennego indukcji i prądów wirowych..	107
4.6 Dyskusja wyników pomiarów i analizy MES.....	112
4.6.1 Przesunięcie bazowego poziomego rozkładu przestrzennego MPR.....	112
4.6.2 Zmiana wartości międzyszczytowej anomalii rozkładu przestrzennego MPR. .	115
5 PODSUMOWANIE I WNIOSKI.....	119
5.1 Wpływ geometrii i właściwości magnetycznych.....	119
5.2 Wpływ prędkości magneśnicy.....	123
5.3 Potencjał aplikacyjny i kierunki dalszych badań.....	125
BIBLIOGRAFIA.....	128
STRESZCZENIE W JĘZYKU POLSKIM.....	136
STRESZCZENIE W JĘZYKU ANGIELSKIM.....	138

# 1 WPROWADZENIE

---

## 1.1 Problematyka badawcza

Wiele współczesnych konstrukcji wymaga stałego monitorowania ich stanu technicznego w celu zmniejszenia ryzyka wystąpienia awarii [1]. Głównym celem monitorowania jest wykrycie nieciągłości, gdyż ich rozwój w trakcie eksploatacji prowadzi do powstawania makropęknięć skutkujących awarią. Zaniedbania w tym zakresie mogą prowadzić w najlepszym wypadku do strat ekonomicznych [2], w najgorszym zaś mogą zagrazić zdrowiu i życiu ludzi [3]. Na przeciw tej potrzebie wychodzą metody badań nieniszczących (MBN) materiałów [4], które, jak wskazuje sama ich nazwa, pozwalają na zbadanie materiału, z którego wykonana jest dana konstrukcja bez zmiany jej właściwości fizycznych (np. poprzez pobieranie wycinków do prób laboratoryjnych) [5], [6]. Szczególną gałęzią MBN są metody magnetyczne, które znajdują zastosowanie przede wszystkim w badaniu konstrukcji wykonanych z materiałów ferromagnetycznych [7]. Materiałami ferromagnetycznymi najczęściej spotykanymi w różnego rodzaju konstrukcjach są stale zawierające ziarna ferrytu.

Do wykrywania nieciągłości w ferromagnetycznych konstrukcjach stalowych od wielu lat wykorzystuje się metodę magnetyczno-proszkową (MP) [8]. Metoda ta umożliwia wizualizację położenia nieciągłości (głównie wad powierzchniowych) bez podawania informacji o głębokości wady. Do stosunkowo nowych i intensywnie rozwijanych metod magnetycznych należą metody bazujące na pomiarze: polowego efektu Barkhausena (ang. magnetic Barkhausen noise), emisji magnetoakustycznej (ang. magneto-acoustic emission, w skrócie MAE) oraz wycieku strumienia magnetycznego (ang. magnetic flux leakage, w skrócie MFL). Wymienione metody kwalifikuje się niekiedy do kategorii metod aktywnych [9] czyli takich, które wymagają aktywnej zmiany poziomu namagnesowania badanego materiału. W przypadku polowego efektu Barkhausena i MAE pole magnesujące badany element jest polem przemiennym, gdyż metody te wykorzystują zjawiska związane ze specyficznym ruchem granic domen magnetycznych, który występuje podczas dynamicznego namagnesowania. Należy podkreślić, iż metoda wykorzystująca polowy efekt Barkhausena służy do diagnozowania stanu naprężeń w elemencie konstrukcji, a metoda MAE do oceny stopnia zdegradowania (wyeksploatowania) stali [10]. Naprężenia rozciągające oraz



degradacja mikrostruktury sprzyjają rozwojowi nieciągłości a tym samym są czynnikami zwiększającymi ryzyko wystąpienia mikro- i makropęknięć. Stąd też ważna rola metody Barkhausena i MAE, które są metodami na swój sposób nietypowymi w dziedzinie MBN, ale o dużym i wzrastającym znaczeniu, gdyż umożliwiają pogłębioną i kompleksową diagnostykę stanu badanego elementu.

Metodę MFL należy traktować jako ważną alternatywę dla metody MP. W metodzie MFL badany element jest zazwyczaj magnesowany przy pomocy źródła stosunkowo silnego strumienia indukcji magnetycznej [11]. Metoda MFL służy głównie do wykrywania wycieków strumienia indukcji magnetycznej w strefie nieciągłości materiałowych. Wycieki te występują jednak również w strefach zmian właściwości magnetycznych materiału. Wyciek strumienia indukcji magnetycznej ujawnia się w postaci lokalnej anomalii rozkładu przestrzennego pola magnetycznego, które jest mierzone nad powierzchnią badanego obiektu. Źródłem strumienia indukcji magnetycznej w technice MFL są najczęściej albo silne magnesy trwale wkomponowane w jarzmo magnesu, albo elektromagnes jarzmowy. Technika MFL znajduje zastosowanie w wielu kluczowych obszarach przemysłu, w tym m.in. w energetyce i transporcie surowców energetycznych. Zapewne za najważniejsze i za najbardziej rozpowszechnione należy uznać wykorzystanie metody MFL do diagnozowania stanu rurociągów przesyłowych gazu i ropy naftowej [12]. W tego typu badaniach stosowane są tzw. *tłoki magnetyczne* – urządzenia służące do wykrywania nieciągłości materiałowych w ściankach rurociągów. Tłoki magnetyczne są wykorzystywane nie tylko do ogólnego lokalizowania nieciągłości materiałowych, zwanych dalej wadami geometrycznymi, ale również do określania rozmiarów danej wady (głębokość, długość i szerokość). Jest to zatem technika o zdecydowanie wyższych walorach użytkowych od metody MP. Wadami geometrycznymi najczęściej występującymi w ściankach rurociągów są pęknięcia oraz wżery korozyjne o relatywnie dużych rozmiarach, które powodują pocienienie grubości ścianki [13]. Pełną informację o geometrii wady uzyskuje się na podstawie odpowiedniej analizy sygnałów napięciowych zarejestrowanych podczas przemieszczania się tłoka wewnątrz rurociągu. Sygnały te są skojarzone z natężeniem pola magnetycznego, które występuje w pobliżu namagnesowanej ścianki rurociągu. Lokalne zaburzenia tego natężenia świadczą o lokalnym wycieku strumienia indukcji magnetycznej ze ścianki rurociągu. Obecność wycieku świadczy z kolei o lokalnej zmianie geometrii lub właściwości magnetycznych obszaru obiektu, w którym zarejestrowano wyciek. Zmiany właściwości magnetycznych są spowodowane trwałymi zmianami w mikrostrukturze lub naprężeniami, które występują w badanym

obiekcie. Obydwa czynniki wywierają znaczący wpływ na poziom przenikalności magnetycznej materiału, z którego wykonany jest badany obiekt.

W przeciwieństwie do magnetycznych metod aktywnych, takich jak MFL, w pasywnych metodach magnetycznych diagnostyki stanu materiału z definicji nie ingeruje się w stan namagnesowania badanego obiektu [9]. Magnetyczną metodą pasywną jest opracowana przez Dubova w latach 90-tych ubiegłego wieku metoda, która została przez swojego twórcę nazwana metodą magnetycznej pamięci metalu, w skrócie MPM (ang. metal magnetic memory, w skrócie MMM) [14]. W metodzie MPM wykorzystuje się „naturalne” namagnesowanie obiektu pojawiające się pod wpływem działania występujących w jego otoczeniu pól magnetycznych, w głównej mierze magnetycznego pola Ziemi. To „naturalne” namagnesowanie obiektu może ulec trwałej zmianie pod wpływem działania naprężeń zewnętrznych. Dubov używa tej metody do wykrywania obszarów zwanych strefami koncentracji naprężeń (SKN). Poszukiwań SKN dokonuje się poprzez pomiary pola magnetycznego, które występuje w przestrzeni dookoła badanego obiektu. Zgodnie z założeniami metody MPM składowa natężenia pola magnetycznego, która jest normalna do powierzchni próbki, w pobliżu SKN zmienia swój znak.

To, co łączy metody MFL i MPM, to rodzaj mierzonego sygnału, którym jest rozkład pola magnetycznego w przestrzeni otaczającej badany obiekt. W dalszej części pracy pole to będzie określane mianem magnetycznego pola rozproszonego (MPR). Metody MFL i MPM można więc sklasyfikować jako metody bazujące na wynikach pomiarów MPR. Przyjmuje się, że rozkład przestrzenny MPR stanowi źródło informacji o występujących w badanym obiekcie wadach geometrycznych i lokalnych zmianach (nieciągłościach) właściwości materiałowych. Należy jednak brać pod uwagę fakt, że wyciek strumienia indukcji magnetycznej może być również spowodowany przez każdą lokalną zmianę stanu namagnesowania materiału. Takie lokalne zmiany namagnesowania wiązać należy albo ze zmianami mikrostruktury, albo z naprężeniami własnymi lub zadanymi przez obciążenia mechaniczne zewnętrzne. Zmiana mikrostruktury może być skutkiem deformacji plastycznej, a więc skojarzona jest z uprzednio występującymi naprężeniami przekraczającymi granicę plastyczności. Z analizy doniesień literaturowych można wnioskować, że w małym stopniu zbadana została możliwość wykorzystania metod MFL i MPM do ilościowego określania rozkładu przestrzennego jak i samej wartości naprężeń w badanym obiekcie [9]. To samo dotyczy ilościowej oceny stopnia deformacji plastycznej przy pomocy tych metod. Podejmowane przez innych autorów są próby korelowania wyników pomiarów MPR z naprężeniami. Próby te polegają na zastosowaniu zmodyfikowanej metody MPM [15], [16],





[17], [18]. Metody nieniszczące powszechnie wykorzystywane do oceny stanu naprężeń w materiałach, takie jak [19] metoda dyfrakcji promieni rentgenowskich (ang. X-ray diffraction, w skrócie XRD), ultradźwiękowa czy też polowego efektu Barkhausena, pozwalają na wyznaczenie poziomu naprężeń zadanych i własnych w pewnym niewielkim obszarze badanego obiektu, co jest niewątpliwą ich zaletą z punktu widzenia rozdzielczości tych metod. Zaletą zaś potencjalnego wykorzystania metody MPM do ilościowej oceny poziomu naprężeń jest możliwość szybkiego zbadania tą metodą dużego fragmentu obiektu.

W niniejszej pracy przedstawiono krytyczną analizę dotychczasowych dokonań innych autorów w obszarze wykorzystania MPR do określania poziomu naprężeń w badanym obiekcie. Zaproponowano również metodykę określania zmian przenikalności magnetycznej, które zachodzą na skutek degradacji mikrostruktury próbki i występowania w niej naprężeń własnych. Wskazano także, iż jednoznaczne określenie poziomu naprężeń w badanym przez autora materiale możliwe jest jedynie w określonych warunkach pomiarowych i w ograniczonym zakresie wartości naprężeń.

Jedną z najistotniejszych przyczyn niepewności określania rozmiarów wady geometrycznej lub wielkości obszaru występowania lokalnej zmiany właściwości magnetycznych w metodzie MFL jest fakt zależności rozkładu przestrzennego MPR od chwilowych zmian prędkości tłoka magnetycznego. Zmiana prędkości tłoka skutkuje powstaniem zaburzeń w przebiegach sygnałów napięciowych. Zaburzenia te utrudniają odtworzenie poprawnego obrazu wady. Problem uniezależnienia otrzymanego obrazu wady od zmian prędkości tłoka magnetycznego nie jest jeszcze w pełni rozwiązany. Istniejące propozycje przekształcania sygnału mierzonego przez tłok magnetyczny do postaci quasi-stacjonarnej (przedrostek *quasi* został tu użyty, ponieważ przy zerowej prędkości tłoka nie można zmierzyć rozkładu przestrzennego pola magnetycznego, za wyjątkiem zastosowania macierzy czujników) bazują głównie na metodach „uczenia maszynowego” (algorytmach „samouczących się”) [20], [21]. Metody te nie wykorzystują relacji przyczynowo-skutkowych pomiędzy zmianą prędkości tłoka magnetycznego a zmianą przestrzennego rozkładu MPR. Zasadne jest zatem podjęcie badań mających tę relację określić.

## 1.2 Cele, tezy i struktura pracy

Cele jak i tezy pracy zostały usystematyzowane w dwóch grupach rozważanych zagadnień. Do pierwszej grupy należą zagadnienia związane z wpływem na MPR lokalnej zmiany geometrii i przenikalności magnetycznej próbki. Do drugiej grupy należą zagadnienia



związane z analizą wpływu na MPR zmian prędkości ruchomego źródła strumienia indukcji magnetycznej. Magnesowanie obiektu badanego przy pomocy ruchomego źródła strumienia indukcji magnetycznej jest sposobem magnesowania charakterystycznym dla techniki MFL.

**Celem badań nad wpływem lokalnej zmiany geometrii i przenikalności magnetycznej** na rozkład przestrzenny MPR jest (I) opracowanie i przedstawienie metodyki pomiarów oraz analizy ilościowej rozkładu MPR w przypadku obiektów technicznych magnesowanych jedynie ziemskim polem magnetycznym. Wspomnianą metodykę można uznać za komplementarną do metody MPM. Postulowana przez część badaczy, zajmujących się techniką MPM, możliwość określania lokalnego stanu naprężeń w obiektach badanych [17] nie jest przez autora rozprawy negowana. W rozprawie postanowiono jednak ustalić, jakie warunki (dotyczące charakterystyki obiektu badanego i procedury pomiarowej) muszą być spełnione, aby, bazując na pomiarach MPR, móc określić naprężenia występujące w obiekcie.

**Celami badań nad wpływem magnesowania obiektu za pomocą ruchomego źródła strumienia indukcji magnetycznej** na rozkład przestrzenny MPR są: (II) usystematyzowanie i poszerzenie wiedzy na temat zależności tego wpływu od wybranych czynników oraz (III) zbadanie możliwości przekształcenia uzyskanego doświadczalnie rozkładu przestrzennego MPR do postaci quasi-stacjonarnej.

**Tezy rozprawy dotyczące** rozkładu przestrzennego MPR w obecności lokalnej zmiany geometrii i/lub przenikalności magnetycznej brzmią:

- I. Możliwe jest, na podstawie analizy rozkładu przestrzennego MPR, określenie wielkości lokalnej, względnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki.
- II. Teza I jest prawdziwa także w przypadku współwystępowania w pewnym obszarze próbki lokalnej zmiany geometrii i lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej.
- III. W przypadku próbek poddanych rozciąganiu i charakteryzujących się lokalną zmianą geometrii możliwe jest, na podstawie analizy rozkładu przestrzennego MPR, wyznaczenie składowej osiowej naprężeń w obszarze występowania zmiany geometrii.

**Teza rozprawy dotycząca** rozkładu przestrzennego MPR w sytuacji magnesowania ruchomym źródłem strumienia indukcji magnetycznej jest następująca:

- IV. Transformacja rozkładu przestrzennego MPR do postaci quasi-stacjonarnej może zostać wykonana na podstawie krzywych kalibracyjnych wiążących parametry charakterystyczne tego rozkładu z prędkością źródła.



W ramach realizacji celu I oraz udowodnienia tez I-III, przeprowadzono pomiary MPR dla próbek stalowych pozostających pod wpływem naprężeń rozciągających o różnej wartości jak również w stanie nieobciążonym po deformacji plastycznej. Na potrzeby opracowania metodyki określania względnej zmiany przenikalności magnetycznej skorzystano z numerycznego modelowania zagadnienia przy pomocy metody elementów brzegowych (MEB). Cel II został zrealizowany poprzez dokonanie krytycznego przeglądu literatury, klasyfikacji tematycznej rezultatów innych autorów oraz analityczne zestawienie tych rezultatów z wynikami badań własnych. W ramach realizacji celu III oraz udowodnienia tezy IV przeprowadzono pomiary MPR dla układu magnesującego poruszającego się z różnymi prędkościami nad obiektem z wadami geometrycznymi o różnych wymiarach. Analiza wyników tychże pomiarów została wsparta modelowaniem zagadnienia przy pomocy metody elementów skończonych (MES). Układ pracy odpowiada przyjętemu programowi badań.

Na początku rozdziału 2 umieszczone zostały informacje na temat podstawowych wielkości fizycznych używanych w pracy. W sposób zwięzły zostały w nim również opisane wykorzystane w badaniach metody numeryczne. W dalszej jego części przedstawiono przyczyny powstawania MPR oraz jego charakterystyczne cechy. Rozdział kończy się opisem zjawiska prądów wirowych, które są generowane w obiekcie badanym podczas ruchu źródła strumienia indukcji magnetycznej oraz analizą wpływu tych prądów na rozkład przestrzenny MPR. Rozdział ten zawiera również analizę stanu badań, które zostały przeprowadzone w dziedzinie rozważanych przez autora zagadnień oraz umiejscawia rozprawę na tle tychże badań.

Rozdział 3 zawiera rezultaty pomiarów doświadczalnych MPR przeprowadzonych dla zestawu próbek stalowych w ogólności różniących się między sobą geometrią a także rodzajem i wartością naprężeń działających na próbkę. Przedstawiono w nim analizę wyników uzyskanych dla próbek stalowych, które pozostawały pod wpływem naprężeń zewnętrznych o różnej wartości. W rozdziale tym zaprezentowano również wyniki symulacji MEB oraz, bazującą na tych wynikach, metodykę analizy rozkładu przestrzennego MPR. Metodyka ta ma na celu określenie lokalnej, względnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki. Na końcu rozdziału dokonano weryfikacji proponowanej metodyki w oparciu o rozwiązanie zagadnienia odwrotnego dla jednej z próbek zbadanych doświadczalnie.

W rozdziale 4 przedstawiono wyniki pomiarów doświadczalnych MPR dla przypadku magneśnicy poruszającej z różnymi prędkościami nad powierzchnią płyty stalowej, która posiada wady geometryczne. Umieszczono w nim także rezultaty analizy MES rozkładu



przestrzennego prądów wirowych powstających w próbce w wyniku ruchu magnesnicy. Kończąca rozdział dyskusja porusza problem określonych warunków pomiaru, które mają bardzo duży wpływ na charakter zmian mierzonego sygnału.

Rozdział 5 podsumowuje przeprowadzone badania i najistotniejsze ich wyniki. Zawarto w nim także informacje o realizacji sformułowanych na początku rozprawy celów i tez. Wskazane również zostały potencjalne grupy czytelników, do których w szczególności jest skierowana treść rozprawy. Na końcu rozdziału zdefiniowano dalsze kierunki badań, jakie należy podjąć w związku z rozwojem przedstawionych w rozprawie metod.

## 2 MAGNETYCZNE POLE ROZPROSZONE

---

### 2.1 Wielkości magnetyczne stosowane w pracy

#### 2.1.1 Wielkości wektorowe

W pracy używane są do opisu pola magnetycznego trzy wielkości wektorowe: natężenie pola magnetycznego  $\mathbf{H}$ , indukcja magnetyczna  $\mathbf{B}$  oraz magnetyzacja  $\mathbf{M}$ . Wartości tych wielkości oraz relacje między nimi wyrażone są zgodnie z układem jednostek SI.

##### *Natężenie pola magnetycznego*

Pole magnetyczne opisywane jest za pomocą wielkości wektorowej zwanej *natężeniem pola magnetycznego*  $\mathbf{H}$ . Pierwotnie pole  $\mathbf{H}$  było definiowane jako wielkość opisująca pole magnetyczne występujące wokół przewodników, przez które przepływa prąd elektryczny. Obecnie ze względu na spójność opisu matematycznego danego zjawiska może być ono w sposób syntetyczny obliczane również we wnętrzu magnesów trwałych. Jego jednostką w układzie SI jest A/m. Do obliczania natężenia pola magnetycznego  $\mathbf{H}$  występującego wokół przewodnika z prądem wykorzystywane jest m.in. prawo Ampère'a

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \iint \mathbf{j} d\mathbf{S}, \quad (2.1)$$

które stwierdza, że cyrkulacja z pola  $\mathbf{H}$  po konturze  $\mathbf{l}$  równa jest całce powierzchniowej z gęstości prądów  $\mathbf{j}$  przepływających przez powierzchnię  $\mathbf{S}$  rozpiętą na konturze  $\mathbf{l}$ .

Prawo Ampère'a w wersji rozszerzonej przez Maxwella zakłada, że źródłem pola magnetycznego o natężeniu  $\mathbf{H}$  jest również zmienny w czasie strumień indukcji pola elektrycznego obejmowany przez powierzchnię  $\mathbf{S}$

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \iint \mathbf{j} d\mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial t} \iint \mathbf{D} d\mathbf{S}, \quad (2.2)$$

gdzie  $\mathbf{D}$  jest wektorem *indukcji pola elektrycznego*, którego jednostką jest C/m<sup>2</sup>.

Korzystając z twierdzenia Stokesa równanie (2.2) przekształcić można do postaci różniczkowej

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.3)$$

Drugi składnik prawej strony równania, (2.3) ze względu na to, iż ma wymiar gęstości prądu, traktowany jest jako gęstość prądu przesunięcia.

### **Indukcja magnetyczna**

Drugą wielkością wektorową wykorzystywaną do opisu pola magnetycznego jest *indukcja magnetyczna*  $\mathbf{B}$ . Wielkość ta pojawia się m.in. w wyrażeniu na siłę Lorentza. Siła ta oddziałuje na poruszający się ze stałą prędkością  $\mathbf{v}$  w polu magnetycznym o indukcji  $\mathbf{B}$  ładunek elektryczny  $q$  i wyraża się wzorem

$$\mathbf{F} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.4)$$

Jednostką indukcji magnetycznej w układzie SI jest *tesla* (T). W przypadku próżni wektor indukcji  $\mathbf{B}$  można powiązać z wektorem natężenia  $\mathbf{H}$  przy pomocy relacji

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.5)$$

gdzie  $\mu_0$  jest przenikalnością magnetyczną próżni.

Indukcja magnetyczna  $\mathbf{B}$  wewnątrz ośrodka materialnego może być traktowana jako jego odpowiedź na obecność zewnętrznego pola magnetycznego o natężeniu  $\mathbf{H}$ . W zależności od formy odpowiedzi na zewnętrzne pole magnetyczne  $\mathbf{H}$  ośrodki materialne możemy podzielić na szereg klas: diamagnetyki, paramagnetyki, ferromagnetyki, antyferromagnetyki oraz ferrimagnetyki. W dalszej części rozprawy skupiono się jedynie na klasie materiałów zwanych ferromagnetykami. Bardzo obszerny opis właściwości pozostałych klas materiałów zawiera monografia Cullity [22].

### **Magnetyzacja**

Jak wspomniano wcześniej ośrodki materialne w zróżnicowany i specyficzny sposób reagują na zewnętrzne pole magnetyczne. W przypadku ferromagnetyków ich odpowiedź na umieszczenie w zewnętrznym polu magnetycznym polega na zwiększeniu wartości indukcji magnetycznej w ich wnętrzu w stosunku do wartości indukcji w próżni. W ujęciu makroskopowym wielkość tej odpowiedzi można opisać wektorem *magnetyzacji*  $\mathbf{M}$ . Definicję magnetyzacji  $\mathbf{M}$  można odnaleźć m.in. w pracy Jilesa [23]. Zgodnie z tą definicją magnetyzacja  $\mathbf{M}$  jest gęstością objętościową momentów magnetycznych  $\mathbf{m}_i$  występujących w ośrodku materialnym

$$\mathbf{M} = \frac{\sum_i \mathbf{m}_i}{V}, \quad (2.6)$$

gdzie  $V$  jest objętością kontrolną, dla której określana jest magnetyzacja  $\mathbf{M}$ .

Jednostką magnetyzacji  $\mathbf{M}$ , podobnie jak w przypadku natężenia pola magnetycznego  $\mathbf{H}$ , jest A/m. Magnetyzacja  $\mathbf{M}$  danego ośrodka materialnego jest związana z wcześniej opisanymi wektorami  $\mathbf{H}$  i  $\mathbf{B}$  zależnością



$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.7)$$

Jak już wspomniano, w przypadku ferromagnetyków ich oddziaływanie z polem magnetycznym polega na wzmocnieniu tego pola. Oznacza to, iż zwrot wektora  $\mathbf{M}$  jest zgodny ze zwrotem wektora  $\mathbf{H}$ . W praktyce drugi składnik sumy znajdującej się we wzorze (2.7) jest dla ferromagnetyków o kilka rzędów wielkości większy niż składnik pierwszy. W rezultacie wartość indukcji  $\mathbf{B}$  wewnątrz ferromagnetyka umieszczonego w zewnętrznym polu magnetycznym o natężeniu  $\mathbf{H}$  na ogół znacząco przewyższa wartość  $\mathbf{B}$  określoną dla tej samej wartości  $\mathbf{H}$ , tyle że w próżni lub powietrzu.

### 2.1.2 Wielkości skalarne i tensorowe

#### *Strumień pola magnetycznego*

Z obecnością pola magnetycznego w danym medium wiąże się występowanie w nim wielkości, która nazywana jest *strumieniem indukcji magnetycznej*  $\Phi$ . Strumień ten określa się dla wybranej powierzchni  $\mathcal{S}$  jako całkę z indukcji magnetycznej  $\mathbf{B}$  po tej powierzchni

$$\Phi = \iint \mathbf{B} d\mathcal{S} \quad (2.8)$$

Ze względu na związek między  $\Phi$  i  $\mathbf{B}$  reprezentowany wzorem (2.8) indukcja magnetyczna  $\mathbf{B}$  jest również nazywana *gęstością strumienia magnetycznego* (ang. magnetic flux density). Jednostką strumienia  $\Phi$  w układzie SI jest *weber* (Wb). Zmiana wielkości tego strumienia w czasie powoduje powstanie wirowego pola elektrycznego o natężeniu  $\mathbf{E}$ , którego cyrkulacja po zamkniętym konturze  $\mathcal{I}$  jest proporcjonalna do szybkości zmiany tego strumienia w czasie

$$\oint \mathbf{E} d\mathcal{I} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (2.9)$$

Zjawisko polegające na indukowaniu wirowego pola elektrycznego  $\mathbf{E}$  pod wpływem zmiany w czasie strumienia  $\Phi$  nazywane jest *zjawiskiem indukcji elektromagnetycznej Faradaya*. Minus znajdujący się we wzorze (2.9) wynika z *reguły Lenza*, zgodnie z którą indukowane pod wpływem zmian strumienia  $\Phi$  pole elektryczne  $\mathbf{E}$  powoduje w ośrodku zawierającym nośniki ładunku przepływ prądu, który zgodnie ze wspomnianą regułą wytwarza pole magnetyczne przeciwstawiające się zmianom strumienia  $\Phi$ .

Z wykorzystaniem wzoru (2.8) równanie (2.9) opisujące zjawisko indukcji elektromagnetycznej Faradaya zapisać można w ogólniejszej formie



$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint \mathbf{B} d\mathbf{S} \quad (2.10)$$

Korzystając z twierdzenia Stokesa równanie (2.10) można przekształcić do postaci różniczkowej

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.11)$$

Równanie (2.11) stanowi, obok wzoru (2.3), jedno z równań Maxwella, które są podstawą elektromagnetyzmu.

### ***Podatność i względna przenikalność magnetyczna***

Wielkość magnetyzacji  $\mathbf{M}$ , indukowanej w ferromagnetyku pod wpływem pola magnetycznego o natężeniu  $\mathbf{H}$ , jest cechą charakterystyczną danego materiału ferromagnetycznego. Właściwość materiałowa, która decyduje o wielkości magnetyzacji  $\mathbf{M}$  nazywana jest *podatnością magnetyczną*  $\chi$ . Wprowadzenie tej wielkości pozwala na zapisanie związku pomiędzy wektorami  $\mathbf{H}$  i  $\mathbf{M}$  w postaci

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (2.12)$$

Równanie konstytutywne (2.7) z wykorzystaniem relacji (2.12) można zapisać następująco

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} \quad (2.13)$$

Czynnik  $(1 + \chi)$  w wyrażeniu (2.13) można zastąpić wielkością zwaną *względną przenikalnością magnetyczną*  $\mu_r$  i wówczas wyrażenie (2.13) przyjmuje postać

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}, \quad (2.14)$$

przy czym iloczyn  $\mu_0 \mu_r$  można zredukować do pojedynczej wielkości  $\mu$ , którą określa się mianem *przenikalności magnetycznej*.

Podatność  $\chi$  oraz względna przenikalność magnetyczna  $\mu_r$  różnią się jedynie o stałą, dlatego też mogą być używane zamiennie do opisu właściwości magnetycznych ferromagnetyka. W tej rozprawie przyjęto konwencję, zgodnie z którą to względna przenikalność magnetyczna  $\mu_r$  jest wykorzystywana do opisu właściwości magnetycznych danego materiału.

## **2.2 Metody numeryczne stosowane w pracy**

Wyznaczenie analitycznego rozwiązania zagadnień brzegowych opisanych równaniami (2.2) lub (2.3) jest możliwe jedynie dla układów fizycznych o stosunkowo





prostych geometriach. Większość inżynierskich przypadków wymaga zastosowania jednej z metod przybliżonego rozwiązywania zagadnień brzegowych. Systematyczny podział metod przybliżonych odnaleźć można w pracy Brebbii i Walkera [24]. Pośród wymienionych w niej metod wyróżnić można dwie, które znajdują wspólnie szerokie zastosowanie w rozwiązywaniu problemów inżynierskich. Są to wymienione już w rozdziale 1 MEB oraz MES.

MEB jest metodą numeryczną bazującą na rozwiązywaniu równań w postaci całkowitej, takich jak równanie (2.2). Początki metody sięgają lat 70-tych ubiegłego wieku i są związane z pracami Brebbii [25], [26]. Jedne z pierwszych zastosowań metody do numerycznego rozwiązywania zagadnień magnetostatycznych prezentują prace Leana i Wexlera [27] oraz Ruckera i Richtera [28]. Dyskretyzacji w tej metodzie ulega jedynie obszar źródłowy (np. obszar cewki) oraz granica obszarów o różnych właściwościach fizycznych. W odniesieniu do zagadnień elektromagnetycznych zaletą tej metody jest fakt, iż obszar, w którym uzyskiwane jest rozwiązanie jest przestrzennie nieograniczony. Dyskretyzacja jedynie obszaru brzegowego sprawia, że ilość stopni swobody rozwiązywanego układu równań jest stosunkowo niewielka. Z punktu widzenia czasu obliczeń jest to niewątpliwa zaleta MEB. Z drugiej jednak strony uzyskiwana w ten sposób macierz układu jest macierzą gęstą, tj. taką, której niewielka ilość elementów jest równa zero. W tym wypadku większa ilość operacji zmiennoprzecinkowych wpływa na wydłużenie czasu obliczeń. MEB jest jednak stale rozwijana i stosowana do coraz szerszej gamy zagadnień elektromagnetycznych. Zbiorcze opracowanie, którego edytorem jest Brebbia [29] zawiera wyczerpujący zbiór przykładów zastosowań MEB w elektromagnetyzmie. Ponadto na przestrzeni ostatnich kilkadziesiąt lat powstało wiele książek opisujących podstawy MEB. Jedną z bardziej przystępnych dla czytelnika pozycji, opisujących tę metodę, jest opracowanie Halla [30].

MES jest metodą, która pozwala na numeryczne rozwiązywanie równań w postaci różniczkowej, takich jak równanie (2.3). Pojęcie elementu skończonego jako pierwszy wprowadził Clough w roku 1960 [31]. Pierwotnie MES wykorzystywano do obliczeń w dziedzinie mechaniki. W krótkim jednak czasie metoda ta została również zaadoptowana do zagadnień elektromagnetycznych [32]. Różnica między MES a MEB wynika z konieczności dyskretyzacji całego obszaru rozwiązania w przypadku pierwszej z metod. Jest to aspekt bardzo kluczowy w zagadnieniach elektromagnetycznych, które na ogół są problemami otwartymi przestrzennie. Dokładność rozwiązania zagadnienia elektromagnetycznego, które uzyskano przy pomocy MES zależy w dużym stopniu od

odpowiedniego zdefiniowania sztucznych granic obszaru rozwiązania. Na granicach tych definiowane są odpowiednie dla danego zagadnienia warunki brzegowe (Dirichleta, Neumanna lub mieszane). Literatura dotycząca MES, ze względu na dużą popularność metody, jest bardzo bogata. Jedną z podstawowych pozycji w tej dziedzinie jest książka Zienkiewicza [33]. Wykorzystanie MES do rozwiązywania zagadnień dotyczących ściśle dziedziny elektromagnetyzmu opisuje z kolei książka Idy i Bastosa [34].

Obie opisane powyżej metody zostały wykorzystane w niniejszej pracy. MEB zastosowano do obliczeń rozkładu przestrzennego MPR wokół próbki ferromagnetycznej, umieszczonej w jednorodnym zewnętrznym polu magnetycznym. W tym wypadku wybór MEB jako metody obliczeniowej był podyktowany dużo krótszym niż w przypadku MES czasem obliczeń przy porównywalnej dokładności uzyskiwanego rozwiązania oraz dużo większej gładkości otrzymywanych rozkładów przestrzennych MPR. MES zastosowano natomiast do modelowania próbki magnesowanej przy pomocy ruchomej magneśnicy. Wybór MES do modelowania tego zagadnienia był podyktowany tym, iż wykorzystywane przez autora oprogramowanie nie umożliwia prowadzenia obliczeń z zastosowaniem MEB dla modeli zawierających magnesy trwałe, z których zbudowana jest magneśnica.

## 2.3 Właściwości magnetyczne ferromagnetyka

### 2.3.1 Przenikalność magnetyczna

Przenikalność magnetyczna  $\mu$  ferromagnetyka jest w ogólności wielkością tensorową. Jeżeli wartość  $\mu$  dla danego ferromagnetyka jest zależna od kierunku wektora  $\mathbf{H}$ , to taki ferromagnetyk można określić mianem anizotropowego magnetycznie. Anizotropia magnetyczna jest cechą charakterystyczną ciał monokrystalicznych, nanostruktur jedno- i dwuwymiarowych oraz wielu makroskopowych ciał polikrystalicznych. W tym ostatnim przypadku anizotropia zostaje wprowadzona poprzez odpowiednią obróbkę cieplną i mechaniczną.

Przenikalność magnetyczna  $\mu$  w ogólności (dotyczy to szczególnie ferromagnetyków) jest nieliniową funkcją natężenia  $\mathbf{H}$ . W takim wypadku równanie konstytutywne (2.14) opisujące zależność między modułami wektorów  $\mathbf{H}$  i  $\mathbf{B}$  dla przypadku, gdy magnesowane jest ciało pierwotnie rozmagnesowane ( $B=0$  dla  $H=0$ ), można zapisać następująco

$$B(H) = \int_0^H \mu(H') dH' \quad (2.15)$$

Przykładową postać nieliniowej zależności  $B(H)$  oraz odpowiadającą jej zależność  $\mu(H)$  zaprezentowano na Rys. 2.1. Jak widać na Rys. 2.1b, przenikalność magnetyczna  $\mu$  ferromagnetyka przyjmuje pewną początkową wartość. Następnie, wraz ze wzrostem wartości  $H$ , przenikalność  $\mu$  osiąga swą wartość maksymalną, po czym asymptotycznie maleje do wartości równej przenikalności magnetycznej próżni  $\mu_0$ . W zakresie dostatecznie niskich pól, nie przekraczających ok. 80 A/m (100  $\mu$ T) [22], krzywą magnesowania  $B(H)$  można z dobrym przybliżeniem opisywać zależnością Rayleigha

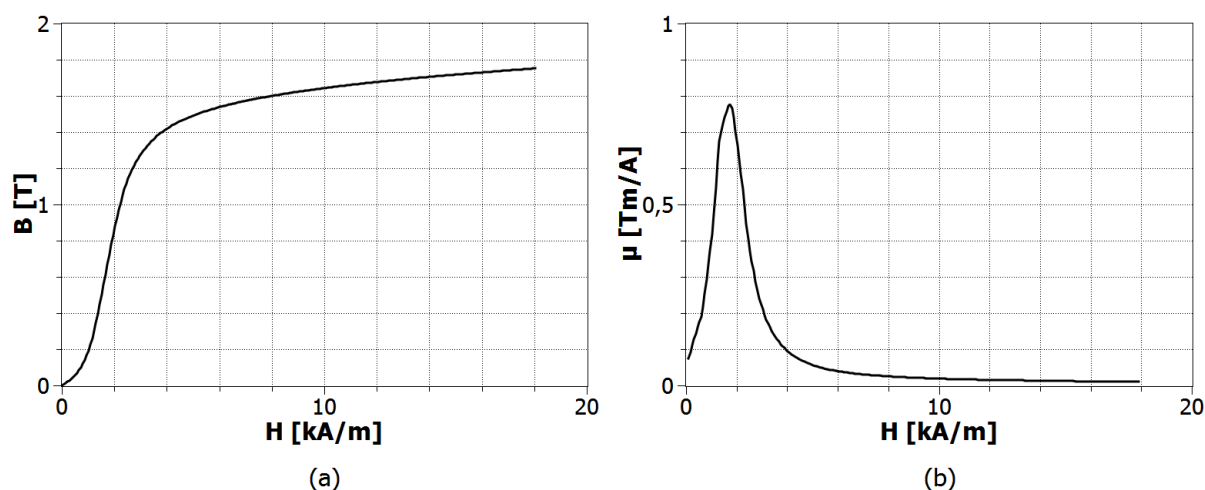
$$B(H) = \mu_i H + R H^2, \quad (2.16)$$

gdzie  $\mu_i$  jest *początkową przenikalnością magnetyczną*, zaś  $R$  jest nazywane *stałą* lub *współczynnikiem Rayleigha*.

Różniczkując obie strony równania (2.16) względem  $H$  otrzymujemy

$$\mu(H) = \mu_i + 2RH \quad (2.17)$$

Z relacji (2.17) wynika, iż dla dostatecznie małej wartości  $H$  wyraz  $2RH$  jest zawsze dużo mniejszy od  $\mu_i$ . Z tego też względu dla pól magnetycznych o niewielkim natężeniu przenikalność magnetyczna  $\mu$  może być traktowana jako stała i równa swej wartości początkowej  $\mu_i$ .



Rys. 2.1. Zależność (a) indukcji  $B$  wewnątrz ferromagnetyka oraz (b) przenikalności magnetycznej  $\mu$  od natężenia  $H$  pola magnesującego próbkę wykonaną ze stali 18G2A

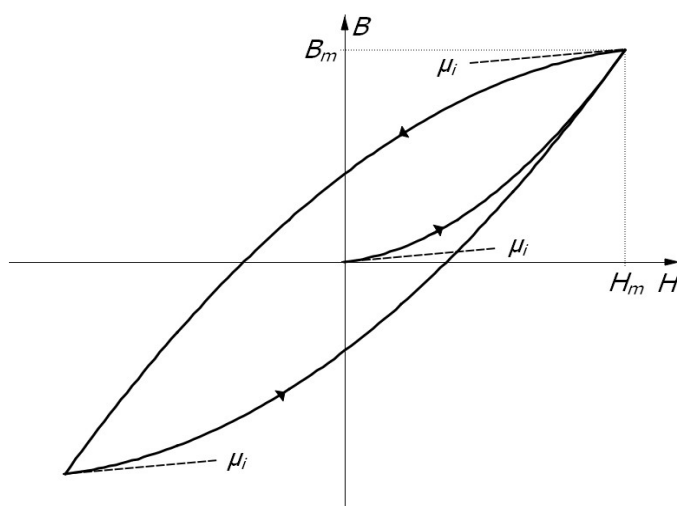
### 2.3.2 Pętla histerezy

Charakterystyczną właściwością ferromagnetyków jest *pętla histerezy magnetycznej*. Jest to właściwość ujawniająca się w trakcie procesu przemagnesowywania ferromagnetyka umieszczonego w polu o przemiennie zmieniającym się natężeniu  $H$ . Przemagnesowywanie

ferromagnetyka ujawnia nieodwracalność zjawisk zachodzących w jego strukturze magnetycznej. Zjawiska te są związane z kotwiczeniem granic domen magnetycznych przez defekty struktury ferromagnetyka. Dokładne wyjaśnienie podstaw fizycznych tych zjawisk, zdaniem autora rozprawy, nie jest konieczne do zrozumienia poruszanych w niej problemów. Więcej informacji na temat mikroskopowego ujęcia procesu przemagnesowywania ferromagnetyków odnaleźć można w [35]. Zmodyfikowana postać równania (2.16) pozwala fenomenologicznie odwzorować kształt pętli histerezy dla pól o małym natężeniu  $H$ , które odpowiadają zakresowi Rayleigha

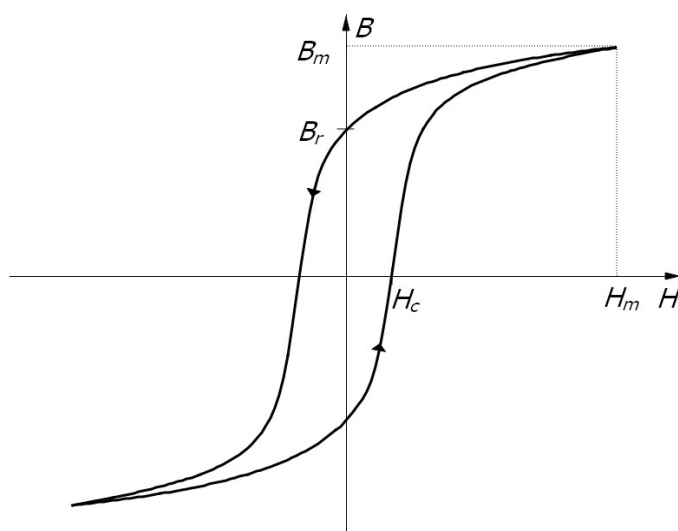
$$B(H) = (\mu_i + R H_m) H \pm \left(\frac{R}{2}\right) (H_m^2 - H^2), \quad (2.18)$$

gdzie  $H_m$  to amplituda natężenia przemiennego pola magnetycznego.



Rys. 2.2. Pętla histerezy magnetycznej opisana wzorami (2.16) i (2.18)

Na Rys. 2.2 pokazano przykładowy wykres pętli histerezy magnetycznej opisanej wzorem (2.18) wraz z *krzywą pierwotnego magnesowania* otrzymaną na bazie wzoru (2.16). W zależności od znaku obecnego między dwoma członami zależności (2.18), opisuje ona górną (+) lub dolną (-) gałąź pętli histerezy. Na Rys. 2.2 zaznaczona została amplituda przyłożonego do ferromagnetyka natężenia pola magnetycznego  $H_m$ , oraz odpowiadająca mu amplituda indukcji magnetycznej  $B_m$ . Nachylenie charakterystyki  $B(H)$  w początkowej części krzywej pierwotnego magnesowania oraz w punktach zwrotnych  $B_m(H_m)$  pętli histerezy równoważne jest magnetycznej przenikalności początkowej  $\mu_i$ . Nachylenie linii przerywanych wykreślonych na Rys. 2.2 odpowiada wartości  $\mu_i$ .



Rys. 2.3. Pętla histerezy magnetycznej ferromagnetyka w dużym zakresie zmienności natężenia  $H$  pola magnesującego

Dla większego aniżeli rayleighowski zakresu pól magnetycznych pętla histerezy podobnie jak i krzywa pierwotnego magnesowania przedstawiona na Rys. 2.1a, przyjmuje kształt sigmoidalny. Kształt typowej pętli histerezy ferromagnetyka dla dużego natężenia pola magnetycznego  $H_m$  przedstawiono na Rys. 2.3. Na rysunku tym zaznaczone zostały punkty przecięcia z osiami  $H=0$  i  $B=0$ . Wartości  $B(H=0)$  oraz  $H(B=0)$  nazywane są odpowiednio remanencją  $B_r$  i polem koercji  $H_c$ . Obie te wielkości należą, obok przenikalności magnetycznej  $\mu$ , do jednych z podstawowych właściwości magnetycznych, jakimi opisywany jest ferromagnetyk.

### 2.3.3 Magnetostrykcja

Zjawisko polegające na zmianie wymiarów danego ciała pod wpływem pola magnetycznego jest określane jako zjawisko *magnetostrykcji*. Magnetostrykcyjne odkształcenie względne  $\lambda$  ferromagnetyka mierzone w kierunku magnetyzacji nosi nazwę *współczynnika magnetostrykcji*. Współczynnik  $\lambda$  nie jest wielkością stałą i zależy m.in. od natężenia pola magnetycznego  $H$ . W zakresie natężenia pola magnetycznego  $H$ , które powoduje nasycenie magnetyzacji  $M$ , współczynnik magnetostrykcji  $\lambda$  także osiąga stan nasycenia. Wartość współczynnika magnetostrykcji  $\lambda$  dla stanu nasycenia nazywany jest *magnetostrykcją nasycenia*  $\lambda_s$ . Wartość  $\lambda_s$  jest wielkością stosowaną do charakteryzowania właściwości magnetostrykcyjnych danego materiału. Magnetostrykcja nasycenia  $\lambda_s$  przyjmuje dla większości ferromagnetyków wartości rzędu wielkości  $10^{-6}$ – $10^{-5}$ .

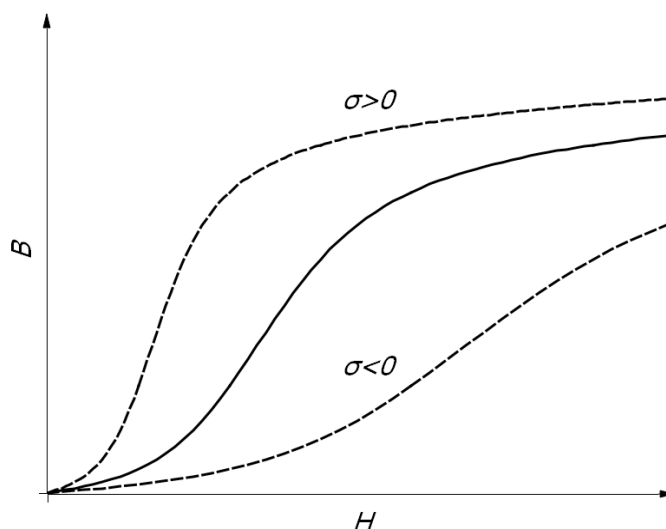
W zależności od materiału,  $\lambda$  może przyjmować wartości zarówno dodatnie jak i ujemne. Dodatni znak  $\lambda$  oznacza, iż ciało pod wpływem pola magnetycznego o natężeniu  $H$  ulega wydłużeniu w kierunku równoległym do tego pola. Z kolei, gdy współczynnik magnetostrykcji jest ujemny, dane ciało ulega skróceniu w kierunku równoległym do pola magnetycznego. Do materiałów charakteryzujących się ujemnym współczynnikiem magnetostrykcji  $\lambda$  dla pełnego zakresu pól  $H$  należą polikrystaliczny nikiel i kobalt. Szczególnym przypadkiem pod tym względem jest polikrystaliczne żelazo, które w polu o natężeniu  $H$  nie przekraczającym 16 kA/m posiada dodatni współczynnik magnetostrykcji  $\lambda$ , zaś po przekroczeniu 16 kA/m współczynnik  $\lambda$  zmienia znak na ujemny [36]. Przedstawiony tutaj opis zjawiska magnetostrykcji ma bardzo syntetyczny charakter. Szerszy opis tego zjawiska odnaleźć można w monografiach [22], [37].

Istnieje również zjawisko odwrotne do magnetostrykcji, które nazywane jest zjawiskiem magnetosprężystym lub efektem Villari. W zjawisku tym odkształcenie sprężyste namagnesowanego ciała pod wpływem naprężenia  $\sigma$  powoduje zmianę jego magnetyzacji  $M$ . To, czy pod wpływem działania naprężenia  $\sigma$  dochodzi do wzrostu czy też do spadku poziomu namagnesowania, zależy od znaku produktu iloczynu  $\lambda$  i  $\sigma$ . Zgodnie z tym ciało o dodatnim współczynnikiem magnetostrykcji  $\lambda$ , poddane naprężeniu rozciągającemu  $\sigma$  równoległemu do kierunku pola magnetycznego zwiększa swoje namagnesowanie. Z kolei w sytuacji, gdy naprężenie  $\sigma$  jest ściskające, ciało to zmniejsza swoje namagnesowanie.

Stałe naprężenie zmienia także proces magnesowania i to w sposób analogiczny do opisanej wyżej relacji między znakiem magnetostrykcji i rodzajem naprężenia, co zilustrowano na Rys. 2.4. Jak można zauważyć, obecność naprężenia przekłada się na zmianę nachylenia charakterystyki  $B(H)$  a co za tym idzie również na zmianę wartości  $\mu$ .

Konsekwencją istnienia zjawiska magnetosprężystego jest duży wpływ rozkładu naprężeń występujących w ferromagnetyku na jego stan namagnesowania jak i na jego właściwości magnetyczne. Jedną z nich jest magnetostrykcja nasycenia  $\lambda_s$ , która jest funkcją poziomu naprężenia  $\sigma$  [38]. Naprężenia występujące w ciałach polikrystalicznych można podzielić w sposób bardzo ogólny na naprężenia [22]:

- *przyłożone* lub zewnętrzne, zadawane w trakcie poddawania ciała obciążeniom mechanicznym (rozciąganiu, ściskaniu, wyginaniu, skręcaniu);
- *własne*, zwane również szczątkowymi lub wewnętrznymi, które są obecne w ciele po usunięciu obciążeń wywołujących deformację plastyczną lub są skutkiem obróbki cieplno-mechanicznej.



Rys. 2.4. Zmiana kształtu krzywej  $B(H)$ , ferromagnetyka o dodatnim współczynniku magnetostrykcji  $\lambda$ , spowodowana naprężeniami o różnych znakach

Między badaczami nie ma pełnej zgodności co do klasyfikacji naprężeń własnych występujących w materiałach polikrystalicznych. W literaturze spotkać można się z podziałami dwustopniowymi [22], [39] jak i trójstopniowymi [40]. W przypadku podziału dwustopniowego klasyfikacja naprężeń własnych dokonywana jest na podstawie wymiarów obszaru równoważenia się tych naprężeń i ich wpływu na obraz dyfrakcyjny uzyskiwany metodą rozpraszania promieni rentgenowskich (ang. X-Ray Diffraction, w skrócie XRD) w warstwie przypowierzchniowej próbki [39]. Zgodnie z tymi kryteriami naprężenia własne można podzielić na:

- *makronaprężenia*, które równoważą się w obszarze o rozmiarach porównywalnych z rozmiarami danego ciała;
- *mikronaprężenia*, które równoważą się w obszarze o rozmiarach porównywalnych z wielkością ziaren ciała polikrystalicznego.

Obecność makronaprężeń ujawnia się na obrazie dyfrakcyjnym w postaci przesunięcia refleksów, które odpowiadają odległościom określonych płaszczyzn krystalograficznych, na skali kąta dyfrakcji. Kierunek tego przesunięcia jest zależny od znaku makronaprężeń. Źródłem makronaprężeń w danym ciele mogą być np. obróbka plastyczna na zimno [41], proces niejednorodnego schładzania towarzyszący spawaniu [42] lub odlewaniu [43].

Senczyk [39] dokonuje dodatkowego podziału mikronaprężeń ze względu na ich zróżnicowany wpływ na obraz dyfrakcyjny uzyskiwany metodą XRD:

- *mikronaprężenia zorientowane*, które są wynikiem ukierunkowanego odkształcenia plastycznego i podobnie jak makronaprężenia powodują przesunięcie refleksów dyfrakcyjnych;
- *mikronaprężenia niezorientowane*, które powodują poszerzenie refleksów dyfrakcyjnych.

Alternatywna, trójstopniowa klasyfikacja naprężeń własnych, która przez Senczyka przypisywana jest Macherauchowi [40], podział swój opiera na wielkości obszaru jednorodności danego rodzaju naprężeń. Poszczególne rodzaje naprężeń są określane mianem I-go, II-go i III-go rodzaju. Pierwsze dwa rodzaje naprężeń w tej klasyfikacji są w przybliżeniu odpowiednikami kolejno makro- i mikronaprężeń. Naprężenia III-go rodzaju są zwane także *submikronaprężeniami*. Naprężenia te są niejednorodne w obszarze pojedynczego ziarna i to w jego obszarze ulegają zrównoważeniu. Ich źródłem mogą być defekty strukturalne takie jak defekty punktowe, wydzielenia oraz dyslokacje i ich skupiska.

Zmiana przenikalności magnetycznej  $\mu$ , spowodowana jednoosiowym rozciąganiem ferromagnetyka, jest zależna m.in. od poziomu naprężeń. Wyniki badań Makara i Tannera [44], które zostały przeprowadzone *in situ* podczas stopniowego rozciągania próbek w zakresie sprężystym jak i plastycznym, ukazują wzrost maksymalnej wartości przenikalności magnetycznej  $\mu_{max}$  w początkowym zakresie naprężeń sprężystych oraz spadek tej wielkości rozpoczynający się jeszcze przed osiągnięciem przez próbkę granicy plastyczności. Shi i inni [45] zaproponowali empiryczny wzór opisujący relację między przenikalnością magnetyczną ferromagnetyka a naprężeniem

$$\mu(\sigma) = \mu_i \left( 1 + \frac{bH}{\mu_i} \right) (a_0 + a_1 |\sigma|^m e^{n|\sigma|}), \quad (2.19)$$

gdzie  $b$  jest stałą zależną od właściwości materiału próbki zaś  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $m$ ,  $n$  są współczynnikami zależnymi od kierunku i wartości naprężenia  $\sigma$ .

Wzór (2.19) opisuje przypadek jednoosiowego stanu naprężeń i pól magnetycznych o niewielkim natężeniu.

Próbka wykonana z polikrystalicznego materiału ferromagnetycznego, która została odkształcona plastycznie a następnie odciążona charakteryzuje się obecnością w strefie odkształconej plastycznie mikronaprężeń zorientowanych. Ich znak w przeważającym obszarze jest przeciwny do znaku naprężeń będących przyczyną deformacji plastycznej [46], [47]. Jeżeli próbka została poddana rozciąganiu, to tak powstałe mikronaprężenia są naprężeniami ściskającymi. Mikronaprężenia z definicji muszą równoważyć się w pewnym niewielkim obszarze próbki. Dlatego też przyjmuje się, iż dominujące w rozciągniętej





powyżej granicy plastyczności próbce mikronapężenia ściskające są równoważone przez występujące lokalnie mikronapężenia rozciągające o stosunkowo dużej amplitudzie [22].

Jednorodna deformacja plastyczna ciała polikrystalicznego wiąże się nie tylko z występowaniem w nim mikronapężeń, ale również ze zmianą struktury sieci dyslokacji w poszczególnych jego krystalitach [48]. Są to dwa współzależne czynniki mające wpływ na właściwości magnetyczne ferromagnetyka. Stupakov i inni [48] podkreślają istotny wpływ obu wspomnianych czynników na proces magnesowania polikrystalicznego ferromagnetyka. Wśród badaczy brak jest jednak jedności co do tego, który ze wspomnianych czynników ma decydujący wpływ na przenikalność magnetyczną  $\mu$ . Wyniki eksperymentu opisane w [49], który został przeprowadzony dla próbki stalowej poddanej rozciąganiu a następnie odciążeniu, wskazują na znaczny spadek początkowej przenikalności magnetycznej  $\mu_i$  i współczynnika Rayleigha  $R$  towarzyszący wzrostowi odkształcenia plastycznego  $\varepsilon_{pl}$ . Za główną przyczynę spadku  $\mu_i$  oraz  $R$  autorzy uważają ściskające napężenia własne będące efektem deformacji plastycznej. Makar i Tanner sugerują z kolei, na podstawie swych badań nad serią próbek wykonanych ze stali o różnej zawartości węgla [50], iż to nie napężenia własne, lecz wzrost gęstości dyslokacji i rozwój komórkowej struktury dyslokacji są głównymi przyczynami spadku przenikalności magnetycznej  $\mu$  w przypadku próbek, które zostały odkształcone plastycznie a następnie odciążone. Niezależnie jednak od tego, co jest główną przyczyną spadku  $\mu$ , który towarzyszy wzrostowi odkształcenia plastycznego  $\varepsilon_{pl}$ , spadek ten jest faktem potwierdzanym przez liczne pozostałe publikacje. Wśród nich wyróżnić można rezultaty uzyskane przez Piotrowskiego i innych [51], które pozwalają stwierdzić, iż próbka stalowa zdeformowana plastycznie i badana w stanie odciążonym charakteryzuje się nieliniowym spadkiem maksymalnej przenikalności magnetycznej  $\mu_{max}$ , który towarzyszy wzrostowi poziomu odkształcenia plastycznego  $\varepsilon_{pl}$ .

## 2.4 Wpływ geometrii i przenikalności magnetycznej na MPR

Każdy namagnesowany ferromagnetyk (umieszczony w zewnętrznym polu magnetycznym lub pozostający w stanie namagnesowania reszkowego) o skończonych rozmiarach stanowi źródło zewnętrznego pola magnetycznego o niejednorodnym rozkładzie przestrzennym, którym jest MPR. Przestrzenny rozkład indukcji  $\mathbf{B}_{MPR}(\mathbf{r})$  tego pola jest funkcją magnetyzacji  $\mathbf{M}$  wnętrza ferromagnetyka. Magnetyzacja  $\mathbf{M}$  jest z kolei zdeterminowana zarówno geometrią  $G$  ferromagnetyka jak i jego przenikalnością magnetyczną  $\mu$ , która z kolei zależy od natężenia pierwotnego zewnętrznego pola magnetycznego  $\mathbf{H}$



$$\mathbf{B}_{MPR}(\mathbf{r}) = f[\mathbf{M}(G, \mu(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{H}))], \quad (2.20)$$

gdzie  $\mathbf{r}$  jest wektorem położenia punktu leżącego na zewnątrz ferromagnetyka, zaś  $\boldsymbol{\rho}$  wektorem położenia zdefiniowanym tylko w jego wnętrzu.

#### 2.4.1 Zjawisko demagnetyzacji

Rozważmy przypadek próbki znajdującej się w zewnętrznym polu magnetycznym o natężeniu  $\mathbf{H}_{ext}$ . W takim wypadku występująca w ferromagnetyku wartość magnetyzacji  $M'$  jest mniejsza niż wartość  $M$ , która wynika z relacji  $M(H_{ext})$  wyznaczonej w warunkach namagnesowania przy pomocy magneśnicy. Efekt ten jest rezultatem dążenia namagnesowanego ciała do minimalizacji swojej energii magnetostatycznej. Na potrzeby syntetycznego opisu tego zjawiska wprowadza się pojęcie *polo demagnetyzacji*  $\mathbf{H}_d$ , które występuje we wnętrzu ferromagnetyka i ma kierunek przeciwny do  $\mathbf{H}_{ext}$ . Wartość natężenia pola  $H_d$  jest wprost proporcjonalna do wartości magnetyzacji  $M$

$$H_d = N M \quad (2.21)$$

Występujący we wzorze (2.21) współczynnik proporcjonalności  $N$  nazywany jest *współczynnikiem demagnetyzacji*. Zależy on nie tylko od kształtu ferromagnetyka, ale w ogólności także kąta między wektorem magnetyzacji  $\mathbf{M}$  a głównymi osiami symetrii danego ferromagnetyka (jeżeli takowe posiada, w przeciwnym wypadku ferromagnetyk charakteryzuje się nieskończoną ilością współczynników demagnetyzacji  $N$  dla różnych kierunków magnetyzacji  $\mathbf{M}$ ). Analityczne wyznaczenie  $N$  jest możliwe jedynie dla ciał o relatywnie prostej geometrii. W Tabeli 2.1 podano wartości współczynnika demagnetyzacji  $N$  dla kilku z nich. Więcej przykładów takich geometrii i odpowiadających im wartości współczynnika  $N$  odnaleźć można m.in. w pracach Bozortha [52] i Chikazumi [37]. Obecność pola demagnetyzacji powoduje, iż wartość efektywnego natężenia pola  $H_{eff}$ , występującego wewnątrz ferromagnetyka, jest zawsze mniejsza aniżeli wartość natężenia pola  $H_{ext}$ , w którym jest on umieszczony

$$H_{eff} = H_{ext} - H_d \quad (2.22)$$

W konsekwencji, aby uzyskać określoną wartość namagnesowania  $M$  ferromagnetyka poprzez umieszczenie go w zewnętrznym polu magnetycznym, konieczne jest zastosowanie natężenia pola magnetycznego  $\mathbf{H}_{ext}$  o wartości większej o  $NM$  od wartości natężenia  $\mathbf{H}$  wynikającego z charakterystyki  $M(H)$ .

Tabela 2.1 Współczynniki demagnetyzacji odpowiadające ferromagnetykom o wybranych geometriach [37].

Geometria	Nieskończona płyta		Nieskończenie długi walec	Pręt	Kula
	$M$ równoległe do powierzchni	$M$ prostopadłe do powierzchni	$M$ wzdłuż promienia	Iloraz długość/średnica = 10	
$N$	0	1	$\frac{1}{2}$	0,0172	$\frac{1}{3}$

#### 2.4.2 Reluktancja magnetyczna

Jeżeli kilka elementów wykonanych z materiałów ferromagnetycznych tworzy zamknięty obwód bez nieciągłości w przekrojach poprzecznych, to bez znaczących strat może przepływać przez niego, zamknięty w tym obwodzie, strumień indukcji magnetycznej  $\Phi$ . Obwód taki nazywany jest *obwodem magnetycznym*. Można go w przybliżeniu traktować w sposób analogiczny do zamkniętego obwodu prądu stałego wykorzystując w tym celu wielkości stanowiące odpowiedniki natężenia prądu  $I$ , siły elektromotorycznej  $\varepsilon$  i oporu  $R$ . Odpowiednikiem natężenia prądu  $I$  jest w obwodzie magnetycznym strumień  $\Phi$ . Magnetycznym odpowiednikiem siły elektromotorycznej jest z kolei *siła magnetomotoryczna*  $V_m$ . Odpowiednikiem oporu elektrycznego jest *reluktancja magnetyczna*  $R_m$ . Zgodnie z powyższym można sformułować dla obwodu magnetycznego analogiczną do prawa Ohma zależność

$$\Phi = \frac{V_m}{R_m} \quad (2.23)$$

Źródłem siły magnetomotorycznej  $V_m$  może być cewka o  $N$  zwojach nawiniętych wokół obwodu magnetycznego, przez którą przepływa prąd stały o natężeniu  $I$ . Korzystając z prawa Ampère'a wyrażonego wzorem (2.1) można wykazać, że cyrkulacja z natężenia  $H$  wzdłuż obwodu o długości  $l$  jest równa całkowitemu prądowi obejmowanemu przez krzywą  $l$

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = NI \quad (2.24)$$

Równanie (2.24) definiuje siłę magnetomotoryczną  $V_m$ , która w opisywanym przypadku przyjmuje wartość  $NI$ . Jeżeli obwód magnetyczny jest zamknięty i posiada stałą powierzchnię przekroju poprzecznego  $A$  na całej swojej długości  $l$ , to wartość natężenia pola  $H$  wytwarzanego przez cewkę w obwodzie wynosi

$$H = \frac{NI}{l} \quad (2.25)$$

Korzystając ze wzorów (2.8) i (2.25) można natomiast wyznaczyć wielkość strumienia  $\Phi$  przepływającego przez jednorodny materiałowo obwód magnetyczny magnesowany przy pomocy cewki

$$\Phi = \frac{\mu NI A}{l}, \quad (2.26)$$

gdzie  $\mu$  jest przenikalnością magnetyczną materiału, z jakiego wykonany jest obwód magnetyczny zaś  $A$  powierzchnią przekroju poprzecznego tego obwodu.

Na podstawie zależności (2.23) i (2.26) oraz, wynikającej z (2.24), postaci  $V_m$  można sformułować wzór pozwalający wyznaczyć reluktancję magnetyczną  $R_m$  jednorodnego obwodu magnetycznego

$$R_m = \frac{l}{\mu A} \quad (2.27)$$

W ogólności obwód magnetyczny może się charakteryzować zmiennymi na swej długości  $l$  wartościami zarówno  $\mu$  jak i  $A$ . Wyrażenie na reluktancję  $R_m$  dla takiego obwodu można zapisać jako sumę reluktancji cząstkowych odpowiadających poszczególnym fragmentom obwodu

$$R_m = \int \frac{dl}{\mu A} \quad (2.28)$$

Specyficzny przypadek źródła siły magnetomotorycznej  $V_m$  stanowi magnes trwały. Definicja jego zachowania w obwodzie magnetycznym wymaga dokonania określonych założeń, które zostały opisane w [37]. Umieszczony w obwodzie magnetycznym (pomijane jest więc zjawisko demagnetyzacji) magnes trwały charakteryzuje się siłą magnetomotoryczną

$$V_m = \frac{B_r l_m}{\mu_m}, \quad (2.29)$$

gdzie  $B_r$  jest resztkową indukcją magnesu,  $l_m$  jego długością, natomiast  $\mu_m$  jego przenikalnością magnetyczną, która w praktyce jest niewiele większa od przenikalności magnetycznej próżni  $\mu_0$ .

Analiza obwodu magnetycznego w sposób analogiczny do obwodu prądu elektrycznego wymaga odpowiednich założeń. Dokładność uzyskanych w ten sposób oszacowań jest zależna od skali przyjętych uproszczeń. Jak już wspomniano, podstawowym założeniem tego podejścia jest zaniedbanie istnienia rozproszonego do otoczenia strumienia



indukcji magnetycznej  $\Phi$ . W pewnych przypadkach rzeczywisty strumień płynący przez przekrój poprzeczny obwodu magnetycznego może być, ze względu na to rozpraszanie, wyraźnie mniejszy od oszacowanego. Ponadto, jak można zauważyć, wzory (2.26)–(2.29) zakładają stałą wartość przenikalności magnetycznej  $\mu$ , tj. niezależną od wartości  $H$ . W ogólności zaś, jak wiadomo z części 2.3, przenikalność w sposób nieliniowy zależy od wartości natężenia pola magnetycznego  $H$ .

Magnesowanie ferromagnetyka przy pomocy zewnętrznego pola magnetycznego wyklucza możliwość analizy takiego przypadku jako bezstratnego obwodu magnetycznego. Dzieje się tak z powodu zmienności strumienia  $\Phi$  na długości ferromagnetyka, wzdłuż kierunku działania zewnętrznego pola magnetycznego, co jest wynikiem zjawiska demagnetyzacji. Przykładem quasi-obwodu magnetycznego, do którego opisu nie można w sposób bezpośredni wykorzystać wzorów (2.26)–(2.29), jest ferromagnetyk o zmiennej powierzchni przekroju poprzecznego i/lub zmiennej przenikalności magnetycznej, który został umieszczony w zewnętrznym polu magnetycznym. Tego typu quasi-obwód stanowi obiekt badań, których wyniki przedstawiono w rozprawie. Mimo, że nie może być on traktowany jak klasyczny obwód magnetyczny, samo pojęcie reluktancji  $R_m$  jest stosowane w procesie analizy uzyskanych wyników.

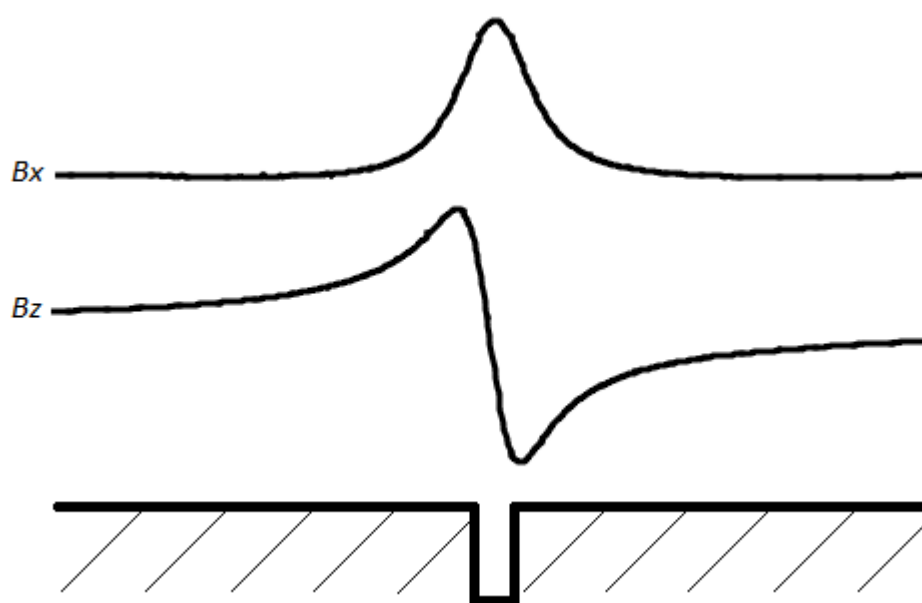
### 2.4.3 Anomalie rozkładu przestrzennego MPR

Zgodnie ze wzorem (2.20) rozkład przestrzenny MPR wokół ferromagnetycznej próbki umieszczonej w zewnętrznym polu magnetycznym jest funkcją zarówno jej geometrii  $G$  jak i przenikalności magnetycznej  $\mu$ . Oznacza to, iż możliwe jest wyznaczenie funkcji odwrotnej dla jednej z tych dwóch wielkości przy założeniu znajomości drugiej z nich. MPR może więc stanowić np. źródło informacji na temat nieznanych a występujących lokalnie w próbce zmian geometrii  $\Delta G$  lub przenikalności magnetycznej  $\Delta\mu$ . Przykładem zmiany geometrii  $\Delta G$  jest lokalne zmniejszenie powierzchni przekroju poprzecznego próbki  $\Delta A$  (przewężenie). Zdaniem autora wzór (2.28), pozwalający określić reluktancję magnetyczną  $R_m$ , choć sformułowany dla obwodu magnetycznego, z dobrym przybliżeniem opisuje zależność reluktancji magnetycznej  $R_m$  od lokalnych zmian  $\Delta A$  i  $\Delta\mu$  w układach, w których uwzględnia się występowanie magnetycznego strumienia rozproszonego. Zgodnie z tym wzorem względna zmiana  $\Delta\mu/\mu$  powoduje taką samą zmianę reluktancji  $R_m$  jak identyczna ilościowo zmiana  $\Delta A/A$ . Lokalny wzrost reluktancji  $R_m$  powoduje wyciek strumienia  $\Phi$  z ferromagnetyka. Zjawisko to ujawnia się w rozkładzie przestrzennym MPR w postaci lokalnego zaburzenia tego rozkładu. Zaburzenie to zwykle określać się w metodzie MFL



mianem wycieku strumienia magnetycznego. Powyższe określenie stosowane jest powszechnie w przypadku pomiarów MPR z zastosowaniem magniesnicy jako źródła strumienia indukcji magnetycznej  $\Phi$ . Jeden ze sposobów magnesowania opisywanych w rozprawie (rozdział 3) polega na umieszczeniu próbki o swobodnych końcach w zewnętrznym polu magnetycznym. Wartość  $\Phi$  zmienia się wzdłuż osi takiej próbki ze względu na zjawisko demagnetyzacji. Z uwagi na fakt, iż stosowanie pojęcia wycieku strumienia jest w takim przypadku nieadekwatne, lokalne zaburzenie rozkładu przestrzennego MPR (np. od przewężenia lub lokalnej zmiany przenikalności), w sposób ogólniejszy, będzie w niniejszej pracy określane jako anomalia tego rozkładu.

Pomiar MPR jest wykonywany wzdłuż określonej linii pomiarowej, równoległej do osi głównej próbki i znajdującej się w pewnej stałej odległości od jej powierzchni. Rozkład przestrzenny MPR może być charakteryzowany bądź przez wektor natężenia  $\mathbf{H}$  bądź przez wektor indukcji  $\mathbf{B}$ . W powietrzu obie te wielkości są sobie równoważne. Niezależnie od przyjętej konwencji, każda z tych wielkości posiada trzy składowe: styczną do linii pomiarowej ( $H_x$ ,  $B_x$ ), prostopadłą do linii pomiarowej i jednocześnie równoległą do powierzchni próbki ( $H_y$ ,  $B_y$ ), normalną do powierzchni próbki ( $H_z$ ,  $B_z$ ). Często pomiary ograniczane są do dwóch lub nawet jednej składowej ze względu na wystarczającą ilość informacji jaką niesie ta ostatnia na temat źródła i przyczyn poszukiwanej anomalii rozkładu przestrzennego MPR.



Rys. 2.5. Rozkład przestrzenny dwóch składowych indukcji MPR - równoległej  $B_x$  i normalnej  $B_z$  do powierzchni próbki - nad ubytkiem materiału o długości 2 mm i głębokości 8 mm

W przypadku nieniszczących badań materiałów najczęstszymi obiektami, które stanowią źródło anomalii są tzw. wady, do których zaliczyć można nieciągłości takie jak pęknięcia przypowierzchniowe czy też ubytki materiału spowodowane korozją. Typowy kształt anomalii dla składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  odpowiadający prostokątnemu ubytkowi materiału zaprezentowano na Rys. 2.5. Charakterystyczną cechą widocznej na Rys. 2.5 anomalii rozkładu składowej  $B_x$  jest to, iż osiąga ona maksimum nad geometrycznym środkiem wady. Z kolei charakterystyczną cechą anomalii rozkładu składowej  $B_z$  jest nieparzystość jej przebiegu, na którym widoczne są minimum i maksimum. Usytuowanie obu ekstremów anomalii składowej  $B_z$  na linii pomiarowej odpowiada w przybliżeniu lokalizacji brzegów wady. Ten prosty przykład pokazuje, że kształt anomalii rozkładu przestrzennego MPR jest ściśle związany z kształtem wady. Dzięki temu na podstawie analizy anomalii rozkładu przestrzennego MPR możliwa jest ocena wymiarów określonej wady. Na tym jednak nie kończy się obszar zastosowań metod bazujących na pomiarze MPR. Współcześnie badane są również możliwości wykorzystania tych metod do określania stopnia degradacji badanego obiektu a nawet do określania poziomu naprężeń w nim występujących.

## **2.5 Stan badań nad wpływem deformacji plastycznej i stanu naprężeń na MPR**

Zwięzły przegląd literaturowy dotyczący możliwości nieniszczących metod magnetycznych badania materiałów w kontekście oceny stanu naprężeń przedstawiono w [9]. Poniżej zawarto zaś krytyczną analizę dotychczasowych dokonań w obszarze badań nad wpływem naprężeń i deformacji plastycznej na MPR.

Wyniki uzyskane przez Craika i Wooda [53] wskazują na występowanie histerezy magnetomechanicznej w przypadku próbek umieszczonych w polu magnetycznym o niewielkim natężeniu i poddawanych zmiennemu obciążeniu. Wspomniane zjawisko jest jedną z podstaw fizycznych, na której bazuje metodyka MPM. Istnienie histerezy magnetomechanicznej powoduje, iż w obszarze próbki, w którym skoncentrowane są naprężenia może dochodzić do trwałych zmian namagnesowania nawet po ustąpieniu działania tych naprężeń. W związku z tym faktem w minionych latach powstał szereg publikacji poświęconych problematyce związku między naprężeniami a MPR. Większość prac poświęcona jest badaniu MPR dla próbek, które zostały poddane określonej sile rozciągającej a następnie odciążone. Wyniki uzyskiwane dla próbek stalowych poddanych naprężeniom ze sprężystego zakresu odkształceń i następnie odciążonych w sposób zgodny



pokazują, iż rozkład przestrzenny MPR w bardzo wyraźny sposób jest zależny od wartości wcześniej przyłożonego naprężenia. Rezultaty badań ze wspomnianego zakresu uzyskane przez Bao i innych [54] pokazują, iż rozkłady przestrzenne zarówno składowej stycznej jak i normalnej natężenia MPR zmieniają się bardzo dynamicznie wraz ze wzrostem wartości siły rozciągającej w zakresie sprężystym. Zmiany te polegają na przesunięciu średniego poziomu składowej stycznej oraz wzroście nachylenia składowej normalnej natężenia MPR. Podobne obserwacje, jeśli chodzi o składową normalną natężenia, zostały poczynione również przez innych badaczy [45], [55].

Inny charakter zależności rozkładów składowych MPR obserwowany jest w zakresie odkształceń plastycznych. Autorzy [56] zauważają spadek nachylenia składowej normalnej natężenia MPR w strefie występowania deformacji plastycznej wraz ze wzrostem wartości odkształcenia plastycznego. Sugerują, iż przyczyną tego spadku są zarówno naprężenia ściskające jak i zmiany zachodzące w strukturze dyslokacyjnej. Li i inni [57] zauważają natomiast nieliniowy spadek wartości składowej normalnej natężenia MPR w wyznaczonych punktach pomiarowych, który towarzyszy wzrostowi poziomu odkształcenia plastycznego. Spadek ten wiąże ze zmniejszeniem namagnesowania, które zostało przez nich wyznaczone na podstawie zmodyfikowanego modelu Jilesa-Atherthona-Sablaka, który w swej pierwotnej wersji [58] opisuje zachowanie ferromagnetyka jedynie w zakresie sprężystym. Wyniki pomiarów wykonanych przez Donga i innych [55] wskazują na stabilizację nachylenia rozkładu składowej normalnej natężenia MPR w funkcji rosnącego odkształcenia plastycznego. Postulowaną przez tych autorów przyczyną stabilizacji wspomnianego nachylenia są ściskające naprężenia własne występujące w zdeformowanym plastycznie fragmencie próbki. W początkowej fazie deformacji plastycznej Shi i inni [45], [59] zaobserwowali z kolei kontynuację wzrostu nachylenia składowej normalnej natężenia MPR. Wzrost ten jednak jest coraz mniejszy i w końcowej fazie deformacji, tuż przed zerwaniem próbki, obserwowany jest niewielki spadek wspomnianego nachylenia. Autorzy wyjaśniają ten efekt wzrostem gęstości dyslokacji, który towarzyszy postępującej deformacji plastycznej próbki. Nie wspominają jednak ani słowem o możliwym wpływie naprężeń własnych, które są obecne w próbkach po ich odciążeniu. Wśród prac podejmujących problematykę możliwości określania poziomu naprężeń własnych na podstawie pomiarów MPR na szczególną uwagę zasługuje artykuł Kurody i innych [60]. Opublikowane w nim wyniki pomiarów MPR są porównywane z rezultatami badań XRD. Autorzy artykułu stwierdzają brak występowania korelacji między rozkładem gradientu składowej normalnej MPR a rozkładem gradientu naprężeń. Pokazują jednak, iż dla jednej z próbek odchylenie



standardowe wartości gradientu składowej normalnej MPR mierzonej nad strefą zdeformowaną rośnie znacząco w przedziale odkształceń plastycznych, w którym dochodzi do tworzenia się pasma Ludersa w próbce. Oznacza to, iż możliwe jest wykrycie na tej podstawie wczesnego stadium deformacji plastycznej, związanego z generacją tego pasma. Dla innej z badanych próbek wspomniane odchylenie standardowe rośnie wraz ze wzrostem odkształcenia plastycznego, co sugeruje możliwość wykorzystania odchylenia standardowego do określania stopnia deformacji plastycznej.

Jak można zauważyć, wszystkie zaprezentowane do tej pory rezultaty badań dotyczą próbek poddanych jednoosiowemu rozciąganiu. Na tym tle wyróżnia się praca Yao i innych [61]. Jej autorzy poza pomiarami MPR dla próbki poddanej rozciąganiu przeprowadzili również pomiary dla innej próbki, która została poddana ściskaniu. W przypadku próbki poddanej ściskaniu w zakresie odkształceń sprężystych jak i plastycznych nie odnotowują znaczących zmian w rozkładzie składowej normalnej natężenia MPR. Nie wyjaśniają jednak przyczyn tego zjawiska, lecz sugerują konieczność opracowania nowej teorii wiążącej wpływ naprężeń ściskających ze stanem namagnesowania.

Wiele elementów konstrukcyjnych, do zbadania których potencjalnie można by zastosować pomiar MPR jest poddawanych stałemu obciążeniu robocznemu. Kalibracja metody wymaga więc w tym wypadku wykonania pomiarów *in situ* na próbkach obciążanych. Jian i inni [62] przeprowadzili tego typu badania z wykorzystaniem samodzielnie skonstruowanej sondy mierzącej w sposób bezpośredni lokalny gradient składowej normalnej MPR wzdłuż linii pomiarowej. W ramach tych badań dokonali porównania ze sobą wyników otrzymanych w trakcie pomiarów *in situ* w maszynie rozciągającej z wynikami otrzymanymi dla próbki umieszczonej poza maszyną. W przypadku próbki badanej pod działaniem zewnętrznej siły stwierdzono brak korelacji między średnią wartością gradientu a przyłożoną do próbki siłą rozciągającą. Z kolei w przypadku próbki badanej poza maszyną zaobserwowano liniową zależność gradientu od przyłożonej do próbki siły. Leng i inni [63] na podstawie pomiarów doświadczalnych rozkładu składowej normalnej natężenia MPR wykonanych *in situ* dla próbek poddanych rozciąganiu w maszynie stwierdzili natomiast, iż w zakresie sprężystym namagnesowanie próbki dąży do poziomu odpowiadającego anhisterezowej krzywej magnesowania. Dzieje się tak, ponieważ badane przez nich próbki posiadały pewne reszkowe namagnesowanie. Autorzy ci wskazują również na istnienie związku między wielkością lokalnej anomalii rozkładu przestrzennego składowej normalnej MPR a odkształceniem plastycznym. Wang i inni [64] dokonali porównania wyników pomiarów składowej normalnej natężenia MPR i szumu efektu Barkhausena, które otrzymano



*in situ* dla próbek poddanych jednoosiowemu rozciąganiu. Jednym z wniosków wypływających z tych badań jest stwierdzenie, iż składowa normalna natężenia MPR jak i jej gradient należy raczej traktować jako wskaźniki lokalnej koncentracji naprężeń aniżeli samego poziomu naprężeń. Jedną z nielicznych prac, w której badany jest wpływ jednoosiowego stanu naprężeń na wartość składowej stycznej indukcji MPR jest publikacja Wilsona i innych [65]. Na podstawie uzyskanych wyników autorzy stwierdzają, iż wartość składowej stycznej indukcji MPR podlega bardziej dynamicznym zmianom pod wpływem przyłożonych naprężeń niż wartość składowej normalnej. W praktyce oznacza to, że większy stosunek sygnału do szumu faworyzuje wykorzystywanie składowej stycznej jako potencjalnego wskaźnika poziomu naprężeń w próbce.

Poza badaniami samego wpływu naprężeń i deformacji plastycznej na MPR dokonywane są również próby bezpośredniego korelowania naprężeń własnych z sygnałem MPR. Liang i inni [15] przedstawili metodę oceny naprężeń własnych w okolicach złącza spawanego bazując przy tym na danych o gradiencie składowej normalnej natężenia MPR i naprężeniach zredukowanych, które wyznaczono za pomocą MES. Roskosz i Gawrilenko [16] badali próbki zawierające otwór, które zostały poddane rozciąganiu a następnie odciążeniu. Badania były prowadzone dla naprężeń z zakresu sprężystego. Autorzy zauważyli jakościowy związek między rozkładem MPR a rozkładem wcześniej przyłożonych do próbki naprężeń. Pomimo słuszności takiego stwierdzenia, należy do niego dodać, iż zarówno rozkład MPR jak i rozkład naprężeń są nierozzerwalnie związane z geometrią próbki, która zawiera otwór. W swoich późniejszych pracach Roskosz podejmuje próby ilościowego korelowania MPR i naprężeń własnych. W [17] Roskosz i Bieniek przedstawiają związek pomiędzy wyznaczonymi przy pomocy MES naprężeniami zredukowanymi a sumarycznym gradientem wszystkich składowych natężenia MPR. Uzyskane przez nich wyniki wskazują na istnienie związku pomiędzy obszarami występowania maksymalnych wartości tego gradientu a lokalizacjami obszarów, w których dochodzi do zmiany szerokości próbki. Są to obszary, w których występują makronaprężenia własne spowodowane niejednorodnym odkształceniem plastycznym. Autorzy stwierdzają, iż mikronaprężenia własne, obecne w obszarze przewężenia próbki, posiadają nieistotny wpływ na rozkład MPR. Nie biorą również pod uwagę efektu czysto geometrycznego, związanego z faktem, iż przewężenie próbki jest obszarem o zwiększonej reluktancji  $R_m$  dla strumienia  $\Phi$ , co z kolei wiąże się z wyciekami tego strumienia na granicach wspomnianego obszaru. Podkreślają jednak konieczność określenia odpowiednich kryteriów pozwalających ocenić rzeczywistą przyczynę, obserwowanego w rozkładach MPR, lokalnego wzrostu gradientu. Do przyczyn tych zaliczają



naprężenia własne oraz nieciągłości materiałowe (w domyśle również geometryczne). Jak wskazują poprzednie badania przedstawione w [66], [67], [68], [69] oba te czynniki (mikronaprężenia i geometria) mogą stanowić główne źródła obserwowanych przez Roskosza i Bieńka w [17] anomalii rozkładu przestrzennego gradientu. W innej pracy tych autorów [18], w której badane są próbki o różnej geometrii, także podkreślają oni, iż ilościowa ocena naprężeń na bazie rozkładu przestrzennego gradientu wymaga określenia funkcji kalibracyjnych uwzględniających:

- geometrię próbki;
- rodzaj materiału, z którego wykonana jest próbka;
- orientację próbki względem magnetycznego pola Ziemi.

Jeden z tych aspektów, tj. geometria próbki, został uwzględniony w analizie możliwości oceny spadku przenikalności magnetycznej próbki będącego następstwem deformacji plastycznej. Analiza ta została przedstawiona w rozdziale 3 niniejszej rozprawy.

Historia magnetyczna próbek, która na ogół jest nieznana, może mieć znaczący wpływ na uzyskiwane wyniki pomiarów MPR, jak wskazują badania przedstawione w [70]. Przykładem bardzo dużego wpływu historii magnetycznej próbek na rozkład przestrzenny MPR są rezultaty zaprezentowane w [71]. Próbki te nie zostały rozmagnesowane przed przystąpieniem do pomiarów. Mierzone wartości składowej normalnej natężenia MPR osiągają w tym wypadku wartości rzędu kA/m. Większość badaczy uwzględnia jednak ten aspekt i rozmagnesowuje próbki w przemiennym polu magnetycznym [45], [54], [59], [65], [72] bądź wygrzewa je [55]. Rzadkością jest jednak uwzględnienie faktu wpływu maszyny rozciągającej na wyniki pomiarów otrzymanych *in situ*. Przykładem takich badań są rezultaty opublikowane w [72]. Jednakże uwzględnienie wpływu pola rozproszonego pochodzącego od maszyny rozciągającej na mierzony nad próbką sygnał MPR ogranicza się w tym wypadku jedynie do odjęcia, od wyników uzyskanych po przyłożeniu obciążenia, wyników odpowiadających początkowemu stanowi próbki. Wpływ maszyny rozciągającej jest również prawdopodobną przyczyną braku zależności między średnim poziomem gradientu a przyłożoną siłą w przypadku wyników uzyskanych przez Jiana i innych [62]. Uchwyty tych maszyn oraz pozostała część ich konstrukcji są najczęściej wykonane z materiałów ferromagnetycznych. Z tego też względu mogą się one charakteryzować własnym namagnesowaniem. Umocowanie próbki w uchwytach takiej maszyny wiąże się z wprowadzeniem do próbki pochodzącego z maszyny strumienia  $\Phi$  oraz ze spadkiem natężenia MPR, który jest spowodowany zmniejszeniem efektu demagnetyzacji próbki. W związku z tym przedstawione w niniejszej rozprawie badania dotyczące możliwości oceny

stanu naprężeń na podstawie wyników pomiarów MPR zostały przeprowadzone w samodzielnie skonstruowanej maszynie rozciągającej. Maszyna ta została wykonana ze stali niemagnetycznej.

## 2.6 Wpływ prędkości magniesnicy na MPR

Jednym z analizowanych w rozprawie zagadnień jest wpływ sposobu magnesowania próbki na rozkład przestrzenny MPR. W przypadku, gdy magnesowanie ma charakter lokalny (np. gdy używany do tego celu jest elektromagnes jarzmowy), pomiar rozkładu przestrzennego MPR wymaga zazwyczaj ciągłego przemieszczania sondy nad powierzchnią badanego obiektu. W przypadku badań rurociągów przy pomocy tłoków magnetycznych prędkość, z jaką dokonywany jest pomiar MPR, sięga kilku a nawet kilkudziesięciu metrów na sekundę [73], [74], [75]. W takich warunkach rejestrowany sygnał może różnić się od rozkładu przestrzennego MPR zmierzonego z bardzo małą prędkością czyli rzędu co najwyżej centymetrów na sekundę. Zjawiskiem fizycznym, które jest odpowiedzialne za zmiany w rozkładzie przestrzennym MPR są prądy wirowe indukowane ruchem magniesnicy z prędkością  $v$  względem przewodzącej elektrycznie próbki.

Rozważmy obwód magnetyczny składający się ze źródła stałego strumienia indukcji magnetycznej  $\Phi$  oraz próbki o stałej wartości przewodności elektrycznej  $\sigma$  i przenikalności magnetycznej  $\mu$ . Źródło strumienia  $\Phi$  oraz próbka poruszają się ze względną prędkością  $v$ . Pod wpływem tego ruchu generowane są w próbce prądy wirowe o gęstości  $J_e$ . Zgodnie z uogólnionym prawem Ampere'a zmieniają one przestrzenny rozkład indukcji  $B$  zarówno w próbce jak i dookoła niej. Z uwagi na to, iż rozważane prędkości nie przekraczają kilkudziesięciu metrów na sekundę skojarzona długość fali, związana z prądem przesunięcia, jest ok.  $10^7$  razy większa od typowych rozmiarów magniesnicy, które wynoszą od kilkunastu do kilkudziesięciu centymetrów. W takim wypadku pominąć można składnik równania (2.3) związany z prądem przesunięcia i zapisać je w następującej formie

$$\nabla \times \frac{1}{\mu} \mathbf{B} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_e, \quad (2.30)$$

gdzie  $J_s$  to gęstość prądów źródłowych, np. płynących przez cewkę magnesującą, natomiast  $J_e$  to gęstość indukowanych prądów wirowych.

Wyrażenie na gęstość indukowanych w ten sposób prądów wirowych  $J_e$  może zostać wyznaczone na co najmniej dwa sposoby. Jeden z nich bazuje na wykorzystaniu transformacji Galileusza [76]. Drugi bazuje na wyprowadzeniu wyrażenia z prawa Faradaya [77].



Niezależnie od przyjętej formy wyprowadzenia wzoru na gęstość prądów wirowych  $\mathbf{J}_e$  wzór ten przyjmuje postać

$$\mathbf{J}_e = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.31)$$

Obecne we wzorze (2.31) pole elektryczne  $\mathbf{E}$  jest polem indukowanym zgodnie z prawem Faradaya (2.11). Drugi składnik sumy w równaniu (2.31) reprezentuje prądy wirowe indukowane ruchem magniesnicy poruszającej się z prędkością  $\mathbf{v}$ . Nie przypadkowo składnik ten przypomina wyrażenie na siłę Lorentza. Istotnie, z punktu widzenia obserwatora związanego z układem odniesienia źródła strumienia indukcji na wolne nośniki ładunku, które znajdują się w próbce poruszającej się z prędkością  $\mathbf{v}$  względem tego źródła, oddziałuje siła Lorentza [34]. Zaznaczmy przy tym, iż możliwe są dwa sposoby opisu zagadnienia różniące się między sobą przyjętym układem odniesienia [78]. Może być to układ odniesienia związany z próbką lub ze źródłem strumienia indukcji. Jednakże zgodnie z zasadą względności ruchu Galileusza i postulatami szczególnej teorii względności oba sposoby opisu są równoważne.

### 2.6.1 Modelowanie zagadnienia przemieszczającej się nad próbką magniesnicy

Zagadnienie względnego ruchu źródła strumienia indukcji i przewodzącej elektrycznie próbki można opisać przy pomocy równań różniczkowych bazujących na równaniach Maxwella. Jednakże rozwiązanie zagadnienia ze względu na przestrzenny rozkład pól wektorowych  $\mathbf{B}$  i  $\mathbf{E}$ , które występują w równaniach (2.11) i (2.30), jest problematyczne ze względu na nieciągłość wektorów  $\mathbf{B}$  i  $\mathbf{E}$  na granicach obszarów o różnych właściwościach elektrycznych i magnetycznych [79]. W praktyce numerycznego rozwiązywania zagadnień elektromagnetycznych w celu przezwyciężenia tej niedogodności wektory  $\mathbf{B}$  i  $\mathbf{E}$  zastępowane są w równaniach przez wyrażenia zawierające wielkość nazywaną potencjałem wektorowym  $\mathbf{A}$ , którego związek formalny z indukcją pola magnetycznego  $\mathbf{B}$  jest następujący

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.32)$$

Podstawienie wyrażenia (2.32) do równania (2.11) prowadzi do zależności

$$\nabla \times \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.33)$$

Korzystając z wektorowej tożsamości dla gradientu potencjału elektrycznego  $V$

$$\nabla \times (\nabla \cdot V) = 0, \quad (2.34)$$

wyrażenie na natężenie pola elektrycznego  $\mathbf{E}$  można zapisać w postaci

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \cdot V \quad (2.35)$$

Podstawienie zależności (2.31), (2.32) i (2.35) do równania (2.30) prowadzi do uzyskania wyrażenia

$$\nabla \times \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_s - \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \sigma \nabla \cdot V + \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (2.36)$$

Jeżeli w przestrzeni rozwiązania nie występują elektryczne ładunki przestrzenne, równanie (2.36) upraszcza się do postaci

$$\nabla \times \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}_s - \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (2.37)$$

Równaniem (2.37) opisać można zagadnienie, w którym źródłem pola magnetycznego jest elektromagnes jarzmowy, przez którego uzwojenie przepływa prąd o gęstości  $\mathbf{J}_s$ . Jeżeli zaś magneśnica zawiera magnesy trwałe, znika człon związany z prądami źródłowymi  $\mathbf{J}_s$ , jednak konieczne jest uwzględnienie dodatkowego członu równania związanego z magnetyzacją  $\mathbf{M}$  magnesów trwałych

$$\nabla \times \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{A}) = -\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M} + \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (2.38)$$

Rozwiązanie zagadnień opisywanych równaniami (2.37) lub (2.38) przy pomocy metod analitycznych jest możliwe jedynie dla prostych przypadków, tj. gdy zagadnienie można zredukować do osiowo-symetrycznego lub dwuwymiarowego, oraz gdy właściwości magnetyczne i elektryczne poszczególnych obszarów w przestrzeni rozwiązania są liniowe [79]. Na ogół więc do rozwiązywania równań (2.37) i (2.38) wykorzystywane są metody numeryczne takie jak MEB i MES.

Wyróżnić można dwa podejścia do numerycznego rozwiązywania opisywanego zagadnienia ze względu na tryb analizy. Pierwsze z nich polega na wykonaniu obliczeń w trybie ustalonym. Wykonanie obliczeń zagadnienia brzegowego w trybie ustalonym jest uzasadnione w przypadkach geometrii, w których ruch nie powoduje zmiany rozkładu przestrzennego potencjału wektorowego  $\mathbf{A}$  w czasie  $t$  [76], [79]. W praktyce dotyczy to sytuacji, w których magneśnica porusza się nad obiektem o niezmiennym w kierunku prędkości  $\mathbf{v}$  przekroju poprzecznym. Najprościej rzecz ujmując chodzi tu o sytuacje, gdy próbka ma stałą grubość i nie posiada defektów. W trybie ustalonym pierwszy składnik prawej strony równania (2.38) znika a wówczas samo zagadnienie staje się niezależne od czasu. Z fizycznego punktu widzenia oznacza to, że bazujące na rozwiązaniu rozkłady przestrzenne takich wielkości jak  $\mathbf{B}$  czy też  $\mathbf{J}_e$  są po prostu takie same dla każdej chwili czasu.



Równania (2.37) i (2.38) przez analogię do równań mechaniki płynów są nazywane równaniami konwekcji-dyfuzji. Człon dyfuzyjny stanowi pochodną przestrzenną drugiego rzędu znajdująca się po lewej stronie równań (2.37) i (2.38). Natomiast człon konwekcyjny stanowi część zawierająca pierwszą pochodną przestrzenną. Jeżeli człon konwekcyjny jest większy od dyfuzyjnego, rozwiązanie zagadnienia charakteryzuje się fałszywymi oscylacjami. Warunkiem braku tych oscylacji jest odpowiednio duża gęstość siatki elementów skończonych. Największy wymiar  $h$  elementu skończonego powinien spełniać warunek [76]

$$h < \frac{2}{\mu \sigma v} \quad (2.39)$$

Rozważmy dla przykładu próbkę wykonaną ze stali posiadającą względną przenikalność magnetyczną  $\mu$  na poziomie  $10^{-3}$  Tm/A i przewodność elektryczną  $\sigma=10^6$  S/m. Próbka ta jest magnesowana przez magneśnicę poruszającą się z prędkością o wartości  $v=1$  m/s. W przedstawionej sytuacji wymiar elementów skończonych w obszarze modelowanej próbki powinien być mniejszy od 2 mm. W przypadku zagadnień trójwymiarowych wiąże się to jednak z dużymi nakładami obliczeniowymi. Jednym z alternatywnych sposobów uniknięcia fałszywych oscylacji rozwiązania jest zastosowanie schematu *upwind* [79].

Drugim, bardziej uogólnionym podejściem do modelowania zagadnienia ruchu magneśnicy nad przewodzącą próbką są obliczenia w trybie nieustalonym. Jak już wspomniano wcześniej, jedynie w przypadku niezmiennej w czasie geometrii modelu uzasadnione jest prowadzenie obliczeń w trybie ustalonym. Natomiast w sytuacji, gdy próbka posiada wadę, orientacja przestrzenna magneśnicy względem defektu zmienia się w czasie. W związku z tym składnik zawierający pochodną po czasie potencjału wektorowego  $A$  jest niezerowy. Zależność potencjału wektorowego od czasu implikuje konieczność wykonania obliczeń numerycznych w sposób iteracyjny z określonym krokiem czasowym. Względność ruchu magneśnicy i próbki prowadzi do dwóch możliwych sformułowań problemu w trybie nieustalonym. W przypadku pierwszego z nich przyjmuje się ruchomy układ odniesienia (ruchomy gdyż umiejscowienie sondy w przestrzeni zmienia się w czasie). Zakłada się przy tym, iż próbka pozostaje w spoczynku zaś magneśnica porusza się nad jej powierzchnią. Minusem tego sformułowania jest konieczność regeneracji siatki, zazwyczaj w dużym obszarze modelu, w każdym kroku czasowym. Plusem jest natomiast brak składnika konwekcyjnego w równaniach (2.37) i (2.38), co pozwala uniknąć niepożądanych oscylacji rozwiązania. W drugim rodzaju sformułowania problemu przyjmuje się nieruchomy układ odniesienia. Nieruchoma w tym układzie pozostaje magneśnica, zaś to próbka porusza się



z prędkością  $-v$  względem magneśnicy. Regeneracja siatki jest w tym przypadku na ogół mniej kosztowna, gdyż wymaga jedynie przemieszczenia samego defektu. Podobnie jednak jak w przypadku analizy w trybie ustalonym w równaniach związanych z tym sformułowaniem obecny jest składnik konwekcyjny. Istnieje wiele metod pozwalających poradzić sobie z oscylacjami wprowadzanymi przez obecność składnika konwekcyjnego w równaniach. Wśród nich wyróżnić można [79]: metodę Donea [80], Zienkiewicza [81] czy też Leismanna-Frinda [82].

### 2.6.2 Stan badań nad wpływem prędkości magneśnicy na MPR

W dalszym ciągu pracy obiektem rozważań będzie układ składający się z magneśnicy i przewodzącej próbki, które poruszają się względem siebie ze stałą prędkością  $v$ . W próbce takiej zgodnie z równaniem (2.31) generowane są prądy wirowe o gęstości  $\mathbf{J}_e$ . Jak wskazuje na to charakter iloczynu wektorowego  $v \times \mathbf{B}$ , przyjmuje on największą wartość, gdy wektory  $v$  i  $\mathbf{B}$  są do siebie prostopadłe. Prądy wirowe stanowiące produkt tego iloczynu osiągają więc największą gęstość w tych miejscach próbki, gdzie wspomniane wektory pozostają względem siebie w prostopadłej relacji. W rozpatrywanym układzie tymi miejscami będą po pierwsze obszary tuż pod biegunami magneśnicy, po drugie zaś okolice wady geometrycznej. Dodatkowo należy wziąć pod uwagę również prądy wirowe wynikające ze zmiany przestrzennego rozkładu potencjału wektorowego  $\mathbf{A}$  w czasie. Są one zlokalizowane również w okolicach wady. Wyróżnić więc można, ze względu na miejsce występowania, dwa rodzaje prądów wirowych indukowanych ruchem magneśnicy – prądy wirowe pod biegunami magneśnicy oraz prądy wirowe dookoła defektu. Można pokazać, że każdy rodzaj prądów charakteryzuje się innym wpływem na rejestrowany sygnał MPR.

Efektom obecności prądów wirowych pod biegunami magneśnicy jest spadek średniego poziomu indukcji pola magnetycznego  $B$  wewnątrz próbki, pomiędzy biegunami magneśnicy [73], [74]. Może się to z kolei przekładać na zmniejszenie amplitudy anomalii rozkładu przestrzennego MPR mierzonego nad wadą. Rozkład indukcji magnetycznej  $\mathbf{B}$  staje się także coraz bardziej asymetryczny wraz ze wzrostem prędkości [73], [83] a obszar największego namagnesowania próbki przemieszcza się w kierunku przeciwnym do prędkości  $v$  magneśnicy [74]. W rezultacie spadku poziomu indukcji  $\mathbf{B}$  i asymetryzacji jej rozkładu przestrzennego dochodzi do przesunięcia poziomu bazowego mierzonych składowych MPR. W ogólności poziom bazowy mierzonego w metodyce MPR sygnału i wartość międzyszczytowa anomalii pochodzącej od wady zależą w sposób nieproporcjonalny od prędkości [84], [85]. Jeżeli zaś źródłem anomalii rozkładu przestrzennego MPR jest wada





o symetrycznej geometrii, wraz ze wzrostem prędkości rośnie również asymetria anomalii [74], [75], [86], [87]. Wszystkie wspomniane efekty utrudniają w praktyce ocenę wymiarów i kształtu wady. Można wyróżnić dwa rodzaje podejścia do rozwiązania tego problemu. Pierwszy z nich polega na optymalizacji konstrukcji magneśnicy i układu czujników pod kątem minimalizacji wpływu prędkości na rozkład przestrzenny MPR. Drugi zaś sprowadza się do przekształcenia, zaburzonego efektem prędkości, sygnału do postaci quasi-stacjonarnej.

Pomimo istnienia pewnej ilości publikacji, które poruszają temat wpływu prądów wirowych indukowanych prędkością na rozkład MPR, niewiele prac przedstawia propozycje transformacji takiego rozkładu do postaci quasi-stacjonarnej. Mandayam prezentuje w swej rozprawie doktorskiej [20] generalną metodę pozwalającą na uniezależnienie badanego sygnału od wybranego parametru, którym może być np. prędkość magneśnicy. Metodę tą nazywa przekształceniem niezmienniczym. Mandayam wyróżnia dwa rodzaje schematów mogących opisywać dane przekształcenie niezmiennicze, w zależności od tego czy dany parametr jest znany, czy też nie. Drugi rodzaj schematu zostaje przez niego zastosowany do odtworzenia quasi-stacjonarnej postaci rozkładu MPR. Opracowanie tego typu schematu wymaga określenia współczynników filtra, czego dokonuje się poprzez proces nauczania maszynowego. Podobne podejście, bazujące na zastosowaniu sztucznych sieci neuronowych, proponuje Lei i inni [21]. Dokładność tego typu metod przekształcania sygnału zależy od wielkości zbioru sygnałów, które zostały uzyskane przy różnych prędkościach. Prostsze pod względem złożoności procedury kalibracyjnej podejście do przekształcania rozkładu MPR do postaci quasi-stacjonarnej prezentują w swej pracy Park i Park [75]. Do transformacji uzyskanych eksperymentalnie rozkładów MPR do postaci quasi-stacjonarnej wykorzystują znajomość zależności parametrów charakterystycznych anomalii rozkładów MPR otrzymanych na drodze symulacji MES. Niestety nie zostały przez nich określone szczegóły wykorzystania zależności tych parametrów od prędkości na potrzeby przekształcenia rozkładu MPR. Niemniej jednak zastosowanie zaproponowanej procedury ogranicza się do przypadku wady geometrycznej, która ujawnia się w rozkładzie składowej stycznej MPR jako anomalia posiadająca dwa maksima.

W rozprawie zaprezentowano kompleksową analizę czynników mających wpływ na zmienność parametrów charakterystycznych anomalii rozkładu MPR w funkcji prędkości. Źródłem anomalii jest prostopadłościenna wada. Badanymi parametrami anomalii składowych rozkładu MPR są ich poziomy bazowe i wartości międzyszczytowe. Analizowanymi czynnikami są z kolei głębokość wady, jej usytuowanie względem badanej powierzchni próbki oraz lokalizacja czujników pola magnetycznego względem magneśnicy.



Prezentowana analiza opiera się w przeważającej mierze na wynikach przeprowadzonych pomiarów doświadczalnych i jest wspomagana symulacjami z użyciem MES. W literaturze przedmiotu wyniki eksperymentów są najczęściej ograniczone do dwóch prędkości i pełnią jedynie rolę weryfikacyjną dla rezultatów symulacji MES. Duża ilość wyników eksperymentalnych uzyskanych dla prędkości rzędu kilku m/s, które zostały umieszczone i przeanalizowane w niniejszej pracy, zapełnia wspomnianą lukę. W rozprawie zaprezentowano również procedurę uniezależnienia parametru jakim jest poziom bazowy danej składowej indukcji MPR od prędkości.

## 3 MAGNESOWANIE Z UŻYCIEM ZEWNĘTRZNEGO POLA MAGNETYCZNEGO

---

Niniejszy rozdział poświęcony został analizie danych pomiarowych uzyskanych dla próbek umieszczonych w zewnętrznym polu magnetycznym. Taki rodzaj magnesowania powoduje, iż wokół badanej próbki występuje MPR o dużej zmienności przestrzennej natężenia. Pole to stanowi tło dla ewentualnej anomalii rozkładu przestrzennego MPR, której przyczyną może być lokalna zmiana geometrii lub lokalna zmiana przenikalności magnetycznej próbki. Duża zmienność przestrzenna tła utrudnia ilościową ocenę anomalii rozkładu przestrzennego MPR. W dalszej części pracy zaprezentowane zostało rozwiązanie tego problemu.

Zawarte w poniższym rozdziale rozważania dotyczą również metody określania występującej lokalnie względnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki. Zmiana ta może świadczyć o obecności w próbce obszaru zdeformowanego plastycznie. Ponadto zbadana została możliwość określania wartości naprężeń, które występują w próbce posiadającej przewężenie i poddanej jednoosiowemu rozciąganiu na podstawie analizy rozkładu przestrzennego MPR.

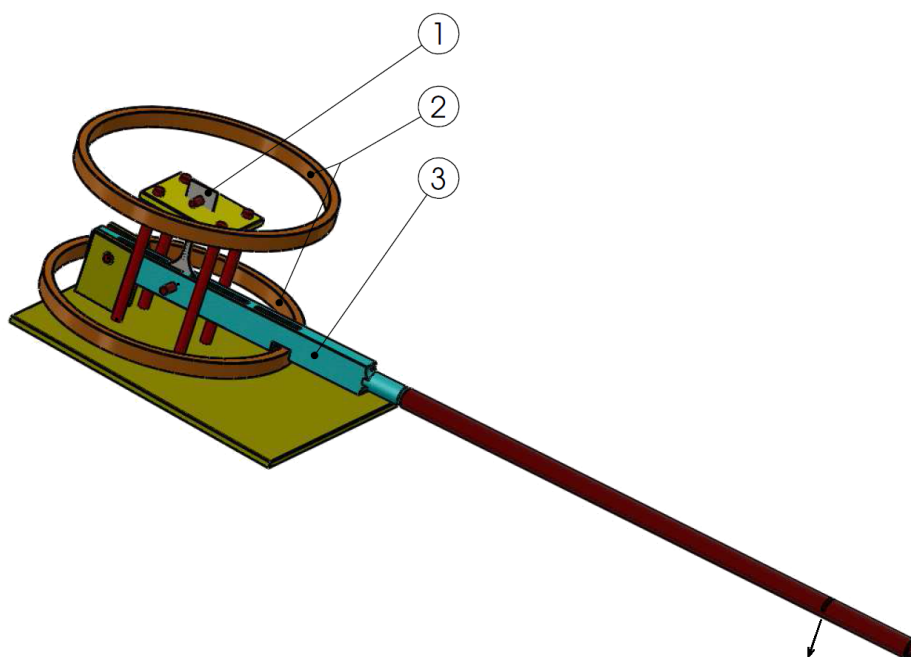
### 3.1 Opis eksperymentu

#### 3.1.1 Stanowisko pomiarowe

Na Rys. 3.1, w sposób poglądowy, przedstawione zostało stanowisko pomiarowe służące do pomiarów MPR dla próbki z przewężeniem (1) w obecności stałego pola magnetycznego oraz statycznego naprężenia. Pole magnetyczne wytwarzane jest przez cewki Helmholtza (2) a naprężenie rozciągające zadawane jest poprzez dźwignię jednostronną (3). Stanowisko to umożliwia montaż próbki o grubości nie przekraczającej 6 mm. Jak widać na Rys. 3.1 dźwignia składa się z dwóch głównych części: początkowej (do której przymocowana jest próbka), wykonanej ze stali austenitycznej; końcowej, którą stanowi rura nasadzona na trzpień dźwigni początkowej. Warte podkreślenia jest to, iż wszystkie elementy układu mające bezpośredni kontakt z próbką wykonane zostały ze stali austenitycznej. Pozwoliło to uniknąć niepożądanego magnesowania próbki za pośrednictwem mających z nią kontakt elementów mocujących oraz zaburzenia pomiarów przez MPR pochodzące od namagnesowanych elementów stanowiska. Dzięki zastosowaniu dźwigni jednostronnej



możliwe jest wprowadzenie do próbki, w strefie przewężenia, statycznych naprężeń rozciągających na poziomie kilkuset MPa. Stopniowe rozciąganie próbki realizowano wieszając na dźwigni ołowiane obciążniki. Zakres stosowanych obciążeń i przekrój poprzeczny próbki dobrano tak, aby możliwe było osiągnięcie granicy wytrzymałości materiału próbki wynoszącej ok. 430 MPa (przy czym podawane naprężenie wyliczono względem przekroju początkowego próbki).



Rys. 3.1 Szkic stanowiska laboratoryjnego: (1) – próbka, (2) – cewki Helmholtza, (3) – dźwignia jednostronna

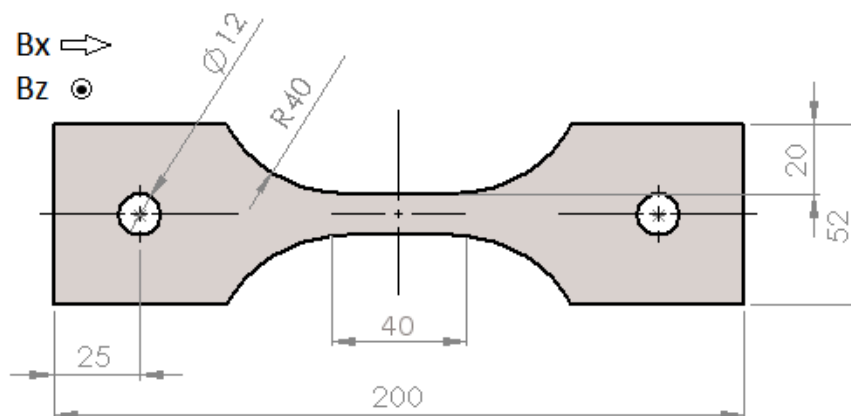
Średnica cewek Helmholtza wynosi 420 mm a ich odstęp 210 mm, co zapewnia jednorodność pola w obszarze przestrzeni obejmującym próbkę. Indukcja pola mierzona w punkcie odległym o 100 mm od geometrycznego środka układu cewek (gdzie znajdują się końce badanych próbek) i znajdującym się na ich wspólnej osi jest mniejsza o zaledwie 4,6% od indukcji występującej w środku układu.

Do pomiarów przypowierzchniowego rozkładu przestrzennego MPR nad próbką użyto sondy, która została skonstruowana na bazie dwóch czujników magnetostrykcyjnych typu HMC1021S. Ich przewagą nad powszechnie stosowanymi czujnikami, działającymi w oparciu o zjawisko Halla, jest ich relatywnie duża rozdzielczość pomiarowa. Dla HMC1021S wynosi ona 10 nT przy typowym poziomie sygnału rzędu 10-100  $\mu$ T. Rzeczywista niepewność pomiarowa zbudowanej sondy, określona na podstawie amplitudy szumu rejestrowanego sygnału, jest o rząd wielkości większa od maksymalnej dostępnej rozdzielczości i wynosi  $\pm 0,50 \mu$ T. Pewną niedogodnością wynikającą z zastosowania

czujników magnetostrykcyjnych jest stosunkowo wąski liniowy zakres pracy sondy wynoszący  $\pm 0,6$  mT. Jest to jednak zakres wystarczający na potrzeby badanego zagadnienia. Czujniki są usytuowane wzajemnie prostopadłe, w związku z czym jeden z nich mierzy składową indukcji MPR równoległą (styczną) do głównej osi próbki, drugi zaś prostopadłą (normalną) do powierzchni próbki. Składowe te będą określane odpowiednio jako  $B_x$  oraz  $B_z$ . Odległości geometrycznych środków czujników od powierzchni próbki są różne i wynoszą 2 mm w przypadku czujnika mierzącego  $B_x$  i 9 mm w przypadku  $B_z$ .

### 3.1.2 Próbki

Próbki zastosowane w doświadczeniu wycięte zostały z blachy, wykonanej ze stali 18G2A (S355), o grubości 1,5 mm. Rys. 3.2 ilustruje schematycznie kształt próbek użytych do badań. W stanie dostawy każda z nich była wyposażona w uchwyty, znajdujące się na obu jej końcach, w których wykonane zostały otwory umożliwiające zamocowanie próbki w maszynie rozciągającej. Widoczne na Rys. 3.2 przewężenie umożliwiło skoncentrowanie naprężeń w środkowej części próbki i uzyskanie odkształcenia plastycznego. Na Rys. 3.2 oznaczone zostały również kierunki składowych  $B_x$  i  $B_z$  względem próbki.



Rys. 3.2 Wymiary początkowe próbek wykorzystanych w eksperymencie

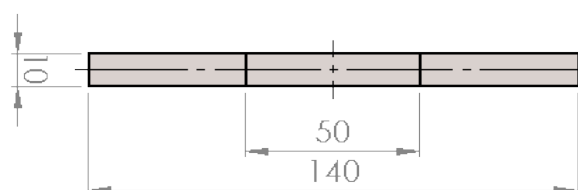
Przed umieszczeniem w układzie pomiarowym każdą z próbek rozmagnesowano przy pomocy elektromagnesu jarzmowego generującego przemienne pole magnetyczne. Pomiarów rozkładu MPR dokonywano równoległe do głównej osi próbki wzdłuż linii pomiarowych o długości 120 lub 75 mm. Pomiar MPR dla pierwszej próbki - oznaczonej jako „A” - wykonano w stanie dostawy bez wprowadzania naprężeń. Cztery kolejne próbki zostały poddane statycznemu rozciąganiu w zakresie naprężeń elastycznych jak i plastycznych, tj. przekraczających 355 MPa. Dla jednej z nich (próbka „C”) pomiar MPR wykonano po

uzyskaniu odkształcenia plastycznego równego  $\varepsilon_{pl} = 7,5 \pm 1,3\%$ , wymontowaniu próbki z maszyny, rozmagnesowaniu i ponownym umieszczeniu w układzie. Pomiar ten miał na celu uzyskanie informacji o wpływie obecności zlokalizowanego odkształcenia plastycznego na MPR. Druga z tak samo odkształconych plastycznie próbek (próbka „B”) została dodatkowo przycięta na szerokość równą jej środkowemu przewężeniu. Miała ona zatem stałą szerokość. W ten sposób wpływ deformacji plastycznej mógł zostać zbadany w oddzieleniu od efektu zmiennego wymiaru poprzecznego próbki. Dla dwóch ostatnich próbek (próbki „D<sub>1,2</sub>”) przeprowadzono pomiary *in situ* przy różnych poziomach naprężeń rozciągających. Przyjęte dla przebadanych próbek oznaczenia zamieszczono wraz z opisem w Tabeli 3.1.

Tabela 3.1 Oznaczenia zbadanych próbek wraz z ich charakterystyką.

Oznaczenie	A	B	C	D <sub>1,2</sub>
Charakterystyka próbki	w stanie dostawy	odkształcona plastycznie do poziomu $\varepsilon_{pl} = 7,5\%$ i przycięta	odkształcona plastycznie do poziomu $\varepsilon_{pl} = 7,5\%$	badane w obecności naprężeń rozciągających do zerwania

Wymiary otrzymanej w wyniku przycięcia próbki „B” umieszczono na Rys. 3.3. Środkowe części próbek „B” i „C” uległy wydłużeniu w wyniku deformacji plastycznej. W związku z tym długość całkowita próbki „C” jest większa od jej długości początkowej o  $3 \pm 0,5$  mm. Jednocześnie nie zarejestrowano znaczącego zmniejszenia przekroju poprzecznego środkowych części próbek „B” i „C”.



Rys. 3.3. Wymiary próbki „B”. Część środkowa o długości ok. 50 mm stanowi obszar zdeformowany plastycznie.

### 3.2 Wyniki dla próbek nieobciążonych w trakcie wykonywania pomiarów

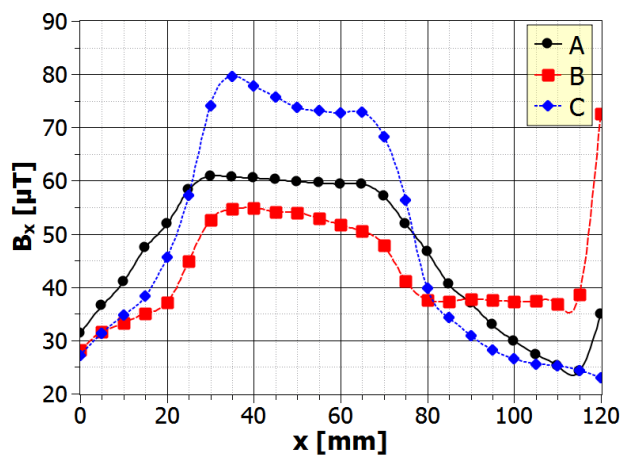
Wyniki dotyczące czynników wpływających na rozkład przestrzenny MPR, którymi są lokalne zmniejszenie szerokości oraz spadek przenikalności magnetycznej próbki ze względu

na podobny charakter wpływu ma MPR zostały przedstawione i przeanalizowane wspólnie w ramach niniejszej części rozprawy. Na Rys. 3.4 zestawione ze sobą zostały rezultaty dotyczące próbek „A”, „B” i „C”. Pomiarów dla każdej z nich zostały przeprowadzone w polu magnetycznym o wartości 50  $\mu\text{T}$ . Na poszczególnych panelach Rys. 3.4 umieszczono kolejno rozkłady przestrzenne: składowej indukcji  $B_x$ , składowej indukcji  $B_z$  oraz gradientu  $\partial B_z/\partial x$ . Jak widać na Rys. 3.4 każdy z przedstawionych rozkładów przestrzennych posiada unikalny kształt. Dostrzegalne są także wyraźne różnice w natężeniu poszczególnych składników sygnału MPR w zależności od próbki. W dalszej części pracy rozwinięta zostanie analiza przedstawionych na Rys. 3.4 wykresów.

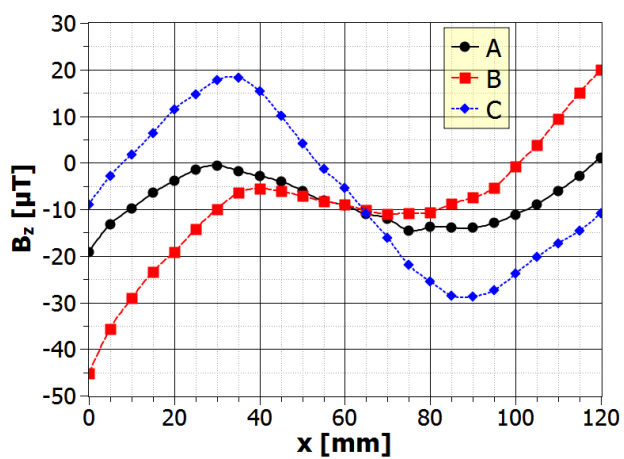
W przypadku wykonywania pomiarów MPR przy powierzchni relatywnie niedużych próbek na tło sygnału MPR składają się zewnętrzne pole magnetyczne oraz pole magnetyczne generowane przez całą próbkę a wynikające ze zjawiska demagnetyzacji. Wpływa to na profil rozkładu przestrzennego składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$ . W wypadku składowej indukcji  $B_x$  dochodzi do przesunięcia poziomu tła tej składowej względem poziomu zewnętrznego pola magnetycznego (tj. zmierzonego bez próbki). Przesunięcie to rośnie w niewielkim stopniu w miarę oddalania się od geometrycznego środka próbki. Jeszcze wyraźniejszy jest wpływ zjawiska demagnetyzacji na składową indukcji  $B_z$ , której profil rozkładu przestrzennego jest w przybliżeniu funkcją liniową z zerem w geometrycznym środku próbki. Na Rys. 3.5 zestawiono rozkład przestrzenny  $B_{MPR}(x)$  będący wynikiem samego zjawiska demagnetyzacji ( $B_{dem}$ ) z rozkładem odpowiadającym obecności lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej w próbce ( $B$ ). Na Rys. 3.5 przedstawiono również anomalię rozkładu przestrzennego MPR dla przypadku pomijalnego efektu demagnetyzacji (wyznaczonego jako różnica  $B(x)-B_{dem}(x)$ ). Wszystkie umieszczone na Rys. 3.5 rezultaty otrzymano na drodze symulacji MEB dla przypadku 25% spadku przenikalności magnetycznej w obszarze próbki o długości 50 mm. Informacje na temat szczegółów symulacji i wymiarów modelowanej próbki umieszczone zostały w części 3.4 niniejszego rozdziału.

Na podstawie analizy kształtu anomalii rozkładu przestrzennego  $B_{MPR}(x)$  i poziomów odpowiadających jej ekstremom przeprowadzać można ilościową ocenę czynnika odpowiedzialnego za powstanie anomalii. Jednakże w wyniku występowania zjawiska demagnetyzacji anomalia może być pozbawiona części ekstremów. Przedstawione na Rys. 3.5 porównanie trzech rozkładów przestrzennych pozwala stwierdzić, że w prezentowanym przypadku zjawisko demagnetyzacji uniemożliwia określenie poziomu obu minimów anomalii rozkładu przestrzennego składowej indukcji  $B_x$  oraz ekstremów anomalii składowej

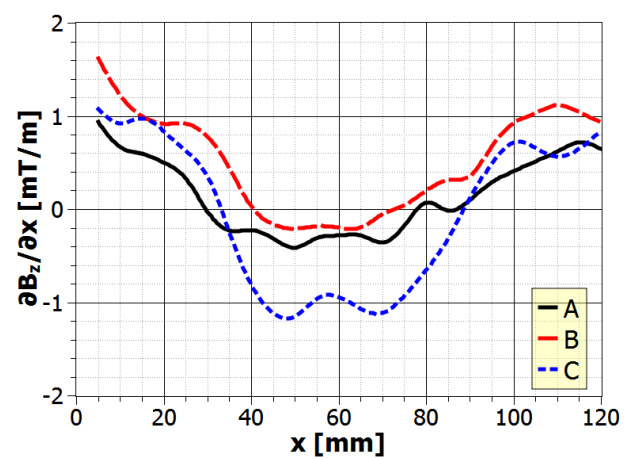




(a)



(b)



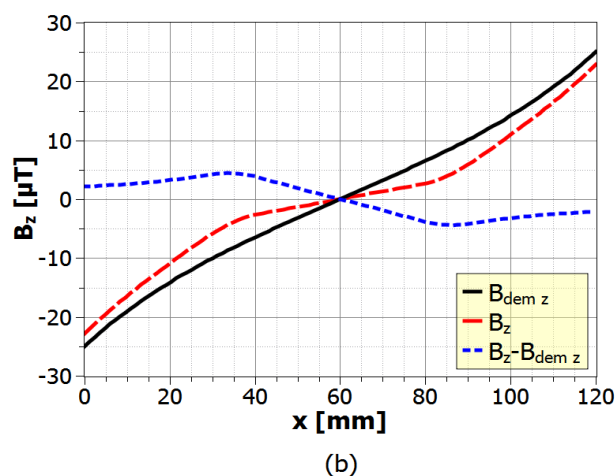
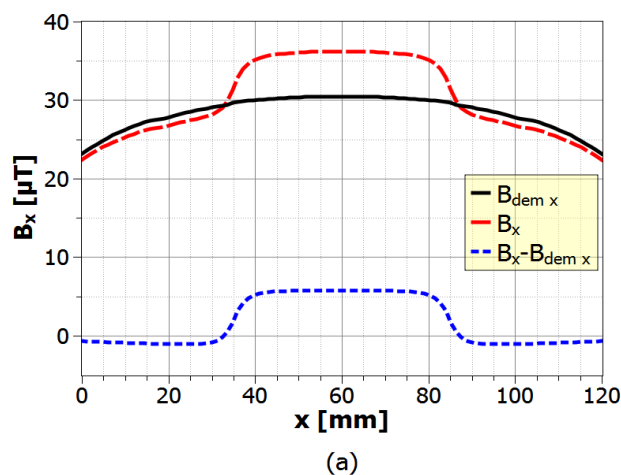
(c)

Rys. 3.4. Eksperymentalne rozkłady przestrzenne (a) składowej indukcji  $B_x$ , (b) składowej indukcji  $B_z$ ,

(c) gradientu  $\partial B_z/\partial x$



indukcji  $B_z$ . Największy wpływ efektu demagnetyzacji obserwowany jest jednak w przypadku  $B_z$ . Dla dostatecznie małego lokalnego spadku przenikalności magnetycznej dynamika zmian magnetycznego pola własnego próbki, wynikającego ze zjawiska demagnetyzacji, znacząco przewyższa dynamikę anomalii rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$ . W rezultacie w opisywanym przypadku nie można w sposób bezpośredni wyznaczyć wartości międzyszczytowej anomalii rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  i  $B_z(x)$ .



Rys. 3.5.  $B_{MPR}$  w trzech przypadkach: silnego efektu demagnetyzacji próbki ( $B_{dem}$ ), występowania anomalii na tle tego efektu ( $B$ ), występowania anomalii przy znikomym efekcie demagnetyzacji ( $B - B_{dem}$ ). Przedstawione zostały wyniki dla składowych indukcji: (a)  $B_x$ , (b)  $B_z$ .

W celu odnalezienia rozwiązania tego problemu podjęto próbę analizy nie samej anomalii rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$ , ale jego pochodnej przestrzennej wzdłuż kierunku wykonywania pomiaru – czyli tzw. gradientu  $\partial B_z / \partial x$ . Gradient ten charakteryzuje się

rozkładem przestrzennym jakościowo przypominającym rozkład  $B_x(x)$  i tak jak on może być analizowany pod kątem wartości międzyszczytowej anomalii. W wyniku operacji różniczkowania wolnozmiennie tło rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$ , wynikające z efektu demagnetyzacji, zostaje zredukowane do postaci stałego przesunięcia wykresu gradientu  $\partial B_z/\partial x$  względem zera. Przesunięcie to nie wpływa jednak na wartość międzyszczytową anomalii tego rozkładu. Wartości gradientu  $\partial B_z/\partial x$  zostały obliczone z wykorzystaniem operatorów różnicowych pierwszego rzędu jako różnice centralne:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_i = \frac{B_{i+1} - B_{i-1}}{2 \Delta x}, \quad (3.1)$$

gdzie:  $i$  – nr kolejnego punktu pomiarowego,  $\Delta x$  – długość kroku pomiarowego.

Różne rodzaje czynników mogą wykazywać podobny wpływ na rozkład przestrzenny MPR. W takiej sytuacji niemożliwym staje się jednoznaczne określenie źródła anomalii. Do czynników takich należą rozpatrywane w pracy: lokalne zmniejszenie szerokości próbki oraz spadek przenikalności magnetycznej. Zwiększają one miejscową reluktancję  $R_m$  próbki i oddziałując ze strumieniem indukcji magnetycznej  $\Phi$  przez nią przepływającym, powodują jego wyciek nad powierzchnię próbki. Efektem tego jest wzrost wartości składowej indukcji  $B_x$  mierzonej nad zmienionym obszarem oraz pojawienie się „s-kształtnej” zmiany w rozkładzie  $B_z(x)$ , co jest widoczne odpowiednio na Rys. 3.4a i Rys. 3.4b. W przypadku próbki „B” wyraźniejsze niż w przypadku próbki „A” są granice anomalii, co jest wynikiem stosunkowo ostrego przejścia między częścią nieodkształconą a uplastycznioną dla próbki „B”. Z kolei stopniowa zmiana szerokości próbki „A” przekłada się na większy niż w przypadku próbki „B” zasięg anomalii i na wolniejszą (w dziedzinie przestrzeni) zmianę poziomu sygnału występującą w strefie zmiany szerokości próbki. Nie zmienia to jednak faktu, iż kształt, obserwowanych dla obu czynników, anomalii jest bardzo zbliżony, dzięki czemu do każdego z tych czynników można stosować podobne kryteria opisu ilościowego.

Podobny wpływ rozpatrywanych czynników na rozkład przestrzenny MPR nasuwa przypuszczenie, iż w przypadku ich współwystępowania tak powstały wypadkowy rozkład przestrzenny można opisywać za pomocą liniowej kombinacji pewnej wielkości ilościowo opisującej anomalię rozkładu przestrzennego MPR. Wielkość ta powinna cechować się jednoznacznością i monotonicznością, najlepiej liniową, zależnością od stopnia przewężenia próbki lub lokalnego spadku przenikalności magnetycznej. Poszukiwanie wielkości mogącej



ilościowo charakteryzować rozkład przestrzenny MPR, jak najlepiej wpasowującej się w oczekiwania dotyczące monotoniczności i liniowości, jest wiodącym zagadnieniem poruszonym w dalszej części niniejszego rozdziału.

### 3.3 Wyniki dla próbek obciążanych w trakcie wykonywania pomiarów

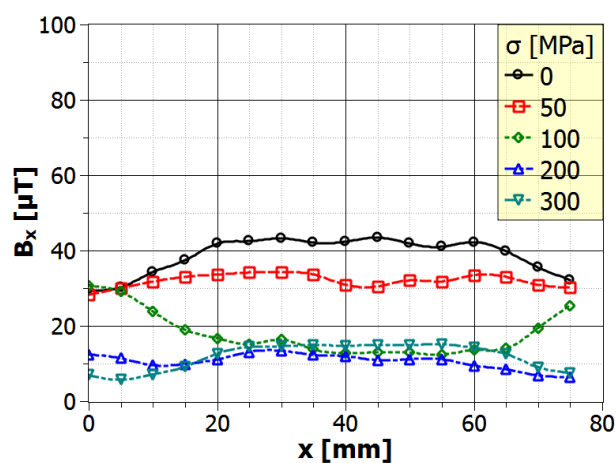
W poprzedniej części rozdziału zaprezentowano m.in. wyniki pomiarów dla próbek „B” i „C” charakteryzujących się obszarem o zmniejszonej przenikalności magnetycznej  $\mu$ . Przyczyną spadku przenikalności jest w przypadku tych próbek odkształcenie plastyczne. Lokalny wzrost przenikalności magnetycznej  $\mu$  może być z kolei spowodowany obecnością naprężeń rozciągających przyłożonych do próbki. Na podstawie informacji zawartych w części 2.3.3 wiadomo, iż jeżeli próbka wykonana z materiału o dodatnim współczynniku magnetostrykcji  $\lambda$  jest poddana jednoosiowemu rozciąganiu w kierunku zgodnym z kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego, wartość jej namagnesowania jak i przenikalności magnetycznej  $\mu$  wzrasta. Przekłada się to na zmianę natężenia MPR mierzonego nad powierzchnią próbki. Ilustracją tego zjawiska są wyniki pomiarów MPR dla próbek „D<sub>1</sub>” i „D<sub>2</sub>”. Część z tych wyników została opublikowana w [88].

#### 3.3.1 Zakres odkształceń sprężystych

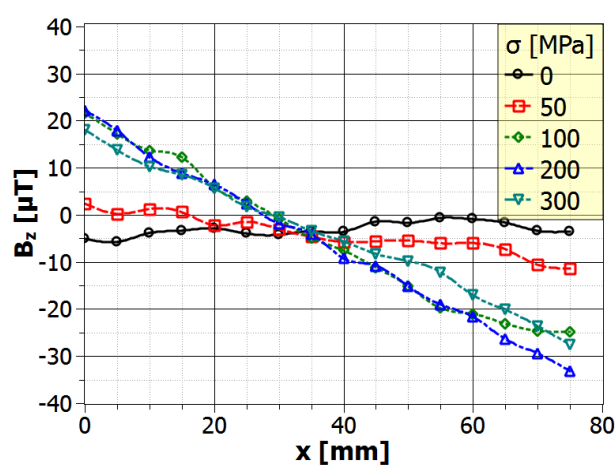
Zmiany zachodzące w rozkładzie przestrzennym MPR w trakcie stopniowego rozciągania próbki „D<sub>1</sub>” w zakresie sprężystym pokazuje Rys. 3.6. Jak można zauważyć długość linii pomiarowej jest w tym wypadku mniejsza niż dla próbek „A”, „B”, „C” i wynosi 75 mm. Jest to spowodowane obecnością elementów mocujących maszyny rozciągającej, które na potrzeby wykonywania pomiarów dla próbek „A”, „B” i „C” mogły zostać zdemontowane. Podane na Rys. 3.6 wartości naprężenia zostały określone w odniesieniu do przekroju środkowej części próbki (obszaru przewężenia) o stałej szerokości. Długość początkowa tej części wynosi 40 mm.

Na podstawie Rys. 3.6 zaobserwować można spadek średniej wartości składowej indukcji  $B_x$  w środkowym, najwęższym obszarze próbki, wraz z rosnącym naprężeniem  $\sigma$ . Należy przy tym wspomnieć, że indukcja zewnętrznego pola magnesującego  $B_{ext}$  jest na poziomie ok. 50  $\mu$ T i stanowi poziom odniesienia dla wartości składowej indukcji pola własnego próbki  $B_x^*$ . Składowa ta posiada znak przeciwny do indukcji pola zewnętrznego  $B_{ext}$ . Przyjmując wspomniany układ odniesienia można stwierdzić, iż moduł  $|B_x^*|$  rośnie wraz

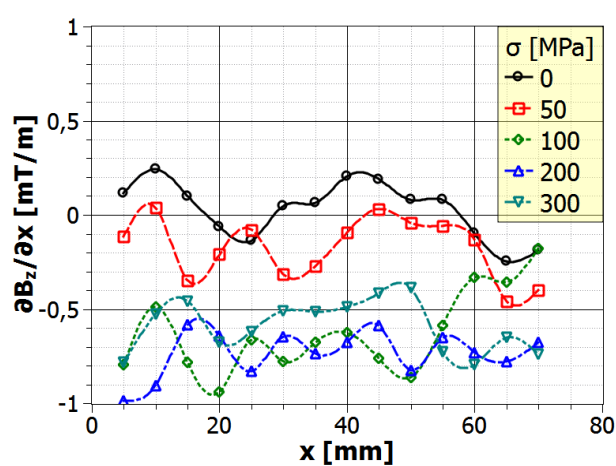




(a)



(b)



(c)

Rys. 3.6.  $B_{MPR}$  dla próbki „D<sub>1</sub>” poddawanej stopniowo rosnącemu naprężeniu rozciągającemu z zakresu odkształceń sprężystych. Na wykresach umieszczono rozkłady przestrzenne: (a)  $B_x(x)$ , (b)  $B_z(x)$ , (c)  $\partial B_z(x)/\partial x$ .

ze wzrostem naprężenia  $\sigma$ . Rezultatem jest obserwowany szybki spadek poziomu  $B_x$  na początkowym etapie rozciągania, czyli w zakresie do 100 MPa. Jednocześnie praktycznie niezmienny w tym zakresie pozostaje poziom  $B_x$  odpowiadający obu końcom rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$ . Dzieje się tak ze względu na niemal trzykrotnie większą szerokość próbki na końcach prezentowanych wykresów i związane z tym mniejsze naprężenie w tych częściach próbki. Dodatkowo z uwagi na zmieniającą się szerokość próbki we wspomnianych obszarach mamy tu do czynienia z dwuosiowym stanem naprężeń w strefie przejściowej. Mniejszy przekrój próbki w tych obszarach a co za tym idzie mniejsza wartość naprężeń jest głównym powodem relatywnie niewielkiego przyrostu namagnesowania wynikającego z efektu magnetoelastycznego.

W wyniku dalszego rozciągania poziom składowej indukcji  $B_x$  mierzonej nad środkową częścią próbki stabilizuje się, co wskazuje na swoiste nasycenie efektu magnetoelastycznego. Można wnioskować, że magnetyzacja osiągnęła w tym wypadku maksymalną wynikającą z efektu magnetoelastycznego wartość. Dla naprężeń na poziomie 200 i 300 MPa zauważalny jest również spadek poziomu  $B_x$  na końcach zaprezentowanych na Rys. 3.6a wykresów wskazujący na zwiększenie namagnesowania obszarów przejściowych próbki. Oznacza to, że efekt magnetoelastyczny zaczyna na tym etapie rozciągania znacząco wpływać na ich stan namagnesowania. W efekcie rozkład przestrzenny  $B_x(x)$  ulega niemalże spłaszczeniu, co spowodowane jest w głównej mierze małą różnicą w namagnesowaniu między środkową częścią próbki a obszarami przejściowymi.

Rys. 3.6b-c, które zawierają rozkłady przestrzenne odpowiednio  $B_z(x)$  i  $\partial B_z(x)/\partial x$ , potwierdzają wnioski wypływające z analizy rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$ . Na Rys. 3.6b widoczne jest zwiększające się nachylenie rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$  wraz ze wzrostem  $\sigma$ , co przekłada się również na wzrost bezwzględnej wartości  $\partial B_z/\partial x$  (Rys. 3.6c). Wskazuje to na wzrost namagnesowania wnętrza próbki, który to wiąże się ze wzrostem dynamiki składowej indukcji  $B_z$ . Podobnie jak w przypadku stabilizacji poziomu składowej indukcji  $B_x$ , również tu dochodzi do stabilizacji nachylenia składowej indukcji  $B_z$  i zarazem poziomu  $\partial B_z/\partial x$  w zakresie naprężeń 200-300 MPa.



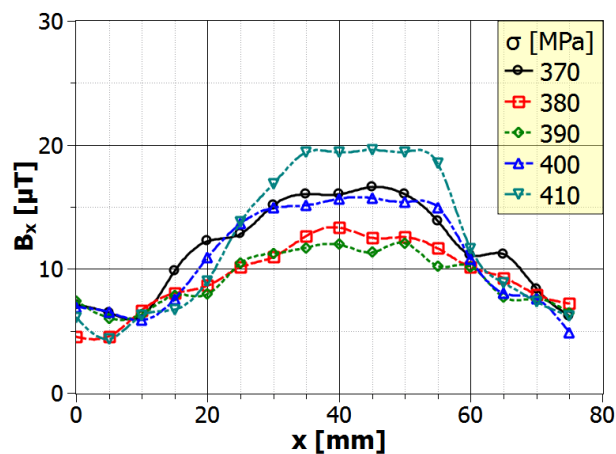
### 3.3.2 Zakres odkształceń plastycznych

Kontynuowanie rozciągania w zakresie odkształceń plastycznych wprowadza znaczące modyfikacje do charakteru zmian rozkładu przestrzennego MPR, które zachodzą pod wpływem działania naprężenia rozciągającego. Odpowiadające temu zakresowi wyniki dla próbki „D<sub>1</sub>” umieszczono na Rys. 3.7. Po przekroczeniu teoretycznej granicy plastyczności dla próbki „D<sub>1</sub>”, począwszy od naprężenia  $\sigma = 390\text{--}400$  MPa, odwraca się tendencja spadkowa dla wartości składowej indukcji  $B_x$  w środkowej części próbki. Przyczyną tego zjawiska jest pogłębiająca się deformacja plastyczna, która obniża namagnesowanie tej części próbki. Asymetria rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  dla  $\sigma = 410$  MPa świadczy zaś o niejednorodnym odkształceniu próbki w części przewężonej. W rezultacie wartość składowej indukcji  $B_x$  wzrasta w sposób bardzo dynamiczny w obszarze przewężenia próbki.

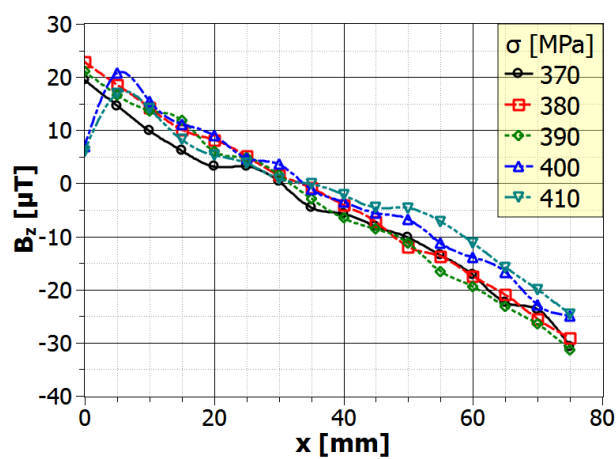
Wykresy rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$  (Rys. 3.7b) dla tego zakresu naprężeń ulegają jedynie nieznaczącej i nieistotnej modyfikacji. Podobnie jak to miało miejsce dla wyników z zakresu elastycznego, tak również w zakresie plastycznym rozkład przestrzenny  $B_z(x)$  cechuje się dużymi fluktuacjami. Z tego powodu trudno na jego podstawie wnioskować w sposób jednoznaczny o tendencji zmian, jakie zachodzą dla składowej indukcji  $B_z$  pod wpływem naprężenia  $\sigma$ . W przypadku gradientu  $\partial B_z / \partial x$  obserwowane na Rys. 3.7c fluktuacje są spotęgowane w wyniku różniczkowania rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$ . Sprawia to, iż również gradient  $\partial B_z / \partial x$  okazuje się niezdatny dla celów pośredniej analizy zmian namagnesowania próbki „D<sub>1</sub>” w trakcie jej rozciągania w zakresie odkształceń plastycznych.

Ze względu na małą ilość informacji uzyskanych na podstawie wyników pomiarów dla próbki „D<sub>1</sub>” w zakresie plastycznym powtórzono te pomiary dla próbki o oznaczeniu „D<sub>2</sub>”. Rezultaty dla niej otrzymane umieszczone zostały na Rys. 3.8. Podstawową różnicą w stosunku do wyników otrzymanych dla próbki „D<sub>1</sub>” jest uzyskanie przed zerwaniem próbki dodatkowego punktu pomiarowego odpowiadającego naprężeniu  $\sigma = 420$  MPa. Dla tej wartości naprężenia zaobserwować można swoiste wyostrenie maksimum rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$ , co świadczy o formowaniu się szyjki inicjującej zerwanie próbki. Porównując wykresy znajdujące się na Rys. 3.7a i Rys. 3.8a zauważyć można większą gładkość rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  dla próbki „D<sub>2</sub>”. Pozwala to na dodatkową obserwację, zgodnie z którą średni poziom składowej indukcji  $B_x$  na obu krańcach

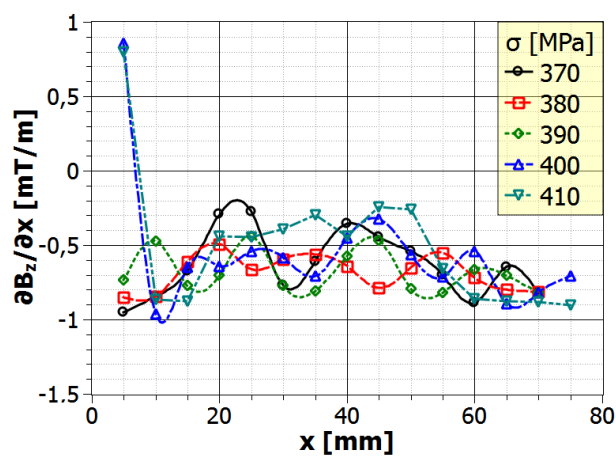




(a)



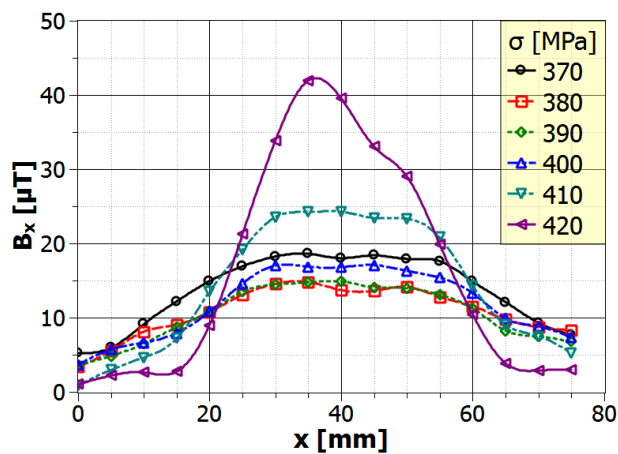
(b)



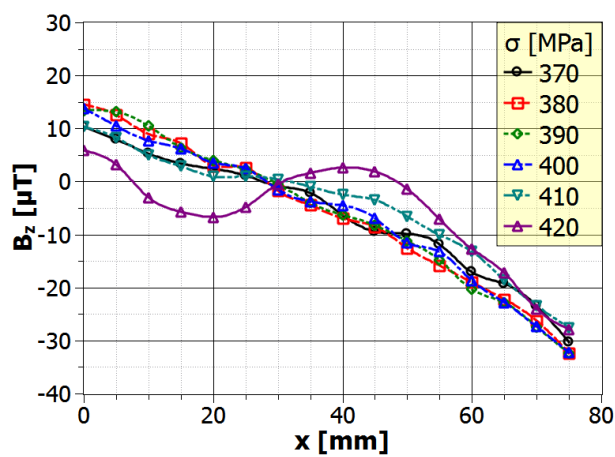
(c)

Rys. 3.7.  $B_{MPR}$  dla próbki „D<sub>1</sub>” poddawanej stopniowo rosnącemu naprężeniu rozciągającemu w zakresie odkształceń plastycznych. Na wykresach umieszczono rozkłady przestrzenne: (a)  $B_x(x)$ , (b)

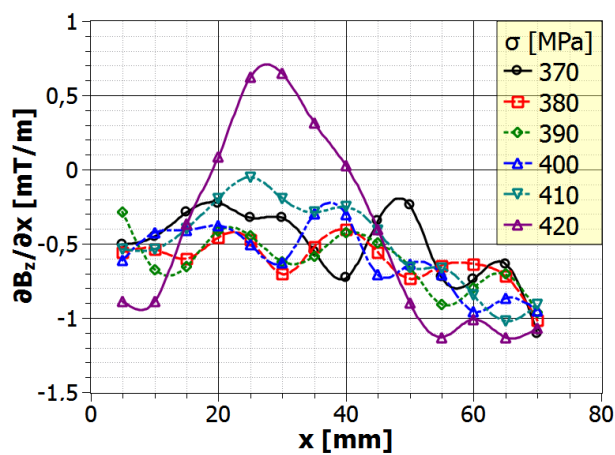
$B_z(x)$ , (c)  $\partial B_z(x)/\partial x$ .



(a)



(b)



(c)

Rys. 3.8.  $B_{MPR}$  dla próbki „D<sub>2</sub>” poddawanej stopniowo rosnącemu naprężeniu rozciągającemu w zakresie plastycznym. Na wykresach umieszczono rozkłady przestrzenne: (a)  $B_x(x)$ , (b)  $B_z(x)$ , (c)

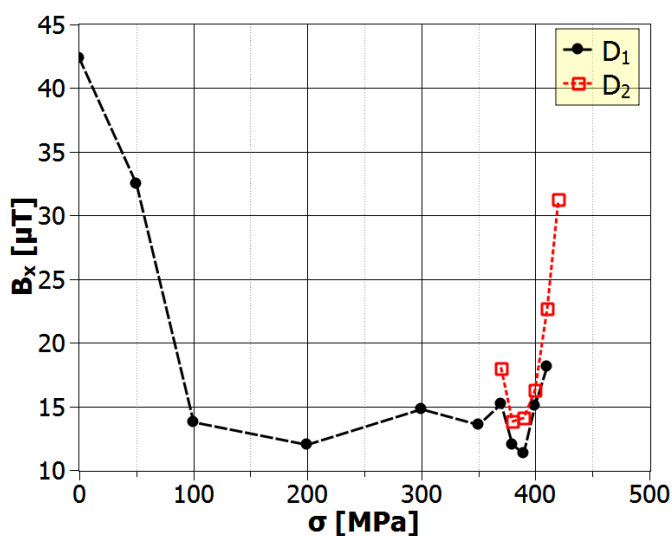
$$\frac{\partial B_z(x)}{\partial x}.$$



zarejestrowanych rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  maleje wraz ze wzrostem naprężenia  $\sigma$ . Może to wskazywać na stale rosnący wpływ efektu magnetoelastycznego w tych obszarach próbki, w których nie została jeszcze przekroczona granica plastyczności. Ponadto można stwierdzić, iż w miarę zwiększania naprężenia w zakresie plastycznym zwiększa się różnica między poziomem  $B_x$  w środkowej części próbki „D<sub>2</sub>” a poziomem tej składowej indukcji w obszarach przejściowych.

W miarę rozciągania próbki „D<sub>2</sub>” w zakresie plastycznym nachylenie rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  zmienia się aż do wartości naprężenia  $\sigma = 410$  MPa jedynie w niewielkim stopniu. Widoczna na Rys. 3.8 zmiana pojawia się dopiero dla wartości  $\sigma = 420$  MPa. Tak jak w przypadku rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  wyrazista zmiana kształtu rozkładu  $B_x(x)$  przy naprężeniu 420 MPa świadczy o formowaniu się szyjki. Przekłada się to także na radykalną zmianę poziomu gradientu  $\partial B_x / \partial x$  przy tej wartości naprężenia, co widać na Rys. 3.8c.

Swoistą syntezą przedstawionych we wcześniejszych akapitach spostrzeżeń są wykresy średniego poziomu składowej indukcji  $B_x$  w środkowych częściach próbek „D<sub>1</sub>” i „D<sub>2</sub>” w zależności od naprężenia  $\sigma$  (Rys. 3.9). Każda z umieszczonych na Rys. 3.9 wartości jest uśrednieniem z punktów pomiarowych znajdujących się na odcinku 25-55 mm. Jak już wspomniano wcześniej na początkowym etapie rozciągania (czyli do ok. 100 MPa) dochodzi do szybkiego spadku poziomu składowej indukcji  $B_x$ . Wraz z kontynuacją rozciągania wartość  $B_x$  stabilizuje się i tak pozostaje aż do przekroczenia granicy plastyczności (355 MPa). Zakres



Rys. 3.9. Zależność średniego poziomu  $B_x$  od  $\sigma$  w obszarach przewężenia próbek „D<sub>1</sub>” i „D<sub>2</sub>”

plastyczny charakteryzuje się dużą dynamiką zmian poziomu składowej indukcji  $B_x$ . Na podstawie Rys. 3.9 można stwierdzić, iż jakościowy charakter zależności średniej wartości  $B_x$  w środkowych częściach próbek „D<sub>1</sub>” i „D<sub>2</sub>” jest bardzo podobny. W obu przypadkach mamy do czynienia z początkowym spadkiem poziomu  $B_x$  występującym do ok. 380-390 MPa i następującym po tym wzrostem.

### 3.3.3 Ocena poziomu naprężeń

Przypatrzmy się konsekwencjom, jakie niosą ze sobą zaobserwowane zależności rozkładu przestrzennego MPR od naprężenia z punktu widzenia potencjalnego wykorzystania analizy wyników tych pomiarów do opracowania metody ilościowej oceny poziomu naprężeń. Obszar rozważań zawężamy do przypadku quasi-obwodu magnetycznego składającego się z ferromagnetyka posiadającego przewężenie. Rozważany ferromagnetyk posiada właściwości magnetosprężyste zbliżone do stali 18G2A. Dodatkowo ograniczamy się do zakresu małych pól magnesujących próbkę ( $<100 \mu\text{T}$ ) i jednoosiowego stanu naprężeń.

Jeżeli celem diagnostyki jest oszacowanie wartości naprężenia występującego w obrębie przewężenia ferromagnetyka, to w pierwszej kolejności powinien on przeprowadzić pomiar zewnętrznego pola magnetycznego oraz stopnia przewężenia. Po drugie powinien on dysponować odpowiednimi danymi kalibracyjnymi wiążącymi stopień przewężenia z rozkładem przestrzennym MPR. Dane te powinny umożliwić odtworzenie rozkładu przestrzennego MPR lub przynajmniej wartości międzyszczytowej anomalii składowych tego rozkładu na podstawie znanej wielkości przewężenia badanego elementu stalowego. Konieczna jest jednak przy tym idealizacja warunków pomiarowych. W pierwszej kolejności należy założyć, że indukcja magnetyczna wewnątrz badanego obiektu jest rezultatem tylko i wyłącznie występowania zewnętrznego pola magnetycznego, którego głównym źródłem jest magnetyczne pole ziemskie. Zanedbuje się przy tym potencjalny wpływ strumienia indukcji magnetycznej pochodzącego od innych elementów ferromagnetycznych i urządzeń elektrycznych na stan namagnesowania badanego ferromagnetyka. Po drugie, należy przyjąć, że ferromagnetyk nie posiada złożonej historii magnetycznej, tj. jego stan namagnesowania jest zdeterminowany przede wszystkim aktualnymi warunkami magnesowania, a przedtem nie znajdował się on pod wpływem znacząco większego pola magnetycznego od pola zastanego. Jeżeli powyższe kryteria są spełnione, to w sytuacji, gdy w badanym obszarze elementu obecne są naprężenia, otrzymany na bazie danych kalibracyjnych rozkład przestrzenny MPR różnić się będzie od rozkładu zarejestrowanego przez diagnostę.



Jak pokazuje zależność przedstawiona na Rys. 3.9, poziom składowej indukcji  $B_x$  zmienia się w sposób niemonotoniczny wraz z naprężeniem  $\sigma$ . Nie pozwala to w sposób jednoznaczny określić  $\sigma$  tylko na podstawie samego tylko poziomu  $B_x$ , który został zmierzony nad obszarem przewężenia. Dlatego też diagnosta powinien przebadąć kompleksowo charakter różnicy między zmierzoną anomalią rozkładu przestrzennego MPR a anomalią odpowiadającą brakowi naprężenia.

Pierwszy przedział naprężeń, obejmujący zakres sprężysty, charakteryzuje się spadkiem poziomu składowej indukcji  $B_x$  w strefie przewężenia przy praktycznie niezmiennym poziomie  $B_x$  poza tą strefą. Towarzyszy temu wzrost bezwzględnej wartości nachylenia składowej indukcji  $B_z$  (bezwzględnej wartości gradientu  $\partial B_z / \partial x$ ). Wielkość zakresu naprężeń dla tego etapu rozciągania w ogólności zależy od stopnia przewężenia oraz właściwości magnetosprężystych badanego ferromagnetyka. Spadek poziomu  $B_x$  poza strefą przewężenia będzie z kolei wskazywał na sytuację odpowiadającą drugiemu etapowi rozciągania próbek „D<sub>1</sub>” i „D<sub>2</sub>”. Ten przedział naprężeń może obejmować część zakresu naprężeń sprężystych oraz zakres plastyczny aż do momentu formowania się szyjki. Trzeci przedział, wiążący się z dużym prawdopodobieństwem zniszczenia badanego obiektu w wyniku działania naprężeń zewnętrznych, cechuje się bardzo charakterystycznymi zmianami anomalii MPR w stosunku do stanu odprężonego. Do zmian tych należą widoczne na Rys. 3.8: wzrost wartości międzyszczytowej anomalii składowej indukcji  $B_x$  i gradientu  $\partial B_z / \partial x$ , odwrócenie polaryzacji (nachylenia) składowej  $B_z$  w obszarze przewężenia.

Jedynie w przypadku pierwszego przedziału naprężeń jest możliwe, ze względu na monotoniczny charakter funkcji  $B_x(\sigma)$ , dokładne określenie wartości naprężenia obecnego w strefie przewężenia badanego elementu stalowego. Już jednak samo wskazanie przedziału naprężeń i płynącego z tego potencjalnego zagrożenia eksploatacyjnego jest cenną informacją diagnostyczną. Dlatego też można uznać, iż magnetyczne metody pasywne, wykorzystujące pomiar MPR, posiadają duży potencjał jako metody wstępnego określania lokalizacji miejsc w konstrukcji stalowej, w których istnieje podejrzenie występowania naprężeń eksploatacyjnych grożących przerwaniem ciągłości materiału. Mając jednak na uwadze wielość warunków, jakie muszą być spełnione w trakcie pomiaru wspomnianymi metodami i trudność weryfikacji tychże warunków, bezwzględnie należy po wstępnym zlokalizowaniu miejsc podejrzanych w konstrukcji posłużyć się inną, komplementarną metodą określania



stanu naprężeń. W tym celu można wykorzystać m.in. metodę XRD lub polowego efektu Barkhausena.

### 3.4 Analiza MEB

Na wstępie należy uściślić, jakimi wielkościami będą opisywane stopień przewężenia i spadek przenikalności magnetycznej. Do opisu stopnia przewężenia przyjęto względną zmianę szerokości  $\delta w$  próbki w strefie przewężenia. Zmiana ta została określona w odniesieniu do szerokości  $w_1$  próbki w obrębie uchwytów. Analogicznie przy opisie spadku przenikalności magnetycznej  $\mu$  posłużono się względną zmianą  $\delta\mu$  charakteryzującą obszar zdeformowany. Wartością odniesienia jest w tym wypadku przenikalność magnetyczna  $\mu_1$  obszarów nieodkształconych próbki. W przeprowadzonej analizie MEB obszar zdeformowany plastycznie został odwzorowany poprzez przypisanie mu zmienionych w stosunku do materiału rodzimego właściwości magnetycznych. Tego typu odwzorowanie jest stosowane przez Yao i innych [89], [90] z tą różnicą, iż w swoich badaniach wykorzystują oni analizę MES.

Próbka „C” reprezentuje łączony efekt zmniejszonej szerokości  $w$  i spadku przenikalności magnetycznej  $\mu$ . Wielkości anomalii rozkładów przestrzennych  $B_x$  i  $\partial B_z/\partial x$  są dla próbki „C” większe aniżeli dla próbki „A” lub „B” (Rys. 3.4). Jest to rezultat swoistego „sumowania” się obu efektów. Do ilościowego opisu zjawiska „sumowania” wykorzystano wartości międzyszczytowe anomalii rozkładów przestrzennych  $B_x$  oraz  $\partial B_z/\partial x$ . Wyznaczono je dla anomalii odpowiadających różnym zmianom szerokości  $\delta w$  i różnym zmianom przenikalności magnetycznej  $\delta\mu$ . Obliczenia numeryczne z wykorzystaniem MEB pozwoliły na zbadanie przypadków odpowiadających różnym wartościom  $\delta w$  i  $\delta\mu$ . Wyznaczone w ten sposób rozkłady przestrzenne zostały porównane ze zmierzonymi dla próbek „A”, „B” i „C” rozkładami.

#### 3.4.1 Lokalna zmiana przenikalności magnetycznej

Dane dotyczące względnej przenikalności magnetycznej  $\mu_r$ , potrzebne do wykonania symulacji, uzyskano na podstawie pomiarów napięcia indukowanego w uzwojeniu cewki detekcyjnej nawiniętej na poddane przemagnesowywaniu próbki „A” i „B”. Do przemagnesowywania próbek wykorzystano cewkę przelotową, przez którą przepuszczony został prąd o piło-kształtnej charakterystyce. Generowany podczas magnesowania próbki strumień indukcji magnetycznej  $\Phi$  został zamknięty w obwodzie przy pomocy laminowanego

jarzma wykonanego ze stali krzemowej. Zależność rejestrowanego sygnału napięciowego od czasu wyraża się następującym wzorem:

$$U(t) = n K_U \frac{d\Phi(t)}{dt} = n K_U S \frac{dB(t)}{dt}, \quad (3.2)$$

gdzie:  $n$  – liczba zwojów cewki detekcyjnej,  $K_U$  – wzmacnienie,  $\Phi$  – strumień indukcji magnetycznej zawierający się w przekroju cewki detekcyjnej,  $S$  – powierzchnia przekroju poprzecznego próbki.

Z uwagi na to, iż w przeprowadzonych tu pomiarach MPR stosowane jest pole zewnętrzne o małym natężeniu (na poziomie 50  $\mu\text{T}$ ), można założyć, że charakterystyka pierwotnego magnesowania stali 18G2A jest w przybliżeniu liniowa. Oznacza to, iż indukcja magnetyczna  $B$  wewnątrz próbki jest liniową funkcją natężenia pola magnetycznego  $H$  wytwarzanego przez cewkę magnesującą, dzięki czemu wyrażenie (3.2) można zapisać w zmodyfikowanej formie

$$U(t) = n K_U S \mu_i \frac{dH(t)}{dt}, \quad (3.3)$$

gdzie  $\mu_i$  – początkowa przenikalność magnetyczna próbki.

W badanym przypadku ograniczono się do poszukiwania wartości początkowej przenikalności magnetycznej  $\mu_i$ . Jej względna wartość  $\mu_{ri}$  może zostać określona na podstawie następującej zależności

$$\mu_{ri} = \frac{U(0)}{n K_U S \mu_0 \frac{dH(0)}{dt}} \quad (3.4)$$

Wartość początkową względnej przenikalności magnetycznej  $\mu_{ri}$  dla stali 18G2A wykorzystano jako jeden z wejściowych parametrów symulacji. Zmierzone wartości  $\mu_{ri}$  są równe: 240 dla próbki „A” oraz 120 dla obszaru odkształconego próbki „B”. Największy wkład do niepewności tak wyznaczonych wartości  $\mu_{ri}$  wnosi niepewność wyznaczenia powierzchni  $S$  prostokątnego przekroju poprzecznego próbki obejmowanego przez cewkę detekcyjną. Względna wartość  $\delta S$  tej niepewności została oszacowana na podstawie maksymalnej różnicy między poszczególnymi wynikami serii pomiarów szerokości próbki  $w$  jak również jej grubości  $h$ . Obliczona w ten sposób wartość  $\delta S$  jest równa 13%.



Wyznaczona wielkość zmiany przenikalności magnetycznej, wynikająca z deformacji plastycznej, jest cechą charakterystyczną badanej stali. W przypadku innych materiałów ferromagnetycznych wpływ deformacji plastycznej na przenikalność magnetyczną może być zupełnie inny – zarówno mniejszy jak i większy (część 2.3.3). Dążąc do uogólnienia prezentowanej analizy na różne rodzaje materiałów przeprowadzono symulacje dla względnej przenikalności magnetycznej  $\mu_{ri}$  obszaru odkształconego zmienianej w zakresie wartości 0–240. Na Rys. 3.10 przedstawiono geometrię modelowanej próbki oraz odpowiadający jej model pokryty siatką elementów brzegowych. Został on utworzony w programie Faraday. Jak można zauważyć długość i szerokość modelowanej próbki odpowiada wymiarom próbki „A”. Dzięki temu możliwe jest odniesienie otrzymanych w ten sposób wyników symulacji do eksperymentu. Wartość indukcji pola zewnętrznego, które zastosowano w symulacji, odpowiada wartości indukcji towarzyszącej eksperymentowi i wynosi  $50 \mu\text{T}$ . Na Rys. 3.11 umieszczono, otrzymane na drodze symulacji MEB rozkłady przestrzenne  $B_x$ ,  $B_z$  i  $\partial B_z/\partial x$  dla różnych wartości  $\delta\mu$ . Błąd obliczeń numerycznych minimalizowano stosując adaptację typu  $h$  siatki elementów brzegowych [91]. Zwiększano gęstość siatki i jakość elementów do momentu spełnienia założonej zbieżności rozwiązania oraz odpowiedniej gładkości generowanych rozkładów. W każdym kroku obliczeniowym ilość elementów brzegowych zwiększana była o ok. 1000. Kryterium zbieżności stanowiła największa różnica wartości rozkładu przestrzennego  $B_x$  w danym punkcie dla dwóch kolejnych kroków obliczeniowych. W przypadku, gdy różnica ta przestała przekraczać  $0,5 \mu\text{T}$  kończono procedurę adaptacji. Przyjęte kryterium zbieżności można wyrazić w następujący sposób

$$\sup_{0 \leq x \leq 120} |B_x^i(x) - B_x^{i-1}(x)| \leq 0,5 \mu T, \quad (3.5)$$

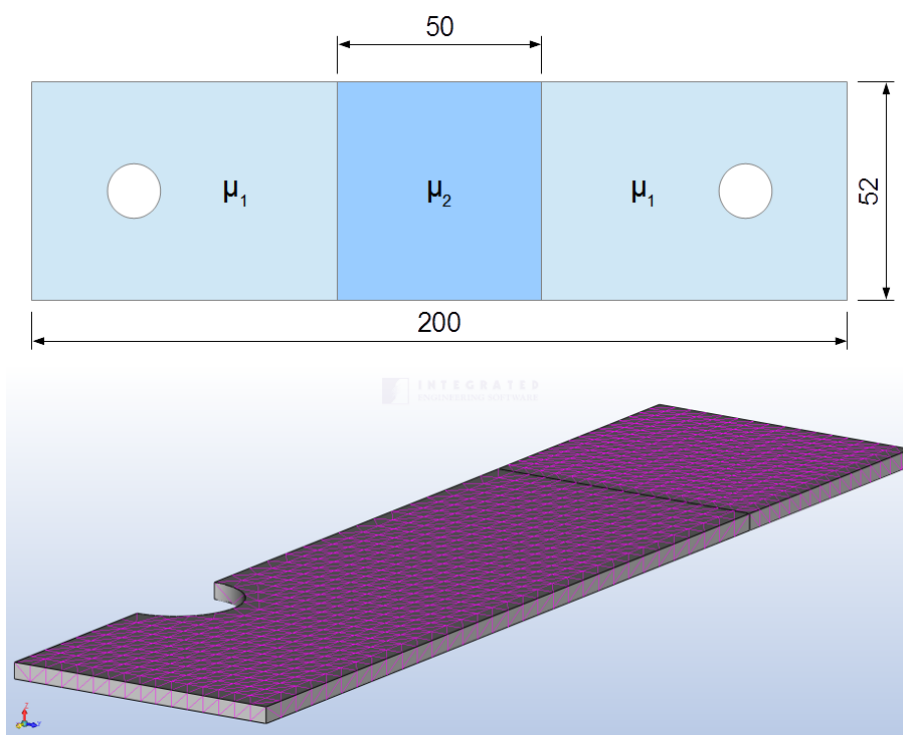
gdzie  $i$  – numer kroku obliczeniowego.

W rezultacie, liczba elementów dla docelowego modelu mieści się w granicach od 10 do 16 tysięcy.

Odległości linii pomiarowych od powierzchni próbki, dla których prezentowane są rezultaty obliczeń, są takie same jak w wypadku eksperymentu i wynoszą odpowiednio 2 mm dla składowej indukcji  $B_x$  oraz 9 mm dla  $B_z$ . Wstępna analiza jakościowa pokazanych na Rys. 3.11 rozkładów przestrzennych prowadzi do wniosku, że wielkość anomalii dla poszczególnych składników MPR wzrasta wraz ze zwiększaniem się wartości  $|\delta\mu|$ . Dzieje się tak ze względu na wzrost reluktancji  $R_m$  w miarę obniżania przenikalności magnetycznej  $\mu_2$



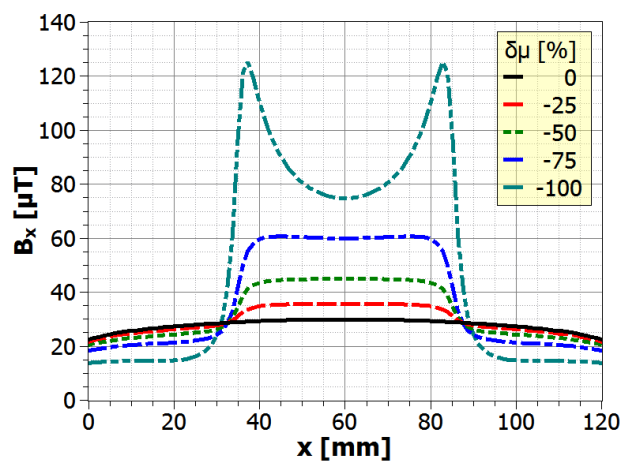
środkowego obszaru modelowanej próbki. To z kolei powoduje intensywniejsze rozpraszanie (wyciek) strumienia indukcji magnetycznej obserwowane na tym obszarze próbki.



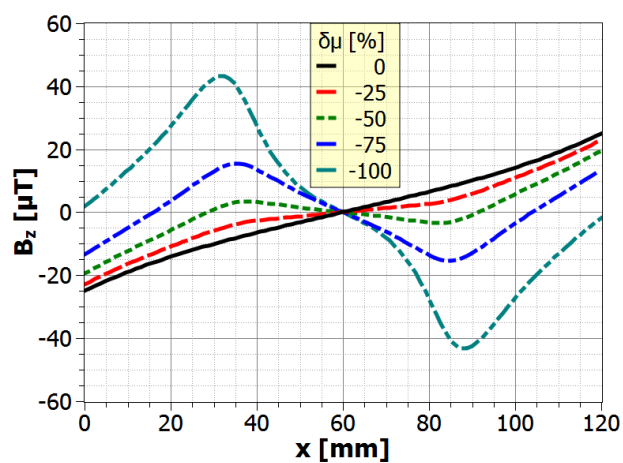
Rys. 3.10. Wymiary i widok izometryczny modelowanej próbki, którą wykorzystano do analizy wpływu  $\delta\mu$  na MPR

Wskazanie minimum lokalnego anomalii jednego z rozkładów przestrzennych składowej indukcji  $B_x$  umieszczonych na Rys. 3.11a jest możliwe jedynie dla rozkładu odpowiadającego  $\delta\mu = -100\%$ . Z tego też powodu nie można wyznaczyć wartości międzyszczytowych anomalii rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  dla pozostałych wartości  $\delta\mu$ . Wyznaczenie wartości międzyszczytowej anomalii rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$  jest możliwe dla zmian przenikalności  $\delta\mu$  zawierających się w większym zakresie wartości tj. od  $-100\%$  do  $-50\%$ . Wartości międzyszczytowe anomalii rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$  są jednak silnie zależne od nachylenia rozkładu przestrzennego tła, którego obecność jest związana ze zjawiskiem demagnetyzacji próbki. Nachylenie rozkładu  $B_z(x)$  dla  $\delta\mu = 0\%$  reprezentuje wspomniane tło.

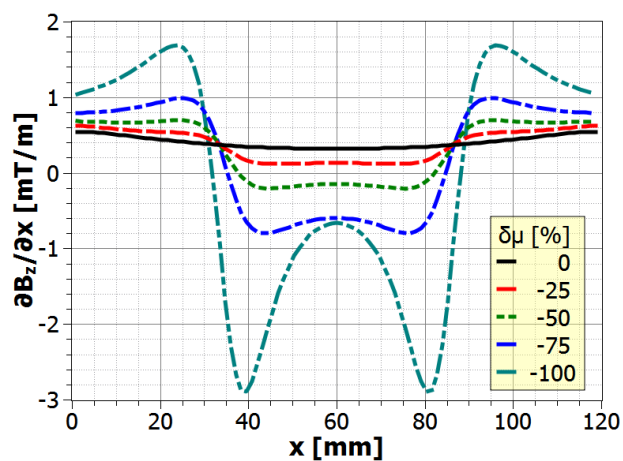
Z Rys. 3.11a,b wynika, iż dla modelowanej próbki (Rys. 3.10) zjawisko demagnetyzacji w dużym stopniu wpływa na kształt anomalii rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  i  $B_z(x)$ . Można powiedzieć, iż zjawisko demagnetyzacji na swój sposób „zniekształca” rozkład



(a)



(b)



(c)

Rys. 3.11. Wyniki symulacji MEB dla różnych wartości  $\delta\mu$ . Wykresy przedstawiają kolejno rozkłady przestrzenne: (a)  $B_x(x)$ , (b)  $B_z(x)$  oraz c)  $\partial B_z(x)/\partial x$ .



przestrzenny MPR w stosunku do sytuacji, w której wpływ tego zjawiska można by zaniedbać (np. gdy magnesowana próbka stanowi fragment zamkniętego obwodu magnetycznego). W przypadku  $B_x(x)$  szczególnie „zniekształcone” zostają fragmenty, w których powinny znajdować się minima anomalii tego rozkładu (por. Rys. 3.5). Jak już wspomniano wcześniej, spośród rozkładów przestrzennych widocznych na Rys. 3.11a jedynie dla zmiany przenikalności magnetycznej  $\delta\mu = -100\%$  możliwe jest wskazanie subtelnych minimów lokalnych w okolicach  $x = 20$  mm oraz  $x = 100$  mm. W rezultacie, gdy wpływ zjawiska demagnetyzacji próbki na rozkład przestrzenny  $B_x(x)$  jest tak silny, wartość międzyszczytowa anomalii tego rozkładu nie może zostać określona.

### 3.4.2 Wielkość anomalii rozkładu przestrzennego MPR

Poszukując odpowiedniej wielkości, przy pomocy której można by w sposób ilościowy porównywać ze sobą anomalie rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$ , rozważmy amplitudę, której arbitralnie przyjętym poziomem odniesienia jest wartość rozkładu przestrzennego w jego punkcie przegięcia  $B_x(x_0)$ . Położenie  $x_0$  odpowiada granicy obszarów o różnych przenikalnościach magnetycznych. Amplituda określana jest więc jako różnica między maksimum rozkładu przestrzennego  $B_x^{max}(x)$  a wartością  $B_x(x_0)$ . Założono, iż tak określona amplituda z niewielkim błędem przybliży wartość międzyszczytową rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  niezaburzonego zjawiskiem demagnetyzacji. Wartość drugiej pochodnej „zniekształconego” przez zjawisko demagnetyzacji rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  zeruje się w bliskim otoczeniu „oczekiwanego” minimum lokalnego  $B_x^{min}(x)$  rozkładu niezaburzonego. W Tabeli 3.2 umieszczono zestawienie położenia punktów przegięcia  $x_0$  drugiej pochodnej  $B_x''(x)$  dla trzech rozkładów przestrzennych znajdujących się na Rys. 3.11a oraz minimów lokalnych  $x_{min}$  wyznaczonych przy założeniu pomijalnego efektu demagnetyzacji próbki. W celu uzyskania wartości położenia  $x_{min}$  rozkładów przestrzennych niezaburzonych przez zjawisko demagnetyzacji, wykonano operację odejmowania od wartości rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  dla  $\delta\mu = \{-75\%, -50\%, -25\%\}$  wartości rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  dla  $\delta\mu = 0\%$  (w sposób analogiczny do rozkładów przestrzennych przedstawionych na Rys. 3.5)



Tabela 3.2. Zestawienie położenia minimum  $x_{min}$  rozkładu przestrzennego niezaburzonego z położeniami punktów przegięcia  $x_o$  rozkładu zaburzonego efektem demagnetyzacji dla różnych wartości  $\delta\mu$

$\delta\mu$ [%]	-75	-50	-25
$x_o$ [mm]	101,8	100,4	97,9
$x_{min}$ [mm]	98,5±2,3	98,9±3,0	99,4±2,9

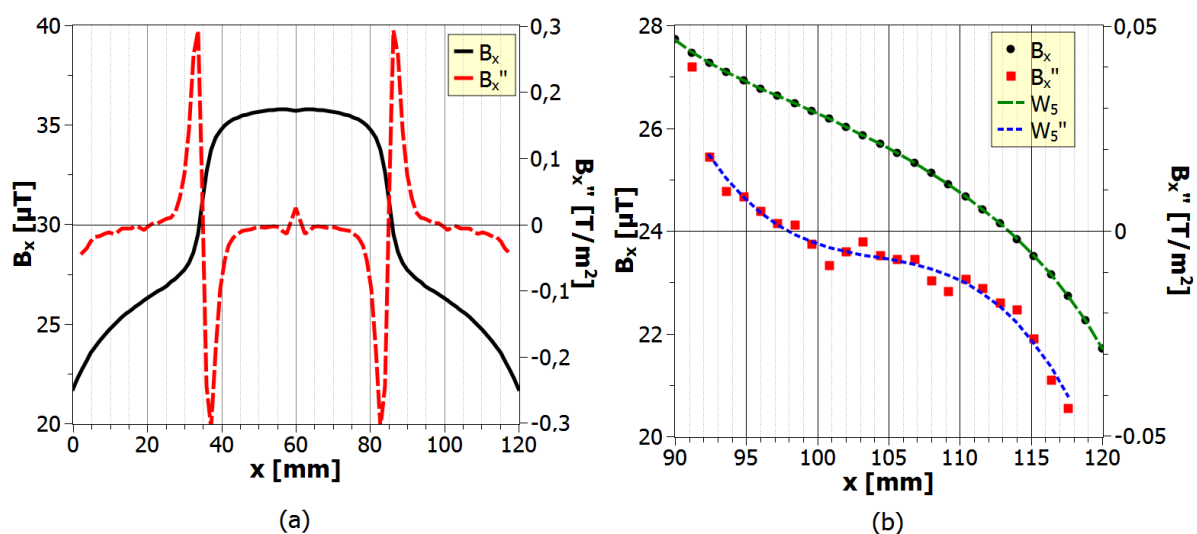
Zamieszczone na Rys. 3.11a rozkłady przestrzenne  $B_x(x)$  charakteryzują się ewidentną symetrią lustrzaną względem punktu o współrzędnej  $x = 60$  mm, toteż można ograniczyć się do poszukiwań ekstremów/punktów odniesienia tylko w zakresie współrzędnych 0–60 mm lub 60–120 mm. Lokalizacja minimum numerycznie obliczonego rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  nie zawsze może być wyznaczona z dowolnie dużą dokładnością. Dzieje się tak ze względu na niewielkie oscylacje wartości indukcji  $B_x$  w otoczeniu minimum. W związku z tym podana w Tabeli 3.2 została niepewność położenia  $x_{min}$ , określona jako połowa przedziału, w którym zmienność wartości indukcji  $B_x$  nie przekracza przyjętej arbitralnie wartości  $0,05 \mu\text{T}$ .

Jak można zauważyć, zawarte w Tabeli 3.2 wartości  $x_o$  nie we wszystkich przypadkach mieszczą się w przyjętym zakresie niepewności  $x_{min}$ . Mimo to różnica pomiędzy wartościami  $B_x(x_o)$  a  $B_x(x_{min})$  wyznaczonymi dla rozkładu zaburzonego zjawiskiem demagnetyzacji (Rys. 3.11a) i dla  $\delta\mu = -75\%$  wynosi zaledwie  $0,24 \mu\text{T}$ , co w rozpatrywanym przypadku odpowiada zaledwie  $0,6\%$  amplitudy anomalii tego rozkładu.

Rozkłady przestrzenne  $B_x(x)$  zamieszczone na Rys. 3.11a charakteryzują się dużą gładkością. Jednakże specyfika lokalnego przybliżenia pochodnej przez iloraz różnicowy sprawia, że wykres drugiej pochodnej  $B_x''(x)$  tych rozkładów charakteryzuje się mniejszą gładkością, szczególnie w sąsiedztwie interesujących nas punktów przegięcia  $B_x(x_o)$  (okolice  $x = 20$  mm i  $x = 100$  mm). Efekt ten ma ogromny wpływ na dokładność określenia położenia  $x_o$ . Na Rys. 3.12a przedstawiony został rozkład przestrzenny  $B_x(x)$  oraz rozkład jego drugiej pochodnej  $B_x''(x)$ . Widoczne na nim oscylacje  $B_x''(x)$  występujące w pobliżu  $x = 20$  mm i  $x = 100$  mm są konsekwencją tego, iż nawet bardzo dokładnie wyznaczona numerycznie funkcja jest obciążona pewnym błędem. Błąd ten choć niewielki dla samej funkcji, podlega kumulacji w wypadku obliczania pochodnych coraz to wyższych rzędów. Jednym z rozwiązań tego problemu jest zagęszczanie siatki modelu, co jednak wiąże się ze znacznym



wzrostem czasu obliczeń. Alternatywą jest aproksymacja rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  funkcją analityczną, klasy co najmniej  $C^2$ , np. wielomianem odpowiedniego rzędu. W rezultacie takiej aproksymacji otrzymuje się dużo gładzszy przebieg drugiej pochodnej i jej dokładne (dotyczy funkcji aproksymującej) miejsce zerowe. Do umieszczonego na Rys. 3.12b odcinka rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  dopasowano wielomian piątego stopnia  $W_5$ . W wyniku dwukrotnego różniczkowania uzyskano wielomian trzeciego rzędu  $W_5''$  aproksymujący i wygładzający rozkład przestrzenny  $B_x''(x)$ .

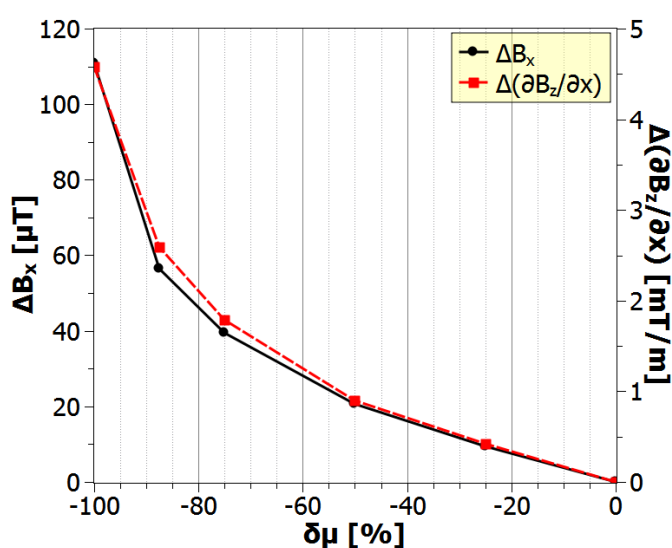


Rys. 3.12. Zestawienie rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  i jego drugiej pochodnej  $B_x''(x)$ , którą obliczono z zastosowaniem: (a) bezpośredniego różniczkowania rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$ , (b) różniczkowania wielomianu  $W_5$  aproksymującego rozkład  $B_x(x)$  na odcinku 90-120 mm

Bazując na zaprezentowanym wyżej sposobie wyznaczania punktów przegięcia rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  zaproponowano procedurę określania wielkości anomalii tego rozkładu w sytuacji dużego wpływu zjawiska demagnetyzacji próbki na ten rozkład. W pierwszej kolejności poszukiwane są ekstrema lokalne rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  i wyznaczana wartość międzyszczytowa anomalii tego rozkładu. W przypadku braku wartości minimalnych należy wyznaczyć miejsca zerowe drugiej pochodnej rozkładu  $B_x(x)$  występujące w obszarze spodziewanych minimów. Wartości rozkładu  $B_x(x_0)$  odpowiadające tym punktom stanowią poziom odniesienia dla określonej amplitudy. W celu uniknięcia niejasności w związku z zamiennym stosowaniem wartości międzyszczytowej i amplitudy

anomalii, w dalszej części tego rozdziału stosowane do obydwu będzie wspólne pojęcie „wielkość anomalii”.

Przedstawioną wyżej procedurę oceny ilościowej rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  zastosowano do określania wielkości anomalii rozkładu  $\partial B_z(x)/\partial x$ . Wyniki opisujące zależności wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  od względnej zmiany przenikalności  $\delta\mu$  zamieszczono na Rys. 3.13. Co jest warte uwagi, jakościowy charakter tej zależności jest taki sam dla  $\Delta B_x$  jak i dla  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ . W obu przypadkach obserwowany jest nieliniowy i monotoniczny wzrost wartości amplitudy wraz ze wzrostem  $|\delta\mu|$ .



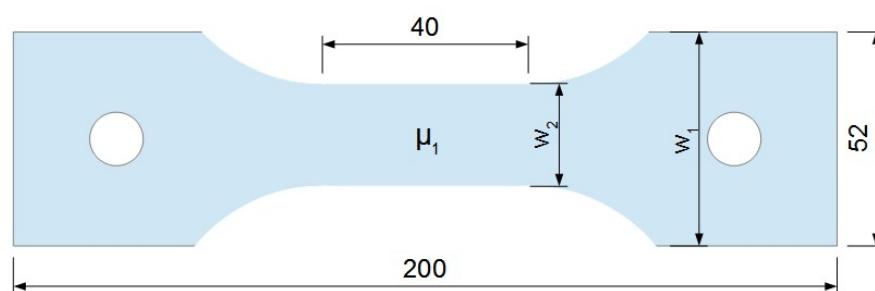
Rys. 3.13. Zależności wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  od  $\delta\mu$

Zależność odwrotna do umieszczonej na Rys. 3.13 może pełnić rolę funkcji kalibracyjnej wiążącej lokalną zmianę przenikalności magnetycznej materiału z wielkością anomalii rozkładu przestrzennego MPR. Monotoniczność jest podstawowym kryterium użyteczności takiej funkcji (zależności) w rozwiązywaniu zagadnienia odwrotnego ( $\Delta B_x$ ,  $\Delta(\partial B_z/\partial x) \rightarrow \delta\mu$ ). Zapewnia to jednoznaczne przyporządkowanie wielkości szukanej ( $\delta\mu$ ) do konkretnej wartości wielkości anomalii ( $\Delta B_x$  lub  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ ). Kolejną pożądaną cechą takiej funkcji kalibracyjnej jest prosta analitycznie postać funkcji ją aproksymującej. Jak już stwierdzono wcześniej, zarówno  $\Delta B_x$  jak i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  zmieniają się w sposób nieliniowy w funkcji  $\delta\mu$ . Często jednak najbardziej interesujący z praktycznego punktu widzenia jest zakres zmienności  $|\delta\mu| = (-75\%, 0\%)$ , gdyż w tym zakresie pod wpływem deformacji plastycznej zmienia się przenikalność magnetyczna typowej stali konstrukcyjnej [92].

Wykresy na Rys. 3.13 pozwalają twierdzić, że w takim zakresie wartości  $\delta\mu$  prezentowane zależności mogą być z dobrym przybliżeniem aproksymowane funkcją liniową.

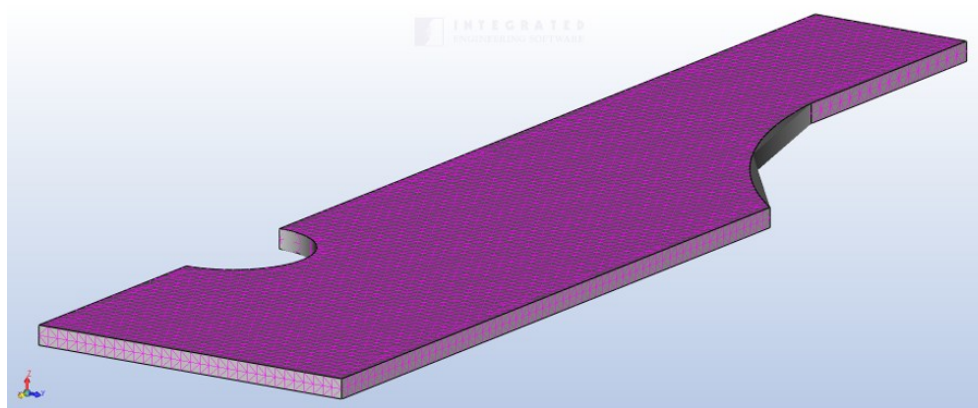
### 3.4.3 Zmiana szerokości próbki

Analogiczną analizę opartą o wyniki symulacji MEB przeprowadzono dla przypadku różnych wartości względnej zmiany szerokości próbki  $\delta w$ . Próbki modelowane na tym etapie badań posiadają geometrię zbliżoną do badanych eksperymentalnie próbek „A”, „C” i „D”. Niezmiennymi parametrami dla każdej z modelowanych próbek są: długość  $L$  obszaru przewężenia równa 40 mm oraz promień krzywizny  $R$  strefy przejściowej wynoszący również 40 mm. Rys. 3.14 ukazuje geometrię symulowanej próbki oraz odpowiadający jej model MEB. Zmienny parametr w tej serii symulacji stanowi szerokość  $w_2$  zwężonego odcinka próbki jak również długość strefy przejściowej. Strefa ta jest tym dłuższa, im większa jest zmiana szerokości  $\delta w$ , co jest konsekwencją zachowywania stałej wartości promienia krzywizny  $R$ .



$$S_i = w_i \cdot 1,5 \text{ mm}$$

$$i = 1, 2$$



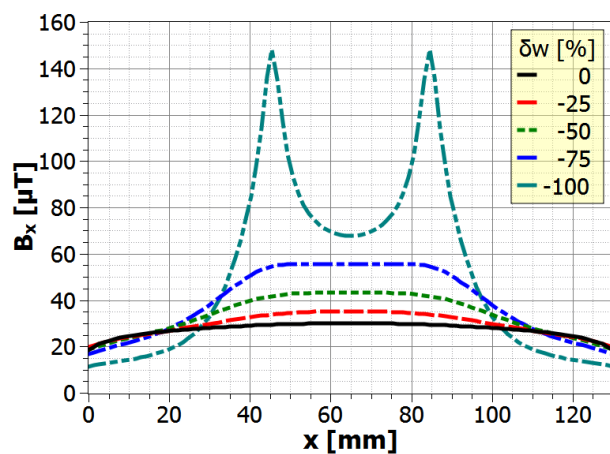
Rys. 3.14. Wymiary i widok izometryczny modelu numerycznego próbki, którą wykorzystano do analizy wpływu zmiany  $\delta w$  na rozkład MPR.

W przedstawionej analizie numerycznej przyjęto stałą dla całej próbki wartość względną przenikalności magnetycznej  $\mu_r$  równą 240. Wartość  $\delta w$  zmieniano w zakresie od 0 do -100%. Uwzględnienie w modelu stopniowego przejścia między obszarami próbki o różnej szerokości pozwoliło na odniesienie otrzymanych rezultatów symulacji do wyników otrzymanych eksperymentalnie dla próbki „A”. Pozostałe kryteria i założenia dotyczące tej serii symulacji są takie same jak w przypadku modelowania MPR dla różnej wielkości  $\delta\mu$ .

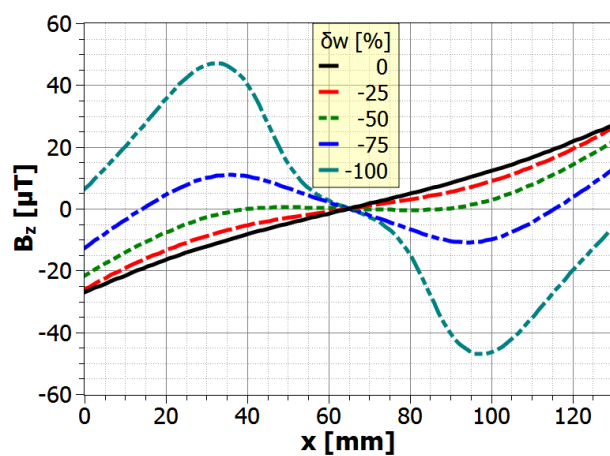
Rys. 3.15 ilustruje wyliczone dla powyższych założeń rozkłady przestrzenne  $B_x(x)$ ,  $B_z(x)$  i  $\partial B_z(x)/\partial x$ . Zakres osi  $x$  jest równy 130 mm. Jest on większy niż w przypadku symulacji dotyczących zmiany przenikalności z uwagi na lokalizację punktów przegięcia w większej odległości od środka próbki, co jest spowodowane występowaniem obszaru przejściowego. Najbardziej charakterystyczną różnicą, występującą między rozkładami przestrzennymi MPR umieszczonymi na Rys. 3.15 a tymi na Rys. 3.11, jest dużo łagodniejsza zmiana wartości rozkładów przestrzennych na granicach anomalii. Łagodny charakter tej zmiany jest związany z występowaniem strefy przejściowej między dwiema szerokościami próbki, widocznej na Rys. 3.14.

Na Rys. 3.16 zaprezentowano zależności wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  od zmiany szerokości próbki  $\delta w$ . Zaobserwować można bardzo duże podobieństwo obu zależności. Ponadto kształt przedstawionych na Rys. 3.16 krzywych jest bardzo zbliżony do kształtu krzywych znajdujących się na Rys. 3.13. Jest to fakt potwierdzający duże podobieństwo między wpływem przewężenia próbki i wpływem lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej na rozkład przestrzenny MPR. W Tabeli 3.3 zebrano i porównano wielkości anomalii  $\Delta B_x$  oraz  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  wyznaczone dla kilku wybranych wartości  $\delta w$  i  $\delta\mu$ . Okazuje się, że wielkości anomalii wyznaczone dla różnych wartości zmiany szerokości  $\delta w$  są zbliżone do tych uzyskanych dla odpowiednich wartości zmiany przenikalności magnetycznej  $\delta\mu$ .

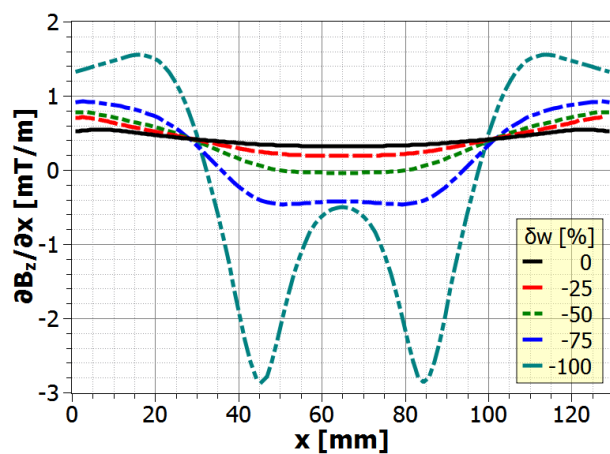
Zestawione ze sobą w Tabeli 3.3 wielkości anomalii  $\Delta B_x$  charakteryzują się mniejszą różnicą względną aniżeli porównywane ze sobą wielkości  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ .



(a)



(b)



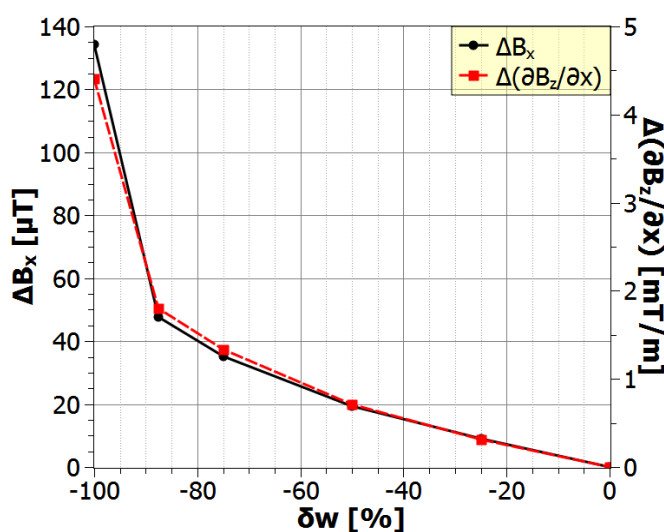
(c)

Rys. 3.15. Wyniki symulacji MEB dla różnych wartości zmiany szerokości próbki  $\delta w$ . Wykresy przedstawiają kolejno rozkłady przestrzenne: (a)  $B_x(x)$ , (b)  $B_z(x)$  oraz (c)  $\partial B_z(x)/\partial x$ .

Tabela 3.3. Porównanie wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  odpowiadających tym samym wartościom  $\delta\mu$  oraz  $\delta w$

$\delta w$ ( $\delta\mu$ ) [%]	-25	-50	-75
$\Delta B_x$ [ $\mu\text{T}$ ]	8,9 (9,0)	18,8 (19,8)	35,0 (38,7)
$\Delta(\partial B_z/\partial x)$ [mT/m]	0,34 (0,39)	0,72* (0,88)	1,33* (1,76)

\*wielkości anomalii obliczone w odniesieniu do punktów przegięcia, które zostały zlokalizowane dla rozkładów przestrzennych pochodzących z mniejszych niż 9 mm odległości od powierzchni próbki (8 mm dla -50% i 6 mm dla -75%)



Rys. 3.16. Zależność wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  od zmiany szerokości próbki  $\delta w$ .

W trakcie wyznaczania wielkości anomalii  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  ujawniono jedno z ograniczeń stosowanej analizy ilościowej rozkładu przestrzennego MPR. Okazuje się, że dla odpowiednio dużej odległości płaszczyzny pomiarowej od powierzchni próbki, zaburzony przez zjawisko demagnetyzacji rozkład przestrzenny  $\partial B_z(x)/\partial x$  może nie wykazywać obecności punktu przegięcia. Omawiana sytuacja dotyczy niektórych rozkładów  $\partial B_z(x)/\partial x$ . Problem nie wystąpił w przypadku analizy rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$ . Określono w przybliżeniu odległości płaszczyzny pomiarowej, powyżej których rozkłady  $\partial B_z(x)/\partial x$  odpowiadające zmianie  $\delta w$  większej co do modułu niż 25% nie posiadają już punktu przegięcia w miejscu oczekiwanego minimum anomalii. Dla dwóch umieszczonych w Tabeli 3.3 wartości  $\delta w$  równych -50% i -75% wspomniane odległości wynoszą odpowiednio 8 mm i 6 mm. W praktyce dąży się do możliwie jak najmniejszej odległości



czujników pola magnetycznego od próbki w celu zapewnienia jak największej wykrywalności anomalii sygnału MPR. Opisywane powyżej zjawisko zaniku punktu przegięcia rozkładu przestrzennego MPR może być dodatkowym argumentem za minimalizacją odległości czujników od powierzchni próbki.

#### 3.4.4 Współwystępowanie dwóch czynników

Dotychczas prezentowane wyniki symulacji potwierdzają słuszność stosowania tego samego podejścia do analizy sygnału MPR rejestrowanego w obecności dwóch rozłącznie występujących rodzajów czynników wpływających na przestrzenny rozkład MPR, jakimi są lokalna zmiana przenikalności magnetycznej i zmiana szerokości próbki.

Można sformułować hipotezę, zgodnie z którą w sytuacji współwystępowania obu rodzajów czynników oszacowana wielkość anomalii danego składnika MPR będzie stanowić sumę wielkości anomalii pochodzących od „odizolowanych” czynników. Aby zweryfikować to przypuszczenie wykonano serię symulacji MEB próbek o zróżnicowanym przewężeniu i różnej zmianie przenikalności magnetycznej jednocześnie.

Przyjęte kryteria modelowania są niezmiennie w stosunku do dotychczas opisywanych serii symulacji. Modelowane na tym etapie próbki posiadają geometrię identyczną jak te wykorzystane w analizie zmiany szerokości  $\delta w$  na rozkład przestrzenny MPR. Jediną wprowadzoną zmianą jest zdefiniowanie w środkowych częściach modelowanych próbek obszaru o długości 50 mm, który charakteryzuje się zmniejszoną przenikalnością magnetyczną. W sumie wykonano dziewięć symulacji dla wszystkich kombinacji  $\delta\mu$  i  $\delta w$  przyjmujących wartości -25%, -50% oraz -75%.

Tak uzyskane wielkości anomalii  $\Delta B_x$  umieszczono w Tabeli 3.4. Dla porównania, w nawiasach zamieszczone zostały sumy wielkości anomalii pochodzących od odizolowanych efektów (obliczone na podstawie zawartości Tabeli 3.3). W analogiczny sposób przedstawiono, odpowiadające dziewięciu kombinacjom wartości  $\delta\mu$  i  $\delta w$ , wielkości anomalii  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ . Łatwo zauważyć, że zarówno w przypadku  $\Delta B_x$  jak i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ , suma wielkości anomalii wyznaczonych dla odizolowanych czynników jest nieco większa aniżeli wielkość anomalii odpowiadająca współwystępowaniu obu czynników. Niemniej jednak obie te wielkości są do siebie zbliżone.

Fakt ten niesie ze sobą ważne konsekwencje praktyczne. Załóżmy, iż dysponujemy zależnościami kalibracyjnymi dla dwóch rozważanych czynników. Możliwe jest więc rozwiązanie zagadnienia odwrotnego dla każdego z nich w formie odseparowanej. Rozważmy



sytuację, w której badany metodą MPR jest obiekt charakteryzujący się redukcją szerokości  $\delta w$  o znanej wartości a mierzona wielkość anomalii rozkładu przestrzennego MPR znacząco przekracza wartość, która odpowiada charakterystyce kalibracyjnej przy danej zmianie  $\delta w$ . Sugeruje to, że w obszarze o zmniejszonej szerokości występuje dodatkowe źródło rozpraszania strumienia magnetycznego w postaci innego rodzaju czynnika, w domyśle – lokalna zmiana przenikalności magnetycznej  $\delta\mu$ . Wyodrębnienie wkładu, jaki  $\delta\mu$  wnosi do wielkości anomalii jest możliwe poprzez proste obliczenie różnicy między rejestrowaną wielkością anomalii a wielkością anomalii oszacowaną na podstawie krzywej kalibracyjnej  $\delta w(\Delta B_x)$  lub  $\delta w(\Delta(\partial B_z/\partial x))$ . Należy jednak mieć na uwadze, że takie oszacowanie zmiany  $\delta\mu$  jest obciążone określonym błędem systematycznym.

Tabela 3.4. Porównanie wielkości anomalii  $\Delta B_x$  (wyrażonej w  $\mu\text{T}$ ), otrzymanej dla próbek reprezentujących efekt współwystępowania zmiany szerokości próbki  $\delta w$  i przenikalności magnetycznej  $\delta\mu$ , z sumą wielkości anomalii pochodzących od odizolowanych efektów (umieszczoną w nawiasach).

$\delta\mu \setminus \delta w$ [%]	-25	-50	-75
-25	16,4 (17,9)	26,8 (27,8)	42,7 (44,0)
-50	27,4 (28,7)	37,6 (38,6)	53,0 (54,8)
-75	45,6 (47,6)	55,4 (57,5)	69,0 (73,7)

Tabela 3.5. Porównanie wielkości anomalii  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  (wyrażonej w  $\text{mT/m}$ ) otrzymanej dla próbek reprezentujących efekt współwystępowania zmiany szerokości próbki  $\delta w$  i przenikalności magnetycznej  $\delta\mu$ , z sumą wielkości anomalii pochodzących od odizolowanych efektów (umieszczoną w nawiasach).

$\delta\mu \setminus \delta w$ [%]	-25	-50	-75
-25	0,59 (0,73)	1,01 (1,11)	1,67 (1,72)
-50	1,09 (1,12)	1,48 (1,60)	2,15 (2,21)
-75	2,01 (2,10)	2,40 (2,48)	2,93 (3,09)

Aby sprawdzić z jak dużym błędem wiąże się oszacowanie zmiany  $\delta\mu$  na drodze przedstawionej powyżej procedury, sporządzono krzywe kalibracyjne z wykorzystaniem danych zawartych w Tabeli. 3.3 i na ich podstawie wyliczono zmiany  $\delta\mu$ . Wartości błędu takiego oszacowania  $\delta\mu$  na podstawie wielkości anomalii  $\Delta B_x$  dla każdej z dziewięciu rozpatrywanych kombinacji zmian  $\delta\mu$  i  $\delta w$  podano w Tabeli. 3.6. Jak można zauważyć,



w każdym przypadku występowanie błędu skutkuje „niedoszacowaniem” bezwzględnej wartości zmiany  $|\delta\mu|$ . Wartości błędu obejmują zakres 2,1–6,6 p.p. (punktów procentowych). Względna wartość błędu jest stosunkowo duża w stosunku do wartości rzeczywistej dla zmiany  $\delta\mu$  równej -25%. Zauważmy jednak, że wraz ze wzrostem bezwzględnej wartości zmiany  $|\delta\mu|$  błąd oszacowania staje się względnie coraz mniejszy.

W Tabeli. 3.7 umieszczono, w sposób analogiczny do zawartości Tabeli. 3.6, wielkości błędu oszacowania  $\delta\mu$  przeprowadzonego na podstawie analizy wielkości anomalii  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ . Zakres wartości jakie przyjmuje błąd jest w tym przypadku większy i wynosi od 1,2 do 9,9 p.p. Podobnie jednak jak dla wyników znajdujących się w Tabeli. 3.6, również dla wyników umieszczonych w Tabeli. 3.7 obserwowany jest ogólny spadek względnej wartości błędu oszacowania wraz ze wzrostem  $|\delta\mu|$ . Oznacza to, że wraz ze wzrostem wartości  $|\delta\mu|$  rośnie dokładność jej ilościowej oceny. W związku z tym opisywana metoda określania lokalnej zmiany  $\delta\mu$  może znaleźć zastosowanie szczególnie tam, gdzie konieczna jest szybka ocena stanu mikrostruktury i naprężeń (który rzutuje na wartość przenikalności  $\mu$ ) w miejscach, w których konstrukcja stalowa jest potencjalnie najbardziej narażona na nadmierne naprężenia, czyli np. w miejscach przewężeń.

Tabela 3.6. Błąd oszacowania procentowej zmiany przenikalności magnetycznej  $\delta\mu$  w przypadku współwystępowania zmian  $\delta\mu$  i  $\delta w$ . Oszacowania dokonano na podstawie wielkości anomalii  $\Delta B_x$ . Wartość błędu została wyrażona w punktach procentowych.

$\delta\mu \setminus \delta w$ [%]	-25	-50	-75
-25	+5,1	+3,9	+4,6
-50	+5,6	+5,0	+6,6
-75	+2,1	+2,2	+5,4

Tabela 3.7. Błąd oszacowania procentowej zmiany przenikalności magnetycznej  $\delta\mu$  w przypadku współwystępowania zmian  $\delta\mu$  i  $\delta w$ . Oszacowania dokonano na podstawie wielkości anomalii  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ . Wartość błędu została wyrażona w punktach procentowych.

$\delta\mu \setminus \delta w$ [%]	-25	-50	-75
-25	+9,9	+7,6	+4,8
-50	+8,9	+8,5	+5,8
-75	+1,5	+1,2	+3,2

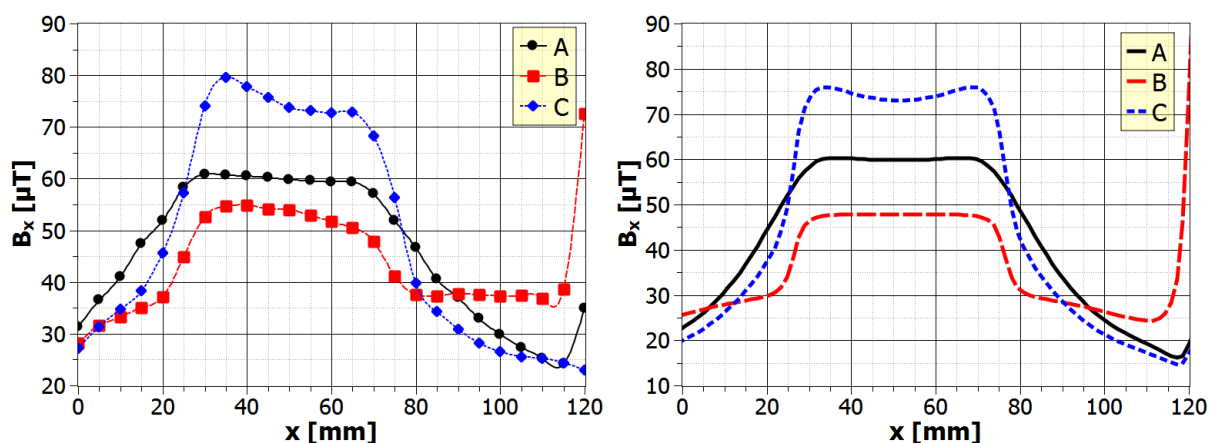
### 3.5 Porównanie wyników eksperymentu z wynikami analizy numerycznej

W poprzednich częściach tego rozdziału opisano, bazującą na wynikach symulacji, metodykę analizowania rozkładu przestrzennego MPR w przypadku próbki magnesowanej zewnętrznym polem magnetycznym. W oparciu o opisaną metodykę przeprowadzono również analizę wyników eksperymentalnych dotyczących próbek „A”, „B” i „C”. Wykonano dodatkowe symulacje z użyciem MEB, które odwzorowują te trzy przypadki. Założenia i kryteria stosowane w trakcie prowadzenia tych symulacji są niezmiennie w stosunku do wcześniej prezentowanego modelowania.

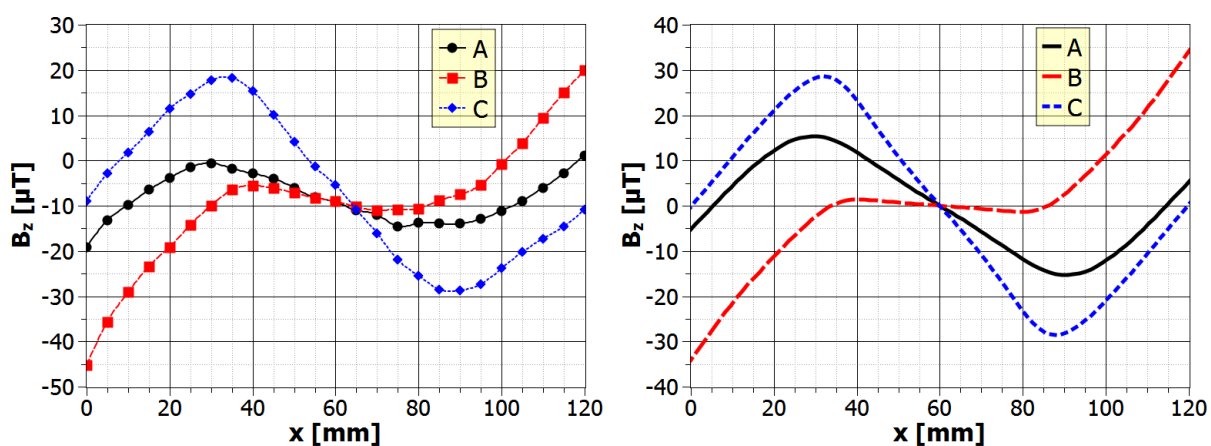
Na Rys. 3.17 umieszczono na sąsiadujących ze sobą wykresach odpowiednie składniki sygnału MPR –  $B_x$ ,  $B_z$  i  $\partial B_z/\partial x$  – otrzymane na drodze eksperymentu i symulacji. Już na pierwszy rzut oka można stwierdzić, że rezultaty symulacji kontrastują z doświadczalnymi poprzez swoją idealną symetrię lustrzaną i dużą gładkość. Nie zmienia to jednak faktu, że poziom składowej indukcji  $B_x$  w środkowej części każdej z modelowanych próbek pokrywa się z poziomem otrzymanym dla wyników eksperymentalnych (Rys. 3.17a). Świadczy to o poprawnym doborze parametrów fizycznych dla tej części próbek. Jednakże dla celów uzyskania porównywalnej wielkości anomalii rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  konieczna jest również korelacja rozkładów przestrzennych na obu końcach próbek. W tym przypadku pojawiają się niekiedy znaczące ilościowe różnice, którym dodatkowo towarzyszy asymetria doświadczalnego rozkładu. Zwiększa to niepewność tak wyznaczonej wielkości anomalii dla eksperymentalnego rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$ .

Także w przypadku rozkładów przestrzennych  $B_z(x)$  dostrzec można pewne rozbieżności między eksperymentem a symulacją. Podstawowa różnica polega na występowaniu w eksperymencie tła o wartości indukcji wynoszącej  $-10 \mu\text{T}$ . Jego źródłem jest ziemskie pole magnetyczne a konkretniej jego rzut na kierunek osi  $z$ . Obecność tegoż tła objawia się swoistym przesunięciem rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$  o  $-10 \mu\text{T}$ , co jest widoczne na Rys. 3.17b. Nie ma ono jednak wpływu na rozkład przestrzenny  $\partial B_z(x)/\partial x$ , dla którego wyznaczana jest wielkość anomalii, gdyż przesunięcie to jest zerowane przez operację różniczkowania. Należy jednak wskazać na niewielką różnicę występującą między rozkładem przestrzennym  $B_z(x)$  dla próbki „A” a tym otrzymanym dla jej symulacyjnego odpowiednika. Jak można zaobserwować na Rys. 3.17c, przekłada się ona na niewielką rozbieżność między odpowiednimi rozkładami przestrzennymi  $\partial B_z(x)/\partial x$ .

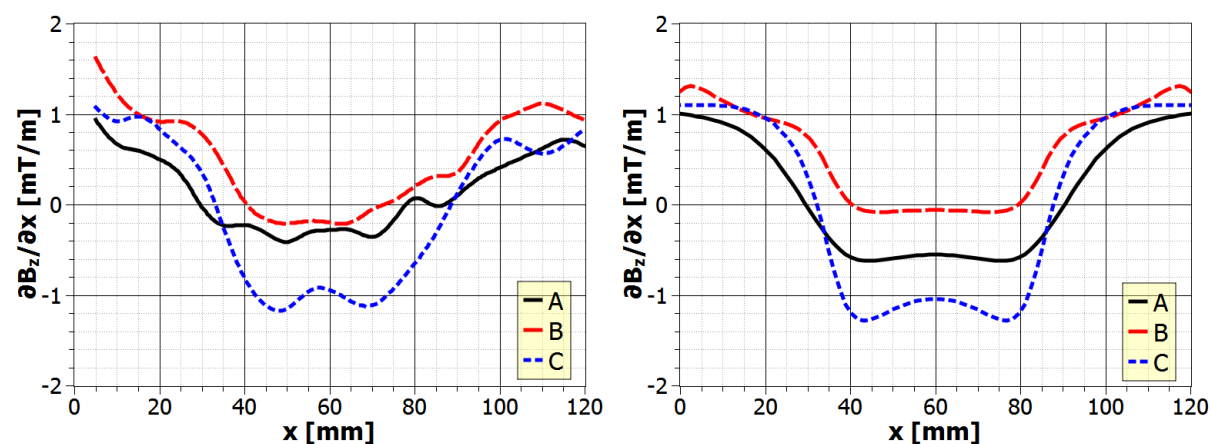




(a)



(b)



(c)

Rys. 3.17. Porównanie eksperymentalnych rozkładów przestrzennych MPR z odpowiadającymi im rezultatami modelowania MEB. Na wykresach po lewej stronie znajdują się wyniki eksperymentu, po prawej zaś symulacji: (a)  $B_x(x)$ , (b)  $B_z(x)$ , (c)  $\partial B_z(x)/\partial x$ .

### 3.5.1 Analiza ilościowa eksperymentalnych rozkładów przestrzennych MPR

Aby w sposób formalny i ilościowy porównać ze sobą prezentowane wyniki, skorzystano z opisywanej w poprzednich częściach rozdziału metodyki wyznaczania wielkości anomalii rozkładów przestrzennych MPR a rezultaty umieszczono w Tabeli 3.8. W sąsiadujących ze sobą kolumnach zestawiono w niej odpowiadające sobie wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ . Zestawienie dotyczy trzech próbek: „A”, „B” i „C”.

Niepewność, podawana dla wielkości anomalii  $\Delta B_x$  określonych na podstawie eksperymentalnych rozkładów MPR, jest sumą niepewności samego pomiaru, która wynosi  $0,5 \mu\text{T}$  oraz niepewności wyznaczenia poziomu odniesienia dla wielkości anomalii. Z uwagi na fakt, iż wielkość anomalii jest określana jako różnica dwóch wartości obarczonych niepewnością  $0,5 \mu\text{T}$ , ostateczny wkład niepewności pochodzącej z tego źródła wynosi  $1 \mu\text{T}$ . W przypadku  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  wkład ten wynosi  $0,2 \text{ mT/m}$ . Pozostała część niepewności  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  jest związana z asymetrią rozkładów przestrzennych i wynikającą z tego koniecznością uśrednienia poziomu odniesienia wyznaczonego dla obu końców próbki. Dodatkowo uwzględniona została niepewność związana z występowaniem punktów przegięcia w obszarze pomiędzy punktami pomiarowymi. Udział tego rodzaju niepewności został określony jako połowa różnicy między wartościami odpowiadającymi najbliższym punktom pomiarowym. Obliczone w ten sposób niepewności względne są znaczące i sięgają nawet 16% dla  $\Delta B_x$  oraz 34% dla  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ . Należy je jednak traktować jako niepewności maksymalne. Posługując się nomenklaturą statystyczną można powiedzieć, że zostały one wyliczone przy niskim poziomie ufności (choć formalnie określenie to stosuje się do niepewności standardowej nie zaś systematycznej).

Niepewności wyników numerycznych, zamieszczonych w Tabeli 3.8, zostały określone na podstawie niepewności względnej parametrów wejściowych modelu a konkretniej niepewności pomiaru przenikalności magnetycznej  $\mu$ , która wynosi 13%. Założono, iż niepewność ta w sposób bezpośredni przekłada się na niepewność wyznaczonej numerycznie wartości indukcji pola magnetycznego  $B$ .

Wyniki umieszczone w Tabeli 3.8 pokazują, iż w przypadku próbek „A” i „C” wartości średnie wielkości anomalii otrzymanych eksperymentalnie i tych otrzymanych na drodze symulacji są zdecydowanie różne. W przypadku tych próbek wielkości anomalii są większe dla wyników symulacyjnych aniżeli dla eksperymentalnych. Może być to nieco zaskakujące zważywszy na wskazywaną wcześniej korelację poziomów indukcji  $B_x$



i gradientu  $\partial B_z / \partial x$  w środkowych obszarach próbek „A” i „C”. Prawdopodobną przyczyną takiego stanu rzeczy jest inna od przyjmowanej w symulacjach rzeczywista wartość  $\mu$  w uchwytach modelowanych próbek „A” i „C”. Należy pamiętać o tym, iż wyznaczana na potrzeby symulacji MEB wartość  $\mu$  była ze względów technicznych określana jedynie dla środkowych części próbek. Nawinięcie uzwojenia detekcyjnego i magnesującego na uchwyt próbki oraz zamknięcie obwodu magnetycznego przy pomocy jarzma było z technicznego punktu widzenia niemożliwe ze względu na obecność okrągłych otworów w uchwytach próbek „A” i „C”. Za wartość  $\mu$  w uchwytach modelowanych próbek „A” i „C” przyjęto wartość odpowiadającą środkowej części próbki „A”.

Wyznaczone numerycznie wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z / \partial x)$  dla próbki „A” nie mieszczą się w zakresie błędów odpowiednich wielkości anomalii wyznaczonych doświadczalnie. Natomiast w przypadku próbki „B”, dla której w sposób bezpośredni zmierzono  $\mu$  zarówno w części środkowej jak i zewnętrznej, uzyskano bardzo dobre ilościowe dopasowanie wyników symulacji i eksperymentu. W przypadku próbki „C”, podobnie jak dla próbki „A”, zaobserwować można rozbieżność między wartościami średnimi  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z / \partial x)$  pochodzącymi z eksperymentu a tymi wyznaczonymi na drodze symulacji MEB. Jakkolwiek dla próbki tej zakresy błędów wielkości anomalii pochodzących z tych dwóch różnych źródeł pokrywają się wzajemnie.

Analiza porównawcza rezultatów umieszczonych w Tabeli 3.8 wskazuje na niezwykle istotny aspekt prowadzenia symulacji magnetostatycznych mających na celu odwzorowywanie układu rzeczywistego, jakim są wstępne pomiary właściwości magnetycznych we wspomnianym układzie. Właściwości te stanowią parametry wejściowe symulacji i decydują o dokładności takiego odwzorowania. Przyjęte w tym względzie uproszczenia i założenia o jednorodności właściwości w określonym obszarze układu są bardzo często nieuniknione i, jak pokazano, w pewnych przypadkach mogą prowadzić do rozbieżności wyników pochodzących z modelowania i układu rzeczywistego. Niemniej jednak uzyskana dla próbek „B” i „C” korelacja ilościowa wskazuje na zasadność przyjętych założeń symulacji, które polegały na przyjęciu stałej wartości przenikalności magnetycznej  $\mu$  oraz na zastosowaniu MEB jako metody obliczeniowej.

Tabela 3.8. Porównanie otrzymanych eksperymentalnie dla próbek „A”, „B” i „C” wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  z wynikami analizy MEB

próbka	$\Delta B_x$ [ $\mu\text{T}$ ]		$\Delta(\partial B_z/\partial x)$ [mT/m]	
	eksperyment	symulacja	eksperyment	symulacja
A	32,2±2,3	41,0±5,4	0,91±0,31	1,61±0,21
B	19,6±3,1	19,2±2,4	1,16±0,26	1,01±0,14
C	49,6±5,7	58,5±7,6	2,00±0,33	2,38±0,31

Zaprezentowane w tej części pracy wyniki pokazują, że metody numeryczne takie jak MEB są bardzo pomocnym narzędziem umożliwiającym szybką parametryczną analizę sygnału MPR. Jednakże obserwowane rozbieżności, pojawiające się przy próbie odwzorowania rezultatów eksperymentu, sugerują zachowywanie dużej dozy ostrożności w wypadku chęci bezpośredniego tworzenia krzywych kalibracyjnych na podstawie wyników symulacji. W tej kwestii bezkompromisowo najlepszym rozwiązaniem jest kalibracja oparta na aproksymacji danych doświadczalnych.

### 3.5.2 Ilościowa ocena lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej

Wykorzystując wyniki umieszczone w Tabeli 3.8 dokonano oszacowania wartości zmiany  $\delta\mu$  dla próbki „C” na podstawie znajomości wielkości anomalii  $\Delta B_x$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ . W pierwszej kolejności obliczono różnicę pomiędzy odpowiednimi wielkościami anomalii wyznaczonymi dla próbki „C” a tymi dla próbki „A”. Następnie odpowiednią wartość tej różnicy podstawiono do zależności kalibracyjnej  $\delta\mu(\Delta B_x)$  lub  $\delta\mu(\Delta(\partial B_z/\partial x))$ , którą uzyskano na drodze symulacji MEB. W rezultacie otrzymano dwie szacunkowe wartości  $\delta\mu$ : jedną wyliczoną na podstawie analizy rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$ , drugą zaś na podstawie analizy rozkładu przestrzennego  $\partial B_z(x)/\partial x$ . Obliczone w ten sposób wartości  $\delta\mu$  umieszczono w Tabeli 3.9.

Tabela 3.9. Oszacowane wartości zmiany  $\delta\mu$  w środkowej części próbki „C”

	$\Delta B_x$ [ $\mu\text{T}$ ]	$\Delta(\partial B_z/\partial x)$ [mT/m]
Różnica między próbkami „A” i „C”	17,4±8	1,09±0,64
$\delta\mu$ [%]	-43±17	-57±24

Zauważmy, że uzyskane wartości  $\delta\mu$  są zbliżone do wartości rzeczywistej  $\delta\mu = -50,0\pm 13\%$ . Co ciekawsze średnia arytmetyczna obu wartości zmiany  $\delta\mu$  również jest





równa wartości rzeczywistej. Widać więc, iż zestawienie oszacowań zmiany  $\delta\mu$  uzyskanych na podstawie informacji pochodzącej z kilku źródeł zwiększa wiarygodność tak otrzymanego wyniku.

Zaproponowana metoda analizy rozkładu przestrzennego MPR, któremu towarzyszy duża dynamika poziomu tła (ze względu na zjawisko demagnetyzacji próbki), pozwala na ilościową ocenę czynnika stanowiącego źródło anomalii rozkładu przestrzennego MPR, w szczególności zaś lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej  $\delta\mu$ . Dotyczy to anomalii MPR pochodzących od jednego rodzaju czynnika.

W przypadku współwystępowania dwóch rodzajów czynników, które w taki sam sposób ujawniają swoją obecność w postaci anomalii rozkładu przestrzennego MPR, wspomniana metoda pozwala także na separację wkładu pochodzącego od każdego z tych czynników oraz na rozwiązanie zagadnienia odwrotnego dla jednego z nich. Pokazano, iż możliwe jest oszacowanie zmiany przenikalności  $\delta\mu$  w przypadku dysponowania: wynikami pomiarów rozkładu przestrzennego MPR z miejsca występowania zmiany  $\delta\mu$  i MPR z lokalizacji referencyjnej, krzywymi kalibracyjnymi  $\delta\mu(\Delta B_x)$  oraz  $\delta\mu(\Delta(\partial B_z/\partial x))$ .

Praktyczna implementacja przedstawionej procedury rozwiązywania zagadnienia odwrotnego dla nieznannej wartości lokalnej zmiany  $\delta\mu$ , poza wyżej wymienionymi informacjami, może dodatkowo wymagać wstępnego rozmagnesowania badanego elementu w celu usunięcia namagnesowania resztkowego. Występowanie takiego namagnesowania uniemożliwiłoby odniesienie wyników pomiarów do krzywych kalibracyjnych, które są wyznaczane przy założeniu jednoznacznej zależności krzywej magnesowania  $B(H)$ . Podobnie jak w przeprowadzonym eksperymencie, tak też w warunkach pomiarów przemysłowych konieczne jest odniesienie rozkładu przestrzennego MPR pochodzącego z miejsca konstrukcji, w którym podejrzewamy występowanie zmiany  $\delta\mu$ , do rozkładu pochodzącego z miejsca o podobnej geometrii. Wskazuje to na szczególny potencjał proponowanej metody do badania stanu technicznego konstrukcji o budowie modułowej czyli składającej się z wielu elementów o jednakowej geometrii.

Określenie wartości lokalnej zmiany  $\delta\mu$  jest jedynie pierwszym krokiem w ocenie stanu technicznego badanej konstrukcji. Jak wspomniano wcześniej, zmiana  $\delta\mu$  może być rezultatem splotu wielu czynników wiążących stan mikrostruktury materiału z właściwościami magnetycznymi. Tak jak w rozpatrywanym tu przypadku czynnikiem powodującym zmianę  $\delta\mu$  może być deformacja plastyczna.

Konieczne są dalsze badania dotyczące innych próbek magnesowanych przy pomocy zewnętrznego pola magnetycznego, które pozwoliłyby sformułować uogólnione wnioski na temat zaprezentowanej formy analizy ilościowej sygnału MPR. Ponadto dokładność analizy danych eksperymentalnych mogłaby zostać zwiększona poprzez zmniejszenie kroku pomiarowego oraz zastosowanie filtrów analogowych zmniejszających szum będący źródłem niepewności pomiarowej.

## 4 MAGNESOWANIE ZA POMOCĄ RUCHOMEJ MAGNEŚNICY

---

W rozdziale tym zamieszczona została analiza sygnału MPR pochodzącego od próbki magnesowanej przez ruchome źródło pola magnetycznego, które tworzy wraz z próbką zamknięty (w znacznym stopniu) obwód magnetyczny. W takich warunkach pomiarowych dochodzi do indukowania prądów wirowych w próbce.

W rozdziale 3 skupiono się na wyzwaniach dotyczących interpretacji pomiarów MPR w przypadku magnesowania próbki zewnętrznym polem magnetycznym. Okazuje się, że stosowanie do tego celu magneśnicy, co jest charakterystyczne dla metodyki MFL, również niesie ze sobą pojawianie się zjawiska utrudniającego ilościową analizę anomalii rozkładu przestrzennego MPR. Zjawiskiem tym jest indukowanie się prądów wirowych we wnętrzu ferromagnetyka magnesowanego przez ruchome źródło strumienia indukcji magnetycznej.

Przedstawiony został wpływ głębokości wady, lokalizacji wady względem powierzchni badanej oraz lokalizacji czujników względem magneśnicy na zależność rozkładu przestrzennego MPR od prędkości. Dodatkowo zaproponowany został sposób kompensacji uzyskiwanego sygnału MPR, pozwalający odtworzyć w sposób częściowy jego postać quasi-stacjonarną.

### 4.1 Opis doświadczenia

Układ pomiarowy wykorzystany do zbadania wpływu prądów wirowych na MPR ma budowę modułową. Na potrzeby wykonanego eksperymentu układ został złożony z trzech równoległe połączonych ze sobą modułów. Moduł zawiera układ magnesujący oraz układ mierzący MPR. Układ magnesujący zbudowany jest z jarzma magnesującego, które jest odpowiednio obudowane i wyposażone w kółka poliamidowe umożliwiające jego ruch. Schemat budowy i wymiary pojedynczego modułu zamieszczono na Rys. 4.2. Samo jarzmo składa się z dwóch magnesów neodymowych o wymiarach 50x50x25 mm każdy, połączonych ze sobą zwrorą magnetyczną. Zwroty wektorów magnetyzacji magnesów są antyrównoległe, dzięki czemu po przyłożeniu magneśnicy do materiału ferromagnetycznego powstaje zamknięty obwód magnetyczny. Obudowa modułu wykonana jest w głównej mierze z materiałów niemagnetycznych, takich jak stal austenityczna i mosiądz, w celu zminimalizowania rozproszenia (wycieku) strumienia indukcji magnetycznej.



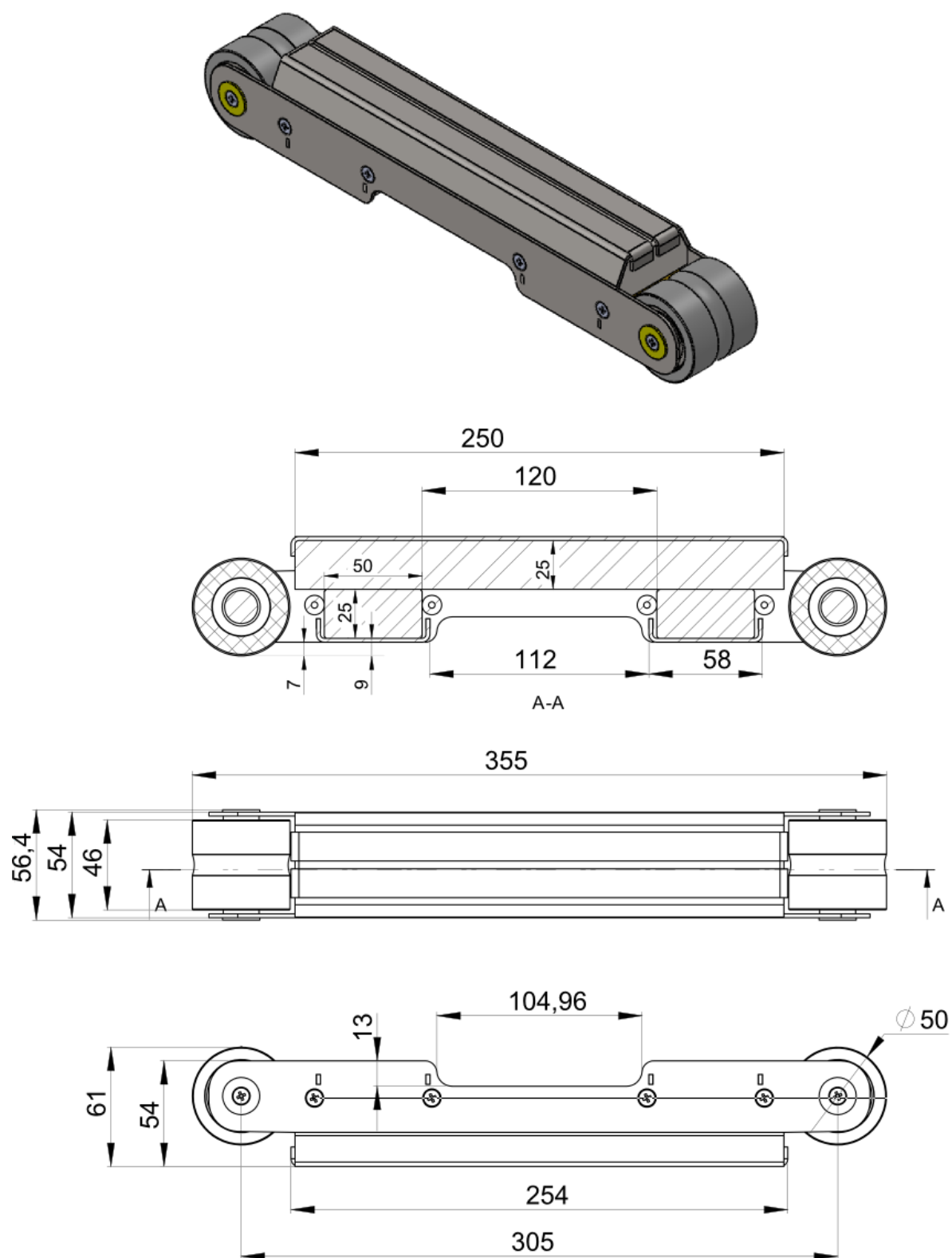
Pod modułami umieszczone zostały wykonane z poliaktydu (PLA) ślizgi, które zawierają układ czujników Halla o czułości pomiarowej 50 mV/mT. Z ich wykorzystaniem mierzone były trzy wielkości: składowa indukcji równoległa do kierunku ruchu,  $B_x$ , składowa indukcji normalna do powierzchni próbki,  $B_z$ , gradient składowej normalnej,  $\partial B_z / \partial x$ . Ostatnia wielkość, w przeciwieństwie do rezultatów prezentowanych w rozdziale 3, nie jest tu obliczana jako iloraz różnicowy wyników pomiaru indukcji  $B_z$ , lecz jest mierzona w sposób bezpośredni jako różnica wskazań dwóch hallotronów odległych od siebie o 5 mm.

Informacja o prędkości chwilowej układu, istotna z punktu widzenia analizy generowanych w trakcie pomiaru prądów wirowych, jest uzyskiwana za pośrednictwem enkodera cyfrowego (drogomierza), sprzęgniętego z jednym z kółek tocznych układu magnesującego. Sygnał napięciowy z enkodera rejestrowany jest równoległe z sygnałami napięciowymi z hallotronów przez ten sam układ akwizycji danych.

Źródło analizowanych anomalii rozkładu przestrzennego MPR stanowiły cztery prostopadłościennymi ubytki (wady) przypowierzchniowe o głębokościach  $h = 2, 4, 6$  i  $8$  mm wytworzone mechanicznie w płycie wzorcowej o grubości  $H = 10$  mm, która została wykonana ze stali 18G2A (odpowiednik S355J2). Pozostałe wymiary wad jak i wymiary samej płyty przedstawiono na Rys. 4.1.

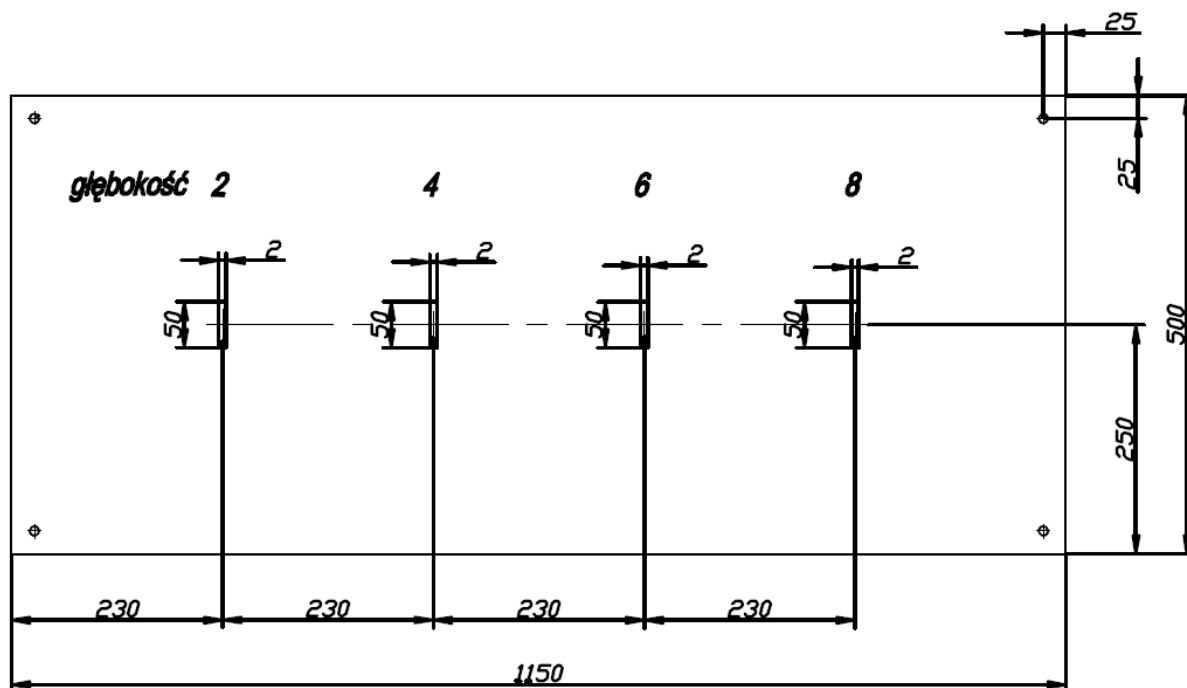
Pojedynczy cykl pomiarowy polegał na przejechaniu układem magnesująco-pomiarowym wzdłuż linii łączącej wszystkie wady. Środkowy moduł i linia pomiarowa leżały w osi symetrii wad. Pomiary były wykonywane z różnymi prędkościami, w ogólności niejednostajnymi, które zostały określone *a posteriori* na podstawie analizy sygnału z enkodera.

Pomiary przeprowadzone zostały dla sytuacji, gdy wady znajdowały się na powierzchni przejazdu (po tej samej stronie co czujniki) oraz po odwróceniu płyty, gdy wady znajdowały się na przeciwległej jej powierzchni. Zgodnie z nomenklaturą stosowaną przez Jilesa [23], w pierwszym przypadku wady te będziemy nazywać zewnętrznymi (powierzchniowymi), w drugim zaś wewnętrznymi (podpowierzchniowymi).



Rys. 4.2. Wymiary pojedynczego modułu układu magnesującego

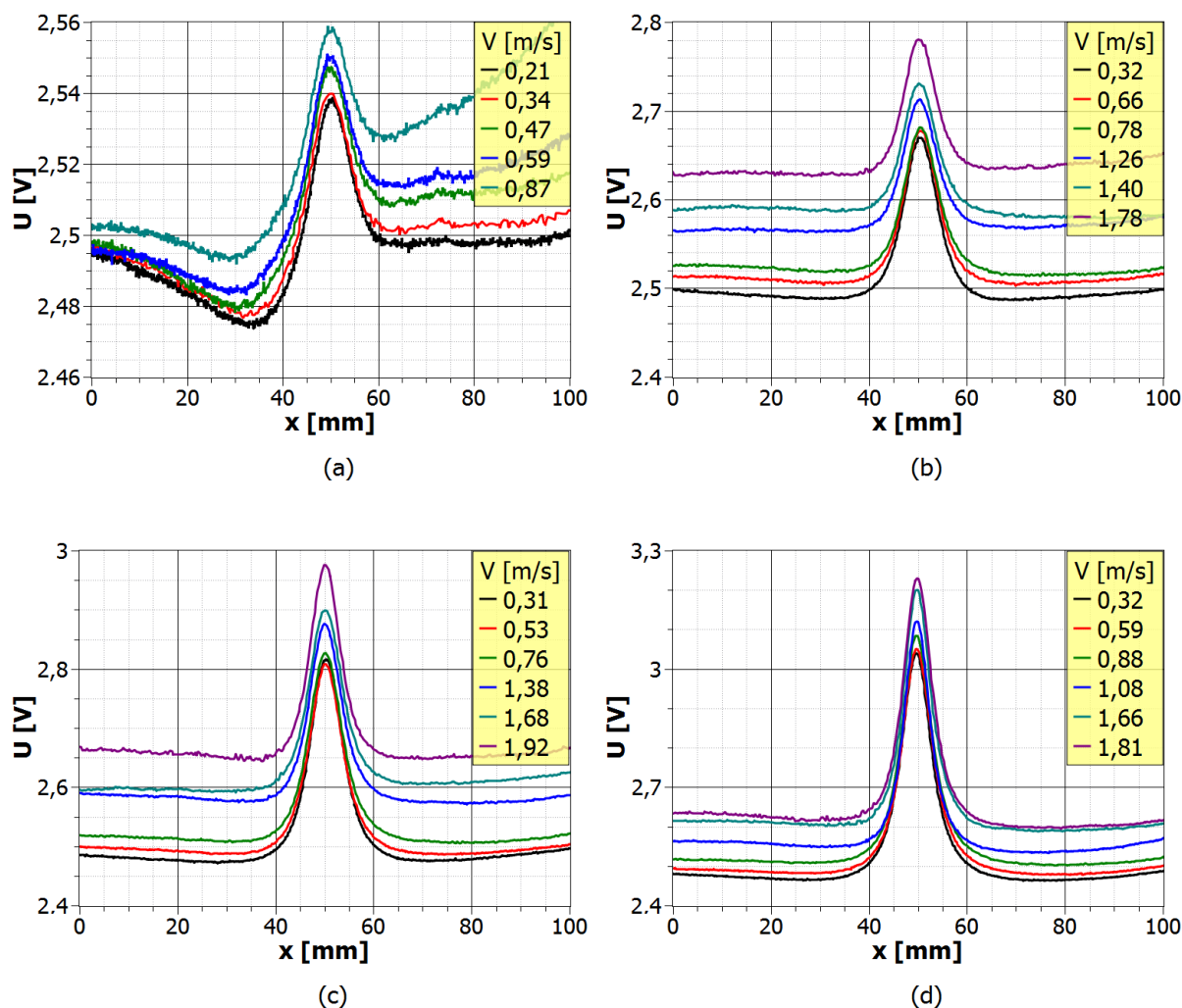
Zbadana została zmienność wielkości anomalii rozkładu przestrzennego MPR w funkcji głębokości wady, jej lokalizacji względem skanowanej powierzchni oraz prędkości układu magnesującego.



Rys. 4.1. Rysunek wykonawczy płyty wzorcowej

## 4.2 Rozkłady przestrzenne MPR dla wad zewnętrznych

Przeprowadzona została seria przejazdów magneśnicy po płycie wzorcowej ze zróżnicowanymi prędkościami. W pierwszej kolejności wykonano pomiary na powierzchni płyty, po której znajdują się wady. Na potrzeby prezentacji wyników ograniczono się do przedstawienia rozkładów przestrzennych MPR, które zmierzone zostały przez tor pomiarowy znajdujący się na osi symetrii występujących w płycie wad. Rozkład przestrzenny MPR, zarejestrowany pierwotnie w dziedzinie czasu, został przekształcony do postaci zależnej od położenia na podstawie zależności czasowej sygnału enkodera.



Rys. 4.3. Rozkłady przestrzenne  $B_x(x)$  zarejestrowane dla różnych prędkości i odpowiadające wadom o głębokościach względnych: (a) 20%, (b) 40%, (c) 60%, (d) 80%

Na Rys. 4.3 przedstawiono rozkłady przestrzenne  $B_x(x)$ , które zostały pogrupowane na czterech wykresach, z których każdy odpowiada innej głębokości względnej wady. Ze względu na bardzo zbliżoną wartość prędkości w przypadku części otrzymanych rozkładów przestrzennych, na Rys. 4.3 umieszczono tylko część z nich w celu zwiększenia czytelności wykresów. Dla poszczególnych sygnałów podana została średnia prędkość układu magnesującego na odcinku 100 mm, którego centrum znajduje się nad geometrycznym środkiem wady. Wartości na osi rzędnych wyrażone zostały w jednostkach napięcia generowanego w czujnikach Halla, przy czym poziom 2,5 V stanowi odniesienie dla mierzonego sygnału.

Stopniowa zmiana skali pionowej, obecnych na Rys. 4.3 wykresów (a)–(d), wskazuje na zdecydowany wzrost wartości międzyszczytowej anomalii rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$ ,

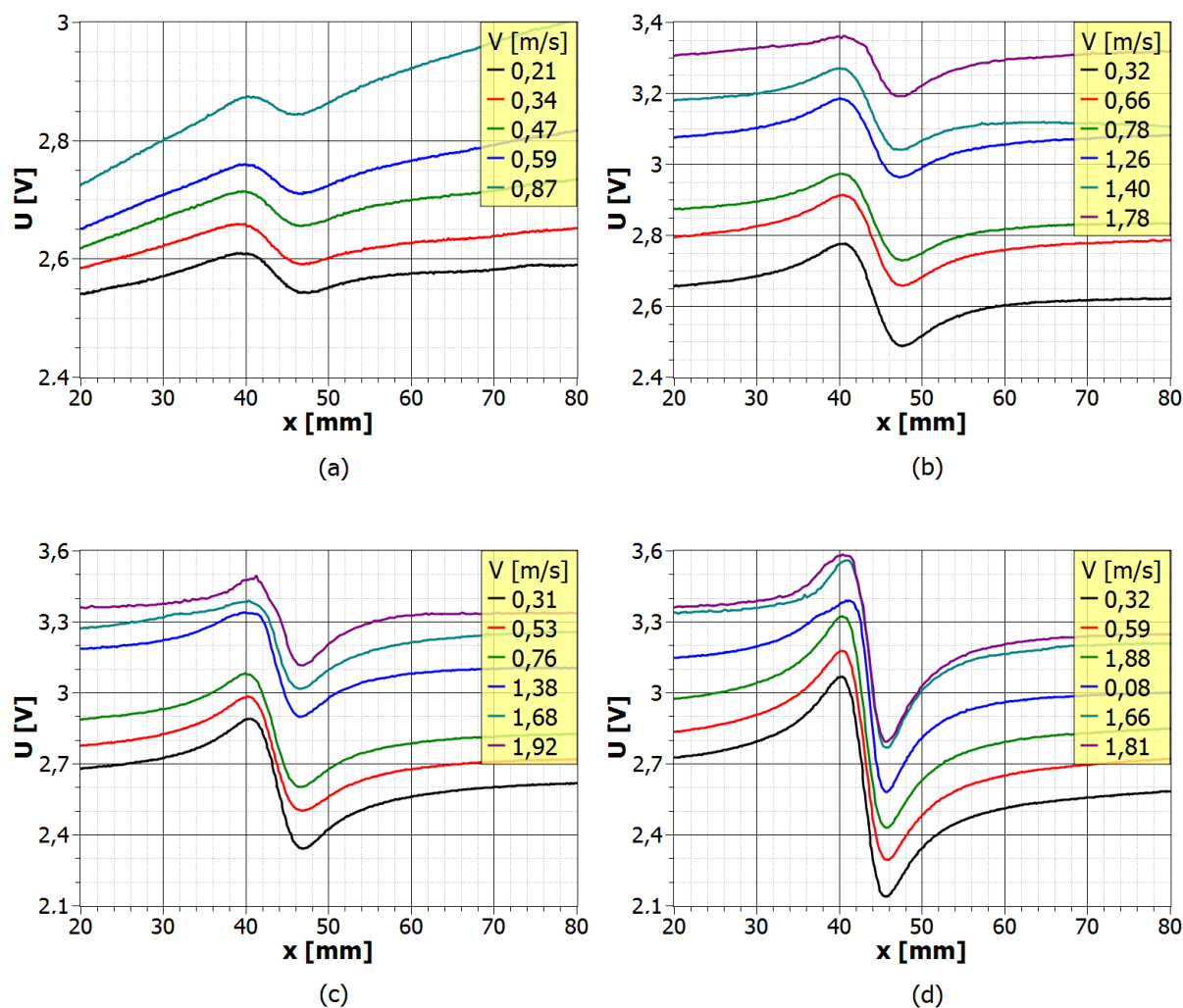
który towarzyszy wzrostowi głębokości wady. Wyraźny jest również efekt pionowego przesunięcia poziomu tego rozkładu w funkcji prędkości, który można zaobserwować dla każdej głębokości wady. Można zatem wnioskować, iż dla wyjątkowo niejednostajnego, pod względem prędkości, przejazdu rozkład przestrzenny  $B_x(x)$  ulega widocznemu zniekształceniu. Obserwowane na Rys. 4.3a nachylenie linii bazowej rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$ , szczególnie widoczne dla prędkości 0,87 m/s, jest rezultatem takiej właśnie sytuacji. Przyspieszanie układu magnesującego na początku płyty, gdzie znajduje się wada o głębokości względnej równej 20%, przyczyniło się w dużej mierze do zarejestrowania rozkładu przestrzennego  $B_x(x)$  o dodatnim nachyleniu linii bazowej.

Rys. 4.4 przedstawia w analogicznej, jak w przypadku składowej indukcji  $B_x$ , formie rozkłady przestrzenne  $B_z(x)$ . Aby lepiej uwidocznić anomalię tego rozkładu, zakres wartości na osi odciętych zredukowano do fragmentu o długości 60 mm. Tak jak w przypadku  $B_x(x)$  obserwowany jest wzrost wartości międzyszczytowej anomalii rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$  w funkcji rosnącej głębokości wady. Podobnie jak dla składowej indukcji  $B_x$  można tu zaobserwować przesunięcie poziomu bazowego rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$ , które rośnie wraz z prędkością. Skala tego przesunięcia jest jednak znacznie większa niż w przypadku składowej indukcji  $B_x$ . Dla porównania, przesunięcie poziomu bazowego w zakresie prędkości od 0,31 do 1,92 m/s wynosi dla składowej indukcji  $B_x$  ok. 0,15 V, podczas gdy dla składowej  $B_z$  jest równe ok. 0,7 V. Kolejną obserwacją, jaką można poczynić na podstawie Rys 4.4a, jest dodatnie nachylenie poziomu bazowego ujawniające się szczególnie dla większych prędkości. Efekt ten można wyjaśnić w sposób podobny jak w przypadku odpowiednich rezultatów dla składowej indukcji  $B_x$ . Jako główne źródło występującego w rozkładzie przestrzennym  $B_z(x)$  dodatniego nachylenia linii bazowej sygnału można wskazać przyspieszenie układu magnesującego w początkowej fazie przejazdu po powierzchni płyty.

Podsumowując tę część analizy wyników pomiarów MPR należy wskazać na dwie kluczowe obserwacje. Pierwsza, stosunkowo oczywista, związana jest ze wzrostem wartości międzyszczytowej anomalii rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  i  $B_z(x)$  wraz ze wzrostem względnej głębokości prostopadłościennego ubytku w zakresie od 20% do 80%. Druga wiąże się z przesunięciem poziomów bazowych obu rozkładów, które rośnie proporcjonalnie do prędkości zmieniającej się w zakresie od 0,21 do 1,92 m/s.



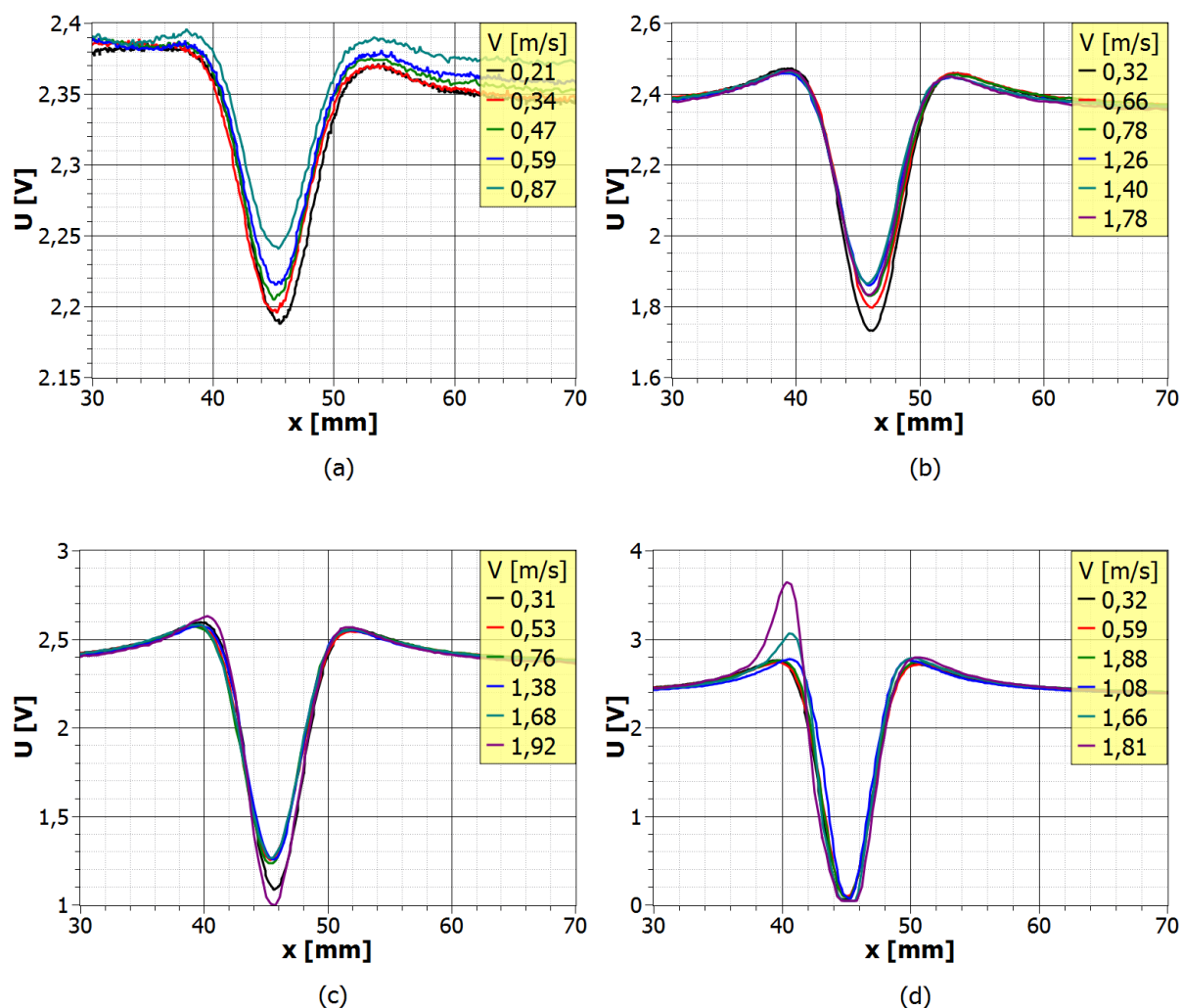




Rys. 4.4. Rozkłady przestrzenne  $B_z(x)$  zarejestrowane dla różnych prędkości i odpowiadające wadom o głębokościach względnych: (a) 20%, (b) 40%, (c) 60%, (d) 80%

Trzecią wielkością mierzoną w trakcie przejazdów układem magnesującym jest gradient  $\partial B_z / \partial x$ . Zmienność rozkładu przestrzennego  $\partial B_z(x) / \partial x$  w funkcji głębokości wady i prędkości magnesu ilustruje Rys. 4.5. Dla większej przejrzystości wykresów fragmenty sygnału pochodzące z odcinków o długości 100 mm zostały przybliżone do zakresu 30–70 mm. Analogicznie do poprzednio zaprezentowanych na Rys. 4.3 i 4.4 wyników zaobserwować można tendencję wzrostową wartości międzyszczytowej anomalii rozkładu przestrzennego  $\partial B_z(x) / \partial x$  towarzyszącą wzrostowi głębokości wady. To, co jest jednak najbardziej charakterystyczne dla widocznych na Rys. 4.5 rozkładów przestrzennych, to praktyczna niezmienność ich poziomu bazowego w funkcji prędkości. Dzięki temu na

pierwszy rzut oka można ocenić, towarzyszące rosnącej prędkości układu, tendencje zmian wartości międzyszczytowej dla poszczególnych anomalii rozkładu przestrzennego  $\partial B_z(x)/\partial x$ .



Rys. 4.5. Rozkłady przestrzenne  $\partial B_z(x)/\partial x$  zarejestrowane dla różnych prędkości i odpowiadające wadom o głębokościach względnych: (a) 20%, (b) 40%, (c) 60%, (d) 80%

W przypadku wady o głębokości względnej równej 20%, minimum anomalii w przedziale prędkości 0,21–0,87 m/s przesuwa się ku większym wartościom. Przy jednoczesnym niewielkim przesunięciu maksimum (znajdującego się w okolicach  $x=35$  mm) powoduje to efektywne zmniejszenie wartości międzyszczytowej anomalii.

Dla wady o głębokości względnej równej 40% również zaobserwować można przesunięcie minimum anomalii ku większym wartościom, które występuje w zakresie prędkości 0,32–1,40 m/s. Jednakże dla rozkładu przestrzennego  $\partial B_z(x)/\partial x$  zmierzonego przy prędkości 1,78 m/s początkowa tendencja zostaje odwrócona, w związku z czym minimum

anomalii przesuwają się ku mniejszym wartościom. W rezultacie przyjmuje ono wartość zbliżoną do tej odpowiadającej minimum rozkładu zarejestrowanego przy prędkości 0,78 m/s.

Charakter zmian poziomu minimum anomalii rozkładu przestrzennego  $\partial B_z(x)/\partial x$  uzyskanego dla 60% ubytku jest już nieco bardziej złożony. W tym przypadku najniższy poziom minimum jest obserwowany dla rozkładów odpowiadających prędkościom skrajnym, równym 0,31 i 1,98 m/s. Dodatkowo, jak widać na Rys. 4.5c, rozkład przestrzenny  $\partial B_z(x)/\partial x$  odpowiadający ostatniej ze wspomnianych prędkości charakteryzuje się niewielkim wzrostem poziomu maksimum. W konsekwencji wartość międzyszczytowa anomalii tego rozkładu dla prędkości 1,98 m/s jest większa aniżeli dla najmniejszej prędkości przejazdu, równej 0,31 m/s.

Dla ostatniej, najgłębszej wady, rozkłady przedstawione na Rys. 4.5d wskazują na to, iż prędkość praktycznie nie ma wpływu na wartość minimalną rozkładu przestrzennego  $\partial B_z(x)/\partial x$ . Jednakże zauważyć można wzrost poziomu maksimum wspomnianego rozkładu występujący przy największych uzyskanych prędkościach, które wynoszą 1,66 i 1,81 m/s. Rzecz jasna przekłada się to również na wyraźny wzrost wartości międzyszczytowych anomalii tychże rozkładów.

### 4.3 Przekształcenie rozkładu przestrzennego MPR do postaci quasi-stacjonarnej

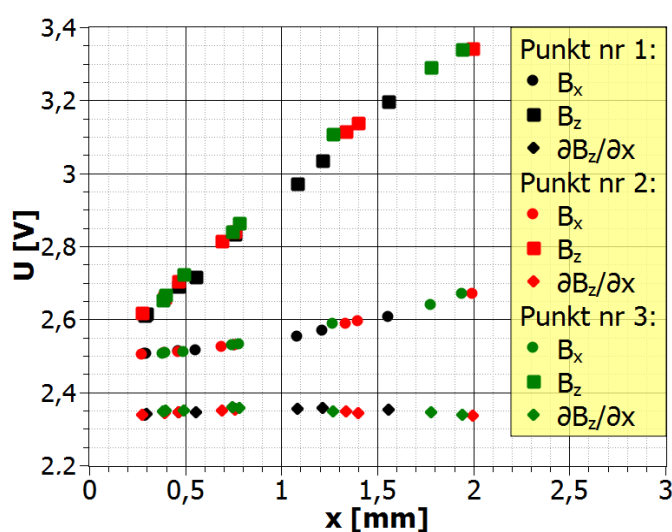
Dotychczasowa analiza wyników eksperymentalnych, opisanych w części 4.2, pokazała, iż rosnąca prędkość układu magnesującego powoduje zwiększenie przesunięcia średniego poziomu zarówno składowej indukcji  $B_x$  jak i  $B_z$ . Oznacza to, że dla dostatecznie dużej prędkości mierzony sygnał może znaleźć się poza zakresem pracy hallotronu lub dozwolonego napięcia wejściowego karty pomiarowej. Zaobserwowano również, iż brak zależnego od prędkości przesunięcia poziomu bazowego, charakteryzujący rozkłady przestrzenne  $\partial B_z(x)/\partial x$ , umożliwił bezpośrednie określenie kierunku zmian wartości międzyszczytowej tych rozkładów w funkcji prędkości. W związku z powyższym zaproponowany został sposób korekcji rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  i  $B_z(x)$  w celu ich sprowadzenia do poziomu quasi-stacjonarnego.

#### 4.3.1 Korekcja przesunięcia poziomu bazowego rozkładu przestrzennego MPR

Celem korekcji jest sprowadzenie rozkładów zamieszczonych na Rys. 4.3 i Rys. 4.4 do jednego poziomu oraz jednoczesna korekcja ewentualnych fluktuacji poziomu tła



spowodowanych niejednostajnością prędkości. Wyeliminowanie wspomnianych fluktuacji jest kluczowe z punktu widzenia dokładności wyznaczenia wartości międzyszczytowej anomalii rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  i  $B_z(x)$ , szczególnie w przypadku ubytku o głębokości względnej równej 20%. Ażeby wspomniany cel zrealizować, w pierwszej kolejności wybrano trzy punkty kontrolne znajdujące się na trasie przejazdu układu, dla których zbadano zależność wartości składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  oraz gradientu  $\partial B_z/\partial x$  od prędkości chwilowej. Punkt nr 1 leży w połowie odległości między dwiema wadami o głębokościach względnych równych 20% i 40%. Punkty nr 2 i 3 w sposób analogiczny są usytuowane między wadami odpowiednio 40% a 60% oraz 60% a 80%.



Rys. 4.6. Zależności poszczególnych wielkości mierzonych w eksperymencie od prędkości układu magnesującego odpowiadające trzem punktom kontrolnym

Na podstawie wartości sygnału pochodzących z trzech punktów kontrolnych wykonany został wykres widoczny na Rys. 4.6. Każdemu z punktów kontrolnych przyporządkowano inny kolor symboli na wykresie. Z kolei każda z wielkości mierzonych w eksperymencie posiada własny kształt symbolu. Jak można zauważyć punkty pomiarowe pochodzące od różnych punktów kontrolnych układają się z niewielkim rozrzutem wzdłuż wspólnych linii. Potwierdzone w ten sposób zostają wcześniejsze obserwacje wskazujące na wzrost przesunięcia poziomego tła wraz z rosnącą prędkością, który dotyczy składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$ . Zależność gradientu  $\partial B_z/\partial x$  nie wykazuje się jednoznacznie monotonicznością. Przyjęto więc, że poziom bazowy gradientu  $\partial B_z/\partial x$  nie zmienia się w funkcji prędkości w rozważanym jej zakresie.

Widoczne na Rys. 4.6 punkty pomiarowe odpowiadające składowej indukcji  $B_z$  na pierwszy rzut oka układają się wzdłuż linii prostej. Z kolei zbiór punktów, składających się na zależność składowej  $B_x$  od prędkości  $v$ , może być aproksymowany w równie dobrym stopniu wielomianem jak też funkcją wykładniczą. W związku z powyższym dokonano aproksymacji zbiorów punktów pomiarowych  $B_x(v)$  i  $B_z(v)$ . Funkcje aproksymujące zostały wyznaczone indywidualnie dla każdego z trzech punktów kontrolnych.

W Tabeli 4.1 zestawiono współczynniki  $a$  i  $b$  prostych aproksymujących poszczególne dyskretne zbiory danych  $B_z(v)$ , które odpowiadają punktom kontrolnym 1–3. W ostatniej kolumnie podane zostały wartości kwadratu współczynnika korelacji Pearsona. Uzyskane wartości  $R^2$  wskazują na wysoką korelację dopasowanych funkcji liniowych ze zbiorami punktów  $B_z(V)$ . Można więc mówić tu o liniowym wzroście poziomu bazowego składowej indukcji  $B_z$  w funkcji prędkości. Warto również zauważyć, iż podane w Tabeli 4.1 wartości współczynnika  $b$  są bardzo zbliżone do oczekiwanego poziomu referencyjnego sygnału, równego 2,5 V.

Tabela 4.1. Współczynniki liniowych funkcji aproksymujących zbiory punktów  $B_z(v)$  dla punktów kontrolnych 1–3. Proste aproksymujące wyrażone są wzorem  $f(x) = av + b$ . W ostatniej kolumnie został podany kwadrat współczynnika korelacji Pearsona każdej z dopasowanych funkcji.

Nr punktu	$a$ [Vs/m]	$b$ [V]	$R^2$
1	0,4614±0,0059	2,4738±0,0053	0,9990
2	0,435±0,014	2,505±0,015	0,9942
3	0,443±0,015	2,503±0,017	0,9940

Zbiory punktów  $B_x(v)$  zostały z kolei aproksymowane trójmianami kwadratowymi. Ich współczynniki podane zostały w Tabeli 4.2. Również w tym przypadku uzyskano dobre dopasowanie krzywych, o czym świadczą wyznaczone wartości kwadratu współczynnika korelacji.

Tabela 4.2. Współczynniki kwadratowych funkcji aproksymujących zbiory punktów  $B_x(v)$  dla punktów kontrolnych 1–3. Funkcje aproksymujące wyrażone są wzorem  $f(x) = a_0 + a_1v + a_2v^2$ . W ostatniej kolumnie został podany kwadrat współczynnika korelacji Pearsona każdej z dopasowanych funkcji.

Nr punktu	$a_0$ [V]	$a_1$ [Vs/m]	$a_2$ [Vs <sup>2</sup> /m <sup>2</sup> ]	$R^2$
1	2,5015±0,0022	$(1,8±5,8) \cdot 10^{-3}$	$(41,9±3,3) \cdot 10^{-3}$	0,9989
2	2,4880±0,0034	$(34,8±7,5) \cdot 10^{-3}$	$(28,5±3,3) \cdot 10^{-3}$	0,9987
3	2,4850±0,0072	$(3,9±1,6) \cdot 10^{-2}$	$(28,2±6,9) \cdot 10^{-3}$	0,9970

Spośród tak wyznaczonych zależności dokonano wyboru pojedynczego zestawu funkcji aproksymujących zależności  $B_x(v)$  i  $B_z(v)$ . Kryterium wyboru był możliwie jak największy zakres prędkości obejmowanych przez zbiory punktów  $B_x(v)$  i  $B_z(v)$ . Zgodnie z tym kryterium wybrano zależności odpowiadające punktowi kontrolnemu nr 2. Wykorzystano je do skorygowania rozkładów przestrzennych znajdujących się na Rys. 4.3 i 4.4 w celu sprowadzenia ich do postaci quasi-stacjonarnej. Pierwszym krokiem wspomnianej procedury korekcji było wyznaczenie zależności prędkości chwilowej od przebytej przez układ drogi. W drugim kroku, na podstawie wyznaczonych wcześniej funkcji aproksymujących i znajomości profilu prędkości, dokonano korekcji rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  i  $B_z(x)$  zgodnie ze wzorami:

$$\begin{aligned} B_x(x,0) &= B_x(x,v) - 0,0348v - 0,0285v^2, \\ B_z(x,0) &= B_z(x,v) - 0,435v \end{aligned} \quad (4.1)$$

gdzie:  $x$  – przemieszczenie,  $v$  – wartość prędkości chwilowej.

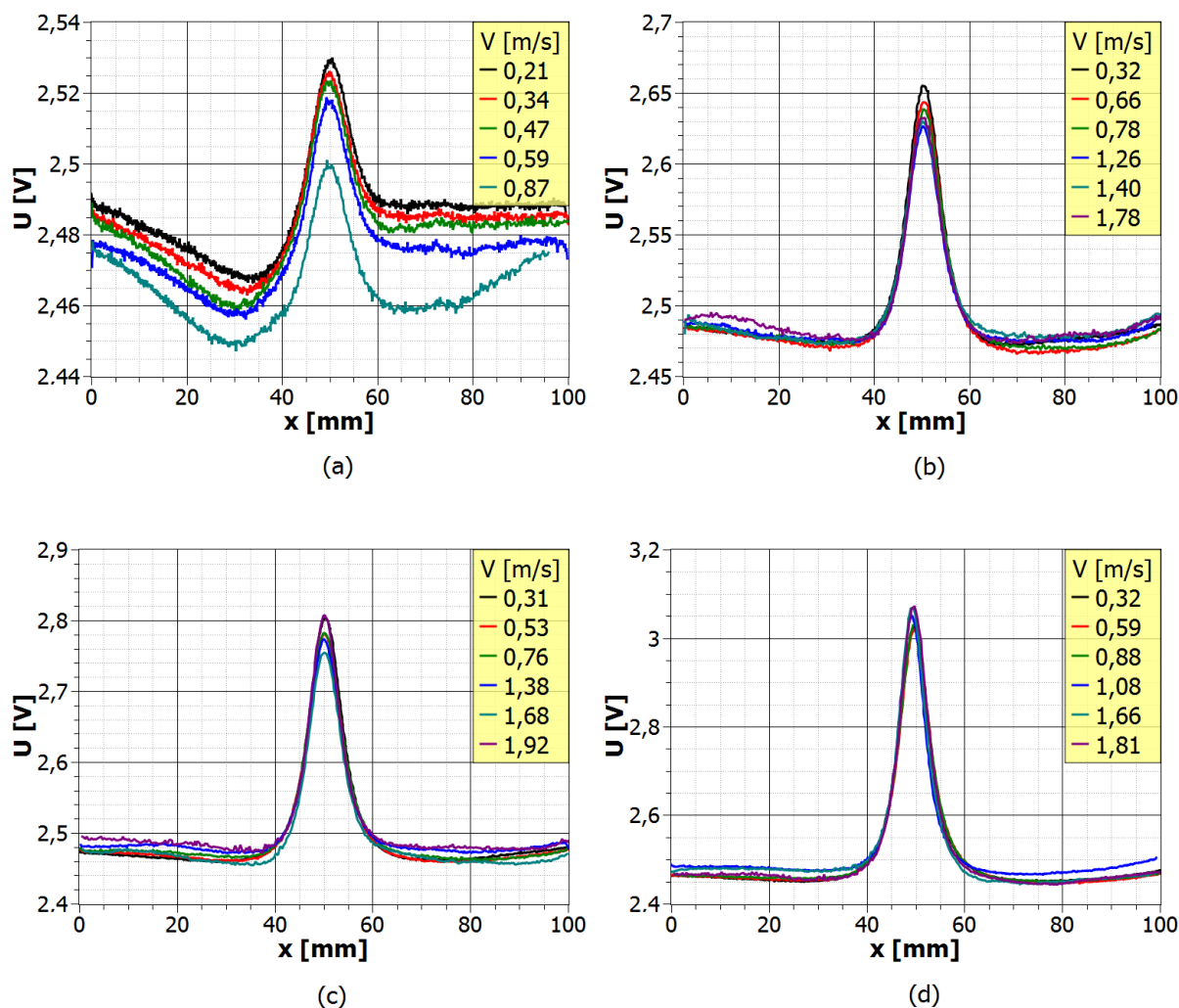
Dla lepszej czytelności formuły (4.1) przy zapisie współczynników w niej obecnych pominięto towarzyszące im jednostki.

#### 4.3.2 Wyniki transformacji rozkładów przestrzennych MPR

W rezultacie przeprowadzenia procedury kompensacji uzyskana została m.in. skorygowana postać wykresów znajdujących się na Rys. 4.3. Wykresy te w skorygowanej formie zostały umieszczone na Rys. 4.7. Efekt skuteczności korekcji, widoczny w formie sprowadzenia obecnych na Rys. 4.7 rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  do w przybliżeniu wspólnego poziomu, dotyczy przede wszystkim rozkładów uzyskanych dla ubytków o głębokościach względnych równych 40%, 60% i 80%. W przypadku wady o 20% głębokości można mówić o prawdopodobnej nadkompensacji. Maksymalna różnica w poziomach bazowych znajdujących się na Rys. 4.7a rozkładów przestrzennych jest rzędu 0,01 V. Jednocześnie wartość międzyszczytowa anomalii  $B_x(x)$  rośnie znacząco wraz ze wzrostem głębokości wady. W związku z tym wspomniana nadkompensacja tła ma tym mniejsze znaczenie im głębsza jest wada będąca źródłem anomalii.

Po sprowadzeniu rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  do wspólnego poziomu można zauważyć, iż wpływ prędkości nie sprowadza się jedynie do zmiany poziomu tła dla tej składowej ale zmienia również wartość międzyszczytową jej anomalii. Zmiany te jednak są zbyt subtelne aby móc je przeanalizować bezpośrednio na podstawie Rys. 4.7.

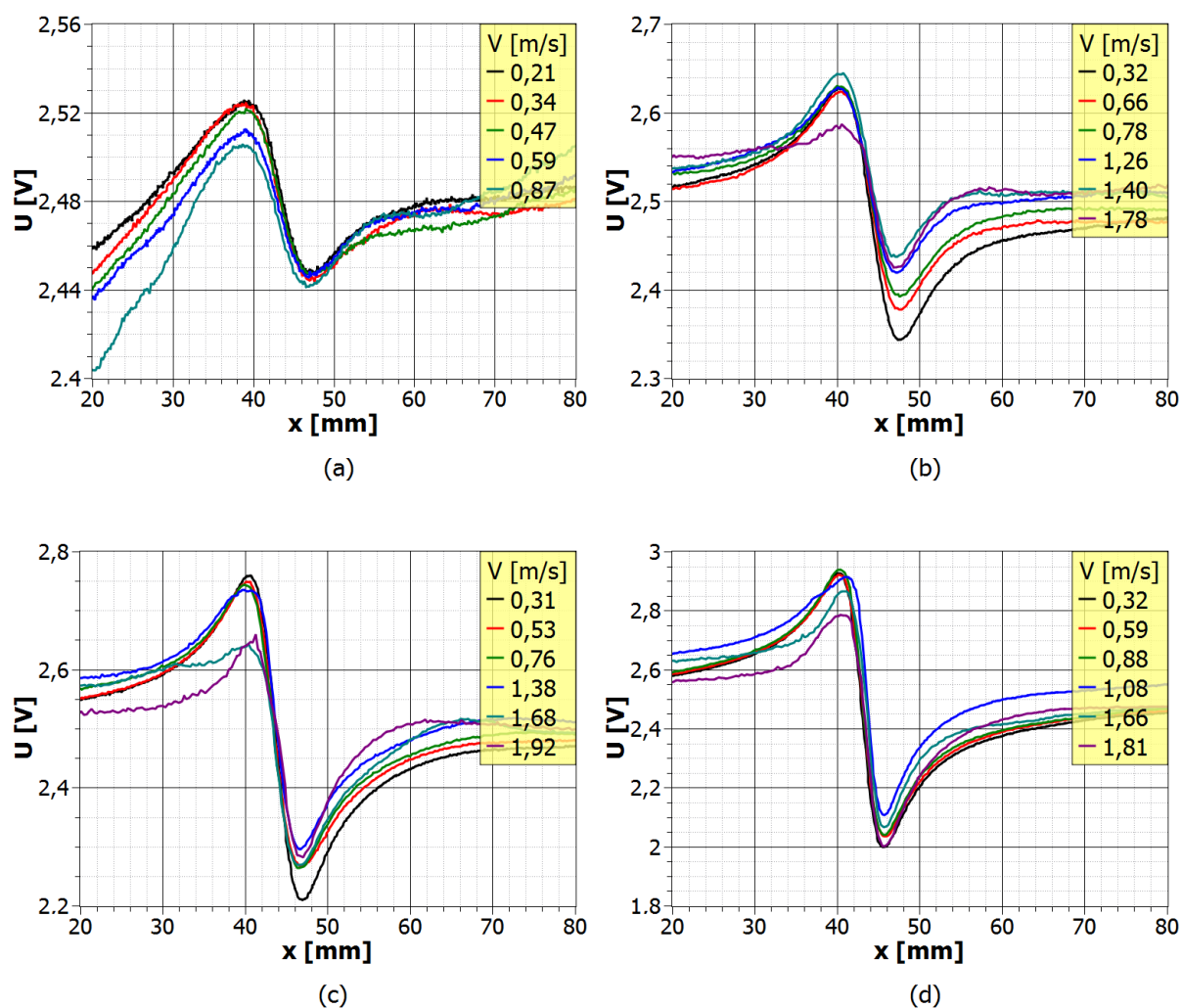




Rys. 4.7. Rozkłady przestrzenne  $B_x^0(x)$  otrzymane w wyniku korekcji uwzględniającej zależność poziomu tła od prędkości. Rozkłady pierwotnie zostały zarejestrowane dla różnych prędkości i odpowiadają ubytkom materiału płyty o głębokościach względnych: (a) 20%, (b) 40%, (c) 60%, (d) 80%.

Na Rys. 4.8 przedstawione zostały wykresy zawierające, sprowadzone do wspólnego poziomu przy pomocy opisanej wcześniej procedury korekcji, rozkłady przestrzenne  $B_z^0(x)$ . Większa dynamika zmian poziomu bazowego  $B_z(x)$  pod wpływem wzrostu prędkości  $v$  oraz mniejsza niż w przypadku  $B_x(x)$  niepewność wyznaczonych współczynników funkcji aproksymującej (por. względne niepewności współczynnika  $a$  z Tabeli 4.1 z niepewnościami współczynników  $a_1$  oraz  $a_2$  umieszczonymi w Tabeli 4.2) sprawia, iż nie obserwujemy tu znaczącego błędu kompensacji. Jednocześnie w przeciwieństwie do skompensowanych rozkładów przestrzennych  $B_x^0(x)$  zauważalna jest większa zmienność wartości międzyszczytowej anomalii rozkładu przestrzennego  $B_z^0(x)$ . Wstępna ocena rozkładów

przestrzennych zarejestrowanych dla skrajnych prędkości sugeruje, iż można tu mówić o tendencji spadkowej wartości międzyszczytowej  $\Delta B_z^0$ . Aby jednak zweryfikować tę wstępną ocenę, sporządzono wykresy zależności wartości międzyszczytowej anomalii rozkładu przestrzennego składowej indukcji  $B_z$  od prędkości  $v$ , przed ( $\Delta B_z$ ) i po ( $\Delta B_z^0$ ) kompensacji, które umieszczono na Rys. 4.9. Na tym samym rysunku przedstawiono także analogiczne zależności dla składowej indukcji  $B_x$  oraz gradientu  $\partial B_z / \partial x$ .

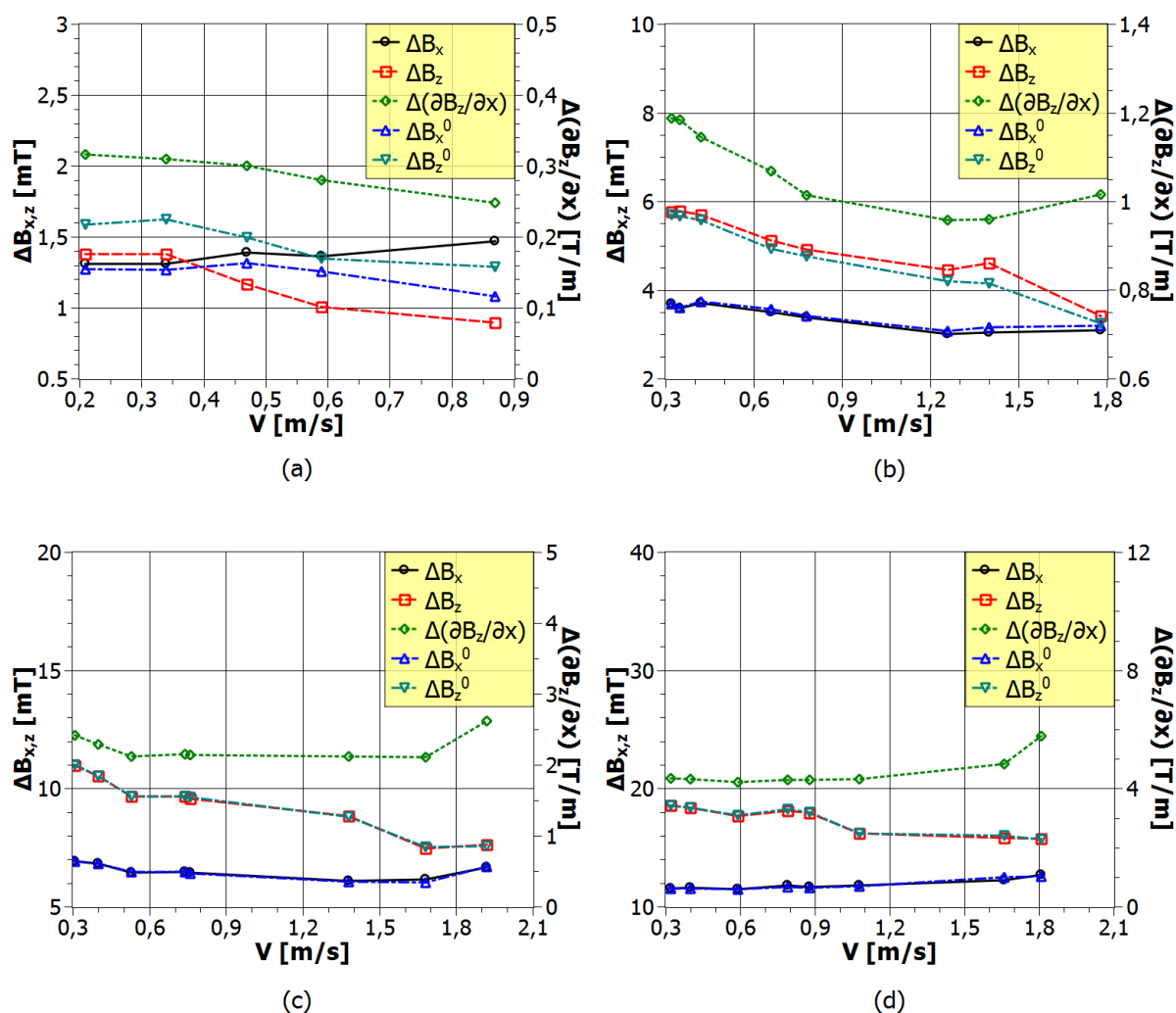


Rys. 4.8. Rozkłady przestrzenne  $B_z^0(x)$  otrzymane w wyniku korekcji uwzględniającej zależność poziomu tła od prędkości. Rozkłady pierwotnie zostały zarejestrowane dla różnych prędkości i odpowiadają ubytkom materiału płyty o głębokościach względnych: (a) 20%, (b) 40%, (c) 60%, (d) 80%.

Jak można zauważyć, wykresy znajdujące się na Rys. 4.9 zostały w stosunku do poprzednio prezentowanych rezultatów wyskalowane w jednostkach indukcji magnetycznej (T) oraz jej pierwszej pochodnej przestrzennej (T/m). Na każdym wykresie umieszczono



zależności wartości międzyszczytowej anomalii od prędkości  $v$  dla pięciu różnych rozkładów przestrzennych: składowych indukcji  $B_x$  oraz  $B_z$ , gradientu  $\partial B_z/\partial x$ , skompensowanych składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$ . Zgodnie z dotychczasową konwencją wykresy widoczne na Rys. 4.9a-d dotyczą wad o coraz większej głębokości względnej równej kolejno 20%, 40%, 60% i 80%.



Rys. 4.9. Zbiorcze wykresy zależności wartości międzyszczytowej anomalii: wyznaczonej dla składowej indukcji  $B_{x,z}$  przed kompensacją ( $\Delta B_{x,z}$ ) i po niej ( $\Delta B_{x,z}^0$ ) oraz dla gradientu  $\partial B_z/\partial x$ . Na poszczególnych wykresach umieszczone zostały wyniki odpowiadające wadom zewnętrznym o różnych względnych głębokościach: (a) 20%, (b) 40%, (c) 60%, (d) 80%.

Charakterystyka zależności  $\Delta B_x(v)$ , obecna na Rys. 4.9a, odbiega jak widać od swej skompensowanej postaci  $\Delta B_x^0(v)$ . Pokazuje to, iż dla najpłytszej w badanym zestawie wady fluktuacje poziomu tła związane z niejednostajną prędkością zafałszowują faktycznie występującą tendencję zmiany wielkości  $\Delta B_x^0$  w funkcji prędkości  $v$ . Co się zaś tyczy

porównania charakterystyk  $\Delta B_z(v)$  i  $\Delta B_z^0(v)$ , to, jak można zauważyć, nie różnią się one co prawda istotnie kształtem, lecz są wzajemnie przesunięte. Wartości odpowiadające charakterystyce  $\Delta B_z^0(v)$  są średnio o 0,5 mT większe niż te należące do charakterystyki  $\Delta B_z(v)$ . Oznacza to, że niejednostajna prędkość doprowadziła do wygładzenia anomalii rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$ , a co za tym idzie do efektywnego zmniejszenia wartości międzyszczytowej  $\Delta B_z(v)$ . Zastosowana procedura korekcji pozwoliła na zniwelowanie tego efektu. Ogólny trend zależności  $\Delta B_x^0(v)$ ,  $\Delta B_z^0(v)$  oraz  $\Delta(\partial B_z(v)/\partial x)$  w przedziale prędkości  $v = 0,21-0,87$  m/s jest malejący, przy czym jedynie ostatnia z tych relacji cechuje się monotonicznością.

Dla wady dwukrotnie głębszej (40%) umieszczone na Rys. 4.9b charakterystyki anomalii rozkładów przestrzennych składowych indukcji  $B_x$  oraz  $B_z$ , dla przypadków przed i po korekcji, różnią się od siebie już w znacznie mniejszym stopniu. Wyraźny trend malejący towarzyszący wzrostowi prędkości między 0,32 a 1,78 m/s dotyczy tylko zależności  $\Delta B_z^0(v)$ . Z kolei charakterystyki  $\Delta B_x^0(v)$  i  $\Delta(\partial B_z(v)/\partial x)$  po początkowym spadku w przedziale prędkości 0,32–1,26 m/s cechują się wzrostem wartości w zakresie 1,26–1,78 m/s.

W przypadku charakterystyk dotyczących wady o głębokości względnej równej 60%, przedstawionych na Rys. 4.9, różnica między zależnościami  $\Delta B_x(v)$  i  $\Delta B_z(v)$  a ich skompensowanymi odpowiednikami jest niezauważalna. Wynika to, po pierwsze, z ustabilizowania prędkości przejazdu nad środkową częścią płyty. Po drugie zaś, im większa głębokość wady, a co za tym idzie również wartość międzyszczytowa anomalii, tym względnie mniejsze jest zaburzenie tej wartości wprowadzane przez niejednostajną prędkość. Ogólny trend zależności  $\Delta B_z^0(v)$ , podobnie jak w przypadku Rys. 4.9a i b, pozostaje malejący. Nie sposób jednak określić w sposób jednoznaczny ogólnego trendu lub przedziałów monotoniczności charakterystyk  $\Delta B_z^0(v)$  oraz  $\Delta(\partial B_z(v)/\partial x)$ . Jedyne, co z całą pewnością można stwierdzić na ich temat, to fakt, iż w początkowej części przedziału prędkości  $v = 0,31-1,92$  m/s obie zależności maleją, w końcowej zaś stosunkowo szybko rosną.

Ostatni z wykresów, umieszczony na Rys. 4.9d, dostarcza kolejnych obserwacji wskazujących na zależność trendu zmian analizowanych wartości międzyszczytowych nie tylko od prędkości  $v$ , ale także od głębokości wady. Bez zmian, w stosunku do poprzednio analizowanych głębokości wad, pozostaje ogólny trend malejący zależności  $\Delta B_z^0(v)$ . Co zaś się tyczy charakterystyk  $\Delta B_x^0(v)$  i  $\Delta(\partial B_z(v)/\partial x)$ , to można tu mówić o ogólnym trendzie wzrostowym tychże w zakresie prędkości  $v = 0,32-1,81$  m/s.

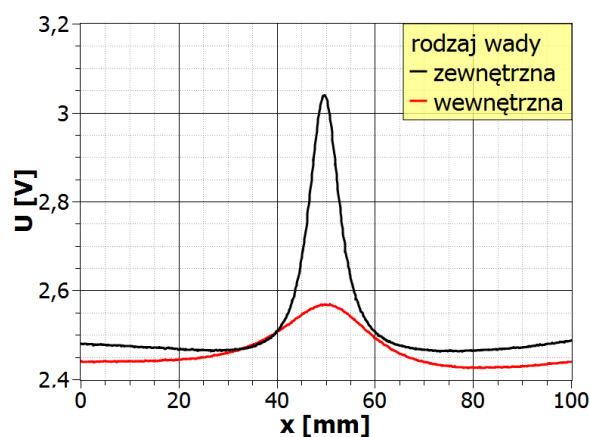
Spostrzeżenia dotyczące trendów zmian, jakie zostały poczynione w trakcie analizy wykresów umieszczonych na Rys. 4.9, należy traktować bardzo ostrożnie z uwagi na

stosunkowo niewielką ilość punktów, na podstawie których te trendy zostały określone. Bez wątplenia jednak potwierdzona została przydatność korekcji rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  i  $B_z(x)$  ze względu na prędkość, szczególnie w przypadku najpłytszej z wad. Ponadto można stwierdzić, iż zależności  $\Delta B_x(v)$ ,  $\Delta B_z(v)$  i  $\Delta(\partial B_z(v)/\partial x)$  w ogólności nie zachowują się w sposób monotoniczny.

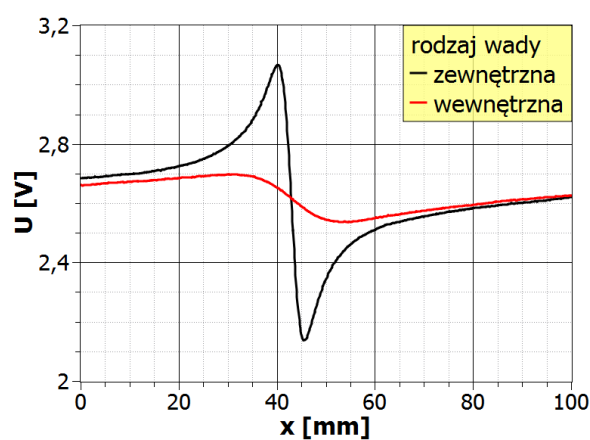
#### 4.4 Rozkłady przestrzenne MPR dla wad wewnętrznych

W poprzedniej części rozdziału omówione zostały wyniki pomiarów MPR wykonanych dla płyty wzorcowej z wadami znajdującymi się na powierzchni, po której dokonywano przejazdu układem magnesującym. Często analizowanym w literaturze przypadkiem jest również jednak usytuowanie wady po przeciwległej, w stosunku do powierzchni przejazdu, stronie próbki [74], [75], [86], [93]. Tak usytuowane wady będą określane mianem wad wewnętrznych. Wielkość anomalii rozkładu przestrzennego MPR dla tego typu wady jest mniejsza aniżeli dla ubytku o tej samej względnej głębokości, lecz znajdującego się po tej samej stronie próbki co układ magnesujący. Potwierdza to Rys. 4.10, na którym zestawiono ze sobą rozkłady poszczególnych wielkości mierzonych w eksperymencie dla dwóch wyżej wymienionych przypadków usytuowania wady o głębokości względnej równej 80%. Mając na uwadze fakt wpływu prędkości zarówno na poziom bazowy jak i na wartości międzyszczytowe anomalii składników MPR porównano ze sobą wyniki odpowiadające zbliżonym wartościom prędkości tj. 0,32 m/s w przypadku wady zewnętrznej oraz 0,33 m/s w przypadku wewnętrznej. Wartość międzyszczytowa  $\Delta B_x$ , która pochodzi od wady zewnętrznej jest, jak można stwierdzić na podstawie Rys. 4.10a, około czterokrotnie większa niż dla podobnej wady wewnętrznej. Z kolei, jeśli chodzi o anomalię składowej indukcji  $B_z$  to mamy do czynienia z sześciokrotnie (Rys. 4.10b), zaś w przypadku gradientu  $\partial B_z/\partial x$  aż dziesięciokrotnie (Rys. 4.10c) większą wartością międzyszczytową anomalii dla przypadku wady zewnętrznej aniżeli dla przypadku wady wewnętrznej. Dla wad wewnętrznych o mniejszych głębokościach zaobserwowano równie dramatyczny spadek wartości międzyszczytowej anomalii MPR. W konsekwencji zmalał również stosunek sygnału użytecznego do szumu. Z tego też względu zaprezentowana poniżej analiza rozkładu przestrzennego MPR została ograniczona do wyników otrzymanych dla wady wewnętrznej o największej głębokości względnej, wynoszącej 80%.

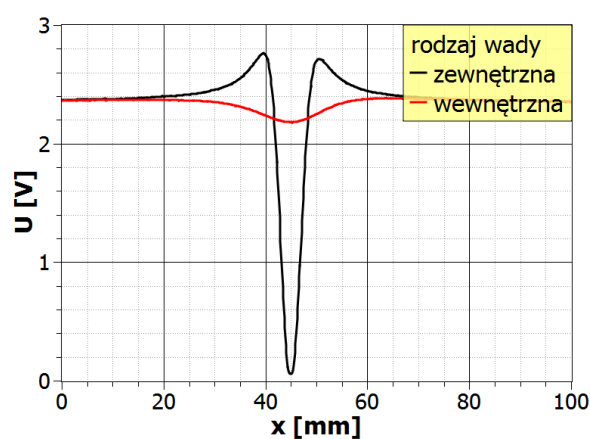
Na trzech wykresach umieszczonych na Rys. 4.11 przedstawione zostały rozkłady przestrzenne kolejno: składowej indukcji  $B_x$ ,  $B_z$  oraz gradientu  $\partial B_z/\partial x$ . Na każdym



(a)

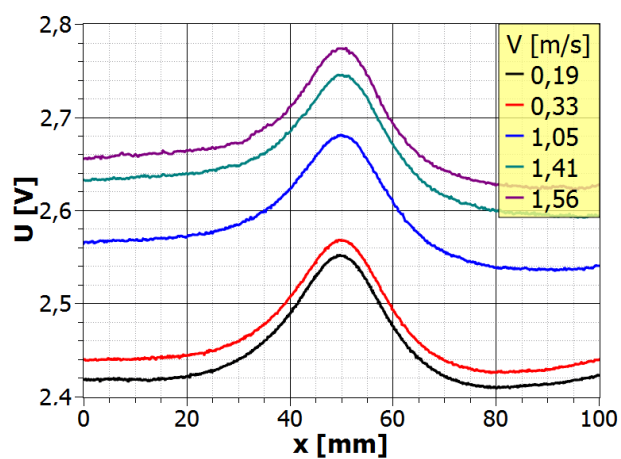


(b)

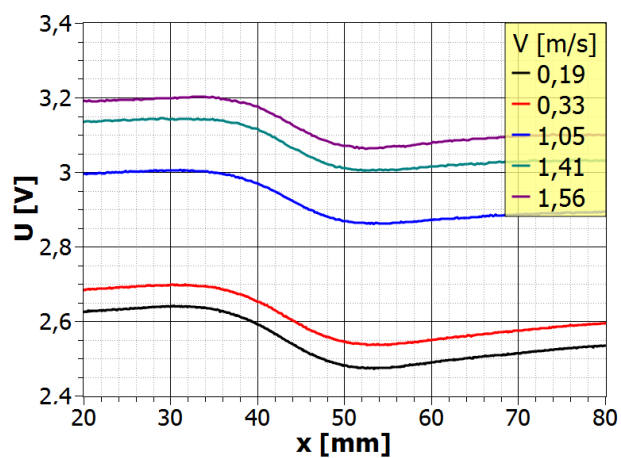


(c)

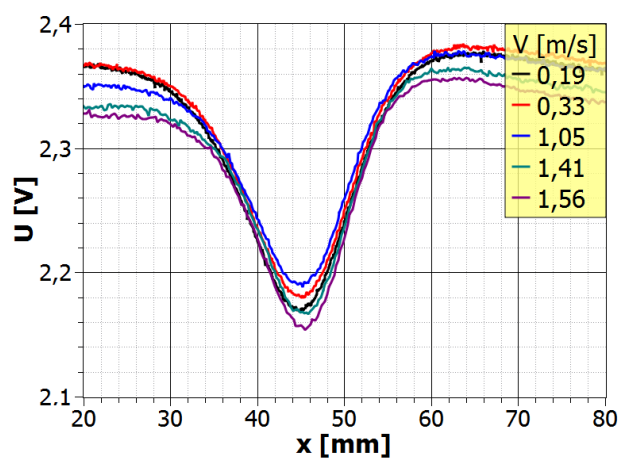
Rys. 4.10. Zestawienie wyniku pomiaru MPR dla prędkości 0,32 m/s odpowiadającego wadzie o głębokości względnej wynoszącej 80%, która znajduje się po tej samej stronie płyty wzorcowej co układ magnesujący (przypadek wady zewnętrznej), z wynikiem pomiaru MPR dla prędkości 0,33 m/s odpowiadającym tej samej wadzie lecz umieszczonej po przeciwległej stronie płyty (przypadek wady wewnętrznej). Przedstawione zostały kolejno rozkłady: (a)  $B_x(x)$ , (b)  $B_z(x)$ , (c)  $\partial B_z(x)/\partial x$ .



(a)



(b)



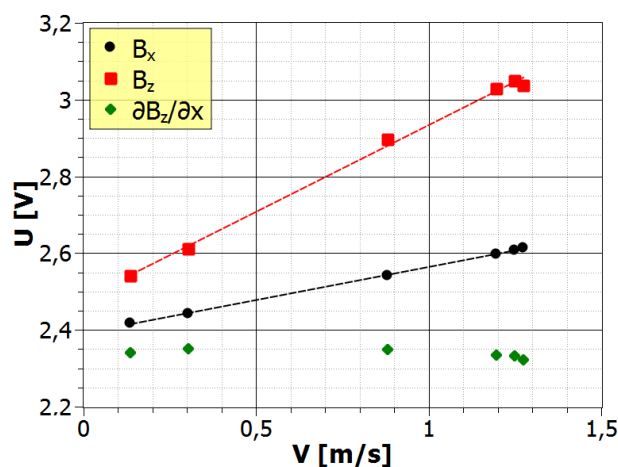
(c)

Rys. 4.11. Rozkłady przestrzenne: (a)  $B_x(x)$ , (b)  $B_z(x)$ , (c)  $\partial B_z(x)/\partial x$ ; odpowiadające wadzie wewnętrznej o głębokości względnej równej 80%, zarejestrowane przy różnych prędkościach układu magnesującego

z wykresów znajdują się rozkłady przestrzenne odpowiadające różnym prędkościom przejazdu. Podobnie jak to miało miejsce dla wyników dotyczących wad zewnętrznych i w tym wypadku występuje przesunięcie poziomu bazowego składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  w kierunku wyższych wartości sygnału wraz z rosnącą prędkością (Rys. 4.11a-b). Kolejne podobieństwo między wynikami otrzymanymi dla wad zewnętrznych a wynikami uzyskanymi dla wad wewnętrznych objawia się w niezmienności poziomu bazowego gradientu  $\partial B_z/\partial x$  w funkcji prędkości (Rys. 4.11c). W związku z powyższym po raz kolejny zastosowano opisaną w części 4.3 procedurę korekcji w stosunku do rozkładów przestrzennych składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$ .

Korekcja została wykonana w oparciu o poziomy sygnały zmierzone w punkcie znajdującym się w połowie odległości między geometrycznymi środkami wad o głębokościach 60% i 80%. Zmienność poszczególnych składników MPR w funkcji prędkości, którą zmierzono we wspomnianym punkcie, przedstawiono na Rys. 4.12.

Jak można zauważyć na podstawie Rys. 4.12, wartości składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$



Rys. 4.12. Zależności trzech składników mierzonego sygnału od prędkości wyznaczone dla punktu kontrolnego znajdującego się w połowie odległości między wadami 60% i 80%.

rosną wraz z prędkością w rozpatrywanym punkcie kontrolnym. W przypadku tak składowej indukcji  $B_x$ , jak i  $B_z$  reprezentujące je zbiory punktów mogą być z dużą dokładnością aproksymowane funkcją liniową. Jak pamiętamy zbiór punktów  $B_x(v)$  znajdujący się na Rys. 4.6 został aproksymowany funkcją kwadratową, lecz na większym przedziale prędkości, sięgającym 2 m/s. Wspomniany zakres prędkości ma, jak można wnioskować, niebagatelne znaczenie dla dokładności aproksymacji. Wynika z tego, iż należy unikać dokonywania korekcji poziomu tła na podstawie wartości funkcji aproksymującej, które znajdują się

w przedziałach ekstrapolacji, gdyż może to powodować znaczące zwiększenie błędu korekcji. Z tego też powodu wartości międzyszczytowe odpowiadające skorygowanym rozkładom przestrzennym  $B_x^0(v)$  i  $B_z^0(v)$ , i które zostały wyznaczone dla prędkości większych niż 1,3 m/s, należy traktować z mniejszą dozą zaufania co do ich dokładności. Co się zaś tyczy zbioru punktów  $\partial B_z(v)/\partial x$ , to charakteryzuje się on niewielką i niemonotoniczną zmiennością wartości. Podobnie więc jak dla analogicznego zbioru punktów znajdującego się na Rys. 4.6 nie dokonano korekcji poziomu bazowego gradientu  $\partial B_z/\partial x$ .

W Tabeli 4.3 podano wartości współczynników funkcji aproksymujących zbiory punktów  $B_x(v)$  i  $B_z(v)$ . Obie funkcje, jak można stwierdzić na podstawie wartości niepewności oraz współczynników korelacji, z dużą dokładnością przybliżają wspomniane zbiory punktów.

Tabela 4.3. Współczynniki liniowych funkcji aproksymujących zbiory punktów  $B_x(v)$  i  $B_z(v)$  umieszczone na Rys. 4.12. Proste aproksymujące wyrażone są wzorem  $f(x) = av + b$ . W ostatniej kolumnie został podany kwadrat współczynnika korelacji Pearsona każdej z dopasowanych funkcji.

Składowa MPR	a [Vs/m]	b [V]	R <sup>2</sup>
$B_x$	0,1722±0,0025	2,3914±0,0024	0,9992
$B_x$	0,435±0,013	2,480±0,013	0,9969

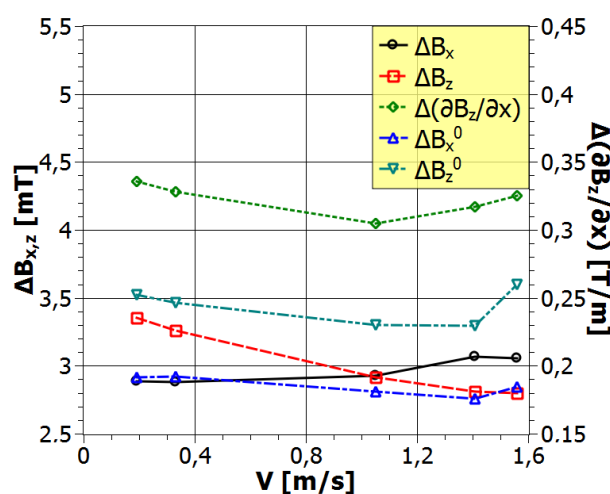
Tak określone funkcje aproksymujące wykorzystano do korekcji rozkładów przestrzennych  $B_x(x)$  i  $B_z(x)$  zaprezentowanych na Rys. 4.11. Następnie wyznaczone zostały wartości międzyszczytowe tych rozkładów, przed i po korekcji, jak również anomalii rozkładu przestrzennego  $\partial B_z(x)/\partial x$ . Wykresy wspomnianych wartości w funkcji prędkości przedstawiono na Rys. 4.13.

Relacja pomiędzy zbiorami punktów  $\Delta B_x(v)$  oraz  $\Delta B_x^0(v)$  znajdującymi się na Rys. 4.13 bardzo przypomina relację między porównywalnymi zbiorami umieszczonymi na Rys. 4.9. W obu przypadkach zależności  $\Delta B_x(v)$  i  $\Delta B_x^0(v)$  prezentują odmienny trend zmian w funkcji prędkości  $v$ . Przedstawiona na Rys. 4.9 zależność  $\Delta B_x(v)$  charakteryzuje się niewielkim wzrostem wartości w zakresie prędkości  $v=0,19-1,56$  m/s. Zgoła inaczej mają się sprawy jeśli chodzi o zależność  $\Delta B_x^0(v)$ , która charakteryzuje się niewielkim spadkiem w tym samym zakresie prędkości. Warty uwagi jest fakt, iż dwa punkty należące do zbioru  $\Delta B_x(v)$  znajdują się w przedziale ekstrapolacji funkcji aproksymującej zależność poziomu bazowego od prędkości (Rys. 4.12). W połączeniu z niewielką dynamiką zależności  $\Delta B_x^0(v)$  sprawia to,



iż nie można stwierdzić w sposób jednoznaczny, jaki jest ogólny trend zmian wartości międzyszczytowej  $\Delta B_x^0$  w funkcji prędkości  $v$ .

Podobnie jak w przypadku zależności  $\Delta B_z(v)$  znajdujących się na Rys. 4.9 zależność  $\Delta B_z(v)$  widoczna na Rys. 4.13 charakteryzuje się wyraźnym trendem malejącym, który towarzyszy rosnącej prędkości. Podobny trend charakteryzuje zależność  $\Delta B_z^0(v)$ , również znajdującą się na Rys. 4.13, dla przedziału prędkości  $v=0,19-1,41$  m/s. Ostatni punkt należący do zbioru  $\Delta B_z^0(v)$ , odpowiadający prędkości 1,56 m/s posiada wyraźnie większą wartość. Z dużym prawdopodobieństwem może to być rezultat błędu ekstrapolacji funkcji użytej do kompensacji poziomu bazowego rozkładu przestrzennego  $B_z(x)$ .



Rys. 4.13. Wykresy zależności wartości międzyszczytowej anomalii rozkładów przestrzennych od prędkości: wyznaczony dla składowej indukcji  $B_{x,z}$  przed kompensacją ( $\Delta B_{x,z}$ ) i po niej ( $\Delta B_{x,z}^0$ ) oraz dla gradientu  $\partial B_z/\partial x$ . Otrzymane zależności dotyczą wady wewnętrznej o głębokości 80%.

Zbiór punktów  $\Delta(\partial B_z(v)/\partial x)$  przedstawiony na Rys. 4.13 cechuje się dwoma przedziałami monotoniczności. Pierwszy z nich obejmuje zakres prędkości  $v=0,19-1,05$  m/s. Zależność  $\Delta(\partial B_z(v)/\partial x)$  jest w nim malejąca. Drugi z nich obejmuje zakres  $v=1,05-1,56$  m/s. W nim to zależność  $\Delta(\partial B_z(v)/\partial x)$  jest z kolei rosnąca. Podobne obserwacje poczynione zostały w związku z analizą analogicznych zależności znajdujących się na Rys. 4.9b-d. Sugeruje to, iż jest niewątpliwą regułą fakt, iż dla pewnej prędkości wartość międzyszczytowa  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$  osiąga swą minimalną wartość, po czym rośnie wraz z dalszym wzrostem prędkości.

Podsumowując część poświęconą analizie rozkładów przestrzennych MPR w przypadku wady wewnętrznej stanowiącej 80% ubytek grubości płyty, należy stwierdzić, iż przede wszystkim zauważalne są stosunkowo niewielkie wartości międzyszczytowe anomalii



każdego ze składników mierzonego sygnału, porównywalne z wartościami odpowiadającymi wadom zewnętrznym o głębokościach 20% i 40% (por. Rys. 4.9). Poza tym jednak obserwowana zmienność poszczególnych wartości międzyszczytowych znajdujących się na Rys. 4.13 w funkcji prędkości jest podobna do zmienności odpowiadającej zależnościom znajdującym się na Rys. 4.9.

## 4.5 Analiza MES

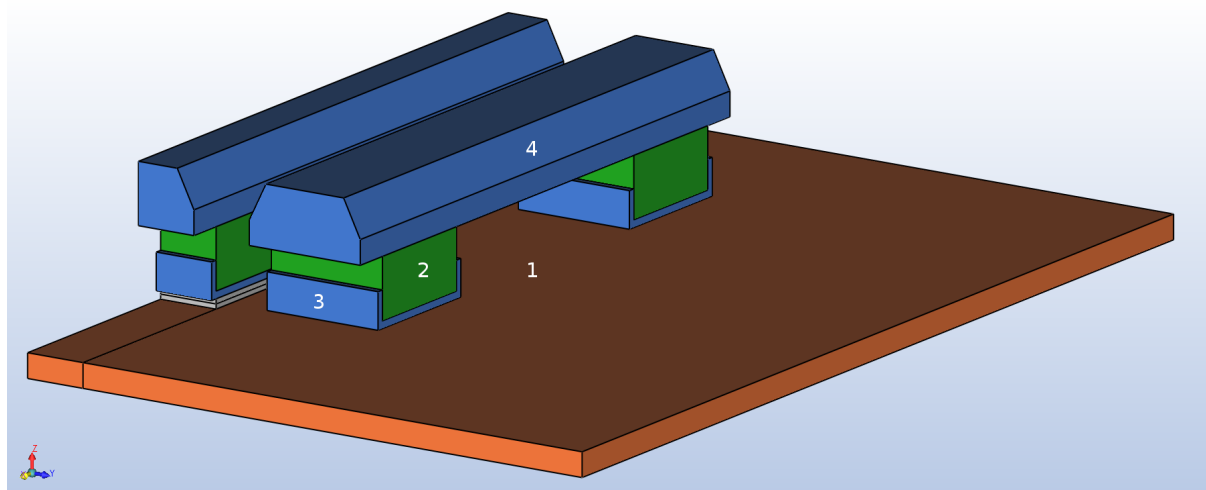
Zmiany rozkładu przestrzennego MPR mają swoje źródło w zjawiskach zachodzących wewnątrz badanej płyty wzorcowej. Prądy wirowe generowane podczas ruchu sondy modyfikują rozkład przestrzenny indukcji pola magnetycznego  $\mathbf{B}$  wewnątrz objętości płyty. Rozkład przestrzenny indukcji  $\mathbf{B}$  z kolei przekłada się w bezpośredni sposób na MPR. Istotnym więc dla dogłębnej analizy zagadnienia jest wyznaczenie rozkładów przestrzennych dwóch wymienionych wielkości.

### 4.5.1 Opis modelu magnesu i płyty

Rozkład przestrzenny zarówno prądów wirowych jak i indukcji  $\mathbf{B}$  wewnątrz płyty wzorcowej został określony na drodze symulacji MES. Podobnie jak do wcześniejszych symulacji do opisywanej analizy użyto programu Faraday, który jest produktem dedykowanym analizie prądów wirowych, również tych generowanych przez ruchome źródło pola magnetycznego. Symulacja z uwzględnieniem prędkości komponentu o niezerowej elektrycznej przewodności właściwej  $\sigma$ , jest w programie Faraday przeprowadzana w trybie quasi-stacjonarnym.

Na Rys. 4.14 przedstawiono geometrię modelu wykorzystanego w symulacjach. Poza fragmentem płyty wzorcowej geometria modelu odwzorowuje jedynie te komponenty układu magnesującego wykorzystanego w eksperymencie, które posiadają właściwości ferromagnetyczne. W skład modelu wchodzi więc magnesy neodymowe, osłony magnesów, oraz zwory magnetyczne. Wspomniane komponenty otoczone są, niewidoczną na Rys. 4.14, objętością, na której granicach zdefiniowane zostały warunki brzegowe zakładające stałą wartość potencjału wektorowego  $\mathbf{A} = 0$  Wb/m. Objętość ta posiada względną przenikalność magnetyczną  $\mu_r = 1$  czyli wartość właściwą dla powietrza otaczającego komponenty ferromagnetyczne.

Wyjściowy model geometryczny posiada dwie płaszczyzny symetrii: OXZ i OYZ. Jednakże dodanie warunku brzegowego, w postaci prędkości narzuconej na komponent płyty a skierowanej wzdłuż osi  $x$ , zmniejsza symetrię układu do jednej tylko płaszczyzny – OXZ.



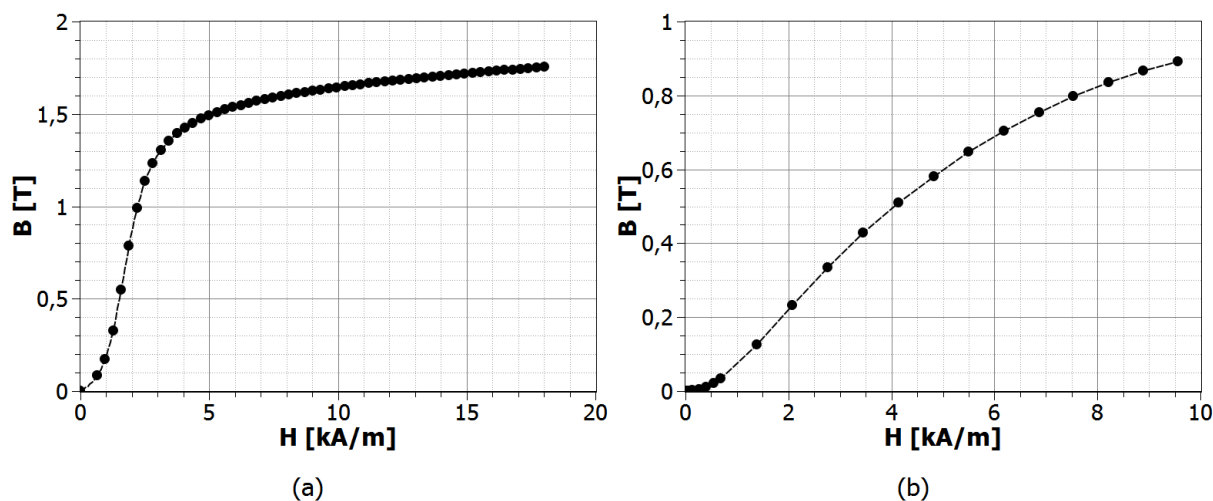
Rys. 4.14. Geometria modelu wykorzystanego w symulacji MES. Model składa się z: 1 - fragmentu płyty, 2 - magnesów neodymowych, 3 - osłon magnesów, 4 - zwór magnetycznych.

Przyjęto nieliniowy model materiałowy dla komponentów: płyty, zwory oraz osłony magnesów. Wymagane w takim wypadku parametry materiałowe pozyskano mierząc doświadczalnie krzywe pierwotnego magnesowania  $B(H)$ . Uzyskane krzywe  $B(H)$  przedstawiono na Rys. 4.15.

W przypadku magnesów neodymowych N45H przyjęto zaś wartości właściwości magnetycznych podane w bibliotekach materiałowych programu Faraday, tj. pole koercji  $H_c = -1027$  kA/m oraz remanencję  $B_r = 1,35$  T.

Ze względu na występującą w modelu nieliniowość materiałową, opisywane zagadnienie rozwiązywane jest za pomocą algorytmu iteracyjnego GMRES (ang. Generalized minimal residual method). W każdym kroku obliczeniowym badana jest zbieżność uzyskanego rozwiązania. Kryterium zbieżności jest w tym wypadku jak najlepsze dopasowanie wartości obliczonych par wektorów  $\mathbf{B}$  i  $\mathbf{H}$  do uprzednio zdefiniowanej charakterystyki  $B(H)$ . Przyjęta w tym względzie dokładność została określona na poziomie  $\varepsilon = 0,01$ .

Z uwagi na dysponowanie dostatecznie dużymi zasobami pamięci operacyjnej do rozwiązywania globalnego równania macierzowego w każdym kroku obliczeniowym wykorzystano zaawansowany algorytm bezpośredni (ang. advanced direct solver), dostępny w pakiecie Faraday.



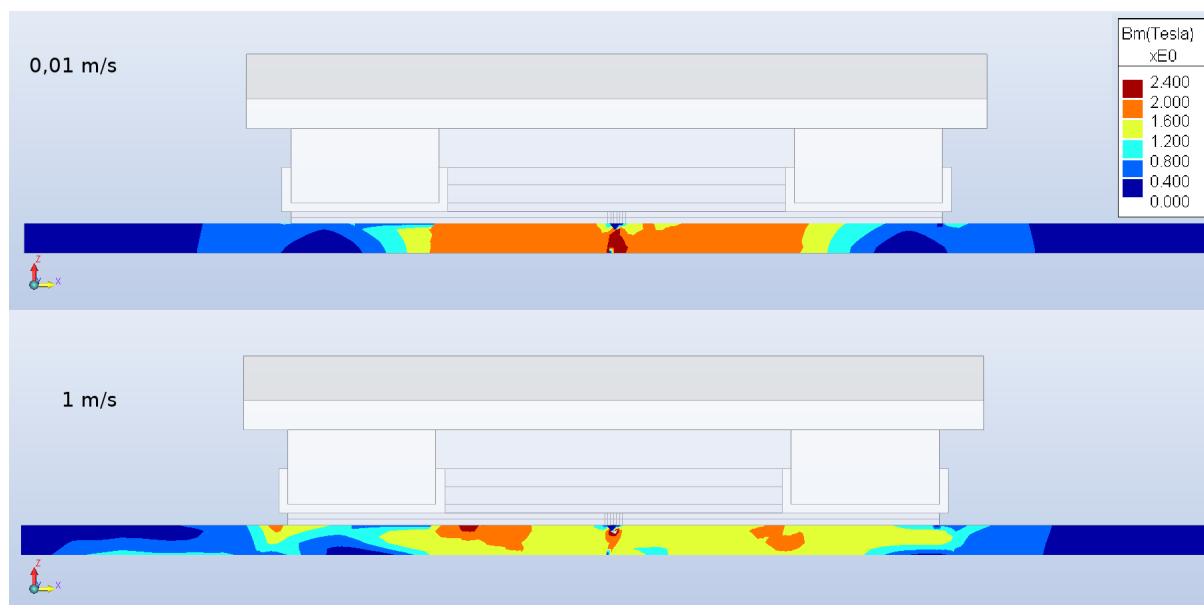
Rys. 4.15. Charakterystyki  $B(H)$  opisujące właściwości magnetyczne materiałów: (a) – płyty wzorcowej, (b) – osłon magnesów i zwór magnetycznych

#### 4.5.2 Rezultaty analizy MES rozkładu przestrzennego indukcji i prądów wirowych

Zmianę w przestrzennym rozkładzie namagnesowania wnętrza płyty, zachodzącą pod wpływem rosnącej prędkości, zilustrowano na podstawie wyników dotyczących wady zewnętrznej o głębokości równej 20% grubości płyty. Odpowiadające tym wynikom rozkłady przestrzenne indukcji pola magnetycznego  $B$  wewnątrz płyty z wadą zaprezentowano na Rys. 4.16. Jak można zauważyć, przy bardzo małej prędkości pomiaru, równej 1 cm/s, rozkład przestrzenny indukcji  $B$  wewnątrz płyty jest praktycznie symetryczny. Średni poziom indukcji  $B$  pomiędzy biegunami magnesnicy zawiera się w przedziale 1,6–2,0 T. Wyjątek stanowi obszar znajdujący się tuż pod wadą, gdzie dochodzi do zagęszczenia strumienia indukcji magnetycznej  $\Phi$ , co wiąże się z towarzyszącym temu wzrostem poziomu indukcji  $B$  w tym obszarze do wartości przekraczającej 2 T.

Dla większej prędkości, równej 1 m/s, rozkład przestrzenny indukcji  $B$  staje się asymetryczny. Ponadto zasięg obszaru, dla którego indukcja  $B$  przekracza 0,8 T, jest widocznie większy niż przy prędkości 1 cm/s. Jednocześnie jednak zaobserwować można spadek średniego poziomu indukcji  $B$  pomiędzy biegunami magnesnicy w stosunku do rozkładu odpowiadającego prędkości 1 cm/s. Z wyjątkiem okolic wady i obszarów

znajdujących się po wewnętrznych stronach biegunów magnesnicy, poziom ten zawiera się w przedziale 1,2–1,6 T.

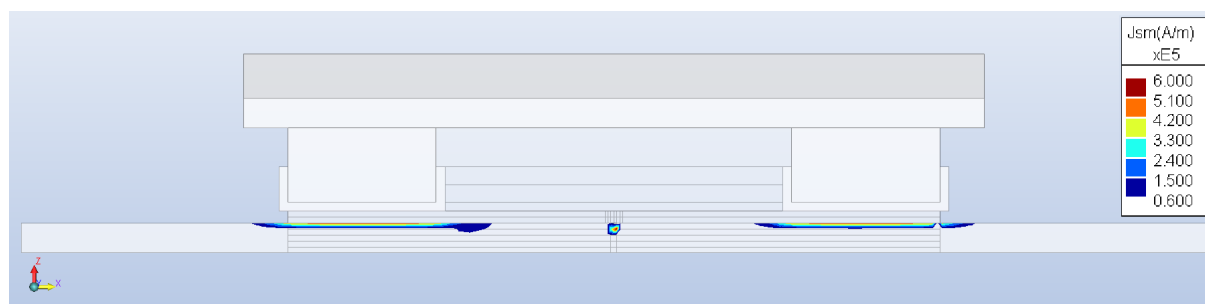


Rys. 4.16. Rozkłady przestrzenne indukcji  $B$  na przekroju OXZ płyty z wadą zewnętrzną o głębokości względnej równej 20%, otrzymane dla dwóch różnych prędkości

Przyczyną obserwowanej na Rys. 4.16 zmiany rozkładu przestrzennego indukcji  $B$  w płycie z wadą są prądy wirowe spowodowane względnym ruchem magnesnicy i płyty. Miejsca, w których gęstość tychże prądów dla prędkości 1 m/s jest największa widoczne są w postaci kolorowych obszarów na Rys. 4.17. Jak widać, obszary te są zlokalizowane głównie pod biegunami magnesnicy przy górnej powierzchni płyty. Prądy wirowe występują również w sąsiedztwie wady. W swoich rozważaniach jednak skoncentrujemy się jedynie na wpływie prądów wirowych powstających pod biegunami magnesnicy, gdyż jak wynika z rozważań zawartych w rozdziale 2.6, to właśnie one są przyczyną spadku namagnesowania wnętrza płyty a co za tym idzie również zmiany bazowego poziomu MPR (poziomu mierzonego nad obszarem płyty, w którym nie występują wady).

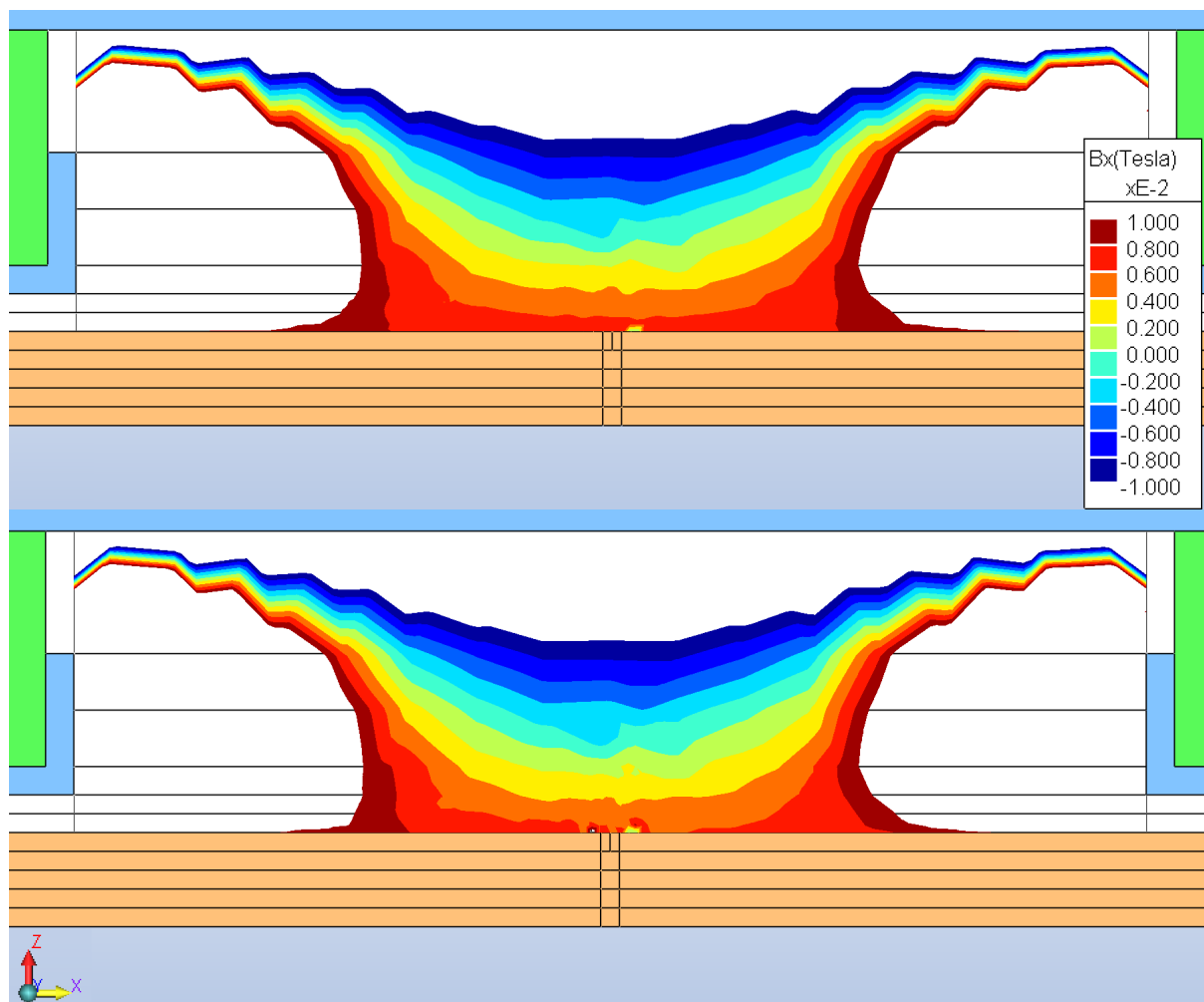
Zmiana rozkładu przestrzennego namagnesowania wnętrza płyty przy wzroście prędkości przekłada się na zmianę rozkładu przestrzennego MPR pomiędzy biegunami magnesnicy. Na Rys. 4.18 zestawiono ze sobą wspomniane rozkłady przestrzenne składowej  $B_x$  odpowiadające dwóm prędkościom: 0,01 oraz 1 m/s. Aby wyeliminować w tym wypadku wpływ prądów wirowych występujących dookoła wady, na Rys. 4.18 przedstawione zostały rozkłady przestrzenne pochodzące z symulacji płyty nie posiadającej wady. Różnice pomiędzy obydwojoma rozkładami są na pierwszy rzut oka stosunkowo niewielkie.

Dostrzegalne jest jednak przemieszczenie izolinii odpowiadających 4 i 6 mT w kierunku powierzchni płyty. Obszar, w którym zachodzi to przemieszczenie znajduje się w bezpośredniej bliskości badanej powierzchni płyty. Jest to też obszar z praktycznych względów najbardziej interesujący, z uwagi na fakt, iż wysokość, na której znajdują się czujniki pola magnetycznego z reguły wynosi kilka milimetrów. Z tego też względu dalsza analiza będzie się koncentrowała na tym właśnie obszarze.



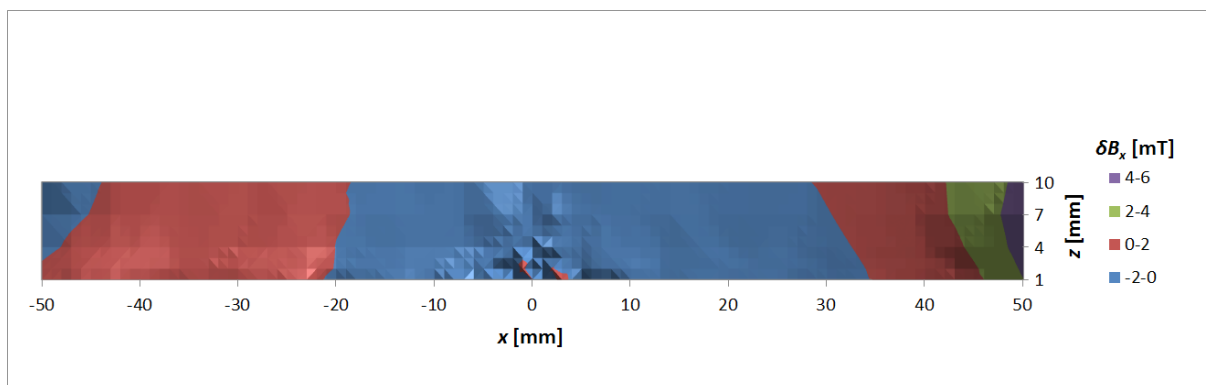
Rys. 4.17. Rozkład przestrzenny powierzchniowej gęstości prądów wirowych generowanych przy prędkości 1 m/s

W celu lepszego uwidocznienia zmian, jakie zachodzą w rozkładzie przestrzennym składowej indukcji  $B_x$  wraz ze wzrostem prędkości, dla obszaru przylegającego do powierzchni płyty o wymiarach z zakresu  $x = -50-50$  mm oraz  $z = 1-10$  mm wykreślono mapę konturową różnicy  $\delta B_x$  pomiędzy rozkładem przestrzennym składowej indukcji  $B_x$  przy prędkości 1 m/s a rozkładem przy prędkości 0,01 m/s (Rys. 4.19). Jak można zauważyć, w zależności od umiejscowienia czujnika mierzącego składową indukcji  $B_x$  uzyskane przesunięcie poziomu bazowego tej składowej może być zarówno ujemne jak i dodatnie. W rozpatrywanym obszarze przesunięcie bazowego poziomu  $B_x$  jest zdeterminowane głównie lokalizacją wzdłuż osi  $x$ .

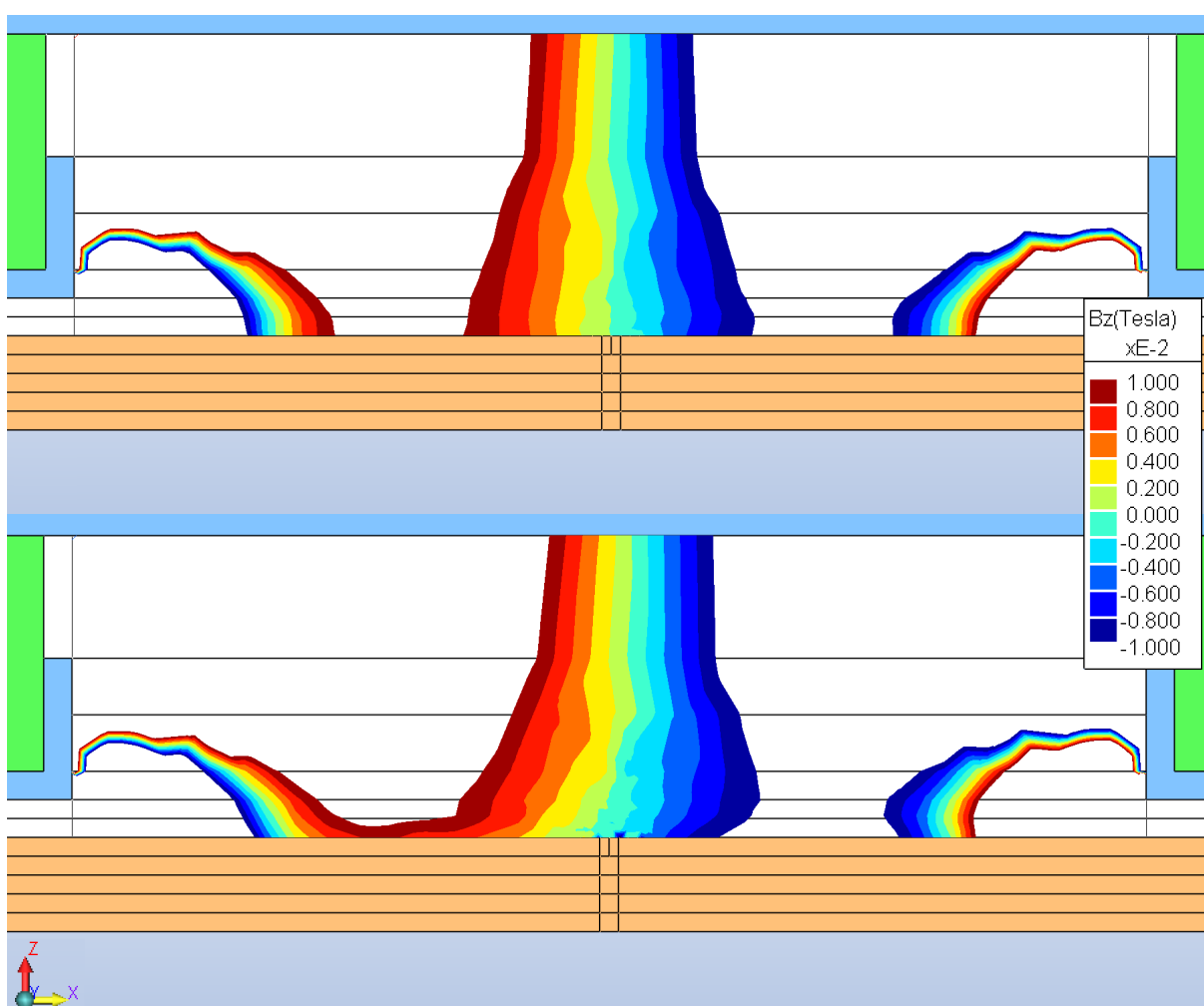


Rys. 4.18. Porównanie przestrzennych rozkładów składowej indukcji  $B_x$  pomiędzy biegunami magnesu dla prędkości 0,01 i 1 m/s.

Analogiczne podejście jak w przypadku prezentacji wyników widocznych na Rys. 4.18 i Rys. 4.19 zastosowano do przedstawienia rezultatów symulacji otrzymanych dla składowej indukcji  $B_z$ . Zgodnie z powyższym na Rys. 4.20 również umieszczono zestawienie rozkładów przestrzennych składowej indukcji  $B_z$  przy dwóch różnych prędkościach: 0,01 i 1 m/s. W porównaniu z wynikami zaprezentowanymi na Rys. 4.18 zmiany w rozkładzie przestrzennym składowej indukcji  $B_z$ , zachodzące przy wzroście prędkości i widoczne na Rys. 4.20, są zauważalne gołym okiem. Jak widać rozkład przestrzenny składowej indukcji  $B_z$  staje się asymetryczny wraz ze wzrostem prędkości i to w dużo większym stopniu niż ma to miejsce dla  $B_x$ .



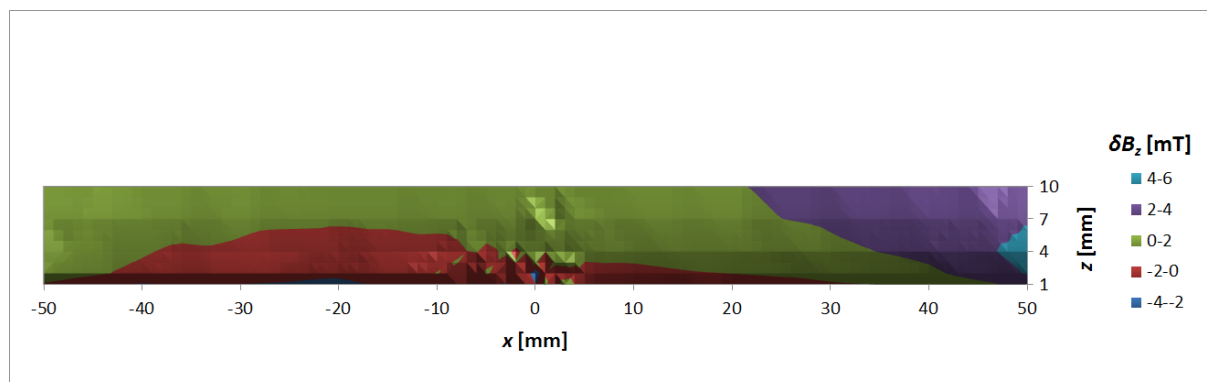
Rys. 4.19. Zależność przestrzenna zmiany  $\delta B_x$  wartości składowej indukcji  $B_x$ , która zachodzi przy wzroście prędkości od 0,01 do 1 m/s



Rys. 4.20. Porównanie przestrzennych rozkładów składowej indukcji  $B_z$  pomiędzy biegunami magnetycznymi, uzyskanych dla prędkości 0,01 i 1 m/s

Rozkład przestrzenny różnicy  $\delta B_z$  pomiędzy wartościami odpowiadającymi rozkładowi przestrzennemu  $B_z$  przy prędkości 1 m/s a wartościami rozkładu przy prędkości 0,01 m/s przedstawiono na Rys. 4.21. Można stwierdzić, iż zakres wartości dla zmiany  $\delta B_z$

w rozpatrywanym obszarze jest zbliżony do zakresu zmiany  $\delta B_x$  i wynosi kilka mT. Jednakże sam rozkład przestrzenny  $\delta B_z$  posiada zupełnie inny charakter niż w przypadku zmiany  $\delta B_x$ . Jak widać na podstawie Rys. 4.21 dynamika zmian wartości  $\delta B_z$  wzdłuż osi  $z$  jest zdecydowanie większa niż wzdłuż osi  $x$ .



Rys. 4.21. Zależność przestrzenna zmiany  $\delta B_z$  wartości składowej indukcji  $B_z$ , która zachodzi przy wzroście prędkości od 0,01 do 1 m/s.

Przedstawione wyniki symulacji MES dostarczyły użytecznych informacji na temat wpływu prądów wirowych, które są generowane pod biegunami magnesu, na zmiany jakie zachodzą w rozkładzie przestrzennym MPB pomiędzy jej biegunami. Najważniejszą z nich jest sam fakt występowania zależności przestrzennej zmian  $\delta B$ , które to zmiany dla przyrostu prędkości od 0,01 do 1 m/s są rzędu mT czyli są porównywalne z wielkością potencjalnych anomalii rozkładu przestrzennego MPB. Drugi fakt dotyczy zależności znaku i wartości wspomnianych zmian od lokalizacji w przestrzeni pomiędzy biegunami magnesu. Z kolei trzecim faktem jest różna zależność przestrzenna zmiany  $\delta B$  dla każdej ze składowych indukcji MPB.

## 4.6 Dyskusja wyników pomiarów i analizy MES

### 4.6.1 Przesunięcie bazowego poziomu rozkładu przestrzennego MPB

Uzyskane wyniki eksperymentalne w jednoznaczny sposób dowodzą, iż istnieje zależność pomiędzy bazowym poziomem składowych  $B_x$  i  $B_z$  a prędkością magnesu względem badanej płyty. Rezultaty symulacji MES pozwoliły z kolei potwierdzić, iż zjawisko przesunięcia poziomu bazowego wynika pośrednio z generacji prądów wirowych pod biegunami magnesu. Wspomniane prądy wirowe stanowią więc brakujące ogniwo w ciągu przyczynowo-skutkowym zaobserwowanym eksperymentalnie.



W dotychczasowej części tego rozdziału pokazano również, że charakter wpływu prądów wirowych generowanych pod biegunami magneśnicy na bazy poziome poszczególnych składowych MPR nie jest uniwersalny. Dzieje się tak, ponieważ zarówno znak jak i wartość przesunięcia poziomu bazowego zależą od umiejscowienia czujników pola magnetycznego (patrz Rys. 4.19 i Rys. 4.21). Fakt ten potwierdzają doniesienia literaturowe [73], [74], [94], w przypadku których badania przeprowadzane były w celu określenia optymalnej lokalizacji czujników pola magnetycznego w metodyce MFL.

Choć w ramach przeprowadzonych badań nie zbadano tego aspektu, należy również dodać, iż istnieją w literaturze wyniki [73], [94] wskazujące na ważny udział geometrii obwodu magnetycznego, który tworzą magneśnica i płyta, na bazy poziome poszczególnych składowych MPR.

Zależność poziomu linii bazowej składowych  $B_x$  i  $B_z$  od prędkości magneśnicy, charakteryzująca wyniki doświadczalne opisane w częściach 4.2 i 4.4, została zaobserwowana również w przypadku wyników badań innych autorów. Rezultaty symulacji uzyskane przez zespół chińskich naukowców [83] wskazują na dodatnie przesunięcie linii bazowej składowej  $B_x$ , podobnie jak w przypadku prezentowanych przez nas rezultatów eksperymentu. Przy czym jako dodatnie rozumiemy takie przesunięcie, które następuje w kierunku charakterystycznego maksimum anomalii MPR. Analizy numeryczne obecne w innych publikacjach wskazują zaś na z goła przeciwną tendencję zmian poziomu linii bazowej składowej  $B_x$  [74], [75], [85]. Podobna sytuacja dotyczy rezultatów otrzymanych, również na drodze symulacji MES, dla składowej  $B_z$ . W tym przypadku także napotykamy na wyniki prezentujące przeciwne tendencje zmian poziomu bazowego. I tak w pracy Parka [75] odnaleźć można wyniki symulacji wskazujące na niewielkie dodatnie przesunięcie poziomu bazowego składowej  $B_z$ , podczas gdy wyniki obecne w innych pracach [83], [85], [95] charakteryzują się przeciwnym trendem.

Choć rezultaty analiz numerycznych stanowią większość dostępnego materiału porównawczego dla naszych badań, to istnieją publikacje, które dostarczają również wyników eksperymentalnych. Davis i Nestleroth [94] pokazali, iż pomiędzy prędkościami 1,1 a 3,6 m/s dochodzi do dodatniego przesunięcia poziomu bazowego składowej  $B_x$ . Należy przy tym wspomnieć, że obserwacja ta dotyczy przypadku lokalizacji czujnika bliżej tylnego (w odniesieniu do kierunku ruchu magneśnicy) bieguna. Podobnej zmiany nie zaobserwowano w przypadku lokalizacji czujnika na środku odcinka łączącego bieguny oraz w wypadku umieszczenia czujnika bliżej bieguna przedniego. Wyniki Mandayama i innych [86] pokazują natomiast ujemne przesunięcie składowej  $B_x$  pomiędzy sygnałem uzyskanym



dla prędkości 0,9 m/s a sygnałem uzyskanym dla prędkości 3,5 m/s. W tym wypadku jednak lokalizacja czujnika nie jest jawnie określona.

Podsumowując rezultaty badań własnych oraz przegląd wyników prezentowanych przez innych autorów, dochodzimy do następujących ogólnych obserwacji:

- Bazowe poziomy składowych  $B_x$  i  $B_z$  zależą w monotoniczny, najczęściej liniowy sposób od prędkości zmieniającej się w zakresie 0–2 m/s (część 4.3)
- Odpowiedzialne za zmianę tego poziomu są prądy wirowe generowane w próbce pod biegunami magnesnicy ([73], [86], [94] oraz część 4.5)
- Wielkość i znak przesunięcia poziomu bazowego sygnału zależy od położenia czujników pola magnetycznego, zarówno na osi  $x$  jak i  $z$  ([74], [84], [94], [95], [96] oraz część 4.5)

Wspomniana zależność przesunięcia poziomu bazowego od lokalizacji czujników, jak również nie wymieniony tutaj fakt zależności tego przesunięcia od rozstawu biegunów magnesnicy oraz poziomu namagnesowania próbki [73], [94], pozwalają wnioskować, iż wpływ prądów wirowych generowanych pod biegunami magnesnicy na poziomy bazowe składowych MPR jest silnie zależny od konstrukcji układu magnesującego i pomiarowego oraz właściwości fizycznych próbki. Niemniej jednak, jak pokazano w dotychczasowej części niniejszego rozdziału, istnieją sposoby uniezależnienia wyników pomiarów MPR od wpływu prądów wirowych generowanych pod biegunami magnesnicy.

Jak wykazano w częściach 4.2 i 4.4 tego rozdziału, poziom bazowy gradientu składowej normalnej  $\partial B_z / \partial x$ , który jest mierzony jako sygnał różnicowy dwóch czujników, jest praktycznie niezależny od prędkości. Dzięki tej własności, gradient  $\partial B_z / \partial x$  z metrologicznego punktu widzenia stanowi atrakcyjną alternatywę dla zwyczajowo mierzonych składowych MPR.

Pełna charakteryzacja geometrii wady lub innego źródła anomalii wymaga jednak również dokonania pomiarów składowych  $B_x$  i  $B_z$ . W takich sytuacjach do otrzymanych wyników pomiarów składowych  $B_x$  i  $B_z$ , które są zaburzone dryfem poziomu bazowego związanym z prędkością, można zastosować procedurę korekcji zaproponowaną w części 4.3 niniejszej pracy. Procedura ta pozwala na wyeliminowanie potencjalnych „pseudo-wad” mogących pojawiać się w sygnale pod wpływem nagłych zmian prędkości układu magnesującego podczas trwania pomiaru. W wypadku zastosowania proponowanej procedury korekcji do wyników pomiarów uzyskanych za pomocą tłoka magnetycznego, kalibracja zależności przesunięć poziomów bazowych składowych MPR powinna zostać



przeprowadzona na podstawie wyników uzyskanych na etapie początkowego rozpędzania tłoka. Zakładamy przy tym w przybliżeniu stałą grubość i właściwości fizyczne rurociągu na badanym odcinku.

#### 4.6.2 Zmiana wartości międzyszczytowej anomalii rozkładu przestrzennego MPR

W przeciwieństwie do poziomów bazowych składowych MPR, wartości międzyszczytowe ich anomalii zależą nie tylko od prądów wirowych generowanych pod biegunami magnesu ale również, albo i przede wszystkim, od prądów wirowych występujących w okolicach wady [86], [94]. Przypomnijmy, iż natężenie i rozkład przestrzenny tych drugich zależy nie tylko od prędkości, poziomu namagnesowania próbki, jej przewodności właściwej ale również od geometrii samej wady. Tak duży zbiór zmiennych sprawia, że obserwowane w różnych modelach numerycznych i układach doświadczalnych zależności wartości międzyszczytowych anomalii składowych MPR w funkcji prędkości różnią się między sobą.

Przedstawione w części 4.2 pracy wyniki eksperymentalne, które zostały uzyskane dla wad zewnętrznych o głębokościach z zakresu 20-80% pokazują, iż istnieje zależność monotoniczności charakterystyki  $\Delta B_x(v)$  od głębokości wady w badanym zakresie prędkości. Wyniki te wskazują na to, że dla wad dostatecznie płytkich (20%) trend ten może być malejący (Rys. 4.9a) zaś dla dostatecznie głębokich (80%) rosnący (Rys. 4.9d). Podobnego efektu nie zaobserwowano w wypadku charakterystyki  $\Delta B_z(v)$ , która to niezależnie od głębokości wady cechuje się trendem malejącym. W celu weryfikacji wspomnianych obserwacji porównano je z doniesieniami innych autorów, które zostały uzyskane dla podobnych warunków magnesowania i rozmiarów wad, zarówno na drodze eksperymentu jak i symulacji.

Dwuwymiarowy model elektromagnesu jarzmowego magnesującego próbkę o grubości 40 mm z wadą w postaci szczeliny o głębokości 6 mm został zasymulowany przy pomocy MES przez grupę chińskich badaczy pod przewodnictwem Chena [85]. Ich symulacje zostały przeprowadzone w dużym zakresie prędkości – od 0 do 50 m/s. Uzyskane w ten sposób charakterystyki  $\Delta B_x(v)$  i  $\Delta B_z(v)$  są niemonotoniczne. W najbardziej interesującym nas zakresie prędkości 0–2 m/s są one malejące, co pokrywa się ze skorygowanymi rezultatami otrzymanymi dla wady 20%, które przedstawiono na Rys. 4.9a.

Podobną serię symulacji, lecz tym razem dwuwymiarowego modelu magnesu wyposażonej w magnesy neodymowe przeprowadzili Gan oraz Chai [83]. Modelowana wada prostokątna posiadała wymiary 5 na 5 mm, zaś grubość próbki wynosiła 10 mm.



Przedstawione przez nich rezultaty zostały otrzymane dla kilku prędkości z zakresu 0–40 m/s. Biorąc pod uwagę dwa rozkłady przestrzenne  $B_x$ : pierwszy uzyskany dla prędkości bliskiej 0 m/s oraz drugi dla następnej w kolejności prędkości 5 m/s, nie sposób dostrzec znaczących zmian wartości międzyszczytowej  $\Delta B_x$ . Analogiczna sytuacja dotyczy odpowiednich rozkładów przestrzennych składowej  $B_z$ . Rzecz jasna nie można na tej podstawie stanowczo stwierdzić, iż charakterystyki  $\Delta B_x(v)$  oraz  $\Delta B_z(v)$  są stałe w przedziale prędkości 0–5 m/s. Porównywalne wyniki dla wad 40% i 60%, przedstawione na Rys. 4.9b-c, otrzymane co prawda dla mniejszego przedziału prędkości, nie stoją, ze względu na swoją zmienność, w sprzeczności ze wspomnianymi rezultatami symulacji. Charakterystyki  $\Delta B_x(v)$  oraz  $\Delta B_z(v)$ , podobnie jak to miało miejsce w przypadku wyników Chena i innych [85], mogą być niemonotoniczne w przedziale prędkości 0–5 m/s.

Rezultaty symulacji modelu dwuwymiarowego układu magneśnicy jarzmowej, wyposażonej w magnesy neodymowe i dodatkowo szczotki prowadzące strumień pola magnetycznego między magnesami a próbką, przedstawiono w pracy Zhanga i innych [96]. Pokazane w niej rezultaty dotyczą wady o długości 10 mm i głębokości 5 mm. Grubość próbki wynosi zaś 10 mm. Symulacje wykonane zostały dla kilku prędkości z przedziału 0,1–20 m/s. Porównując ze sobą wartości międzyszczytowe  $\Delta B_x$  dla dwóch prędkości: 0,1 i 5 m/s, można stwierdzić niewielki spadek tej wartości ze wzrostem prędkości. W innym artykule [95], opisującym powyższe badania, autorzy przedstawiają wyniki dotyczące wartości międzyszczytowej  $\Delta B_z$ . I w tym wypadku dochodzi do spadku tej wartości dla prędkości 5 m/s w stosunku do prędkości 0,1 m/s. Znowuż jednak, nie sposób jest na tej podstawie stanowczo stwierdzić, czy monotoniczny spadek ma miejsce w całym przedziale prędkości 0,1–5 m/s.

Jeden z nielicznych w literaturze wynik eksperymentalny, który można porównać z przedstawionymi w niniejszej rozprawie rezultatami, odnaleźć można w pracy Davisa i Nestlerotha [73]. W eksperymencie tym wykorzystano magneśnicę wyposażoną w magnesy neodymowe i szczotki. Zaprezentowane wyniki dotyczą wady zewnętrznej o długości 51 mm, szerokości 152 mm oraz głębokości 50% przy grubości próbki równej ok. 7,6 mm. Autorzy zestawili ze sobą rozkłady przestrzenne składowej  $B_x$  otrzymane przy prędkościach 1,1 i 3,6 m/s. Na podstawie zestawienia rezultatów stwierdzić można występowanie istotnego spadku wartości międzyszczytowej  $\Delta B_x$  dla prędkości 3,6 m/s w stosunku do prędkości 1,1 m/s.

Reasumując zaprezentowaną analizę dostępnych w literaturze wyników, pod kątem monotoniczności charakterystyk  $\Delta B_x(v)$  i  $\Delta B_z(v)$ , można stwierdzić, iż albo są one spójne z przedstawionymi w części 4.2 rezultatami [85], albo też, ze względu na zbyt małą liczbę



możliwych do porównania punktów pomiarowych, nie pozwalają na stwierdzenie istnienia jednoznacznej korelacji [73], [83], [95], [96]. Warty uwagi jest fakt zróżnicowania tendencji zmian wartości  $\Delta B_x(v)$ , wynikający z rezultatów uzyskanych dla wad 50% [73], [83], [95], [96]. Zróżnicowanie to świadczy jedynie o tym, że dla różnej budowy magnesnic, geometrii wad (długość i szerokość) i w końcu właściwości fizycznych elementów obwodu magnetycznego otrzymać można rezultaty w różny sposób zależne od prędkości.

W przypadku wady wewnętrznej o głębokości 80% dokonano porównania rezultatów znajdujących się na Rys. 4.13 z wynikami doświadczalnymi otrzymanymi przez Davisa i Nestlerotha [94]. Prezentowane przez nich wyniki dotyczą m.in. prostopadłościenną wady o głębokości 80%, długości 51 mm i szerokości 76 mm. Autorzy dokonali porównania rozkładów przestrzennych składowej  $B_x$  dla prędkości 1,1 i 3,6 m/s. Z porównania tego wynika, iż spadek wartości międzyszczytowej  $\Delta B_x$  wraz ze wzrostem prędkości jest dla wady 80% niezwykle mały. Autorzy obserwują również wzrost wpływu prędkości wraz ze zmniejszaniem się głębokości wady wewnętrznej, który to objawia się zwiększającym się spadkiem wartości międzyszczytowej  $\Delta B_x$ . Wyniki dla skorygowanego rozkładu przestrzennego składowej  $B_x$ , umieszczone na Rys. 4.13, w zakresie, w którym w przybliżeniu pokrywają się z rezultatami Davisa i Nestlerotha, tj. od 1,05–1,56 m/s, wskazują na niewielką zmienność wartości międzyszczytowej  $\Delta B_x$  w tym zakresie.

Podsumowując analizę porównawczą wyników własnych z rezultatami innych autorów należy stwierdzić, iż materiał porównawczy dla niewielkich prędkości tj. należących do zakresu 0–2 m/s jest bardzo ograniczony. Dowodzi to, jak ważny jest wkład zaprezentowanych w tej pracy badań do wiedzy na temat wpływu prędkości z zakresu 0–2 m/s na wyniki pomiarów MPR. Ponadto przeprowadzona analiza porównawcza pozwala stwierdzić, iż:

- wpływ prędkości na wartości międzyszczytowe składowych MPR nie posiada uniwersalnego charakteru i jest zależna od szeregu czynników związanych ze sposobem magnesowania [73], [94], właściwościami materiału próbki [73], [86] i geometrią wady [73], [94];
- zależność wartości międzyszczytowej od prędkości w ogólności jest niemonotoniczna [84], [85] choć może być monotoniczna w pewnych przedziałach prędkości.

Wartość międzyszczytowa anomalii rozkładu MPR stanowi informację, na bazie której określana jest głębokość wady [86]. W sytuacji, gdy wspomniana wartość międzyszczytowa jest w sposób niemonotoniczny zależna od prędkości, sprowadzanie sygnału do postaci stacjonarnej nie przyjmuje tak prostej formy jak procedura opisana w części 4.3. Jedną z dróg



rozwiązania tego problemu jest odpowiednie usytuowanie czujników, tak by wpływ prędkości na wartość międzyszczytową został zminimalizowany [74], [84], [94], [95], [96]. Drugim sposobem jest zastosowanie, w celu uzyskania sygnału stacjonarnego, algorytmów „samouczących się” [20], [21]. Algorytmy te wymagają jednak dysponowania bogatą bazą sygnałów pochodzących od wad wzorcowych, co wiąże się dodatkowymi kosztami związanymi z wytworzeniem i składowaniem wzorców. Z tego też względu rozsądniejszym z ekonomicznego punktu widzenia jest zastosowanie pierwszego ze sposobów uniezależniania wartości międzyszczytowej anomalii MPR od prędkości tj. optymalizacji usytuowania czujników.

## 5 PODSUMOWANIE I WNIOSKI

---

Praca porusza problematykę wybranych zagadnień związanych z pomiarami magnetycznego pola rozproszonego (MPR), mających duże znaczenie dla interpretacji wyników tych pomiarów. Dwa główne zagadnienia to:

- wpływ geometrii i właściwości magnetycznych próbki na rozkład przestrzenny MPR;
- wpływ sposobu magnesowania na rozkład przestrzenny MPR.

Przez wpływ geometrii na rozkład przestrzenny MPR rozumiany jest wpływ lokalnych zmian geometrii, czyli również wpływ lokalnego zmniejszenia szerokości próbki. Przez wpływ właściwości magnetycznych na rozkład przestrzenny MPR rozumiany jest natomiast wpływ lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki na tenże rozkład. Analizowanymi w pracy sposobami magnesowania, mającymi istotny wpływ na rozkład przestrzenny MPR, są: magnesowanie próbki przy pomocy zewnętrznego pola magnetycznego, magnesowanie próbki przy pomocy przemieszczającej się nad próbką magneśnicy.

### 5.1 Wpływ geometrii i właściwości magnetycznych

Celem jaki przyświecał badaniom nad wpływem geometrii i właściwości magnetycznych na MPR było (I) **opracowanie metodyki pomiarów i analizy ilościowej rozkładu przestrzennego MPR w przypadku obiektów technicznych magnesowanych jedynie ziemskim polem magnetycznym**. Motywacją do podjęcia tych badań były doniesienia literaturowe dotyczące możliwości wykorzystania metody MPM do ilościowej oceny stanu naprężeń w badanym obiekcie. Bazując na stanie wiedzy o zjawiskach magnetosprężystych i oddziaływaniu struktury dyslokacyjnej materiału z jego strukturą magnetyczną stwierdzono, iż bezpośrednio obserwowanym w trakcie pomiarów MPR efektem (który nie jest związany z obecnością wady geometrycznej) jest lokalna zmiana namagnesowania i właściwości magnetycznych obiektu. W związku z tym w pracy skupiono się na opracowaniu ilościowej metody określania, na podstawie rozkładu przestrzennego MPR, lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej. Zmiana ta może być spowodowana lokalnymi naprężeniami i lokalną zmianą mikrostruktury. Obydwa efekty są rezultatem obecności tzw. koncentratorów naprężeń, do których należą m.in. przewężenia. Mając świadomość, iż lokalna zmiana przenikalności magnetycznej bardzo często współtowarzyszy przewężeniu, postawiono sobie za cel opracowanie metodyki analizy MPR, która pozwala na

wyzolowanie z sygnału MPR informacji o lokalnej zmianie przenikalności magnetycznej. Posiadając dane kalibracyjne, wiążące poziom odkształcenia plastycznego badanego materiału z jego przenikalnością magnetyczną, można przy pomocy opracowanej metodyki określić wartość odkształcenia plastycznego w badanym obiekcie. Z uwagi na fakt, iż metodyka ta bazuje na badaniach, które dotyczą próbek pozostających w stanie naprężeń własnych, może być ona stosowana do badania obiektów, które nie są w trakcie pomiarów poddawane obciążeniom (np. łopatki turbiny silnika samolotowego). Zbadana została również możliwość ilościowego określenia, na podstawie analizy rozkładu przestrzennego MPR, stanu naprężeń, który jest wynikiem stałych obciążeń przenoszonych przez obiekt. Jak wspomniano już wcześniej stan naprężeń wpływa na przenikalność magnetyczną i namagnesowanie, a więc pośrednio również na MPR. Na podstawie analizy wyników doświadczalnych, które otrzymano dla próbek poddanych naprężeniom rozciągającym stwierdzono, iż możliwe jest przybliżone określenie stanu naprężeń w obciążanym obiekcie.

Wpływ geometrii na rozkład przestrzenny MPR został zbadany doświadczalnie poprzez wykonanie pomiaru MPR dla próbki „A” (część 3.2) oraz numerycznie z wykorzystaniem analizy MEB (część 3.4.3). Cechą charakterystyczną próbki „A” jest posiadane przez nią przewężenie. Analizie poddano rozkłady przestrzenne składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  oraz gradientu  $\partial B_z / \partial x$ . Uzyskane doświadczalnie jak i numerycznie rozkłady przestrzenne MPR charakteryzują się lokalną zmianą, określaną w pracy jako anomalia, która jest rejestrowana nad obszarem przewężenia. Na podstawie wyników przedstawionych w części 3.4.3 wykazano, że wartości międzyszczytowe anomalii składowej indukcji  $B_x$  i gradientu  $\partial B_z / \partial x$  rosną nieliniowo wraz ze wzrostem stopnia przewężenia próbki ( $|\delta w|$ ). W części 3.5 dokonano porównania rozkładu przestrzennego MPR zmierzonego dla próbki „A” z rozkładem otrzymanym na drodze symulacji MEB. Z porównania tego wynika, iż eksperymentalny rozkład przestrzenny składowej indukcji  $B_x$  został z dużą dokładnością odtworzony przy użyciu tej metody numerycznej.

Podobnie jak w przypadku wpływu lokalnej zmiany geometrii, tak również w ramach badań nad wpływem właściwości magnetycznych na rozkład przestrzenny MPR przeprowadzone zostały pomiary doświadczalne (część 3.2) oraz analiza zagadnienia z użyciem MEB (część 3.4). W przeprowadzonym eksperymencie próbką reprezentującą efekt lokalnej zmiany właściwości magnetycznych jest próbka „B”. Próbka ta została rozciągnięta do poziomu  $\varepsilon_{pl} = 7,5\%$ , następnie wyjęta z maszyny rozciągającej i przycięta na jednakową szerokość wzdłuż całej swej długości, aby wyeliminować wpływ geometrii na rozkład



przestrzenny MPR. Zdeformowany plastycznie środkowy obszar próbki „B” charakteryzuje się mniejszą przenikalnością magnetyczną ( $\mu_r = 120$ ) w porównaniu z obszarami nieodkształconymi plastycznie ( $\mu_r = 240$ ). Obszar ten posiada większą, aniżeli przyległe części próbki „B”, reluktancję. Zgodnie z klasyczną definicją reluktancji, określoną wzorem (2.27), zmiana przenikalności magnetycznej wpływa w taki sam sposób na reluktancję jak przewężenie próbki. Potwierdza to rozkład przestrzenny MPR otrzymany dla próbki „B”. W rozkładach przestrzennych składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  oraz gradientu  $\partial B_z / \partial x$ , które otrzymano dla próbki „B”, występują anomalie podobne do zaobserwowanych w rozkładzie przestrzennym MPR zmierzonym dla próbki „A”. Rezultaty analizy MEB pozwalają stwierdzić, iż wartości międzyszczytowe anomalii rozkładów przestrzennych: składowej indukcji  $B_x$  i gradientu  $\partial B_z / \partial x$ , zależą w sposób nieliniowy od lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki. Otrzymane zależności są bardzo zbliżone do tych, które otrzymano w wyniku analizy wpływu stopnia przewężenia próbki na rozkład przestrzenny MPR. Na podstawie tych zależności można sformułować relacje odwrotne, które pozwalają określić wartość nieznaną względną zmiany przenikalności magnetycznej na podstawie znanej wartości międzyszczytowej anomalii. Tak sformułowane relacje odwrotne są jednoznaczne, więc mogą pełnić funkcję zależności kalibracyjnej. Potwierdza to słuszność tezy I, w której stwierdzono, iż **możliwe jest, na podstawie analizy rozkładu przestrzennego MPR, określenie wielkości lokalnej względnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki.** Porównanie uzyskanego doświadczalnie rozkładu przestrzennego MPR z rozkładem stanowiącym wynik symulacji MEB pozwala stwierdzić, iż model numeryczny próbki z dużą dokładnością odwzorowuje MPR występujące wokół próbki „B”.

Łączony efekt wpływu geometrii i właściwości magnetycznych na rozkład przestrzenny MPR reprezentuje próbka „C”. Wyjściowa geometria tej próbki była taka sama jak geometria próbki „A”. Próbka „C” została poddana rozciąganiu do uzyskania odkształcenia plastycznego  $\varepsilon_{pl} = 7,5\%$ . W przeciwieństwie do próbki „B” nie została ona jednak przycięta. W zmierzonym dla tej próbki rozkładzie przestrzennym MPR zaobserwowano anomalie o intensywności większej niż w przypadku próbek „A” i „B”. Symulacja MEB wykonana dla próbki „C” z dużą dokładnością odwzorowuje MPR, które występuje wokół tej próbki. W części 3.5 zaproponowana została metodyka określania względnej zmiany przenikalności magnetycznej w sytuacji, gdy zmiana ta występuje w strefie przewężenia próbki. W oparciu o zależności kalibracyjne wyznaczone na podstawie symulacji MEB przeprowadzona została weryfikacja zaproponowanej metodyki. Weryfikacji dokonano



poprzez rozwiązanie zagadnienia odwrotnego dla próbki „C”. Uzyskane dla rozkładów składowej indukcji  $B_x$  i gradientu  $\partial B_x / \partial x$  wyniki analizy zmian przenikalności magnetycznej mieszczą się w granicach niepewności rzeczywistej wartości względnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki „C”. Potwierdza to prawdziwość tezy II, w której stwierdzono, iż **określenie względnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki na podstawie analizy rozkładu przestrzennego MPR jest możliwe w przypadku współwystępowania w pewnym obszarze próbki lokalnej zmiany geometrii i zmiany przenikalności magnetycznej.**

W celu zbadania bezpośredniej zależności między rozkładem przestrzennym MPR a naprężeniami wykonane zostały pomiary MPR dla próbek o oznaczeniach „D<sub>1</sub>” i „D<sub>2</sub>”. Próbki te posiadały przewężenie w swej środkowej części. Każda z nich została poddana stopniowemu rozciąganiu. Pomiary MPR dla próbki „D<sub>1</sub>” zostały przeprowadzone przy kilku wartościach naprężenia, w zakresie odkształceń sprężystych i plastycznych. Ze względu na dużą dynamikę zmian rozkładu przestrzennego MPR w zakresie plastycznym, w celu zbadania powtarzalności zaobserwowanych zmian, pomiary w tym zakresie zostały powtórzone, tym razem dla próbki „D<sub>2</sub>”. Uzyskane dla próbek „D<sub>1</sub>” i „D<sub>2</sub>” wyniki pomiarów pozwoliły na określenie relacji między wartością składowej indukcji  $B_x$  a poziomem naprężeń  $\sigma$ . Na podstawie otrzymanej relacji  $B_x(\sigma)$  stwierdzono, iż na początkowym etapie rozciągania (zakres sprężysty) próbki „D<sub>1</sub>” wartość  $B_x$  ulega względnie dużej zmianie (spadkowi), która wynosi ok. 30  $\mu$ T. Poziom  $B_x$  stabilizuje się w miarę dalszego wzrostu poziomu naprężeń. Stan ten utrzymuje się do osiągnięcia granicy plastyczności  $R_e$ . W zakresie plastycznym poziom  $B_x$  zmierzony dla próbki „D<sub>1</sub>” podlega bardzo dynamicznym zmianom wraz z rosnącym naprężeniem  $\sigma$ . Zmiany te polegają na początkowym spadku i następującym po nim szybkim wzroście wartości  $B_x$  wraz z rosnącą wartością naprężenia  $\sigma$ . Na podstawie wyników pomiarów MPR uzyskanych dla próbki „D<sub>2</sub>” potwierdzona została powtarzalność otrzymanej dla próbki „D<sub>1</sub>” relacji  $B_x(\sigma)$ . Potencjalnie użyteczna z punktu widzenia ilościowej oceny naprężeń relacja  $\sigma(B_x)$  nie jest zależnością funkcyjną, tzn. nie pozwala ona na jednoznaczne określenie naprężenia  $\sigma$  na podstawie dowolnej zmierzonej wartości  $B_x$ . Tego typu przyporządkowanie jest jednak jednoznaczne dla  $\sigma$  nie przekraczających ok. 100 MPa. W kontekście ilościowej oceny naprężeń teza III, w której stwierdzono, iż **możliwe jest na podstawie analizy rozkładu przestrzennego MPR wyznaczenie składowej osiowej naprężeń w obszarze występowania zmiany geometrii**, jest więc prawdziwa jedynie we wskazanym powyżej zakresie naprężeń. Należy przy tym podkreślić, iż tak określona

zależność  $\sigma(B_x)$  jest cechą charakterystyczną badanego materiału (jakim jest stal 18G2A) jak i rodzaju naprężeń (makronaprężenia rozciągające). Pomimo braku możliwości jednoznacznego określenia poziomu naprężeń na podstawie relacji  $\sigma(B_x)$  stwierdzono, że jest możliwe przybliżone określenie przedziału naprężeń występujących w próbce na podstawie analizy cech rozkładu przestrzennego MPR. Za punkt odniesienia we wspomnianej analizie należy potraktować rozkłady przestrzenne MPR uzyskane metodami numerycznymi, takimi jak MEB czy MES. Metody te, jak pokazują wyniki zaprezentowane w rozdziale 3, są w stanie odwzorować z dużą dokładnością rozkład przestrzenny MPR obiektu o znanej geometrii i znanych wyjściowych właściwościach magnetycznych.

Warta zaznaczenia jest stwierdzona, istotna różnica między proponowaną metodyką pomiaru MPR a metodą MPM. Różnica ta dotyczy kwestii zastanego namagnesowania obiektu. Uzyskane wyniki badań pozwalają stwierdzić, iż wiarygodne określenie wartości naprężeń na podstawie pomiarów MPR wymaga wstępnego rozmagnesowania obiektu ze względu na nieznaną na ogół historię obciążeń oraz historię magnetyczną danego obiektu. Należy jednak podkreślić, iż rozmagnesowanie obiektu usuwa jego historię magnetyczną, która stanowi źródło informacji o zmianach namagnesowania spowodowanych działaniem naprężeń cyklicznych. W związku z tym aby w pełni wykorzystać potencjał proponowanej metody pomiarowej jak i metody MPM można zaproponować podejście kompromisowe. Polega ono na przeprowadzeniu dwukrotnego pomiaru danego obiektu – przed i po rozmagnesowaniu. Jeden z pomiarów dostarcza informacji o potencjalnych lokalizacjach SKN, drugi zaś o lokalnych zmianach przenikalności magnetycznej spowodowanych naprężeniami i zmianami w mikrostrukturze.

## 5.2 Wpływ prędkości magneśnicy

Jednym z celów badań nad wpływem prędkości magneśnicy na rozkład przestrzenny MPR było (II) **usystematyzowanie i poszerzenie aktualnego stanu wiedzy na temat wpływu wybranych czynników na zależność rozkładu przestrzennego MPR od prędkości magneśnicy**. Czynnikami tymi są: głębokość wady; usytuowanie wady względem powierzchni, nad którą wykonywany jest pomiar MPR; lokalizacja czujników względem magneśnicy. Wpływ wymienionych czynników na zależność rozkładu przestrzennego MPR od prędkości magneśnicy został przedyskutowany w części 4.6 niniejszej rozprawy. Zestawiono tam obserwacje dokonane na podstawie wyników badań własnych i rezultatów opublikowanych przez innych autorów. Jedną z motywacji do podjęcia się tego zadania są



rozbieżności, które występują między uzyskanymi przez różnych autorów zależnościami rozkładu przestrzennego MPR od prędkości magneśnicy. Kolejnym źródłem motywacji jest bardzo mały udział rezultatów badań eksperymentalnych w udokumentowanych wynikach. Większość opublikowanych w tym obszarze rezultatów badań pochodzi bowiem z symulacji MES. Niniejsza rozprawa wypełnia tę lukę, ponieważ zawiera wyniki pomiarów MPR, które uzyskano doświadczalnie. Obiekt badań stanowiła płyta wykonana ze stali 18G2A, w której wykonane zostały cztery prostopadłościennymi ubytki o różnych głębokościach – wady wzorcowe. Do magnesowania płyty użyto magneśnicy składającej się z trzech połączonych ze sobą modułów. Źródłem strumienia indukcji magnetycznej w każdym z modułów są dwa magnesy neodymowe, połączone ze sobą zwoją. Pomiędzy biegunami magneśnicy umieszczony został układ czujników efektu Halla. Układ ten umożliwia przeprowadzenie jednoczesnego pomiaru składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  oraz gradientu  $\partial B_z / \partial x$ . Magneśnica wyposażona jest również w enkoder, który dokonuje pomiaru jej przemieszczenia. Poprzez zróżniczkowanie zależności przemieszczenia od czasu, możliwe jest określenie zależności prędkości magneśnicy od czasu. Wyniki pomiarów otrzymane przy użyciu opisanej magneśnicy i płyty umieszczone zostały w częściach 4.2 i 4.4 rozprawy. Analiza danych doświadczalnych została uzupełniona o analizę numeryczną z wykorzystaniem MES (część 4.5). Analiza numeryczna pozwoliła na określenie rozkładu przestrzennego prądów wirowych, które są generowane w badanej płycie podczas ruchu magneśnicy. Prądy te przyczyniają się do zmiany namagnesowania wnętrza płyty (głównie w strefie styku biegunów z płytą i w strefie wady) oraz do modyfikacji rozkładu przestrzennego MPR. Analiza MES umożliwiła także zbadanie wpływu umiejscowienia czujników względem magneśnicy na zmianę poziomu bazowego rozkładów przestrzennych składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$ , która zachodzi na skutek wzrostu prędkości od 0,01 do 1 m/s.

Kolejnym celem badań nad wpływem prędkości magneśnicy na rozkład przestrzenny MPR było (III) **zbadanie możliwości przekształcenia uzyskanego doświadczalnie rozkładu przestrzennego MPR do postaci quasi-stacjonarnej**. Jest to zagadnienie o tyle istotne, o ile otrzymany eksperymentalnie rozkład przestrzenny MPR podlega znacznemu zaburzeniu, szczególnie, gdy prędkość magneśnicy jest niejednostajna. Z uwagi na fakt, iż anomalie rozkładu przestrzennego MPR stanowią źródło informacji o rozmiarach wad, zniekształcenie tych anomalii, spowodowane ruchem magneśnicy, prowadzi do błędnej ewaluacji geometrii wady. Aby tego uniknąć można dokonać optymalizacji konstrukcji magneśnicy poprzez odpowiednie umiejscowienie czujników w celu zminimalizowania

wpływu prędkości magneśnicy na mierzony rozkład przestrzenny MPR. Alternatywą dla procesu optymalizacji lub jego uzupełnieniem jest taka analiza zmierzonego rozkładu przestrzennego MPR, która prowadzi do uzyskania postaci quasi-stacjonarnej tego rozkładu. Jednym ze sposobów tego typu analizy jest zastosowanie sztucznych sieci neuronowych lub metod pokrewnych. Alternatywnym sposobem jest analiza, która wykorzystuje zależności parametrów charakterystycznych rozkładu przestrzennego MPR od prędkości magneśnicy. Badaniami nad drugim z wymienionych sposobów analizy zajęto się w niniejszej rozprawie. Analizowanymi parametrami charakterystycznymi rozkładu przestrzennego MPR są poziomy bazowe oraz wartości międzyszczytowe anomalii poszczególnych składników mierzonego sygnału (składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  oraz gradientu  $\partial B_z/\partial x$ ). Na podstawie wyników tej analizy stwierdzono, iż poziomy bazowe składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  zależą w sposób monotoniczny (najczęściej liniowy) od prędkości magneśnicy. Uzyskane zależności pozwoliły na uniezależnienie zmierzonych rozkładów przestrzennych składowych indukcji  $B_x$  i  $B_z$  od zmian ich poziomów bazowych (część 4.3). Podobnych, jak dla poziomów bazowych, prawidłowości nie zaobserwowano w przypadku wartości międzyszczytowych  $\Delta B_x$ ,  $\Delta B_z$  i  $\Delta(\partial B_z/\partial x)$ . Zależności wymienionych wartości międzyszczytowych od prędkości są w ogólności niemonotoniczne i zależne od głębokości wady. W rezultacie wpływ parametru, jakim jest zależna od prędkości wartość międzyszczytowa anomalii rozkładu przestrzennego MPR, nie został uwzględniony w procesie przekształcania otrzymanych doświadczalnie wyników pomiarów do postaci quasi-stacjonarnej. Oznacza to, iż zaprezentowany w pracy sposób analizy sygnału pozwala na pełne przekształcenie rozkładu przestrzennego MPR do postaci quasi-stacjonarnej w obszarach, w których nie występują wady oraz na przekształcenie częściowe w obszarach występowania wad. Zgodnie z powyższym prawdziwość tezy IV, w której stwierdzono, iż **transformacja rozkładu przestrzennego MPR do postaci quasi-stacjonarnej może zostać wykonana na podstawie krzywych kalibracyjnych wiążących parametry charakterystyczne tego rozkładu z prędkością magneśnicy**, została potwierdzona dla rozkładu pochodzącego z obszaru, w którym nie występują wady. Udowodnienie tej tezy w przypadku fragmentu rozkładu przestrzennego MPR, w którym występuje anomalia (której źródłem jest wada) wymaga dalszych badań.

### 5.3 Potencjał aplikacyjny i kierunki dalszych badań

Zawarte w rozprawie informacje i zaproponowane sposoby analizy wyników pomiarów MPR mogą być szczególnie interesujące dla badaczy i użytkowników metod MPM



oraz MFL. Użytkownicy pierwszej z wymienionych metod znajdą w rozprawie informacje na temat metodyki określania wielkości względnej zmiany przenikalności magnetycznej, która pośrednio może posłużyć również do oceny stopnia deformacji plastycznej badanego obiektu. Interesujące dla użytkowników metody MPM będą także rezultaty analizy związku między naprężeniami przyłożonymi do próbki z przewężeniem a rozkładem przestrzennym MPR. Konstruktorzy i użytkownicy tłoków magnetycznych (które działają w oparciu o metodę MFL) odnajdą w rozprawie obszerny opis wpływu prędkości magneśnicy na sygnał MFL (rozkład przestrzenny MPR) oraz opis metody kompensacji poziomu bazowego mierzonego sygnału ze względu na ten wpływ.

Przyszłe prace, podjęte w związku z kontynuacją przedstawionych w rozprawie badań, można podzielić na dwa obszary związane z:

1. udoskonaleniem metody określania stopnia deformacji plastycznej;
2. udoskonaleniem metody przekształcania rozkładu przestrzennego MPR, który uzyskano z wykorzystaniem ruchomej magneśnicy, do postaci quasi-stacjonarnej.

W celu wdrożenia zaproponowanej metody określania stopnia deformacji plastycznej do zastosowań przemysłowych konieczna jest weryfikacja dokładności tej metody poprzez wykonanie pomiarów dla obiektu rzeczywistego o bardziej skomplikowanej niż badane próbki geometrii. Ponadto należy dążyć do zminimalizowania niepewności wyznaczanego stopnia deformacji plastycznej. Można tego dokonać doskonaląc konstrukcję sondy poprzez:

- dodanie dwóch czujników mierzących w sposób bezpośredni gradient składowej normalnej indukcji;
- zastosowanie filtra dolnoprzepustowego.

Udoskonalenie metody przekształcania rozkładu przestrzennego MPR do postaci quasi-stacjonarnej wymaga przeprowadzenia większej ilości pomiarów przy różnych prędkościach i dla szerszego zakresu tych prędkości. Uzyskane w pracy rezultaty nie pozwoliły na określenie analitycznej zależności (funkcji aproksymującej), która wiązałaby wartości międzyszczytowe anomalii rozkładów przestrzennych składników MPR z prędkością magneśnicy. Dodatkowe wyniki powinny umożliwić określenie korelacji między tymi wielkościami. Należy przy tym pamiętać, iż analityczna postać funkcji wiążącej wartość międzyszczytową anomalii danego składnika sygnału MPR z prędkością magneśnicy musi również uwzględniać głębokość wady. Taka analityczna zależność, która uwzględnia zarówno prędkość magneśnicy jak i głębokość wady, umożliwia określenie quasi-stacjonarnej wartości międzyszczytowej anomalii MPR, która z kolei pozwala na ocenę głębokości wady. Sformułowanie takiej zależności nie umożliwia jednak jeszcze dokładnego odtworzenia



pierwotnego (quasi-stacjonarnego) kształtu anomalii rozkładu przestrzennego MPR. Dalsze prace będą dotyczyły rozwoju schematu przekształcania rozkładu przestrzennego MPR, mierzonego nad obszarem występowania anomalii, do jego pierwotnego kształtu. Schemat ten będzie stanowił alternatywę dla metod przekształcania sygnału wykorzystujących sztuczne sieci neuronowe.

## Bibliografia

- [1] M. Wojas, "Diagnostyka w bezpiecznej eksploatacji urządzeń technicznych," *Przegląd Spawalnictwa* R. 85, nr 12, s. 195-201, 2013.
- [2] M. Lipnicki, K. Mroczek, "Diagnostyka nieniszcząca, ryzyko awarii i strat oraz ubezpieczenia w eksploatacji," *Przegląd Spawalnictwa* R. 85, nr 12, s. 92-96, 2013.
- [3] A. Karolczuk, "Katastrofalne skutki pęknięć zmęczeniowych materiałów konstrukcyjnych," *Transport Przemysłowy* nr 1 (31), s. 44-48, 2008.
- [4] T. Chady i R. Sikora, "Badania nieniszczące: historia, stan obecny i perspektywy rozwoju," *Przegląd Spawalnictwa* R. 85, nr 12, s. 13-15, 2013.
- [5] J. Deputat, *Nieniszczące metody badania materiałów*, Biuro Gamma, Warszawa, 1997.
- [6] A. Lewińska-Romicka, *Badania nieniszczące - Podstawy defektoskopii*, WNT, Warszawa, 2001.
- [7] Z. Żurek, "Badania stanu ferromagnetycznych elementów maszyn w polu magnetycznym," *Zeszyty Naukowe Elektryka / Politechnika Śląska* z. 196 (2005), s. 3-150.
- [8] D. Lovejoy, "The history and basis of the magnetic particle testing method," in *Magnetic Particle Inspection: A practical guide*, Springer, 1993, pp. 1-12.
- [9] Z. D. Wang, Y. Gu, Y. S. Wang, "A review of three magnetic NDT technologies," *J. Magn. Magn. Mater.* vol. 324, no. 4, pp. 382-388, 2012.
- [10] B. Augustyniak, *Zjawiska magnetosprężyste i ich wykorzystanie w nieniszczących badaniach materiałów*, Wydawnictwo Politechniki Gdańskiej, 2003.
- [11] R. C. McMaster, P. McIntire, M. L. Mester, *Nondestructive Testing Handbook. Vol. 4: Electromagnetic Testing*, American Society for Nondestructive Testing, Inc, 4153 Arlington Plaza, Columbus, Ohio 43228, USA, 1986.
- [12] J. B. Nestleroth and T. A. Bubenik, *Magnetic flux leakage (MFL) technology for natural gas pipeline inspection*, Battelle, Report Number GRI-00/0180 to the Gas Research Institute, 1999.
- [13] A. Cosham, P. Hopkins and K. A. MacDonald, "Best practice for the assessment of defects in pipelines—Corrosion," *Engineering Failure Analysis*, vol. 14, no. 7, pp. 1245-1265, 2007.





- [14] A. A. Dubov, "A study of metal properties using the method of magnetic memory," *Met. Sci. Heat Treat.*, vol. 39, no. 9, pp. 401-405, 1997.
- [15] B. Liang, J. M. Gong, H. T. Wang, and C. Ye, "Evaluation of Residual Stresses in Butt-Welded Joints by Residual Magnetic Field Measurements," *Appl. Mech. Mater.*, vol. 217-219, pp. 2427-2434, 2012.
- [16] M. Roskosz and P. Gawrilenko, "Analysis of changes in residual magnetic field in loaded notched samples," *NDT E Int.*, vol. 41, no. 7, pp. 570-576, 2008.
- [17] M. Roskosz and M. Bieniek, "Evaluation of residual stress in ferromagnetic steels based on residual magnetic field measurements," *NDT E Int.*, vol. 45, no. 1, pp. 55-62, 2012.
- [18] M. Roskosz and M. Bieniek, "Analysis of the universality of the residual stress evaluation method based on residual magnetic field measurements," *NDT E Int.*, vol. 54, pp. 63-68, 2013.
- [19] J. Lu (ed.), *Handbook of measurement of residual stresses*, Fairmont Press, 1996.
- [20] S. Mandayam, "Invariance transformations for processing NDE signals" (1996). Retrospective Theses and Dissertations. Paper 11120.
- [21] L. Lei, C. Wang, F. Ji, and Q. Wang, "RBF-based compensation of velocity effects on MFL signals," *Insight - Non-Destructive Test. Cond. Monit.*, vol. 51, no. 9, pp. 508-511, 2009.
- [22] B. D. Cullity and C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2009.
- [23] D. Jiles, *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*, Chapman and Hall, 1991.
- [24] H. Kronmuller, M. Fahnle, *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids*, Cambridge University Press, 2003.
- [25] E. W. Lee, "Magnetostriction and Magnetomechanical Effects," *Reports on Progress in Physics*, vol. 18, no. 1, pp. 184, 1955.
- [26] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, Engl. ed. prep. with the assistance of Graham, Chad D., Jr., Oxford University Press on Demand, 2009.
- [27] H. Kirchner, "The effect of tension, compression, and torsion on longitudinal magnetostriction," *Ann. Phys.*, vol. 27, no. , pp. 49, 1936.
- [28] D. Senczyk, *Mikronapężenia*, Poznań: Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej, 1997.



- [29] E. Macherauch, H. WohlFahrt, U. Wolfstieg, "Zur zweckmassigen definition von eigenspannungen," *HTM*, vol. 28, no. 3, pp. 201-211, 1973.
- [30] Z. Wang, B. Gong, "Residual Stress in the Forming of Materials," in *Handbook of Residual Stress and Deformation of Steel*, G. Totten, M. Howes, T. Inoue, Eds.: ASM Int., 2002, pp. 141-149.
- [31] W. Zinn, B. Scholtes, "Residual Stress Formation Processes during Welding and Joining," in *Handbook of Residual Stress and Deformation of Steel*, Totten, G., Howes, M., Inoue, T., Eds.: ASM Int., 2002, pp. 391-396.
- [32] R. W. Lewis et al., "Residual Stress Formation during Casting," in *Handbook of Residual Stress and Deformation of Steel*, Totten, G., Howes, M., Inoue, T., Eds.: ASM Int., 2002, pp. 361-371.
- [33] J. Makar, B. Tanner, "The in situ measurement of the effect of plastic deformation on the magnetic properties of steel: Part II – Permeability curves," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 187, no. 3, pp. 353-365, 1998.
- [34] C. L. Shi, S. Y. Dong, B. S. Xu, and P. He, "Metal magnetic memory effect caused by static tension load in a case-hardened steel," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 322, no. 4, pp. 413–416, 2010.
- [35] S. Smith, W. Wood, "Internal stress created by plastic flow in mild steel, and stress-strain curves for the atomic lattice of higher carbon steels," *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 182, no. 991, pp. 404-414, 1944.
- [36] E. W. Lee, "Magnetostriction and Magnetomechanical Effects," *Reports on Progress in Physics*, vol. 18, no. 1, p. 184, 1955.
- [37] O. Stupakov, J. Pala, I. Tomas et al., "Investigation of magnetic response to plastic deformation of low-carbon steel," *Mater. Sc. Eng. A*, vol. 462, no. 1, pp. 351-354, 2007.
- [38] M. Kupferling, C. Appino, V. Basso et al., "Magnetic hysteresis in plastically deformed low-carbon steel laminations," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 316, no. 2, pp. e854-e857, 2007.
- [39] J. Makar and B. Tanner, "The effect of plastic deformation and residual stress on the permeability and magnetostriction of steels," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 222, no. 3, pp. 291-304, 2000.

- [40] L. Piotrowski, B. Augustyniak, M. Chmielewski et al., "Multiparameter analysis of the Barkhausen noise signal and its application for the assessment of plastic deformation level in 13HMF grade steel," *Measurement Science and Technology*, vol. 21, no. 11, 115702, 2010.
- [41] C. A. Brebbia, S. Walker, *Boundary element techniques in engineering*, Southampton: Newnes-Butterworths, 1980.
- [42] C. A. Brebbia, J. Dominguez, "Boundary element methods for potential problems," *Applied Mathematical Modelling*, vol. 1, no. 7, pp. 372-378, 1977.
- [43] C. A. Brebbia, R. Butterfield, "Formal equivalence of direct and indirect boundary element methods," *Applied Mathematical Modelling*, vol. 2, no. 2, pp. 132-134, 1978.
- [44] M. Lean, A. Wexler, "Accurate field computation with the boundary element method," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 18, no. 2, pp. 331-335, 1982.
- [45] W. Rucker, K. Richter, "Three-dimensional magnetostatic field calculation using boundary element method," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 24, no. 1, pp. 23-26, 1988.
- [46] C. A. Brebbia (ed.), *Electromagnetic Applications*, Springer-Verlag, 1989.
- [47] W. Hall, "The Boundary Element Method," in Volume 27 of the series *Solid Mechanics and Its Applications*, Springer Netherlands, 1994, pp. 61-83.
- [48] R. W. Glough, *The finite element method in plane stress analysis*, American Society of Civil Engineers, 1960.
- [49] A. M. Winslow, *Magnetic field calculations in an irregular triangle mesh*, Lawrence Radiation Lab., Univ. of California, Livermore, 1965.
- [50] O. C. Zienkiewicz, R. L. Taylor, *Finite Element Method - The Basis (Volume 1)*, 5th edition, Butterworth-Heinemann, 2000.
- [51] N. Ida, J. P. A. Bastos, *Electromagnetics and Calculations of Fields: Second Edition*, Springer-Verlag New York, Inc., 1997.
- [52] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, New York: Van Nostrand, 1951.
- [53] D. J. Craik, M. J. Wood, "Magnetization changes induced by stress in a constant applied field," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 3, no. 7, pp. 1009-1016, 1970.
- [54] S. Bao, H. Lou, M. Fu et al., "Correlation of stress concentration degree with residual magnetic field of ferromagnetic steel subjected to tensile stress," *Nondestructive Testing and Evaluation*, 2016.

- [55] L. H. Dong, B. Xu, S. Dong, L. Song, Q. Chen, and D. Wang, "Stress dependence of the spontaneous stray field signals of ferromagnetic steel," *NDT E Int.*, vol. 42, no. 4, pp. 323-327, 2009.
- [56] P. Guo, X. Chen, W. Guan, H. Cheng, and H. Jiang, "Effect of tensile stress on the variation of magnetic field of low-alloy steel," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 323, no. 20, pp. 2474-2477, 2011.
- [57] J. Li, M. Xu, J. Leng, and M. Xu, "Modeling plastic deformation effect on magnetization in ferromagnetic materials," *J. Appl. Phys.*, vol. 111, no. 6, pp. 063909, 2012.
- [58] M. J. Sablik and D. C. Jiles, "Coupled Magnetoelastic Theory of Magnetic and Magnetostrictive Hysteresis," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 29, no. 4, pp. 2113–2123, 1993.
- [59] C. L. Shi, S. Y. Dong, and B. S. Xu, "Magnetic Memory Testing of Static-Tension Steel Sample for Life Evaluation in Component Remanufacturing," *Proc. fourth world Congr. Maint.*, pp. 2-6, 2008.
- [60] M. Kuroda, S. Yamanaka, K. Yamada, and Y. Isobe, "Evaluation of residual stresses and plastic deformations for iron-based materials by leakage magnetic flux sensors," *J. Alloys Compd.*, vol. 314, no. 1-2, pp. 232–239, 2001.
- [61] K. Yao, Z. D. Wang, B. Deng, and K. Shen, "Experimental Research on Metal Magnetic Memory Method," *Exp. Mech.*, vol. 52, no. 3, pp. 305–314, 2012.
- [62] X. L. Jian, X. C. Jian, and G. Deng, "Experiment on relationship between the magnetic gradient of low-carbon steel and its stress," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 321, no. 21, pp. 3600–3606, 2009.
- [63] J. Leng, M. Xu, J. Li, and J. Zhang, "Characterization of the Elastic plastic Region Based on Magnetic Memory Effect," *Chinese J. Mech. Eng.*, vol. 23, no. 4, pp. 1-5, 2010.
- [64] P. Wang, S. Zhu, G. Y. Tian, H. Wang, J. Wilson, and X. Wang, "Stress measurement using magnetic Barkhausen noise and metal magnetic memory testing," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 21, no. 5, pp. 055703, 2010.
- [65] J. W. Wilson, G. Y. Tian, and S. Barrans, "Residual magnetic field sensing for stress measurement," *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 135, no. 2, pp. 381–387, 2007.
- [66] M. Augustyniak, Z. Usarek, B. Augustyniak, "Hierarchia czynników wpływu w diagnostyce komponentów stalowych metodą statycznego pola rozproszonego," *Energetyka* 6 (2014), s. 324-329 .



- [67] M. Augustyniak, Z. Usarek, "Discussion of Derivability of Local Residual Stress Level from Magnetic Stray Field Measurement," *J. Nondestruct. Eval.*, 34:21, 2015.
- [68] Z. Usarek, B. Augustyniak, M. Augustyniak, "Separation of the Effects of Notch and Macroresidual Stress on the MFL Signal Characteristics," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 11, pp. 1-4, 2014.
- [69] Z. Usarek, B. Augustyniak, "Evaluation of the impact of geometry and plastic deformation on the stray magnetic field around the bone-shaped sample," *Int. J. Appl. Electrom.*, vol. 48, no. 2, 3, pp. 195-199, 2015.
- [70] J. Leng, M. Xu, G. Zhou, and Z. Wu, "Effect of initial remanent states on the variation of magnetic memory signals," *NDT E Int.*, vol. 52, pp. 23–27, 2012.
- [71] L. Dong, B. Xu, S. Dong, Q. Chen, and D. Wang, "Variation of stress-induced magnetic signals during tensile testing of ferromagnetic steels," *NDT E Int.*, vol. 41, no. 3, pp. 184–189, 2008.
- [72] J. Leng, Y. Liu, G. Zhou, and Y. Gao, "Metal magnetic memory signal response to plastic deformation of low carbon steel," *NDT E Int.*, vol. 55, pp. 42–46, 2013.
- [73] J. B. Nestleroth and R. J. Davis, "The Effects of Magnetizer Velocity on Magnetic Flux Leakage Signals," in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation: Volumes 12A and 12B*, D. O. Thompson and D. E. Chimenti, Eds. Boston, MA: Springer US, 1993, pp. 1891–1898.
- [74] G. Katragadda, Y. S. Sun, W. Lord, S. S. Udpa, and L. Udpa, "Velocity effects and their minimization in MFL inspection of pipelines - a numerical study," in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation: Volume 14*, D. O. Thompson and D. E. Chimenti, Eds. New York: Plenum Press, 1995, pp. 499–505.
- [75] G. S. Park and S. H. Park, "Analysis of the velocity-induced eddy current in MFL type NDT," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 2, pp. 663–666, 2004.
- [76] Y.-K., Shin, "Numerical modeling of probe velocity effects for electromagnetic NDE" (1992). Retrospective Theses and Dissertations. Paper 10154.
- [77] W. Panofsky and M. Phillips, *Classical electricity and magnetism*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1962.
- [78] W. Pauli, *Pauli Lectures on Physics Volume 1: Electrodynamics*, Dover Publications, Inc., 2000.
- [79] G. Katragadda, "Application of state-of-the-art FEM techniques to magnetostatic NDE" (1996). Retrospective Theses and Dissertations. Paper 11116.

- [80] J. Donea, "A Taylor-Galerkin method for convective transport problems," *Int. J. Numer. Methods Eng.*, vol. 20, no. 1, pp. 101–119, 1984.
- [81] O. C. Zienkiewicz, R. L. Taylor, and P. Nithiarasu, "Chapter 2 – Convection-Dominated Problems: Finite Element Approximations to the Convection-Diffusion-Reaction Equation," in *The Finite Element Method for Fluid Dynamics 7E, Volume 3*, Elsevier, 2014, pp. 31-85.
- [82] H. M. Leismann and E. O. Frind, "A symmetric-matrix time integration scheme for the efficient solution of advection-dispersion problems," *Water Resour. Res.*, vol. 25, no. 6, pp. 1133–1139, 1989.
- [83] Z. Gan and X. Chai, "Numerical simulation on magnetic flux leakage testing of the steel cable at different speed title," ICEOE 2011 - 2011 Int. Conf. Electron. Optoelectron. Proc., vol. 3, no. ICEOE, pp. 316-319, 2011.
- [84] Y.-K. Shin, "Numerical Prediction of Operating Conditions for Magnetic Flux Leakage Inspection of Moving Steel Sheet," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 33, no. 2, pp. 2127–2130, 1997.
- [85] Z. Chen, J. Xuan, P. Wang, and H. Wang,, "Simulation on High Speed Rail Magnetic Flux Leakage Inspection," Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC), 2011 IEEE, pp. 1-5, 2011.
- [86] S. Mandayam, L. Udpa, S. S. Udpa, and W. Lord, "Invariance transformations for magnetic flux leakage signals," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 32, no. 3, pp. 1577–1580, 1996.
- [87] Y. Li, G. Y. Tian, and S. Ward, "Numerical simulation on magnetic flux leakage evaluation at high speed," *NDT E Int.*, vol. 39, no. 5, pp. 367-373, 2006.
- [88] Z. Usarek, B. Augustyniak, M. Augustyniak, M. Chmielewski, "Influence of Plastic Deformation on Stray Magnetic Field Distribution of Soft Magnetic Steel Sample," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 4, pp. 1-4, 2014.
- [89] K. Yao, B. Deng, and Z. D. Wang, "Numerical studies to signal characteristics with the metal magnetic memory-effect in plastically deformed samples," *NDT E Int.*, vol. 47, pp. 7-17, 2012.
- [90] K. Yao, K. Shen, Z. D. Wang, and Y. S. Wang, "Three-dimensional finite element analysis of residual magnetic field for ferromagnets under early damage," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 354, pp. 112-118, 2014.
- [91] Cz. Cichoń, *Metody obliczeniowe. Wybrane zagadnienia*, Politechnika Świętokrzyska, Kielce, 2005.



- [92] V. G. Kuleev, T. P. Tsar'kova, A. P. Nichipuruk, V. I. Voronin and I. F. Berger, "On the origin of essential differences in the coercive force, remanence, and initial permeability of ferromagnetic steels in the loaded and unloaded states upon plastic tension," *Phys. Met. Metalloved.*, vol. 103, no. 2, pp. 131-141, 2007.
- [93] S. Yang, Y. Sun, L. Udpa, S. S. Udpa and W. Lord, "3D simulation of velocity induced fields for nondestructive evaluation application," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, no. 3, pp. 1754-1756, 1999.
- [94] R. J. Davis and J. B. Nestleroth, "The Effects of Flux Leakage Magnetizer Velocity on Volumetric Defect Signals," in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation: Volume 14*, D. O. Thompson and D. E. Chimenti, Eds. Boston, MA: Springer US, 1995, pp. 491–498.
- [95] F. Belblidia, I. Cameron, J. Sienz, and L. Zhang, "Characterization of the magnetic field in magnetic flux leakage type nondestructive testing at high specimen speed," *Proceedings of the 23rd UK Conference of the Association for Computational Mechanics in Engineering*, pp. 1-4, 2015.
- [96] L. Zhang, F. Belblidia, I. Cameron, J. Sienz, M. Boat, and N. Pearson, Influence of Specimen Velocity on the Leakage Signal in Magnetic Flux Leakage Type Nondestructive Testing, *J. Nondestruct. Eval.*, 34:6, 2015.

Streszczenie w języku polskim

## Wpływ geometrii, właściwości magnetycznych i sposobu magnesowania próbki na rozkład przestrzenny magnetycznego pola rozproszonego

Praca dotyczy problematyki wpływu wybranych czynników na rozkład przestrzenny magnetycznego pola rozproszonego (MPR). Czynnikami, których wpływ na rozkład przestrzenny MPR został w pracy zbadany są: lokalna zmiana geometrii próbki, lokalna zmiana jej przenikalności magnetycznej oraz sposób magnesowania próbki. W przeprowadzonych badaniach źródłem lokalnej zmiany geometrii było albo przewężenie próbki, albo ubytek materiału w niej występujący (zwany dalej wadą). Do przyczyn lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej w badanych próbkach należą: naprężenia zadane przez obciążenia zewnętrzne, naprężenia własne i zmiany w mikrostrukturze materiału. Źródłem naprężeń własnych oraz zmian mikrostruktury w badanych próbkach jest deformacja plastyczna. Analizowanymi sposobami magnesowania są: magnesowanie zewnętrznym polem magnetycznym o niewielkim natężeniu, magnesowanie za pomocą magneśnicy jarzmowej stanowiącej źródło silnego strumienia indukcji magnetycznej. Na podstawie wyników badań uzyskanych dla próbek charakteryzujących się przewężeniem i lokalnym spadkiem przenikalności magnetycznej (spowodowanym deformacją plastyczną) stwierdzono, iż oba czynniki wywierają podobny wpływ na rozkład przestrzenny MPR. Na bazie analizy wyników pomiarów MPR oraz symulacji wykonanych metodą elementów brzegowych (MEB) opracowano metodę ilościowego określania lokalnej zmiany przenikalności magnetycznej próbki. Po odpowiedniej kalibracji metoda ta pozwala na ocenę wartości lokalnego odkształcenia plastycznego. Zbadany został również wpływ zmian namagnesowania, spowodowanych działaniem naprężeń zadanych przez obciążenia zewnętrzne, na rozkład przestrzenny MPR. Stwierdzono, iż możliwe jest na podstawie analizy tego rozkładu przybliżone określenie przedziału wartości naprężeń, które występują w elemencie posiadającym przewężenie. Wpływ magnesowania próbki za pomocą ruchomej magneśnicy na rozkład przestrzenny MPR został przeanalizowany dla przypadku płyty stalowej zawierającej wady o różnych głębokościach. Poza głębokością wad, podstawowym czynnikiem wpływającym na rozkład przestrzenny MPR dla tego sposobu magnesowania jest prędkość magneśnicy. Zbadano zatem zależność wybranych parametrów rozkładu





przestrzennego MPR od prędkości magneśnicy. Parametrami tymi są poziomy bazowe mierzonych rozkładów przestrzennych i wartości międzyszczytowe anomalii tych rozkładów. Przez anomalię rozumiane jest wyraźne lokalne odchylenie od poziomu bazowego rozkładu przestrzennego MPR. Lokalizacja, w której wykryto anomalię, wskazuje na miejsce występowania wady w badanej płycie. Otrzymane dla płyty z wadami wyniki pozwalają stwierdzić, iż poziomy bazowe mierzonych rozkładów przestrzennych indukcji magnetycznej zależą najczęściej w sposób liniowy od prędkości. Pozwoliło to opracować metodę przekształcania rozkładów przestrzennych MPR, zmierzonych dla w ogólności niejednostajnej prędkości, do postaci quasi-stacjonarnej. Przyczyną zmian rozkładu przestrzennego MPR pod wpływem ruchu magneśnicy są prądy wirowe generowane w płycie podczas tego ruchu. Analiza przestrzennego rozkładu tych prądów w badanej płycie została przeprowadzona z wykorzystaniem metody elementów skończonych (MES). Rezultaty tej analizy wskazują na to, iż największa gęstość indukowanych prądów wirowych występuje w obszarach pod biegunami magneśnicy i w okolicy wad.

Streszczenie w języku angielskim

## Influence of sample geometry, magnetic properties and a method of magnetisation on the spatial distribution of the stray magnetic field

Issues presented in this thesis concern influence of the selected factors on the spatial distribution of the stray magnetic field (SMF). These factors are: a local change of sample geometry, a local change of sample magnetic permeability, and a method of magnetisation. The source of a local change of sample geometry was either a neck (a reduction of sample width) or a material loss (hereinafter referred to as flaw). The local change of sample magnetic permeability may be due to: external loads, internal stresses or microstructure change. Analysed methods of magnetisation are: magnetisation by applying a weak external magnetic field, magnetisation by applying magnetic flux with the use of a magnetic yoke. On the basis of the results obtained for samples characterized by a neck and a local drop of magnetic permeability (due to plastic deformation), it was stated that both these factors have similar impact on the spatial distribution of SMF. A quantitative method of a local change of sample's magnetic permeability evaluation has been elaborated based on the experimental results as well as on the results of the numerical analysis using boundary element method (BEM). Proposed method of quantifying a local change of magnetic permeability can be used for the plastic strain evaluation assuming prior determination of the relation between the plastic strain and the change of magnetic permeability. The effect of the change of the spatial distribution of SMF due to applied stress was also studied. It was concluded that the analysis of this distribution can be used to estimate the stress level in a component with a neck. Influence of magnetic yoke motion on the spatial distribution of SMF was studied for a case of a plate with flaws of different depths. The main factors that affect the spatial distribution of SMF, in case of the moving yoke, are the flaw depth and velocity of the yoke. Therefore, relations between the selected features of the spatial distribution of SMF and the velocity were examined. The selected features are: base levels of the measured spatial distributions and peak-to-peak values of the spatial distribution anomalies. The anomaly of the spatial distribution of SMF means a local deviation of this distribution from its base level. Detection of the anomaly indicates that there is a flaw in a sample. On the basis of the results obtained for the examined plate, one can stated that the base levels of the measured spatial distributions



are, in most cases, linear functions of the yoke velocity. A method of transformation of the spatial distribution of SMF to the quasi-static form was proposed. This method is based on relationships between the measured spatial distributions and the yoke velocity. Change of the spatial distribution of SMF in case of a moving yoke is caused by velocity induced eddy currents. These currents are induced in the volume of the plate. A numerical analysis of this issue was performed using the finite element method (FEM). Results of the numerical analysis show that these eddy currents are concentrated beneath the yoke poles and in the vicinity of the flaw.