

**СХІДНОУКРАЇНСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ВОЛОДИМИРА ДАЛЯ**

Факультет інженерії

Кафедра електричної інженерії

ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА

**до кваліфікаційної магістерської роботи
освітнього ступеня - магістр**

галузі знань 15 - Автоматизація та приладобудування
спеціальності 152 - Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка
спеціалізації – Метрологія та вимірвальна техніка
на тему: **«Розгляд деяких аспектів методів розрахунку ферозондових
перетворювачів приладів неруйнівного контролю.»**

Виконав: здобувач вищої освіти групи **МВТ-19зм**

Артеменко В. Ю.

(прізвище, та ініціали)

(підпис)

Керівник

проф. Кириченко І.О.

(прізвище, та ініціали)

(підпис)

В.о. завідувача кафедри

доц. Руднєв Є.С.

(прізвище, та ініціали)

(підпис)

Рецензент

доц. Мазнєв Є.С.

(прізвище, та ініціали)

(підпис)

Сєверодонецьк – 2021 р.

СХІДНОУКРАЇНСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ВОЛОДИМИРА ДАЛЯ

Факультет інженерії

Кафедра електричної інженерії

Освітньо-кваліфікаційний рівень магістр

Галузь знань 15 Автоматизація та приладобудування

Спеціальність 152 Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка

Спеціалізація Метрологія та вимірювальна техніка

ЗАТВЕРДЖУЮ

в. о. завідувача кафедри

доц. Руднев Є.С.

«_____» _____ 2020 року

З А В Д А Н Н Я

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ МАГІСТЕРСЬКУ РОБОТУ ЗДОБУВАЧА ВИЩОЇ ОСВІТИ

Артеменку Владиславу Юрійовичу

1. Тема Розгляд деяких аспектів методів розрахунку ферозондових перетворювачів приладів неруйнівного контролю.

Спец. завдання Можливість покращення параметрів електромагнітної системи ферозондів, що використовується в дефектоскопах

Керівник проекту (роботи) Кириченко Ірина Олексіївна, д.т.н., проф.

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом університету

затверджені наказом вищого навчального закладу від "09" жовтня 2020 року
144/15.26

2. Строк подання студентом проекту 8 січня 2021 р.

3. Вихідні дані до проекту (роботи) Вихідні дані визначені в переліку питань, що підлягають розробці в магістерській роботі

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити) 1. Літературний огляд. 2. Методи визначення функції перетворення ферозондів другої гармоніки. 3. Математичні моделі магнітної системи ферозонд - намагнічена область. Теорема про взаємність і її адаптація до умов розрахунку. Особливості розподілу густини магнітних зарядів нормальної складової вектора намагніченості на поверхні дефекту. 4. Розрахунок магнітного потоку, індукованого дефектом і намагніченою областю, в осердях ферозонда. Аналіз результатів чисельного експерименту.

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслеників) Презентація: Плакати, що пояснюють суть магістерської роботи, в кількості 8 шт.

6. Консультанти розділів проекту

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
1 – 3	проф. Кириченко І. О.		

7. Дата видачі завдання 29.09. 2020 р.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів дипломного проектування	Строк виконання етапів	Примітка
1.	Літературний огляд. Огляд стану питання.	12.10-30.11.2020	
2.	Методи визначення функції перетворення ферозондів другої гармоніки.	15.11-10.12.2020	
3.	Математичні моделі магнітної системи ферозонд - намагнічена область.	05.12-20.12.2020	
4.	Теорема про взаємність і її адаптація до умов розрахунку. Особливості розподілу густини магнітних зарядів нормальної складової вектора намагніченості на поверхні дефекту.	20.12-30.12.2020	
5.	Розрахунок магнітного потоку, індукованого дефектом і намагніченою областю, в осердях ферозонда. Аналіз результатів чисельного експерименту.	01.12-12.12.2020	
6.	Висновки.	13.12-30.12.2020	
7	Оформлення магістерської роботи.	31.12.2020 - 08.01.2021	

Студент

(підпис)

Артеменко В. Ю.

(прізвище та ініціали)

Керівник проекту

(підпис)

Кириченко І. О.

(прізвище та ініціали)

примітки:

- 1.Форму призначено для видачі завдання студенту на виконання дипломного проекту (роботи) і контролю за ходом роботи з боку кафедри
- 2.Розробляється керівником дипломного проекту (роботи). Видається кафедрою.

РЕФЕРАТ

Магістерська робота містить 95 сторінок тексту, 31 рисунок, 7 таблиць, 47 джерел літературних посилань.

Магістерську роботу присвячено дослідженню процесів, що відбуваються в електромагнітних системах ферозондових вимірювальних перетворювачів приладів неруйнівного контролю. Результати досліджень дозволяють удосконалювати методи розрахунку електромагнітних систем і, тим самим, підвищити якість за рахунок поліпшення метрологічних характеристик приладів неруйнівного контролю.

Зроблено аналіз ферозондових перетворювачів, які використовуються в приладах неруйнівного контролю, описані особливості їх систем. Надано огляд існуючих методів розрахунку електромагнітних систем перетворювачів. Виявлено недоліки цих методів і визначено напрями їх вдосконалення.

Ключові слова: МАГНІТНА ДЕФЕКТОСКОПІЯ, ФЕРОЗОНД, РОЗРАХУНОК МАГНІТНИХ ПОЛІВ, ІНТЕГРАЛЬНІ РІВНЯННЯ, НАМАГНІЧЕНІСТЬ, МАГНІТНИЙ ПОТЕНЦІАЛ, ФУНКЦІЯ ПЕРЕТВОРЕННЯ, ЧИСЕЛЬНИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ.

ЗМІСТ

ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД СТАНУ ПИТАННЯ ТА ВИЗНАЧЕННЯ НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕННЯ	9
1.1 Особливості ферозондових перетворювачів, що використовуються у приладах неруйнівного контролю	9
1.2. Існуючі методи розрахунку магнітних систем ферозондів	16
1.3 Методи визначення функції перетворення ферозондів другої гармоніки	26
1.4 Вибір напрямку досліджень	31
РОЗДІЛ 2 МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ МАГНІТНОЇ СИСТЕМИ ФЕРОЗОНД - НАМАГНІЧЕНА ОБЛАСТЬ	33
2.1 Теорема про взаємність і її адаптація до умов розрахунку	34
2.2 Розрахунок намагніченості в об'ємі феромагнітної області	38
2.3 Розрахунок нормальної складової вектора намагніченості на поверхні дефекту	41
2.4 Особливості розподілу густини магнітних зарядів нормальної складової вектора намагніченості на поверхні дефекту	51
РОЗДІЛ 3 РОЗРАХУНОК МАГНІТНОГО ПОТОКУ, ІНДУКОВАНОГО ДЕФЕКТОМ І НАМАГНІЧЕНОЮ ОБЛАСТЮ, В ОСЕРДЯХ ФЕРОЗОНДА	59
3.1 Розрахунок напруженості поля, що створюється осердям ферозонда з розташованою на ньому обмоткою	59
3.2 Визначення функції потенціалу, що створюється осердям ферозонда з розташованою на ньому котушкою зі струмом	64
3.3 Чисельний експеримент по визначенню магнітного потоку, що створюється дефектом, у осерді ферозонда	70
3.4 Розрахунок напруженості поля, що створюється стрижневим осердям з котушкою	73
3.5 Аналіз результатів чисельного експерименту	75
3.6 Розрахунок магнітного потоку, індукованого локально намагніченою ділянкою феромагнітної деталі, в осердях ферозонда	76
3.7 Про можливість покращення параметрів електромагнітної системи ферозондів, що використовується в дефектоскопах	79
ВИСНОВКИ	85
ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРНИХ ПОСИЛАНЬ	90
THE SUMMERY	96

ВСТУП

Ферозондові вимірювальні перетворювачі є основою приладів ферозондової дефектоскопії: коерцетиметрів, структуроскопів, а також приладів, принцип дії яких ґрунтується на магнітній пам'яті металу. Якість цих перетворювачів визначає досконалість усього приладу. Ферозонди як вимірювачі постійних та низькочастотних магнітних полів широко використовуються у геофізичних, космічних і навігаційних приладах. У цих галузях ферозонди вимірюють зазвичай однорідні поля, їх якість визначається рівнем метрологічних характеристик: порогом чутливості та коефіцієнтом передачі. Теорія ферозондів, призначених для вимірювання однорідних полів, добре розроблена і близька до завершення.

Використання ферозондів, як вимірювальних перетворювачів приладів неруйнівного контролю, має ту особливість, що вимірюються неоднорідні магнітні поля, локалізовані у малому об'ємі. Обмотки ферозондів при цьому включаються як за схемою полевимірювача, так і за схемою градієнтовимірювача. Осердя ферозондів мають малі розміри і відносно невелику магнітну проникність. До цих особливостей треба додати, що інформаційний магнітний потік залежить від параметрів джерела магнітного поля, яким є дефект або локально намагнічена ділянка феромагнітної деталі. Тому є суттєва різниця у теорії і методах розрахунку ферозондів, що призначені для вимірювання однорідних магнітних полів, і ферозондів, які використовуються у засобах неруйнівного контролю. Теорія і методи розрахунків ферозондів, як вимірювальних перетворювачів приладів неруйнівного контролю далека від завершення і потребує суттєвих теоретичних розробок. Нестача точних методів розрахунку ферозондів, як вимірювальних перетворювачів приладів неруйнівного контролю, стримує розвиток і вдосконалювання цього важливого і ефективного різновиду

неруйнівного контролю феромагнітних виробів. Тому розв'язання вищенаведеної науково-технічної проблеми – удосконалювання методів розрахунку вимірювальних перетворювачів ферозондових приладів неруйнівного контролю – виходить за межі окремої науково-технічної задачі та набуває актуальності.

Мета й задачі досліджень. Метою магістерської роботи є вдосконалювання методів розрахунку вимірювальних ферозондових перетворювачів приладів неруйнівного контролю та створення математичних моделей формування сигналів, що індукуються дефектами або намагніченими ділянками, що підвищує достовірність контролю приладами, які мають цей вид перетворювачів. Досягнення поставленої мети вимагає розв'язання наступних завдань:

- виконати аналіз існуючих методів розрахунку магнітних систем ферозондових перетворювачів у системах *ферозонд-дефект, ферозонд-локально намагнічена ділянка*. Визначення напрямку теоретичних і експериментальних досліджень;

- знайти універсальні й досить точні методи розрахунку поля вектора намагніченості у зоні дефекту і на ділянках локального намагнічування для лінійних та нелінійних магнітних середовищ;

- визначити вплив на функцію перетворення ферозонду величини внутрішнього опору генератора збудження, амплітуди напруженості поля збудження, параметрів петлі гістерезису і навантаження, а також частоти вимірюваного поля;

Об'єкт дослідження. Процес формування сигналу, індукованого неоднорідними полями, у ферозондових приладах неруйнівного контролю.

Предмет дослідження. Методи розрахунку ферозондових вимірювальних перетворювачів приладів неруйнівного контролю.

Методи дослідження. При вирішенні поставлених завдань використовувалися: теорема про взаємність Поливанова К.М; численне розв'язання системи нелінійних диференціальних рівнянь для визначення

функції перетворення ферозондів за різних параметрів їх електричних схем; статистична обробка результатів математичного моделювання й одержання на її основі функціональних зв'язків.

Новизна отриманих результатів:

- визначені залежності між геометричними характеристиками дефектів, параметрами пристрою, що намагнічує, та величиною вектора намагніченості у зоні розташування дефекту для лінійних та нелінійних середовищ, постійного та змінного поля намагнічування; отримані формули для розрахунку магнітного поля, яке створюється осердями ферозондів з розташованими на них котушками зі струмом, що дає можливість розраховувати магнітний потік в осердях ферозондів, індукований дефектами та локально нагніченими зонами;

- отримані результати дослідження магнітної системи ферозонда з кільцевим осердям, які дозволили визначити, що магнітний потік, індукований дефектами в кільцевому осерді, в 5 – 10 разів більший за магнітний потік, індукований у ферозондах із стрижневим осердям;

- досліджена шляхом математичного моделювання та чисельного експерименту функція перетворення ферозонда при вимірюванні постійного та змінного магнітних полів, що враховує внутрішній опір генератора збудження та параметри навантаження, що дає можливість оптимізувати режим роботи ферозонда за критерієм максимальної чутливості.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД СТАНУ ПИТАННЯ ТА ВИЗНАЧЕННЯ НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕННЯ

1.1 Особливості ферозондових перетворювачів, що використовуються у приладах неруйнівного контролю

Для вимірювання постійного неоднорідного магнітного поля, а також його градієнтів, широке використання в різних галузях науки й техніки одержали вимірювальні схеми, в котрих у якості магніточутливих елементів використовуються ферозонди [1–9]. Найбільше поширення одержали диференційні ферозонди з поздовжнім збудженням. У них використовуються два однакових осердя або стрижня з м'якого феромагнітного матеріалу, обвиті за їхньою довжиною первинними й вторинними обмотками. Первинні обмотки, з'єднані послідовно, створюють ланцюг збудження. Цей ланцюг живиться змінним струмом з такою амплітудою, що матеріал осердь періодично доводиться полем збудження з напруженістю H до стану, близького до магнітного насичення. Вторинні обмотки, що утворюють разом із послідовно ввімкненим індикаторним приладом індикаторний ланцюг, включені диференційно так, що індуковані в них ЕРС, у відсутності постійного магнітного поля H_0 , що підмагнічує осердя, взаємно компенсуються. У присутності ж постійного поля H_0 , результуюча ЕРС в індикаторному ланцюзі не дорівнює 0, і величина її служить мірою цього постійного поля. Зауважимо, що існують пристрої з одним осердям.

У цій назві приставка “феро” вказує на те, що дія цього пристрою ґрунтується на нелінійності магнітних властивостей осердя. Наголошення на поздовжньому збудженні підкреслює відмінність розглянутого ферозонда від інших типів, де змінне й вимірюване поля спрямовані взаємно перпендикулярно [2, 10]. Наявність у даному пристрої двох магніточутливих елементів і спосіб їхнього ввімкнення відзначаються в назві словом “диференційний”.

Вимірювальний пристрій, призначений для виміру величини поля, прийнято називати полевимірювачем, а для виміру градієнта поля – градієнтовимірювачем.

Використовуючи два фероелементи, можна компенсувати першу й всі непарні гармоніки, і виділити другу гармоніку для виміру напруженості поля або різниці полів у двох точках простору. Відповідно до цього ферозонди називають полевимірювачами або градієнтовимірювачами.

1.1.1. Ферозонди в дефектоскопії. Відомі різні типи й модифікації ферозондів, однак, для цілей неруйнівного контролю найбільше розповсюдження одержали диференційні ферозонди з поздовжнім збудженням (на відміну від ферозондів із поперечним збудженням).

При вимірі однорідних магнітних полів розміри ферозонда визначаються одержанням максимального значення проникності форми. Якщо вимірюється вузьколокальне неоднорідне поле дефекту, то ферозонд усереднює його, й ступінь усереднення істотно залежить від розмірів ферозонда. Щоб не спотворити топографію магнітного поля, необхідно вибирати зонди таких розмірів, при яких середнє поле за об’ємом простору, зайнятого ферозондом, мало відрізняється від поля у фіксованій точці.

Такій вимозі задовольняють ферозонди з короткими (2÷4 мм) осердями й малими поперечними розмірами (мікроферозонди) [1]. Теоретично обґрунтованого вибору довжини ферозонда й зв'язку її з розмірами дефекту в літературних джерелах немає. Тільки в [2] сказано, що

максимальне усереднене значення поля зменшується приблизно зворотно пропорційно довжині осердя.

Специфіка застосування ферозондів для виявлення несучільностей у металі, полягає в необхідності виміру або знаходженні вузьколокальних магнітних полів поблизу поверхні виробу, які є різко неоднорідними, й швидко спадають із віддаленням від неї.

В [1] запропоновано розраховувати середнє значення напруженості магнітного поля за формулою:

$$\langle H \rangle = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l H(x) dx,$$

де $2l$ – довжина осердь;

$\langle H \rangle$ – середня за довжиною осердя напруженість поля;

$H(x)$ – напруженість поля в точці з координатою x .

Але, які б не були номінальні розміри перерізу осердь, при малій їхній довжині, ця формула дає відчутну похибку розрахунку. До того ж $H(x)$ визначається в [1] за досить наближеною формулою або за експериментальними даними.

Величину відносної неоднорідності вимірюваного поля пропонується оцінювати коефіцієнтом $\eta = \frac{H_{\min} - H_{\max}}{\langle H \rangle}$, де $H_{\min}; H_{\max}$ – відповідно мінімальне та максимальне значення напруженості вимірюваного магнітного поля в межах довжини осердь ферозонда.

Роздільна здатність ферозондів до дефектів при контролі виробів залежить від режиму збудження, зокрема від струму збудження. Експериментальні дослідження [3] доводять, що вихідний сигнал ферозонда має максимальну величину при певному значенні струму збудження. При інших значеннях струму збудження (більшому або меншому) величина вихідного сигналу ферозонда падає. Таким чином, дослідження впливу режиму збудження на чутливість ферозонда до дефектів із різними параметрами, повинне стати предметом теоретичних досліджень. У наш час

для одержання високої роздільної здатності до дефектів або при контролі виробів ферозондом-полевимірником у прикладеному полі H_0 , обирається ферозонд із малою проникністю форми та встановлюється в полі H_0 . Потім поле збудження зменшується до такої величини, за якої сигнал від H_0 стає малим.

Особливість ферозондів із малою довжиною осердь ($2 \div 4$ мм) полягає в тому, що за їх допомогою можна робити виміри в широкому діапазоні полів. Крім того, ферозонди з короткими осердями нечутливі до механічних впливів, мало чутливі до існуючих полів перешкод від масивних феромагнітних тіл і від різних електромагнітних пристроїв [1].

Незважаючи на високу чутливість ферозондового методу дефектоскопії, його селективність (співвідношення рівня корисного сигналу до рівня перешкод) залишається низкою через наявність на поверхні контрольованих виробів локальних неоднорідностей, наприклад, наклепу, дислокацій, нерівностей поверхні.

На виявність дефектів впливає база ферозонда, тобто відстань між напів-елементами ферозондів. Зонди з меншою довжиною осердь повинні мати меншу базу.

Наприклад, співвідношення корисних сигналів до сигналів-перешкод зонда з довжиною осердя 0,5 мм перевищує аналогічні співвідношення для зонда з довжиною осердя 2 мм, у три рази.

Якщо осердя ферозонда виконане з пластинок, то вони повинні бути орієнтовані уздовж очікуваного дефекту. Може застосовуватися багатоелементний ферозонд, що вимірює градієнти поля не в двох, а одночасно в декількох точках над поверхнею виробу.

Використання багатоелементного ферозонда дозволяє не тільки позбутися одиничних перешкод, обумовлених локальними неоднорідностями, але й значно знизити загальний рівень перешкод,

оскільки велика кількість з них над різними ділянками перебувають у протифазі [2].

Таким чином, одержання максимального співвідношення сигнал-перешкода при магнітній неоднорідності поверхні металу контрольованого виробу може здійснюватися шляхом вибору оптимального розміру напів-елементів ферозонду, їхнього розміщення відносно випробуваного виробу й дефектів, що знаходяться в ньому.

При контролі виробів із поверхнею з суттєвими нерівностями спостерігається високий рівень шумів ферозонда в порівнянні з корисним сигналом, що знижує ефективність контролю, особливо при необхідності виявлення дрібних дефектів. Для позбавлення від таких перешкод доцільно застосовувати селективний магнітний екран [4]. Експерименти показують, що екран дозволяє різко підвищити співвідношення сигнал-перешкода. Цей ефект обумовлений тим, що зона дії на ферозонд магнітних полів дефекту й магнітної неоднорідності різна. Магнітний екран з вірно обраними параметрами локалізує зону дефекту й шунтує поле перешкоди. Градієнт поля перешкоди практично залишається попереднім, тому що поле дефекту і його градієнт локалізовані в обмеженому об'ємі, що є меншим за об'єм матеріалу екрана. Отже, магнітний екран має селективні властивості. Ступінь прояву ефекту селективності буде залежати від геометричних розмірів екрана й ферозонда.

1.1.2. Ферозонди в коерцитиметрах і структуроскопах. Ферозонди є основним магніточутливим елементом у коерцитиметрах і структуроскопах.

Принцип роботи коерцитиметра із приставним електромагнітом полягає в наступному [5]. На обмотку приставного електромагніта подається струм, що намагнічує ділянку контрольованого матеріалу до стану близького до магнітного насичення. Потім на обмотку цього ж електромагніта подається цей же струм зворотної полярності, що розмагнічує, який розмагнічує ділянку феромагнітного матеріалу до нуля.

Стан матеріалу, що розмагнічує, контролюється одним або декількома ферозондами, що є, по суті, нуль-органами [6, 7]. Те, що індукція дорівнює нулю в осерді коерцитиметра, фіксується ферозондом, що розташовується або на осерді, або між його полюсами. Похибка коерцитиметрів в основному визначається точністю визначення нульового значення в осерді. Величина коерцитивної сили пропорційна значенню струму, що розмагнічує, при індукції в магнітному ланцюзі коерцитиметра, яка дорівнює нулю, з певною похибкою.

Коерцитивна сила корелюється зі структурою металу, тому на принципі дії коерцитиметрів засновані прилади для вивчення структури металу – структуроскопи. Найбільше поширення вони одержали при контролі міцності, пластичних і грузлих властивостей сталевого прокату, при оцінці глибини поверхневого зміцненого шару й при вирішенні низки інших задач неруйнівного контролю [8, 9, 10].

У коерцитиметрах і структуроскопах не висувається жорстких вимог до геометричних розмірів осердь ферозондів і вони можуть мати довжину $8 \div 12$ мм. Діапазон значень напруженості вимірюваного магнітного поля становить $5 \div 250$ А/м. У ферозондів висуваються більш жорсткі вимоги до стабільності коефіцієнтів передачі та необхідності врахування близькості до ферозонду або осердя електромагніта, або контрольованої деталі при вимірах феромагнітної поверхні. Про стабільність коефіцієнтів передачі ферозондів у пристроях неруйнівного контролю в літературних джерелах відомості відсутні.

1.1.3. Ферозонди в приладах неруйнівного контролю, що засновані на магнітній пам'яті металу. Метод магнітної пам'яті металу ґрунтується на реєстрації й аналізі розподілу власних полів розсіювання, що виникають на феромагнітних виробках у зонах концентрації напруги й дефектів металу. При цьому магнітне поле розсіювання відображає незворотню зміну намагніченості в напрямку дії максимальних напруг від робочих навантажень, а також структурна й технологічна спадковість

деталей і зварних з'єднань після їхнього виготовлення й охолодження в слабкому магнітному полі, зазвичай, у полі Землі. У методі магнітної пам'яті використовується природна намагніченість і наслідки, які проявляються у вигляді магнітної пам'яті металу до фактичних деформацій і структурних змін у металі виробів і встаткування [15, 16, 17].

Метод магнітної пам'яті ґрунтується на ефекті формування доменів і доменних меж на скупченнях дислокацій у зонах концентрацій напруг (магнітопластика); на ефекті розсіювання індукції магнітного поля структурними й механічними неоднорідностями в умовах природної намагніченості метала; на магнітопружному і магнітомеханічному ефектах.

При контролі металу методом магнітної пам'яті вимірюється нормальна або тангенціальна складова магнітного поля розсіювання над поверхнею контрольованої деталі. Використовується навіть градієнт магнітного поля уздовж поверхні або на базі двох напівелементів ферозонда [14, 15].

Методом магнітної пам'яті контролюються наступні аномалії об'ємів металу: напружено-деформований стан, неоднорідність структури й дефекти, що розвиваються; визначаються зони концентрації напруг, як основні джерела розвитку ушкоджень; виявляються макро- і мікродефекти на поверхні й у глибинних шарах металу.

Контроль магнітним методом здійснюється без будь-якої підготовки об'єкта контролю, не потребує спеціального намагнічування, тому що використовується природна намагніченість, що сформувалася при виготовленні й формуванні виробу. Метод магнітної пам'яті може застосовуватися, як при роботі об'єкта, так і при його ремонті.

Ферозонди, що використовуються в приладах неруйнівного контролю й засновані на методі магнітної пам'яті, повинні мати осердя за довжиною такі ж, як і при ферозондівій дефектоскопії, але поріг чутливості повинен бути нижче, ніж у ферозондах, які використовуються у дефектоскопах.

1.2 Існуючі методи розрахунку магнітних систем ферозондів.

У приладах неруйнівного контролю в основному використовуються ферозонди зі стрижневими осердями, як найбільш технологічні й такі, що мають високу чутливість. У якості осердь використовуються стрижні з прямокутним і круглим перерізом, виконані з пермалоя, відпаленого у водневому середовищі 79НМ, або з аморфних сплавів 83НФ, 71КНСР. Найменші шуми мають кристалічні сплави 81 НМА, 82НМ(П) [18]. Осердя, виконані з аморфних сплавів, представляють собою відрізки стрічки різної довжини й ширини, з товщиною $25 \cdot 10^{-6}$ м. Вони мають перевагу перед пермалоевими в тому, що не вимагають термічної обробки й не змінюють магнітних властивостей при деформації.

Магнітна система ферозондів складається з осердь – 1; котушок збудження – 2 і вихідної – 3 (рис. 1.1).

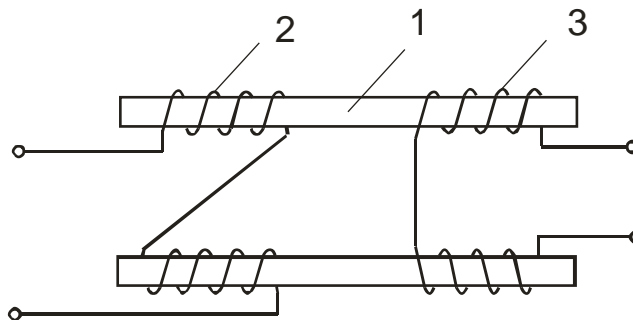


Рис.1.1. Спрощена конструкція магнітної системи ферозондів зі стрижневими осердями: 1 – осердя; 2 – обмотка збудження; 3 – вихідна обмотка.

Розрахунок магнітної системи ферозондів, що використовуються у приладах неруйнівного контролю, має наступні основні пункти:

- розрахунок магнітної проникності осердь;
- визначення впливу осердь одне на одне;
- визначення впливу прилеглих металевих поверхонь на коефіцієнт передачі ферозонда.

Коефіцієнт перетворення ферозонда, тобто його чутливість, багато в чому залежить від параметрів його магнітної системи. Тому дослідженню магнітних систем ферозондів присвячено велику кількість робіт, найзначнішими з яких є [18–23]. Найбільш популярною для розрахунку проникності форми осердя прямокутного перерізу є формула Розенблата М.А. [21], що має вигляд:

$$m = \frac{\pi(b^2 - 0,25b_w^2)}{2ac \left(\ln \frac{3,6b}{a+b} - 1 \right)}, \quad (1.1)$$

де b – довжина осердя;

b_w – довжина котушки, розташованої в середній частині осердя;

a, c – розміри перерізу.

У межах зміни проникності форми $80 \div 160$, похибка формули згідно експериментальних даних [23] не перевищує 6% і залежить від матеріалу осердя [24].

Після розрахунку проникності форми осердя, його магнітна проникність визначається з наступного співвідношення:

$$\mu_c = \frac{\mu \cdot m}{\mu + m - 1}, \quad (1.2)$$

де μ – проникність матеріалу осердя.

Природно, що при виконанні умови $\mu = m$, можна вважати, що $\mu_c \approx m$.

Однак, спільне використання формул (1.1) і (1.2) для розрахунку проникності форми при значній зміні напруженості поля збудження ($0 < H \leq H_S$, де H_S – напруженість насичення), що є характерним для ферозондів, дає похибку вищу за 50%.

Існує кілька уточнень формули (1.1) [24], однак, всі запропоновані аналітичні залежності не враховують магнітних характеристик матеріалу осердя й параметрів розташованих на них котушок. До того ж, складні аналітичні залежності з постійними величинами, розмір яких вибираються

досить довільно, указують на те, що завдання визначення магнітної проникності осердь необхідно вирішувати іншими способами.

Магнітна система *ферозонд-дефект*, як це впливає з [7, 8, 10, 11, 12], розраховувалася окремо. Тобто розраховувалося магнітне поле дефекту. При вимірі неоднорідності магнітного поля дефекту вважалося [13], що ферозонд вимірює середнє за довжиною осердя магнітне поле, що визначається з наступного співвідношення:

$$H_{\text{cp}} = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l H(x) dx ,$$

де H_{cp} – складові напруженості поля дефекту, спрямовані уздовж осердя;

$2l$ – довжина осердя.

Однак середнє значення поля значно відрізняється від дійсного значення напруженості в осерді ферозонда при зміні полів розсіювання дефектів. При деяких співвідношеннях геометричних розмірів дефекту й осердя ферозонда, ферозондовий дефектоскоп втрачає здатність фіксувати дефекти. Тому необхідний метод, що дозволяє робити розрахунок магнітної системи *дефектоскоп-дефект* спільно.

Розрахунок магнітної системи ферозонда раніше зводився до визначення проникності форми осердь, тому що вони визначають чутливість ферозонда. Цьому питанню присвячена велика кількість робіт [2, 3, 4].

В [2] була запропонована емпірична формула для розрахунку проникності форми осердя наступного вигляду:

$$m = \frac{\pi(l^2 - 0,25l_n^2)}{4S(h \frac{kl}{\delta + h} - 1)}, \quad (1.3)$$

де l – довжина осердя;

l_n – довжина обмотки, розташованої в середній частині осердя;

δ – товщина осердя;

h – ширина осердя;

S – площа перерізу осердя.

У певному діапазоні зміни геометричних параметрів осердя формула (1.3) забезпечує достатню точність.

Для оцінки точності (1.3) відомостей про експериментальні дані в літературних джерелах недостатньо.

У роботі [5] наведена наступна модифікація формули Розенблата:

$$N = \frac{4S}{\pi l^2 + 4S} \left[\frac{\ln(53k^2 l^2 + 24,27(h + \delta)^2)^{\frac{1}{2}} - 2\pi k l + 2.4b(\delta + h)}{h + \delta} \right], \quad (1.4)$$

де N – центральний коефіцієнт розмагнічування осердя $N = \frac{1}{m}$.

Похибка формули (1.4) оцінюється в 3% [5].

У роботі [6] пропонується залежність, що має вигляд:

$$N = \frac{0,48S + 0,0003\lambda}{\lambda^2 \left[\left(\frac{0,5\pi}{\text{arctg}0,795\chi} \right) \lambda + 1 \right]} \left[1,6 - \frac{2,72}{\lambda} \ln 2\lambda + \frac{3,74}{\lambda} - 1,2 \right], \quad (1.5)$$

де $\lambda = \frac{1}{\sqrt{S}}$;

χ – магнітна сприйнятливність матеріалу.

Всі наведені формули мають наступні недоліки:

– всі формули призначені для розрахунку коефіцієнта розмагнічування в центральному перерізі осердя, у той час як коефіцієнт розмагнічування значно змінюється за довжиною осердя;

– практично не враховуються параметри котушки, вважається, що котушка намотується досить вузькою смужкою в середній частині осердя;

– проникність матеріалу осердь ферозонда змінюється по мірі зміни струму збудження, у той час, як у формулах цей параметр або взагалі відсутній, або вважається постійним.

Тому необхідний принципово інший підхід до розрахунку магнітних систем ферозондів, який повинен полягати в тому, що розраховується не

магнітна проникність осердя, а розраховується поле вектора намагніченості всередині осердя під дією струму збудження й вимірюваного поля. І, оскільки ферозонди розглядаються з позицій їхнього застосування як вимірювальних перетворювачів у ферозондових дефектоскопах, необхідно вимірюване ферозондом поле розраховувати як поле, індуковане дефектами. Розрахунок магнітного поля в осердях ферозонда зроблений в [7] шляхом розв'язання лінійного інтегрального рівняння.

$$\frac{1}{\chi} M_n(r) + \frac{\partial}{\partial n} \oint \frac{M_n(r')}{|\bar{r} - \bar{r}'|} dr' = H_n(r), \quad (1.6)$$

де χ – магнітна сприйнятливність матеріалу осердя ферозонда;

$H_n(r)$ – нормальна складова вектора напруженості магнітного поля на поверхні осердя ферозонда;

$M_n(r)$ – нормальна складова вектора намагніченості на поверхні осердя ферозонда.

Рівняння (1.6) редукується до системи лінійних рівнянь шляхом розбивки поверхні на N елементарних площадок.

$$\frac{1}{\chi} M_i + \sum_{j=1}^N k_{ij} M_j = H_{ni}, \quad (1.7)$$

де M_i – нормальна складова намагніченості в центрі i -ої елементарної площадки;

k_{ij} – матричний елемент, що є нормальним компонентом магнітного поля від іншої будь-якої j -ої елементарної площадки;

H_{ni} – нормальна складова напруженості поля, усереднена по i -ій площадці.

Така методика дозволяє розрахувати намагніченість на поверхні осердя, викликану вимірюваним полем, яке, зрозуміло, не доводить осердя до насичення й тому усередині осердя $\text{div} \bar{M} = 0$. При наявності поля збудження $\text{div} \bar{M} \neq 0$ всередині осердя, необхідно моделювати поле вектора \bar{M} за допомогою нелінійного інтегрального рівняння. Таке моделювання

можна виконати за методикою, запропонованою в [8], яка зводиться до чисельного рішення системи інтегральних рівнянь (система записана для системи одиниць СГСМ)

$$H_{\alpha}(\bar{r}) = H_{\alpha}''(\bar{r}) + \int_V d\bar{r}' M_{\beta}(r') \frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha}' \cdot \partial x_{\beta}'} \cdot \frac{1}{|\bar{r} - \bar{r}'|};$$

$$H_{\alpha}''(\bar{r}) = \frac{1}{c v_p} \int_{V_p} d\bar{r}' \frac{[\bar{r} - \bar{r}', \bar{j}(\bar{r}')]_{\alpha}}{|\bar{r} - \bar{r}'|^3}; \quad (1.8)$$

$$M_{\alpha}(\bar{r}) = M(H_{\alpha}\bar{r}); V_{\alpha}(\bar{r}) = H_{\alpha}(\bar{r}) + 4\pi M_{\alpha}(\bar{r});$$

$$\alpha = 1,2,3; \beta = 1,2,3 ,$$

де V – об'єм, що займає феромагнетик;

V_p – об'єм, що займає провідник зі струмом;

H_{α}'' – поле, індуковане провідником зі струмом.

Система рівнянь (1.8) (потрібна розбивка осердя на елементарні об'єми, всередині яких \bar{B} й \bar{H} вважаються постійними й дорівнюють значенням \bar{B} й \bar{H} у центрі елементарного об'єму) зводиться до системи нелінійних алгебраїчних рівнянь:

$$H_k = H_k'' + \sum_{l=1}^n \tilde{A}_{lk} M(H_l), \quad k=1, \dots, n \quad (1.9)$$

де індекси l і k пробігають не тільки номери комірок, але й компоненти векторів.

Рішення системи (1.9) виходить методом мінімізації наступного функціонала за допомогою методу сполучених напруг [9]:

$$F(\bar{H}) = \sum_k \left\{ H_k - H_k'' - \sum_{l=1}^n A_{lk} M(H_l) \right\}^2, \quad k=1,2, \dots, m. \quad (1.10)$$

Розглянута методика має той недолік, що інтегрування ведеться за об'ємом елементарної комірки, що потребує більших обчислювальних витрат і інтегральне рівняння має сингулярні вирази.

У [10] розглянутий метод розрахунку магнітного потоку в осерді феромодуляційного датчика ферозонда, заснований на розв'язанні лінійного інтегрального рівняння:

$$\frac{\bar{B}(Q)}{\mu(Q)} = \bar{B}_0(Q) - \frac{1}{4\pi} \operatorname{grad}_Q \int_{V_m} \frac{\mu(M)-1}{\mu(M)} \cdot \frac{\bar{B}(M)\bar{r}_{MQ}}{r_{MQ}^3} dV_M, \quad (1.11)$$

де $\bar{B}(Q)$ – індукція в точці спостереження Q ;

$\mu(Q)$ – відносна магнітна проникність у точці Q ;

$\bar{B}_0(Q)$ – індукція, створювана в вакуумі, джерелами поля сигналу;

\bar{r}_{MQ} – радіус-вектор, проведений із точки джерела M елемента намагніченого об'єму dV_M в точку спостереження Q ;

V_m – об'єм магнітопроводу.

Складові індукції B_z й B_r апроксимуються наступними залежностями:

$$B_z(M) = B_z(m) + \frac{B_z(m+1) - B_z(m-1)}{2h} (z_M - mh), \quad (1.12)$$

$$B_r(M) = -\frac{B_r(m+1) - B_r(m-1)}{2h} \cdot \frac{r_M}{2}, \quad (1.13)$$

де $B_z(M)$ – значення осьової складової магнітної індукції в центрі m -го елемента;

r_M й z_M – циліндричні координати точки $M \in V_m$.

Рішення системи алгебраїчних рівнянь дає можливість розрахувати діючу магнітну проникність:

$$\mu_c(z) = \frac{B_z(z)}{B_{0z}}.$$

Розрахунки, які виконані, показують, що тривимірна модуляція магнітного потоку в осерді магнітопроводу можлива лише при досить малих значеннях проникності модулятора. Тому при виготовленні модулятора й концентраторів з одного й того ж магнітного матеріалу для збільшення коефіцієнта перетворення феромодуляційного датчика доцільно здійснювати збудження зі зсувом (підмагнічуванням модулятора).

Для розрахунку поля вектора намагніченості в області дефекту використовується математична модель, що будується при наступних припущеннях [24]: вихрові струми в осерді дорівнюють нулю; вектори $\bar{M}, \bar{H}, \bar{B}$ колінеарні (магнітне середовище ізотропне); у кожному елементарному об'ємі, на які розбита область навколо об'єкта, вважається $\bar{M} = \text{const}$ ($\text{div } \bar{M} = 0$) [25].

При цих припущеннях напруженість магнітного поля в точці спостереження i , створена намагніченістю M елементарного об'єму й зовнішнім джерелом, дорівнює:

$$\bar{H}_i = -\frac{1}{4\pi} \text{grad}_i \left[\sum_{j=1}^N \int_{\Delta S_j} \frac{\bar{M}_j \cdot \bar{n}_j}{|\bar{r}_j - \bar{r}_i|} dS_j \right] + \bar{H}_{\text{ст}ij}, \quad (1.14)$$

де M – вектор намагніченості j -го елементарного об'єму;

i, j – точки спостереження й джерела;

\bar{r}_i, \bar{r}_j – вектори в точці спостереження й джерела;

$\bar{H}_{\text{ст}ij}$ – напруженість стороннього джерела поля.

Залежність (1.14) є системою алгебраїчних рівнянь:

$$\bar{H}_i = [C_{ij}] \bar{M}_j + \bar{H}_{\text{ст}i}, \quad i = \overline{1, N}; j = \overline{1, N}. \quad (1.15)$$

де $[C_{ij}]$ – симетрична матриця, складена з коефіцієнтів, які визначаються в аналітичній формі шляхом інтегрування.

Системі рівнянь (1.15) додається нелінійна залежність намагніченості від напруженості:

$$M_j = M(H_j) \quad (1.16)$$

Залежність (1.16) апроксимується сплайнами для конкретного магнітного матеріалу контрольованої деталі.

Система рівнянь (1.15) розв'язується ітераційним способом за наступним алгоритмом:

$$\bar{M}_i^{(k+1)} = \bar{M}_i^{(k)} + \alpha [\bar{H}_{CTi} + \bar{H}_{pi}^{(k)} - \bar{H}^{(k)}(M_i^{(k)})], \quad (1.17)$$

де $\bar{H}^{(k)}(M_i^{(k)})$ – напруженість поля у феромагнітному середовищі при намагніченості $M_i^{(k)}$ визначається за залежністю $H(M)$;

α – коефіцієнт, величина якого підбирається експериментально ($\alpha = 1 - 3$);

k – крок ітерації.

Ітераційний процес закінчується за умови:

$$\frac{(\bar{M}_i^{(k+1)} - \bar{M}_i^{(k)})}{M_i^{(k)}} \leq \varepsilon, \quad (1.18)$$

де ε – задана мала величина.

Кожний цикл розрахунку виконується для всіх елементарних об'ємів. Напрямок вектора $\bar{H}^{(k)}(M_i^{(k)})$ збігається за напрямком з вектором $\bar{H}_{pi}^{(k)}$.

Розрахунок вектора $\bar{H}_{pi}^{(k)}$ робиться за формулою (1.14), у якій відсутній \bar{H}_{CTi} . Цей метод повною мірою можна використовувати для розрахунку вектора намагніченості в області дефекту.

Кількісна оцінка густини магнітних зарядів σ_0 є однією з невирішених завдань магнітної дефектоскопії [11]. Ф. Фестером запропонована наступна залежність для густини зарядів σ_0 у функції геометричних розмірів дефектів:

$$\sigma_0 = \frac{H_s}{2\pi} \frac{\left(\frac{h}{2b} + 1\right)\mu}{\frac{h}{2b} + \mu} \cdot K, \quad (1.17)$$

де K – коефіцієнт пропорційності, отриманий експериментально;

H_s – напруженість магнітного поля усередині дефекту безкінечної глибини;

$2b, h$ – ширина, глибина дефекту;

μ – відносна магнітна проникність феромагнітного матеріалу.

Формула (1.19) не повністю відповідає фізичним уявленням, так, якщо $\mu=1$, то $\sigma_0 \neq 1$, що не має місця.

Щербиніним В.Є. у ряді робіт пропонується для густини магнітних зарядів використовувати наступний вираз, який зв'язує величину дефекту із густиною зарядів, що враховує магнітну проникність матеріалу контрольованої деталі:

$$\sigma_0 = \mu_0 \cdot M_0 \cdot \frac{\left(1 + \frac{h}{2b}\right)}{\mu + \frac{h}{2b}}, \quad (1.20)$$

де M_0 – намагніченість середовища;

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м.}$$

Оскільки тут $M_0 = (\mu - 1)H_0$, вираз (1.20) більш точно відбиває реальну ситуацію, чим (1.19). Так, при $\mu = 1; M_0 = 0$ й $\sigma_0 = 0$.

В [11] зауважено, що магнітне поле дефекту збігається з магнітним полем, яке б створювало феромагнітне тіло, розташоване у вакуумі й, яке має ті ж розміри, що й дефект, намагнічений однорідно, але в протилежному напрямку, чим область металу, що прилягає до дефекту.

Відома формула Гринберга Г.А. для поверхневої густини

$$\text{магнітних зарядів } \sigma_k = \frac{\mu - 1}{2\pi(\mu + 1)}, \text{ тоді } \sigma_0 = \sigma_k \cdot \frac{(1 + \frac{h}{2b})}{\mu + \frac{h}{2b}}.$$

Складові напруженості магнітного поля розсіювання дефекту прямокутного перетину можна розрахувати по формулах:

$$H_x = 2\sigma_0 \left[\operatorname{arctg} \frac{(x+b)h}{(x+b)^2 + z(z+h)} - \operatorname{arctg} \frac{(x-b)h}{(x-b)^2 + z(z+b)} \right];$$

$$H_z = \sigma_0 \ln \left[\frac{[(x+b)^2 + (z+h)^2] \cdot [(x-b)^2 + z^2]}{[(x+b)^2 - z^2] \cdot [(x-b)^2 + (z+h)^2]} \right];$$

$$\sigma_0 = \sigma_k \cdot \frac{(1 + \frac{h}{2b})}{\mu + \frac{h}{2b}}; \quad \sigma_k = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \cdot \mu \cdot H_{0n},$$

тут H_{0n} – нормальна складова напруженості магнітного поля;

x, z – горизонтальні й вертикальні координати;

$$\text{при } x_0 = 0, \quad H_x = H_{x \max} = 2\sigma_0 \frac{hb}{z(z+h)}.$$

1.3 Методи визначення функції перетворення ферозондів другої гармоніки

Теорії ферозондів другої гармоніки присвячена велика кількість досліджень, метою яких було одержання функції перетворення ферозонда в аналітичній формі.

Уперше ферозонд із поздовжнім збудженням в якості параметра застосували Атенбрнмед і Гоубау. Вони надали спрощену, але якісно правильну теорію процесу формування вихідних сигналів ферозондів. Вони показали, що ЕРС в індикаторній обмотці пропорційна постійному

вимірюваному полю H , що частота цієї ЕРС удвічі більша за частоту в ланцюзі збудження. Оцінку амплітуди H та фазу другої гармоніки ЕРС ферозонда при синусоїдальній зміні напруженості поля збудження, коли амплітуда цього поля значно більше напруженості насичення осердя дав Розенблат М.А. [14]. При цьому використовувалася апроксимація петлі гістерезису осердя функцією $B = A \cdot \arctg(\alpha \cdot H) + \beta \cdot H$.

Теорія ферозондів другої гармоніки змінилася в 50-60 роки минулого сторіччя завдяки дослідженням Розенבלата М.А., Фрилмана Л.Х., Агєєва М.Д., Пономарева Н.Д., Дрожжиній В.И., Афанасьєва М.В., Спектора Ю.І., Михайлівського В.Н., Беркмана Р.Я., Синицкой Л.А., Зацепина М.М. і ін.

Розвиток теорії ферозондів було спрямовано на те, щоб ураховувати якнайбільше їхніх елементів електричної схеми. Характерним є наступна побудова математичної моделі процесу утворення сигналу ферозонда. Вихідна напруга ферозонда дорівнює:

$$U_2 = \frac{d}{dt} (W_2 \mu H S), \quad (1.21)$$

де W_2 – кількість витків вихідної обмотки;

μ – магнітна проникність осердя $\mu = \mu(H)$;

S – площа перерізу осердя.

Напруженість поля змінюється синусоїдально:

$$H = H_m \sin c_v t. \quad (1.22)$$

Через те, що залежність індукції від напруженості поля нелінійна, (1.21) переписеться так:

$$U_2 = \omega \mu W_2 S H_m \cos \omega t + \frac{d\mu(t)}{dt} W_2 S H_m \sin \omega t. \quad (1.23)$$

Залежність $\mu(t)$ представляється у вигляді ряду Фур'є:

$$\mu(t) = \mu_0 + \mu_{2m} \cos 2\omega t + \mu_{4m} \cos 4\omega t, \quad (1.24)$$

де μ_{2m}, μ_{4m} – амплітуди другої й четвертої гармонік.

При підстановці (1.24) в (1.23) виходить [14,15]:

$$u(t) = \omega W_2 S H_m \left[\mu_{0m} + \frac{1}{2} \mu_{2m} \right] \cdot \sin \omega t + \frac{3}{2} (\mu_{2m} + \mu_{4m}) \cdot \sin 3\omega t. \quad (1.25)$$

При вимірі постійного магнітного поля напруженості H_0 вихідна напруга буде дорівнювати:

$$u(t) = \omega \mu(t) W_2 S \cdot H_m \cos \omega t + \frac{d\mu(t)}{dt} W_2 S \cdot H_m \sin \omega t + W_2 \cdot \frac{d\mu(t)}{dt} S \cdot H_0,$$

$$\text{або } u(t) = \omega W_2 S \cdot H_0 (2\mu_{2m} \sin 2\omega t + 4\mu_{4m} \sin 4\omega t). \quad (1.26)$$

У роботах [16,17,18] для одержання функції перетворення ферозонда запропоноване розкладання функції для індукції в осерді в ряд Тейлора:

$$B_1 = B(H_1) + \frac{dB(H_1)}{dH_1} (H_2 + H_0) + \dots, \quad (1.27)$$

$$B_2 = B(H_2) - \frac{dB(H_1)}{dH_1} (H_2 + H_0) + \dots,$$

де H_1 – напруженість поля збудження;

H_2 – напруженість, створена струмом в індикаторній обмотці;

H_0 – напруженість вимірюваного поля.

Сумарна магнітна індукція буде дорівнювати:

$$\Delta B = B_1 - B_2 = 2 \frac{dB(H_1)}{dH_1} (H_2 + H_0). \quad (1.28)$$

При $B = \alpha \cdot \arctg(\beta \cdot H)$; $H_1 = H_{1m} \cdot \cos \omega t$;

$H_2 = H_{2m} \cdot \cos(2\omega t + \varphi)$,

де $\alpha = \frac{2B_S}{\pi}$; $\beta = \frac{\pi \mu_0}{2 B_S}$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$; B_S – індукція

насичення осердя.

Вираз (1.28) можна записати так:

$$\Delta B = 2\alpha \cdot \beta \frac{H_0 + H_{2m} \cos(2\omega t + \varphi)}{1 + \beta^2 H_{1m}^2 \cos^2 \omega t}. \quad (1.29)$$

Потім (1.29) розкладається в ряд Фур'є й визначається друга гармоніка, по якій – шляхом диференціювання – визначається амплітуда вихідного сигналу.

Як показують чисельні розрахунки вищенаведений метод дає задовільну точність при $H_0 < 0,01 \cdot H_{1m}$. При порушенні цієї умови похибка розрахунку різко зростає й при $H_0 = 0,1 \cdot H_{1m}$ становить 80÷100%.

В [12] використовується не арктангенса апроксимація петлі гістерезису, а апроксимація полінома 5-го ступеня, що збільшує точність рішення.

Був розглянутий [28] резонансний режим ферозонда, основна увага при цьому приділялась визначенню області сталої роботи ферозонда, а не одержанню його функції перетворення.

При визначенні функції перетворення ферозонда основна увага зосереджувалась на розрахунку магнітної проникності осердя [2, 5, 6, 19], однак, отримані напівемпіричні формули розраховані на вимір однорідних полів.

Перспективним є чисельний метод розрахунку функції перетворення ферозонда, що дозволяє враховувати всі параметри ферозонда. Уперше цей метод змінений в [23]:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \psi_{2a}}{\Delta t} (H_1 + H_2 + H_0) + \frac{\Delta \psi_{1b}}{\Delta t} (H_1 - H_2 - H_0) + q_1 H_1 &= e(\Delta t \cdot k); \\ \frac{\Delta \psi_{2a}}{\Delta t} (H_1 + H_2 - H_0) + \frac{\Delta \psi_{1b}}{\Delta t} (H_1 - H_2 - H_0) + q_2 H_2 &= 0, \end{aligned} \quad (1.30)$$

де $\Delta\psi_{1a}$, $\Delta\psi_{1b}$ – збільшення потокозчеплення в обмотці збудження за проміжок часу Δt ;

$\Delta\psi_{2a}$, $\Delta\psi_{2b}$ – збільшення потокозчеплення у вихідній обмотці ферозонда за час Δt ;

$$q_1 = r_1 \frac{l_1}{W_1}; \quad q_2 = r_2 \frac{l_2}{W_2};$$

W_1 , W_2 – кількість витків в обмотці збудження й індикаторній обмотці;

r_1 , r_2 – опір в обмотці збудження й індикаторній обмотці;

l_1, l_2 – довжина осердь ферозонда.

Система рівнянь (1.30) вирішується ітераційним методом.

При врахуванні більшості параметрів ферозонда, результатом розрахунку є складні аналітичні залежності, використання яких в інженерній практиці є більш складним, ніж використання алгоритму чисельного розрахунку. Крім того, немає можливості описати в аналітичній формі процеси утворення вихідного сигналу ферозонду при вимірюванні ним не однорідного поля, а поля, пов'язаного з параметрами джерела неоднорідного поля в практиці неруйнівного контролю.

Характерним для ферозондів, які використовуються у ферозондових дефектоскопах, є те, що їхні осердя мають малу проникність форми. Дослідженню функцій перетворення ферозондів з короткими осердями присвячені як теоретичні [32], так і експериментальні дослідження [34].

У коротких осердях магнітна проникність осердя дорівнює проникності форми й не залежить від величини поля збудження [32]. Можна вважати, що при малій проникності форми ($m = 30 \div 80$) диференційна магнітна проникність осердя також дорівнює проникності форми. Амплітуда напруженості поля збудження обирається рівна або менша, чим напруженість насичення. В [32] показане, що максимальне значення

диференційної чутливості для ферозондів з малою проникністю осердь дорівнює

$$G = 8W_2 f S \mu_0 m, \quad (1.31)$$

де W_2 – число витків вихідної обмотки;

f – частота збудження;

S – площа перерізу осердя;

m – проникність форми осердя.

Для збільшення чутливості ферозонда рекомендується використовувати постійне поле, що підмагнічує.

Як стверджують автори [32], аналітичні залежності, отримані для функції перетворення ферозонда з малою проникністю осердя, лише відображають загальні закономірності залежності амплітуд парних гармонік від вимірюваного поля й можуть використовуватись тільки для наближених розрахунків.

При магнітному контролі виробів на поверхневі дефекти типу порушення суцільності для намагнічування виробів вигідно застосовувати змінне синусоїдальне поле підвищеної частоти (1÷10 кГц і більше) [31]. При цьому з'являється ряд переваг у порівнянні з контролем у постійних полях. Оскільки вимірювальний перетворювач у процесі контролю звичайно розташовується між полюсами електромагніта, зовнішнє поле розсіювання від полюсів, що діє на ферозонд і є перешкодою, суттєво знижується.

Зі збільшенням частоти виявляється можливим зменшити переріз полюсів електромагніта, що веде до зменшення поля розсіювання. При малих частотах (менших за 1кГц) розташування ферозонда між полюсами електромагніта недоцільно, при підвищених частотах – це цілком можливо.

Ферозондам, що працюють в режимі підвищеної частоти вимірюваного поля, приділено мало уваги й публікації на цю тему відсутні. Тому необхідні теоретичні й експериментальні дослідження функції перетворення ферозонда, що працює в режимі вимірювання змінних

магнітних полів підвищеної частоти. Необхідне дослідження спектра вихідних сигналів ферозондів при вимірі полів підвищеної частоти.

Всі теоретичні викладки при виведенні функцій ферозондів використовують значну ідеалізацію їхньої електромагнітної схеми, а саме:

- не враховуються параметри генератора збудження;
- зневажається впливом навантаження ферозонда;
- не визначається вплив на функцію перетворення параметрів петлі гістерезису магнітного матеріалу осердь.

1.4 Вибір напрямку досліджень

Аналіз літературних джерел показав, що в приладах неруйнівного контролю ферозонди зі стрижневими осердями вимірюють магнітні статичні й змінні поля, індуковані або намагніченими ділянками феромагнітних деталей, або дефектами на їхній поверхні й під поверхнею.

Сам ферозонд являє собою два стрижні з обмотками, певним чином орієнтованими в просторі. У самих осердях крім магнітного потоку, індукованого зовнішнім джерелом, має місце другий потік, створений обмоткою збудження, що за величиною в багато разів перевершує перший. Процеси, що відбуваються в осердях й обмотках ферозонда, описуються системою нелінійних диференціальних рівнянь. Ферозонд і область, що має локальне намагнічування, утворюють магнітну систему, для аналізу й синтезу якої потрібна розробка математичної моделі, заснованої на методі, що дозволяє визначити магнітний потік, індукований в обмотках ферозонда намагніченою областю феромагнітного матеріалу. Таким методом може бути метод, що побудований на використанні принципу взаємності [25-30], що міститься в теоремі Поливанова К. М. [25,30]. Природно, що застосування цього принципу вимагає його певної адаптації.

Для використання принципу взаємності в методі розрахунку магнітного потоку в осердях ферозонда необхідно розробити методику

розрахунку напруженості поля й магнітного потенціалу, що створюються ферозондом у намагніченому об'ємі й методику розрахунку поля вектора намагніченості \overline{M} в тому ж об'ємі. В основу методу розрахунку потоку в осердях ферозонда повинен бути покладений принцип взаємності, враховуючи його універсальність й простоту чисельної реалізації, тому в роботі він повинен одержати подальший розвиток і вдосконалювання.

Крім того, оскільки для розрахунку магнітного поля в системі *ферозонд-намагнічена область* пропонується спосіб розрахунку, що має підвищену точність, необхідно збільшити точність визначення функції перетворення ферозонда з врахуванням геометричних і магнітних параметрів осердя, параметрів котушки, генератора й навантаження. У результаті цього буде отриманий комплекс програм для розрахунку всього вимірювального тракту ферозондового приладу неруйнівного контролю.

При контролі дефектів у прикладеному синусоїдальному полі необхідно формулу принципу взаємності перетворити так, щоб під інтеграл Поливанова К.М. входила не намагніченість в об'ємі контрольованої області, а нормальна складова вектора намагніченості на поверхні дефектів. Оскільки вищенаведений напрямок теорії ферозондового контролю є новим, необхідні експериментальні дослідження, результати яких могли б дати оцінку коректності основних теоретичних посилок.

РОЗДІЛ 2

МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ МАГНІТНОЇ СИСТЕМИ ФЕРОЗОНД - НАМАГНІЧЕНА ОБЛАСТЬ

2.1. Теорема про взаємність і її адаптація до умов розрахунку

Складність визначення магнітної напруженості в осердях напів-елементів ферозондів традиційним способом полягає в тому, що для реалізації цього способу потрібно зробити розрахунок магнітної системи, що включає в себе осердя ферозонда й намагнічену область, розташовану на деякій відстані від осердь ферозонда. Намагніченою областю надалі вважається або локально намагнічена ділянка контрольованої деталі при структурному аналізі, або випадково намагнічена ділянка при використанні магнітної пам'яті металу, або намагнічена ділянка, що містить поверхневий або підповерхневий дефект. Геометрична конфігурація такої системи є складною й розрахунок напруженості поля в осерді ферозонда традиційними методами вимагає більших витрат часу й кваліфікованої праці, тим більше, що осердя ферозонда переміщуються щодо намагніченої області.

Як уже було сказано в першому розділі цієї роботи, добрі перспективи точного й економічного розрахунку магнітного потоку в осердях ферозонда, індукованого неоднорідно намагніченою ділянкою феромагнітного тіла, надає принцип взаємності. Суть методу за цим принципом ґрунтується на наступних теоретичних висновках.

Відповідно до теореми про взаємність [29] має сенс наступне співвідношення:

$$\int_v \bar{H}' \cdot \bar{M} dv = \int_{v'} \bar{H} \cdot \bar{M}' dv', \quad (2.1)$$

де \bar{M} й \bar{M}' – намагніченості в областях v й v' ;

\bar{H} – напруженість магнітного поля, яка створюється намагніченістю \bar{M} ;

\bar{H}' – напруженість магнітного поля, яка створюється напруженістю \bar{M}' .

Ніяких обмежень, крім скінченності областей v й v' , на розподіл \bar{M} і \bar{M}' не накладається. Области v й v' можуть бути ізольовані одна від одної, або частково перетинатися, або збігатися одна з одною.

Якщо вважати, що область v є малим циліндром із площею основи S і довжиною dl , в якому знаходиться вектор намагніченості \bar{M} , що збігається за напрямком з векторами $d\bar{l}$ й $d\bar{S}$ (рис. 2.1).

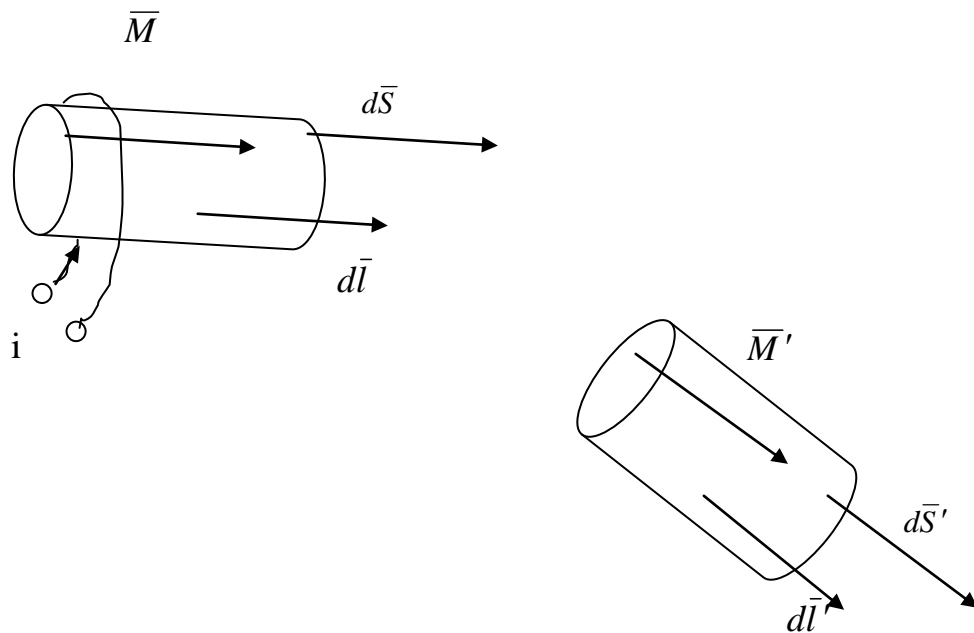


Рис. 2.1. Система двох намагнічених об'єктів.

Нехай по звою, накладеному на об'єм V , протікає струм i , тоді вектор \bar{M} за величиною буде дорівнювати:

$$M = \frac{i}{dl},$$

тоді для двох малих областей dv і dv' можна записати:

$$\overline{H}'d\overline{S} = \overline{HM}'dv'.$$

Помножуючи обидві частини рівності на μ_0 й позначаючи:

$$\mu_0 \overline{H}'d\overline{S} = dS, \text{ одержуємо: } d\psi = \frac{\mu_0}{i} \overline{HM}'dv'. \quad \text{Звідси витікає, що:}$$

$$\psi = \frac{\mu_0}{i} \int_V \overline{HM}'dv'.$$

Такий же результат, тільки іншим способом, отриманий в [90], він відомий як теорема Поливанова К.М. про взаємність [30], суть якої виражається співвідношенням:

$$\Phi = \frac{\mu_0}{iw} \int_V \overline{H}(P) \cdot \overline{M}(P)dV, P \in V, \quad (2.1)$$

де Φ – магнітний потік у осерді ферозонда;

$\overline{H}(P)$ – вектор напруженості магнітного поля, що створюється розміщеною на осерді ферозонда обмоткою зі струмом;

w – число звоїв обмотки;

i – струм в обмотці;

$\overline{M}(P)$ – вектор намагніченості в об'ємі V ;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнітна постійна;

V – об'єм намагніченої області.

Після розрахунку магнітного потоку розраховується складова напруженості магнітного поля в осерді, що збігається з віссю осердя, за формулою:

$$H = \frac{\Phi}{\mu_0 \mu_c}, \quad (2.2)$$

де μ_c – магнітна проникність осердя ($\mu_c \approx m$).

Зробимо перетворення (2.1) так, щоб під інтеграл входив не вектор намагніченості, а його нормальна складова на поверхні феромагнітного об'єму. Це не тільки спростить розрахунок напруженості поля в осердях ферозонда, але й буде єдиним методом, що дозволяє зробити розрахунок магнітної системи ферозонд-дефект у змінному магнітному полі.

Можна здійснити перетворення формули (2.1) в такий спосіб: з урахуванням того, що $H = -\text{grad } \varphi$, де φ – скалярний магнітний потенціал, (2.1) запишеться так:

$$\Phi = -\frac{\mu_0}{i\omega} \int \text{grad } \varphi \cdot \bar{M} dv. \quad (2.3)$$

Оскільки $\text{div}(\varphi \cdot \bar{M}) = \varphi \cdot \text{div } \bar{M} + \text{grad } \varphi \cdot \bar{M}$, то (2.2) представляється у вигляді:

$$\Phi = -\frac{\mu_0}{i\omega} \int \text{grad } \varphi \cdot \bar{M} \cdot dv = \frac{\mu_0}{i\omega} \left[\int \text{div}(\varphi \cdot \bar{M}) dv + \int \varphi \cdot \text{div } \bar{M} dv \right]. \quad (2.4)$$

Припускаючи, що всередині намагніченої області $\text{div } \bar{M} = 0$, можна прийти до наступного виразу: $\Phi = \frac{\mu_0}{i\omega} \int \text{div}(\varphi \bar{M}) \cdot dv$, або відповідно до теореми Остроградського:

$$\Phi = \frac{\mu_0}{i\omega} \oint_s \varphi \cdot M_n ds. \quad (2.5)$$

Формула (2.5) дозволяє розраховувати магнітний потік у осердях ферозонда за відомим значенням намагніченості на поверхні феромагнітного об'єму. Але для цього треба розрахувати не напруженість, а потенціал, створюваний осердям з котушкою, тобто напів-елементом ферозонда.

2.2 Розрахунок намагніченості в об'ємі феромагнітної області

При використанні (2.1) необхідно попередньо розрахувати вектор \bar{M} у намагніченому об'ємі. Це можна зробити, застосовуючи чисельний метод розрахунку поля в нелінійному феромагнітному середовищі. Для цієї мети можна з деякою адаптацією застосувати метод запропонований в [24]. Для розрахунку поля вектора \bar{M} в намагніченій області використовується інтегральний метод, що реалізується в чисельному рішенні нелінійних просторових рівнянь для намагнічених феромагнітних деталей. Розподіл намагніченості у феромагнітному матеріалі визначається шляхом розв'язання інтегрального просторового рівняння:

$$4\pi\bar{H} = \text{grad} \left[\int_V \frac{\text{div}\bar{M}}{R} dV - \int_S M_n \frac{dS}{R} \right],$$

яке при розбивці намагніченої області на елементарні об'єми, що є паралелепіпедами, і при припущенні, що в кожному елементарному об'ємі $\text{div}\bar{M} = 0$, зводиться до системи алгебраїчних рівнянь. При кусочно-постійній апроксимації намагніченості за об'ємом, напруженість поля в довільній точці простору і визначається виразом:

$$\bar{H}_i = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^6 (\bar{M}_j, n_{kj}) \int_{S_k} \frac{\bar{R}_{ij}}{R_{ij}^3} dS + \bar{H}_{\text{CTi}}, \quad (2.6)$$

де N – загальна кількість об'ємів з постійною намагніченістю, виділених у феромагнітній деталі; елементарні об'єми є паралелепіпедами;

S_k – поверхня k -ої грані;

n_{kj} – зовнішня нормаль до k -ої грані j -го елементарного об'єму;

\bar{M}_j – вектор намагніченості j -го елементарного об'єму;

\bar{R}_{ij} – вектор, що з'єднує точку спостереження i й точку джерела j ;

\bar{H}_{CTi} – вектор напруженості поля стороннього джерела.

Систему розрахункових рівнянь одержуємо методом колокацій, тобто послідовним переміщенням точки спостереження в центр кожного елементарного об'єму. Записуючи щоразу співвідношення (2.3), складемо матричне рівняння у вигляді $\bar{H} = [A] \cdot \bar{M} + \bar{H}_{\text{CT}}$, де тривимірні вектори \bar{H} , \bar{M} , \bar{H}_{CT} містять компоненти векторів напруженості поля й намагніченості в кожному елементарному об'ємі, а матриця $[A]$ складається з інтегральних коефіцієнтів, які представляються в аналітичному вигляді в додатку 1.

Система рівнянь (2.7) до визначається магнітною характеристикою $M = M(H)$, що визначена за методикою, наведеною в [35]. Найбільш простим, і в теж час досить точним, методом апроксимації залежності $M(H)$ є метод, запропонований в [35]. При цьому використовується наступна апроксимація кривої намагнічування:

$$M = \chi_H \frac{H_c H}{H^2 + H_c} + \frac{M_s}{\pi} \frac{H^2}{H^2 + k H_c^2} \left(\arctg \frac{H_c + H}{H_0} - \arctg \frac{H_c - H}{H_0} \right);$$

$$H_0 = \frac{H_c}{\text{tg}\left(\frac{M_r \pi}{M_s 2}\right)}; \quad k = \frac{M_s}{\pi} \frac{\arctg\left(\frac{2H_c}{H_0}\right)}{M_c - \chi_H \frac{H_c}{2}} - 1,$$

де χ_H – початкова сприйнятливість;

M_s – намагніченість насичення;

M_r – залишкова намагніченість по межовій петлі гістерезису;

H_c – коерцитивна сила;

M_c – намагніченість, що відповідає точці $H = H_c$;

H – поточне значення напруженості магнітного поля;

При знятті поля, що намагнічує, на «спинці» петлі гістерезису залежність намагніченості від напруженості згідно [35] має вигляд:

$$M = \frac{M_s}{\pi} \left(\arctg \frac{H_c - H}{H_0} - \arctg \frac{H_c}{H_0} \right) + \left(\arctg \frac{\pi H + H_c}{2 H_0} - \arctg \frac{\pi H - H_c}{2 H_0} \right). \quad (2.8)$$

Розв'язання системи алгебраїчних рівнянь (2.6) виконується ітераційним методом за алгоритмом, наведеним в [43], з деякими видозмінами, що дозволили спростити розрахунок. Запропонований алгоритм передбачає наступне: за певним значенням \bar{M}_i і напруженості поля \bar{H}_{pi} , що розмагнічує, у кожному i -ому елементарному об'ємі визначаються усереднені за елементарним об'ємом значення коефіцієнта розмагнічування для кожної координати простору:

$$N_{xi} = \frac{H_{pxi}}{M_{xi}}; \quad N_{yi} = \frac{H_{pyi}}{M_{yi}}; \quad N_{zi} = \frac{H_{pzi}}{M_{zi}}. \quad (2.9)$$

Таким чином, коефіцієнт розмагнічування є векторною величиною $\bar{N}_i = \bar{I}_x N_{xi} + \bar{I}_y N_{yi} + \bar{I}_z N_{zi}$.

Для кожного елементарного об'єму справедливі наступні співвідношення:

$$\bar{M}_{xi} = \frac{H_{0xi} \chi(H)}{1 + \chi(H) N_{xi}}; \quad \bar{M}_{yi} = \frac{H_{0yi} \chi(H)}{1 + \chi(H) N_{yi}}; \quad \bar{M}_{zi} = \frac{H_{0zi} \chi(H)}{1 + \chi(H) N_{zi}}, \quad (2.10)$$

де χ_H – магнітна сприйнятливість феромагнітного матеріалу, як функція напруженості магнітного поля;

$H_{0xi}, H_{0yi}, H_{0zi}$, – коерцитивна сила магнітного матеріалу.

Значення коефіцієнтів розмагнічування для всіх елементарних об'ємів, які розраховані, дають можливість визначити робочу точку магнітного стану елементарного об'єму феромагнітного матеріалу після виключення в обмотці пристрою, що намагнічує, на «спинці» петлі гістерезису феромагнетикую шляхом рішення для кожного елементарного об'єму системи алгебраїчних рівнянь:

$$H_{pUi} = -N_{Ui} M_{Ui}; \quad M_U = f(H_U), \quad (2.11)$$

де $U = x, y, z$.

Цей метод визначення вектора намагніченості використовується як при розрахунку поля локально намагніченої ділянки феромагнітного матеріалу, так і при намагніченому матеріалі, що має локально магнітну неоднорідність.

2.3 Розрахунок нормальної складової вектора намагніченості на поверхні дефекту

При ненасиченому контрольованому матеріалі, тобто при малих або змінних полях, які зондують, доцільно для розрахунку магнітного потоку в осердях ферозонда використовувати замість формули (2.1) формулу (2.5). Для цього необхідно розрахувати нормальну складову вектора намагніченості на поверхні дефекту.

У межовому випадку [11] нормальна складова вектора намагніченості розраховується за формулою:

$$M_n = (\mu - 1)H_{0n},$$

де μ – магнітна проникність феромагнітного матеріалу деталі;

H_{0n} – нормальна складова до бічної поверхні дефекту напруженість поля пристрою, що намагнічує.

Густина магнітних зарядів $\sigma_0 = \frac{M_n}{2}$ визначається як зовнішнім полем, що намагнічує, і магнітними характеристиками матеріалу, так і геометричними параметрами дефекту.

В [47] запропонована формула для розрахунку густини заряду для дефекту скінченої довжини L :

$$\sigma_0 = \frac{(\mu - 1)H_{0n}}{1 + \frac{(\mu - 1)}{\pi} \left[\frac{2b}{h} \sqrt{1 + \frac{h^2}{L^2}} - \frac{2b}{h} \left\{ \frac{1}{\left(\frac{2d}{h} - 1\right) \sqrt{1 + \left(\frac{2d}{h} - \frac{h}{L}\right)^2}} - \frac{1}{\left(\frac{2d}{h} + 1\right) \sqrt{1 + \left(\frac{2d}{h} + \frac{h}{L}\right)^2}} \right\} \right]},$$

де d – товщина пластини, на якій розміщений дефект.

Як було сказано в першому розділі цієї дисертаційної роботи, в [11] запропонована формула для розрахунку густини зарядів, що має вигляд:

$$\sigma_0 = \frac{\mu_0 M_0 \left(1 + \frac{h}{2b}\right)}{\left(\mu + \frac{h}{2b}\right)},$$

де M_0 – намагніченість середовища.

Шляхом уведення на межі середовищ із різними магнітними характеристиками простого шару магнітних зарядів густиною σ й заміною вихідного кусочно-однорідного середовища на однорідне, як це викладається в [49], можна одержати:

$$\sigma(Q) - \frac{\lambda}{2\pi_s} \oint \delta(P) \frac{\cos(\vec{r}_{QP}, \vec{n}_Q)}{r_{QP}^2} dS = 2\mu_0 \lambda H_{CTn}, \quad (2.11)$$

де Q – точка спостереження;

P – точка джерела, що належить межі розділу середовищ;

\vec{r}_{QP} – вектор із точки Q в точку P ;

H_{CTn} – нормальна складова до площини розділу середовищ вектора напруженості стороннього магнітного поля;

$$\lambda = \frac{(\mu_2 - \mu_1)}{(\mu_2 + \mu_1)}.$$

В [49] показано, що спостерігається погана стійкість рішення рівняння (2.12) до малих збурювань до правої частини рівняння. Тому в рівняння (2.12) вводиться регуляризуюча добавка, у результаті чого виходить:

$$\sigma(Q) - \frac{\lambda}{2\pi_s} \oint \sigma(P) \left[\frac{\cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} - \frac{1}{S_s} \oint \frac{\cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} \right] dS_P = 2\mu_0 \lambda H_{CTn}, \quad (2.12)$$

де $r_{QP} = \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}$ – радіус-вектор, що з'єднує точки Q і P .

Результатом чисельного рішення (2.13) є значення густини зарядів на стінках дефекту. Значення нормальної складової намагніченості знаходимо як:

$$M_n(Q) = 2\sigma(Q). \quad (2.13)$$

Для контролю поверхневих дефектів у наш час все частіше застосовується змінне магнітне поле. При застосуванні змінного поля формується поле за рахунок утворення нормальної до стінок дефекту динамічної поверхневої намагніченості вихрових струмів. При намагнічуванні об'єктів змінним магнітним полем потрібна побудова специфічних математичних моделей.

Для чисельного розрахунку густини зарядів на стінках дефекту зручно скористатися методом межових інтегральних рівнянь, які записуються щодо введених допоміжних поверхневих фіктивних джерел, розподілених на межі розділу середовищ із різними електрофізичними властивостями.

Уводяться одне векторне і одне скалярне фіктивне джерело. Позначається $\bar{i} = \bar{n} \times \dot{\bar{H}}$ – вектор густини простого шару електричного струму й $\sigma = \bar{n} \cdot \dot{\bar{H}}$ – густина простого шару магнітних зарядів.

Задача розрахунку поля зводиться до розв'язання наступної системи сингулярних інтегральних рівнянь [51,52]:

$$\begin{aligned} \frac{\dot{i}(Q)}{2} + \bar{n} \times \operatorname{rot} \oint_S \dot{i}(P) \dot{g}_n dS_P + \bar{n} \times \operatorname{grad} \oint_S \frac{\dot{\sigma} \delta(P)}{4\pi r_{QP}} dS_P &= \bar{n} \times \dot{H}_{\text{CT}}(Q); \\ \frac{\dot{\sigma}(Q)}{2} + \mu_r \bar{n} \cdot \operatorname{rot} \oint_S \dot{i}(P) \dot{g}_n dS_P + \bar{n} \cdot \operatorname{grad} \oint_S \frac{\dot{\sigma} \delta(P)}{4\pi r_{QP}} dS_P &= \bar{n} \cdot \dot{H}_{\text{CT}}(Q), \end{aligned} \quad (2.14)$$

де Q, P – точки спостереження й джерела;

$$\dot{g}_n = \frac{e^{-jPr_{QP}}}{4\pi r_{QP}} - \text{фундаментальна функція Грина};$$

$$p^2 = -j\omega\mu_0\mu\gamma;$$

γ – провідність ферромагнітного матеріалу;

ω – частота поля, що намагнічує.

Рішенням системи рівнянь (2.14) є величини $\dot{\sigma}(Q)$; $\dot{i}(Q)$. Для чисельного рішення системи рівнянь (2.14) інтеграл замінюється конкретною сумою. Для реалізації такого переходу поверхня дефекту й прилягаюча до нього поверхня деталі апроксимується елементами поверхні ΔS_j ($j = \overline{1, N}$). Густина σ , які визначаємо, у межах кожного елемента ΔS_j вважаються постійними. Елементарні поверхні апроксимуються прямокутниками, що спрощує процес обчислення поверхневих інтегралів. Відповідно до методу колокацій, система (2.14) переходить у систему лінійних алгебраїчних рівнянь [53]:

$$\begin{aligned} \sigma(Q_i) - \frac{\lambda}{2\pi} \sum_{j=1}^N \sigma_j(P) \int_{\Delta S_j} \left[\frac{\cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} - \frac{1}{S} \sum_{k=1}^N \int_{\Delta S_k} \frac{\cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} \right] dS_P &= \\ = 2\mu_0\lambda(\bar{n}_Q - \bar{H}_{\text{CT}i}) \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$i = \overline{1, N}$$

де N – кількість елементарних площадок;

ΔS_j – поверхня j -ої елементарної площадки.

Інтеграли, що входять в (2.15), мають наступні аналітичні вирази:

$$\begin{aligned}
\int_{\Delta S} \frac{\bar{l}_x \cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} dS &= \iint \frac{\bar{l}_x \cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} dy_P dx_P = \\
&= \ln(y_P - y_Q) + \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + z_Q^2}; \\
\int_{\Delta S} \frac{\bar{l}_y \cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} dS &= \iint \frac{\bar{l}_y \cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} dy_P dx_P = \\
&= \ln(x_P - x_Q) + \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + z_Q^2}; \\
\int_{\Delta S} \frac{\bar{l}_z \cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} dS &= \iint \frac{\bar{l}_z \cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} dy_P dx_P = \\
&= \operatorname{arctg} \frac{(x_P - x_Q)(y_P - y_Q)}{(z_P - z_Q) \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}}; \\
\int_{\Delta S} \frac{\bar{l}_z \cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} dS &= \iint \frac{\bar{l}_z \cos(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_Q)}{r_{QP}^2} dy_P dx_P = \\
&= \operatorname{arctg} \frac{(x_P - x_Q)(y_P - y_Q)}{(z_P - z_Q) \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}}.
\end{aligned}$$

Нормаль до поверхні збігається з координатою Z.

Для спрощення обчислення коефіцієнтів системи лінійних рівнянь вводяться локальні системи координат. Одна система координат пов'язана із точкою спостереження $Q(x', y', z')$, а друга – із точкою джерела $P(x'', y'', z'')$. Обидві локальні системи орієнтовані таким чином, щоб орти \bar{l}_x, \bar{l}_y лежали в площині дефекту, а напрямок \bar{l}_z збігався з напрямком нормалі до площадки [54], тоді:

$$A_{N \times N} \cdot \sigma_{N \times 1} = B_{N \times 1}. \quad (2.16)$$

де $A_{N \times N}$ – матриця, складена з інтегралів за елементарними площадками;

$\sigma_{N \times 1} = [\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N]^T$ – вектор шуканих густин зарядів на поверхні мікроелементів;

$B_{N \times 1} = [b_1, b_2, \dots, b_N]^T$ – вектор, обумовлений правою частиною рівняння (2.15).

Аналогічні перетворення застосовуються й до системи (2.14), складеної для змінного синусоїдального поля. Однак тут кожній точці Q ставиться у відповідність один рядок матриці для скалярного поверхневого джерела густини магнітних зарядів σ і два рядки – для векторного джерела:

$$\dot{A}_{3N \times 3N} \cdot \dot{X}_{3N \times 1} = \dot{F}_{3N \times 1}, \quad (2.17)$$

де $\dot{A}_{3N \times 3N} = \|\dot{A}_{ij}\|, i = \overline{1, N}; j = \overline{1, N}$ – квадратна матриця коефіцієнтів, що апроксимує ліву частину системи рівнянь (2.14).

$$\dot{A}_{ij} = \begin{bmatrix} \dot{a}_{11} & \dot{a}_{12} & \dot{a}_{13} \\ \dot{a}_{21} & \dot{a}_{22} & \dot{a}_{23} \\ \dot{a}_{31} & \dot{a}_{32} & \dot{a}_{33} \end{bmatrix} \text{ – квадратні матриці блоки;}$$

$\dot{X}_{3N \times 1} = \|\dot{X}_j\|$ – вектор-стовпець, що включає компоненти шуканих фіктивних джерел на всіх N елементах поверхні, де

$$\dot{X}_j = \|\dot{x}_1, \dot{x}_2, \dot{x}_3\|^T = \|\dot{i}_x, \dot{i}_y, \dot{\sigma}_3\|^T;$$

$\dot{F}_i = \|\dot{f}_1, \dot{f}_2, \dot{f}_3\|$ – вектор-стовпець, що характеризує праву частину межових інтегральних рівнянь (2.14).

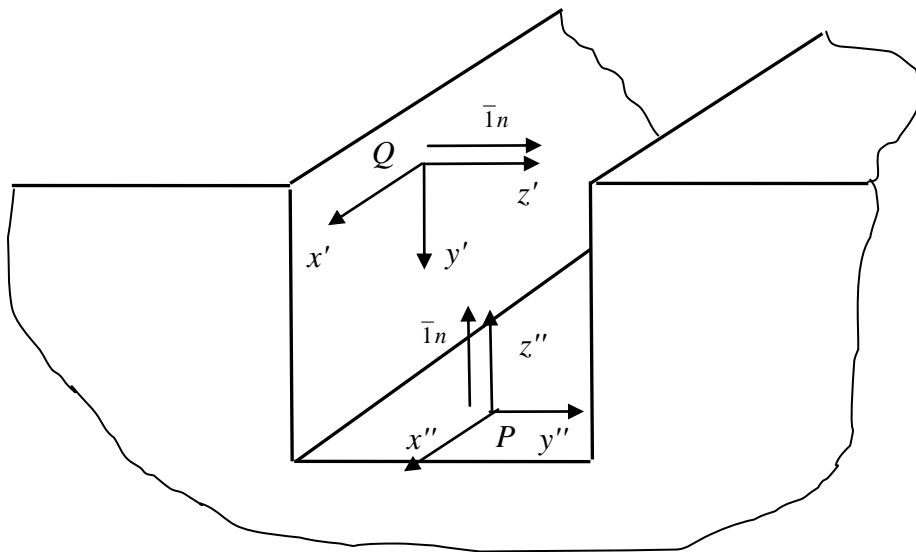


Рис. 2.2 Локальні системи координат в області дефекту

Якщо вважати, що всередині феромагнітного тіла $\operatorname{div}\overline{M}=0$, а магнітні заряди зосереджені тільки в поверхневому шарі дефекту (рис. 2.3), то порядок системи значно знизиться. Інтегрування виконується тільки по тим елементарним об'ємам, які розташовані біля поверхні дефекту.

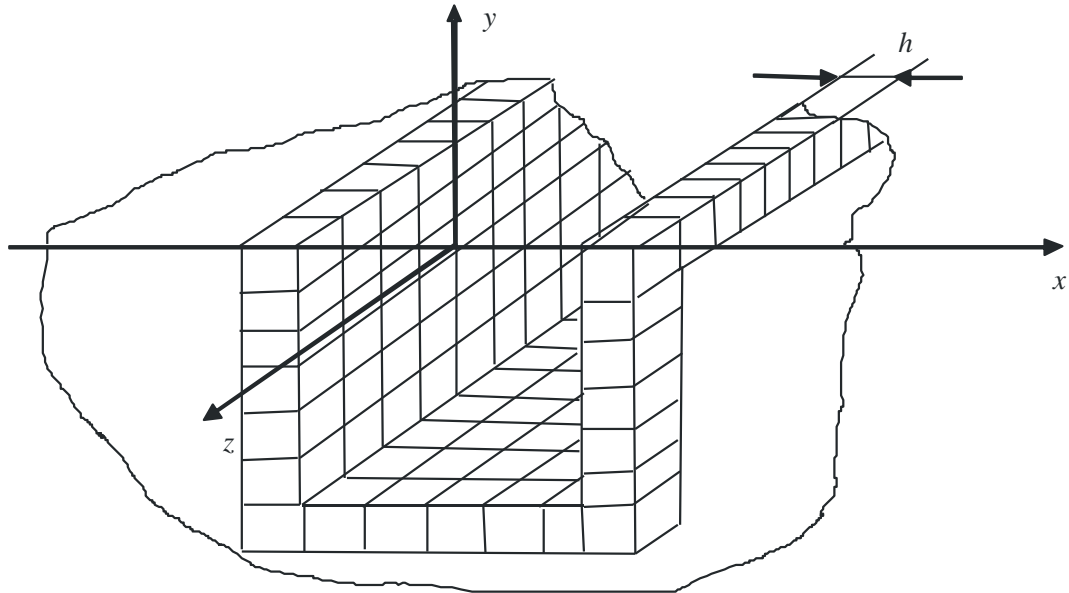
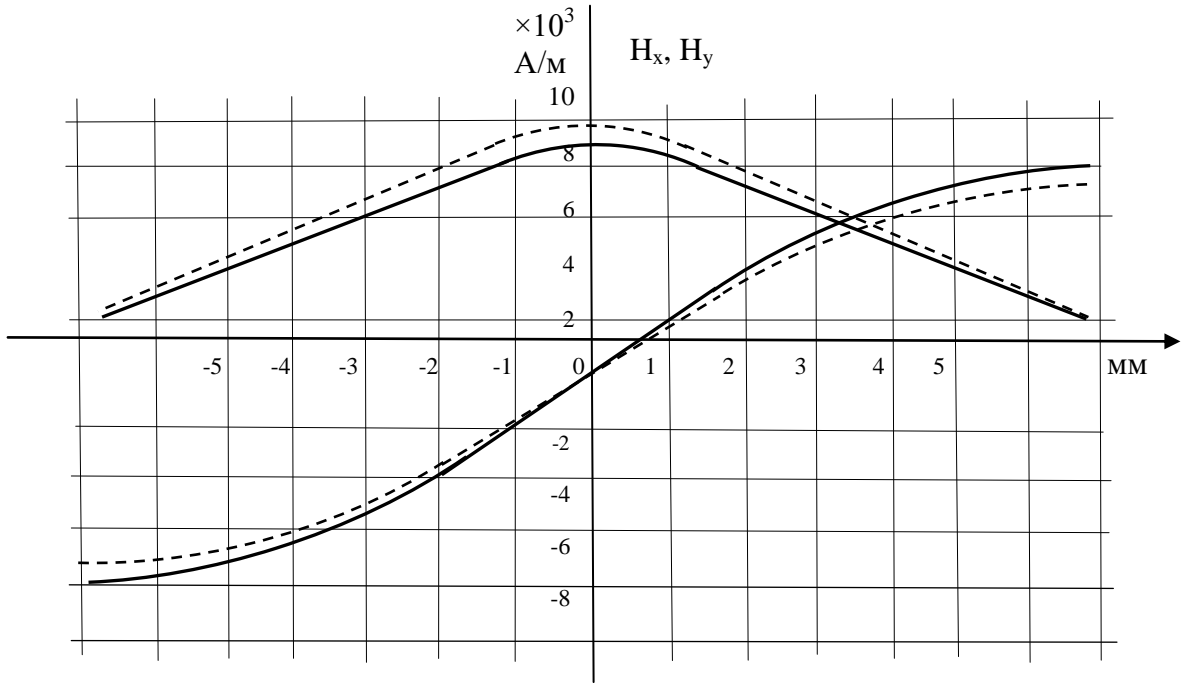
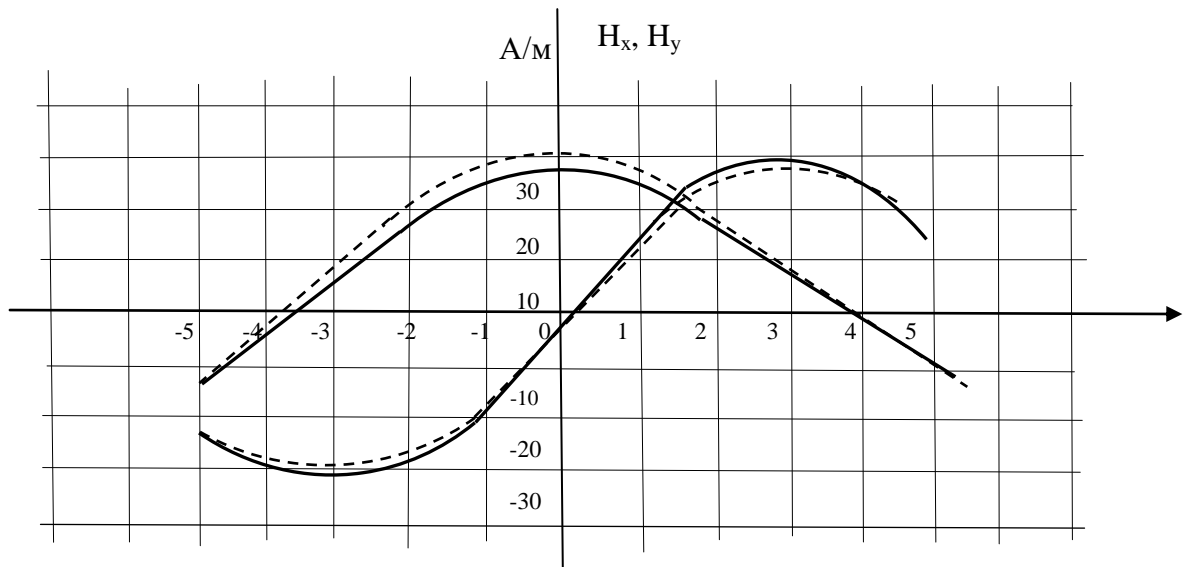


Рис. 2.3 Розміщення елементарних об'ємів на поверхні дефекту.

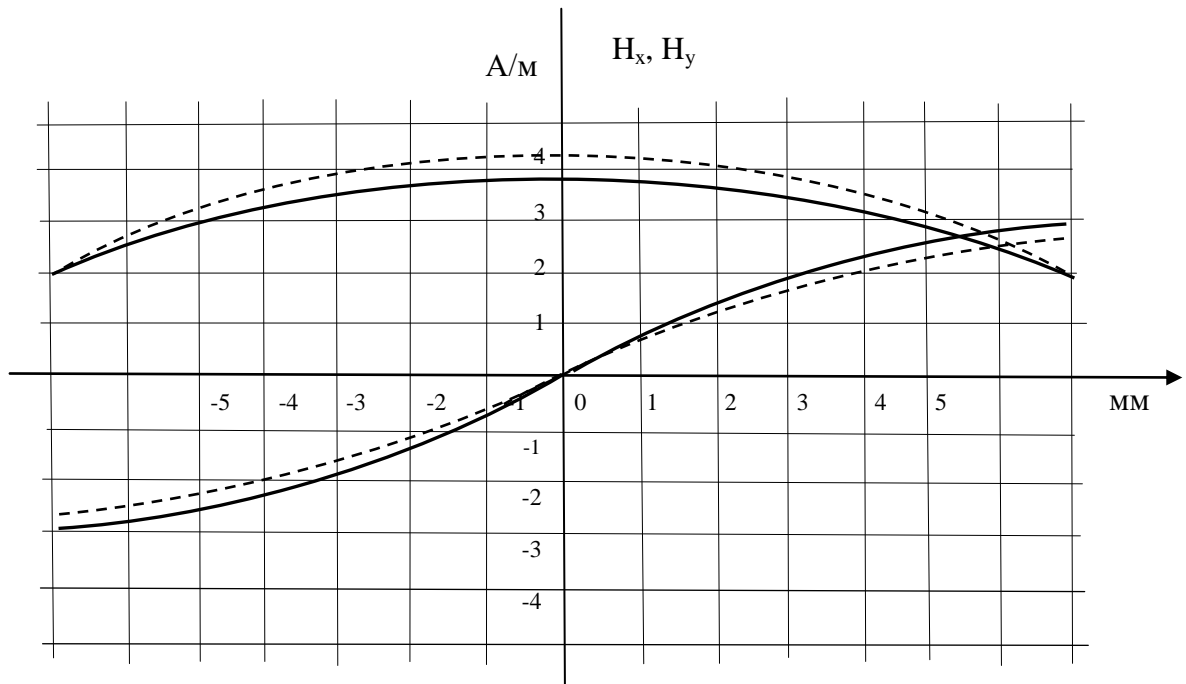
Для підтвердження правомірності такого підходу була проведена серія чисельних експериментів для трьох моделей дефектів розмірами $1 \times 2 \times 6$ мм, $2 \times 2 \times 6$ мм, $2 \times 3 \times 6$ мм. Поле, яке намагнічує, бралось таким, що дорівнює $H_0 = 10^3 \text{ A/M}$; $H_0 = 10^4 \text{ A/M}$; $H_0 = 10^5 \text{ A/M}$. Поверхневий шар дефекту розбивався на 82 елементарних об'єми. Якщо розбивати на елементарні об'єми всю область намагніченого матеріалу, у якій знаходиться дефект, то кількість елементарних об'ємів складе 516. Результати розрахунку двох складових напруженості магнітного поля на відстані $\delta = 10$ мм від поверхні дефекту ілюструються графіками, наведеними на рис. 2.4а – 2.4е. Із графіків видно, що найбільша похибка розрахунку не перевищує 6%. Похибка досить несуттєво залежить від геометричних розмірів дефекту й від величини напруженості H_0 поля, що намагнічує.



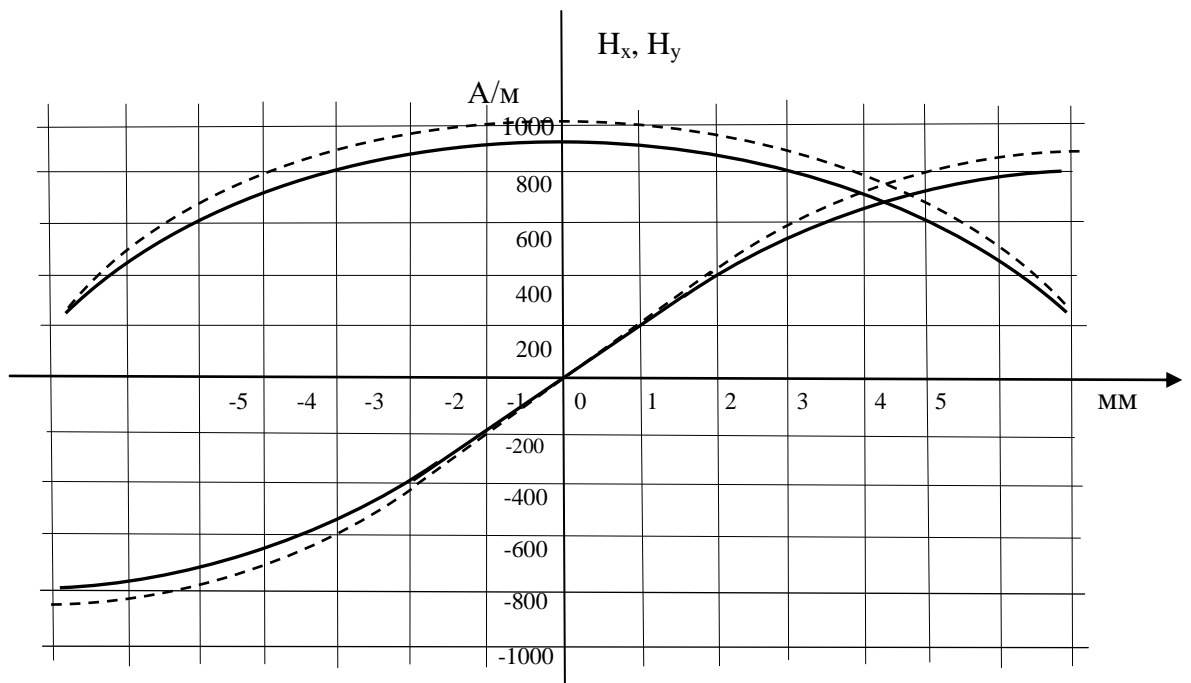
а) розміри дефекту $2 \times 2 \times 6 \text{ мм}$, $H_0 = 10^3 \text{ A/M}$;



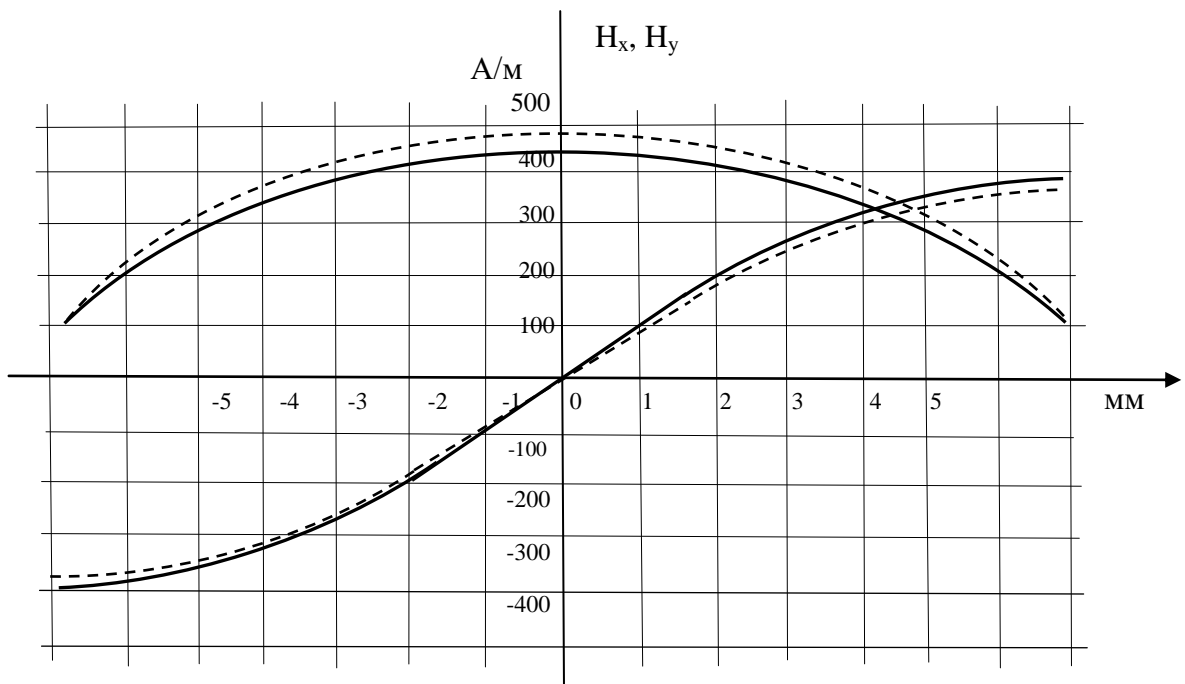
б) розміри дефекту $2 \times 3 \times 6 \text{ мм}$, $H_0 = 10^3 \text{ A/M}$;



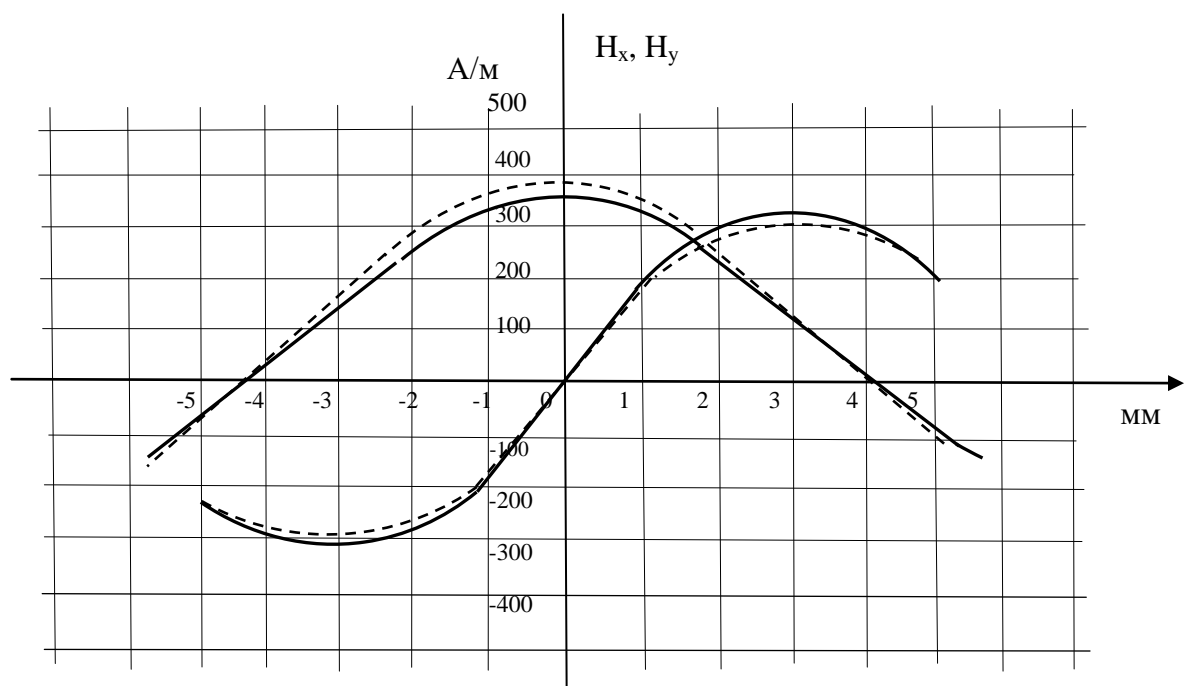
в) розміри дефекту $1 \times 2 \times 6$ MM , $H_0 = 10^3$ A/M ;



г) розміри дефекту $2 \times 2 \times 6$ MM , $H_0 = 10^5$ A/M



д) розміри дефекту $1 \times 2 \times 6$ мм, $H_0 = 10^5$ А/м



е) розміри дефекту $2 \times 2 \times 6$ мм, $H_0 = 10^4$ А/м;

Рис 2.4. Залежність складових вектора напруженості магнітного поля розсіювання дефекту при різних методах розрахунку.

2.4 Особливості розподілу густини магнітних зарядів нормальної складової вектора намагніченості на поверхні дефекту

Шляхом чисельного рішення інтегрального рівняння (2.12) визначалась густина магнітних зарядів на поверхні дефекту для постійного поля.

Характер розподілу магнітних зарядів багато в чому визначає величину магнітного потоку, індукованого в осерді ферозонда, оскільки значення густини входить як співмножник у підінтегральний вираз (2.5). У літературних джерелах наведені двовимірні моделі поверхневих дефектів типу тріщина з припущенням того, що магнітні заряди на гранях дефекту розподілені однорідне, з постійною густиною.

При чисельному експерименті як розрахункова модель обрана пласка феромагнітна пластина ($\mu = 200$) розміром 120×120 мм із дефектом у вигляді прямокутної тріщини довжиною $2a_1 = 2$ мм, шириною $2b_1 = 0,4$ мм і глибиною $2c_1 = 0,5$ мм. Пластина намагнічувалася однорідним магнітним полем напруженістю $H_{СТ} = 400$ А/м, спрямованим перпендикулярно бічним граням дефекту.

Кожна грань дефекту розбивалася на 16 елементарних площадок, у центральних точках яких розраховувався магнітний заряд. Результати розрахунку представлені на рис. 2.5, де по осі абсцис відкладені відстані двох граней.

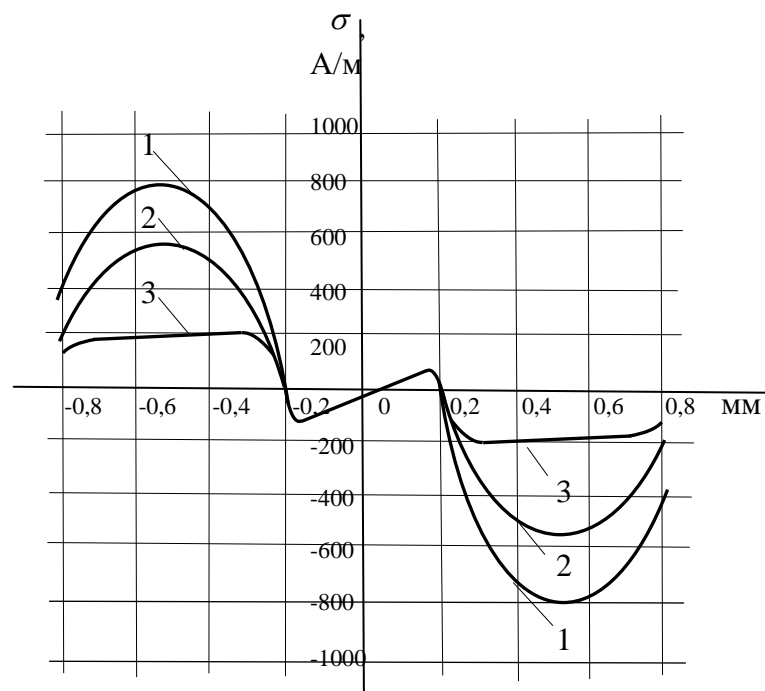


Рис 2.5. Розподіл густини магнітних зарядів на поверхні дефекту: 1 – $2b_1 = 0,1$ мм; 2 – $2b_1 = 0,2$ мм; 3 – $2b_1 = 2,0$ мм.

Із графіків, наведених на рис 2.5, видно, що нерівномірність розподілу густини зарядів зростає зі зменшенням ширини тріщини. Величина густини зарядів також збільшується, що не суперечить висновкам, які отримані в [67].

Якщо вважати, що густина зарядів рівномірна по бічних стінках дефекту, то максимальне значення напруженості поля розсіювання, як показує розрахунок, буде на 15-20% більше дійсного. Такий же, як і показаний на рис. 2.5, розподіл густини зарядів виходить при намагнічуванні змінним синусоїдальним магнітним полем. При ферозондовому методі контролю виробів доцільно застосовувати змінні магнітні поля. Використання змінного поля дозволяє застосувати в приладах неруйнівного контролю малогабаритні системи локального намагнічування. Крім того підвищується чутливість ферозондового контролю до дрібних поверхневих дефектів, знижується рівень перешкод, обумовлених структурними неоднорідностями металу деталі, що контролюється. Вибір частоти поля, що намагнічує, відбувається за максимумом співвідношення корисного сигналу ферозонда до величини поля, що намагнічує. Питання вибору частоти поля досліджене недостатньо. Був зроблений розрахунок густини зарядів для синусоїдального поля шляхом чисельного розв'язання системи інтегральних рівнянь (2.14). Як зразок для чисельного моделювання використовувалася пластина з феромагнітного матеріалу ($\mu=400$) розміром 120×120 мм із дефектом у вигляді прямокутного паза з геометричними розмірами $2a_1 = 15$ мм, $2b_1 = 0,2; 0,4; 0,6$ мм $2c_1 = 0,3; 0,5; 1,0$ мм. Пластина намагнічувалася однорідним магнітним полем напруженістю 500 А/м. Частота намагнічування змінювалася в діапазоні $1 \div 2000$ Гц.

Результати математичного моделювання показані у вигляді графіків на рис. 2.6. При збільшенні частоти відбувається швидке зростання густини зарядів. Цей ріст припиняється приблизно на частоті $f=1000$ Гц. При

подальшому збільшенні частоти максимальне значення густини зарядів спадає.

Аналізуючи графіки, наведені на рис. 2.6, можна дійти висновку, що густина магнітних зарядів на стінках дефектів залежить від ширини дефекту. Ця величина при зміні частоти від 1200 до 2000 Гц для дефектів шириною 0,2–0,6 мм змінюється незначно. Таким чином, для виявлення дефектів типу щілини найбільше раціонально вибрати частоту 800÷1200 Гц. Отримані результати погоджуються з результатами, наведеними в роботах по дослідженню процесу виявлення дефектів на прутках зі сталі ШХ-15 і Ст.10.

2.5 Розрахунок намагніченості в локальних магнітно-неоднорідних областях

Для проектування вимірювальних перетворювачів для приладів неруйнівного контролю, принцип дії яких ґрунтується на магнітній пам'яті, джерелом інформаційного магнітного поля є ділянка намагніченого тіла. Геометрична модель двох варіантів цієї ділянки показана на рис. 2.6.

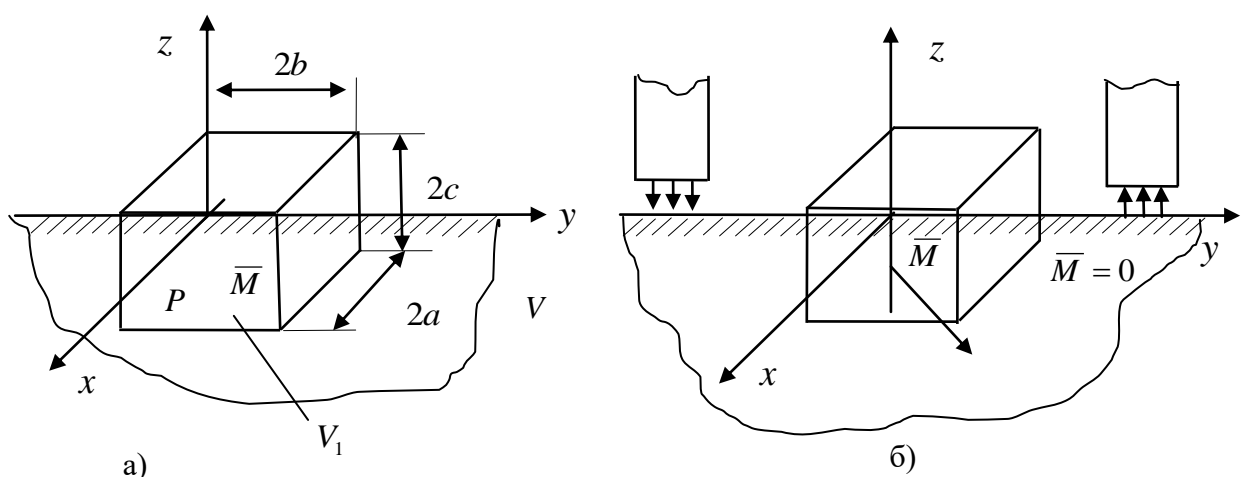


Рис. 2.6 Геометрична модель намагніченої ділянки феромагнітного тіла
а) метод магнітної пам'яті; б) метод магнітно-неоднорідної ділянки матеріалу.

Розрахунок магнітного поля розсіювання намагніченої області V_1 (рис. 2.7а) виконується шляхом завдання в області V_1 вектора \bar{M}_1 , який є постійним в будь-якій точці $P \in V_1$. Область V/V_1 магнітно-нейтральна. Область V_1 розбивається на елементарні об'єми, й шляхом розв'язання системи алгебраїчних рівнянь (2.6), у якій $\bar{H}_{CT} = 0$, знаходиться намагніченість у кожному елементарному об'ємі. Розв'язання системи рівнянь (2.6) виконується ітераційним способом за алгоритмом [39]:

$$\bar{M}^{k+1} = \bar{M}^k + \alpha[\bar{H}^k - \bar{H}(M^k)], \quad (2.19)$$

де k – крок ітерації;

$H(M)$ – залежність напруженості від намагніченості феромагнітного матеріалу.

Ітераційний процес закінчується, коли виконується умова $\frac{|M^k - M^{k-j}|}{M^k} < \varepsilon$,

де ε – задана мала величина.

Від значення коефіцієнта M залежить величина приросту α на кожному циклі ітерацій. Якщо величина α занадто мала, а похибка висока, то можливий випадок, коли зміна приросту намагніченості ΔM між сусідніми циклами ввійде в діапазон заданої похибки, що свідчить про закінчення обчислень, але це не завжди виконується.

При великому значенні α приріст ΔM може бути настільки великим, що коли магнітний стан елементарного об'єму відповідає точці на кривій намагніченості близькій до насичення, то величина M вийде за межі намагніченості насичення, що призведе до помилок обчислень і розбіжності ітераційного процесу. Зменшення α до 0, 1÷0,2 сприяє збіжності ітераційного процесу, але може привести до більшої похибки розрахунку. У

ряді випадків, коли ітераційний процес не збігається, зменшення α малоефективне.

Необхідна величина α може бути визначена в результаті чисельних експериментів для конкретних геометричних і магнітних параметрів магнітної системи й перебуває в діапазоні $0,1 \div 3,0$.

Зменшення геометричних розмірів елементарних об'ємів (ЕО) і відповідно збільшення їхньої кількості дозволяє одержати більше точні результати при розрахунку поля й зменшити різницю між намагніченістю сусідніх елементарних областей. У свою чергу це зменшує стрибкоподібні викиди напруженості поля на гранях ЕО. Занадто дрібна розбивка призводить до завищення величини намагніченості й збільшує час розрахунку.

Обчислення намагніченості в повному об'ємі феромагнітного тіла відбувається по черзі, залежно від порядку перемишування ЕО при заданні початкових значень M і H в кожному ЕО. Зміна намагніченості одного ЕО відразу ж починає позначатися в подальших розрахунках наступного ЕО. Зрозуміло, що вектора останніх й перших ЕО одного зовнішнього циклу навіть при симетричній магнітній системі будуть відрізнятися друг від друга. Але повторення зовнішніх циклів зробить вектора \bar{M} в симетричних ЕО однаковими.

Значення похибок, що рекомендуються, для зовнішнього циклу – $\epsilon_r = 5 \cdot 10^{-4} - 10^{-6}$. Цей алгоритм має наступні переваги: зменшується стрибкоподібні зміни намагніченості між зовнішніми циклами, збільшується збіжність ітераційного процесу при будь-яких геометричних формах феромагнітних тіл.

Розрахунок магнітного потоку в осерді напів-елементів ферозонда розраховується за формулою (2.1).

Аналогічним способом визначається магнітний потік, індукований підобластю матеріалу з магнітними властивостями, відмінними від магнітних

властивостей області (рис. 2.5б). Область V попередньо локально намагнічується. Підобласть V_1 , що має відмінні від загального середовища магнітні характеристики (коерцитивну силу, магнітну проникність, залишкову намагніченість), внаслідок чого виникають на поверхні контрольованої деталі магнітні поля розсіювання, параметри яких несуть інформацію про структуру металу. Розрахунок магнітного поля зводиться до розв'язання системи алгебраїчних рівнянь (2.8), що виконується за алгоритмом (2.19).

Розрахунок поля відбувається за методикою, що ілюструється формулами (2.8) – (2.19).

При розрахунку намагніченості, яка викликана магнітною пам'яттю металу, покладається, що є однорідне намагнічений об'єм, що індукує магнітне поле, яке дорівнює згідно (2.6):

$$\bar{H}_{CT} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} \frac{\bar{M} \cdot \bar{n} \cdot \bar{R}_{QP}}{R^3} dS_P, \quad (2.20)$$

де \bar{M} – усереднений за об'ємом V_1 вектор намагніченості;

S_1 – поверхня намагніченого об'єму.

Область, яка прилягає до об'єму V_1 розбивається на N елементарних об'ємів, і шляхом рішення системи рівнянь (2.6), у яку (2.20) входить у праву частину, знаходиться намагніченість підобласті, що прилягає до області .

При визначенні намагніченості локально намагніченої ділянки деталі зовнішнім пристроєм, що намагнічує, необхідно враховувати параметри цього пристрою. Пристрій, що намагнічує, являє собою П-подібний електромагніт, магнітне поле якого апроксимується полем двох полюсів (рис. 2.8).

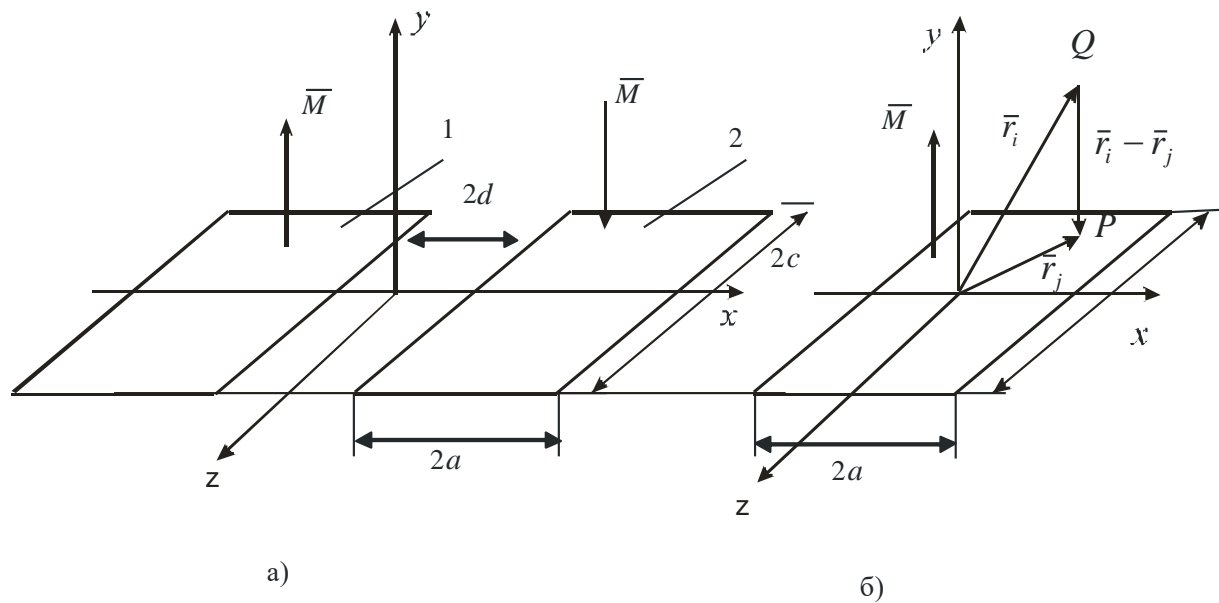


Рис. 2.8. Геометрична модель полюсів пристрою, що намагнічує.

Скалярний магнітний потенціал у точці і спостереження створений одним полюсом дорівнює (рис 2.8б):

$$\varphi_i = \frac{1}{4\pi} \int_{S_j} M_n \frac{1}{|\mathbf{F}_i - \mathbf{F}_j|} dS_j,$$

де i, j – точки спостереження й джерело.

Для вектора напруженості магнітного поля можна записати наступне вираз:

$$\begin{aligned} \bar{H}_i &= -\text{grad}\varphi_i = -\bar{1}_x \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-a-c}^a \int_{-c}^c \frac{M_n dx_j dz_j}{\sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2}} - \\ & - \bar{1}_y \frac{\partial}{\partial y_i} \int_{-a-c}^a \int_{-c}^c \frac{M_n dx_j dz_j}{\sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2}} - \\ & - \bar{1}_z \frac{\partial}{\partial z_i} \int_{-a-c}^a \int_{-c}^c \frac{M_n dx_j dz_j}{\sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2}}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

Для розрахунку магнітного поля двох полюсів (рис 2.8а) необхідно зробити заміну змінних.

Для площини 1: $x = x' - a + d; y = y'$; для площини 2:
 $x = x' - a - d; y = y'$.

Складові напруженості магнітного поля підставляються в (2.6) як проекції вектора, що дає можливість розрахувати намагніченість. Вектор намагніченості знаходиться шляхом використання залежностей (2.9) і (2.10).

РОЗДІЛ 3

РОЗРАХУНОК МАГНІТНОГО ПОТОКУ, ІНДУКОВАНОГО ДЕФЕКТОМ І НАМАГНІЧЕНОЮ ОБЛАСТЮ, В ОСЕРДЯХ ФЕРОЗОНДА

Для визначення магнітного потоку в осердях ферозондів методом, що використовує теорему про взаємність, необхідний розрахунок вектора напруженості й потенціалу магнітного поля, яке створюється осердями ферозондів, з розташованими на них обмотками. Рішенню цієї задачі присвячені результати теоретичних і експериментальних досліджень, наведені в даному розділі.

3.1. Розрахунок напруженості поля, що створюється осердям ферозонда з розташованою на ньому обмоткою

Конструктивно напів-елемент ферозонда є феромагнітним осердям прямокутного або круглого перерізу. Останнім часом у зв'язку із широким використанням аморфних сплавів для виготовлення осердь ферозондів, переріз їхніх осердь здебільшого прямокутної форми.

На рис 3.1 показані конструкції напівелементів ферозондів із осердями прямокутного перерізу 3.1а, із осердями круглого перерізу 3.1б.

У першому наближенні функцію напруженості магнітного поля як для напів-елемента рис. 3.1а, так і для напів-елемента рис.3.1б можна апроксимувати полем двох різнополярних зарядів [27]:

$$\bar{H} = \frac{q_m \bar{R}_{P2,Q}}{4\pi R_{P1,Q}^3} - \frac{q_m \bar{R}_{P1,Q}}{4\pi R_{P2,Q}^3}, \quad (3.1)$$

де $\vec{R}_{P2,Q}$, $\vec{R}_{P1,Q}$ – вектори з точок розміщення магнітних зарядів P1, P2 у точку спостереження Q.

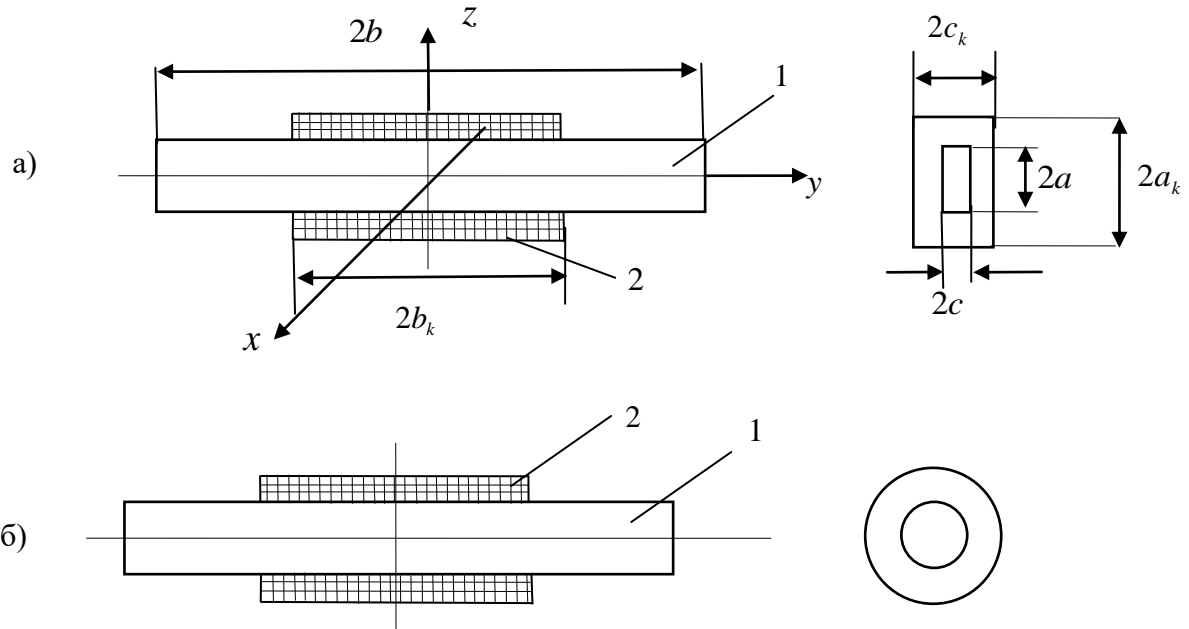


Рис. 3.1. Конструкції напів-елементів ферозондів: 1-осердя; 2-обмотка.

Величину магнітних зарядів у першому наближенні можна розрахувати за формулою: $q_m = iw \left(\frac{1}{2b_k} + \frac{m}{2b} \right)$, при $m \gg a$ $q_m \approx iw \frac{m}{2b}$, (3.2)

де w, i – число звоїв і струм котушки;

$2b$ – довжина осердя напів-елемента ферозонда;

$2b_k$ – довжина котушки.

Вираз (3.1) може дати при розрахунку тільки перше наближення для значень напруженості магнітного поля й дають задовільну точність тоді, коли відстань до точки спостереження в кілька разів перевищує довжину осердя ферозондів.

У розглянутому випадку відстань до точки спостереження порівняна й менша за довжину осердь. Тому потрібний більш точний метод розрахунку. У запропонованій методиці спочатку розглядається поле котушки, а потім урахується підсилення поля осердям.

Як для котушки прямокутної форми перерізу, так і для круглої, доцільна розбивка магнітних обмоток котушок на шари й апроксимація їхнього поля полем нескінченно тонких струмових шарів [40]. Зазначений підхід істотно спрощує розрахунки зі збереженням достатньої точності. Число шарів при цьому визначається за виразом:

$$n \geq \frac{\Delta l}{0,025(P_1 + P_2)}, \quad (3.4)$$

де P_1, P_2 – периметри осердя й котушки;

Δl – відстань між струмовими шарами котушки.

У цьому випадку напруженість магнітного поля, що створюється котушкою визначається як:

$$\bar{H} = \sum_{i=1}^N \delta_i \bar{\alpha}_i, \quad (3.5)$$

де δ_i – лінійна густина ампер-зв'язів у i -й нескінченно тонкій обмотці

(рис.2.4), $\delta_i = \frac{Iw}{h2b_k}$;

$2b_k$ – довжина котушки.

$\bar{\alpha}_i$ – векторна функція, обумовлена взаємним розтушуванням точки спостереження й точки джерела на i -й нескінченно тонкій обмотці.

Напруженість магнітного поля, яка створюється елементом струму, відповідно до закону Біо-Савара дорівнює:

$$d\bar{H} = \frac{\delta}{4\pi} \cdot \frac{\bar{l}_i \times \bar{r}}{r^3} dS, \quad (3.6)$$

де δ – поверхнева густина струму;

\bar{l}_i – одиничний вектор, що збігається з напрямком струму;

dS – елемент поверхні шару струму.

Для котушки прямокутного перерізу інтегрування ведеться по кожній з чотирьох граней шару котушки й дає наступний результат для i -го шару струму:

$$\bar{\alpha}_i = \iint_{S_1} \frac{-\bar{l}_x \times \bar{r}}{r^3} dx dy + \iint_{S_2} \frac{\bar{l}_x \times \bar{r}}{r^3} dx dy + \iint_{S_3} \frac{\bar{l}_z \times \bar{r}}{r^3} dz dy + \iint_{S_4} \frac{-\bar{l}_z \times \bar{r}}{r^3} dz dy, \quad (3.7)$$

де $\bar{l}_x, \bar{l}_y, \bar{l}_z$ – базисні вектори прямокутної системи координат;

S_1, S_2, S_3, S_4 – поверхні шарів прямокутної котушки.

Вектор напруженості магнітного поля i -го шару буде дорівнює сумі:

$$\bar{\alpha}_i = \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2 + \bar{\alpha}_3 + \bar{\alpha}_4; \quad \bar{H}_i = \frac{\delta}{4\pi} (\bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2 + \bar{\alpha}_3 + \bar{\alpha}_4), \quad (3.8)$$

де кожна зі складових визначається гранню шару струму.

Для вектора $\bar{\alpha}_1$ можна записати (рис. 3.2):

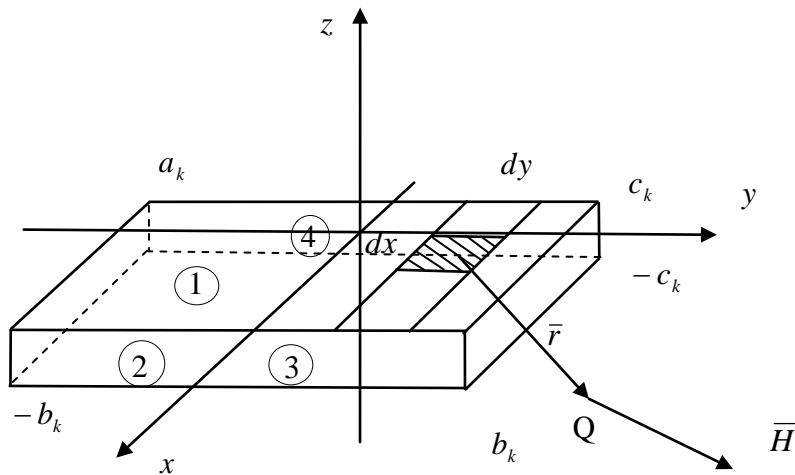


Рис. 3.2. Геометрична модель шару струму котушки.

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}_1 &= - \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{\bar{l}_y(z - z_Q) - \bar{l}_z(y - y_Q)}{\left[(x - x_Q)^2 + (y - y_Q)^2 + (z - z_Q)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} dx dy; \\ \bar{\alpha}_1 &= \bar{l}_y \alpha_{1y} + \bar{l}_z \alpha_{1z}. \\ \alpha_{1y} &= - \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{(z - z_Q) dx dy}{\left[(x - x_Q)^2 + (y - y_Q)^2 + (z - z_Q)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} = \\ &= \operatorname{arctg} \frac{(x - x_Q)(y - y_Q)}{(z - z_Q) \sqrt{(x - x_Q)^2 + (y - y_Q)^2 + (z - z_Q)^2}} \Big|_{-b_k}^{b_k}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Розгорнута формула виходить шляхом підстановки в (3.7) меж інтегрування:

$$\alpha_{1z} = - \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-a_k}^{a_k} \frac{(y - y_Q) dx dy}{\left[(x - x_Q)^2 + (y - y_Q)^2 + (z_{c_k} - z_Q)^2 \right]^{\frac{3}{2}}} =$$

$$= - \frac{1}{2} \ln \left| \sqrt{(x - x_Q)^2 + (y - y_Q)^2 + (z_{c_k} - z_Q)^2} - (x - x_k) \right|_{-b_k}^{b_k} \Big|_{-a_k}^{a_k} \cdot \quad (3.10)$$

Остаточно вектор напруженості магнітного поля в точці Q , що створюється i – м шаром котушки запишеться так:

$$H_i(Q) = \frac{\delta_i}{4\pi} \left[\bar{l}_x (\alpha_{3x} + \alpha_{4x}) + \bar{l}_y (\alpha_{1y} + \alpha_{2y} + \alpha_{3y} + \alpha_{4y}) + \bar{l}_z (\alpha_{1z} + \alpha_{2z}) \right].$$

Для визначення напруженості поля, яке створюється осердям з котушкою, чисельним методом розв'язується інтегральне рівняння (2.11), знаходиться густина зарядів на поверхні осердя, а потім розраховується напруженість поля, що створюється осердям.

Математична модель поля круглого осердя з котушкою достатньо описана в [44]. Але в цій моделі відсутній спосіб оцінки впливу діаметра котушки на величину магнітного потоку в осерді ферозонда. Площа вікна котушки завжди перевищує площу перерізу осердь ферозонда. Кількісна оцінка цього впливу наведена в [42] для дуже короткої й тонкої котушки, розташованої в центрі осердя.

Однак на практиці довжина котушки порівняна з довжиною осердя, на якому вона розташована.

У той же час принцип взаємності дає можливість урахувати реальне співвідношення розмірів котушки (рис.3.3) і осердя без значних математичних перетворень.

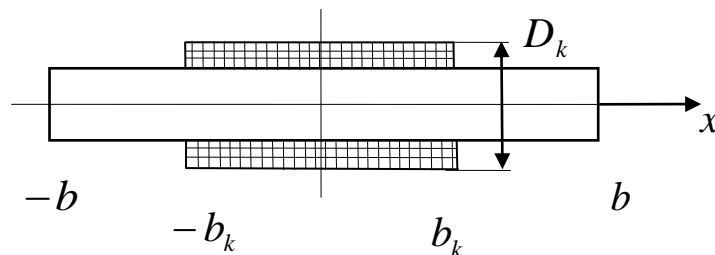


Рис. 3.3. Котушка на осерді ферозонда.

Відповідно до принципу взаємності, магнітний потік, що зчеплений з контуром й обумовлений намагніченістю феромагнітного тіла M об'ємом V , може бути виражений інтегралом [30] (2.1).

Допускається, що модуль вектора \bar{H} є величина постійна за всім об'ємом осердя й вектор \bar{M} має одну складову, спрямовану вздовж осі x . Вектор напруженості магнітного поля \bar{H} , що створюється струмом котушки, теж має одну складову, що збігається за напрямком з віссю x , і його модуль дорівнює [37] (рис.3.3):

$$H = \frac{iw}{4b_k} \left[\frac{b_k - x}{\sqrt{R_k^2 + (b_k - x)^2}} + \frac{b_k + x}{\sqrt{R_k^2 + (b_k + x)^2}} \right], \quad (3.14)$$

де R_k – радіус котушки.

Підставляючи (3.14) в (2.1) і беручи до уваги припущення, прийняті відносно, вектора \bar{M} , одержуємо потік, зчеплений з котушкою:

$$\Phi = 0,5\Phi_0 \left[\sqrt{\frac{D_k^2}{4b_k^2} + \left(1 + \frac{b_q}{b_k}\right)^2} - \sqrt{\frac{D_k^2}{4b_k^2} + \left(1 - \frac{b_q}{b_k}\right)^2} \right],$$

де b_q – напів-відстань між зарядами диполя, полем якого апроксимується поле осердя, що дорівнює $b_q = (0,7 - 0,8)b_1$;

Φ_0 – повний потік у осерді;

D_k – діаметр котушки.

Вплив розміру діаметра котушки на частину магнітного потоку, з нею зчепленого, враховується коефіцієнтом k : $\Phi = k\Phi_0$. мал

Очевидно, що в нашому випадку:

$$k = 0,5 \left[\sqrt{\frac{D_k^2}{4b_k^2} + \left(1 + \frac{b_q}{b_k}\right)^2} - \sqrt{\frac{D_k^2}{4b_k^2} + \left(1 - \frac{b_q}{b_k}\right)^2} \right]. \quad (3.15)$$

3.2 Визначення функції потенціалу, що створюється осердям ферозонда з розташованою на ньому котушкою зі струмом

У першому наближенні магнітний потенціал може бути розрахований за формулою:

$$\varphi = \frac{q_m}{4\pi R_{P_1,Q}} - \frac{q_m}{4\pi R_{P_2,Q}}, \quad (3.16)$$

де $R_{P_2,Q}$, $R_{P_1,Q}$ – модуль і вектори із точок розташування магнітних зарядів P_1, P_2 у точку спостереження Q ;

$$q_m = \frac{iwm}{2b_k};$$

w, i – число зwoїв і струм котушки;

$2b_k$ – довжина котушки.

З більшою точністю магнітний потенціал котушки розраховується в такий спосіб. У пласкій котушці виділяється фіктивний зwoй зі струмом [37] (рис.3.5), з розмірами $dx \cdot dy \cdot dz$, площею dS й струмом $I = idz$, де i – поверхнева густина струму.

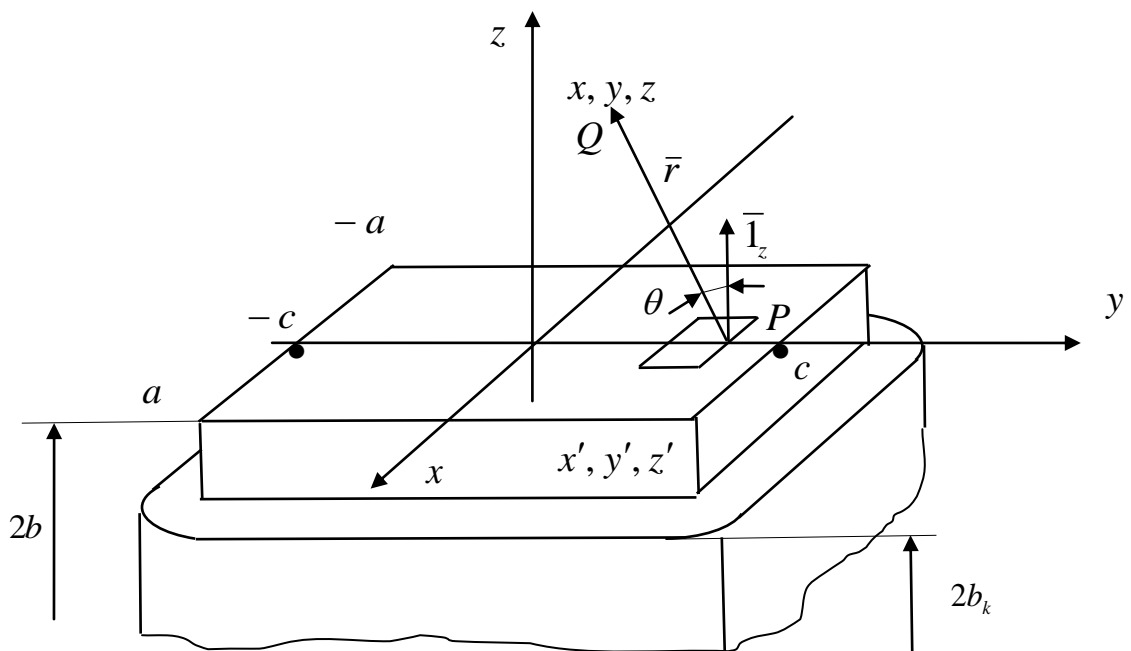


Рис 3.5 Ферозонд із котушкою

Потенціал від елементарного звою зі струмом буде дорівнювати:

$$d\varphi_i = \frac{Iz dS \cos \theta}{4\pi r_{PQ}^2} = \frac{iz dx dy dz}{4\pi [(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{\frac{3}{2}}},$$

а від всієї котушки:

$$\varphi_i = \frac{1}{4\pi} \int_{-a_k}^{a_k} \int_{-b_k}^{b_k} \int_{-c_k}^{c_k} \frac{iz dx dy dz}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{\frac{3}{2}}}, \quad (3.17)$$

Для котушки круглого перерізу вираз (3.17) має вигляд (за рис 3.6):

$$\varphi_i = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{a_k} \int_{-b_k}^{b_k} \frac{izr dr' d\varphi' dz'}{[r'^2 + r^2 + z^2 - 2r'r \cos(\varphi - \varphi')]^{\frac{3}{2}}}, \quad (3.18)$$

тут змінні зі штрихами позначають точку джерела.

Інтеграл (3.17) і (3.18) беруться чисельним методом. Магнітний потенціал розраховується за формулою:

$$\varphi_k = \sum_{i=1}^n n\varphi_i, \quad (3.19)$$

Розрахунок магнітного потенціалу, що створюється осердям з котушкою можна зробити шляхом апроксимації намагніченості шаром струму. Раніше при розрахунку напруженості поля покладалося, ніби густина струму однакова за довжиною осердя, що має деяку розбіжність із дійсністю.

Відповідно до результатів дослідження Бурцева Г.О., які наведені в [6], густина апроксимуючого шару струму змінюється як поліном другого ступеня (рис. 3.7):

$$\frac{M(x)}{M_0} = 1 - C_1 x^2 - C_2 x^4, \quad (3.20)$$

де C_1, C_2 – постійні;

x – координата, що збігається з віссю осердя;

M_0 – максимальне значення намагніченості.

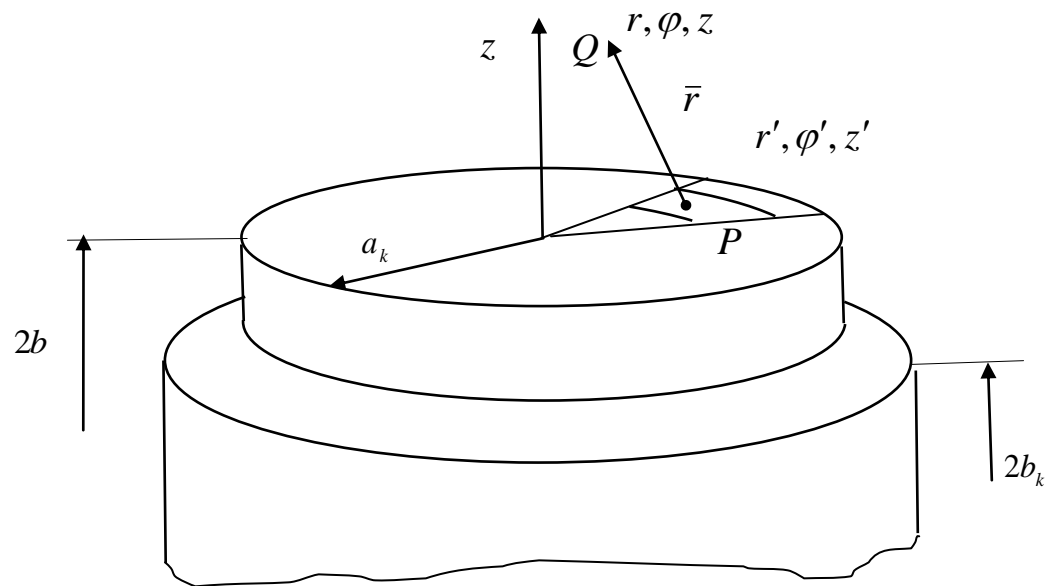


Рис 3.6 Ферозонд із котушкою й осердям круглого перерізу

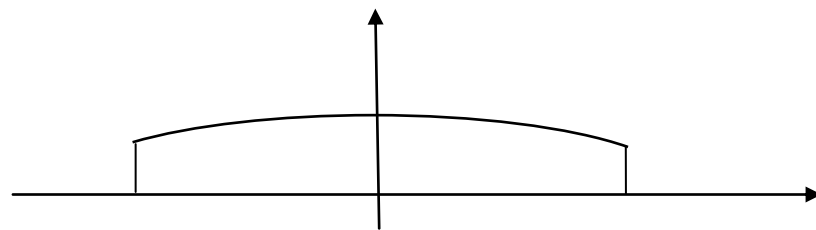


Рис 3.7 Характер зміни поверхневої густини струму за довжиною осердя.

Запропонований розрахунок намагніченості осердя ферозонда з припущенням того, що вектор має одну складову, спрямовану за віссю осердя. Індукція пов'язана з поверхневою густиною струму залежністю

$$\mathbf{B} = \mathbf{i} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B}_0, \quad \text{де } \mathbf{D} = \frac{\mu_0 \mu}{\mu - 1}; \quad \mathbf{B}_0 - \text{індукція вимірюваного поля.}$$

У результаті виходить інтегральне рівняння:

$$\sigma_i = \frac{\mu_0}{4\pi D} \int_{-b}^b \sigma_j \cdot \mathbf{K}(i, j) \cdot dx_j + \frac{\mathbf{B}_0}{D}, \quad (3.21)$$

де $K(i, j)$ – ядро рівняння (величина, яка залежить від геометричних розмірів осердя).

Результатом розв'язання інтегрального рівняння є вираз:

$$B = B_0 + \lambda \frac{B_0}{1 - \lambda R(x)}, \quad (3.22)$$

де $\lambda = \frac{\mu_0}{4\pi D}$;

$R(x)$ - функція, що залежить від геометричних параметрів осердя.

Очевидно, що:

$$i = \frac{B - B_0}{D} = \frac{B_0}{D} \left(1 + \frac{1}{1 - \lambda R(x)}\right).$$

Результати розрахунку i , як за формулою (3.20), так і за співвідношенням (3.21), залежать від співвідношення довжини й площі перерізу осердя.

Метою подальших досліджень є оцінка точності розрахунку за формулами (3.11), (3.13) і за наступною розробленою нами [43] методикою.

На першому етапі робиться розрахунок густини зарядів на поверхні осердь ферозондів шляхом чисельного рішення рівняння Фредгольма 1-го роду:

$$\oint_r \frac{\sigma}{r} dS = 4\pi\varphi + 4\pi\varphi_k, \quad (3.24)$$

де φ – магнітний потенціал, що створюється котушкою зі струмом;

φ_k – магнітний потенціал феромагнітного тіла;

σ – густина магнітних зарядів на поверхні феромагнітного тіла.

Для осердь прямокутного перерізу елементарні площадки є прямокутниками із центром колокації в геометричному центрі. Циліндричні осердя представляються у вигляді багатогранників, які також розбиваються на елементарні площадки (рис. 2.14), які за геометрією є прямокутниками, трапеціями й трикутниками.

Для інтегрування за площею елементарних трикутників пропонується наступна формула:

$$I_k = \frac{\Delta S_k}{3} (P_1 + P_2 + P_3)$$

де ΔS_k – площа трикутника;

P_1, P_2, P_3 – значення підінтегральної функції на серединах сторін трикутника.

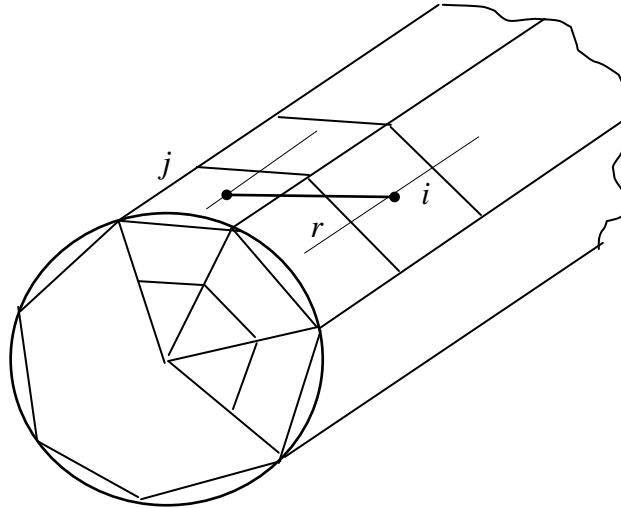


Рис 3.8. Уявлення осердя круглого перерізу багатогранником.

У згорнутому вигляді (3.25) можна записати так:

$$[A_{ij}] \bar{\sigma}_j = 4\pi\varphi_i + 4\pi\varphi_{ki}, \quad (3.26)$$

тут $\bar{\sigma}_j$ - вектор значень густини магнітних зарядів.

Оскільки потенціал осердя не відомий, одне з рівнянь системи (3.20) віднімається з кожного рівняння, що входить у систему, й додається рівняння в рівності нулю сумарного заряду осердя. У результаті чого виходить система лінійних рівнянь:

$$[B_{ij}] \bar{\sigma}_j = 4\pi\varphi_{ki}. \quad (3.27)$$

Рішенням (3.27) є значення густини магнітних зарядів у кожній елементарній площадці. Ці значення густини магнітних зарядів дозволяють розрахувати магнітний скалярний потенціал поверхні дефекту за формулою:

$$\Phi_{MC} = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j \cdot \Delta S_j}{\bar{r}_M - \bar{r}_j}, \quad (3.28)$$

де M – точка спостереження.

За залежністю (3.24) знаходиться потенціал на поверхні, який створюється струмом у котушці й сумарний потенціал у точці M :

$$\Phi_M = \Phi_{Mk} + \Phi_{Mc}, \quad (3.29)$$

3.3 Чисельний експеримент по визначенню магнітного потоку, що створюється дефектом, у осерді ферозонда

Розроблені математичні моделі формування магнітного потоку в осерді ферозонда дозволяють зробити чисельні експерименти, метою яких є наступне:

- розрахунок напруженості магнітного поля, що створюється стрижневими осердями ферозондів з котушками зі струмом, різними методами для можливості оцінки їхньої точності шляхом порівняння з результатами натурних експериментів;

- розрахунок нормальної складової намагніченості на поверхні дефекту;

- розрахунок магнітного потоку в осердях ферозонда, індукованого намагніченими ділянками феромагнітних деталей;

- розрахунок магнітного потоку в осердях ферозонда, індукованого дефектами у вигляді тріщини, при різних співвідношеннях геометричних розмірів осердь і дефектів, а також при різній орієнтації осердь у просторі;

- визначення можливості оптимізації магнітних систем ферозондів за критерієм максимального значення потоку в осердях, індукованого намагніченими включеннями й дефектами.

Попередньо необхідно зробити наступні зауваження, що стосуються магнітних систем *ферозонд - намагнічені включення, ферозонд -дефект*.

Всі чисельні розрахунки робилися для сталі 20, що має наступні магнітні параметри:

Основна похибка при порівнянні даних натурального експерименту й результатів чисельних розрахунків обумовлена неточністю завдання магнітних параметрів матеріалу.

При розрахунках магнітного інформаційного потоку в осердях ферозонда варто враховувати те, що ферозонд знаходиться над поверхнею феромагнітного металу, тому тут доцільно використовувати метод дзеркальних зображень (рис. 3.9).

Відстань між ферозондом і його дзеркальним зображенням для горизонтального розташування ферозонда береться між площиною контрольованої деталі й віссю осердя ферозонда (рис. 3.9а). При вертикальному розташуванні ферозонда відстань береться між площиною контрольованої деталі й площиною торця осердя ферозонда.

При горизонтальному розташуванні ферозондів відстань обумовлена товщиною обмоток ферозонда, при вертикальному – нерівністю поверхні контрольованої деталі.

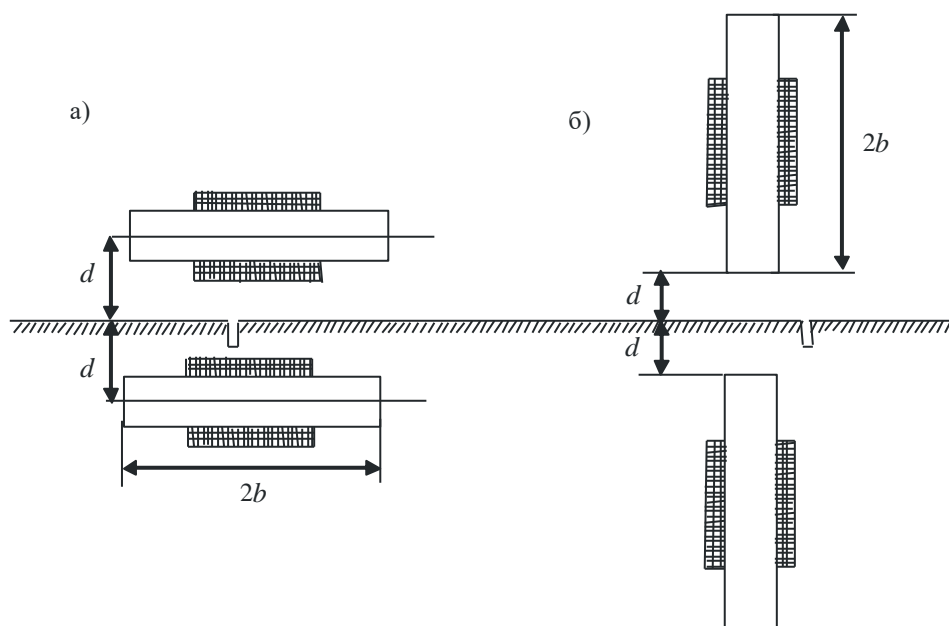


Рис 3.9. Метод дзеркальних зображень для напівелементів ферозонда: а – горизонтальне розташування ферозонда; б – вертикальне розташування ферозонда.

Відстань між напів-елементами ферозонда визначається їхніми геометричними розмірами й у практиці ферозондові дефектоскопії для підвищення роздільної здатності вимірювального перетворювача зводиться до мінімуму.

При контролі дефектів ферозонди здебільшого включаються за схемою градієнтовимірювача і їхній вихідний сигнал буде пропорційний різниці магнітних потоків у осердях напів-елементів.

Для можливості порівняння результатів чисельного експерименту з натурними даними перший пункт мети експерименту виконується для осердя, розміри якого відповідно збільшені так, щоб проникність його форми дорівнювала проникності форми осердя найпоширеніших геометричних розмірів.

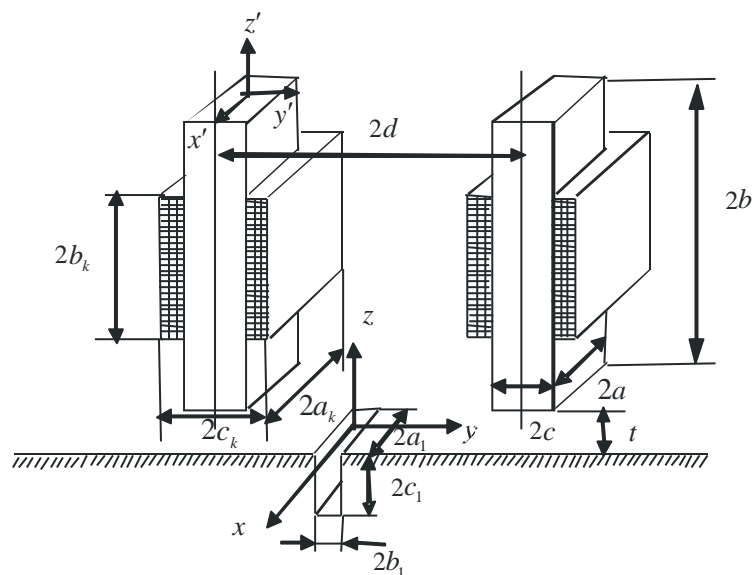


Рис 3.10. Геометрична модель системи *ферозонд-дефект* із вертикально розташованими напівелементами ферозонда.

Оскільки у ферозонд входять два напів-елементи (рис 3.10, 3.11), вони можуть розміщуватися в просторі різним чином так, як показано на

рисунках. Ферозонд, показаний на рис 3.10, вимірює вертикальну нормальну складову напруженості поля дефекту, напів-елементи, наведені на рис 3.11, вимірюють горизонтальну (тангенціальну) складову напруженості поля дефекту. Обмотки ферозондів у вимірювальних перетворювачах дефектоскопів включаються за схемою градієнтовимірювача. На рис. 3.10, 3.11 представлені всі розміри магнітної системи ферозонда, які будуть використані при чисельних експериментах. Розмір $2d$ (рис. 3.10) обмежений знизу об'ємом обмотки ферозонда, так само обмежена знизу й відстань t .

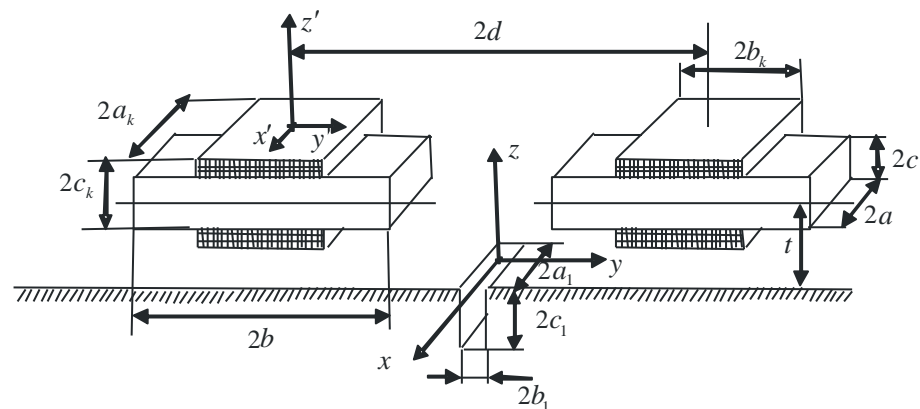


Рис. 3.11 Геометрична модель системи ферозонд-дефект з горизонтально розташованими полю елементами ферозонду.

3.4 Розрахунок напруженості поля, що створюється стрижневим осердям з котушкою

Для порівняння результатів розрахунку напруженості поля осердя з котушкою, трьома способами були проведені чисельні експерименти.

Для ферозонда рис.3.12 з параметрами осердя $2b=2\text{мм}$; $2a=0,5\text{мм}$; $2c=0,05\text{мм}$; $m=470$; довжиною котушки $2b_k=1,2\text{мм}$ ставиться у відповідність ферозонд, осердя якого має параметри $2b'=82\text{мм}$; $2a'=4,5\text{мм}$; $2c'=0,25\text{мм}$; довжиною котушки $2b'_k=52\text{мм}$, що має таку саму проникність форми.

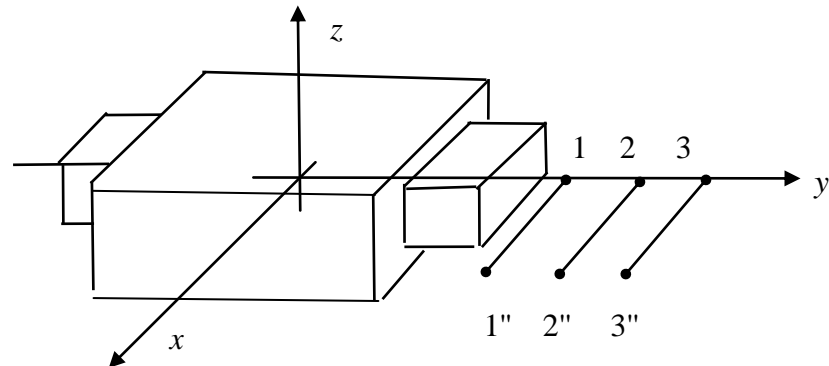


Рис 3.12. Точки, у яких розраховувалося магнітне поле осердя з котушкою.

Розрахунок виконувався для шести точок і трьох стрижнів з котушками. Координати точок вимірів наведені в таблиці 3.1. Параметри реальних осердь ($2b$, $2c$) обрані з найбільше що часто зустрічаються в практиці ферозондової дефектоскопії.

Таблиця 3.1

Геометричні параметри осердь

№	Реальне осердя			Розрахункове осердя			m	$2b'_k$	I_w
	$2a$, мм	$2c$, мм	$2b$, мм	$2a'$, мм	$2c'$, мм	$2b'$, мм			
Зразок								мм	А
1	0,5	0,05	2	82	4,5	0,25	428	52	40
2	0,5	0,05	2,5	108	4,6	0,22	546	68	40
3	0,5	0,05	3	124	4,4	0,26	615	74	40

Параметри розрахункових осердь ($2b'$, $2a'$, $2c'$) обрані так, щоб можна було провести натурний експеримент по визначенню складових вектора

напруженості в розрахункових точках. Розрахунок проникності форми m попередньо розраховується за формулою:

$$m = \frac{\pi(4b^2 - 0,25 \cdot 4b_k^2)}{16ac(\ln \frac{7,26}{2a + 2c} - 1)}. \quad (3.30)$$

Після розрахунку поля стрижнів з котушками різними методами, значення проникності m уточнюється шляхом розрахунку за формулою:

$$m = \frac{\langle M \rangle}{\langle H \rangle},$$

де $\langle M \rangle$ – середнє значення намагніченості в центрі осердя;

$\langle H \rangle$ – середнє значення напруженості в центрі осердя. Точність розрахунку напруженості поля осердя з котушкою оцінювалася шляхом порівняння даних, отриманих розрахунковим шляхом з результатами натурального експерименту.

3.5 Аналіз результатів чисельного експерименту

Результати чисельних і натурних експериментів наведені в таблиці 3.2. З цього видно, що найбільш близько до експериментальних даних, наближаються результати отримані шляхом розрахунку поля методом розв'язання межового інтегрального рівняння Фредгольма другого роду. Розбіжність експериментальних даних і результатів чисельних розрахунків у цьому випадку становить у середньому 2,4%. Похибка розрахунку зростає зі збільшенням довжини осердя і мінімальне значення має для коротких осердь.

Апроксимація поля осердя з котушкою полем диполя надає занижений на 5,2% результат.

Розрахунок поля спрощеним способом з припущенням того, що осердя має однакову за довжиною намагніченість, дає завищений на 6,1% результат.

При використанні для розрахунку намагніченості поля осердя з котушкою методики, запропонованої в [23], розрахунок дає результати близькі до експериментальних даних, їхня похибка не перевищує 3,6%, однак за складністю цей розрахунок наближається до методу розв'язання інтегрального рівняння.

За результатами чисельного й натурального експериментів можна зробити наступний висновок: для попередніх розрахунків можна використовувати метод апроксимації поля осердя з котушкою полем диполя. Якщо точність в 6–8% є незадовільною, можна зробити розрахунок поля за методом чисельного рішення інтегрального рівняння, при цьому похибка розрахунку знижується до 2–3%.

3.6 Розрахунок магнітного потоку, індукованого локально намагніченою ділянкою феромагнітної деталі, в осердях ферозонда

Вимір ферозондом поля розсіювання локально намагніченої феромагнітної деталі використовується у двох випадках: при визначенні структури металу [71,80,81] і в приладах, дія яких заснована на магнітній пам'яті металу [82-85]. У першому випадку ділянка феромагнітного тіла намагнічується приставним електромагнітом з П-подібним осердям (рис. 3.14). У другому випадку в деталі вже є намагнічена ділянка, так, що розрахунок магнітного потоку в першому й у другому випадку здійснюється однаково.

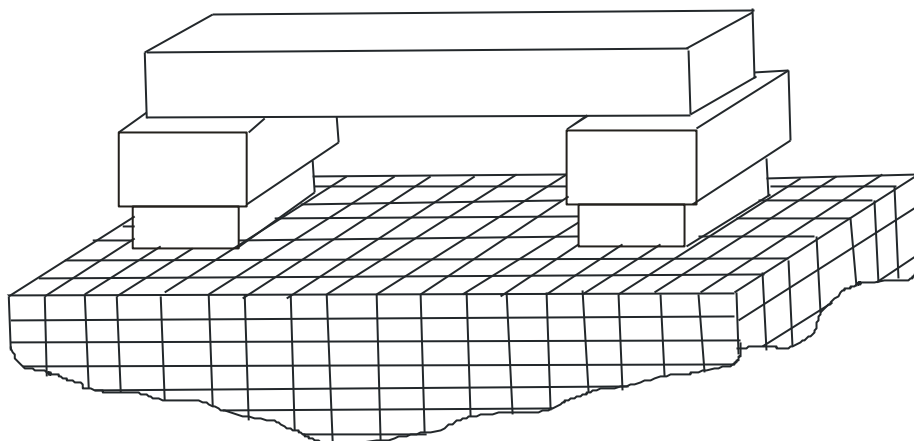


Рис 3.14. Пристрій, що намагнічує, структуроскопу.

Обмотка електромагніта підключається до джерела напруги, й ділянка феромагнітного матеріалу під полюсами електромагніта намагнічується. Потім електромагніт прибирається, та ферозондом вимірюється поле розсіювання намагніченої ділянки [73]. Топографія магнітного поля розсіювання несе інформацію про структуру металу. Збільшення напруги в металі збільшує довжину поля розсіювання та його амплітуду. Поле П-подібної системи апроксимується полем двох полюсів. У чисельному експерименті приймалося $2a=25\text{мм}$; $2c=25\text{мм}$; $2d=30\text{мм}$; $I_w=300\text{ А}$. Величина нормальної складової намагніченості на полюсах розраховується методом магнітного ланцюга. Еквівалентна схема магнітного ланцюга показана на рис. 3.15.

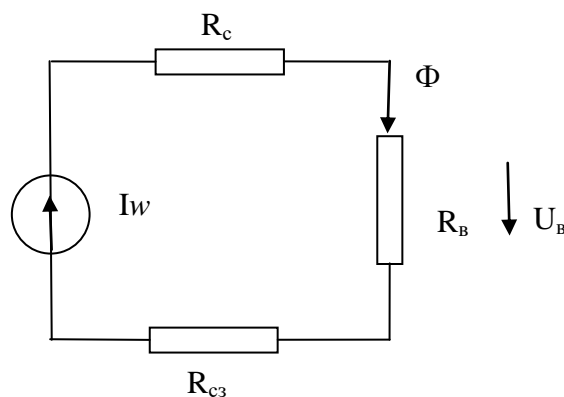


Рис 3.15. Еквівалентна схема магнітного ланцюга.

Магнітний потік у ланцюзі буде дорівнювати:

$$\Phi = \frac{I_w}{R_c + R_{cз} + R_B}, \quad (3.31)$$

де I_w – сила, що намагнічує, котушок зі струмом;

R_c – магнітний опір магнітопроводу;

$R_{cз}$ – магнітний опір дзеркального зображення магнітопроводу;

R_B – магнітний опір повітряного зазору.

$$R_c = \frac{l_c}{\mu_0 \mu(H) S_c}; \quad R_c = R_{c3}; \quad R_B = \frac{l_B}{\mu_0 S_c},$$

де S_c – площа перерізу осердя;

l_c – довжина магнітопроводу осердя;

l_B – довжина повітряного зазору;

$\mu(H)$ – залежність відносної магнітної проникності від напруженості.

Розрахунок магнітного потоку за формулою (3.31) виконується ітераційним способом:

$$\Phi^{k+1} = \frac{Iw}{R_c^k + R_{c3}^k + R_B}.$$

Після розрахунку магнітного потоку нормальна складова намагніченості знаходиться за формулою:

$$M_n = \frac{\Phi \cdot R_B}{l_B} = \Phi \frac{1}{\mu_0 S_c}. \quad (3.32)$$

Значення M_n вважається постійним по всій поверхні полюса магнітопроводу. за формулами (2.1) розраховується магнітне поле в намагніченому феромагнітному матеріалі, тобто визначається $\bar{H}_{ст}$, що входить у формулу (2.6). Шляхом рішення рівняння (2.6), у кожному елементарному об'ємі знаходиться вектор намагніченості. За формулами (2.8) визначаються складові вектора коефіцієнта розмагнічування N_x, N_y, N_z . Розраховується намагніченість у локально намагніченій області після відключення струму в обмотці електромагніта. Розраховувалася напруженість магнітного поля, що створюється осердям ферозонда з котушкою. Розрахунок виконувався за формулою (3.13) і шляхом розв'язання інтегрального рівняння (2.11). Розміри осердя ферозонда обираємо такими: $2a=2\text{мм}$; $2b=2,4,6,8,10\text{мм}$; $2c=0,1\text{мм}$.

На рис.3.16 показаний розподіл складових вектора намагніченості за довжиною намагніченої ділянки (координата Y).

Горизонтальна складова має максимум у центрі намагніченої ділянки, вертикальна складова вектора намагніченості дорівнює нулю в центрі ділянки, її максимуми зміщені щодо центра та є різнополярними. Такий само характер має залежність магнітного потоку від лінійної координати y . Зміна довжини осердя ферозонда в межах $2\div 10$ мм істотно не впливає на величину магнітного потоку в ньому, якщо значення магнітної проникності форми не змінюється зі зміною довжини осердя.

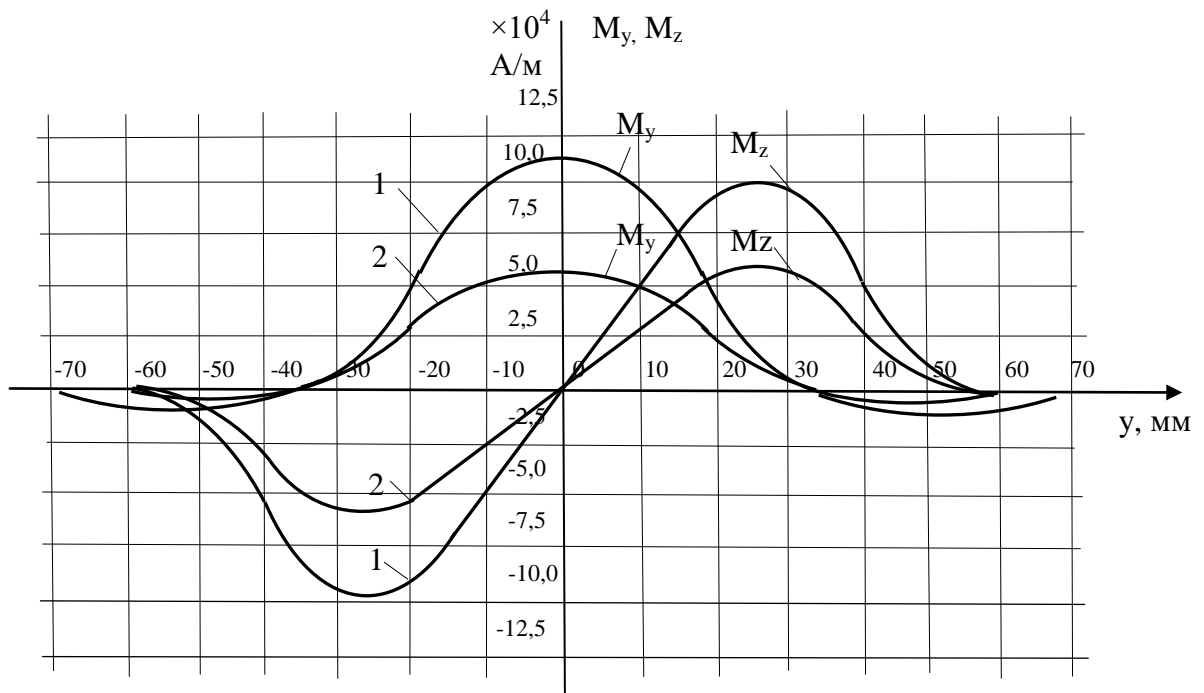


Рис 3.16 Розподіл складових намагніченості за об'ємом намагніченої ділянки при $x=0$

3.7 Про можливість покращення параметрів електромагнітної системи ферозондів, що використовується в дефектоскопах

За інших рівних умов, очевидно, що магнітний потік у осерді буде тим більше, чим більше добуток відносної магнітної проникності осердя на площу його перерізу. Назвемо цю величину ефективністю осердя:

$$T = \mu_c \cdot S. \quad (3.34)$$

Величина магнітної проникності осердя напів-елемента ферозонда залежить від проникності форми m і магнітної проникності металу таким

чином: $\mu_c = \frac{m \cdot \mu}{m + \mu - 1}$ (тут μ – відносна магнітна проникність металу; m -

проникність форми осердя).

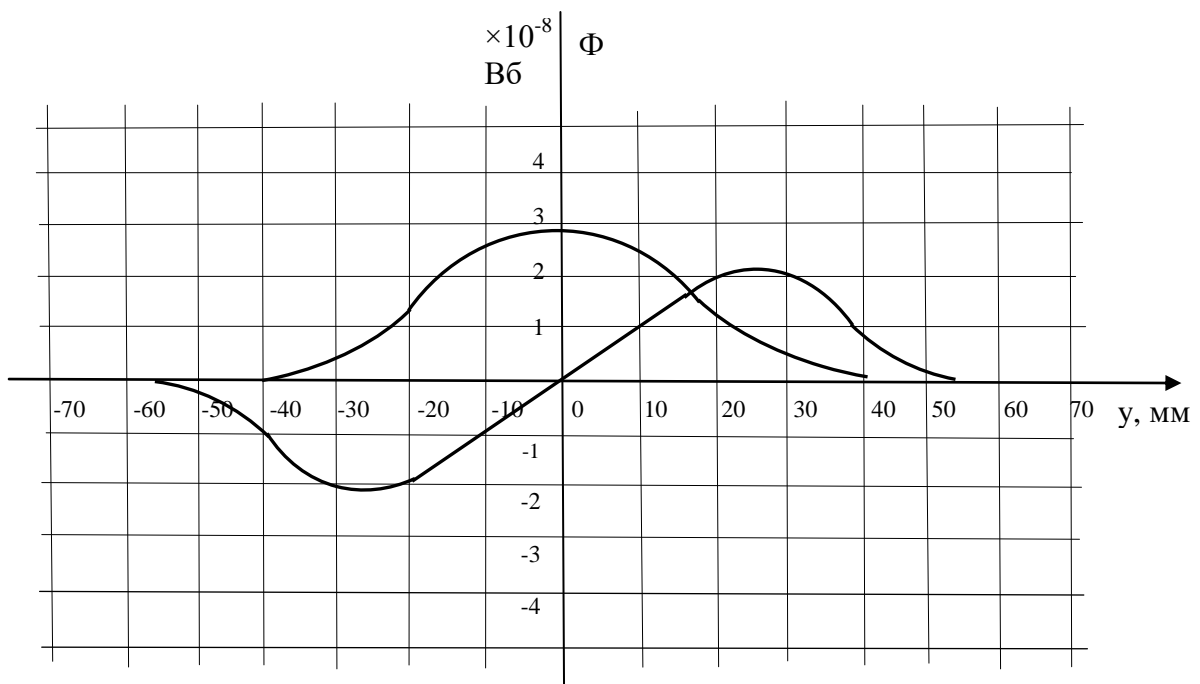


Рис 3.17 Залежність магнітного потоку в осерді ферозонда від координати y_1 для вертикально й горизонтально ($t=2$ мм) розташованих напів-елементів ферозонда ($2b=6$ мм).

Магнітна проникність осердь є тією основною величиною, від якої залежить коефіцієнт перетворення ферозонда. Ця величина залежить від геометричних параметрів осердь при великих значеннях μ . Розрахунок

проникності осердь пропонується вести шляхом чисельного розв'язання інтегрального рівняння (2.8), при цьому осердя розбивається на елементарні об'єми так, як це показано на рис. 3.20.

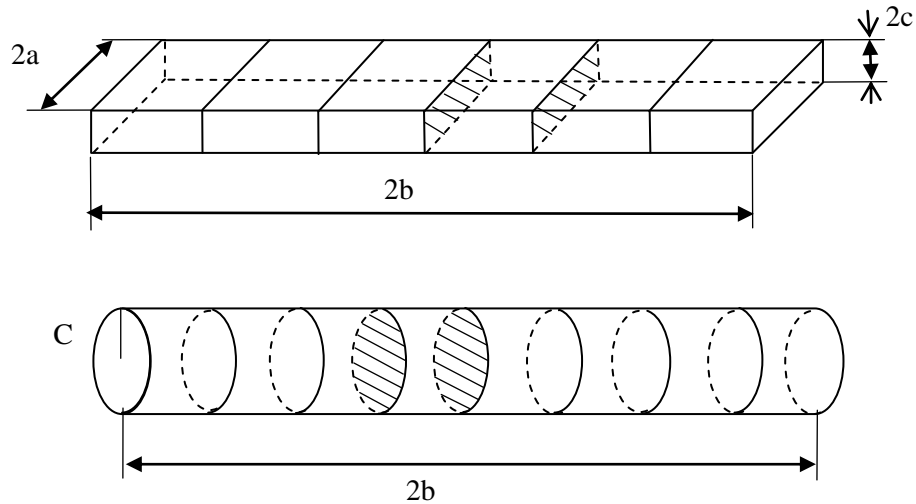


Рис. 3.20 Розбивка стрижнів на елементарні об'єми.

Рівняння (2.8) у розгорнутому вигляді має вигляд:

$$\begin{aligned}
 H_{xi} &= \sum_{j=1}^N C_{xx} M_{xj} + \sum_{j=1}^N C_{xy} M_{yj} + \sum_{j=1}^N C_{xz} M_{zj} + H_{CTxi}; \\
 H_{yi} &= \sum_{j=1}^N C_{yx} M_{xj} + \sum_{j=1}^N C_{yy} M_{yj} + \sum_{j=1}^N C_{yz} M_{zj} + H_{CTyi}; \\
 H_{zi} &= \sum_{j=1}^N C_{zx} M_{xj} + \sum_{j=1}^N C_{zy} M_{yj} + \sum_{j=1}^N C_{zz} M_{zj} + H_{CTzi};
 \end{aligned} \tag{3.35}$$

Коефіцієнти C у системі рівнянь (3.35) отримані в результаті інтегрування за поверхнею паралелепіпедів зі сторонами $2\Delta x$, $2\Delta y$, $2\Delta z$.

$$\begin{aligned}
 C_{xx} &= \frac{1}{4\pi} \operatorname{arctg} \frac{(z_j - z_i + z)(y_j - y_i + y)}{(x_j - x_i + x) \cdot R} \Big|_{-\Delta x}^{\Delta x} \Big|_{-\Delta y}^{\Delta y} \Big|_{-\Delta z}^{\Delta z}; \\
 C_{yy} &= \frac{1}{4\pi} \operatorname{arctg} \frac{(z_j - z_i + z)(x_j - x_i + x)}{(y_j - y_i + y) \cdot R} \Big|_{-\Delta x}^{\Delta x} \Big|_{-\Delta y}^{\Delta y} \Big|_{-\Delta z}^{\Delta z}; \\
 C_{zz} &= \frac{1}{4\pi} \operatorname{arctg} \frac{(x_j - x_i + x)(y_j - y_i + y)}{(z_j - z_i + z) \cdot R} \Big|_{-\Delta x}^{\Delta x} \Big|_{-\Delta y}^{\Delta y} \Big|_{-\Delta z}^{\Delta z}; \\
 C_{xy} &= C_{yx} = \frac{1}{8\pi} \ln |z_j - z_i + z + R| \Big|_{-\Delta x}^{\Delta x} \Big|_{-\Delta y}^{\Delta y} \Big|_{-\Delta z}^{\Delta z}; \\
 C_{xz} &= C_{zx} = \frac{1}{8\pi} \ln |y_j - y_i + y + R| \Big|_{-\Delta x}^{\Delta x} \Big|_{-\Delta y}^{\Delta y} \Big|_{-\Delta z}^{\Delta z}; \\
 C_{yz} &= C_{zy} = \frac{1}{8\pi} \ln |x_j - x_i + x + R| \Big|_{-\Delta x}^{\Delta x} \Big|_{-\Delta y}^{\Delta y} \Big|_{-\Delta z}^{\Delta z}.
 \end{aligned} \tag{3.36}$$

У коефіцієнтах C (3.36) межі підставляються на місця змінних x , y , z .

Розв'язання системи рівнянь (3.35) виконується за алгоритмом (2.18). Більш докладно цей алгоритм описаний в [43]. Далі буде розглянута його адаптація.

Для циліндричного круглого осердя рис.3.21 інтегральні коефіцієнти розраховуються в такий спосіб:

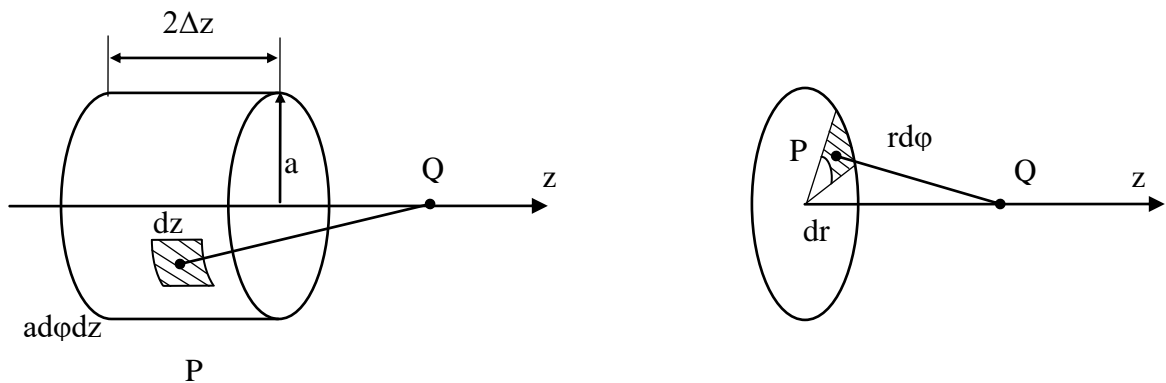


Рис. 3.21 До розрахунку інтегральних коефіцієнтів для круглого циліндричного осердя

Якщо вважати, що намагніченість у осерді має одну складову $M=M_z$, то напруженість магнітного поля створюваного елементарним об'ємом на осі осердя буде рівною:

$$H_z = \frac{M}{2} \left(\frac{z_P - z_Q - \Delta z}{\sqrt{(z_P - z_Q - \Delta z)^2 - a^2}} - \frac{z_P - z_Q + \Delta z}{\sqrt{(z_P - z_Q + \Delta z)^2 + a^2}} \right); \quad (3.37)$$

Інтегральне рівняння (2.6) буде мати вигляд для осердя прямокутного й круглого перерізів:

$$H_{zi} = \sum_{j=1}^N C_{zz} M_{zj} + H_{CTzi}. \quad (3.38)$$

Перед проведенням чисельних експериментів визначалося значення коефіцієнтів α для формули ітераційного процесу (2.18) і розміри елементарних об'ємів, на які розбивається осердя і область, що оточує дефект.

Розрахунок магнітної проникності форми осердь виробляється шляхом усереднення величини M , H у центральному перерізі осердя. Отримані середні значення $\langle M_{\text{ц}} \rangle$ і $\langle H_{\text{ц}} \rangle$ (індекс «ц» означає «центрально»), дають можливість розрахувати проникність форми в центральному перерізі осердя за наступною формулою:

$$m_{\text{ц}} = \frac{\langle M_w \rangle}{\langle H_w \rangle}.$$

При розрахунку m по емпіричних формулах не враховується величина магнітної проникності матеріалу осердя. У той же час μ суттєво впливає на проникність форми осердя. Залежність між магнітною проникністю металу осердь μ і центральною проникністю форми $m_{\text{ц}}$ більше складна, чим в емпіричних формулах. При $\mu > (400 \div 1000)$ проникність форми практично не залежить від μ . При $\mu > 1000$ проникність форми $m_{\text{ц}}$ наближається до величини, що розраховується за формулою Розенблата (4.48) [2]. При малих значеннях проникності матеріалу проникність форми m збільшується зі

зменшенням μ . Розраховувати залежність проникності форми $m_{\text{ц}}$ й магнітної проникності осердя $\mu_{\text{с}}$ для осердя з розмірами: $2a = 1\text{мм}$; $2b = 5\text{мм}$; $2c = 0,025\text{мм}$. Розрахунки показують, що зміна величин $m_{\text{ц}}$ й $\mu_{\text{с}}$ є незначною при $\mu > 2000$. При $\mu \rightarrow \infty$ величини $m_{\text{ц}}$ й $\mu_{\text{с}}$ прагнуть до одного й того ж самого значення.

Топографія поля, що намагнічує, значно впливає на величину магнітної проникності форми. При розрахунку проникності форми розглядаються осердя, що знаходяться в однорідному магнітному полі. У той же час геометрія котушок впливає на величину проникності форми. Все це говорить про те, що тільки чисельний розрахунок магнітного поля в осерді дає результат, точність якого гарантується.

Шляхом розрахунку оцінювався вплив геометрії осердя ферозонда на коефіцієнт ефективності.

При зміні площі перерізу при постійній довжині осердя змінюється проникність форми осердя (зменшується) і збільшується площа перерізу осердя. Розрахунки показують, що зі збільшенням площі перерізу осердя й постійній довжині, площа осердя зростає швидше, ніж спадає проникність форми осердя, у матеріалів з меншою проникністю зміна площі осердя викликає більш різкі зміни проникності форми й коефіцієнт ефективності зменшується.

У випадку зміни довжини осердя та його перерізу змінюється проникність форми його перерізу. Коефіцієнт ефективності T зростає або спадає залежно від того, збільшується або зменшується добуток $\mu_0 S$. Ніякого оптимуму при цьому встановити не можна. Тут переважним стає технологічний фактор, тому що виготовлення мініатюрних напівелементів ферозондів – складний технологічний процес. Підбір геометричних параметрів осердя при його довжині $2 \div 3\text{мм}$ у найкращому разі може збільшити чутливість ферозонда, що вимірює поле дефекту, на $7 \div 10\%$.

Істотне підвищення чутливості ферозонда, що вимірює поле дефекту, може бути досягнуто радикальною зміною форми його магнітопроводу, тобто шляхом вибору оптимальної форми осердя за критерієм максимальної чутливості.

Спрощена геометрична модель системи *кільцевий ферозонд-дефект* показана на рис. 3.23.

Напруженість магнітного поля двох полюсів в області дефекту розраховується за формулою (2.22). При цьому вважається, що густина магнітних зарядів на полюсах осердя ферозонда постійна.

(3.40)

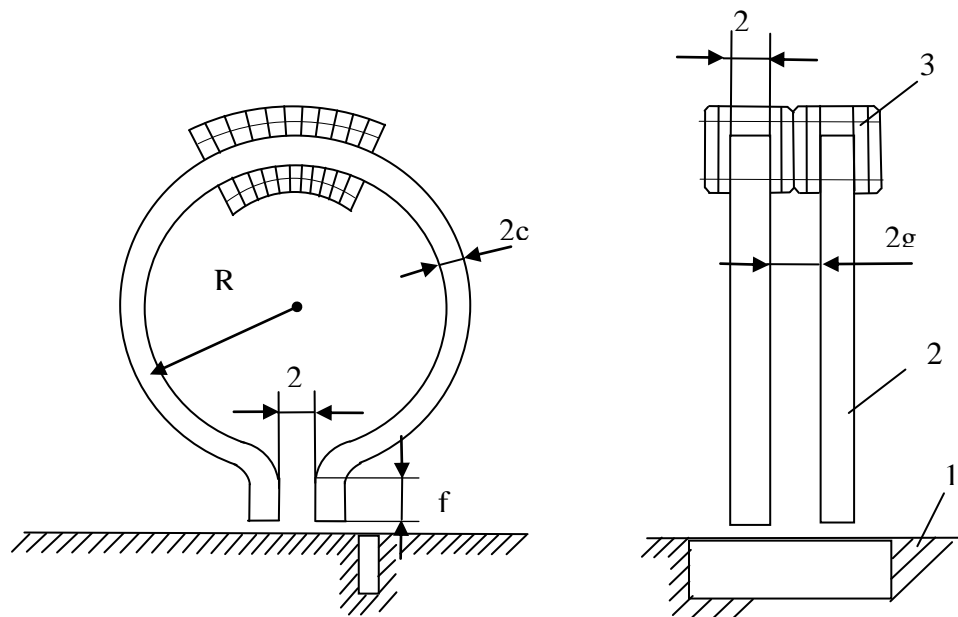


Рис.3.22 Конструкція магнітної системи кільцевого ферозонда, що пропонується:
1– контрольована деталь; 2 – осердя; 3 – котушка.

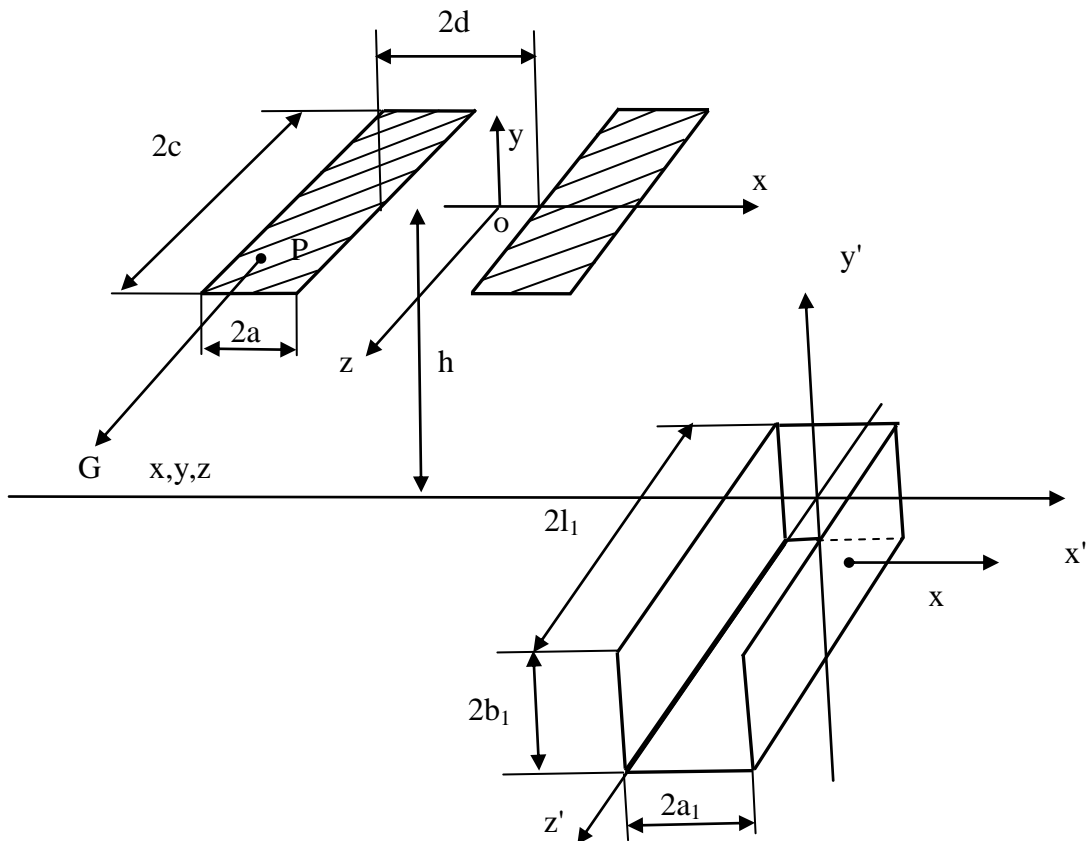


Рис.3.23 Спрощена геометрична модель магнітної системи: кільцевий ферозонд - дефект.

Еквівалентний магнітний ланцюг напів-елемента кільцевого ферозонда показаний на рис. 3.24.

Магнітний потік у ланцюзі буде дорівнює

$$\Phi = \frac{Iw}{R_c + R_b} = \frac{Iw}{\frac{2\pi R}{\mu\mu_0 S} + \frac{2R}{\mu_0 S}}; \quad (3.41)$$

де Iw – сила обмотки, що намагнічує,.

Намагніченість M_n визначають у такий спосіб:

$$M_n \approx \frac{B}{\mu_0} = \frac{\Phi}{S\mu_0}. \quad (3.42)$$

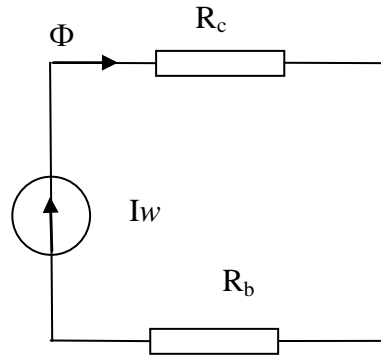


Рис.3.24. Еквівалентний магнітний ланцюг напів-елемента кільцевого ферозонда.

Для ескізного розрахунку магнітного потоку можна використовувати дипольні моделі напруженості (2.24) і потенціалу (2.36). Осердя кільцевого ферозонда виготовляється з аморфного сплаву, тому воно не має потреби в відпалі й може деформуватися без втрат магнітних якостей.

Як показують чисельні розрахунки, при тих самих дефектах магнітний потік у кільцевих ферозондах в $5 \div 10$ разів більший, ніж у стрижневих ферозондах за рахунок збільшення H й Φ . Кільцевий ферозонд еквівалентний стрижневому, розташованому горизонтально над поверхнею контрольованої деталі. Максимальне значення магнітного потоку в осерді має місце при розміщенні повітряного зазору в центрі над дефектом. Кільцевий ферозонд відрізняється тим, що його полюси можна впритул підносити до поверхні контрольованої деталі й відстань між полюсами може бути порівнянна з розмірами дефекту.

Зменшується також вплив зовнішніх магнітних полів, зокрема поля Землі, на вихідний сигнал ферозонда.

На рис. 3.24 наведені графіки залежності магнітного потоку в осерді кільцевого ферозонда від параметра $2l$. При цьому параметри осердя такі: $R=12$ мм; $f=5$ мм; $2a=2$ мм; $2c=0,1$ мм.

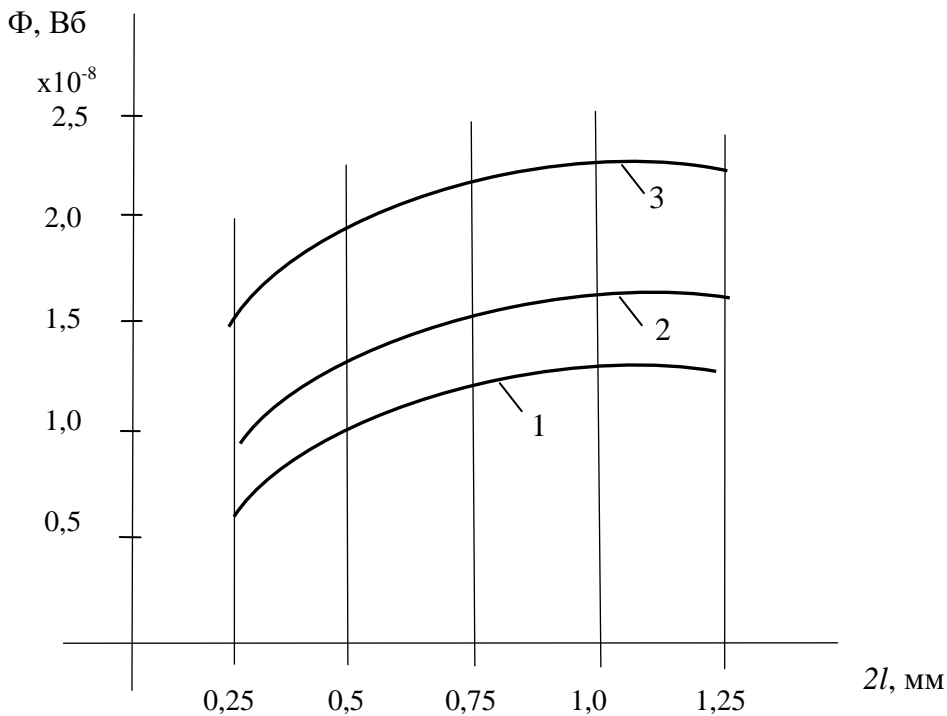


Рис.3.24 Залежність магнітного потоку в осерді кільцевого ферозонда: 1 – $2b_1 = 0,2$ мм; 2 – $2b_1 = 0,3$ мм; 3 – $2b_1 = 2$ мм.

Можливе вдосконалення кільцевого ферозонда, як це показано на рис. 3.25. На магнітопровід ферозонда накладається додаткова пластина, що збільшує магнітний потік в осерді.

На основному магнітопроводі (1) розміщується обмотка збудження (3). На основному (1) і додатковому магнітопроводі (2) розташована вихідна обмотка (4). Якщо напів-елементи включені за схемою полевимірювача, то вихідна обмотка може бути загальною для обох напів-елементів ферозонда.

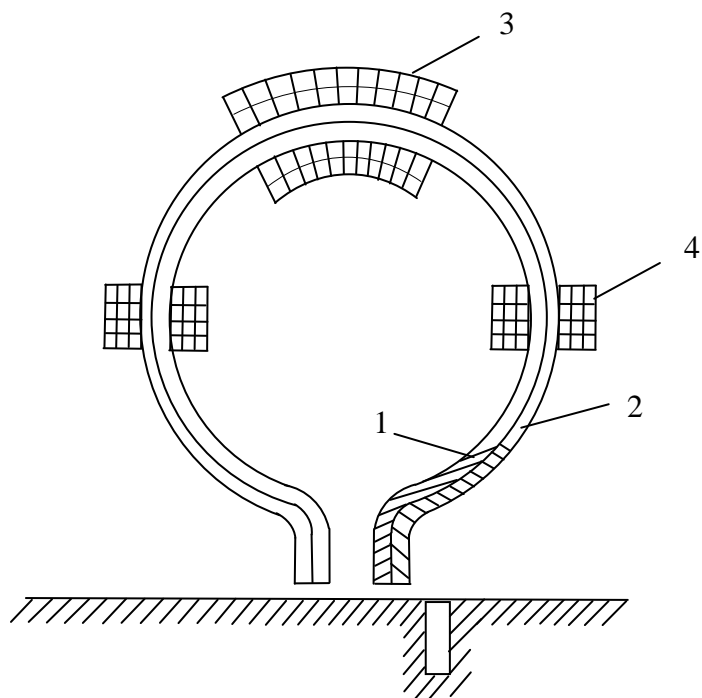


Рис.3.25 Удосконалення магнітної системи кільцевого ферозонда: 1 – основний магнітопровід; 2 – додаткова пластина; 3 – обмотка збудження; 4 – вихідна обмотка.

ВИСНОВКИ

У магістерській роботі вирішено задачу вдосконалення методів розрахунку ферозондових вимірювальних перетворювачів, що використовуються у таких приладах неруйнівного контролю як дефектоскопи, структуроскопи та прилади, які ґрунтуються на магнітній пам'яті металу.

1. Аналіз літературних джерел свідчить: усереднення напруженості магнітного поля по довжині осердя при вимірюванні неоднорідних магнітних полів, веде до значної похибки ($30 \div 100 \%$), якщо неоднорідне поле індуковане дефектом, і це не дозволяє обирати раціональні параметри магнітної системи ферозондового перетворювача.

2. Запропоновано обґрунтований метод розрахунку магнітного потоку в осердях ферозонда, індукованого полем розсіювання дефекту або полем локально намагніченої феромагнітної деталі, що заснований на теоремі про взаємність Поливанова К.М. Це дало можливість спростити й підвищити точність магнітної системи ферозондового перетворювача.

3. Шляхом чисельних експериментів встановлено, що при збільшенні частоти магнітного поля, яке зондує, відбувається швидке зростання густини простого шару зарядів на стінках дефекту. При частотах $(1,1 \div 1,2) \cdot 10^3$ Гц зростання густини зарядів припиняється, та при подальшому збільшенні частоти поля – зменшується. Виявлено: для дефектів с шириною розкриття $0,2 \div 0,6$ мм, для виявлення дефектів на зразок шпарини найбільш раціонально обирати частоту поля, яке зондує, $800 \div 1000$ Гц.

4. Результати чисельних розрахунків напруженості магнітного поля, що генерується осердями з котушками, а також дані натурного експерименту вказують на те, що метод розрахунку поля, заснований на чисельному рішенні інтегрального рівняння, має найменшу похибку з усіх відомих

методів. При цьому розбіжність результатів чисельних і натурних експериментів становить 2,4 %, у той час як при інших методах розрахунку – 5 ÷ 8 %.

5. Відповідно до результатів чисельних експериментів, амплітуди парних гармонік вихідного сигналу з ростом частоти вимірюваного поля практично не змінюються. Амплітуди вихідних сигналів ферозонда при вимірі синусоїдального магнітного поля починають спадати при досягненні частоти вимірюваного поля 0,8 від частоти струму збудження.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРНИХ ПОСИЛАНЬ

1. Засоби і методи управління якістю / В.В. Єфімов – М: Кнорус, 2007. – 232 с.
2. ДСТУ ДЕФЕКТОСКОПИ МАГНІТНІ. ДЕРЖАВНЕ ПІДПРИЄМСТВО "Всеукраїнський державний науково-виробничий центр стандартизації, метрології, сертифікації та захисту прав споживачів" (ДП "УКРМЕТРТЕСТСТАНДАРТ"): електронне посилання. Режим доступу: : http://metrology.kiev.ua/files/metodik_povir/Defektoskop_magnitni.pdf2017. –14 с.
3. Павлик Л.П., Убізський С.Б., Лозинський А.Б., Савицький Г.В. Аналіз реактивного кола збудження ферозонда з обертальним перемагнічуванням дискового осердя // Вісник Нац. ун-ту "Львівська політехніка". – 2009. – № 646: Електроніка. – С. 202–211.
4. Гладун М., Голяка Р., Готра З. Мікроелектронні сенсорні пристрої магнітного поля. — Львів: Видавництво Нац. ун-ту «Львівська політехніка», 2001. — 412 с.
5. Дейнека Р. Спосіб локальної дефектометрії феромагнітних матеріалів // Патент України на корисну модель № 98242. Бюлетень № 8 від 27.04.2015 р.
6. Пудов В.Н., Жаков С.В. Определение возможности компенсации ложного сигнала, обусловленного неидентичностью коэффициентов преобразования магниточувствительных элементов градиентометрического феррозонда. – Дефектоскопия. 2000. №9. с. 36-49.
7. Глухов В.М., Филипов Б.Н., Горкунов Э.С. Моделирование магнитных состояний в ферромагнитных стержнях с различной

- структурой, намагниченных в проходном преобразователе. - Дефектоскопия. 2000. №1. с. 50-59.
8. Ногин В.Д., Протодяконов И.О., Евлампиев И.Н. Основы теории оптимизации. – М.: Высшая школа, 1986, с.125-128.
 9. Механіка руйнування і міцність матеріалів: довідниковий посіб. – Т. 5: Неруйнівний контроль і технічна діагностика; під ред. З. Т. Назарчука. – Львів: ФМІ, 2001. – 1133 с.
 10. Мужичкий В. Ф. К расчету магнитостатических полей рассеяния от поверхностных дефектов конечной глубины. - Дефектоскопия. 1987. №3. с. 8-12.
 11. Шнур М.Л., Загидулин В.В., Щербинин В.Е. Самосогласованный расчет магнитостатического поля поверхностного дефекта.- Дефектоскопия.1988. №10.с.7-11
 12. Зацепин Н.Н., Корнеева Л.В. Магнитная дефектоскопия. Минск. «Наука и техника»,1981, – 207с.
 13. Розенблат М.А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. М.: Наука, 1966 547с.
 14. Zhao Jiye, Huang Ting, Gai Shuang, Zhao Jingrong. The research for the On-Line Metal Detector which based on Genetic Algorithm. School of information Science and Engineering, Jilin University of Technology, ChangChun, China 130025, 1990 №1. 42-48
 15. Спектор Ю.Н. К применению магнитомодуляционных датчиков типа второй гармоники в качестве градиентометров. // Труды института физики металлов АН СССР 1959. Вып.1. с.301-308.
 16. Технічний контроль у машинобудуванні: Довідник проектувальника / під заг. ред. В. Н. Чупиріна, А. Д. Нікіфорова. – М.: Машинобудування, 1987. – 512 с.
 17. Дейнека Р. К магнітокондуктивний спосіб дефектоскопії ферромагнітних матеріалів // Нові матеріали і технології

- Національний університет “Львівська політехніка” – 2017. – С.60-63.
18. Афанасьев Ю.В., Горобей В.М. К расчету проницаемости формы сердечников феррозондов. // Труды метрологических институтов СССР. – Л.: Энергия, 1975. Вып 180 (240) с.55-62.
 19. Serson P.H., Mannaford W.J. A portable electrical magnetometer. // Geophysical Transactions, 1991, Vol.36.№3-4.p.239-259.
 20. Acuna M.H. Fluxgate magnetometer for outer planets exploration. // IEEE Trans. Magn., 1974 Vol. Mag-10, p.519-523.
 21. Штурхин Д. А. Некоторые особенности работы феррозондов с продольным возбуждением при измерении магнитных полей в широких диапазонах . - Дефектоскопия. 1971. №6. с. 70-86.
 22. Бурейма С. Анализ и элементы синтеза электромагнитных систем феррозондов со стержневыми сердечниками. Канд. Дис. Киев 1995.
 23. Поливанов К.М. Теоретические основы электротехники. Ч.3. М.: Энергия, 1975. 120с.
 24. Горская И.Ю. Синтез магнитной системы с постоянными магнитами, создающий максимальное среднее значение магнитного поля в заданном объеме. // Изв. ВУЗов. Электромеханика. 2001 №4 с.21-24.
 25. Brown F. Magnetostatic Principles in Ferromagnetism. Amsterdam, 1963, p.91-98.
 26. Поливанов К.М., Родачев А.М., Игнатченко В.А. Принципы взаимности в магнитных системах. ЛФММ.-1960. №9. с.38-42.
 27. Пошагин А. И., Щербинин В. Е., Глинских Г.Г., Балабанова М.К. Феррорезонансная дефектоскопия в переменных магнитных полях звуковой частоты. - Дефектоскопия. 1983. №1. с.31-36.
 28. Фридман Л.А., Табачник В.П., Чернов Г.С. Особенности работы феррозондов с малой проницаемостью формы сердечников при

- малых полях возбуждения. - Дефектоскопия. 1971. №5. с.11-16.
29. Александров Д.М. Расчет чувствительности феррозонда при повышенных частотах модуляции. Сб. Проблемы магнитных измерений и магнито-измерительной аппаратуры. Часть 1. Всесоюзная научно-техническая конференция. Ленинград. 1989 с.106-108.
30. Стоинская Э. Э., Шпурким Д.А. О чувствительности феррозондов, пермалюевые сердечники которых имеют малую проницаемость формы. // Труды ИФМ АН СССР. 1978. Вып.32. с.126-129
31. Мильчуй М.А. Формулы для описания нелинейных и гистерезисных свойств ферромагнетиков. - Дефектоскопия. 1987. №8. с.3-9.
32. Шиммони К. Теоретическая электротехника. «Мир», М. 1984, 763с.
33. Новицкий П.В., Зограф И.А. Оценка погрешностей результатов измерений. –Л.: Энергоиздат. 1991. -304 с. ил.
34. Föcter F. Developments in the Magnetography of Tubes and Tube Welds. Non-Destruct Test., 1975. v8. №6. p.304-308.
35. Загидилин Р.В., Мужичкий В.Ф. Трехмерная модель дефекта сплошности конечной протяженности в ферромагнитной пластине. - Дефектоскопия. 2002. №11 с.17-25.
36. Тозокт О.В. Метод вторичных источников в электротехнике. М., Энергия, 1975. -296с.
37. Тозокт О. В., Майергойд И. Д. Расчет трехмерных электромагнитных полей. Техніка, 1974. -352с.
38. Курбатов П.А., Аринчин С.А. Численный расчет электромагнитных полей. – М.: Энергоатомиздат, 1984. -167с.
39. Mayer D., Ulrych B. Reseni rovinych a prostorovych xtacionarnich elektickyh a magnetickyh poli. – Electrotechn. obzor 1980. cis.8.

- str.452-463.
40. Фридман Л.А., Табачник В.П., Чернова Г.С. Намагничивание массивных ферромагнитных изделий с помощью приставных электромагнитов. - Дефектоскопия. 1977. №4. с.101-112.
 41. Калинин И.И., Михайлов В.В., Жуковский Ю.Г. К расчету трехмерного магнитного поля в нелинейной неоднородной среде методом вторичных источников. // Электромеханика. -1979. №4. с.318-321.
 42. Пошагин А. И., Щербинин В.Е., Глинских Г.Г., Балабанова М. К. Феррорезонансная дефектоскопия в переменных магнитных полях звуковой частоты. - Дефектоскопия. 1983. №1. с.31-35.
 43. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник. В 2-х кн. / Под ред. В.В. Ключева. "Машиностроение", 1975, 424с.
 44. Стадник И.П., Телегин А.П. Расчет магнитного поля, возмущенного совокупностью ферромагнитных пластин и оболочек. – Электромеханика. 1985, №10 с.5-10.
 45. Столяров В.В. Оценка механических напряжений в горячекатаной арматуре. - Дефектоскопия. 1986. №2. с.83-86.
 46. Соколинская И.Г. О возможности прогнозирования и повышения надежности машин и механизмов по результатам магнитной структуроскопии деталей. – Техническая диагностика и неразрушающий контроль. 2002. №2. с.17-20.
 47. Дубов А.А., Колокольников С.М. Метод магнитной памяти металла и приборы контроля. Учебное пособие. М. ЗАО "ГИССО". 2006. 332с.

Vladislav Artemenko. «Consideration of some aspects of methods of calculation of ferrosonde converters of non-destructive testing devices». VOLODYMYR DAHL EAST UKRAINIAN NATIONAL UNIVERSITY. ELECTRICAL ENGINEERING DEPARTMENT, group **MVT-19**zm. – Severodonetsk, 2021.

Pages – 95; Drawings – 31; Tables –7; Sources – 47.

THE SUMMARY

The paper is devoted to theoretical and experimental research of the processes occurring in electromagnetic systems of ferroprobe measuring converters of devices of nondestructive testing. The results of research allow to improve the methods of calculation of electromagnetic systems and thus improve the quality by improving the metrological characteristics of non-destructive testing devices.

The analysis of the ferroprobe transducers used in non-destructive testing devices is made; features of their systems are described. An overview of existing methods for calculating the electromagnetic systems of transducers is given. The shortcomings of these methods are identified and the directions of their improvement are determined.

Key words: MAGNETIC FLAW DETECTION, FERROPROBE, CALCULATION OF MAGNETIC FIELDS, INTEGRAL EQUATIONS, MAGNETIZATION, MAGNETIC POTENTIAL, CONVERSION FUNCTION, NUMERICAL EXPERIMENT.