

ПРОБЛЕМИ ФІЗИКОМЕТРІЇ

УДК 621.317.421

Б. Л. Бондарук, А. А. Марусенков, В. Є. Корепанов

ОСОБЛИВОСТІ ПОБУДОВИ ФЕРОЗОНДОВИХ МАГНІТОМЕТРІВ

The peculiarities of highest class flux-gate magnetometers (FGM) development are described. It is shown that mainly their parameters level depends on the quality of the FGM sensor core magnetic material. A model of “solid liquid” is proposed which explains magnetic noise nature. A new effect – gamma-magnetic normalization – is discovered. Some examples of modern high-class FGMs are given.

Keywords: *flux-gate magnetometer, noise level, drift, mode excitation, power consumption.*

Досліджено особливості побудови ферозондових магнітометрів (ФЗМ) з найвищим рівнем метрологічних параметрів. Показано, що вони головню залежать від якості магнітного матеріалу осердя давача ФЗМ. Запропонована й обґрунтована модель “твердої рідини”, яка пояснює природу магнітного шуму. Виявлено новий ефект – гамма-магнітна нормалізація. Наведено приклади сучасних ФЗМ.

Ключові слова: *ферозондовий магнітометр, рівень шуму, дрейф, режим збудження, споживана потужність.*

Вимірювання магнітного поля Землі, ймовірно, належить до найперших спроб наукової діяльності людства в галузі метрології [48], і прогрес використовуваних методів просто вражає. Водночас як перші вимірювання магнітного поля були зроблені пристроями з порогом чутливості порядку декількох десятків нанотесла, розробники магнітометрів сьогодні знизили його до рівня аттотесла [25]. Тобто відбулося зниження порогу чутливості приблизно на дев'ять порядків! Уперше вимірювання магнітного поля було виконане шляхом використання взаємодії між підвішеним на пружині намагніченим стрижнем і магнітним полем Землі – чим більшим було вимірюване поле, на тим більший кут відхилявся підвішений стрижень. Сьогодні для вимірювання магнітного поля використовують інші численні методи й конструкції магнітометрів. Серед них найширше для вимірювання квазіпостійного магнітного поля застосовують ферозондові магнітометри (ФЗМ).

Дослідження в цій галузі магнітометрії у Фізико-механічному інституті почалися у 50-х роках минулого сторіччя. Керівник сектору фізикометрії член-кор. АН України В. М. Михайловський належним чином зорієнтував колектив науковців та інженерів сектору на дослідження передусім фізичних особливостей роботи магнітометрів з метою зниження їх порогу чутливості і підвищення основних метрологічних параметрів. Цей шлях виявився досить ефективним, і через відносно невеликий час львівська школа магнітометрії зайняла провідні позиції в СРСР. У секторі фізикометрії сформувався колектив дослідників під керівництвом к. т. н. Р. Я. Беркмана, велика кількість публікацій яких вивела львівську школу на міжнародний рівень. Для робіт у цьому напрямі було створено унікальну експериментальну базу, яка дає змогу проводити дослідження в галузі як матеріалознавства, так і електроніки. Серед найвагоміших досягнень того періоду слід зазначити виявлення зворотної залежності рівня магнітних шумів від температури при наближенні до точки Кюрі, розробку ферорезонансного режиму збудження магнітом'яких матеріалів осердь, створення на підставі магнітних модуля-

торів вольтметрів з найнижчим у світі порогом чутливості, серійний випуск яких був налагоджений у Львові. Роботи над вдосконаленням ФЗМ продовжувались і далі, підтримуючи авторитет львівської школи магнітометрії у світі аж до сьогодні. Нижче поданий огляд основних результатів львівських науковців у цій ділянці.

Принцип дії та природа шуму ферозондових магнітометрів. Починаючи від першої публікації з описом ФЗМ [7], багато робіт було присвячено різним аспектам та особливостям його роботи. Цікаво зазначити, що, хоча принцип роботи та основна структура ФЗМ залишаються незмінними протягом більш як 70 років після його винаходу, кількість публікацій у світі в цій галузі з часом не зменшується. На жаль, багато з опублікованих робіт містить аналогічну інформацію і повторні відкриття, що можна частково пояснити ускладненим обміном науковою інформацією між східними й західними науковцями, а також існуючими аспектами військових застосувань та збереження комерційної таємниці. Недавнє зростання кількості публікацій, імовірно, викликане тим, що, хоч деякі сучасні магнітометри, побудовані на інших фізичних принципах роботи, можуть перевершувати ФЗМ в такому важливому параметрі, як шум, ФЗМ залишаються найзручнішими для використання приладами, особливо в геофізиці.

Рівень магнітного шуму (РШ) залежить від багатьох факторів [27, 38]. Дослідження шумових характеристик ФЗМ виявило, що його спектральну густину $b(f)$ можна оцінити за такою напівемпіричною залежністю [10]:

$$b(f) = b_0[1 + (f_0 / f)^\alpha], \quad (1)$$

де b_0 – значення спектральної густини шуму в частотонезалежній (плоскій) частині спектра; $f_0 \approx 1$ Гц – частота перегину між плоскою та частотозалежною частинами спектра; α – коефіцієнт нахилу спектральної характеристики на частотах, нижчих від частоти перегину f_0 ; f – частота вимірюваного сигналу.

Найважливішим параметром, від якого, в основному, і залежить РШ, є коефіцієнт α . Зазвичай його приймають рівним 1 [45], хоча в літературі обговорюються його значення в діапазоні від 0,5 до 1,5 [38]. Детальне дослідження частотного спектра РШ ФЗМ і магнітних модуляторів у діапазоні частот від 0,001 до 100 Гц, зроблене Р. Я. Беркманом [10], показало, що значення α повинно знаходитися між 0,75 і 0,9 для правильно сконструйованих приладів. Цей висновок має суттєве значення, оскільки пояснює, чому при наближенні частоти досліджуваного сигналу до нуля РШ не прямує до нескінченності. Він важливий і тому, що ФЗМ використовуються, в основному, саме для вимірювання постійного магнітного поля і його повільних коливань на частотах, нижчих від $f_0 \approx 1$ Гц, тобто в ділянці, де РШ має частотну залежність.

Оскільки в робочому діапазоні частот (від постійного струму до 1 Гц) рівень шуму ФЗМ залежить від частоти, важливо знати джерела шумових компонент у цій смузі. Для цього розглянемо принцип дії ФЗМ та спрощену модель форми сигналів при роботі ферозонда (рис. 1). Принцип дії ФЗМ полягає у використанні осердя (на рис. 1 – у формі кільця) з великою магнітною проникністю, яке концентрує в собі вимірюване зовнішнє магнітне поле. У намотану тороїдально навколо осердя первинну котушку подається струм збудження I_{ex} , який створює напруженість магнітного поля збудження H_{ex} , що періодично насичує магнітне осердя до стану B_s , зменшуючи при цьому його магнітну проникність $\mu(t)$ до мінімального значення, рівного приблизно одиниці. В цьому стані зовнішнє магнітне поле вже не концентрується в осерді, наче “виштовхуючись” з нього. У проміжках між станами насичення, коли магнітна індукція B спадає до нуля, магнітна проникність знову зростає до максимального значення μ_{max} , і зовнішнє магнітне поле знову концентрується в осерді.

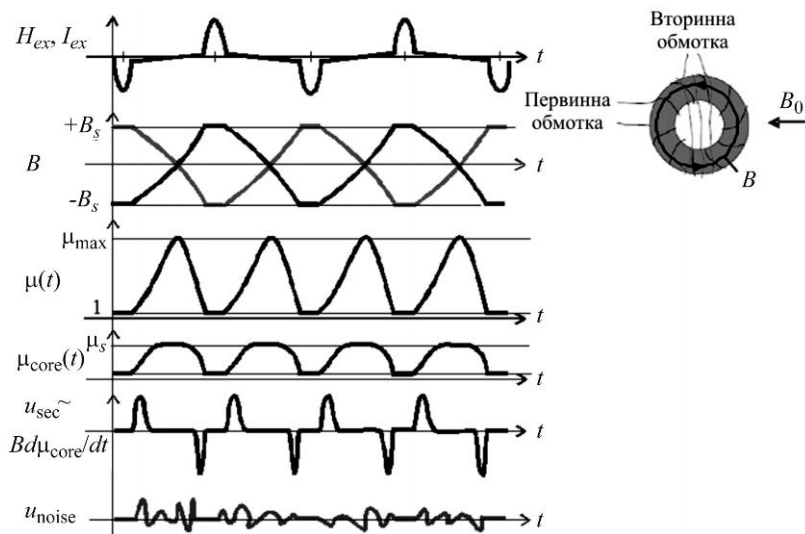


Рис. 1. Спрощена модель роботи ферозонда.

Реальна зміна магнітної проникності в осерді $\mu_{core}(t)$ відрізняється за формою від зміни $\mu(t)$, оскільки максимальне значення $\mu_{core}(t)$ обмежене так званою проникністю форми μ_s завдяки впливу ефекту розмагнічування [38]. За наявності вимірюваного поля B_0 магнітний потік через вторинну котушку змінюється пропорційно $\mu_{core}(t)$, збуджуючи напругу $u_{sec}(t)$ на цій котушці. При ідеальній симетрії осердя й котушки вихідна напруга $u_{sec}(t)$ містить тільки парні гармоніки частоти збудження, амплітуда яких пропорційна значенню вимірюваної магнітної індукції B_0 . Однак практично завжди наявна асиметрія половинок осердя або ж первинної та вторинної котушок, через що в $u_{sec}(t)$ з'являються непарні гармоніки напруги збудження. Це так званий сигнал "небалансу". Крім того, у вихідній напрузі присутня складова завдяки магнітному шуму $u_{noise}(t)$. Цей шум викликаний неповторюваністю переходів між станами насичення осердя від циклу до циклу, які часто ототожнюються з так званими стрибками Баркгаузена [38]. Приблизна форма флуктуацій шумової напруги $u_{noise}(t)$ на вторинній обмотці наведена на рис. 1 (нижній графік). Слід зауважити, що інтенсивність цих коливань періодично залежить від часу, отже, цей шум є нестационарним [15]. Мінлива інтенсивність стрибків Баркгаузена спостерігається в різних частинах петлі гістерезису [13, 16]; також спостерігаються відмінності при порівнянні тих самих частин петлі гістерезису під час різних циклів збудження [39]. Дослідження, проведені авторами роботи з осердям у формі стрижня, виготовленого з аморфного магнітного матеріалу на підставі кобальту, також показали складну поведінку петлі гістерезису і її неповторюваність від циклу до циклу (рис. 2).

Як впливає з рис. 2, повторюваність перемагнічування краще відбувається в насичених станах матеріалу осердя, як і можна очікувати з урахуванням фізичної природи намагніченості. У стані глибокого насичення магнітний матеріал намагнічений однорідно, і намагніченість насичення при даній температурі головню визначається хімічним складом матеріалу [31]. Зазначимо, що досягнення дійсно глибокого насичення не є легким завданням; для деяких матеріалів необхідна величезна напруженість магнітного поля (що навряд чи досягне в звичайному ФЗМ). Наприклад, через дефекти поверхні нанокристалічних [20] і аморфних [5] стрічок магнітні домени з протилежною намагніченістю спостерігалися в полях аж до 20 кА/м. Таким чином, добре відомий факт зменшення РШ зі збільшенням амплітуди імпульсу збудження [38], імовірно, може бути пояснений поліпшенням повторюваності інверсій намагніченості при більших значеннях поля насичення.

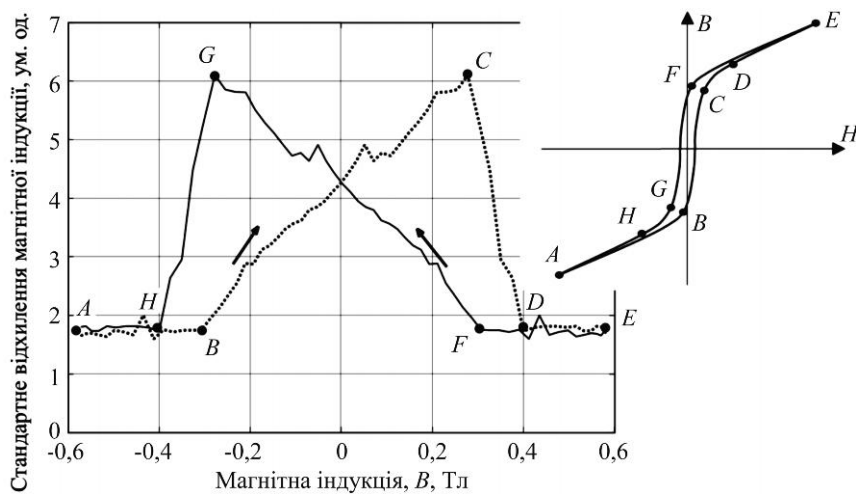


Рис. 2. Ілюстрація невідтворності петлі гістерезису від циклу до циклу.

Вибір магнітного матеріалу. Аналіз та прогнозування процесів намагнічування є надзвичайно складним завданням через необхідність охоплення дуже багатьох факторів. Інверсії намагнічування між етапами насичення керуються різноманітними механізмами: переміщення доменних стінок, когерентне і некогерентне обертання, знищення і зародження доменів, а також комбінації цих процесів [31]. Коли зовнішнє поле дорівнює нулю, розподіл спонтанних напрямів намагнічування регулюється мінімумом вільної енергії обміну, магнітокристалічними, магнітопружними й магнітостатичними взаємодіями. Навіть в однорідному зовнішньому полі розподіл внутрішнього поля може бути неоднорідним через ефект розмагнічування. У випадку змінного поля намагнічування фізична картина стає ще складнішою через генерації мікро- і макровихрових струмів, які створюють зустрічні поля. Крім того, в макроскопічній магнітній системі є певні структурні недосконалості, такі як зерно в полікристалах, дислокації, коливання хімічного складу, шорсткості поверхні і т. д. В результаті енергетична картина виявляє надзвичайно складну структуру. Намагніченість M пов'язана із зовнішнім полем H_0 енергією $-\mu_0 M H_0$, яка безперервно змінює енергетичний баланс системи, оскільки H_0 змінюється в часі [12]. Стабільність існуючої конфігурації доменів швидше чи пізніше руйнується змінами прикладеного поля. Доменна структура стає нестійкою і спонтанно розвивається до якоїсь нової конфігурації. Ця перебудова може бути досить локалізована в просторі, коли відбуваються стрибки малих сегментів доменних границь у сусіднє стійке положення, або включати в себе всю структуру домена. Внаслідок спонтанної перебудови доменної структури випадковий ланцюжок сплесків напруги – стрибків Баркгаузена – генерується у вихідній обмотці. Стохастичний характер стрибків Баркгаузена призводить до варіацій їх амплітуди, форми, тривалості і фази на різних циклах збудження. В результаті за циклічних інверсій намагніченості спостерігаються флуктуації петлі гістерезису.

Численні експериментальні й теоретичні дослідження ФЗМ і магнітних модулаторів дають змогу знайти кореляції між рівнем шуму та основними параметрами м'яких магнітних матеріалів. Вичерпний огляд цих залежностей наведений у роботі [38], де автори сформулювали набір вимог до магнітних матеріалів: а) близькі до нуля константи магнітострикції і анізотропії; б) низькі значення індукції насичення, коерцитивної сили і втрат перемагнічення; в) максимальна початкова проникність; г) якнайнижча температура Кюрі. Крім того, магнітне осердя повинне бути вільним від механічних пошкоджень і напруженостей, а кожна його час-

тина – намагнічена рівномірно. Правильний вибір магнітного осердя, який задовольняє ці вимоги, як правило, означає, що варіації розподілу вільної енергії в магнітному матеріалі є якнайменшими. В результаті, спостерігатиметься низький рівень стрибків Баркгаузена і хороша відтворюваність петлі гістерезису від циклу до циклу.

Картину вільної енергії у магнітному матеріалі можна порівняти з шорсткістю поверхні доменів, а енергію теплових флуктуацій – з “мастилом”, яке згладжує шорсткості і зменшує тертя між доменними стінками. Це може пояснити теплову залежність стрибків Баркгаузена і той факт, що чим нижча температура Кюрі, тим менший магнітний шум. Це також показує спосіб зменшення РШ: досягнення структури магнітного матеріалу з якнайменшим тертям між магнітними доменними стінками. Тоді вони будуть легко й рівномірно ковзати одна по одній під час змін орієнтації доменів при інверсіях магнітного поля.

В ідеалі такий матеріал може мати вигляд “твердої рідини” з вільно плаваючими однорідними магнітними доменами без тертя між стінками. Очевидно, що створити такий матеріал неможливо, але найкращі матеріали повинні наближатися до цієї моделі якнайближче. Наявні структурні порушення в пермалогах або вакансії в аморфних сплавах збільшують тертя.

Для зменшення питомого РШ магнітотвояких матеріалів було розроблено багато різновидів технологій їх обробки після плавлення. Безліч експериментів, проведених багатьма дослідниками, показали, що найкращі результати можна отримати шляхом відпалу магнітних матеріалів у вакуумі або в атмосфері інертного газу (наприклад, аргону) з застосуванням протягом усього часу відпалу впливу змінного магнітного поля, яке імітує поле збудження осердя під час роботи ФЗМ. Було виявлено також, що кожен сплав має специфічний діапазон температури відпалу, іноді досить вузький, при якому РШ стає мінімальним (рис. 3). Якщо прийняти запропоновану модель “твердої рідини”, цей механізм зменшення РШ має зрозуміле фізичне пояснення: постійна повторна зміна намагніченості призводить до “згладжування” доменних стінок після численних обертань доменів і взаємного тертя стінок одна об одну. При цьому підвищення температури дає необхідну енергію для ліквідації наявних у матеріалі структурних домішок. Для кожного сплаву ця температура має певне значення, після якого рівень шуму починає знову зростати. Ймовірно, подальше підвищення температури викликає початок часткової кристалізації аморфної фази [52]. В результаті після охолодження в магнітній доменній структурі формуються локальні зміни, що збільшує РШ.

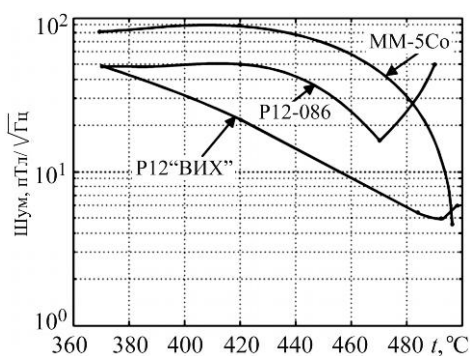


Рис. 3. РШ (на частоті 1 Гц), залежний від температури відпалу для аморфних сплавів на підставі кобальту.

Це положення знайшло несподіване підтвердження в результатах космічних експериментів. М. Акуна [4] першим повідомив, що під час роботи ФЗМ в космічному просторі його РШ зменшується з часом. Він пов’язав це з релаксацією механічних напружень у матеріалі осердя в космічному середовищі. Не відкидаючи цього припущення, ми хотіли б виділити ще один можливий механізм зниження шуму, зумовлений радіаційним опроміненням магнітного матеріалу осердя. Довготермінові випробування давача ФЗМ у вакуумній камері (як при роботі ФЗМ,

так і у вимкненому стані) не показали впливу вакууму на РШ.

Дослідження впливу випромінювання, доза якого була обрана рівною приблизно річній дозі на навколоземній орбіті (~10 крад), виявило цікавий факт: і магнітний матеріал, і давач ФЗМ у неробочому стані не показали будь-якої залежності від випромінювання, а така сама доза випромінювання, прикладена до давача ФЗМ у робочому стані, викликала помітне зниження РШ. Цей новий ефект, названий Р. Я. Беркманом “гамма-магнітною нормалізацією”, також можна пояснити за допомогою запропонованої моделі: механізм зниження РШ є таким самим, як при відпалі в змінному магнітному полі, але, оскільки γ -кванти мають набагато більшу енергію, ніж теплові кванти, більш “жорсткі” домішки усуваються під дією γ -випромінювання. Оскільки кількість домішок у матеріалі зазвичай зменшується з їх “жорсткістю”, зниження РШ при гамма-магнітній нормалізації очікується не дуже великим. Це було підтверджене нашими експериментами в лабораторії (рис. 4): РШ давача в робочому стані знизився всього на ~15...20% після застосування дози радіації 10 крад. Можна припустити, що, оскільки в космосі з плином часу можуть траплятися щораз енергійніші γ -кванти, РШ мав би тенденцію до подальшого незначного зниження. На жаль, кількісні дані про зменшення рівня шуму космічних магнітометрів у процесі експлуатації не знайдені.

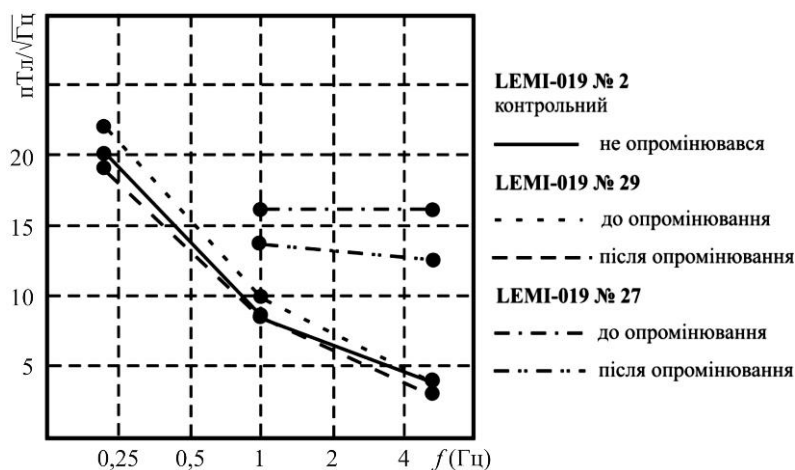


Рис. 4. Зміни РШ після дії γ -випромінювання.

Методи зниження магнітного шуму. Найнижче теоретично можливе значення РШ отримане в роботі [23] для давача ФЗМ у вигляді однодоменого магнітного осердя. Це передбачає відсутність стрибків Баркгаузена, і розрахунок РШ заснований тільки на рівноважних теплових флуктуаціях. У цьому випадку шум зумовлений головно тепловою енергією спінової системи і електронів провідності [15]. Використовуючи рівняння Ландау–Ліфшиця–Гільберта, дослідники [23] провели моделювання флуктуацій намагніченості й виявили, що вони обернено пропорційні об’єму осердя і збільшуються майже лінійно з внутрішніми втратами в осерді. Крім того, було виявлено, що густина білого шуму однодоменого давача ФЗМ з об’ємом 20 мм^3 може бути на рівні $0,1 \text{ пТл/Гц}^{0,5}$, якщо тепловий шум вихрових струмів обмежений відповідним вибором геометрії давача і матеріалу осердя.

Для перевірки можливості досягнення прогнозованого рівня шуму були виготовлені набори осердь ФЗМ у вигляді стрижнів і кілець [24]. Для того, щоб створити однодоменну структуру, через мідний обмотувальний дріт, розташований усередині трубчастого стрижня, пропускали постійний струм, а у випадку кільцевого осердя струм пропускали безпосередньо через аморфний магнітний

дріт, з якого воно було виготовлене. Постійний струм створював колове поле зміщення в осерді, в той час як змінний струм через звичайну обмотку збудження періодично вводив осердя в насичення вздовж його осі. Спостерігалось значне зниження РШ для зміщених осердь, порівняно з незміщеними. Проте досягнуті значення РШ на 1 Гц – 1,4 пТл/Гц^{0,5} для кільцевого осердя і 3,5 пТл/Гц^{0,5} для стрижня значно перевищували прогнозовані величини.

Спроби зменшити вплив стрибків Баркгаузена за допомогою спеціальних режимів збудження та магнітних матеріалів були зроблені й іншими дослідниками. Одні [50] за допомогою обертового режиму збудження однодоменної ітрій-гранатової плівки об'ємом 0,25 мм³ досягли РШ ~0,4 пТл/Гц^{0,5}. Вони показали, що вимірний РШ викликаний тепловими флуктуаціями у вторинній котушці, в той час як тепловий шум власне магнітного осердя повинен бути ~5 фТл/Гц^{0,5}! Принцип роботи та структура цього приладу значно відрізняються від звичайних ФЗМ, з цієї причини він був названий авторами “фероспіновий” (flux-spin) магнітометр.

Інші дослідники [22] створили давачі ФЗМ з подвійним збудженням осердя з аморфних дротів на базі кобальту, які мали РШ 1,6 пТл/Гц^{0,5} при об'ємі осердя 0,8 мм³. Однак описаний режим збудження не показав жодних переваг при використанні пермалоевих дротів замість аморфних. Це було пояснено певною магнітною доменною структурою використаного аморфного дроту: він складався з центральної аксіально намагніченої моно-доменної ділянки й зовнішньої оболонки, намагніченої по колу. При прикладанні струму зовнішня оболонка також переходила або в однодоменний стан, або у стан насичення. Під спільною дією осьових та колових полів перемагнічування зводилось до обертання намагніченості в обох частинах дроту.

Когерентне обертання намагніченості також використане для зниження РШ в давачах на першій гармоніці з ортогональним збудженням [42, 43, 46]. При використанні аморфного дроту з одноосною анізотропією був досягнутий рівень шуму 10 пТл/Гц^{0,5} при об'ємі осердя 0,23 мм³ [42]. Щоб уникнути інверсії перемагнічування, осердя збуджувалося однополярним полем уздовж часткової петлі гістерезису поблизу одного з насичених станів. У результаті при такому режимі збудження ортогональний ферозонд мав значне зміщення, для усунення якого використаний спеціальний метод [51]. Іншим недоліком давача на першій гармоніці з ортогональним збудженням, порівняно з ферозондами на другій гармоніці, є складність придушення сигналу небалансу, оскільки він зосереджений у тій самій смузі частот, що й корисний сигнал.

Розглянуті методи уникнення зсуву доменних стінок при перемагніченні використовували спеціальні режими збудження, що давало змогу тримати матеріал якнайближче до однодоменного стану. Наскільки нам відомо, такі магнітометри існують тільки як експериментальні і серійно не випускаються. Багато важливих для практичного використання параметрів цих магнітометрів, таких як їх довготермінова і температурна стабільність, споживання енергії та ін., залишаються невідомими.

Ідея придушення руху доменної стінки і перемагнічування виключно завдяки когерентному обертанню використана у ФЗМ із паралельним збудженням магнітного осердя з матеріалу з важкою віссю намагнічування вздовж напрямку поля збудження [37, 41, 49]. Одноосна анізотропія створюється за допомогою відповідного відпалу матеріалу в напруженому стані, що викликає в аморфних стрічках певну доменну структуру у вигляді смужок, які проходять уздовж ширини магнітної стрічки від одного краю до іншого. Оскільки поле намагнічування прикладається вздовж осі стрічки, доменна картина не змінюється, поки не зникне при насиченні. Таким чином, доменні стінки закріплені в постійному поло-

женні і перемагнічування виконується головно завдяки обертанню. Досягнутий рівень шуму був приблизно від 6 до 10 пТл/Гц^{0.5} як для кільцевих давачів з об'ємом магнітного осердя 16 мм³ [41], так і для осердя у вигляді стрижня з об'ємом магнітного матеріалу 4 мм³ [37].

Порівняння рівнів шуму магнітних матеріалів. З викладеного видно дві стратегії виготовлення ферозондових давачів (ФЗД) з низьким рівнем шуму. Перша полягає у створенні високоякісного багатоманного магнітного матеріалу з рівномірним розподілом вільної енергії і, як наслідок, вільним переміщенням доменних стінок. Інша – уникнення зсуву доменних стінок взагалі утримуванням матеріалу в однодомному стані шляхом застосування спеціальних режимів збудження або фіксацією доменних стінок в матеріалах з одноосною анізотропією. Слід зазначити, що вигоди від придушення рухів доменних стінок і пов'язане з цим зниження шуму Баркгаузена можуть бути отримані, якщо обертання вектора намагніченості відбувається з високою повторюваністю від циклу до циклу, а інші процеси, такі як знищення та зародження домену, відсутні. З цього погляду для обох стратегій потрібен магнітний матеріал з найнижчим рівнем структурних дефектів. Важливою відмінністю між цими двома стратегіями є вимога до анізотропії магнітного матеріалу. У першій, як матеріал осердя, повинен використовуватися ізотропний феромагнетик, тоді як у другій повинна бути наявна певна анізотропія магнітного матеріалу.

Цікаво, що вищезгадані підходи до мінімізації шуму мають призвести до протилежних залежностей РШ ФЗД від температури. Звичайно рівень шуму ФЗД знижується, коли температура давача наближається до точки Кюрі магнітного матеріалу осердя [1, 47]. При повному придушенні шуму Баркгаузена рівень шуму ФЗД буде зумовлюватися тільки тепловими флуктуаціями, отже, потужність шуму повинна бути пропорційною до температури давача.

Таким чином, можна констатувати, що для обох стратегій РШ ФЗД головно залежить від якості використовуваного для осердя ФЗД магнітного матеріалу і режиму його збудження. Для порівняння магнітних матеріалів за рівнем шуму використовуємо спеціальний параметр C_B як критерій їх якості. Параметр C_B співвідноситься зі спектральною густиною шуму b_0 і об'ємом магнітного осердя так:

$$C_B = \sqrt{b_0 V_F} .$$

Значимо, що існують різні думки про залежність РШ ФЗД від об'єму осердя давача V_F . Для шумів теплового походження залежність $b_0 \equiv V_F^{-1}$ теоретично обґрунтована [23, 50]. Теоретичні та експериментальні дослідження шуму магнітних модуляторів [38] та ферозондів [10] також показали, що залежність $b_0 \equiv V_F^{-1}$ загалом є дійсна для шумів Баркгаузена. Однак необхідно підкреслити, що ця залежність спостерігається тільки тоді, коли топологія осердя ФЗД залишається сталою при зміні його об'єму. Це підтверджується в експерименті, зробленому О. Расмуссеном (приватне повідомлення): змінюючи кількість стрічок осердя від 2 до 4, він отримав зниження РШ, що відповідає наведеним вище виразам, але подальше збільшення кількості стрічок від 4 до 8 вже не виявило цієї залежності. Ми вважаємо, що це відбувається через суттєве порушення топології осердя. Цим можна пояснити, чому РШ давачів, які використовують коротке і товсте осердя, більший, ніж давачів з видовженими або тонкими кільцевими осердями такого ж об'єму V_F .

У табл. 1 наведені значення параметра C_B для найвідоміших магнітних матеріалів. У верхній частині знаходяться матеріали, відібрані за класичним критерієм мінімальних варіацій вільного енергетичного ландшафту. Наступні матеріали є феромагнетиками з одноосною анізотропією, яка створює жорстку вісь намагнічування вздовж поля збудження. Далі – група матеріалів з частковою магнітною

анізотропією та складними режимами збудження. Теоретичні очікування значення теплового шуму подані в кінці табл. 1.

Таблиця 1. Порівняння магнітних матеріалів за рівнем шуму

Магнітний матеріал	$C_B \cdot 10^{15}, \text{Тл} \cdot \text{м}^{3/2} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$
Пермалой ($\text{Ni}_{83}\text{V}_5\text{Fe}_{11}$) [10]	0,4...0,8
Мо-пермалой ($\text{Ni}_{81}\text{Mo}_6\text{Fe}$) [34]	0,23
$\text{Co}_{68}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ (відпалений у поздовжньому змінному магнітному полі [30])	0,2...0,36
$\text{Ni}_{72}\text{Mo}_3\text{Cu}_{14}\text{Cr}_2\text{Fe}_9$ поблизу точки Кюрі (магнітний модулятор [1])	0,12
$\text{Co}_{62,3}\text{Fe}_{2,8}\text{Cr}_7\text{Si}_{13,9}\text{B}_{13,9}$ поблизу точки Кюрі [47]	0,11
$\text{Co}_{66,5}\text{Fe}_{3,5}\text{Si}_{12}\text{B}_{18}$ (відпалений під напругою [41])	0,7...1,3
Vitrovac6025 (відпалений під напругою [37])	0,4
$\text{Co}_{68,18}\text{Fe}_{4,32}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$ (подвійне збудження [22])	0,045
АС-20 від UNIPICA Ltd (ФЗД в режимі роботи на першій гармоніці [42])	0,15
Аморфний дріт в кільцевому осерді ФЗД з полем зміщення постійного струму [24]	0,14
Ітрій-гранатова плівка, обергальне поле збудження [50]	0,006
Теоретична границя для зміщеного постійним струмом паралельного ФЗД [23]	0,014
Теоретична границя для осердя з ітрій-гранатової плівки з обергальним збудженням [50]	0,00008

Як випливає з табл. 1, матеріали з одноосною анізотропією, які використовуються в ферозондах з паралельним збудженням [37, 41], не мають переваг над ізотропними магнітними матеріалами, вибраними відповідно до класичного підходу. Також видно, що група матеріалів, підданих спеціальним режимам збудження, в цілому має нижче значення параметра C_B , ніж матеріали, відібрані за класичним критерієм мінімальних варіацій вільного енергетичного ландшафту зі звичайним режимом збудження. Цей результат повинен стимулювати подальші дослідження й розвиток давачів з повним придушенням шумів Баркгаузена. Як бачимо, теперішня реалізація цієї стратегії далека від теоретично передбачених границь. Таким чином, використання всіх можливостей цього підходу дасть змогу створити ФЗД з дійсно видатними шумовими характеристиками.

На нашу думку, подальшого покращення РШ ФЗД з традиційним режимом збудження можна досягнути шляхом застосування комп'ютерної обробки сигналу в часовій ділянці, замість використовуваного зазвичай детектування корисного сигналу другої гармоніки. Така процедура обробки сигналу дозволила б узяти до уваги розподіл шуму Баркгаузена вздовж циклу збудження з подальшим виділенням корисного сигналу тільки в тих частинах цього циклу, де шум Баркгаузена має найнижчу амплітуду. Це буде об'єктом наступних досліджень.

Вибір режиму збудження. Як вже зазначалося вище, в звичайному режимі збудження магнітне осердя ФЗД повинне глибоко насичуватись двічі за період для мінімізації дрейфу давача і РШ. Крім того, форма напруги збудження має бути відносно незалежною від варіацій параметрів магнітного осердя; в іншому випадку як спектр напруги на вторинній обмотці, так і чутливість давача будуть змінюватися [10]. Саме тому багато дослідників надавало велику вагу розробці найкращого режиму збудження. Особливості різних типів режимів збудження

були ретельно вивчені на ранніх стадіях розробки ФЗМ [38], і в результаті, як видно з табл. 2, т. зв. “ферорезонансний режим збудження” (ФРЗ) був запропонований як оптимальний [2, 26].

Таблиця 2. Порівняння режимів збудження ФЗД

Параметр	Режим збудження						
	Струм (форма)				Напруга (форма)		
	синусоїдальний	трикутний	трапецевидний	ступінчасто прямокутний	синусоїдальна	трикутна	ФРЗ
Поріг чутливості	+	0	0	0	++	+	++
Похибка парних гармонік	+	0	0	0	++	+	++
Похибка зміни напруги генератора	+	+	+	++	0	0	++
Зміщення нуля при перевантаженні	0	0	0	+	+	+	++
Стабільність чутливості	0	0	0	++	+	+	++
Швидкодія	+	+	0	0	++	++	++
Самонагрівання ФЗД	0	0	0	0	+	+	++
Простота реалізації	++	+	0	0	++	++	+
Простота аналізу та розрахунків	++	++	++	++	0	+	0

Примітка: 0 – незадовільне значення параметра; + – задовільне значення параметра; ++ – добре значення параметра.

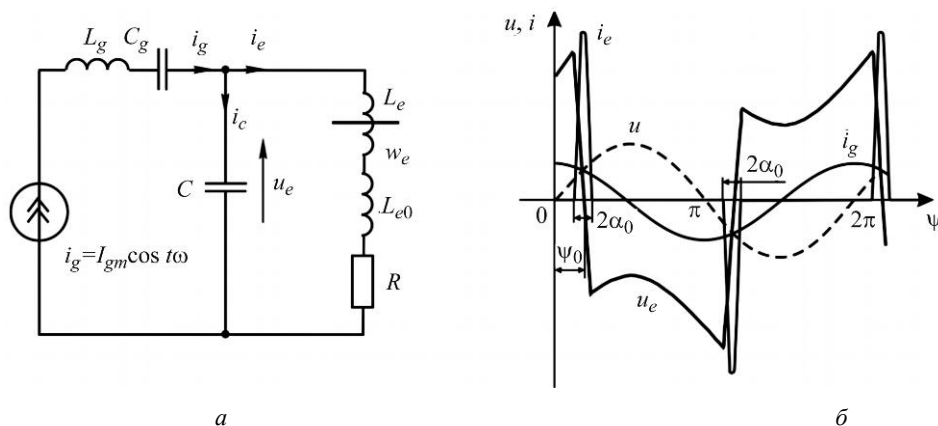


Рис. 5. Схема для реалізації ФРЗ (а) і криві струмів і напруг під час ФРЗ (б): L_{e0} і L_e – індуктивність обмотки збудження в насиченому і ненасиченому станах магнітного осердя; R – еквівалентний опір втрат в осерді і обмотці збудження; C – конденсатор паралельного резонансного контуру; C_g і L_g – елементи послідовного кола, налаштованого на частоту коливань (як правило $C_g < C$).

Найпростіша схема для реалізації ФРЗ і криві струмів та напруг у цьому режимі наведені на рис. 5. Особливістю ФРЗ є використання нелінійності феромаг-

нітного резонансного контуру, коли опір котушки L_e з феромагнітним осердям високої проникності в період насиченого і ненасиченого станів цього осердя відрізняється в багато разів. Струм від генератора сигналу збудження i_g може мати синусоїдальну форму, що робить набагато легшим придушення другої гармоніки частоти струму збудження, і в результаті напруга збудження u_e має форму, дуже близьку до прямокутної, яка була загалом прийнята як найкраща [38] для зменшення шумів ФЗД. Як видно на рис. 5, результуюча амплітуда струму збудження i_e значно перевищує амплітуду струму генератора i_g , що є дуже корисним як для глибокого насичення осердя ФЗД, так і для економії споживаної потужності: в ФЗМ високого класу при піковому струмі в імпульсі до 1 ампера середній споживаний струм від генератора в контурі збудження становить лише близько 5 мА! Для ФЗМ нижчого класу цей вигравш може бути ще більшим. Здатність забезпечити велике значення поля збудження робить ФРЗ придатним для давачів, які повинні витримувати перевантаження великим магнітним полем: зміщення нуля після перевантаження дуже мала для давачів, які працюють у режимі ФРЗ.

Температурний дрейф. Температурний дрейф також є важливим параметром ФЗМ. У правильно спроектованому пристрої він, в основному, визначається такими джерелами: 1) температурна стабільність електронних компонентів, 2) механічна стабільність корпусу ФЗД, 3) рівномірність поля компенсації.

Теперішній стан розвитку електронних компонент практично виключає внесок блоку електроніки в загальний тепловий дрейф сучасних ФЗМ. В основному, він визначається тепловим впливом на положення осердя всередині ФЗД і однорідністю компенсаційного поля: навіть дуже маленькі переміщення осердя давача в магнітному полі Землі або в полі обмоток компенсації може викликати велику похибку. Наприклад, відхилення осі давача, розташованого перпендикулярно до вектора магнітного поля Землі, лише на 10 кутових секунд може призвести до зміщення в $\sim 2,5$ нТл. Це джерело похибок – рух давача – може бути зведене до мінімуму шляхом побудови корпусу ФЗД з матеріалів з якнайменшим коефіцієнтом теплового розширення, а саме мармуру або кварцового скла. Найпоширеніші обсерваторські магнітометри DFM з Данії використовують саме цю комбінацію [18]. Сучасні технології пропонують ще якісніші склокерамічні матеріали, тепловий коефіцієнт яких дорівнює нулю, а обробка яких, хоч і складна, дає змогу виготовити корпус ФЗД і його компоненти з цього матеріалу (рис. 6), так що цей вид похибки значно знижується.

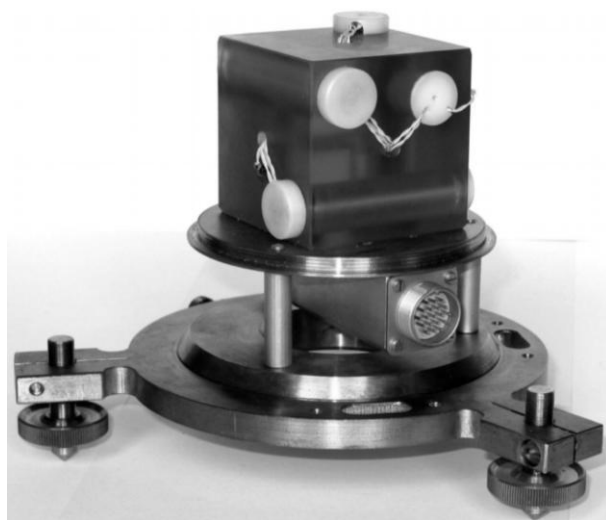


Рис. 6. Трикомпонентний ФЗД у склокерамічному корпусі.

Одним зі способів зменшення ефекту нахилу давача є так звана “об’ємна або векторна компенсація”, коли компенсаційні обмотки розташовані на сфері або кубі, всередині яких закріплені компоненти давача [8, 44]. Компенсаційні котушки спеціально розроблені для створення високооднорідного магнітного поля, яке майже повністю компенсує вимірне поле в усьому об’ємі елементів ферозонда. Ця конструкція використовується в передових космічних магнітометрах (рис. 7); але це досить дороге і важко реалізувати.

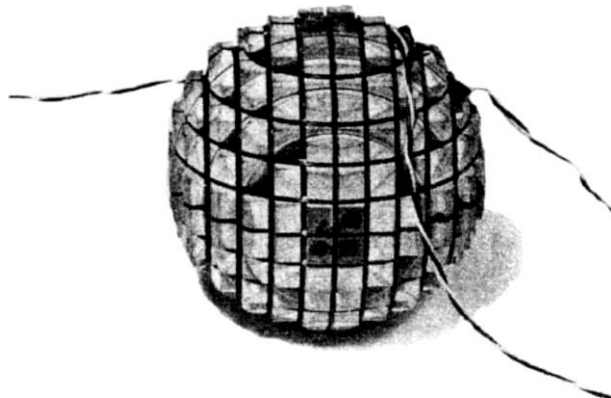


Рис. 7. Компактна сферична котушка компенсації [44].

Ще одним джерелом похибок є зміщення осердя і зміна його ефективної довжини всередині компенсаційної обмотки. Останній фактор може бути викликаний, наприклад, зміною амплітуди поля збудження з температурою. Поле компенсації котушки, довжина якої співмірна з довжиною осердя, не може бути однорідним у принципі, тому зміна довжини осердя або його положення всередині котушки під дією змін температури може призвести до суттєвих похибок.

На відміну від способу створення високооднорідного поля за допомогою складної конструкції компенсаційних обмоток [44], можуть бути запропоновані інші простіші способи, принаймні для стрижневих давачів. Один з них полягає в створенні поля компенсації такої форми, що в його крайових ділянках магнітне поле матиме близьку до нуля просторову похідну, і, отже, вплив зсуву та зміни довжини давача будуть зведені до мінімуму. Для створення такої форми поля компенсації оптимальний тип поля $H(z)$ повинен задовольняти такі умови [35]:

$$\frac{1}{l_e} \int_0^{l_e} H(z) dz = H(l_e), \quad (2)$$

$$\left. \frac{dH(z)}{dz} \right|_{l_e} = 0, \quad (3)$$

де l_e – половина ефективної довжини осердя ФЗД. Приклад такої форми поля компенсації наведений на рис. 8.

Якщо умови (2) і (3) виконані, невеликі відхилення довжини або положення осердя ФЗД практично не впливають на еквівалентне значення прикладеного поля компенсації, отримане усередненням по довжині осердя. Випробування, проведені з різними формами нерівномірності поля компенсації (рис. 9а), підтвердили ефективність запропонованого підходу. Як видно (рис. 9б),

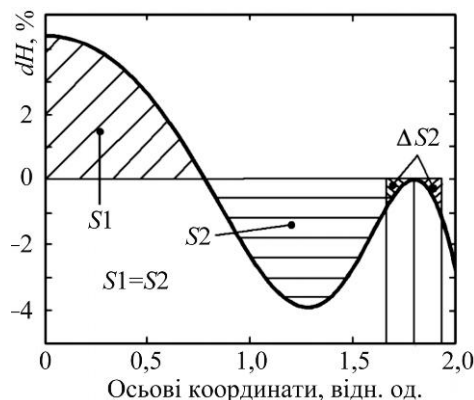


Рис. 8. Розподіл поля компенсації вздовж осі осердя ФЗД.

при оптимальній формі нерівномірності поля компенсації (з позначкою “П” на рис. 9) його еквівалентне значення практично не залежить від зміни поля збудження.

Ефективність такої оптимізованої конструкції котушки компенсації була підтверджена при побудові мініатюрних трикомпонентних ФЗМ з векторною компенсацією. Цей давач був розроблений спеціально для мініатюрного магнітометра, створеного у співпраці з Королівським технологічним інститутом (Швеція) [21]. Незважаючи на дуже маленьку вагу (<20 г) і малі розміри (20×20×20 мм), температурний дрейф для цього давача був експериментально визначений на рівні <0,1 нТл/°С, тобто кращим, ніж у більшості стаціонарних магнітометрів.

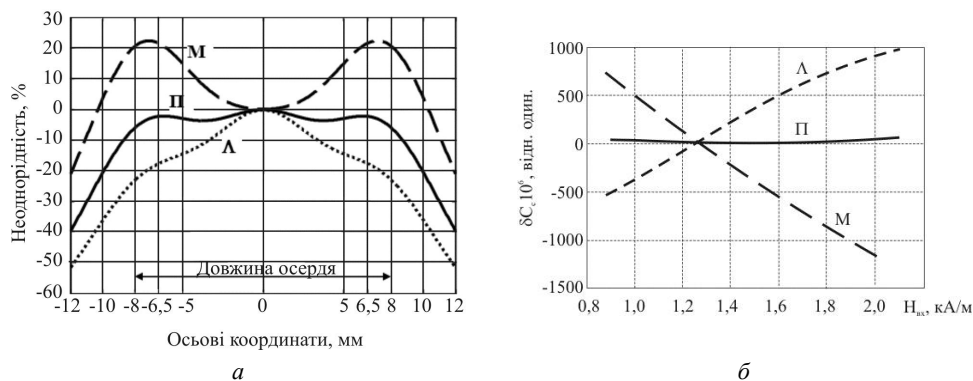


Рис. 9. Типи нерівномірності поля компенсації (а) і відповідні відносні зміни сигналу компенсації по довжині осердя (б).

Споживана потужність. ФЗМ значно випереджує магнітометри інших типів за співвідношенням між рівнем шуму і споживаною потужністю. Розробка нових сучасних електронних компонентів дозволяє отримати дуже низьке енергоспоживання електронних блоків ФЗМ [17, 21, 32]. Стримуючим фактором для подальшого зменшення потужності споживання є втрати на збудження ФЗД, які складаються з двох частин: 1) втрати в осерді; 2) втрати в обмотці.

Аналіз цих складових виявив, що витрати енергії в одиниці об’єму магнітного осердя за цикл перемагнічування складаються з трьох компонентів [12]:

$$\frac{P}{f} = C_0 + C_1 f + C_2 \sqrt{f}, \quad (4)$$

де $C_0 \propto M_{\max}^2$ – коефіцієнт втрат на гістерезис; $C_1 \propto M_{\max}^2$ – коефіцієнт втрат через вихрові струми; $C_2 \propto M_{\max}^{1/2}$ – коефіцієнт додаткових втрат, пов’язаних з мікротовихровими струмами, які оточують активні стінки магнітних доменів в русі під дією зовнішнього поля; M_{\max} – пікове значення намагніченості, $\mu_0 M_{\max} = B_s$ при збудженні ФЗД; B_s – індукція насичення.

У смузі частот 1...20 кГц, яка зазвичай використовується для збудження ферозондового давача при помірній піковій намагніченості M_{\max} , додаткові втрати, як правило, перевищують втрати на гістерезис і на вихрові струми [6, 20, 33]. Оскільки залежність надлишкових втрат від пікової намагніченості M_{\max} слабша, ніж від втрат на гістерезис і вихрові струми, його відносний внесок в загальні втрати зменшується, коли перемагнічування здійснюється за граничною петлею гістерезису і $\mu_0 M_{\max} = B_s$. Надлишкові втрати залежать від конкретної доменної структури осердя [11]; навіть той самий магнітний матеріал може продемонструвати різну поведінку надлишкових втрат після різних процедур підготовки (умов відпау, напруження, полірування поверхні і т. д.) [19, 20]. Таким чином, досить

важко дати загальний вираз для надлишкових втрат не залежно від особливостей конкретного екземпляра.

Наші експериментальні дослідження дали змогу виявити, що для ферозондових магнітних осердь, виготовлених з полікристалічного пермалою $\text{Ni}_{83}\text{V}_5\text{Fe}_{11}$ і сплавів на підставі кобальту втрати потужності добре співвідносяться з розрахунками, заснованими тільки на врахуванні втрат на гістерезис і вихрові струми [3]. Це дає право нехтувати надлишковими втратами і розраховувати загальне споживання енергії у вигляді суми втрат на гістерезис і вихрові струми, маючи на увазі, однак, що отриманий результат може бути дещо меншим за реальність. В загальному випадку магнітні матеріали, які використовуються у ФЗД, повинні мати низьке значення статичної коерцитивної сили H_c [38], що одночасно означає низькі втрати на гістерезис. Наприклад, втрати на гістерезис в полікристалічних сплавах з високим вмістом нікелю не перевищують 20 Дж/м^3 (з використанням даних з [38]) і можуть бути навіть меншими в аморфних і нанокристалічних сплавах [6, 20].

Оцінимо втрати на вихрові струми для магнітного матеріалу зі ступінчастим законом намагніченості. У цьому випадку поле збудження при намагніченості від $-B_s$ до $+B_s$ змінюється відповідно до закону [12]:

$$H_a(t) = \frac{\sigma \Delta^2}{8} \left| \frac{dB}{dt} \right| \left(\frac{B(t)}{B_s} + 1 \right), \quad (5)$$

де σ – питома електропровідність магнітного матеріалу; Δ – товщина магнітної стрічки; $\left| \frac{dB}{dt} \right|$ – абсолютне значення швидкості зміни магнітної індукції під час переходу між насиченими станами.

У режимі ФРЗ напруга на обмотці збудження має приблизно прямокутну форму (рис. 5б). Це означає, що швидкість зміни магнітної індукції при перемагнічуванні постійна і дорівнює:

$$\left| \frac{dB}{dt} \right| = 4 f_{ex} B_s \left(\frac{\pi}{\pi - 2\alpha_0} \right), \quad (6)$$

де $2\alpha_0$ – відносна ширина імпульсу збудження (рис. 5б); f_{ex} – частота збудження. У цьому випадку динамічна петля гістерезису має вигляд паралелограма і втрати визначаються виразом [3]:

$$P^{cl} = \frac{2\pi\sigma\Delta^2 f_{ex}^2 B_s^2 V_F}{\pi - 2\alpha_0}, \quad (7)$$

де V_F – об'єм осердя.

Якщо виразити об'єм осердя V через його довжину l і магнітну проникність форми осердя μ_s , то сумарні втрати потужності в ферозондовому осерді можуть бути розраховані так:

$$P_c = \left(4B_s H_c f_{ex} + \frac{2\pi\sigma\Delta^2 f_{ex}^2 B_s^2}{\pi - 2\alpha_0} \right) \frac{l^3}{5\mu_s}, \quad (8)$$

де $\mu_s = l^2 / (5S_c)$ – відносна магнітна проникність осердя стрижневої форми або типу “рейс трек”; S_c – площа перетину осердя.

Розсіювання потужності P_w в обмотці збудження давача, залежно від амплітуди напруженості поля намагнічування H_m , можна оцінити, використовуючи вираз [3]:

$$P_w = \frac{2\pi(k_d + 1)}{k_A^2 k_H^2 k_w (k_d - 1)} \rho H_m^2 l = K H_m^2 l, \quad (9)$$

де $k_A = I_m / I_{rms} \cong \sqrt{\pi / \alpha_0}$ – пік-фактор струму збудження; k_w – коефіцієнт заповнення обмотки збудження; k_d – співвідношення між зовнішніми і внутрішніми діаметрами обмотки збудження; k_H – параметр зниження поля збудження у зв'язку з його неоднорідністю в осерді ($k_H = 0,7 \dots 0,9$ для стрижневих давачів і $k_H \rightarrow 1$ для кільцевих і “рейс-трек” давачів); ρ – питомий опір міді.

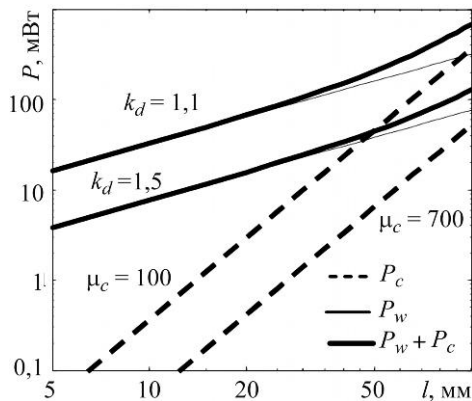


Рис. 10. Потужність споживання для збудження ФЗД: матеріал осердя – $\text{Ni}_{83}\text{V}_5\text{Fe}_{11}$; $B_s = 0,52 \text{ Т}$; $H_{eq} = 8,7 \text{ А/м}$; $f = 10 \text{ кГц}$; $\Delta = 0,02 \text{ мм}$; $H_m = 1500 \text{ А/м}$; $k_w = 0,5$; $k_A = 2$; $k_H = 0,9$.

Для заданих значень довжини осердя давача l і амплітуди напруженості поля намагнічування H_m лише параметри k_A , k_H , k_w і k_d можуть бути змінені. Відповідно до виразу (9) вони повинні бути збільшені, щоб мінімізувати P_w . Проте параметри k_H і k_w фізично не можуть перевищувати 1, і наближення до цього значення обмежене технологічними проблемами. Збільшення коефіцієнта k_A є можливим тільки завдяки зменшенню відносної ширини імпульсу збудження, яке, у свою чергу, може негативно впливати на чутливість і рівень шуму ФЗД. Таким чином, єдиний параметр, який можна регулювати незалежно від РШ, є k_d . P_w падає дуже швидко зі збільшенням k_d від початкового значення (близького до 1) до значення ~ 2 . Подальше збільшення відносної товщини обмотки обмежується низкою технологічних причин. Ефективність збільшення параметра k_d зображено на рис. 10, де показано залежності повної потужності збудження та його компонентів від довжини осердя давача. Графіки загальної потужності позначені грубими лініями для двох випадків: $k_d = 1,1$ і $\mu_s = 100$ (верхня груба лінія) та $k_d = 1,5$ і $\mu_s = 1000$ (нижня груба лінія). Пунктирні й тонкі лінії є вклади P_c і P_w , відповідно. Як бачимо, завдяки збільшенню коефіцієнта k_d від 1,1 до 1,5, можна заощадити майже 80% втрат потужності в обмотці.

Для типового ФЗД ($k_d = 1,1$ і $\mu_s = 100 \dots 1000$) на рис. 10 показано, що в широкому діапазоні довжин давача більшість потужності збудження розсіюється в обмотці. Таким чином, збільшення коефіцієнта k_d або, іншими словами, об'єму міді в обмотці, дає змогу зменшити загальне споживання енергії. Найлегше це можна реалізувати в стрижневих ФЗД.

Застосування в геофізиці. Як зазначено вище, ферозондові магнітометри сьогодні – найбільш поширені пристрої для векторних вимірювань магнітного поля постійного струму і його повільних коливань. Інші типи магнітометрів, які швидко розвиваються, наприклад на супермагніторезистивному ефекті чи ефектах Холла та магнітоімпедансу, мають низку переваг. Проте за комплексом деяких параметрів (рівень шуму, енергоспоживання, ціна) ферозондові магнітометри ще досі конкурентоспроможні.

Розвиток сучасних технологій та досліджень усе частіше потребує магнітометрів з якнайнижчим енергоспоживанням, але досить низьким РШ. Один з можливих способів зниження споживаної потужності був показаний у попередньому розділі. З використанням цього способу був розроблений і виготовлений набір ФЗМ з низьким рівнем шуму та споживаної потужності від 1,5 до 22 мВт на компоненту. В табл. 3 зібрані параметри РШ та споживаної потужності найвідоміших сучасних аналогових ферозондових магнітометрів. Параметри з табл. 3 по-

дані також на рис. 11, де кожна точка відповідає заданому магнітометру в координатах “рівень шуму–потужність споживання”. Вся сукупність точок відображає тенденцію зменшення рівня шуму зі збільшенням потужності споживання. Ця залежність відображена т. зв. “лінією якості” (пунктир), яка побудована усередненням наявних даних. Отже, якість магнітометра ілюструється положенням відповідної точки відносно “лінії якості” – досконаліші магнітометри розташовані нижче і лівіше від цієї лінії.

Таблиця 3. Дані про потужність та шум кращих малопотужних ФЗМ

Виробник	Тип	Кількість компонент	Потужність, мВт (при 50000 нТл)		Шум, пТл/Гц ^{0.5} (на 1 Гц)
			загалом	однієї компоненти	
Bartington Instruments [9]	MAG566	3	27	9	200
	MAG-01 MS	1	328	328	6
	MAG648	3	15	5	10
	MAG-03	3	480	160	6
Stefan Mayer Instruments [36]	FL3-100	3	592	197	10
	FLC3-70	3	30	10	120
Billingsley Aerospace & Defense [14]	TFM100-G2	3	375	208 (125)	12
	TFM65-VQS	3	504	168	20
	LEMI-019	1	30	30	7
Львівський центр Інституту космічних досліджень [30]	LEMI-011	3	25	8.3	150
	LEMI-031	3	10	3.3	25 (8 для малошумної версії)
CEA-LETI [17]	CEA-LETI	3	3	3	5000
Narod [40]	PC-104	3	240	80	6

Викладені вище методи вдосконалення основних характеристик ФЗМ були використані для створення автоматизованої геофізичної магнітоваріаційної станції LEMI-018 [30] з найменшим рівнем енергоспоживання (див. рис. 11). Поєднання дуже низького рівня шуму (<10 пТл/Гц^{0.5} на частоті 1 Гц) і енергоспоживання (<0,6 Вт), разом з GPS-синхронізацією та об’ємом внутрішньої пам’яті, достатнім для роботи впродовж більш як одного року, робить її дуже зручною для тривалої автономної реєстрації варіацій магнітного поля Землі, особливо у віддалених районах.

Іншим успішним прикладом розробки ФЗМ високого класу є обсерваторський варіометр LEMI-025, який єдиний на сьогодні відповідає вимогам стандарту міжнародної організації INTERMAGNET стосовно збору 1-секундних даних [28]. Прилад має супернизький рівень шумів (~3 пТл/Гц^{0.5}), значний коефіцієнт послаблення завад від мережі 50 Гц (близько 120 дБ) та малу похибку часової синхронізації 1-секундних даних (<5 мс). Все це робить його особливо ефективним для скоординованих вимірювань з використанням супутникових магнітометрів у сучасних та майбутніх наукових місіях (наприклад, SWARM).

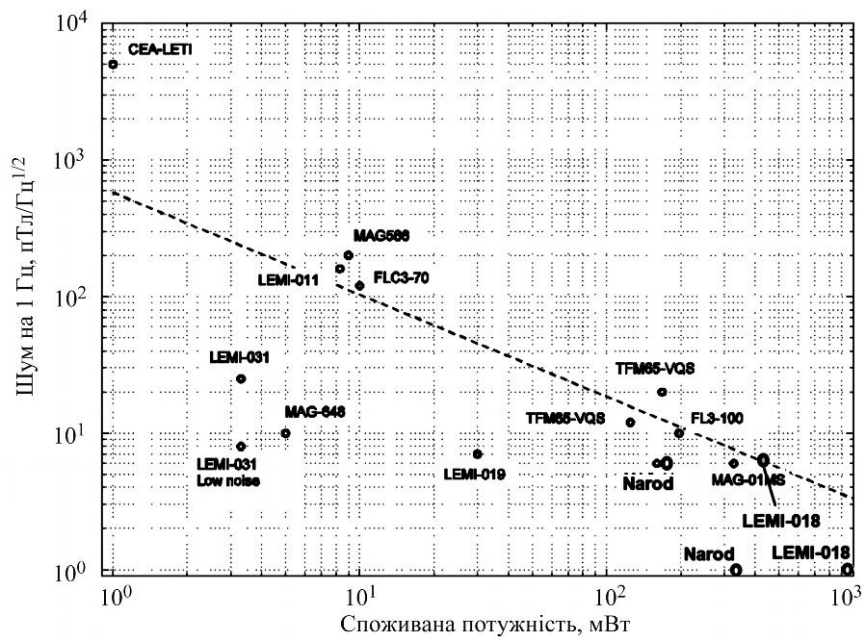


Рис. 11. Порівняння сучасних ФЗМ за рівнем шуму відносно енергоспоживання.

ВИСНОВКИ

Для створення ФЗМ з мінімально можливим РШ найважливішим є, насамперед, вибір найкращого матеріалу для осердя ФЗД, режим його відпалу і режим збудження. Крім того, правильний вибір матеріалів для інших елементів ФЗД.

Подальше очікуване покращення шумових параметрів ФЗМ полягає у використанні спеціальних режимів збудження, які дають змогу уникати шумів Баркгаузена в магнітному осерді. Автори також вважають, що придушення шуму в ФЗД з традиційним режимом збудження може бути досягнуте завдяки використанню методів обробки вихідних сигналів у часовій ділянці, замість використання лише 2-ї гармоніки частоти збудження, як зазвичай роблять. Це б дозволило врахувати розподіл інтенсивності шумів Баркгаузена протягом циклу перемагнічування і оптимізувати процедуру детектування корисного сигналу за критерієм мінімального шуму. Деякі дослідники вже працюють над цією проблемою [17, 29]. Перші результати дають надію, що з використанням такого режиму детектування через кілька років будуть створені комерційно доступні ФЗМ з РШ, нижчим від $1 \text{ пТл/Гц}^{0.5}$.

1. Афанасенко М. П., Беркман Р. Я. Снижение собственных шумов магнитных материалов при работе сердечника вблизи температуры Кюри // Отбор и обработка информации. – 1976. – 48. – С. 83–87.
2. Беркман Р. Я., Бондарук Б. Л., Федотов В. М. Феррорезонансный режим возбуждения магнитных модуляторов и феррозондов // Геофизическая аппаратура. – 1972. – 50. – С. 20–28.
3. Марусенков А. А. Возможности повышения экономичности феррозондовых магнитометров // Український метрологічний журнал. – 2003. – 1. – С. 42–44.
4. Acuna M. M. Space based magnetometers // Rev. Sci. Instr. – 2002. – 73(11). – P. 3717–3736.
5. Amalou F., Gijss M. A. M. Giant magnetoimpedance of chemically thinned and polished magnetic amorphous ribbons // JAP. – 2001. – 90. – P. 3466–3470.
6. Magnetization process and magnetic losses in field-annealed amorphous and nanocrystalline ribbons / C. Appino, C. Beatrice, E. Ferrara, F. Fiorillo // J. of Optoelectronics and Advanced Materials. – 2004. – 6(2). – P. 511–521.
7. Aschenbrenner H., Goubau G. Eine Anordnung zur Registrierung rascher magnetischer Störungen // Hochfrequenztechnik und Elektroakustik. – 1936. – XLV11(6). – P. 177–181.

8. *Concept* and first results of a digital fluxgate magnetometer / H. U. Auster, A. Lichopoj, J. Rustenbach, H. Bitterlich et al. // *Meas. Sci. Technol.* – 1995. – **6**. – P. 477–481.
9. *Bartington Instruments*. <http://www.bartington.com>. Accessed 19 April 2011.
10. *Berkman R.* Theoretic and experimental investigation of flux-gate magnetometer noise // *Proc. of IMEKO-XV World Congress.* – Osaka, Japan, 1999. – P. 149–156.
11. *Bertotti G.* General properties of power losses in soft ferromagnetic material // *IEEE Trans. Magn.* – 1988. – **24**(1). – P. 621–630.
12. *Bertotti G.* Hysteresis in magnetism. – San Diego (CA): Academic Press, 1998.
13. *Bertotti G., Fiorillo F., Sassi M. P.* Barkhausen noise and domain structure dynamics in Si-Fe at different points of the magnetization curve // *J. of Magnetism and Magnetic Materials.* – 1981. – **23**. – P. 136–148.
14. *Billingsley Aerospace & Defense*, 2008.
15. <http://www.magnetometer.com/specs/TFM100%20G2%20Spec%20Sheet%20February%202008.pdf>. Accessed 15 April 2011.
16. *Bittel H.* Noise of Ferromagnetic materials // *Transactions on Magnetics. MAG-5.* – 1969. – **3**. – P. 359–364.
17. *Magnetostriction*, Barkhausen noise and magnetization processes in E110 grade non-oriented electrical steels / F. Bohn, A. Gündel, F. J. G. Landgraf, A. M. Severino, R. L. Sommer // *J. of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2007. – **317**. – P. 20–28.
18. *Microfluxgate* sensors for high frequency and low power applications / E. Delevoye, M. Audoin, M. Beranger, R. Cuchet, R. Hida, T. Jager // *Sensors and Actuators.* – 2008. – **A 145–146**. – P. 271–277.
19. *DTU Space*, 2009. – http://www.space.dtu.dk/English/Research/Instruments_Systems_Methods/3-axis_Fluxgate_Magnetometer_Model_Φ3M-FGE.aspx. Accessed 15 April 2011.
20. *Structural and Magnetic Analysis of Amorphous Fe₆₄Co₂₁B₁₅ Ribbons* / E. Ferrara, A. Infortuna, A. Magni, M. Pasquale // *IEEE Trans. Magn.* – 1997. – **33**(5). – P. 3781–3783.
21. *Dynamic magnetisation process of nanocrystalline tape wound cores with transverse field-induced anisotropy* / S. Flohrer, R. Schafer, J. McCord et al. // *Acta Materialia.* – 2006. – **54**. – P. 4693–4698.
22. *Miniaturized digital fluxgate magnetometer for small spacecraft applications* / A. Forslund, S. Belyayev, N. Ivchenko et al. // *Meas. Sci. Technol.* – 2008. – **19**. – P. 015202–015211.
23. *Ioan C, Tibu M, Chiriac H.* Magnetic noise measurement for Vacquier type fluxgate sensor with double excitation // *J. of Optoelectronics and Advanced Materials.* – 2004. – **6**(2). – P. 705–708.
24. *Koch R. H., Deak J. G., Grinstein G.* Fundamental limits to magnetic field sensitivity of flux-gate magnetic-field sensors // *Applied Physics Letters.* – 1999. – **75**(24). – P. 3862–3864.
25. *Koch R. H., Rozen J. R.* Low-noise flux-gate magnetic-field sensors using ring- and rod-core geometries // *Applied physics letters.* – 2001. – **73**(13). – P. 1897–1899.
26. *A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer* / I. K. Kominis, N. W. Kornack, J. C. Allred, M. V. Romalis // *Letters to Nature.* – 2003. – **422**. – P. 596–599.
27. *Korepanov V., Berkman R., Bondaruk B.* Advanced flux-gate magnetometer with low drift // *Proc. of the XIVth IMEKO Word Congress. New measurements - challenges and visions.* – IVA(4). – Tampere, Finland, 1997. – P. 121–126.
28. *Korepanov V., Berkman R.* Comparison of magnetometers efficiency for ELF band // *Proc. of the 2nd Int. Conf. of Measurement.* – Smolenice, Slovak Republic, 1999. – P. 195–198.
29. *Korepanov V., Marusenkova A., Rasson J.* A candidate for a new INTERMAGNET standard 1-second variometer: key features and test results // *Proc. of the XIIIth IAGA Geomagnetic Observatory Workshop.* – Co, USA. – 2008. – P. 26.
30. *Kubik J., Janosek M., Ripka P.* Low-power fluxgate sensor signal processing using gated differential integrator // *Sensors Letters.* – 2007. – **5**. – P. 149–152.
31. *LC ISR*, 2009. – <http://www.isr.lviv.ua/lemi024.htm>. Accessed 5 May 2011.
32. *Liu J., Sellmyer D. J., Shindo D.* (ed). Nanostructural effects // *Handbook of advanced magnetic materials.* – 2006. – 1. Springer.
33. *Highly integrated front-end electronics for spaceborne fluxgate sensors* / W. Magnes, M. Oberst, A. Valavanoglou et al. // *Meas. Sci. Technol.* – 2008. – **19**. – P. 115801–115813.
34. *Fluxmetrix-magneto-optical approach to broadband energy losses in amorphous ribbons* / A. Magni, F. Fiorino, A. Caprile, E. Ferrara, L. Martino // *J. Appl. Phys.* – 2011. – **109**. – P. 07A322.
35. *Magson GmbH Ringcores* –. <http://www.magson.de/pdf/ringcores.pdf>. Accessed 19 April 2008.
36. *Marusenkova A.* Operation Peculiarities of the Fluxgate Sensor in Non-Uniform Compensation Magnetic Field // *Proc. of the IXth Int. Conf. "Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science TCSET"2006.* – 2006. – P. 327–329.
37. *Mayer S. Instruments*. <http://www.stefan-mayer.com>. Accessed 15 April 2011.

38. *The applicability of VITROVAC6025X ribbons for parallel-gated configuration sensors / A. Moldovanu, E. D. Diaconu, E. Moldovanu et al. // Sensors and Actuators. – 2000. – 81. – P. 193–196.*
39. *Musmann G., Afanassiev Y. V. Fluxgate Magnetometers for Space Research // Books on Demand GmbH. – Norderstedt, 2010. – 292 p.*
40. *Mykolaitis H. Cyclic magnetization noise of nonlinear ferromagnetic cores // JMMM. – 1994. – 133. – P. 520–524.*
41. *Narod B. Magnetic permeability and domain structure, and their influence on fluxgate magnetometer noise // Proc. of EGU General Assembly 2006. – Vienna, Austria.*
42. *Analysis of a fluxgate magnetometer based on metallic glass sensors / O. V. Nielsen, J. R. Petersen, A. Fernandez et al. // Meas. Sci. Technol. – 1991. – 2. – P. 435–440.*
43. *Paperno E. Suppression of magnetic noise in the fundamental-mode orthogonal fluxgate // Sensors and Actuators A. – 2004. – 116. – P. 405–409.*
44. *Paperno E., Weiss E., Plotkin A. A Tube-Core Orthogonal Fluxgate Operated in Fundamental Mode // Transactions on Magnetics. – 2008. – 44. – P. 4018–4021.*
45. *Primdahl F., Jensen A. P. Compact spherical coil for flux-gate magnetometer vector feedback // J. Phys. E. Sci. Instrum. – 1982. – 15. – P. 221–226.*
46. *Ripka P. (ed.) Magnetic Sensors and Magnetometers. – Artech House, 2001.*
47. *Sasada I., Kashima H. Simple Design for Orthogonal Fluxgate Magnetometer in Fundamental Mode // J. of the Magnetics Society of Japan. – 2009. – 33 (2). – P. 43–45.*
48. *Shirae K. Noise in amorphous magnetic materials // IEEE Trans. on Magn. – 1984. – 20(5). – P. 1299–1301.*
49. *Stern D. P. A Millennium of Geomagnetism // Reviews of Geophysics. – 2002. – 40(3). – B1-B30.*
50. *Tejedor M., Hernando B., Sánchez M. L. Magnetization processes in metallic glasses for fluxgate sensors // J. of Magnetism and Magnetic Materials. – 1995. – 140–144. – P. 349–350.*
51. *Vetoshko P. M., Valeiko V. V., Nikitin P. I. Epitaxial yttrium iron garnet film as an active medium of an even-harmonic magnetic field transducer // Sensors and Actuators A. – 2003. – 106. – P. 270–273.*
52. *Weiss E., Paperno E. Noise investigation of the orthogonal fluxgate employing alternating direct current bias // J. of Applied Physics. – 2011. – 109. – P. 07E529.*
53. *Yang J. S., Son D., Cho Y., Ryu K. S. Soft Magnetic Properties of Annealed Co-based Amorphous $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Ni}_1\text{B}_{15}\text{Si}_{14}$ Alloy Ribbon // J. of Magnetics. – 1997. – 2 (4). – P. 130–134.*