ІНСТИТУТ МАГНЕТИЗМУ ІМ. В.Г. БАР'ЯХТАРА НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

КИРИЛЮК Андрій Володимирович

УДК 537.6+538.9+539.3

ДИСЕРТАЦІЯ

ПРУЖНІ ДЕФОРМАЦІЇ ЗРАЗКІВ МАГНІТОАКТИВНИХ ЕЛАСТОМЕРІВ, ЗУМОВЛЕНІ ОДНОРІДНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

105 – Прикладна фізика та наноматеріали
Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії у галузі природничих наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ А.В. Кирилюк

Науковий керівник: **Джежеря Юрій Іванович**
доктор фізико-математичних наук,
професор

КИЇВ – 2026

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

Праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

- публікації в фахових наукових журналах:

1) Influence of plasticity on the magnetic-field-induced bending deformation in a magneto-active elastomer with superparamagnetic nanoparticles / V. Kalita та ін. *AIP Advances*. 2023. URL: https://aipadvances.peerx-press.org/cgi-bin/main.plex?form_type=view_ms&j_id=121&ms_id=1621582&ms_rev_no=2&ms_id_key=ftdD1w1LXiAe0v0WdI83CTvBQ.

2) Критичний вигин магнетоактивного еластомеру з магнетом'якими мікрочастинками карбонільного заліза у пружньом'якій матриці еластомеру / А. В. Кирилюк та ін. *Metallophysics and advanced technologies*. *Том 48*. 20.03.2026. URL: https://mfint.imp.kiev.ua/ua/toc/v48/i03.html (дата звернення: 30.05.2026).

3) Equilibrium kink-like torsion deformation of a magnetoactive elastomer under a magnetic field / Y. I. Dzhezherya та ін. *Applied Physics Letters*. 10.08.2026. URL: https://doi.org/10.1063/5.0335089

Праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

1) Гістерезис індукованої магнітним полем деформації вигину балки магнітоактивного еластомера / А. Кирилюк та ін. *X УКРАЇНСЬКА НАУКОВА КОНФЕРЕНЦІЯ З ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ УНКФН–10. ТЕЗИ ДОПОВІДЕЙ*, Ужгород, Україна, 26–30 трав. 2025. Ужгород : ТОВ "РІК-У, 2025. С. 454. ISBN 978-617-8390-92-1.

2) Кирилюк А. В., Джежеря Ю. І. Критичний вигин магнітоактивного еластомера в пружній м'якій еластомерній матриці. *ЗБІРНИК МАТЕРІАЛІВ XXIV МІЖНАРОДНОЇ МОЛОДІЖНОЇ НАУКОВО-ПРАКТИЧНОЇ КОНФЕРЕНЦІЇ «ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ НАУКИ, ТЕХНІКИ ТА ОСВІТИ»* : присвяченої 30-річчю заснування фізико-математичного факультету КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна, 23 квіт. 2026. Київ, 2026. С. 228.

3) Джежеря Ю., Кирилюк А. Рівноважна кінкоподібна крутильна деформація магнітоактивного еластомеру під дією магнітного поля. *ЗБІРНИК МАТЕРІАЛІВ XXIV МІЖНАРОДНОЇ МОЛОДІЖНОЇ НАУКОВО-ПРАКТИЧНОЇ КОНФЕРЕНЦІЇ «ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ НАУКИ, ТЕХНІКИ ТА ОСВІТИ»* : присвяченої 30-річчю заснування фізико-математичного факультету КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна, 23 квіт. 2026. Київ, 2026. С. 219.

4) Equilibrium of kink-like torsional deformation of a magnetoactive elastomer in a magnetic field / A. Kyryliuk та ін. *VI International Conference CONDENSED MATTER & LOW TEMPERATURE PHYSICS 2026* : Book of Abstracts, Харків, Україна, 1–5 черв. 2026. Харків : B. Verkin ILTPE of NASU, 2026. С. 102.

5) Residual magnetization of magnetic field-induced bending deformation of a magnetically active elastomer beam / A. Kyryliuk та ін. *VI International Conference CONDENSED MATTER & LOW TEMPERATURE PHYSICS 2026* : Book of Abstracts, Харків, Україна, 1–5 черв. 2026. Харків : B. Verkin ILTPE of NASU, 2026. С. 103.

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

МАЕ – магнітоактивний еластомер

МРЕ – магнітореологічний ефект

МРЕМ – магнітореологічний еластомер

ММЗ – магнітом’яке залізо

МЖН – магнітожорсткий наповнювач

СЕМ – скануюча електронна мікроскопія

РФЕС – рентгенівська фотоелектронна спектроскопія

MAE – magnetoactive elastomer

MRE – magnetorheological effect

MREM – magnetorheological elastomer

MSI – magnetically soft iron

HMF – magnetically hard filler ~~/ powder~~

SEM – scanning electron microscopy

X-rPES – X-ray photoelectron spectroscopy

АНОТАЦІЯ

Кирилюк А.В. Пружні деформації зразків магнітоактивних еластомерів, зумовлені однорідним магнітним полем. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 «Прикладна фізика та наноматеріали». – Інститут магнетизму ім. В.Г.Бар'яхтара Національної академії наук України , Київ, 2026.

У дисертаційній роботі досліджені магнітні, пружні та магнітопружні властивості магнітоактивних еластомерів (МАЕ). Дослідження проведені для зразків різної форми. Концентрація феромагнітного наповнювача у полімерній силіконовій матриці знаходилася в діапазоні 20-40 об'ємних відсотків. При виготовлені МАЕ використовувалися два типи феромагнітних наповнювачів: карбонільне залізо (середній розмір зерен 15 мкм) та нонопорошок $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$, в яких спостерігається магнітний фазовий перехід в діапазоні кімнатних температур.

У вступі (першому розділі) обґрунтовано актуальність дослідження магнітоактивних еластомерів (МАЕ) як сучасного класу розумних матеріалів (*Smart materials*), що складаються з феромагнітних частинок, занурених в еластичну полімерну матрицю. Підкреслено, що завдяки чутливості до магнітного поля, МАЕ піддаються значним зворотним магнітоіндукованим деформаціям (розтягуванню, стисненню, згинанню), що відкриває широкі перспективи для створення безконтактних актуаторів, м'яких роботів, демпферів та приладів магнітоелектроніки. Зазначено, що на відміну від класичних аналогів, у магнітних еластомерних системах енергія магнітодипольної взаємодії між магнітними частинками є співмірною з пружною енергією полімерної матриці, що зумовлює сильну нелінійність магнітодеформаційних властивостей навіть у помірних магнітних полях.

У другому розділі (огляді літератури) проведено грунтовний аналіз наявних результатів теоретичних та експериментальних досліджень магнітореологічного ефекту (МРЕ) та ефекту пам’яті форми (ЕПФ) в МАЕ.

Характеризуючи магнітореологічний ефект, детально описано різку зміну в'язкопружних та пластичних властивостей суспензій і еластомерів під впливом поля. Наведено порівняння властивостей МАЕ з магнітном'якими наповнювачами (наприклад, з карбонільним залізом) та магнітожорстким наповнювачем FeNdB, які мають значну залишкову намагніченість. Аналізуючи літературні дані наголошено на складному нелінійному характері зміни модулів пружності та в'язкості МАЕ від частоти, амплітуди деформації та величини попереднього намагнічування, спричиненому процесами диполь-дипольної взаємодії та внутрішнім структуруванням розподілу частинок у матриці.

Проаналізовані літературні дані щодо температурних залежностей магнітопружних характеристик композитів на основі магнітних наночастинок манганіту $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$ з точкою Кюрі близькою до кімнатної температури (T_C = 308K). Описано наявні дані щодо магнітодіелектричного ефекту, з наголосом на анізотропній зміні діелектричної проникності матеріалу ε під дією зовнішнього магнітного поля (відносна величина зміни ε сягає 150% для МАЕ з наповнювачем FeNdB). Наголошено, що для теоретичного опису магнітодеформаційних явищ в МАЕ використовується математичний апарат, оснований на рівняннях Максвелла та Пуассона. На його основі була розрахована енергія зв'язаних одна з одною механічної та магнітної підсистем МАЕ, що дозволило аналітично визначити радіус кривизни еластичної плівки під час деформації вигину.

У *третьому (оригінальному) розділі* досліджено магнітнопружні явища в МАЕ з магнітом’якими мікрочастинками карбонільного заліза. Наведено експериментальні дані, отримані в ході вивчення явища порогового (критичного) вигину зразка МАЕ в однорідному магнітному та гравітаційному полях, та надано фізичне пояснення цих даних. Описано

пороговий характер деформації, що супроводжується зміною симетрії магнітного стану, яке пов’язує це явище з теорією фазових переходів Ландау. Перехід від високосиметричного стану, де вигин відсутній, до низькосиметричного стану відбувається завдяки індукованому магнітним полем моменту сил. Цей перехід має пороговий характер і виникає за умов, коли момент магнітних сил перевищує внесок моментів сил пружної та гравітаційної взаємодії.

У *четвертому розділі* досліджено магнітопружні явища в МАЕ з ноночастинками $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$. Вивчено деформацію вигину балки МАЕ, індуковану магнітним полем. Геометрія системи виключала вплив дії гравітаційних сил. Деформація зразка має суттєво нелінійну залежність від магнітного поля з ознаками критичної поведінки, що є наслідком відсутності фіксованого положення частинок нанопорошку в силіконовій матриці. Описано методику виготовлення зразків та схему експериментальної установки, розробленої для вивчення цієї деформації. Встановлено, що циклічне прикладання магнітного поля спричиняє деформацію, яка має гістерезисний характер, оскільки після зняття магнітного поля зберігається залишковий вигин, викликаний нерівноважною реструктуризацією просторового положення частинок у матриці. Польова залежність деформації вигину, спричиненого одним циклом зміни поля, апроксимується поліномом другого та четвертого степенів. Проаналізовано ефект зникнення деформації вигину балки при нагріванні композита вище температури Кюрі частинок наповнення ($T_{cr} = 308K$).

У п’ятому розділі експериментально спостережено та досліджено специфіку крутильної деформації балок МАЕ в постійному однорідному магнітному полі. Вперше розроблено теоретичну модель формування просторової деформації скручення (кінку). Результати її експериментальної перевірки підтверджують утворення стійких кінкоподібних конфігурацій під впливом магнітопружних сил.

У *висновках* сформульовано основні закономірності магніто-механічної поведінки еластомерів, експериментально підтверджено базові положення запропонованих нелінійних теоретичних моделей, які враховують зеєманівську, магнітостатичну, пружну та гравітаційну взаємодії. Наведені приклади застосування отриманих результатів для реальних систем.

Ключові слова: магнітореологічний ефект (МРЕ), ефект пам’яті форми (ЕПФ), магнітоактивний еластомер (МАЕ), магнітна аплікація, плоскопаралельні смужки (страйпи), критичне магнітне поле, деформація згину, деформація кручення, магнітний гістерезис, залишкове намагнічення.

ABSTRACT

Kyryliuk, A.V. Elastic Deformations of Magnetically Active Elastomer Specimens Induced by a Homogeneous Magnetic Field. – Qualifying scientific thesis in manuscript form.

Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy in the specialty 105 "Applied Physics and Nanomaterials." – V.G. Baryakhtar Institute of Magnetism of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2026.

This dissertation investigates the magnetic, elastic, and magnetoelastic properties of magnetoactive elastomers (MAE). The studies were conducted on samples of various shapes. The concentration of the ferromagnetic filler in the polymeric silicone matrix ranged from 20 to 40 percent by volume. Two types of ferromagnetic fillers were used in the fabrication of MAEs: carbonyl iron (average particle size 15 μm) and $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$ nanopowder, both of which exhibit a magnetic phase transition at room temperature.

The introduction (first chapter) justifies the relevance of research into magnetoactive elastomers (MAEs) as a modern class of smart materials consisting of ferromagnetic particles embedded in an elastic polymer matrix. It is emphasized that, due to their sensitivity to magnetic fields, MAEs are subject to significant reversible magneto-induced deformations (tension, compression, bending), which opens up broad prospects for the creation of non-contact actuators, soft robots, dampers, and magnetoelectronic devices. It is noted that, unlike classical analogs, in magnetic elastomeric systems the energy of magnetodipole interaction between magnetic particles is comparable to the elastic energy of the polymer matrix, which results in strong nonlinearity of the magnetodeformation properties even in moderate magnetic fields.

In the *second chapter (literature review),* a thorough analysis is conducted of the available results of theoretical and experimental studies of the magnetorheological effect (MRE) and the shape memory effect (SME) in MAEs.

In describing the magnetorheological effect, the abrupt change in the viscoelastic and plastic properties of suspensions and elastomers under the influence of a magnetic field is described in detail. A comparison is presented of the properties of MAEs with magnetically soft fillers (e.g., carbonyl iron) and the magnetically hard FeNdB filler, which have significant residual magnetization. An analysis of the literature highlights the complex nonlinear nature of the frequency dependence of the elastic and viscous moduli of MAEs with respect to frequency, deformation amplitude, and the magnitude of the initial magnetization, caused by dipole-dipole interactions and the internal structuring of the particle distribution in the matrix.

Literature data on the temperature dependencies of the magnetoelastic characteristics of composites based on $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$ manganite magnetic nanoparticles with a Curie point close to room temperature (TC = 308 K) were analyzed. Available data on the magnetodielectric effect are described, with an emphasis on the anisotropic change in the material's dielectric permittivity ε under the influence of an external magnetic field (the relative magnitude of the change in ε reaches 150% for MAEs with FeNdB filler). It is emphasized that a mathematical framework based on Maxwell's and Poisson's equations is used for the theoretical description of magnetodeformation phenomena in MAEs. Based on this, the energy of the mechanically and magnetically coupled subsystems of the MAE was calculated, which made it possible to analytically determine the radius of curvature of the elastic film during bending deformation.

The third (original) chapter investigates magnetoelastic phenomena in MAE containing magnetically soft carbonyl iron microparticles. Experimental data obtained during the study of the threshold (critical) bending of an MAE sample in homogeneous magnetic and gravitational fields are presented, and a physical explanation of these data is provided. The threshold nature of the deformation is described, accompanied by a change in the symmetry of the magnetic state, which links this phenomenon to Landau's theory of phase transitions. The transition from a highly symmetric state, where bending is absent, to a low-symmetric state occurs

due to the magnetic field-induced magnetic force moment. This transition is threshold in nature and occurs when the magnetic force moment exceeds the combined contribution of the elastic and gravitational force moments.

Chapter 4 investigates magnetoelastic phenomena in a MAE containing $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$ nanoparticles. The bending deformation of the MAE beam induced by a magnetic field was studied. The geometry of the system ruled out the influence of gravitational forces. The deformation of the specimen exhibits a significantly nonlinear dependence on the magnetic field with signs of critical behavior, which is a consequence of the absence of a fixed position for the nanopowder particles in the silicone matrix. The method for fabricating the specimens and the schematic of the experimental setup developed to study this deformation are described. It was found that the cyclic application of a magnetic field causes deformation that exhibits hysteresis, since after the magnetic field is removed, a residual bend persists, caused by the non-equilibrium restructuring of the spatial arrangement of particles in the matrix. The field dependence of the bending deformation caused by a single cycle of field variation is approximated by a polynomial of the second and fourth degrees. The effect of the disappearance of the beam's bending deformation upon heating the composite above the Curie temperature of the filler particles (Tcr = 308 K) is analyzed.

In *Chapter 5*, the specifics of torsional deformation of MAE beams in a constant, uniform magnetic field were experimentally observed and investigated. For the first time, a theoretical model for the formation of spatial torsional deformation (kink) has been developed. The results of its experimental verification confirm the formation of stable kink-like configurations under the influence of magnetoelastic forces.

The conclusions outline the main patterns of the magnetomechanical behavior of elastomers and experimentally confirm the basic principles of the proposed nonlinear theoretical models, which account for Zeeman, magnetostatic, elastic, and gravitational interactions. Examples of the application of the obtained results to real systems are provided.

Keywords: magnetorheological effect (MRE), shape memory effect (SME), magnetoactive elastomer (MAE), magnetic application, plane-parallel strips (strips), critical magnetic field, bending deformation, torsional deformation, magnetic hysteresis, residual magnetization.

ЗМІСТ

1. ВСТУП 15

2. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ 22

2.1. Опис магнітореологічного ефекту 22

2.2. Технології виготовлення магнітоактивних полімерів з магнітотвердим наповнювачем ..... **Error! Bookmark not defined.**

2.3. Температурні магнітні та магнітопружні властивості в системах магнітних еластомерів ..... **Error! Bookmark not defined.**

2.3.1. Магнітні властивості еластомірів на основі суперпарамагнітних наночастинок манганіту $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1.2}O_3$ з точкою Кюрі, близькою до кімнатної температури ..... **Error! Bookmark not defined.**

2.3.2. Температурні та магнітопружні властивості вигину мае на основі суперпарамагнітних наночастинок манганіту $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$ **Error! Bookmark not defined.**

2.4. Магніто-механічна взаємодія в магнітних плівках ..... **Error! Bookmark not defined.**

2.4.1. Решітка із магнітних смужок ..... **Error! Bookmark not defined.**

2.4.2. Магніто-механічні ефекти в еластичних плівках з магнітною аплікацією ..... **Error! Bookmark not defined.**

2.4.3. Магнітоелектричний ефект в структурованих магніто-еластичних матеріалах ..... **Error! Bookmark not defined.**

2.4.4. Експериментальне підтвердження магніто-механічної взаємодії в еластичних плівках ..... **Error! Bookmark not defined.**

3. ПОРОГОВИЙ ВИГИН МАГНІТОАКТИВНОГО ЕЛАСТОМЕРА З МАГНІТО М'ЯКИМИ МІКРОЧАСТИНКАМИ КАРБОНІЛЬНОГО ЗАЛІЗА В ПРУЖНІЙ М'ЯКІЙ ЕЛАСТОМЕРНІЙ МАТРИЦІ 58

3.1. Дані експерименту 61

3.2. Обговорення результатів досліджень 68

3.3. Висновки до розділу 71

4. ВПЛИВ ПЛАСТИЧНОСТІ НА ІНДУКОВАНУ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ ДЕФОРМАЦІЮ ЗГИНУ МАГНІТОАКТИВНОГО ЕЛАСТОМЕРА З СУПЕРПАРАМАГНІТНИМИ НАНОЧАСТИНКАМИ 74

4.1 Задача із вигином балки МАЕ 74

4.2 Виготовлення зразка 77

4.3. Результати 80

4.4. Дискусія 89

4.5. Висновки до розділу 96

5. РІВНОВАЖНА КІНКОПОДІБНА КРУТИЛЬНА ДЕФОРМАЦІЯ МАГНІТОАКТИВНОГО ЕЛАСТОМЕРУ ПІД ДІЄЮ МАГНІТНОГО ПОЛЯ 99

5.1. Дослідження особливостей крутильної деформації МАЕ 99

5.2. Формування перегину торсійної деформації в магнітному полі 101

5.3. Обговорення 107

5.3.1 Теорія 107
5.3.2. Експериментальна перевірка 115
5.4. Висновки до розділу 120
6. ВИСНОВКИ 122
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ 125

1. ВСТУП

Магнітоактивні еластомери (МАЕ) — новий тип магнітокерованих матеріалів, властивості яких зворотним чином змінюються під дією магнітного поля. МАЕ відносяться до класу Smart materials. Ці композитні матеріали складаються з феромагнітних частинок, диспергованих в полімерній немагнітній матриці [1-5]. МАЕ легко піддаються впливу магнітних полів, їх пружні властивості є чутливими до намагнічування. Завдяки високій еластичності матриці, МАЕ демонструють значну оборотну деформацію (розтягування, стиснення та згинання). Деформації у зразках МАЕ можуть бути викликані не лише механічним напруженням, але й зовнішнім магнітним полем [6-8], що має практичний інтерес для створення безконтактних пристроїв з магнітним керуванням.

Однією з властивостей магнітоактивного матеріалу, яка найбільш широко досліджується, є магнітореологічний ефект, тобто залежність в'язкопружних властивостей від величини зовнішнього магнітного поля. Тому дані матеріали часто називають «магнітореологічними еластомерами». Їм притаманний аномальний магнітореологічний ефект (назва перенесена з досліджень магнітних рідин і суспензій [9]), який проявляється як суттєва зміна пружного модуля і модуля зсуву при намагнічуванні [10-15]. МАЕ мають велику магнітострикцію [16-22], в них спостерігається ефект пам'яті форми [23-27]. Інтерес до досліджень МАЕ спричинений можливістю їх застосувань [28-30], в якості м'яких роботів [31-34], орігамі (магнітокерованих структурних конфігурацій з МАЕ) [35-37], актуаторів [38-40], метаматеріалів [41-44]. Для більшості застосувань актуальною є деформація вигину зразка, яку в МАЕ можна спостерігати у відносно невеликих магнітних полях.

Основою магнітоактивного матеріалу є еластична полімерна матриця, що містить у собі магнітний наповнювач. Залежно від історії створення матеріалу різні дослідники називають матеріал по-різному:

магнітореологічний еластомер [21, 45-61], магнітний гель [62-68], магнітоеластик [69-72], феррогель [73-74], магнітоактивний, магнітокерований еластомер [75-77]. Докладне дослідження матеріалу виявило в ньому наявність сукупності специфічних властивостей: магнітореологічний ефект, магнітодеформаційний ефект, магнітострикційний ефект, ефект пам'яті форми (ефект псевдопластичності), магніторезистивний ефект, магнітопьезорезистівний ефект — суттєво нелінійна зміна електропровідності під дією магнітного поля і механічного тиску. Такі параметри, як діелектрична проникність і магнітна сприйнятливість, також можуть змінюватися під дією магнітного поля.

Широко досліджуваною властивістю є магнітореологічний ефект. Матеріал, якому він притаманний, запатентований і досліджений американськими фірмами «Форд» і «Лорд Корпорейшен» [45-48]. Наступною цікавою властивістю є магнітодеформаційний ефект (деформація в неоднорідному магнітному полі) [59, 62, 64, 69-72], далі йде суттєвий магнітострикційний ефект (деформація в однорідному магнітному полі) [78]. У МАЕ з пружно-м’якою матрицею, в яких спостерігається великий магнітореологічний ефект, значення модулів пружності залежить від напруженості прикладеного магнітного поля [11, 79-82]. Для зразків з м’якою матрицею зміна значень модуля пружності може досягати сотень або навіть тисяч відсотків у магнітному полі. Цей аномальний магнітореологічний ефект зазвичай пов'язаний з реструктуризацією магнітоактивного еластомеру, де просторовий розподіл магнітних частинок у матриці змінюється під впливом магнітного поля, що призводить до формування ланцюгоподібної (стовпчастої) структури намагнічених частинок [83-86]. У літературі МАЕ з м'якою еластичною матрицею та великим магнітореологічним ефектом часто називають магнітореологічними еластомерами (МРЕ).

Дані властивості матеріалу знаходять застосування в конструкціях активних і пасивних демпфуючих пристроїв [45-50, 57], актуаторів,

мікродвигунів [78]. Цікавим ефектом є ефект пам'яті форми, який проявляється, якщо помістити матеріал в однорідне магнітне поле [72, 75]. При цьому пружний матеріал стає пластичним, як пластилін (глина). Під дією зовнішньої механічної сили він набуває нову форму. Після вимкнення магнітного поля він відновлює первісну форму.

Таким чином, ці матеріали цікаві як з точки зору практичного застосування, так і з точки зору фундаментальних досліджень характеру взаємодії магнітних частинок усередині полімерної матриці.

Актуальність. Розвиток сенсорики, м'якої робототехніки (*soft robotics*) та біомедичної інженерії потребує створення виконавчих елементів (актуаторів), здатних до значних, контрольованих і зворотних пружних деформацій під дією зовнішніх безконтактних полів. Магнітоактивні еластомери (МАЕ) є одним із найбільш перспективних класів таких матеріалів. Проте широке впровадження МАЕ у практику стримується недостатністю розвитку точних теоретичних моделей, які пов'язують мікроструктурні параметри композиту (концентрацію та тип магнітного наповнювача) з його макроскопічним механічним відгуком у магнітному полі.

У м'яких матрицях із високою концентрацією магнітних частинок спостерігаються ефекти, подібні до фазових переходів — раптова (порогова) втрата стійкості, виникнення складних просторових конфігурацій (кінків, крутильних деформацій) та порушення симетрії. Фізичне моделювання цих порогових явищ є фундаментальною задачею.

Актуальність роботи зумовлена необхідністю побудови теорії утворення і розвитку магнітопружних деформацій в зразках МАЕ під впливом однорідних магнітних полів, визначення точних аналітичних критеріїв і екстремальних значень полів, за яких пружна система переходить у нелінійний режим, що дозволяє уникати руйнування або неконтрольованої поведінки «розумних» конструкцій.

Мета. Мета роботи полягає у з'ясуванні зв'язку між мікроструктурними характеристиками та макроскопічною поведінкою магнітоактивних еластомерів шляхом дослідження нових деформаційних явищ з зразках МАЕ певної форми в однорідному магнітному полі, а також шляхом побудови нових математичних моделей, опису критичних деформаційних переходів та обґрунтування принципів створення енергоефективних гетероструктурних композитів із функціями програмування форми.

Об'єктом дослідження виступають зразки МАЕ з мікрочастинками карбонільного заліза та наночастинками манганіту $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$.

Предметом дослідження є:

1) *Порогові (критичні) деформації згину слабокоерцитивних МАЕ:* Особливості та аналітичні критерії виникнення й розвитку порогового вигину балки МАЕ в однорідному поперечному магнітному полі з урахуванням сили тяжіння.

2) *Вплив нерівноважних процесів та пластичності на деформацію вигину:* Гістерезисний характер магнітоіндукованого згину балок МАЕ з суперпарамагнітними наночастинками та механізми виникнення залишкової деформації.

3) *Локалізовані крутильні (торсійні) деформації:* Процеси формування, теоретичне моделювання та експериментальна стабілізація просторових перегинів (кінків) крутильної деформації в балках МАЕ під дією постійного однорідного магнітного поля.

Наукова новизна отриманих результатів.

Вперше теоретично обґрунтовано *та експериментально підтверджено*, що явище порогового (критичного) вигину балки магнітоактивного еластомеру в однорідному магнітному полі зберігає свій чітко виражений критичний характер навіть за умов суттєвої протидії сили тяжіння: визначено точні аналітичні критерії та модифіковано класичне рівняння пружної лінії Ейлера-Бернуллі з урахуванням гравітаційного

чинника та магнітної анізотропії форми балки; доведено, що сила тяжіння призводить до зміщення (збільшення) величини критичного магнітного поля деформації.

Вперше продемонстровано, що макроскопічна нестабільність та гістерезисний відгук деформації вигину в МАЕ з магнітними наночастинками зумовлені не залишковою намагніченістю частинок, а залишковою пластичною деформацією самої полімерної матриці композита. ***Виявлено унікальний фізичний ефект інваріантності знаку деформації:*** встановлено, що напрямок макроскопічного вигину балки МАЕ не залежить від напрямку прикладеного магнітного поля. Синхронна інверсія намагніченості суперпарамагнітних частинок при зміні знаку поля змушує балку завжди вигинатися в один і той самий первинно заданий бік.

Вперше розроблено теоретичну модель та здійснено експериментальну верифікацію явища локалізованої кінкоподібної крутильної (торсійної) деформації в довгих балках МАЕ під дією постійного однорідного магнітного поля. ***Вперше встановлено***, що магнітопружний момент сил призводить до спонтанного порушення магнітної симетрії та формування стійкого просторового скручення (кінку), що локалізується переважно в центрі зразка і розділяє балку на високосиметричні (колінеарну полю) та низькосиметричну (неколінеарну) магнітні секції. Такий ефект раніше не досліджувався, оскільки кручення в літературі розглядалася лише в межах малих деформацій для визначення модуля зсуву.

Застосування. Результати досліджень можуть бути застосовані в **м'якій робототехніці (Soft Robotics) та актуаторах** (створення безконтактних, керованих магнітним полем виконавчих елементів (актуаторів), інженерне проєктування «розумних» конструкцій, штучних м'язів та м'яких захоплювачів (гриперів) для делікатних об'єктів, розробка функціональних матеріалів для перспективних структур орігамі та метаматеріалів), **біомедична інженерія та медицина** (проєктування мікросистемної техніки та безконтактних медичних актуаторів, деформацією

та формою яких можна безпечно й дистанційно керувати за допомогою зовнішніх постійних і змінних магнітних полів, створення мікронасосів для дозованого перекачування рідин), **сенсорика, дефектоскопія та магнітоелектроніка** (розробка високочутливих систем моніторингу та детектування просторових неоднорідностей магнітного поля, створення пристроїв для дефектоскопічного аналізу металевих поверхонь складної (криволінійної) геометрії, використання як елементної бази нового покоління для створення сучасних приладів магнітоелектроніки, магнітооптики та сенсорики).

Особистий внесок здобувача. Представлені у цьому дисертаційному дослідженні наукові результати одержані здобувачем у співавторстві з науковим керівником проф. Ю.І. Джежерею та співробітниками Інституту магнетизму ім. В.Г. Бар'яхтара НАН України та співробітниками Національного технічного університету України «КПІ ім. Ігоря Сікорського» д.ф.-м.н. В.М. Калитою, к.ф.-м.н. С.В. Череповим, к.ф.-м.н. Ю.Б. Скиртою, д.ф.-м.н. С.О. Решетняком, к.ф.-м.н. А.В. Боднаруком, д.ф.-м.н. С.М. Рябченко. Безпосередньо дисертант займався вимірюваннями, обробкою даних, отриманням і розв'язанням рівнянь математичної фізики, що описують нелінійні деформації, написанням тексту.

Апробація матеріалів дисертації. За результатами дослідження підготовлено 5 тез доповідей на наукових конференціях: *X Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-10), УжНУ, 26-30 травня 2025*; *XXIV міжнародної молодіжної Науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти» НТУУ «КПІ ім. І.Сікорського, 23 квітня 2026, Київ; VI International Conference CONDENSED MATTER & LOW TEMPERATURE PHYSICS, 1-5 червня 2026, Харків.*

Публікації. За результатами, що були одержані в рамках дисертаційного дослідження, було опубліковано загалом 8 наукових праць: 3 статті у фахових виданнях: одна в журналі, що відповідає квартилю Q1, дві в

виданнях, що відповідають квартилю Q3 за даними наукометричної бази Scopus (SJR); 5 тез конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається з анотації, п’яти розділів, включно зі вступом, висновків та списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації складає 142 сторінки. Дисертація містить 39 рисунків. Список використаних джерел налічує 145 посилань і займає 18 сторінок.

2. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

2.1. Опис магнітореологічного ефекту

Магнітореологічний ефект — різка зміна механічних властивостей (в'язкості, пластичності, пружності) деяких суспензій та полімерів із феромагнітним наповнювачем під впливом магнітних полів.

Значні зміни зазнають також тепло- і електропровідність, магнітна проникність. Магнітореологічний ефект відкриває широкі можливості прямим впливом електричних сигналів керувати гідродинамічними, тепломасообмінними, електро- і магнітними характеристиками рідких середовищ.

В'язкість магнітореологічної суспензії (МРС) може збільшуватися в 100 раз при збільшенні магнітного поля (на відміну від магнітних рідин, де в'язкість збільшується на 10-30%).

Магнітореологічні суспензії можуть складатися з феромагнітної дисперсійної фази, в якості якої використовуються високодисперсні порошки заліза, наприклад, карбонільного заліза із середнім розміром фракцій в інтервалі від 2 до 10 мікрон. Можуть бути використані порошки кобальту, нікелю або їх суміші з порошками заліза. На відміну від магнітних рідин в магнітореологічній суспензії об'ємна частка феромагнетика становить 10-50%, що й обумовлює прояви магнітореологічного ефекту, що виражається в різкій зміні в'язкості при накладанні магнітного поля. В'язкість деяких з них може змінюватися на кілька порядків.

Магнітореологічні суспензії мають високу плинність, керованою магнітним полем, змінюють свою в'язкість залежно від напруженості і градієнтності магнітного поля, проявляють ефект автолевітації, що виражається у виштовхуванні немагнітних об'єктів або ж утримуванні в підвішеному стані магнітних тіл всередині свого об'єму. Такі системи характеризуються гістерезисом структуроутворення в магнітному полі. Після

виключення магнітного поля частково зберігається попередня структура, для ліквідації якої потрібне ретельне перемішування.

Гістерезис обумовлений необоротністю процесів намагнічування. Магнітною характеристикою цього явища служить петля гістерезису — залежність магнітної індукції B (намагніченості M) від напруженості магнітного поля H при циклічному перемагнічуванні зразка. Основними її параметрами є залишкова індукція B_r, що залишається в зразку після зняття зовнішнього поля; коерцитивна сила H_c — розмагнічуюче поле зворотного напрямку, яке необхідно прикласти до зразка, щоб знищити залишкову індукцію; площа петлі, що характеризує втрати енергії на гістерезис за один акт перемагнічування [87].

Відомо, що при нагріванні спонтанна залишкова намагніченість зменшується і в точці Кюрі різко падає до нуля, і магнетики переходять в парамагнітний стан, в якому містяться в речовині магнітні моменти (електронні орбіти і спини), слабкою мірою орієнтуються полем, оскільки дії поля перешкоджає тепловий рух.

Існування таких температур обумовлено тим, що при достатньому нагріванні розупорядковуюча дія теплового руху на орієнтацію магнітних осей атомів стає настільки значною, що долає сили взаємодії атомів, які забезпечують спонтанну намагніченість домену.

Найбільш сильні ефекти, що супроводжують намагнічування дисперсних феромагнетиків, мають місце в суспензіях магнітно-м'яких матеріалів, зокрема в суспензіях карбонільного заліза або карбонільного нікелю.

Карбонільні метали виробляються в промислових масштабах, і з їх допомогою легко реалізуються всі можливості, пов'язані з ефектами взаємодії частинок в магнітному полі. Доступні і інші типи магнітно-м'яких матеріалів, в числі яких є і ферити.

Суспензії набувають в магнітному полі яскраво виражену пластичність з великим граничним напруженням зсуву (зсувною міцністю). У звичайному

стані (без поля) магнітні мікрочастинки (наприклад, карбонільне залізо) хаотично плавають у рідині-носії, і система поводиться як звичайна в’язка рідина. Але коли вмикається магнітне поле, частинки намагнічуються і вишиковуються вздовж силових ліній поля, утворюючи міцні ланцюгові чи колоноподібні структури (каркас із частинок). Цей утворений каркас пронизує весь об'єм рідини. Хоча самі частинки не зв'язані хімічними чи жорсткими кристалічними зв'язками, вони утримуються разом сильними магнітними силами диполь-дипольної взаємодії. Поки зовнішня сила (зсув) не перевищує міцність цих магнітних «містків», система поводиться як пружне тверде тіло — вона не тече, а лише трохи пружно деформується (зсувається на мікроскопічний кут).

Через ланцюгову структуру і магнітну природу сил зчеплення частинок зсувна міцність рівна питомій (на одиницю об'єму) енергії магнітної взаємодії частинок. Зовнішнє поле перетворює текучу суспензію на квазітверду структуру за рахунок магнітних сил, через що ці матеріали розглядаються як об’єкти родини МАЕ [87].

При малих швидкостях зсуву опір зрушенню практично не залежить від швидкості деформації, що дозволяє передавати обертовий момент, який практично не залежить від швидкості ковзання ведучого і веденого фрикціонів. Така передавальна характеристика може бути корисною в обмежувальних і магнітокерованих муфтах зчеплення, гальмах і інших пристроях. Умови застосування таких пристроїв можуть бути вельми жорсткими при використанні суспензій на основі металевих легкоплавких середовищ.

Концентровані суспензії магнітно-жорстких феритів мають велику величину граничної напруги зсуву і під час відсутності зовнішнього магнітного поля, оскільки частинки таких суспензій самоузгоджено намагнічені до насичення. Практичний інтерес представляє можливість появи в таких суспензіях спрямованого синхронного обертання частинок в змінному магнітному полі.

При зсувній деформації суспензій напрямок обертання збігається з напрямком зсуву, що проявляється в істотному зниженні в'язкості суспензії і навіть в ефекті, який формально може бути описаний як поява негативної в'язкості. Фактично це означає, що суспензія під дією поля починає текти навіть за відсутності будь-якої зовнішньої сили, яка спонукає до течії. Оскільки під час відсутності такої сили суспензія «не знає», в якому напрямку слід текти, то течія може приймати різні, іноді химерні форми. Рух від стінок посудини до його середини, — течія одночасно в двох протилежних напрямках. Наявність течії проявляється в тому, що на поверхні суспензії регулярно виникають гребені рухомих хвиль. Суспензія інтенсивно нагрівається через безперервне обертання частинок в в'язкому середовищі, і тому вона може використовуватися як розподілений тепловиділяючих агент [87].

2.2. Технології виготовлення магнітоактивних полімерів з магнітотвердим наповнювачем

Основні технологічні стадії отримання МАЕ

1. Модифікація магнітного наповнювача. 2. Стадія грубого змішання магнітного наповнювача і рідкого силіконового каучуку. 3. Тонке диспергування на валковому диспергаторі. 4. Змішання дисперсії з каталізатором полімеризації в турбозмішувачі. 5. Вакуумування композиції. 6. Обробка форми антиадгезійним складом і заливка композиції в форми. 7. Магнітне структурування. 8. Полімеризація композиції в термошафі (СВЧ-нагрівання).

Особливості технологічних стадій. Важливою технологічною стадією є підготовка поверхні магнітного наповнювача. Відомо, що чим дрібніший порошок, тим важче його рівномірно розподілити в полімерній матриці. Дрібні порошки сильно агломеруються і, як правило, мають гідрофільні властивості. При змішуванні порошків з рідким силіконовим каучуком каучук не проникає між частинками в агломераті, а обволікає агломерат з

безлічі частинок. Навіть використання диспергируючих пристроїв, таких як валковий диспергатор і ультразвук, не дозволяє повністю зруйнувати агрегати. Агрегати зменшуються в розмірах, але все одно залишаються.

Виготовлення зразка МАЕ заданої форми. Технологія отримання виробів з МАЕ передбачає заливку рідкої суміші в форму з наступною полімеризацією при температурі 100-150 °С. В ході нагрівання можливе розшарування системи, особливо якщо в складі є крупні частинки понад 10 мкм. Щоб запобігти розшарування композиції, до складу вводять структуруючі добавки, що збільшують в'язкість системи, такі як аеросил і наномагнетіт.

Слід зазначити, що при отриманні анізотропних зразків (полімеризованих в магнітному полі) проблеми розшарування не існує. Під дією магнітного поля магнітні частинки структуруються в ланцюги, і седиментація не відбувається, оскільки сили магнітної взаємодії між частинками значно більше сил гравітації [88].

В'язкопружні властивості МАЕ з магнітожорстким наповнювачем

В рамках дослідження, описаного в монографії [88] вивчалися також реологічні властивості МАЕ з магнітожорстким наповнювачем — FeNdB. Даний наповнювач на відміну від зразків з карбонільним залізом має високу залишкову намагніченість після того, як помістити його в магнітне поле. Зразки МАЕ були виготовлені у вигляді циліндрів діаметром 25 мм і висотою 2-3 мм з вмістом полідисперсної фракції магнітного наповнювача (2-70 мкм) в кількості 30%. Вимірювання в’язкопружних властивостей проводили на реометрі Anton Paar Physica MCR301. Дослідження проводили методом зсуву в режимі осциляції при різній частоті і амплітуді. Далі зразки піддавали впливу магнітного поля, після чого дослідження в’язкопружних властивостей повторювали. Метою експерименту було порівняння в’язкопружних властивостей до і після намагнічування в різних магнітних полях. Результати представляють собою залежність складових модуля G (G ' — пружна складова, G" — в'язка складова, коефіцієнт втрат — відношення складових G

" / G ') від частоти при різних значеннях амплітуди деформації зразка після намагнічування в магнітних полях різної величини. Намагнічення зразків проводили в магнітних полях з індукцією 500, 743, 868, 1020 1250 і 2000 мТл.

Модуль пружності зі збільшенням ступеня намагнічування матеріалу зростає. Причому модуль пружності в області малих деформацій вище, ніж в області великих деформацій. Аналогічна залежність спостерігається для в'язкої складової модуля. Залежність в'язкості від амплітуди має спадаючий характер, також в області малих деформацій модуль G" має більш високі значення, ніж в області великих деформацій. Загальний характер залежності не змінюється зі зміною поля намагнічення, зі збільшенням сили поля зростають чисельні значення параметра. В цілому спостерігається невелике зростання коефіцієнта втрат зі збільшенням амплітуди деформації і сили поля намагнічення [88].

На рис. 2.1 і 2.2 наведено залежності параметрів G' і G" від індукції магнітного поля попереднього намагнічування при різних амплітудах деформації.

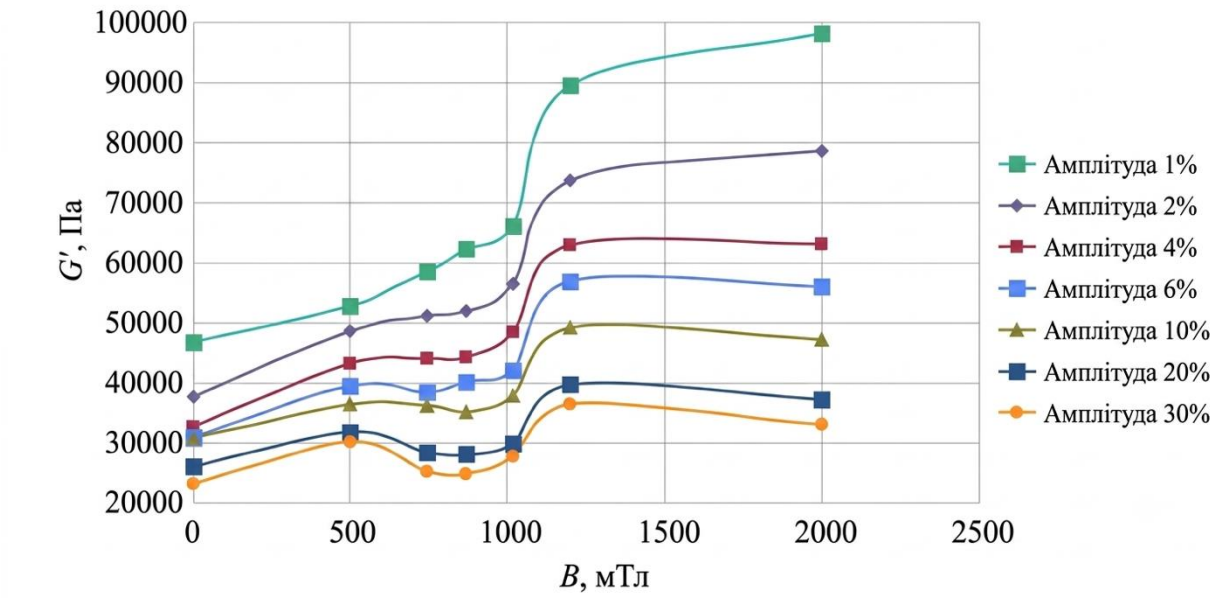


Рисунок 2.1 Залежність параметра G' від індукції поля при різних амплітудах деформації (запозичено з роботи 88)

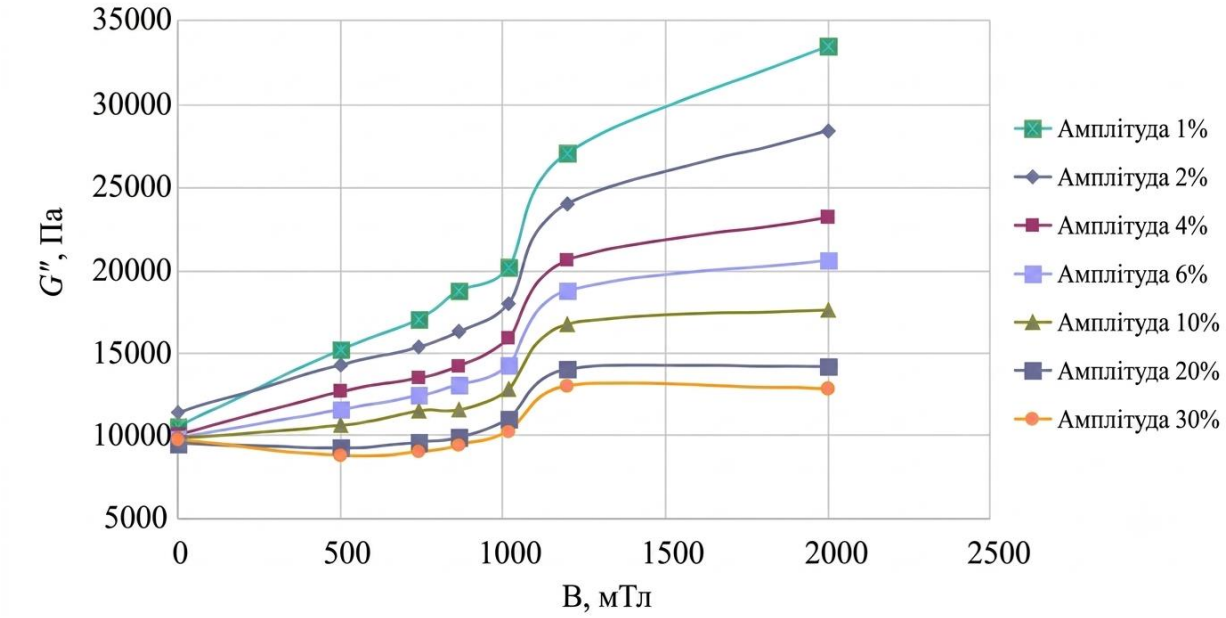


Рисунок 2.2 Залежність параметра G'' від індукції поля при різних амплітудах деформації (запозичено з роботи 88)

Залежність модулів від величини поля намагнічення мають складний характер. Обидва параметра ростуть зі збільшенням значення поля. При загальному зростанні модулів від поля має місце різкий стрибок збільшення модулів в області 1-1,2 Тл, після чого інтенсивність росту сповільнюється. Даний стрибок пояснюється процесами внутрішнього структурування магнітного наповнювача всередині полімерної матриці. В процесі намагнічування залишкова намагніченість наповнювача зростає, починається диполь-дипольна взаємодія між частинками магнітного наповнювача, що відображається на деякому зростанні модулів. Починаючи з деякого критичного значення залишкової намагніченості, процеси диполь-дипольної взаємодії настільки зростають, що частинки долають сили пружності полімерної матриці і притягуються одна одну, долаючи сили пружності матриці. У матриці виникають внутрішні агрегати, при цьому механічна напруга різко зростає, що відображається на різкому зростанні модулів. При подальшому намагнічуванні намагнічування в агрегатах частково зростає, і деякі частинки додатково примикають до агрегатів. Варто відзначити, що в

полях 2 Тл наповнювач наближається до намагніченості насичення і його залишкова намагніченість перестає зростати [88].

Таким чином, МАЕ з магнітожорстким наповнювачем демонструє збільшення в'язкопружності після намагнічування і здатний працювати як ефективне робоче тіло в пасивних і напівактивних демпфуючих пристроях без систем намагнічування. Слід відмітити, що ефекти зміни в'язкопружних властивостей в такому матеріалі нижче, ніж в композитах з магнітом'яким наповнювачем, і ефективність його застосування буде визначатися технічними особливостями демпфуючих пристроїв. Наприклад, при наявності масогабаритних обмежень застосування постійних магнітів і керуючих електромагнітів буде обмежено.

Вивчення демпфуючих властивостей МАЕ на модельній установці в режимі горизонтального удару

Для дослідження демпфуючих властивостей магнітного еластоміра в праці [88] була реалізована експериментальна установка, схема якої показана на рис. 2.3.

В основі установки лежить порожня балка прямокутного перерізу, закріплена на шарнірі на консолі стіни. На кінці балки установлено бойок круглого перетину і датчик прискорення. Навпроти бойка, на стіні, закріплюється досліджуваний зразок МАЕ. Робоча балка відхиляється на заданий кут від положення рівноваги і потім під дією сили тяжіння розганяється і вдаряє бойком по зразку. Удари повторюються в формі згасаючих коливань до повного припинення коливань балки. Коливання балки в момент удару / відскоку по / від зразка були виміряні датчиком прискорення, закріпленим на бойку і підключеним до плати реєстрації. Для уніфікації енергетичного впливу балки на зразки різного розміру був проведений розрахунок енергії удару балки за зразком МАЕ. Розмірні характеристики ударного механізму установки і виміряні параметри представлені на рис. 2.3.

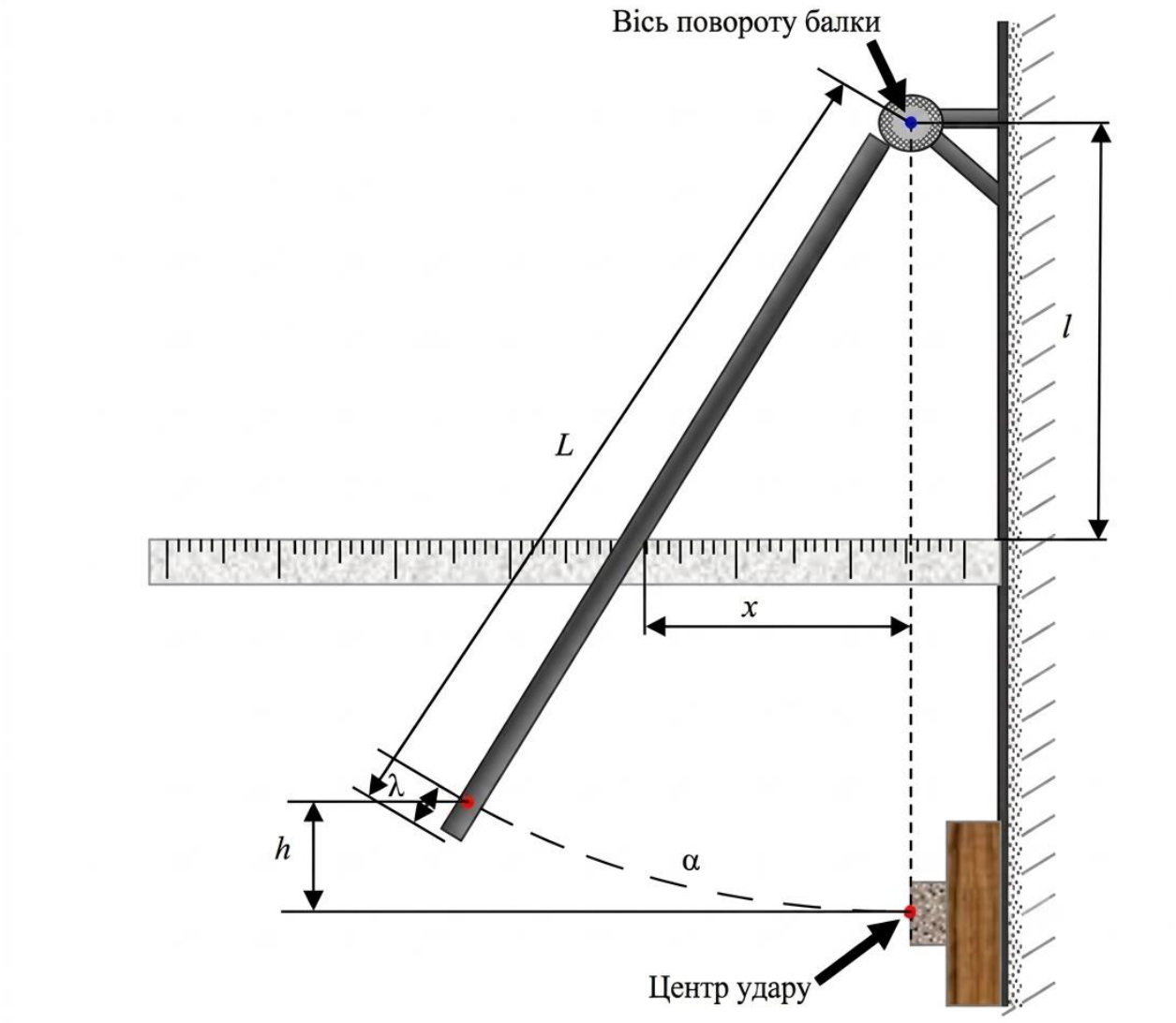


Рисунок 2.3 Схема балки і вимірювані параметри. Основним змінним параметром, який визначає енергію удару, був x — координата відхилення балки уздовж лінійки, м; h — висота відхилення ударної балки, м; α — кут відхилення ударної балки, град; l - відстань від осі повороту балки до краю лінійки, м. Іншими параметрами було обрано такі: L = 0,86 м — довжина ударної балки, м; λ = 0,05 м — відстань від нижнього кінця ударної балки до центру удару (запозичено з роботи 88)

Кінцеве значення розрахованої енергії E приведено до площі зразка і представлено у вигляді питомої енергії ε в Дж/м^2. У дослідженнях нижче використовувалися циліндричні зразки МАЕ з діаметром 30 мм і висотою 30 мм.

Спочатку досліджувався зразок, не схильний до впливу магнітного поля. Потім цей зразок встановлювався на плоский постійний магніт діаметром 50 мм, а удар балки припадав на вільну частину циліндричного зразка. У серії експериментів із зразками МЗ (магнітом’якого заліза) було з'ясовано, що зразок практично не намагнічується в полі до 500 мТл, тобто не має залишкову намагніченість. До полів 500 мТл матеріал поводиться як магнітом'який. Далі, в наступній серії, зразок МЖ (магнітожорсткий наповнювач) намагалися намагнітити імпульсним магнітним полем до 2 Тл. Величина магнітного поля в імпульсі регулювалася напругою заряду конденсаторів. Тому ступінь намагніченості є відносною величиною. При максимальній напрузі 300 В одержували імпульс магнітного поля 2 Т, і при цьому зразок намагнічується повністю [88].

Намагнічений зразок і зразок в магнітному полі більш ефективно демпфують удар балки. Інтенсивність відскоку і число коливань балки зменшується.

Проведено порівняння всіх зразків по демпфуванню коливань маятника після удару. Порівняння проведено для всіх експериментів з різною силою удару. На рис. 2.4 показані часові інтервали, взяті для розрахунків. Взято інтервал часу між точкою зіткнення бойка з матеріалом і точкою припинення коливань; інтенсивність коливань менше 5% від максимальної величини. Далі було визначено відносний час скорочення часу коливання відносно досліду з вихідним зразком у відсотках. Результати розрахунку відносного часу скорочення коливань маятника представлені на рис. 2.5.

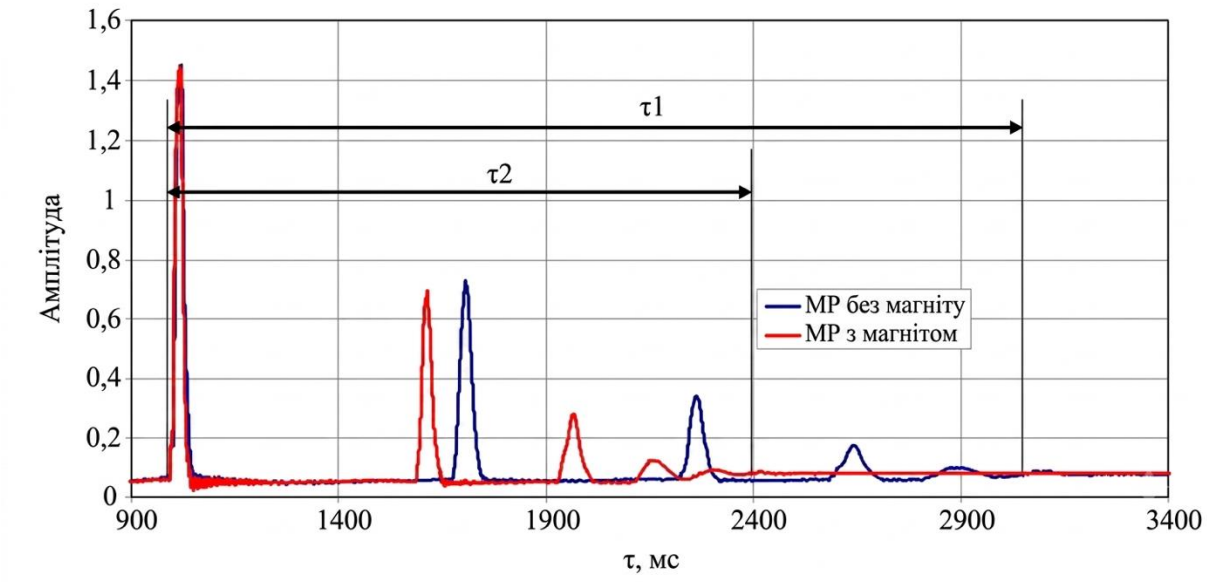


Рисунок 2.4 Схема вимірювання коливань маятника для вихідного зразка і намагніченого (запозичено з роботи 88)

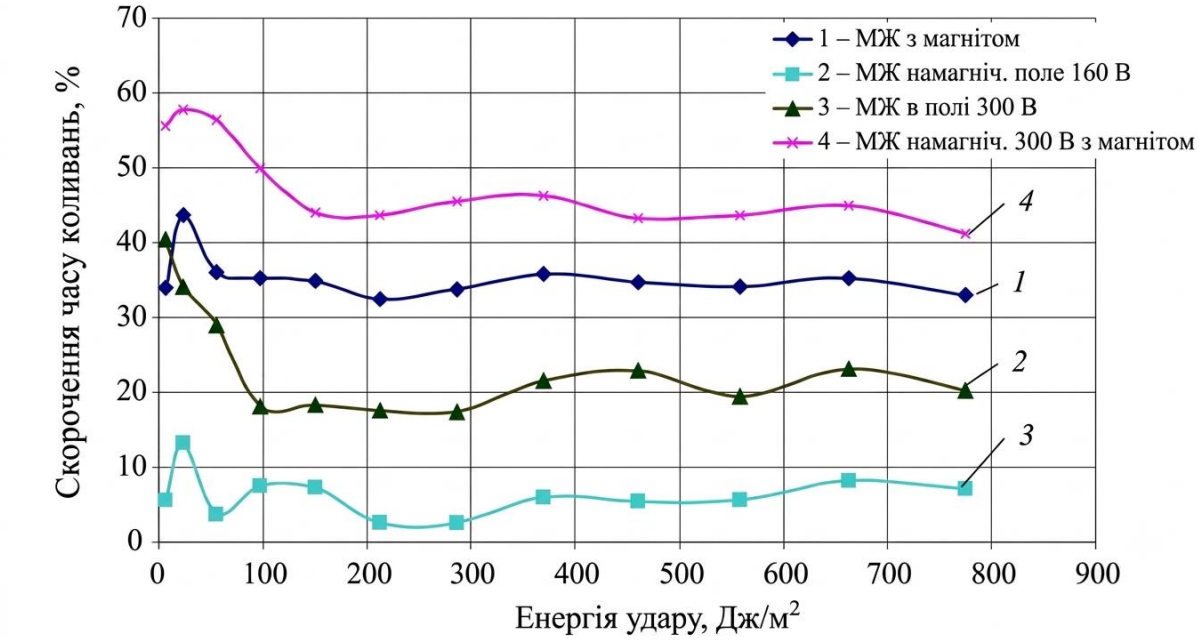


Рисунок 2.5 Залежність відносної зміни часу коливань системи від енергії удару для різних варіантів намагнічування зразка МАЕ (запозичено з роботи 88)

З даних, представлених на рис. 2.5, випливає, що час коливальних процесів скорочується в міру збільшення намагніченості зразка МАЕ.

Намагнічений зразок з підмагнічуванням скорочує час коливань маятника майже вдвічі (на 50%). З іншого боку, немає значної залежності по скороченню часу коливань системи від енергії удару в дослідженні області енергій удару. Даний тип еластоміру може бути корисним при проектуванні автомобільних бамперів [89-93].

Магнітні характеристики магнітоактивних еластомірів на основі магнітного наповнювача FeNdB

Для зразків на основі FeNdB були визначені основні магнітні характеристики — величина намагніченості насичення і коерцитивної сили [89].

Коерцитивна сила і намагніченість насичення зразка визначалися з польових залежностей магнітного моменту зразків (петель гістерезису). Вимірювання петель гістерезису здійснювалося на вібраційному магнітометрі Lake Shore 7407. Всі вимірювання проводились при кімнатній температурі в полях до 16 кЕ. Одиниця вимірювання магнітного моменту, що використовувалася в програмному забезпеченні магнітометра Lake Shore і описі результатів, - emu, 1 emu = 1 Гс · $см^3$.

За допомогою вібраційного магнітометра були отримані петлі гістерезису для всіх зразків другої групи. Вимірювання проводились в магнітному полі до 16 кЕ.

На рис. 2.6 наведені петлі гістерезису для зразків на основі еластичної матриці, наповнювач — FeNdB і FeNdB + α-Fe2O3 [89].

У табл. 2.1 дано опис типів досліджуваних зразків, а також наведені значення коерцитивної сили і намагніченості насичення для зразків на основі FeNdB і FeNdB + α-Fe2O3. Особливості даної серії експериментів полягають у використанні двох типів полімерної матриці — еластичної і жорсткої. Еластичність матриці регулювали концентрацією пластифікатора і затверджувача в процесі полімеризації композиту [89].

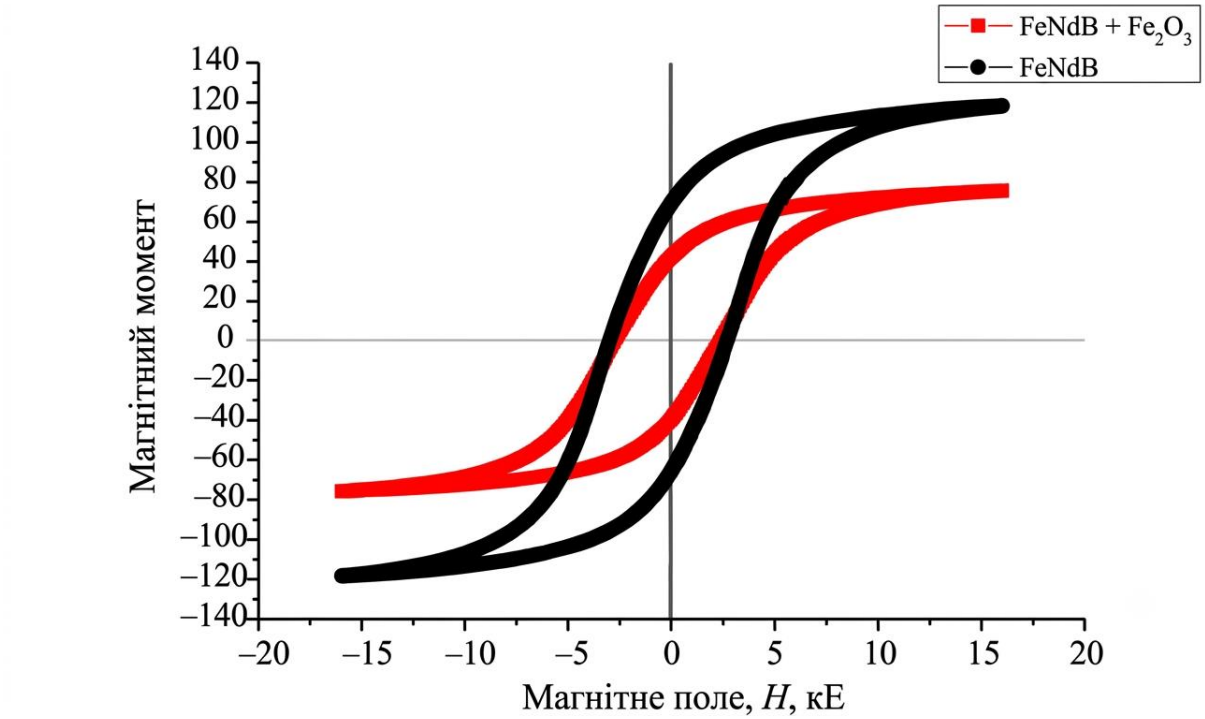


Рисунок 2.6 Графіки залежності магнітного моменту зразків М на основі еластичної матриці від величини магнітного поля Н (запозичено з роботи 89)

Таблиця 2.1

Зразок		Коерцитивна сила H_c, Е	Намагніченість насичення М, emu/g
Еластична матриця	FeNdB (54%)+α-Fe_2O_3(30%)	2570	75
	FeNdB (83%)	2850	120
Жорстка матриця	FeNdB (54%)+α-Fe_2O_3(30%)	2970	94
	FeNdB (83%)	2860	140
Жорстка матриця на основі епоксидної смоли	FeNdB (94%)	2300-2600	140-150
	FeNdB (61%)+α-Fe_2O_3(33%)	2900-3000	100-105

Дані, представлені в таблиці, покликані визначити основні характеристики магнітних композитів і залежності зміни цих характеристик при варіюванні концентрації магнітного компоненту в матриці і еластичних властивостей матриці. Основною метою експерименту було виявлення залежності коерцитивної сили МАЕ від концентрації магнітного наповнювача і ступеня еластичності матриці. У всіх серіях експериментів були зроблені зразки з наповнювачем FeNdB, розведеним немагнітним оксидом заліза α-Fe_2O_3. Розведення магнітного матеріалу призводить до збільшення відстані між намагніченими частинками, зменшення розмагнічуючого фактора і, відповідно, збільшення виміряної коерцитивної сили матеріалу. Ефект внесення немагнітного матеріалу відображений в крайньому стовпці таблиці, де видно, що намагніченість «розведеного» зразка в середньому на 35% нижче, ніж у нерозбавленого. Порівняння двох зразків з жорсткою матрицею підтверджує класичне положення: зразок з низькою концентрацією магнітного наповнювача має більш високу коерцитивної силу. Найбільш яскраво ефект «розведення» видно при вимірюванні властивостей пресованих таблеток зі зв'язкою з епоксидної смоли. Зразки з еластичною матрицею демонструють протилежний ефект. Коерцитивна сила зразка з еластичною матрицею має найменше значення. Це вказує на те, що в процесі перемагнічування зразка частинки магнітожорсткого наповнювача перевертаються механічно всередині полімерної матриці. Даний механізм намагнічування і перемагнічування є унікальною властивістю даного МА-еластоміру [89].

Дослідження діелектричної проникності МАЕ в магнітному полі

Для дослідження впливу зовнішнього магнітного поля на величину діелектричної проникності магнітореологічних еластомірів (МРЕ) було використано матеріали на основі різних порошків магнітних частинок, а також полімерних матриць з різними пружними властивостями.

Діелектрична проникність зразка визначалася з ємності плоского конденсатора. Ємність конденсатора С обчислюється формулою

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d},$$

де ε — відносна діелектрична проникність діелектрика між обкладинками конденсатора; ε_0 — діелектрична стала; S — площа обкладок конденсатора; d — відстань між обкладками.

Таким чином, якщо виміряти ємність порожнього конденсатора C_0, ємність конденсатора зі зразком С, то з їх відношення можна обчислити величину діелектричної проникності зразка [89]:

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0}$$

Величина діелектричної проникності не залежить від частоти. Тому всі наступні вимірювання проводились на одній частоті — 100 кГц. Для кожного нового зразка і нової орієнтації проводилися вимірювання по всіх частотах. Всі вимірювання показали незалежність діелектричної проникності від частоти. Властивості композитів різного складу, приготованих в присутності зовнішнього магнітного поля 0,2 Тл на основі силіконового каучуку і магнітних наповнювачів FeNdB і карбонільного заліза, представлені в табл. 2.2. Тут наведені склади різних композитів і їх діелектричні параметри (1 — тип наповнювача, 2 — масова концентрація наповнювача, 3 — діелектрична проникність без поля, 4 — діелектрична проникність в полі 1,5 Тл, 5 — вимірювання діелектричної проникності в полі 1.5 Тл) [89].

Таблиця 2.2

Дані по діелектричній проникності зразків МАЕ з наповнювачами FeNdB і карбонільне залізо

Тип наповнювача	$C_н$, %	ε, Н =0	ε, Н = 1,5 Тл	Зміни ε в полі Н = 1,5 Тл, %
1	2	3	4	5

FeNdB	80	11	28	150
	70	11	25	130
	85	11	23	110
$Fe_{карб}$	80	2,1	3,7	80
	60	2,1	3,1	48
	85	2,1	2,8	33

Як видно з табл. 2.2, є оптимальні концентрації магнітного наповнювача, при яких зміна діелектричної проникності максимальна. При зменшенні концентрації зміна діелектричної проникності зменшується внаслідок зменшення концентрації активного компонента. При високій концентрації наповнення ефект також зменшується внаслідок неможливості перебудування структури композиту під дією зовнішнього магнітного поля через стеричний фактор. Іншими словами, частинки настільки близько знаходяться одна до одної, що взаємне їх переміщення під дією магнітного поля затруднене.

Діелектрична проникність магнітного еластоміру змінюється під дією зовнішнього магнітного поля аж до 150% у разі FeNdB наповнювача і до 80% для Fe наповнювача. Польова залежність динамічної діелектричної проникності має істотно нелінійний характер [89].

Як видно з рис. 2.7, спостерігається значна анізотропія динамічної діелектричної проникності МАЕ по відношенню до взаємної орієнтації постійного магнітного поля і змінного електричного поля. Величина ефекту досягає значної величини (більше 150%) і залежить від типу магнітного наповнювача МРЕ і напрямку прикладеного поля. Для зразка, що складається з полімерної матриці без магнітних частинок, зміна діелектричної проникності під дією зовнішнього магнітного поля в межах похибки виявлено не було.

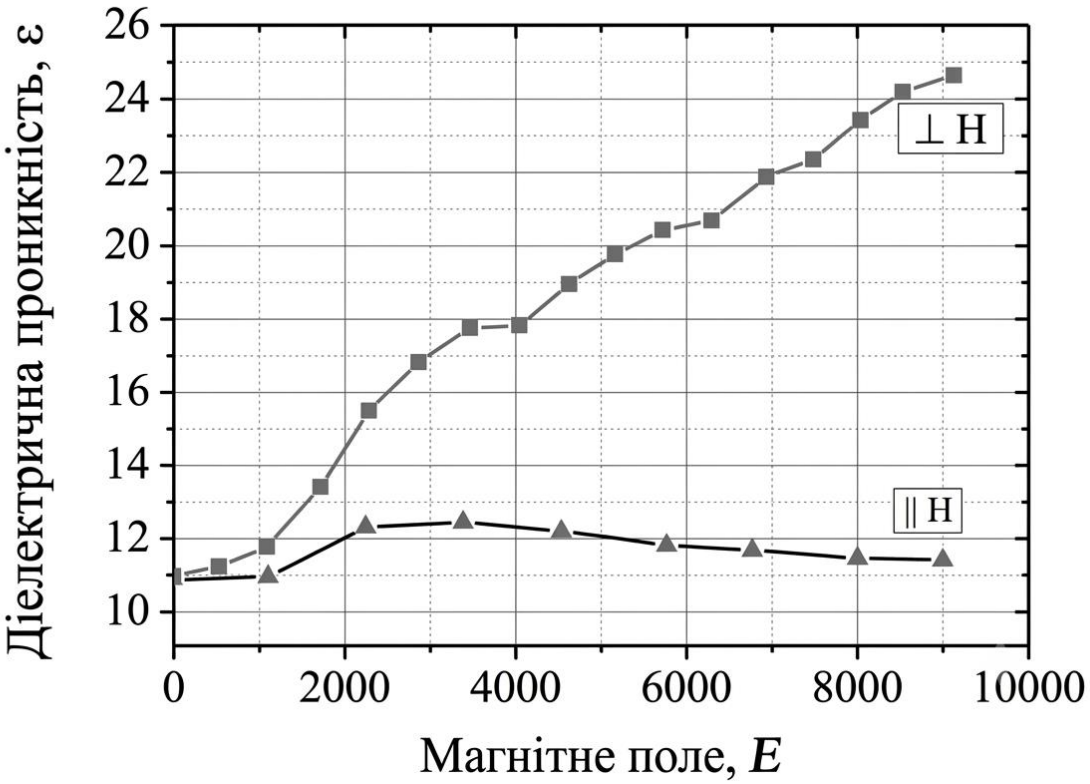


Рисунок 2.7 Залежність діелектричної проникності МАЕ на основі магнітного наповнювача FeNdB від величини і напрямку магнітного поля (запозичено з роботи 89)

Розглянута поведінка МАЕ в магнітних полях може бути пояснена зміщенням і поворотом магнітних частинок усередині матеріалу під дією прикладеного магнітного поля. Зсув частинок одної відносно іншої в матеріалі еластоміру, розташованого між двома пластинами плоского конденсатора, призводить до зміни ефективної діелектричної проникності матеріалу, дана зміна реєструється за допомогою вимірювання ємності конденсатора. Оскільки зсув частинок відбувається в пружній матриці полімеру, виникають пружні сили з боку матриці, що залежать від параметрів полімерного матеріалу. Дослідження впливу магнітного поля на діелектричну проникність в матеріалах на основі матриць з різними пружними характеристиками показало, що чим еластичніший полімер, тим більший ефект спостерігається, що пояснюється більш істотним зміщенням частинок в еластичній матриці порівняно з матеріалом на основі менш пружної матриці.

2.3. Температурні магнітні та магнітопружні властивості в системах магнітних еластомерів

2.3.1. Магнітні властивості еластомірів на основі суперпарамагнітних наночастинок манганіту $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1.2}O_3$ з точкою Кюрі, близькою до кімнатної температури

Об'єктом дослідження було обрано нанопорошок $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1.2}O_3$, оскільки значення його температури Кюрі лежить у межах кімнатних температур і піддається простому коригуванню за допомогою легування чи модифікації стехіометричного складу. Синтез наночастинок зазначеного нестехіометричного манганіту здійснювали методом піролітичного розкладу нітратів лантану, манганіта та срібла [94].

Дослідження ***магнітних властивостей*** наночастинок здійснювали в температурному інтервалі від T = 77 до 400 K у магнітних полях із напруженістю до H = 7 T. Величину намагніченості розраховували на одиницю маси порошкового зразка $La_{0,6}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$ або на одиницю маси МАЕ.

Результати цих вимірювань наведено на рис. 2.8. Отримані дані свідчать про те, що наночастинки можуть перебувати у двох фазових станах: парамагнітному (в області високих температур, де намагніченість лінійно залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля) та феромагнітному (із досягненням насичення намагніченості в сильних полях).

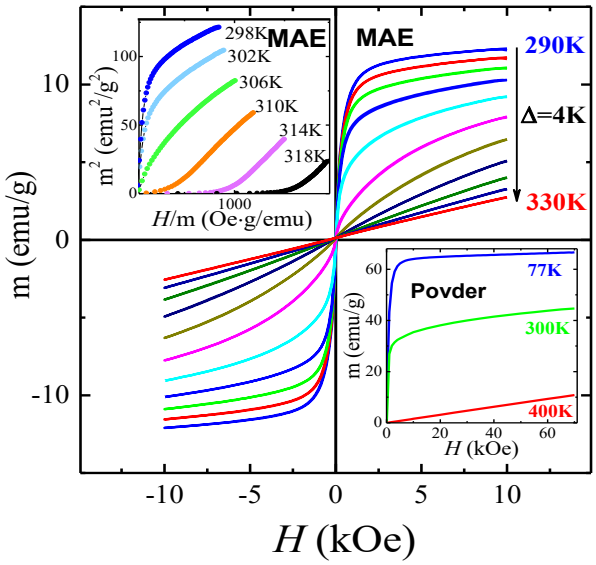


Рисунок 2.8 Польові залежності намагніченості для МАЕ з наночастинками $La_{0,6}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_{3-\delta}$ поблизу точки Кюрі. Верхня вставка показує криві Арота для МАЕ, а нижня - верхні частини петлі гістерезису для порошку $La_{0,6}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_{3-\delta}$ (запозичено з роботи 94)

Аналіз петель гістерезису досліджуваного порошку показав, що за температури T = 77 K коерцитивна сила становить H_c = 140 Е, а при T = 300 K її значення знижується до H_c = 55 Е. Водночас для зразка МАЕ при T = 290 K коерцитивна сила дорівнює $H_c \approx 10$ Е, що суттєво менше порівняно з результатами, отриманими для порошкоподібного стану. Таке розходження зумовлене тим, що в матриці МАЕ частинки розподілені менш щільно (на більшій відстані одна від одної), ніж у порошку. Це призводить до послаблення міжчастинкової магнітодипольної взаємодії та, як наслідок, до зменшення коерцитивного поля. Зважаючи на настільки мале значення коерцитивності, можна стверджувати, що майже в усьому діапазоні полів, за винятком вузької області поблизу H = 0 Е, ансамбль наночастинок у МАЕ демонструє рівноважне та суперпарамагнітне намагнічування [94].

Як свідчить нижня панель рис. 2.8, за кімнатної температури, що лежить нижче точки Кюрі (див. рис. 2.9), намагніченість нанопорошку не виходить на насичення навіть у сильних полях (H = 70 кЕ). Навпаки, при T =

77 K стан магнітного насичення чітко фіксується навіть у слабких полях. Проте величина намагніченості насичення виявляє температурну залежність (рис. 2.8). Звідси випливає, що суперпарамагнітна поведінка досліджуваного ансамблю частинок не підлягає строгому опису за Ланжевеном [95]. Для класичних частинок Ланжевена модуль магнітного моменту є інваріантним щодо поля та температури. У нашому ж випадку в околі T_c магнітний момент частинки змінюється під впливом як температури, так і зовнішнього поля.

Щоб підтвердити наявність фазового переходу в частинках MAE, на верхній панелі рис. 2.8 наведено криві Арота [96] у координатах m^2 від H/m. Їхній хід указує на те, що в магнітному полі частинки демонструють феромагнітні властивості за температур T = 306 K і нижче, тоді як при T = 310 K і вище їхня поведінка відповідає парамагнітному стану [94].

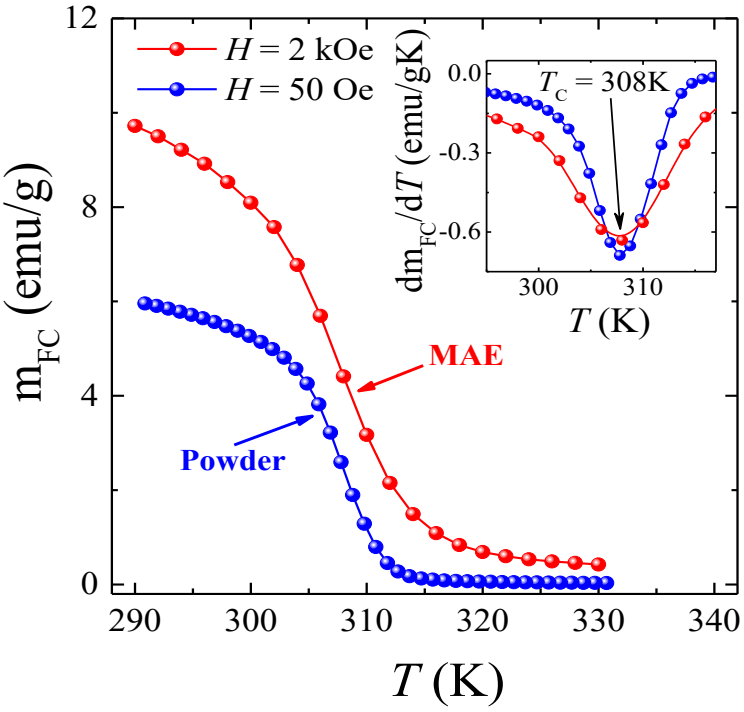


Рисунок 2.9 Температурні залежності намагніченості в постійному магнітному полі $m_{FC}(T)$ для порошку та MAE, виміряні при магнітному полі H = 50 та 2 kOe, відповідно. На вставці показані температурні залежності

dm_{FC} (T) / dT для визначення температури Кюрі T_C для МАЕ та порошку (запозичено з роботи 97)

Для визначення температури Кюрі частинок порошку та МАЕ було виміряно температурні залежності $m_{FC}(T)$ у режимі охолодження в магнітному полі (FC) (рис. 2.9). Вимірювання порошкоподібного зразка та МАЕ здійснювали при напруженості поля H = 50 Е та 2 кЕ відповідно. Проте поле H = 2 кЕ є недостатньо сильним порівняно з внутрішнім обмінним полем частинки, щоб чинити істотний вплив на її критичну магнітну поведінку поблизу точки Кюрі [97].

Отже, хімічний контакт поверхні магнітних частинок із матрицею не має суттєвого впливу на їхні характеристики у складі МАЕ. Зменшення коерцитивності частинок у МАЕ зумовлене послабленням їхньої взаємної магнітної взаємодії під час намагнічування. В околі температури Кюрі наночастинки в МАЕ перебувають у суперпарамагнітному стані й характеризуються низькою коерцитивною силою, що пов’язано зі скінченним часом їхньої неелівської релаксації [98]. Як було встановлено в роботі [94], внесок у магнітокалоричний ефект від суперпарамагнітної (SPM) фази в наночастинках $La_{0,6}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$ є пропорційним квадрату напруженості магнітного поля, а його критична точка зміщена трохи нижче від T_C і становить 306 К. Аналогічну особливість в області T_C було виявлено й для температурної залежності індукованого магнітним полем вигину МАЕ з наночастинками $La_{0,6}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$.

Магнітопружні властивості МАЕ та специфіку магнітопружного зв'язку в околі точки Кюрі досліджували в процесі деформації вигину МАЕ під дією зовнішнього магнітного поля. Геометричні параметри досліджуваної балки становили: a = 5 мм, b = 20 мм, c = 1 мм.

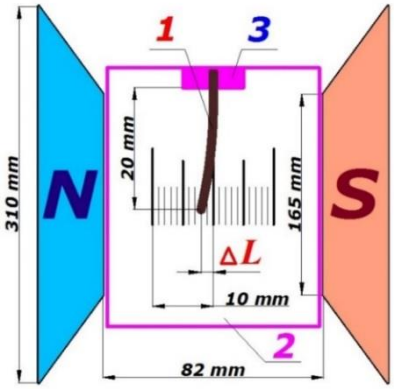


Рисунок 2.10 Схема макету вимірювальної установки (запозичено з роботи 97)

Досліджуваний об'єкт розміщували між полюсними наконечниками електромагніту, підключеного до джерела постійного струму. Полюси електромагніту мають форму усіченого конуса з більшим діаметром 310 мм та меншим (торцевим) діаметром 165 мм. Міжполюсна відстань становила 82 мм, що вдвічі менше за діаметр самих полюсів; це забезпечувало високий рівень однорідності магнітного потік на ділянці розташування зразка. Зразок 1 фіксували в тримачі 2 у горизонтальному положенні, перпендикулярно до векторів індукції магнітного поля та на однаковій відстані від обох полюсів. Один кінець консолі закріплювали в затискачі 3, тоді як інший залишався вільним. Критерієм деформації вигину слугувало горизонтальне зміщення вільного кінця консолі ΔL уздовж напрямку поля (див. рис. 2.10). Експериментальна установка давала змогу реєструвати величину цього зсуву ΔL як функції напруженості магнітного поля, а також під час термічного нагрівання зразка в полі [97].

На рис. 2.11 наведено результати вимірювання деформації вигину балки МАЕ, наповненої наночастинками манганіту, залежно від напруженості та орієнтації зовнішнього магнітного поля.

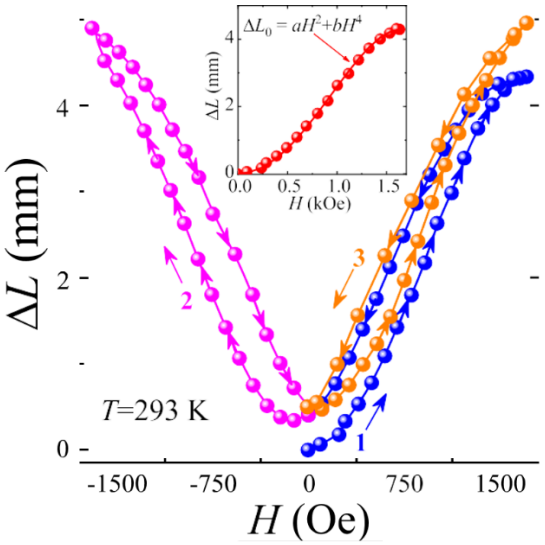


Рисунок 2.11 Залежність величини вигину балки MAE від поля (запозичено з роботи 99)

Сканування магнітного поля здійснювали дискретно з витримкою часу в кожній експериментальній точці тривалістю близько 200 с. Повний цикл зміни напруженості поля складався з кількох етапів: (1) зростання до H = 1750 E з подальшим зниженням до H = 0 E (первинний напівцикл); (2) зменшення поля до H = -1750 E і повернення до нуля (напівцикл зворотного поля); (3) зміна поля в діапазоні до H = 1750 E та його чергове виведення до H = 0 E (заключний напівцикл) (див. напрямки стрілок на рис. 2.11). Найнижче розташована крива відповідає першому ввімкненню магнітного поля. Зафіксовано, що після вимкнення поля в системі зберігається залишкова деформація вигину. При цьому напрямок вигину залишається незмінним під час наступних актів активації магнітного поля. Якби знак вигину змінювався залежно від полярності зовнішнього поля, це вказувало б на наявність ефекту, аналогічного п'єзомагнетизму, що не властиво MAE з рівноважним характером намагніченості. Тобто зміна знаку деформації може реалізуватися, наприклад, у процесі намагнічування MAE за умови високої залишкової намагніченості, яка орієнтована вздовж поздовжньої осі балки. Упродовж другого та третього напівциклів характер польової залежності ΔL (H) є майже симетричним [99].

Наведений на рис. 2.11 гістерезис згинання МАЕ виявляє якісну подібність до гістерезису подовження циліндричних зразків МАЕ, наповнених мікрочастинками карбонільного заліза в процесі намагнічування (магнітострикція) [99]. Поява залишкових деформацій може зумовлюватися пластичними властивостями матриці. Слід зауважити, що структурна перебудова МАЕ під дією магнітного поля також є нерівноважним процесом, що слугує ще одним чинником виявлення пластичності під час деформації композита в зовнішньому полі. Загалом, пластичність та залишкові деформаційні зміни є наслідком нерівноважного відгуку МАЕ на зовнішні впливи, що пов'язано як із нерівноважним характером деформування самої матриці [99], так і з нерівноважними процесами просторового зсуву намагнічених і взаємодійних частинок усередині неї [13, 100].

2.3.2. Температурні та магнітопружні властивості вигину МАЕ на основі суперпарамагнітних наночастинок манганіту $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$

Температурні залежності вигину

На рис. 2.12 представлено температурні залежності величини вигину консолі $\Delta L(T)$ під час її нагрівання в постійному магнітному полі H = 2 кЕ, за умов якого деформація вигину та намагніченість наближаються до стану насичення. Нагрівання здійснювали зі швидкістю 0,05 К/с. Із підвищенням температури величина вигину монотонно зменшується, повністю нівелюючись у сфері T> T_C. Такий тренд зумовлений тим, що викликана магнітопружними силами деформація зникає внаслідок падіння намагніченості системи. Температурна трансформація величини згинання демонструє критичний характер в околі критичної температури T_{cr} = 306 K (див. вставку на рис. 2.12). При цьому температурна похідна $d\Delta L / dT$ проходить через мінімум при T = T_{cr} [97].

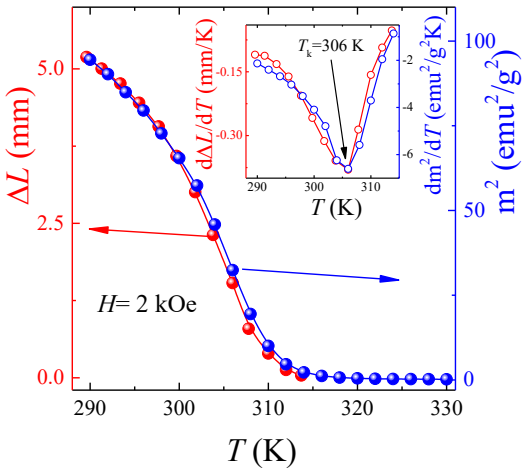


Рисунок 2.12 Температурні залежності величини $\Delta L(T)$ вигину й квадрату намагніченості $m^2(T)$ МАЕ у H=2 кЕ. На вставці похідні $d\Delta L/dT$ та $dm^2(T)/dT$, які мають мінімум в точці T_{cr} =306 К (запозичено з роботи 97)

Після перетину точки Кюрі залишкова деформація вигину зразка повністю нівелюється. Цей факт слугує експериментальним підтвердженням висловленого раніше припущення про те, що ефект пластичності зумовлений структурною реорганізацією (реструктуризацією) МАЕ. За температур, які перевищують точку Кюрі, магнітні частинки переходять у парамагнітний стан і характеризуються слабкою намагніченістю. Через це міжчастинкова взаємодія стає недостатньою для перебудови внутрішньої архітектури матеріалу. Як наслідок, у високотемпературній області залишкова величина вигину прямує до нульового значення: $\Delta L(T > T_C) \rightarrow 0$.

Аналіз рис. 2.12 свідчить, що температурні залежності диференціальних функцій $d\Delta L/dT$ та $dm^2(T)/dT$ характеризуються ідентичним положенням точок мінімуму та виявляють подібну поведінку поблизу критичної точки T_{cr} = 306 К. Ця експериментальна точка мінімуму розташована дещо нижче за температуру Кюрі частинок манганіту, яка становить T_C = 308 К (див. рис. 2.9). Зсув критичної точки згинання обумовлений тим, що параметр ΔL є прямо пропорційним квадрату намагніченості матеріалу. Аналогічне зміщення критичної температури

фіксується також для суперпарамагнітного внеску в магнітокалоричний ефект наночастинок манганіту складу $La_{0,6}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$ [94].

Магнітопружні механізми вигину МАЕ в магнітному полі

Феноменологічний підхід дозволяє обґрунтувати квадратичну залежність вигину від напруженості магнітного поля ($\Delta L_{H\to 0} \sim H^2$) для МАЕ із суперпарамагнітними наночастинками. Відповідно до нього, деформація при згинанні МАЕ виступає як однорідний ефект впливу поля. Проте суто термодинамічного опису для інтерпретації експериментальних даних замало, тому постає задача з'ясування конкретних причин і механізмів, що визначають дію магнітного поля на намагнічений еластомер.

Водночас магнітопружна взаємодія у феромагнетиках має квантово-механічну природу, що обумовлено спін-електронним зв'язком та залежністю констант міжіонного обміну від відстані між іонами ґратки. Спонатана намагніченість, що виникає у таких матеріалах, супроводжується магнітострикцією навіть за відсутності зовнішнього магнітного поля. Попри феромагнітну природу включень у МАЕ, їхня власна стрикція є занадто малою, тому при аналізі польових деформацій композита нею можна знехтувати. Натомість макроскопічний ефект магнітострикції МАЕ викликаний дією зовнішнього поля на наповнювач та міжчастинковою магніто-дипольною взаємодією. Квадратичний за полем магнітопружний ефект у МАЕ із суперпарамагнітними частинками проявляється виключно в магнітному полі.

Розглядаючи джерела магнітопружних сил у МАЕ, варто зазначити, що деформація згинання слабкокоерцитивних зразків із наночастинками може спричинятися магнітною неоднорідністю. Вона проявляється як у вигляді градієнта самого поля, так і у вигляді неоднорідності магнітних характеристик матеріалу внаслідок його реструктуризації. Окрім цього, причиною вигину може слугувати магнітна анізотропія зразка МАЕ, через яку характер намагнічування суттєво відрізняється при поздовжньому та перпендикулярному спрямуванні поля відносно його довгої осі.

Підсумок

Синтезований зразок магнітоеластомера (МАЕ), що містить наночастинки нестехіометричного манганіту $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$, характеризується температурою Кюрі T_C = 308 К, яка є трохи вищою за кімнатну. У температурному інтервалі від кімнатної до точки Кюрі наночастинки $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$ у складі МАЕ виявляють суперпарамагнітну поведінку під час намагнічування. За кімнатної температури коерцитивна сила еластомера становить приблизно 10 Е. Водночас у вихідному нанопорошку $La_{0,8}Ag_{0,2}Mn_{1,2}O_3$ спостерігається вище значення коерцитивності, що пояснюється щільнішим розташуванням частинок та інтенсивнішою диполь-дипольною магнітною взаємодією між ними.

Під час перемагнічування напрямок вигину балки залишається незмінним. Після зняття магнітного поля у балки спостерігається залишковий вигин, що зумовлено неврівноваженістю процесу реструктуризації просторового положення наночастинок у матриці МАЕ, індукованого цим полем.

Ступінь вигину МАЕ у зовнішньому магнітному полі обумовлений суперпарамагнітною поведінкою намагніченості його наночастинок і моделюється поліномом, що містить члени другого та четвертого степенів за полем. Характер температурної залежності цього магнітоіндукованого вигину якісно повторює температурний тренд квадрата намагніченості МАЕ. З точки зору термодинамічної теорії, така деформація є результатом компромісу (конкуренції) між пружним та магнітним чинниками намагніченого еластомера. Складніша нелінійна поведінка вигину ΔL (H) обумовлена трансформацією внутрішньої енергії МАЕ внаслідок його структурної перебудови.

Деформація згинання МАЕ, що містить наночастинки, виявляється вже у слабких магнітних полях. Висока рухливість наночастинок в еластомерній матриці дозволяє здійснювати реструктуризацію композита навіть за умов низької напруженості та незначної неоднорідності зовнішнього поля. Процес

такої перебудови призводить до зростання концентрації намагнічених частинок поблизу однієї з поверхонь зразка, що генерує додаткове стискаюче механічне напруження, яке й зумовлює його вигин.

Температурна залежність величини магнітоіндукованого вигину МАЕ демонструє аномальну (критичну) зміну поблизу точки Кюрі, що зумовлено переходом наночастинок у парамагнітний стан. У разі нагрівання композита вище температури Кюрі магнітопружні властивості його наповнювача нівелюються, тоді як під час охолодження нижче цієї точки вони повністю відновлюються. Отже, виявлений ефект самоконтролю в МАЕ становить значний інтерес із практичної точки зору.

Виявлена нова температурна закономірність магнітопружної поведінки МАЕ з наночастинками становить значний інтерес для практичного використання. Зокрема, ефект «вмикання — вимикання» магнітопружного зв'язку в точці Кюрі дозволяє контролювати та маніпулювати відгуком еластомера на зовнішній безконтактний вплив магнітного поля.

Магнітоактивний еластомер (МАЕ), що містить низькокоерцитивні феромагнітні частинки у пружній жорсткій матриці, демонструє магнітореологічний ефект із вираженим гістерезисом деформації вигину балки. Отримана петля гістерезису має «затиснуту» форму, причому амплітуда вигину критично залежить від напруженості поля. Критична поведінка еластомера під час вигину є симетричною і вирізняється максимальною швидкістю деформації в критичній точці. Такий вигин спостерігається за умови, що композитний МАЕ має однорідні магнітні характеристики, високу магнітну сприйнятливість і перебуває в однорідному магнітному полі. Цей ефект є інтегральною властивістю матеріалу в цілому, а не окремих його фаз, тому може проявлятися в багатьох інших системах МАЕ з різним хімічним складом за дотримання вказаних критеріїв.

Явище критичного вигину має магнітопружну природу й супроводжується трансформацією симетрії магнітного стану, що узгоджується з концепцією фазових переходів Ландау. За умов

високосиметричного стану, коли напрямки намагніченості та магнітного поля збігаються, обертальний момент відсутній, тому балка залишається недеформованою. Натомість у низькосиметричному стані, який характеризується антипаралельною орієнтацією векторів намагніченості та напруженості поля, виникає крутний момент, що спричиняє деформацію (вигин) балки. При цьому процеси намагнічування та механічного згинання є нелінійними та самоузгодженими.

Нагрівання слабокоерцитивного МАЕ можна забезпечити дією змінного магнітного поля невеликої амплітуди, що зумовлює виникнення магнітних втрат. Рівень цих втрат демонструє нелінійну залежність від амплітуди поля. Необхідною умовою для термічного ефекту є перевищення амплітудою змінного поля значення коерцитивної сили. Якщо амплітуда поля поступається коерцитивній силі, намагнічування частинок МАЕ є незначним, що обмежує площу петлі гістерезису. Коли ж амплітуда поля стає більшою за коерцитивну силу, спостерігається інтенсифікація намагніченості частинок, розширення площі контуру та зростання питомих втрат потужності. Отже, процес нагрівання МАЕ нелінійно залежить від амплітудних характеристик змінного магнітного поля.

Прояв ефекту пам'яті форми при згинанні балки МАЕ досліджується в межах термомагнітного циклу, який охоплює етапи намагнічування, охолодження в умовах магнітного поля та подальшого нагрівання за його відсутності. Магнітно зумовлений ефект пам'яті форми в таких матеріалах визначається температурами склування та плавлення/затвердіння полімерної матриці. За таких умов деформування елемента та його термічну активацію можна реалізувати дистанційно, використовуючи комбінацію зовнішніх постійних і змінних магнітних полів. Ця особливість є критично важливою для розробки функціональних пристроїв пам'яті форми, що застосовуються в робототехніці та медицині. Слід зазначити, що температурний діапазон активації ефекту піддається регулюванню через підбір компонентів — еластомерної матриці та магнітного наповнювача. Зокрема, для забезпечення

магнітної пам'яті форми за кімнатної температури доцільно обирати еластомер, температура склування або плавлення/затвердіння якого перевищує кімнатну, але є нижчою за точку Кюрі інкорпорованих магнітних частинок.

За допомогою комплексу фізико-хімічних методів, що включав рентгеноструктурний та термогравіметричний аналізи, йодометричне титрування, СЕМ, РФЕС, діелектричну спектроскопію та магнітні вимірювання, було всебічно вивчено кристалічну й мікроструктуру, валентний стан елементів, нестехіометрію, а також магнітну й діелектричну поведінку мультифероїка — фериту вісмуту, модифікованого лантаном. Досліджувані зразки синтезували шляхом швидкого рідкофазного спікання стехіометричної суміші вихідних речовин (прекурсорів) за різних значень тиску пресування (Р).

Результати проведених досліджень підтверджують можливість реалізації параметричного підсилення магнітооптичного відгуку в рідкокристалічних матрицях, допованих магнітними наночастинками. Встановлено, що застосування растрової архітектури магніточутливого шару на базі нематичного рідкого кристала з магнітними нанодомішками дозволяє розробити систему моніторингу неоднорідностей магнітного поля. Така система є придатною для детектування просторового розподілу магнітного поля на об'єктах, що рухаються, а також для дефектоскопічного аналізу металевих поверхонь складної (криволінійної) геометрії.

2.4. Магніто-механічна взаємодія в магнітних плівках

2.4.1. Решітка із магнітних смужок

Описані явища на сьогодні реалізовуються не лише в наведеному магнітному полі. Це можливо реалізовувати також за рахунок власного магнітостатичного поля матеріалів. В роботі [101] описаний цікавий експеримент. Для цього матеріалам надали певної форми, що вже отримала назву решітки із магнітних смужок.

Одним із прикладів такої решітки може розглядатися прямолінійна періодична решітка тонких смужок з кобальту, нанесена на тонку пермалоєву плівку (рис.2.13).

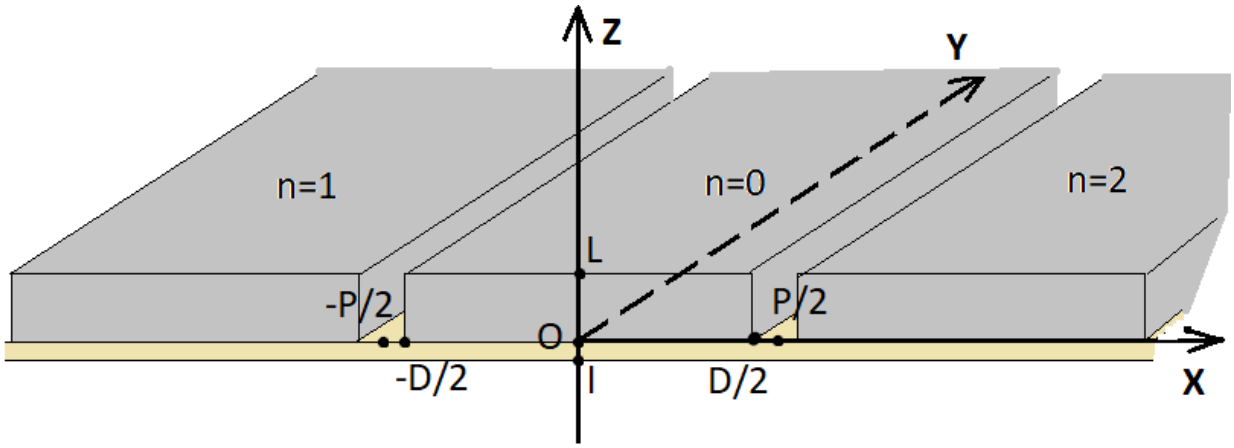


Рисунок 2.13 Прямолінійна періодична решітка тонких страйпів з кобальту, нанесена на тонку пермалієву плівку (запозичено з роботи 101)

Для визначення впливу подібної структури на змінні електромагнітні поля важливо знати її магнітну динаміку. Багато в чому динаміка визначається розподілом полів розсіювання, обумовлених штучними періодичними неоднорідностями намагніченості.

В наближенні однорідного намагнічування страйпів періодичні поля розсіювання можуть бути представлені в аналітичному вигляді, зручному для подальших досліджень.

2.4.2. Магніто-механічні ефекти в еластичних плівках з магнітною аплікацією

Аналітичні вирази можуть бути використані для опису цікавого ефекту — згинальної деформації в магнітному полі еластичних плівок з поверхневою аплікацією у вигляді плоскопаралельних магнітних страйпів. Очевидно, що в намагніченому стані, коли вектор **M** лежить в площині і спрямований перпендикулярно до орієнтації страйпів, між ними діють сили притягування. Це призводить до скорочення поверхні плівки і відповідного періоду решітки страйпів і згинальної деформації системи [101].

Було визначено залежність радіуса кривизни плівки від геометричних характеристик, пружних і магнітних властивостей.

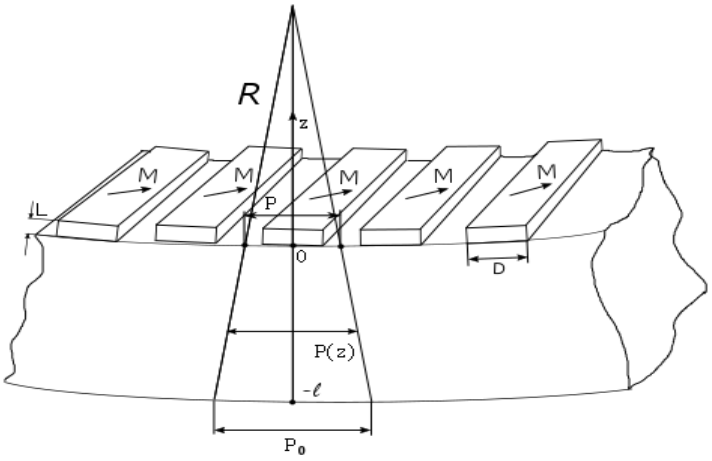


Рисунок 2.14 Схема розташування магнітних страйпів в згинальній деформації еластичної плівки (запозичено з роботи 101)

$$\frac{1}{R}=\frac{6}{P_0}\cdot\frac{M^2\cos^2\chi}{\mathrm{E}}\cdot\left(\frac{L}{l}\right)^2\left(1-\frac{\pi D}{P_0}\mathrm{ctg}\left(\frac{\pi D}{P_0}\right)\right)$$

З аналізу отриманого рівняння випливає, що максимальне викривлення пластинки Рис 2.14 досягається, якщо $D\to P$, що відповідає ситуації, коли магнітні страйпи відокремлені один від одного вузькими проміжками. Слід, однак, пам'ятати, що результати розрахунків справедливі при виконанні умови $P-D\square L$. Дана нерівність і є обмеженням при аналізі співвідношення [101].

2.4.3. Магнітоелектричний ефект в структурованих магніто-еластичних матеріалах

Можливість отримання великих оборотних деформацій в магнітоеластичних матеріалах дозволяє досягти на їх основі помітних магніто-електричних ефектів, шляхом структурної модифікації магнітних елементів, виготовлених з магнітом’яких матеріалів.

Фрагмент 2D системи з магнітоелектричним ефектом складається з системи плоских лінійчатих електродів, виготовлених з феромагнітних матеріалів. Передбачається, що електроди верхньої площині замкнуті між собою провідниками. Електроди на нижній поверхні, також мають електричне з'єднання.

Таким чином, система являє собою плоский конденсатор, геометрія якого, як і ємність, залежать від щільності заряду і намагніченості електродів. Очевидно, що перехід від 2D до 3D конфігурації, в якій позитивно і негативно заряджені шари чергуються між собою, значно підвищить магніто-електричні характеристики подібної композитної системи [101].

Разом з тим, природу магнітоелектричних ефектів зручно продемонструвати на прикладі двовимірної моделі. При розміщенні зарядів на електродах виникають сили електростатичної взаємодії, які призводять до притягнення між шарами і відштовхування страйпів всередині шару. Таким чином, в результаті додавання різниці потенціалів плоска система стане тоншою і ширшою, при цьому збільшиться електроємність за рахунок зменшення зазору між верхніми і нижніми пластинками.

Протилежний вплив на систему надає магнітне поле. Так в результаті намагнічування в площині, магнітні шари будуть відштовхуватися, крім того страйпи верхнього і нижнього шарів будуть зміщуватися один відносно одного, при цьому між страйпами всередині шару будуть діяти сили тяжіння. Таким чином, під впливом магнітного поля відбуватиметься зменшення періоду структури і збільшення товщини системи, яке супроводжується відносним зсувом верхньої і нижньої решітки магнітних смужок [101].

2.4.4. Експериментальне підтвердження магніто-механічної взаємодії в еластичних плівках

Дослід проводився на установці, що складається із котушки, через яку пропускається струм для створення наведеного магнітного поля, підставки для дослідного зразка та самого зразка — решітки тонких страйпів з кобальту, нанесеної на тонку пермалієву плівку [101].

Фіксувалося положення решітки при різних значеннях струму в котушці. Починалося дослідження із 0 А. Магнітостатика страйпів решітки почала переважати силу тяжіння на позначці 0,6 А. А на позначці 1А уже досягла свого піку (рис. 2.15).

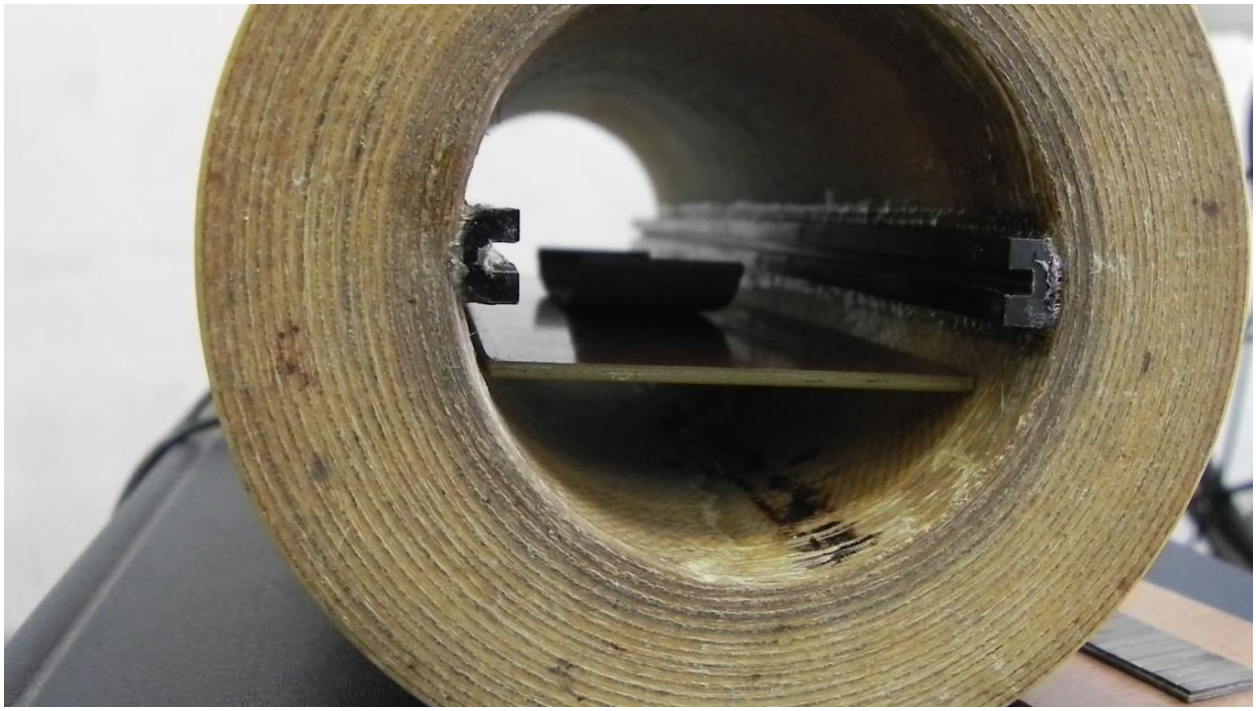


Рисунок 2.15 Положення зразка на позначці 1 А (запозичено з роботи 101)

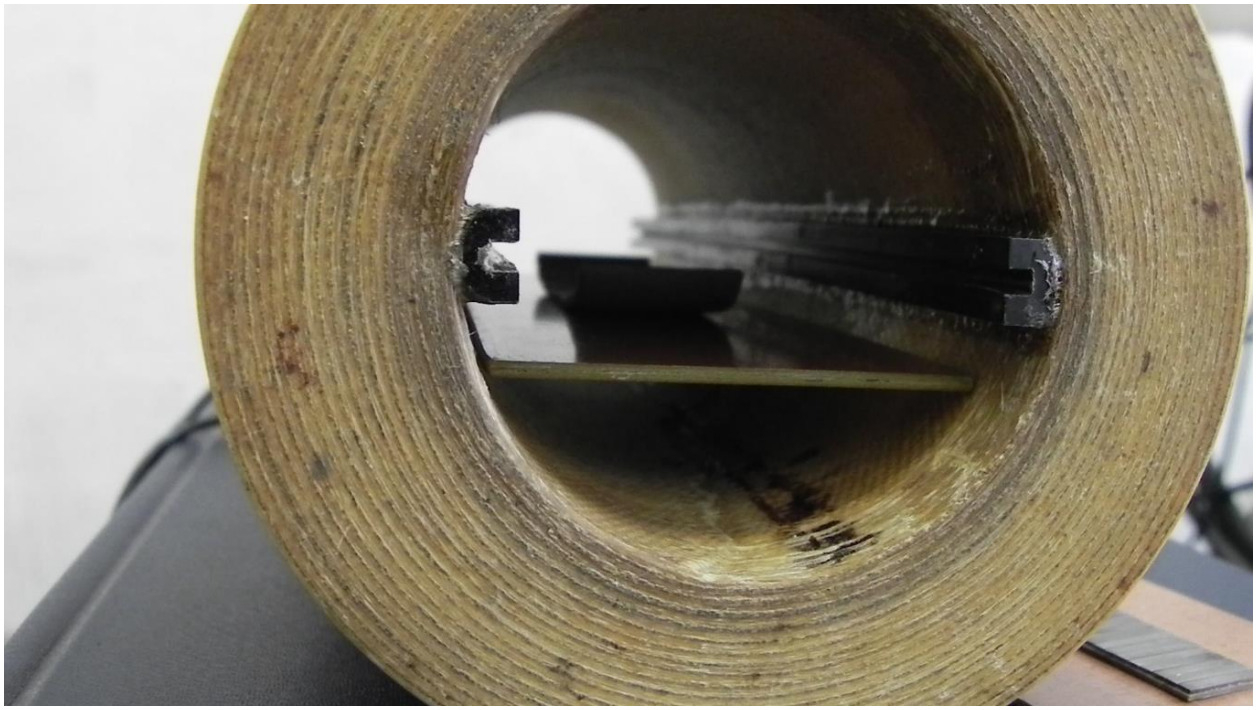


Рисунок 2.16 Зникає ефект Зеємана, працює залишкова намагніченість (запозичено з роботи 101)

Далі із підвищенням сили струму почав діяти ефект Зеємана, вирівнюючи систему страйпів в одну лінію. Із зменшенням струму в котушці ефект Зеємана зникає і починає діяти залишкова намагніченість страйпів (рис. 2.16). Досягає свого піку залишкова намагніченість на позначці 0,4 А (рис. 2.17).

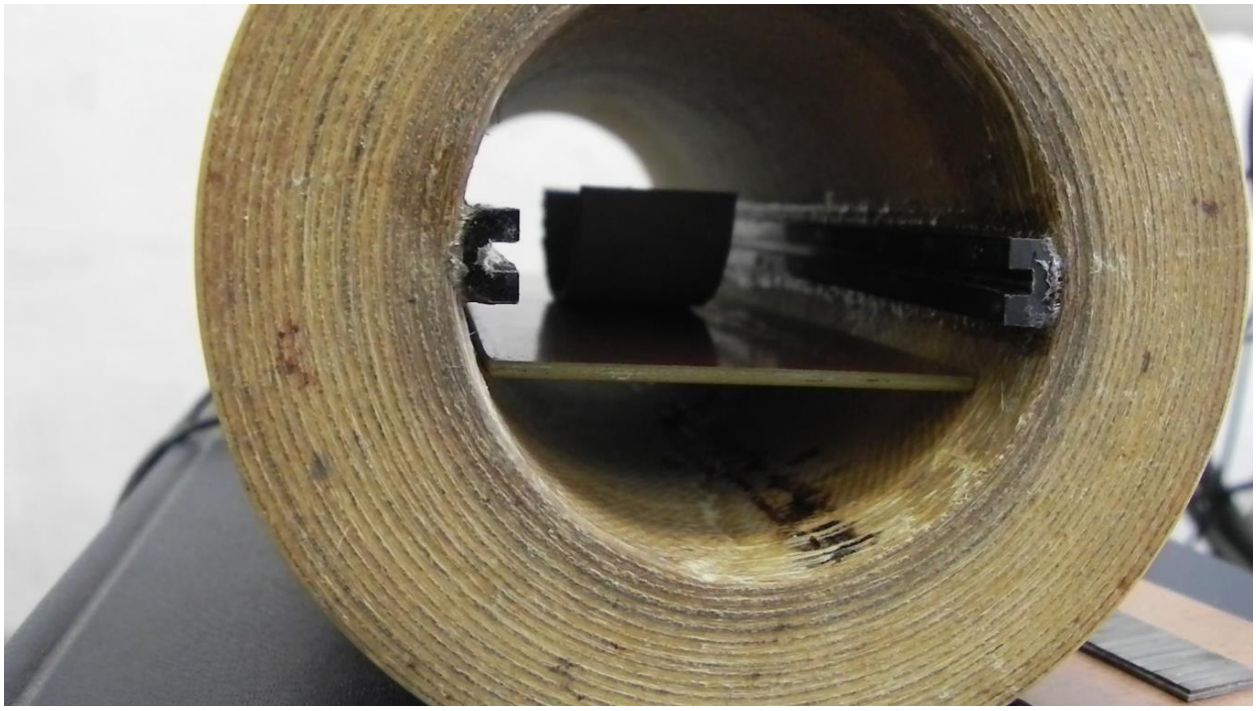


Рисунок 2.17 Пік залишкової намагниченості на позначці 0,4 А (запозичено з роботи 101)

Після чого настає повне розмагнічення матеріалу.

Даний дослід підтвердив впорядковану магніто-механічну взаємодію страйпів решітки, створену власним магнітостатичним полем, що було розраховано вище.

Отже, в даному дослідженні було показано, що зразки із періодичною магнітною аплікацією мають тенденцію до типової деформації, що викликає наукову цікавість, із отриманих результатів слід відмітити:

1) при наведені магнітного поля на зразок кожний страйп реагує на нього індивідуально, що створює неоднорідне магнітне поле вздовж усієї плівки, як наслідок зразок починає деформуватися в певному напрямку згину, по досягненні критичного значення магнітного поля ефект Зеємана

вирівнює страйпи в одну лінію, що створює впорядковану систему намагнічених феромагнетиків;

2) при послабленні наведеного магнітного поля залишкова намагніченість примушує зразок продовжувати свою деформацію в тому ж напрямку, після чого ця намагніченість поступово зникає і зразок повертається в недеформований стан [101].

Магніто-механічна взаємодія представляє собою не лише поле дослідження цікавих явищ, а й являється теоретично і експериментально обгрунтованою гілкою для використання магнітостатичного поля в створенні впорядкованого руху елементів магнітного матеріалу. Дане фізичне явище має чітко проаналізовану теоретичну складову, в якій, нехтуючи незначними значеннями величин, що не відіграють особливої ролі, було наближено розрахована поведінка магнітних страйпів на м’якій плівці. Експериментальне відтворення цього явища показало великий ступінь точності цих розрахунків. Тому дане дослідження вимагає більш ретельної перевірки, більш всебічного спостереження за рухом магнітної решітки з метою кращого визначення точності узгодження теоретичної та експериментальної складової цього фізичного явища [101].

3. ПОРОГОВИЙ ВИГИН МАГНІТОАКТИВНОГО ЕЛАСТОМЕРА З МАГНІТО М'ЯКИМИ МІКРОЧАСТИНКАМИ КАРБОНІЛЬНОГО ЗАЛІЗА В ПРУЖНІЙ М'ЯКІЙ ЕЛАСТОМЕРНІЙ МАТРИЦІ

Магнітоактивні еластомери (МАЕ) обґрунтовано відносять до перспективного класу «розумних» або інтелектуальних («smart») матеріалів [1, 102–103]. За своєю внутрішньою структурою вони являють собою високофункціональні гетерогенні композити, що складаються з металевих феромагнітних мікро- чи наночастинок, які рівномірно або структуровано розміщені в об'ємі матриці високоеластичного полімеру — еластомеру [1, 2, 104]. Механічні та пружні модулі металевого наповнювача на кілька порядків перевищують відповідні модулі еластомерного середовища, яке, у свою чергу, здатне легко та оборотно деформуватися під дією зовнішніх механічних навантажень чи полів. Під час макроскопічного деформування зразка МАЕ безпосередня геометрична форма та об'ємні розміри самих диспергованих частинок залишаються незмінними. Вся деформація системи відбувається виключно за рахунок гнучкої полімерної матриці, яка володіє високою конформаційною рухливістю і здатна пружно видовжуватися на сотні відсотків без руйнування цілісності зразка.

Безпосереднє оточення металевих дисперсних частинок еластомерною матрицею жодним чином не змінює їхніх фундаментальних магнітних характеристик. Феромагнітні металеві частинки наповнювача ефективно реагують на прикладене зовнішнє магнітне поле, яке інтенсивно намагнічує їх та створює міжчастинкові магнітостатичні сили взаємодії. Натомість сама полімерна еластомерна матриця практично не піддається прямому впливу магнітного поля, оскільки за своїми фізичними властивостями вона не є феромагнетиком і виявляє діамагнітну або слабкопарамагнітну природу. У результаті такого поєднання отримано унікальну синергетичну систему: завдяки наявності металевих магнітних частинок наповнювача МАЕ набуває властивостей високоеластичного магнітного матеріалу. Унаслідок надзвичайно високої еластичності матриці, структури МАЕ демонструють

високу чутливість до найменших змін конфігурації та напруженості зовнішніх магнітних полів. Отже, за рахунок введення металевих феромагнітних частинок, МАЕ являє собою матеріал, який унікально поєднує виражені магнітні властивості феромагнетика та високі пружні властивості еластомерів. Завдяки цьому фундаментальні та прикладні дослідження таких систем становлять значний науково-практичний інтерес для розробки новітніх пристроїв і технологій.

Під прямою дією зовнішнього магнітного поля суттєво змінюються динамічні та статичні пружні модулі МАЕ (так званий магнітореологічний ефект), причому відносна величина цієї зміни може досягати десятків і навіть сотень відсотків від початкового значення [10, 11, 13]. Саме ця здатність до контрольованої та оборотної адаптації своїх механічних параметрів у відповідь на зовнішній stimulus робить МАЕ повноцінними інтелектуальними («smart») матеріалами або, відповідно до їхнього хімічного складу та фазової структури, високоефективними металовмісними smart-композитами.

За аналогією з магнітними рідинами, вплив зовнішнього магнітного поля на пружні та механічні властивості МАЕ в науковій літературі часто називають магнітореологічним ефектом [1]. Дійсно, на відміну від більшості інших класичних композиційних матеріалів, в об'ємі МАЕ під час їхнього намагнічування спостерігається інтенсивне просторове зміщення металевих феромагнітних частинок — процес так званої реструктуризації [18]. Під безпосередньою дією прикладного магнітного поля дисперговані частинки в матриці МАЕ здатні обертатися, зміщуватися та самоорганізовуватися, формуючи впорядковану ланцюжкову або стовпчасту структуру [83, 86, 105], завдяки виникненню якої і відбувається орієнтаційне та індуковане магнітним полем зміцнення всього зразка МАЕ. Самі металеві частинки є пружно жорсткими нестисненними включеннями, і в структурі МАЕ вони з усіх боків оточені високоеластичним еластомерним середовищем, тому будь-яке мікроскопічне зміщення або поворот частинок неминуче викликає локальне пружне деформування матриці. У результаті в МАЕ між

намагніченими полем металевими частинками виникають як інтенсивні магнітодипольні взаємодії, так і компенсаційні міжчастинкові пружні взаємодії, зумовлені деформацією еластомерної матриці під час реструктуризації. Проте при вимкненні чи виведенні магнітного поля початкова форма та внутрішня структура зразків МАЕ повністю відновлюються за рахунок накопиченої пружної енергії, тому пряма аналогія [9] між МАЕ та рідкими магнітними середовищами є не зовсім коректною. МАЕ поводяться як унікальні високоеластичні магнітні тверді тіла, які легко деформуються навіть у порівняно невеликих за напруженістю магнітних полях.

Завдяки своїм функціональним властивостям МАЕ становлять значний практичний інтерес для застосування при розробці м'яких робототехнічних систем, концепцій орігамі, магнітних актуаторів, чутливих сенсорів та адаптивних метаматеріалів [31, 36, 41, 106]. Крім того, МАЕ є перспективним матеріалом з керованою магнітною пам'яттю форми [27]. Фундаментальне дослідження унікальних магнітопружних ефектів у МАЕ представляє важливе наукове завдання. Одним із найбільш цікавих і специфічних явищ є критичний вигин балки МАЕ під дією поперечного магнітного поля [41, 107–109]. На відміну від класичного вигину балки Ейлера, який виникає під дією поздовжнього механічного стискаючого навантаження, критичний вигин балки МАЕ у зовнішньому магнітному полі відбувається виключно за рахунок внутрішніх магнітопружних сил і повністю безпосередньо без контакту з будь-якими зовнішніми механічними тілами чи штовхачами.

У цьому розділі детально досліджено ефект критичного вигину зразка МАЕ, виготовленого на основі пружно м'якої полімерної матриці. Коли матриця є надзвичайно пружно м'якою, стає неможливо повністю нівелювати або усунути вплив постійної сили тяжіння, і єдиною необхідною умовою для чіткого спостереження критичного вигину стає суворо вертикальне початкове розташування зразка. За всіх інших просторових орієнтацій зразок, навіть за повної відсутності зовнішнього магнітного поля,

буде початково деформований, оскільки у випадку пружно м’якої матриці власна сила тяжіння здана суттєво модифікувати геометрію та форму балки. Експериментально та теоретично досліджено критичний вигин консольної балки МАЕ з пружно м’якою матрицею, наповненою магнітом’якими феромагнітними мікрочастинками карбонільного заліза. Досліджувана балка вільно висить у вертикальному положенні, а її вигин відбувається в однорідному поперечному відносно осі балки магнітному полі. Було виявлено, що в таких умовах сила тяжіння постійно протидіє магнітному вигину, однак переконливо встановлено, що при цьому повністю зберігаються всі ключові фізичні особливості, притаманні класичному критичному вигину балки МАЕ.

3.1. Дані експерименту

Для практичного виготовлення досліджуваного зразка на першому етапі здійснювали ретельну підготовку та дозування вихідних компонентів. При цьому як магнітний наповнювач відбирали дисперсні мікрочастинки феромагнітного карбонільного заліза високої хімічної чистоти (масова частка 0,999) із середнім розміром близько 15 мкм (при максимальному розмірі окремих частинок до 80 мкм). Якості рідкої силіконової матриці виступав двокомпонентний високоміцний та термостійкий силіконовий компаунд. Потім відважені частинки заліза ретельно механічно вмішували в рідкий силіконовий носій у суворо розрахованій пропорції, щоб досягти кінцевої масової концентрації у 50% феромагнітних мікрочастинок магнітом’якого карбонільного заліза.

Отриману рідку вихідну суспензію тривало та інтенсивно перемішували для досягнення максимально рівномірного і гомогенного розподілу магнітних частинок по всьому робочому об'єму суміші, після чого її акуратно заливали у спеціальну геометричну форму. Далі процес структурування та хімічної полімеризації (вулканізації) силіконової матриці проводили безпосередньо всередині однорідного магнітного поля визначеної напруженості. Це поле ефективно орієнтувало та зміщувало мікрочастинки

заліза, вишиковуючи їх у впорядковані ланцюжкові структури вздовж силових магнітних ліній, тим самим формуючи необхідну внутрішню анізотропію фізичних властивостей матеріалу. Після завершення повного циклу затвердіння та сшивки полімерної суміші отримували щільний, високоеластичний блок магнітоактивного еластомеру із кінцевою щільністю 2,45 г/см^3 та початковим модулем Юнга 0,4 МПа. На фінальному етапі з цього готового монолітного блока за допомогою точної механічної нарізки

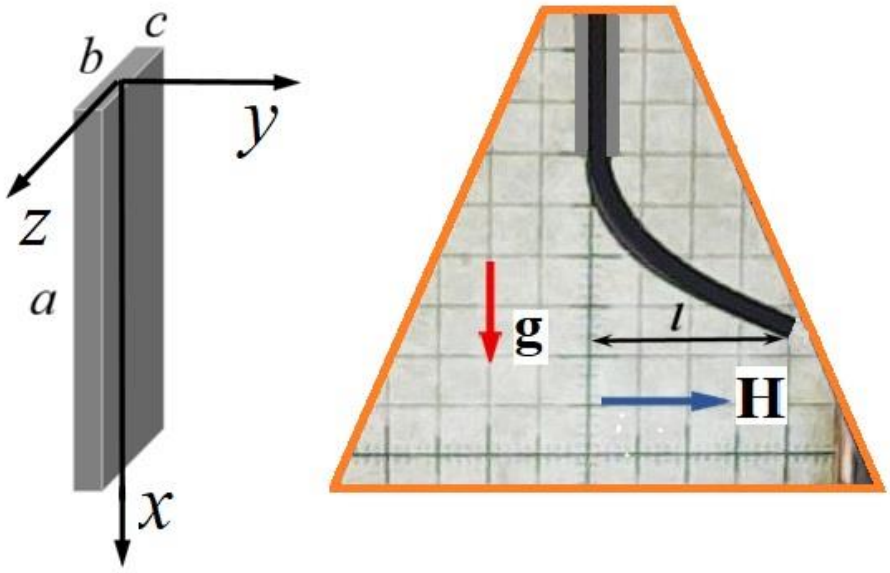


Рисунок 3.1. Схематичне зображення тонкої балки МАЕ з розмірами a>>b>>c та фотографія балки МАЕ, вигнутої магнітним полем в експерименті, яка до намагнічування висіла вертикально, ***H*** *– вектор напруженості магнітного поля перпендикулярний площині ab, направлений горизонтально,* ***g*** *- вектор прискорення вільного падіння, l – відхилення вільного кінця балки від вертикалі вздовж* ***H****, вісь x направлена вздовж вертикалі вниз, осі y, z – лежать в горизонтальній площині, вісь y перпендикулярна до площини ab плівки.*

вирізали безпосередньо зразок, надаючи йому форми тонкого прямокутного паралелепіпеда з кінцевими розмірами *a*=25.7 мм, *b*=4,5 мм, *c*=2 мм (рис. 3.1) [27,109]. Розташування частинок та їх орієнтація в матриці просторово випадкові. Намагніченість насичення зразка становить 98 emu/g.

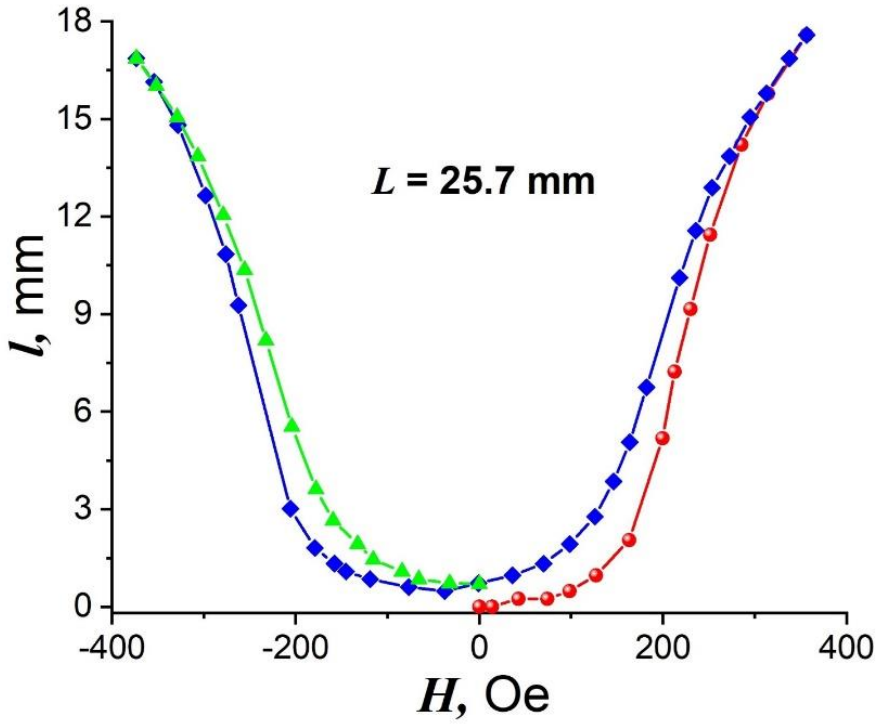


Рисунок 3.2. Польова залежність відхилення вільного кінця балки при розгортці поля від 0 до 400 Ое – позначено червоними кульками, при виведенні поля і розгортці поля протилежного знаку від 400 Ое до -400 Ое – синіми ромбиками, і при вимиканні поля від -400 Ое, до 0 – зеленими трикутниками.

Експериментально отримана польова залежність величини механічного зміщення вільного кінця балки, $l(H)$, детально представлена на рис. 3.2. На даному графіку червоними кульками позначено характерну залежність зміщення при первинному введенні та поступовому нарощуванні зовнішнього магнітного поля в інтервалі від 0 до 400 Е. Синіми ромбами наведено хід кривої зміщення при наступному зменшенні та виведенні магнітного поля від 400 Е до 0, а також при подальшому введенні поля протилежного напрямку до значення -400 Е. У свою чергу, зеленими трикутниками проілюстровано зворотний хід величини зміщення під час послідовного виведення від'ємного магнітного поля від -400 Е назад до нульового значення. Як було переконливо показано в роботі [110], внаслідок наявності вираженого залишкового вигину та відповідного гістерезисного

ефекту, кінцевий знак зміщення вільного кінця зразка абсолютно не залежить від напрямку чи знаку прикладеного зовнішнього магнітного поля.

Представлена експериментальна залежність $l(H)$ на рис. 3.2 має чітко виражений вигляд петлі гістерезису. Спостережувана наявність залишкового вигину балки після повного виведення зовнішнього магнітного поля дозволяє обґрунтовано припустити, що такий гістерезис вигину безпосередньо пов'язаний із дисипативним впливом в’язкості полімерного середовища на просторове зміщення і переорієнтацію частинок у матриці під час деформування, яке відбувається завдяки реструктуризації МАЕ в магнітному полі [110]. Однак чисельна величина цього залишкового зміщення при виведенні магнітного поля виявляється значно меншою за різницю зміщень для верхніх та нижніх кривих гілок при $H \neq 0$ на рис. 3.2. Тому, окрім традиційного в’язкопружного впливу матриці, варто додатково припустити, що хаотично та випадково розташовані намагнічені частинки створюють складні стохастичні магнітодипольні поля. Ці локальні поля характеризуються безліччю локальних мінімумів потенціальної енергії (за аналогією зі станами в дипольному склі) для просторової орієнтації магнітних моментів частинок, що у підсумку призводить до метастабільного блокування нерівноважних положень частинок в об’ємі матриці. Проте в цілому залишкове зміщення володіє відносно малим значенням, так що різниця величин між окремими гілками польової залежності для $l(H)$ є також незначною, завдяки чому процес деформування досліджуваного зразка можна з високою точністю вважати квазіпружним, близьким до класичної пружної поведінки суцільного твердого тіла, а не в'язкоплинної рідини.

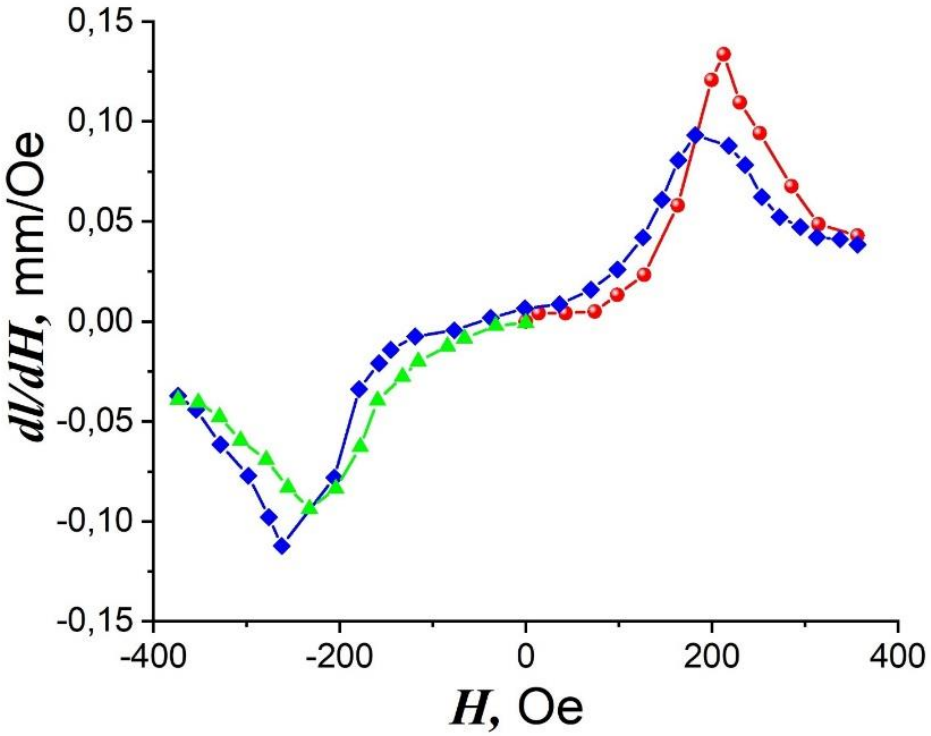


Рисунок 3.3. Польова залежність для похідної відхилення вільного кінця балки dl/dH, розрахована по даним наведеним на рис. 3.2. Напрямок розгортки поля для кривих позначено різними кольорами, такими самими як на рис. 3.2.

На рис. 3.3 наведено графічні польові залежності для перших похідних величини зміщення по полю, $dl(H)/dH$. Криві, отримані для цих похідних, також демонструють виражений гістерезисний характер. Похідні від зміщення виявляють гострі екстремуми (максимуми та мінімуми), що є характерною ознакою критичної поведінки процесу вигину [27, 109]. При первинному введенні зовнішнього магнітного поля спостерігається більш гострий мінімум, що свідчить про більш виразний критичний характер вигину. При подальших циклах перемагнічування цей прояв критичності дещо зменшується, що безпосередньо пов’язано з проявами мікропластичності системи та дестабілізуючим впливом випадкових стохастичних магнітодипольних полів, створених частинками.

Самочинний вигин балки відбувається виключно за умови, коли вектор напруженості однорідного зовнішнього магнітного поля **H** та вектор

локальної намагніченості зразка $\mathbf{M}$ не збігаються за своїм напрямком. Це пояснюється тим, що механічний крутний момент, який діє з боку магнітного поля на намагнічений зразок, визначається векторним добутком вектора намагніченості на вектор напруженості поля: $\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}$. У загальному лінійному наближенні вектор намагніченості є пропорційним напруженості прикладного поля: $\boldsymbol{m} = \hat{\chi}\mathbf{H}$, де $\hat{\chi}$ — тензор другої валентності для магнітної сприйнятливості матеріалу. Початковий недеформований зразок (рис. 3.1) має три взаємно перпендикулярні осі симетрії другого порядку, які збігаються з відповідними координатними осями. Відповідно, тензор магнітної сприйнятливості $\hat{\chi}$ у цій системі координат є діагональним і містить три різні за величиною головні компоненти.

Явний прояв такої магнітної анізотропії детально демонструють експериментальні польові залежності для намагніченості балки, наведені на рис. 3.4. Вимірювання намагніченості проводили для жорстко зафіксованої балки, яка унеможливлювала вигин при введенні магнітного поля. Довжина зразка при цих вимірюваннях становила $a = 10$ mm, що було обумовлено конструктивними та об'ємними обмеженнями вимірювальної комірки магнітометра LDJ 9500, за допомогою якого здійснювалися експерименти.

На рис. 3.4 експериментальна крива, отримана в орієнтації $H \parallel a$ (що відповідає напрямку $H \parallel x$), розташовується суттєво вище за інші, отже, саме цей напрямок уздовж довжини балки є віссю легкого намагнічування зразка. Натомість крива, виміряна при конфігурації $H \parallel c$ (або $H \parallel y$), лежить нижче за всі інші криві. Це переконливо свідчить про те, що коли вектор зовнішнього магнітного поля спрямований перпендикулярно до основної площини балки, спостерігається випадок важкого намагнічування даного зразка.

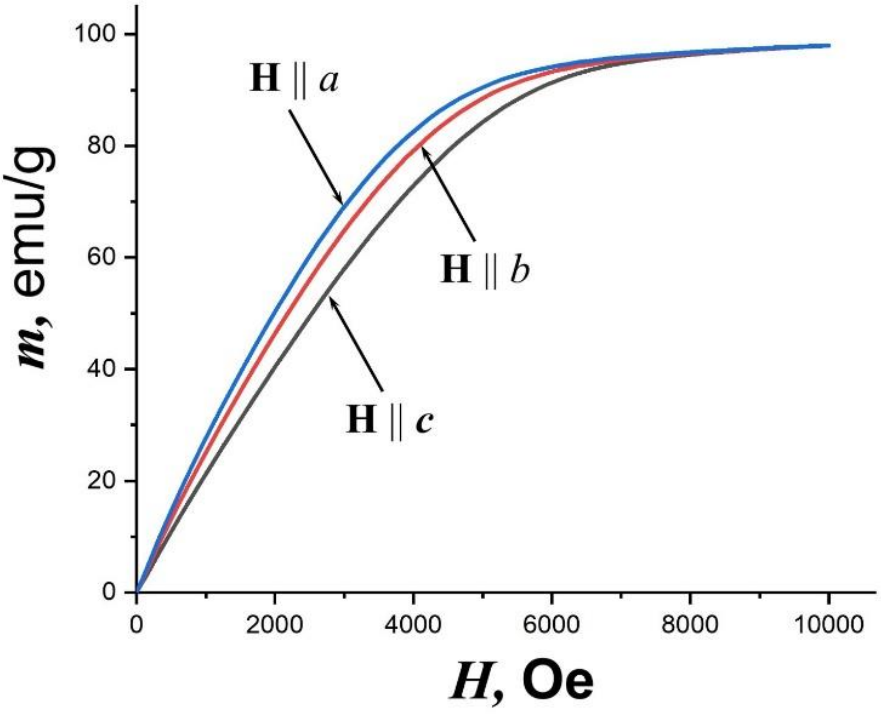


Рисунок 3.4. Польові залежності для намагніченості балки отримані для трьох орієнтацій магнітного поля, коли ***H*** || *a,* ***H*** || *b,* ***H*** || *c.*

На рис. 3.5 детально зображені експериментальні польові залежності для диференційної похідної намагніченості по полю, $dm(H)/dH$. Гранична величина цієї похідної при прямуванні напруженості магнітного поля до нуля ($H \to 0$) чисельно дорівнює відповідним початковим компонентам тензора магнітної сприйнятливості матеріалу. З наведених даних чітко бачимо, що компонента магнітної сприйнятливості, виміряна вздовж довгої геометричної осі балки (яка відповідає осі легкого намагнічування), $\chi_{\parallel}$, є суттєво більшою за компоненту магнітної сприйнятливості $\chi_{\perp}$, яка вимірюється у випадку, коли зовнішнє поле направлене суворо перпендикулярно до площини зразка (уздовж осі важкого намагнічування). Наявна анізотропна різниця $\Delta\chi = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp} > 0$ є досить значною за величиною і складає майже чверть (близько 25%) від значення $\chi_{\perp}$.

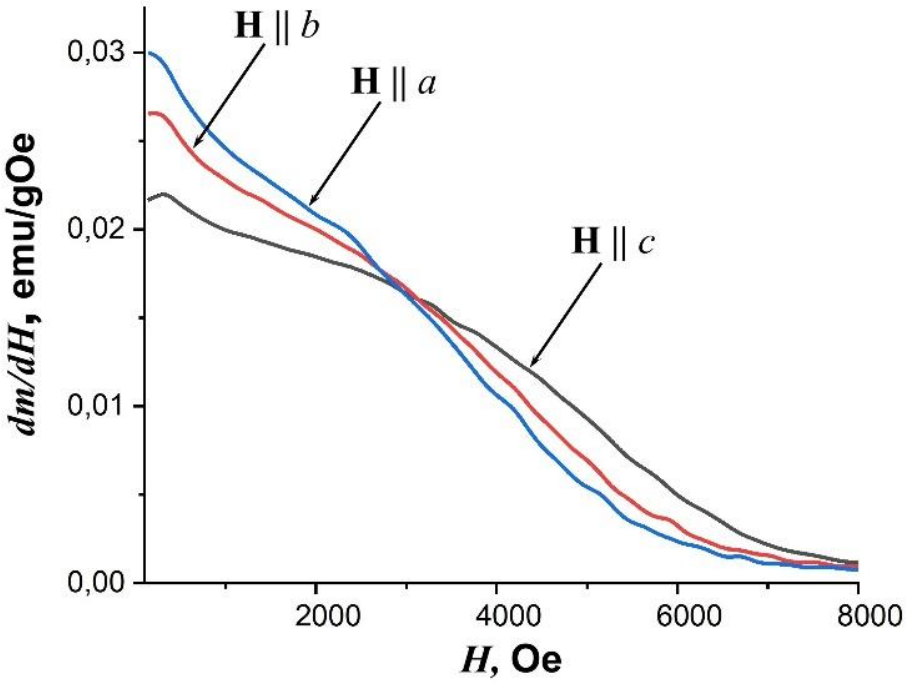


Рисунок 3.5. Польові залежності для похідних намагніченостей dm/dH розрахованих по даним наведеним на Рис. 3.4.

Як і у випадках, детально вивчених у роботах [27, 41, 108, 109], виникнення механічного вигину досліджуваної балки, незважаючи на постійну протидію з боку сили тяжіння, першочергово обумовлене безпосереднім впливом внутрішньої магнітної анізотропії зразка МАЕ. Локальна зміна просторової форми зразка при вигині, завдяки якій відбувається порушення та зміна початкової симетрії його недеформованого стану, неминуче призводить до виникнення неколінеарності між вектором загальної намагніченості матеріалу та вектором напруженості зовнішнього магнітного поля. Ця просторова неколінеарність і спричиняє утворення механічного крутного моменту сил, який є безпосередньо відповідальним за подальший критичний вигин балки.

3.2. Обговорення результатів досліджень

При вигині мала ділянка балки, яку на Рис. 3.6 позначено *dl*, повертається на кут θ, величина якого залежить від координати x і дорівнює $\theta = dy/dx$.

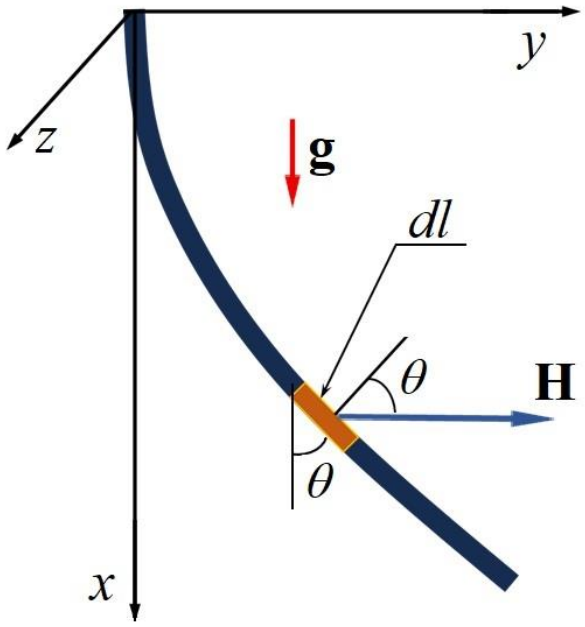


Рисунок 3.6. Вигин тонкої балки МАЕ в горизонтальному магнітному полі ***H****, dl - мала ділянка балки,* θ *- кут її повороту.*

Лінійна густина моменту пружних сил, який протидіє вигину, пропорційна другій похідній $EJd^2\theta/dx^2$, де J – момент інерції визначений відносно осі x, $J = bc^3/12$. Лінійна щільність моменту крутного моменту магнітопружних сил пропорційна векторному добутку намагніченості на напруженість. Векторний добуток **m**×**H** можна представити різницею добутків компонент намагніченості та поля $m_{||}H_{\perp}$ - $m_{\perp}H_{||}$, в яких повздовжню компоненту намагніченості можна записати у вигляді: $m_{||}=\chi_{||}H_{||}=\chi_{||}H\sin\theta$, а поперечну – $m_{\perp}=\chi_{\perp}H_{\perp}=\chi_{\perp}H\cos\theta$. Відповідно крутний момент магнітопружних сил дорівнює $-\Delta\chi H^2 S\sin\theta\cos\theta$, де S - площа перерізу балки, $S=bc$. Лінійна щільність моменту сили тяжіння дорівнює $\rho gSx\sin\theta$.

У відповідності до *теорії балки Ейлера-Бернуллі* (Euler–Bernoulli beam theory) величини локальних моментів сил мають бути скомпенсованими. Запишемо диференційне рівняння

$$EJ\frac{d^2\theta}{dx^2} = -\Delta\chi H^2 S\sin\theta\cos\theta + \rho gSx\sin\theta\,. \qquad (3.1)$$

Вихідному стану невигнутої балки відповідає рішення рівняння (3.1), коли $\theta = 0$.

За умови, що можна знехтувати силою тяжіння, та для випадку малого вигину, коли $\theta \to 0$, рівняння (3.1) набуває вигляду

$$EJ\frac{d^2\theta}{dx^2} = -\Delta\chi H^2 S\theta . \tag{3.2}$$

Подібно до [108] з (3.2) знаходимо, що втрата стійкості недеформованого стану з $\theta = 0$ відбувається в критичному полі [109],

$$H_{cr} = \frac{\pi}{4}\frac{c}{a}\sqrt{\frac{E}{3\Delta\chi}} . \tag{3.3}$$

З (3.2) маємо, що при вигині найбільше деформування з великою величиною похідної $d\theta/dx$ спостерігається поблизу фіксованого кінця балки. Параметр λ, що має розмірність довжини і характеризує ділянку балки найбільш деформованої вигином, при $H>>H_{cr}$ дорівнює

$$\lambda = \sqrt{\frac{EJ}{\Delta\chi S H^2}} , \quad \text{або} \quad \lambda = \frac{2a}{\pi}\frac{H_{cr}}{H} . \tag{3.4}$$

Отже, можна вважати, що в сильних полях при $H>>H_{cr}$ більша частина балки, окрім ділянки біля фіксованого кінця, повертається магнітним полем рівномірно. Величину кута рівномірного повороту балки в сильних полях знайдемо за умови, що права частина рівняння (3.1) дорівнює нулю, а сила тяжіння прикладена до центру мас

$$\cos\theta = \frac{ga}{2\Delta\chi H^2} . \tag{3.5}$$

Рівномірний поворот балки МАЕ в поперечному магнітному полі досліджували в [111].

Для оцінки впливу сили тяжіння на критичний вигин підставимо в (3.1) координату центру мас балки, приймаючи умову, що кут θ малий, $\theta \to 0$. За цих умов диференційне рівняння для вигину має вигляд

$$EJ\frac{d^2\theta}{dx^2} = -(\Delta\chi H^2 - \rho g\frac{a}{2})S\theta . \tag{3.6}$$

З (3.6) отримаємо, що сила тяжіння зумовлює зростання величини критичного поля

$$H_{cr} = \sqrt{\frac{1}{\Delta\chi}\left((\frac{\pi}{4}\frac{c}{a})^2\frac{E}{3}+\rho g\frac{a}{2}\right)}. \qquad (3.7)$$

За повної відсутності здебільшого дестабілізуючого впливу сили тяжіння, тобто у випадку, коли вигин балки відбувається виключно у горизонтальній площині, як це детально досліджувалось у праці [109], величина критичного магнітного поля (3.3) виявляється обернено пропорційною до геометричної довжини балки. Натомість за умови безпосередньої дії сили тяжіння другий доданок під квадратним коренем у співвідношенні (3.7) є прямо пропорційним довжині балки. Це означає, що чим більшою є довжина зразка, тим суттєвішим стає зсувний вплив сили тяжіння, і внаслідок цього величина критичного поля має помітно зростати.

Таким чином, власна сила тяжіння ефективно протидіє механічному вигину вертикально розташованої балки в робочому поперечному магнітному полі. Проте, незважаючи на цей протидіючий чинник, чітко виражений критичний характер вигину повністю зберігається, що також було переконливо та однозначно підтверджено нашими експериментальними вимірюваннями.

3.3. Висновки до розділу

Нами розв'язано складну експериментальну задачу з дослідження механічного вигину зразка з пружно м'якою матрицею. За таких умов суттєво зростає орієнтаційний вплив поля гравітації. Для забезпечення високої коректності спостережень було застосовано спеціальну геометрію, де балка закріплена за верхній кінець і вільно звисає вертикально, а однорідне зовнішнє магнітне поле прикладається строго перпендикулярно до неї (трансверсально). У такій просторовій конфігурації сила тяжіння безпосередньо та інтенсивно протидіє індукованому магнітному вигину.

Ключові результати та їх наукова новизна:

- **Збереження критичного характеру деформації:** Головним фундаментальним результатом є те, що попри значну протидію сили тяжіння, деформація вигину балки повністю зберігає свій чітко виражений критичний характер. Це експериментально підтверджується наявністю гострих пікових екстремумів (максимумів і мінімумів) на експериментальних польових залежностях похідних зміщення вільного кінця зразка (dl/dH).
- **Квазіпружна поведінка (слабкий гістерезис):** Виявлено, що загальна польова залежність вигину має вигляд петлі гістерезису. Протім абсолютна величина залишкової деформації після повного вимкнення поля є відносно малою. Це переконливо свідчити про те, що пружні ефекти суттєво переважають пластичні чи в'язкореологічні процеси, і матеріал у процесі деформування поводить себе як класичне пружне тверде тіло, а не магнітна рідина.
- **Природа гістерезису:** Фізичною причиною спостережуваного слабкого гістерезису та деякого розмиття критичної поведінки при повторних циклах перемагнічування визначено не лише внутрішню в'язкість еластомеру, а й виникнення стохастичних магнітодипольних полів між хаотично розташованими частинками наповнювача (структура типу дипольного скла), що створює множинні мінімуми потенціальної енергії та блокує нерівноважні положення частинок.
- **Роль магнітної анізотропії:** Експериментально доведено наявність суттєвої магнітної анізотропії форми недеформованого зразка (вісь легкого намагнічування спрямована уздовж довжини балки, а важкого — перпендикулярно до її площини). Саме виникнення неколінеарності між вектором прикладного поля та вектором намагніченості під час початкового повороту ділянок балки створює крутний момент, безпосередньо відповідальний за подальший критичний вигин.

Отримані експериментальні дані здобули строге теоретичне підтвердження в наближенні тонкої балки в рамках модифікованої теорії

Ейлера-Бернуллі. Шляхом аналізу диференційного рівняння балансу моментів пружних, магнітопружних сил та сили тяжіння показано, що:

- Вплив сили тяжіння призводить до закономірного зростання величини критичного поля втрати механічної стійкості.
- На відміну від випадків безгравітаційного вигину (де критичне поле є обернено пропорційним довжині балки), за дії сили тяжіння внесок гравітаційного момента прямо пропорційний довжині зразка, що значно посилює його стабілізуючу роль проти вигину.
- У сильних магнітних полях переважна частина балки (окрім вузької зони жорсткого крайнього закріплення) зазнає майже рівномірного повороту у напрямку полів.

Дане дослідження успішно закриває важливу фундаментальну проблему опису механічної стійкості магнітоактивних смарт-матеріалів у полях масових сил (гравітації). Доведено, що композит МАЕ на основі м'якого силікону та карбонільного заліза є високоефективним квазіпружним середовищем із магнітною пам'яттю форми, механічний відгук якого піддається точному прогнозуванню та математичному моделюванню. Це відкриває чіткі інженерні перспективи для проектування безконтактних актуаторів, сенсорів та елементів м'якої робототехніки.

4. ВПЛИВ ПЛАСТИЧНОСТІ НА ІНДУКОВАНУ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ ДЕФОРМАЦІЮ ЗГИНУ МАГНІТОАКТИВНОГО ЕЛАСТОМЕРА З СУПЕРПАРАМАГНІТНИМИ НАНОЧАСТИНКАМИ

4.1 Задача із вигином балки МАЕ

В однорідному зовнішньому магнітному полі механічний вигин закріпленої одним кінцем магнітом'якої балки МАЕ є наслідком передусім виникнення в її об'ємі неколінеарної відносно вектора поля намагніченості. У випадку поперечно-намагнічуваного стрижня (довгої балки) енергія внутрішнього поля розмагнічування володіє значним додатним значенням. Цей енергетично невигідний внесок у повну вільному енергію балки може бути суттєво мінімізований або повністю усунутий, якщо балка орієнтаційно повертатиметься та намагнічуватиметься поздовжньо уздовж своїх довгих граней. Оскільки консольно закріплена одним кінцем балка як цілісне тіло повертатися не може, вона починає макроскопічно вигинатися.

Однак при знаходженні в поперечному магнітному полі виникає фундаментальна проблема механічної нестійкості вигину, яка є фізично подібною до класичної втрати стійкості балки при її поздовжньому механічному стисненні [112]. Для зразка, виготовленого з ідеального МАЕ (що характеризується повною відсутністю коерцитивності, наявністю виключно пружних деформацій у магнітному полі та відсутністю пластичних явищ), можливі напрямки вигину в поперечному однорідному магнітному полі — вздовж або протилежно вектору напруженості поля — є абсолютно рівноймовірними. Така невизначеність напрямку вигину являє собою симетрійний ефект і виникає внаслідок енергетичного виродження намагнічених станів балки незалежно від конкретного напрямку її відхилення [109]. Механічна нестійкість балки в поперечному магнітному полі має виражену магнітопружну природу і безпосередньо обумовлена залежністю повної магнітної енергії системи від величини її просторового вигину [109].

Ця невизначеність напрямку вигину балки з ідеального МАЕ має місце не лише під час первинного [108] намагнічування зразка — вона є цілком можливою для всіх наступних циклів введення та виведення магнітного поля, у тому числі при зміні напрямку поля на протилежний (зміні знаку прикладного поля) під час повного перемагнічування. У праці [27] висувалося припущення, що для реального МАЕ ця невизначеність напрямку вигину при повторних циклах введення поля може бути ефективно усунена за рахунок малої залишкової намагніченості балки, якої вона набуває після першого намагнічування (внаслідок наявності малої, але скінченної коерцитивної сили частинок наповнювача). У той же час у роботі [8] припускалося, що дану нестійкість усуває виражений залишковий вигин, який формується внаслідок залишкового пластичного деформування матриці балки під час її первинного намагнічування.

У цьому розділі детально вивчається безпосередній вплив пластичної деформації на напрямок і динаміку вигину балки МАЕ, наповненої суперпарамагнітними наночастинками. Як відомо, суперпарамагнітні наночастинки повністю позбавлені коерцитивності та намагнічуються абсолюто рівноважним чином [113, 114]. Вони демонструють дещо меншу питому намагніченість насичення порівняно з масивними феромагнітними мікрочастинками, однак завдяки природі суперпарамагнетизму величина їхньої початкової магнітної сприйнятливості може бути цілком достатньою для того, щоб спостерігати значний за величиною вигин навіть у порівняно слабких магнітних полях, зокрема й у МАЕ з відносно пружно жорсткими полімерними матрицями.

Ми детально покажемо, що залишкова пластична деформація, якої балка МАЕ з суперпарамагнітними наночастинками набуває одразу після первинного намагнічування, повністю визначає подальший напрямок деформації вигину при всіх наступних циклах перемагнічування балки. Іншими словами, залишкове пластичне деформування, що виникає після першого вигину, задає стабільний напрямок деформації при

перемагнічуванні. При цьому виявляється важлива особливість: при подальших циклах перемагнічування підсумковий напрямок вигину абсолютно не залежить від напрямку або знаку прикладного магнітного поля.

Якщо після вигину балки, викликаного її першим намагнічуванням, вона внаслідок наявності залишкової пластичної деформації не відновлює повністю свій початковий невигнутий стан, то при наступному введенні магнітне поле вже не буде суворо поперечним відносно осі балки — воно стає геометрично нахиленим до неї. Виходячи з фізичного припущення, що усунення симетричної невизначеності напрямку вигину балки в поперечному однорідному полі відбувається саме через те, що залишковий вигин порушує початковий вихідний стан зразка. У результаті буде отримано, що завдяки такій залишковій деформації початкова дзеркальна симетрія системи порушується, тому при інверсії напрямку поля не спостерігатиметься відповідна інверсія напрямку вигину.

У цьому розділі експериментально досліджено особливості поведінки вигину в малих магнітних полях для консольно закріпленої за один кінець балки МАЕ, наповненої наночастинками заміщеного манганіту $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$, а також з’ясуємо фундаментальну роль пружної та пластичної складових деформації, що виникають внаслідок намагнічування.

Як відомо з літературних джерел [114–123], наночастинки манганітів в околі кімнатної температури здатні проявляти виражені суперпарамагнітні властивості. Наночастинки в структурі МАЕ можуть, з одного боку, механічно армувати полімерну матрицю, а з іншого — володіти вищою локальною рухливістю в об'ємі полімеру, тому пластичні явища можуть бути надзвичайно актуальними саме для композитів МАЕ з нанонаповнювачами. Раніше в роботі [8] для композитів МАЕ з наночастинками $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$ досліджувалися лише температурні властивості індукованого магнітним полем вигину в околі фазового переходу (точки Кюрі). У даному ж розділі буде детально досліджено вплив пластичності на магнітопружні характеристики та індукований магнітним полем вигин балки МАЕ з

наночастинками $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$. Також буде доведено, що отримані експериментальні дані перебувають у високій відповідності з теоретичними розрахунками та оцінками.

4.2 Виготовлення зразка

Практичне виготовлення досліджуваного зразка МАЕ здійснювалося в два послідовних технологічних етапи.

На першому етапі методом піролітичного розкладу було високоточно синтезовано спеціальний магнітний нанопорошок нестехіометричного манганіту лантану-срібла складного хімічного складу з формулою $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$. Даний дисперсний матеріал обрали передусім тому, що його критична температура фазового переходу (температура Кюрі) становить близько $308\ К$ (що є надзвичайно близьким до стандартної кімнатної температури), причому цим фізичним показником можна легко та ефективно керувати. Комплексний рентгеноструктурний аналіз разом із розсвічувальною електронною мікроскопією показали, що вихідний отриманий порошок володіє чіткою ромбоедричною кристалічною структурою типу перовськіту і складається з майже сферичних однодоменних наночастинок із середнім розміром близько 65 нм. Визначена рентгенівська густина цієї сполуки становить $6{,}213$ г/см^3, а міжплощинна відстань для кристалографічної зони (012) дорівнює $0{,}377$ нм.

На другому етапі відбувалося безпосереднє формування самого композитного еластомеру, яке традиційно включало етапи механічного змішування компонентів та їхнього подальшого хімічного затвердіння. Як рідку полімерну основу застосували двокомпонентний м’який силіконовий компаунд Silikon SKR-780 словацького виробництва. У своєму початковому невулканізованому стані цей силіконовий носій володіє густиною в межах $1{,}1$--$1{,}15$ г/см^3 при температурній нормі 25°C, динамічною в’язкістю близько $15\,000$ cPs, початковою твердістю 5 одиниць за Шором А та вираженою здатністю до граничного подовження до розриву аж до 600%. Отриманий

раніше нанопорошок манганіту відважували та змішували з силіконом у строго розрахованій масовій пропорції 33% від загальної маси готового зразка. Частинки піддавали тривалому та інтенсивному перемішуванню для їхнього максимально рівномірного і стохастичного розподілу по всьому об'єму матриці, після чого рідку суміш заливали в геометричну форму для полімеризації, свідомо не застосовуючи зовнішніх магнітних полів для створення штучної анізотропії частинок.

Готовий відлитий зразок отримав підсумкову загальну густину 1,60 г/см^3 та виявився надзвичайно м’яким і механічно піддатливим, що повністю підтверджується виміряним значенням модуля Юнга на рівні всього 0,57 МПа. Важливо зазначити, що прецизійні магнітні тести виявили реальну об'ємну частку феромагнітної фази в композиті на рівні 30,5%, що чудово узгоджується із вихідною закладеною під час змішування масовою часткою у 33%. Для проведення подальших лабораторних експериментів із вигинання матеріалу зовнішнім магнітним полем, із виготовленого еластомеру вирізали тонку прямокутну балку з геометричними розмірами: 20 мм завдовжки, 5 мм завширшки та 1 мм завтовшки. Такий адаптований метод фабрикації дозволив повністю зберегти високі магнітні властивості окремих наночастинок, але суттєво знизив їхній взаємний магнітостатичний вплив усередині еластичного силіконового середовища, завдяки чому підсумкова коерцитивна сила готового еластомеру знизилася до 10 Е, забезпечивши зразку чисті суперпарамагнітні властивості [8].

У [8] наведено SEM, TEM, X-Ray дані експериментальних досліджень наночастинок манганіту, з яких отримано, що вони мають середній розмір 68 ± 4 nm. Концентрація наночастинок в МАЕ становила 8 об’ємних відсотків, густина МАЕ 1.60 g/cm^3. З вимірів отримано величину модуля Юнга МАЕ, *E*=570 kPa. З протоколів ZFC/FC [124] вимірювань температурної залежності намагніченості в постійному магнітному полі отримано, що в околі кімнатної температури порошок наночастинок манганіту $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$ перебуває в суперпарамагнітному стані.

Вивчали індукований магнітним полем вигин балки МАЕ з одним фіксованим кінцем. Другий її кінець був вільним. Форма зразка наведена на вставці рис. 4.1, його розміри: довжина a = 20 mm, висота b = 5 mm і ширина c = 1 mm. До вигину балка була орієнтована наступним чином, $a \parallel z$, $b \parallel x$, $c \| y$. Координатні осі y, z лежать в горизонтальній площині. Вектор напруженості **H** магнітного поля лежить в площині yz. Кут між вектором **H** та віссю y позначено β. Поле направлене поперечно, якщо β=0, **H**$\|y$. У поперечному полі вектор **H** орієнтований перпендикулярно до поверхні ab невигнутої балки.

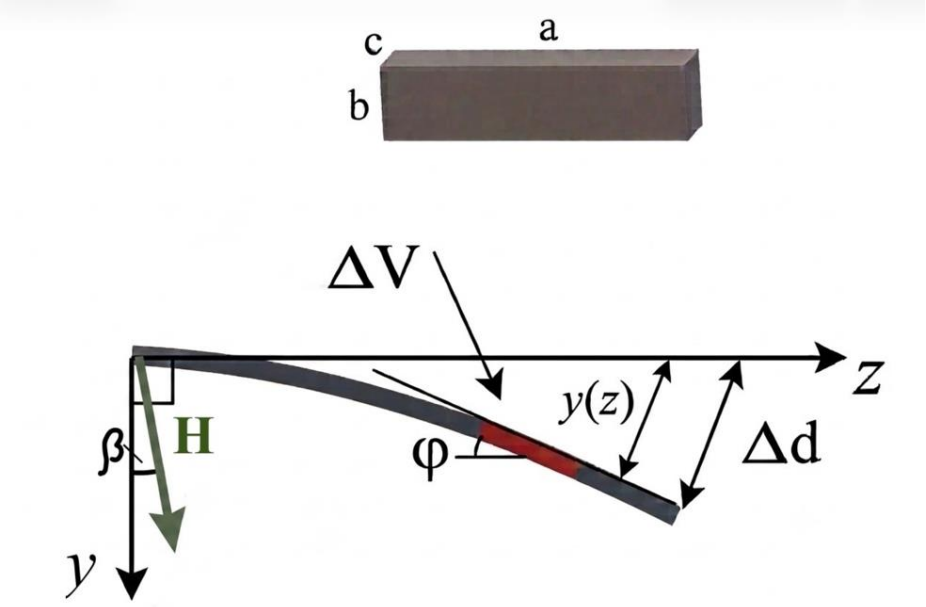


*Рисунок 4.1 Геометричне зображення балки: a - довжина, b - висота, c - ширина. Знизу показано вигнуту балку з фіксованим лівим кінцем, y, z – осі в горизонтальній площині, вісь x направлена вертикально, вісь z направлена вздовж початкового стану не намагніченої (недеформованої за рахунок цього) балки, z||a, y||c. Вектор напруженості магнітного поля **H** лежить в площині yz, β - кут між y та **H**, φ - кут повороту малої ділянки ΔV балки.*

Під безпосередньою дією зовнішнього поперечного магнітного поля вільний кінець досліджуваної балки макроскопічно зміщувався у площині yz. В експерименті прецизійно вимірювали лінійне зміщення вільного кінця балки, яке на рис. 4.1 схематично позначене як Δd.

При процесі вигину довільна мала елементарна ділянка балки об'ємом ΔV повертається в робочій площині yz, причому на рис. 4.1 локальний кут повороту для такої обраної ділянки балки позначено як $\phi(z)$. Відповідно, кут між вектором напруженості зовнішнього магнітного поля **H** та нормаллю до цієї макроскопічно відхиленої малої ділянки балки дорівнює алгебраїчній різниці $\beta - \phi(z)$.

Зауважимо, що в реальному фізичному експерименті мале кутове відхилення напрямку поля **H** від строго поперечного напрямку ($\beta \neq 0$) може закономірно виникнути внаслідок технічної неточності початкового орієнтування та закріплення зразка балки строго перпендикулярно до геометричної осі електромагніту.

Зовнішній діаметр паралельних між собою полюсних наконечників застосованого електромагніту становив 165 мм при робочій відстані між ними у 82 мм. Така геометрія міжполюсного зазору забезпечувала високу просторову однорідність магнітного поля безпосередньо на зразку, який точно розміщували в геометричному центрі цього зазору перпендикулярно до його поздовжньої осі.

4.3. Результати

На рис. 4.2, 4.3 наведені експериментальні дані відносного зміщення $\delta(H)=\Delta d(H)/a$ вільного кінця балки МАЕ, під впливом поперечного магнітного поля. Криву 1 отримано при першому введенні магнітного поля від 0 до 1.7 kOe, криву 2 при зменшенні поля від 1.7 kOe до 0 і далі до -1.7 кОе. На кривій 3 поле змінювали від -1.7 kOe до 0.35 kOe. На вставці показана залежність $\delta(H)$ для малих величин полів. З гістерезису $\delta(H)$ маємо, що на величину вигину впливає напрямок розгортки магнітного поля, криві $\delta(H)$ для зростаючого чи спадаючого магнітного поля зсунуті одна проти другої.

Отримана на рис. 4.2 польова залежність $\delta(H)$ має особливості: (і) знак $\delta(H)$ не залежить від знаку поля, при зміні напрямку поля, H -H, балка

вигинається в один і той самий бік, $\delta(H)>0$; (ii) після першого введення виведення додатнього поля, H 0 □ 1.7 кОе □ 0, балка набуває залишкової

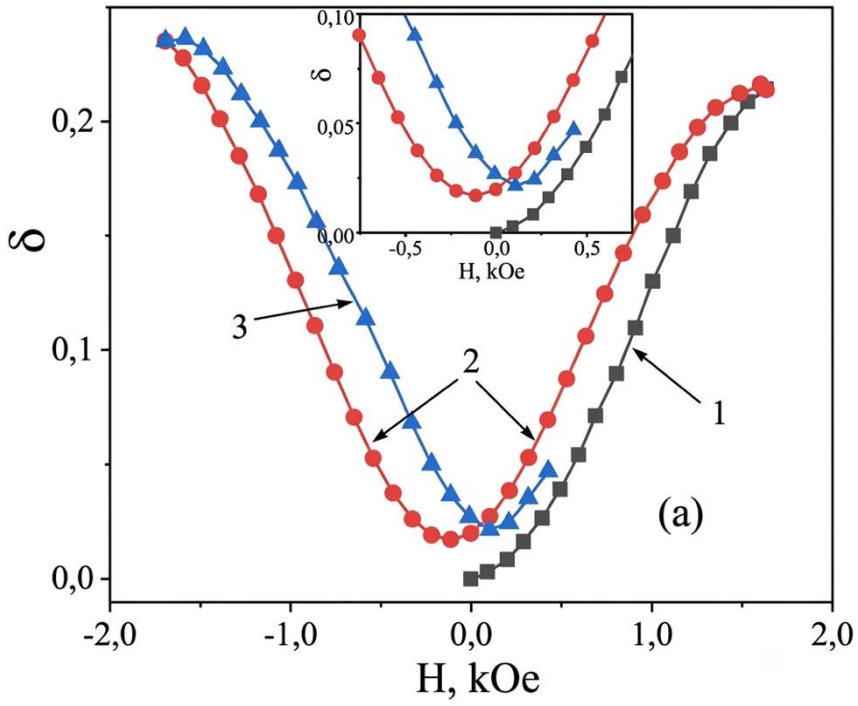


Рисунок 4.2. Польові залежності відносного зміщення вільного кінця балки $\delta(H)$. У вставці показана залежність $\delta(H)$ для малих полів.

пластичної деформації (залишкового вигину), величина якої при поверненні поля до нуля становить δ_r=0.019; (iii) крива 2 залежності $\delta(H)$ має мінімум, положення якого дещо зсунуте у бік від'ємних значень H; (iv) на кривій 3 при завершенні другого півциклу перемагнічування (H є -1.7 кОе → 0.35) залежність $\delta(H)$ має мінімум, положення якого зсунуто в позитивні поля практично без зміни величини δ_r; (v) при перемагнічуванні в інтервалі полів зі зміною його знаку, H є 1.7 kOe → 0 → -1.7 kOe → 0 → 0.35 kOe, маємо «петлю» гістерезису в залежності $\delta(H)$ для вигину, при цьому величина залишкової пластичної деформації δ_r не змінюється.

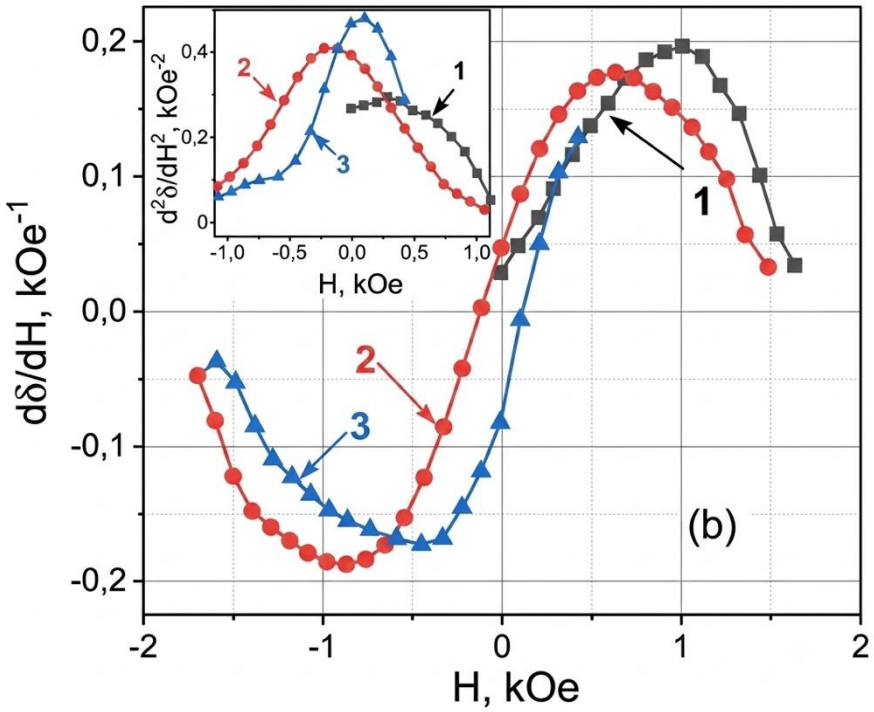


Рисунок 4.3. Похідна польової залежності відносного зміщення вільного кінця балки dδ (H)/dH (b). У вставці показано хід польової залежності для другої похідної $d^2 \delta(H)/dH^2$.

Механічний вигин досліджуваної балки володіє певною залишком пластичною деформацією. Це означає, що при зсуві та поверненні магнітного поля назад до нульового значення, величина вигину балки вже не повертається повністю до свого вихідного початкового стану перед первинним намагнічуванням з нульовим відхиленням. Такий набутий залишковий вигин чітко спостерігається після кожного послідовного півциклу введення та виведення прикладного магнітного поля. Крім того, безпосередньо після першого введення поля експериментальна «петля» вигину при подальшому багаторазовому перемагнічуванні зразка поступово наближається до замкненої циклічної форми, тобто спостерігається квазіпружна і добре повторювана поведінка вигину з уже сформованим при першому намагнічуванні стабільним залишковим вигином.

Така стійка циклічність, незважаючи на наявність залишкового вигину, переконливо показує, що при деформуванні вигину силіконовий еластомер

переважно деформується за пружним механізмом. Під час виведення зовнішнього поля завдяки інтенсивним тепловим флуктуаціям середні значення магнітних моментів суперпарамагнітних наночастинок стрімко зменшуються, внаслідок чого силовий вплив зовнішнього магнітного поля на магнітні моменти частинок та міжчастинкова магнітостатична взаємодія між ними суттєво послаблюються. У результаті наночастинки під дією релаксаційних пружних сил з боку полімерної матриці, яка була попередньо напружена міжчастинковими взаємодіями, повертаються назад близько до своїх початкових просторових положень при $H = 0$.

У класичних феромагнітних матеріалах магнітопружна взаємодія першочергово зумовлена фундаментальними законами квантової механіки, оскільки вона прямо визначається спін-орбітальним і спін-електронним зв'язком, а також чутливою залежністю обмінних інтегралів між сусідніми іонами від просторової відстані між ними. Намагніченість у таких внутрішньо впорядкованих структурах здатна з'являтися самочинно (спонтанно), що неминуче веде до виникнення мікроскопічної магнітострикції навіть за умов повної відсутності зовнішнього магнітного поля. Магнітна складова наповнювача МАЕ має феромагнітну природу, тому окремим частинкам також властива аналогічна внутрішня деформація, однак її абсолютний масштаб є настільки незначним, що під час аналізу макроскопічних деформаційних процесів МАЕ в зовнішньому магнітному полі цим чинником зазвичай нехтують.

Натомість макроскопічне явище магнітострикції МАЕ, яке фіксується експериментально, зумовлене безпосередньою силовою дією прикладного поля на магнітні включення та їхньою інтенсивною внутрішньою магнітодипольною взаємодією. Що стосується композитів МАЕ із суперпарамагнітними включеннями, то квадратичний за полем магнітопружний ефект проявляється в них виключно за умови наявності зовнішнього магнітного поля.

Зокрема, макроскопічна деформація згину низькокоерцитивних МАЕ з наночастинками може спричинятися просторовою магнітною неоднорідністю системи. Ця неоднорідність може виявлятися як у градієнтній нерівномірності самого магнітного поля, так і в неоднорідному розподілі локальних магнітних характеристик полімерної матриці МАЕ внаслідок постійної перебудови її внутрішньої структури. Крім того, важливою причиною згину може виступати виражена магнітна анізотропія зразка МАЕ, через яку характер його намагнічування суттєво відрізняється залежно від того, спрямоване зовнішнє магнітне поле вздовж його поздовжньої осі чи перпендикулярно до неї.

Експериментально спостережуваний гістерезис польової залежності зміщення $d(H)$ може виникати внаслідок просторового усереднення локальних пластичних (непружних) деформацій полімерної матриці еластомера в безпосередньому околі магнітних наночастинок. Ці локальні пластичні деформації матриці мусять обов'язково супроводжуватися відповідною незворотною зміною положень самих наночастинок. При зсуві поля до $H = 0$ підсумкове просторове положення наночастинок також має бути повністю узгодженим із макроскопічним залишковим вигином зразка. Цей прояв мікропластичності в найбільшій мірі стосується формування стабільного залишкового вигину безпосередньо після завершення першого циклу введення та виведення зовнішнього магнітного поля.

У ненасиченому магнітному стані ансамбль магнітних наночастинок володіє достатньо великою кількістю варіантів для просторових конфігурацій їхніх векторів намагніченості та магнітних моментів. Різноманітним кутовим орієнтаціям та координатним положенням магнітних моментів відповідають окремі конфігураційні мінімуми потенціальної магнітної енергії системи. Глибина цих потенціальних мінімумів прямо залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля та локальних дипольних полів, утворених сусідніми намагніченими наночастинками. Ці енергетичні мінімуми розділені потенціальними бар’єрами, висота яких залежить від попередньо

сформованої просторової конфігурації розташування та орієнтації намагнічених наночастинок. Як наслідок, у даній системі МАЕ спостережуваний макроскопічний вигин (тобто локальні напруження полімерної матриці та її деформація під час просторового реконфігурування частинок) стає чутливо залежним від попереднього стану матеріалу, тобто від конкретного шляху, яким система приведена у задане мале магнітне поле — з боку більшого «позитивного» поля чи з боку «негативного». Це безпосередньо обумовлює виникнення гістерезису польової залежності $d(H)$, який суттєво залежить від напрямку розгортки прикладного поля при такому квазіпружному вигині. Додатковою фізичною причиною даного явища може виступати відносно повільна часова еволюція просторових зміщень магнітних наночастинок та релаксація оточення полімерної матриці в околі місць їхнього закріплення під постійною дією внутрішніх напружень, викликаних міжчастинковими магнітними взаємодіями.

Таким чином, макроскопічна деформація згину балки МАЕ у високооднорідному зовнішньому магнітному полі чітко вказує на внутрішню просторову перебудову наночастинок усередині матриці, що неминуче призводить до порушення початкової однорідності їхнього об'ємного розподілу. За таких умов на зразок МАЕ починає діяти ефективна ponderomotive сила, величина якої, як і підсумковий ступінь згину, є квадратично пропорційною напруженості зовнішнього магнітного поля ($d \propto H^2$), що перебуває у повній відповідності з експериментальними результатами, наведеними на рис. 4.2.

Сам процес реструктуризації частинок у матриці МАЕ має чітко виражений нерівноважний характер. Зокрема, гістерезис при зміні просторового положення частинок спостерігається навіть для найпростішої модельованої системи, що складається лише з двох намагнічених сферичних частинок [105, 125]. У реальному композиті МАЕ з наночастинками індукований магнітним полем згинальний гістерезис (див. рис. 4.2) також може суттєво зумовлюватися нерівноважним просторовим зміщенням

наночастинок у гнучкій матриці під дією міжчастинкових магнітних диполь-дипольних взаємодій.

На рис. 4.4 зображено польові залежності намагніченостей $m_{\parallel}(H_{\parallel})$та $m_{\perp}(H_{\perp})$ для балки МАЕ із закріпленими краями у випадках, коли магнітне поле прикладене вздовж осі балки (H_{II}) та перпендикулярно до площини її найбільшої грані ($H\perp$). Ці криві ілюструють залежність намагніченості від анізотропії форми зразка. Ефект форми виявляється у тому, що внутрішнє поле в МАЕ визначається середньою намагніченістю зразка і є слабшим за зовнішнє магнітне поле. Це виступає додатковим чинником нелінійного намагнічування зразків МАЕ, що містять суперпарамагнітні наночастинки [126].

При $H \to 0$ криві з номерами з k = 1, 2, 3 на рис. 4.2 для вигину $\delta_k(H)$ мають близький до параболічного хід зі зміщеннями по полю на певні величини H_{0k}, при цьому $H_{01} \approx 0$, $H_{02} \approx - H_{03}$. Їх можна апроксимувати поліномами з парними степенями по H у вигляді:

$$\delta_k(H) = \sum_{i=0} a_{ik}(H + H_{0k})^{2i}, \qquad (4.1)$$

де a_{ik} – коефіцієнти.

Якщо обмежитись в (4.1) тільки 4-им степенем, то в інтервалі полів від 0 до 500 Oe для кривої 1 рис. 4.2 параметри апроксимації дорівнюють: H_{01}=0, a_{01}=0, a_{11}=0.8 kOe^{-2}, a_{21}=-0.075 kOe^{-4}, для кривої 2 на інтервалі полів від -500 Oe до 500 Oe поліноміальна апроксимація дає H_{02}=-115 Oe, a_{02}=0.018, a_{12}=0.23 kOe^{-2}, a_{22}=-0.18 kOe^{-4}, для кривої 3 апроксимація дає H_{03}=-90 Oe, a_{03}=0.021, a_{13}=0.28 kOe^{-2}, a_{23}=-0.17 kOe^{-4}. Зміна параметрів для кривої 2 пов’язана з впливом пластичної деформації після першого введення магнітного поля, $a_{02} \approx \delta_r$. За рахунок залишкового вигину балка виявляється нахиленою до поля і тому в ній легше створювати поздовжню складову намагнічування, що додатково сприяє вигину, тому параметри a_{ik} для кривої 2 більші за величиною порівняно з їх значеннями для початкової кривої 1.

Додаткового уточнення поведінки залежності $\delta(H)$ при $H \to 0$ отримаємо з аналізу польових похідних $d\delta(H)/dH$, $d^2\delta(H)/dH^2$, які наведені на рис. 4.3. Видно, що перші похідні зміщення при $H \to 0$ лінійно залежать від поля. У похідної від початкової кривої, її позначено 1, нахил при $H \to 0$ менший порівняно з нахилом кривих 2 і 3, які отримані при перемагнічуванні, що узгоджується з параметрами апроксимації (4.1).

При $H \approx 0$ похідні другого порядку $d^2\delta(H)/dH^2$ мають максимуми.

Значний гістерезис залежностей $\delta(H)$ та $d\delta(H)/dH$ та їх неперервний хід вказують, що пружно-пластична нерівноважність «розмиває» критичність вигину: залежність $\delta(H)$ не має ознак польового порогу [107, 108], але її похідна $d\delta(H)/dH$ має максимум.

При H близьких до 0 у кривої 2 спостерігається зростання величини нахилу похідної $d\delta(H)/dH$ порівняно з її ходом для кривої 1, див рис. 4.3. Зміна нахилу польової залежності $d\delta(H)/dH$ в околі нульового поля виникає завдяки залишковому вигину, який утворюється після першого введення магнітного поля. Зростання похідних $\delta(H)$ у кривої 2 та кривої 3 порівняно з кривою 1 при H близьких до *нуля* слід інтерпретувати зміною реальної орієнтації ділянок балки в області вигину відносно поля внаслідок залишкової деформації після її першого намагнічування, бо коли $\delta_r \neq 0$, балка в H=0 стає нахиленою до поля.

Безпосередня силова дія прикладного магнітного поля на балку суттєво залежить від її внутрішніх магнітних властивостей. На рис. 4.4 наведено експериментальні польові залежності для намагніченості повністю фіксованої балки, коли вона механічно не здатна вигинатися під дією полів. На даному рисунку детально представлені експериментальні залежності для поздовжньої намагніченості балки $m_{\parallel}$, яку отримували у зовнішньому полі $H_{\parallel}$, спрямованому уздовж довшої осі балки, а також для поперечної намагніченості балки $m_{\perp}$, виміряної у полі $H_{\perp}$, яке було орієнтоване строго поперечно відносно площини балки.

Як і очікувалося з теоретичних міркувань, композит МАЕ з наночастинками намагнічується за вираженим суперпарамагнітним механізмом, причому магнітний гістерезис практично повністю відсутній, а чисельна величина коерцитивної сили є вкрай малою і становить всього $H_c = 7$ Е. Настільки незначної коерцитивності очевидно недостатньо для того, щоб пояснити спостережуваний значний гістерезис для деформаційного зміщення $d(H)$ на рис. 4.2 виключно гістерезисним характером намагніченості наповнювача. Хоча, з фізичної точки зору, вона цілком може сприяти малим зсувам просторових положень мінімумів вигину для кривих 2 і 3 (що відповідають параметрам H_{02} та H_{03} у феноменологічному рівнянні 1) на рис. 4.2.

З наведених експериментальних залежностей для поздовжньої та поперечної намагніченостей на рис. 4.4 чітко видно, що крива $m_{\parallel}(H_{\parallel})$ розташовується суттєво вище за криву $m_{\perp}(H_{\perp})$. Отже, досліджувана балка як цілісний макроскопічний об'єкт володіє чітко вираженою магнітною анізотропією форми, безпосередньо пов’язаною з анізотропією внутрішніх полів розмагнічування. При цьому довга поздовжня вісь балки виступає віссю «легкого» намагнічування, тоді як поперечний напрямок є напрямком «важкого» намагнічування, що є цілком очікуваним і природним для видовженого суцільного стрижня.

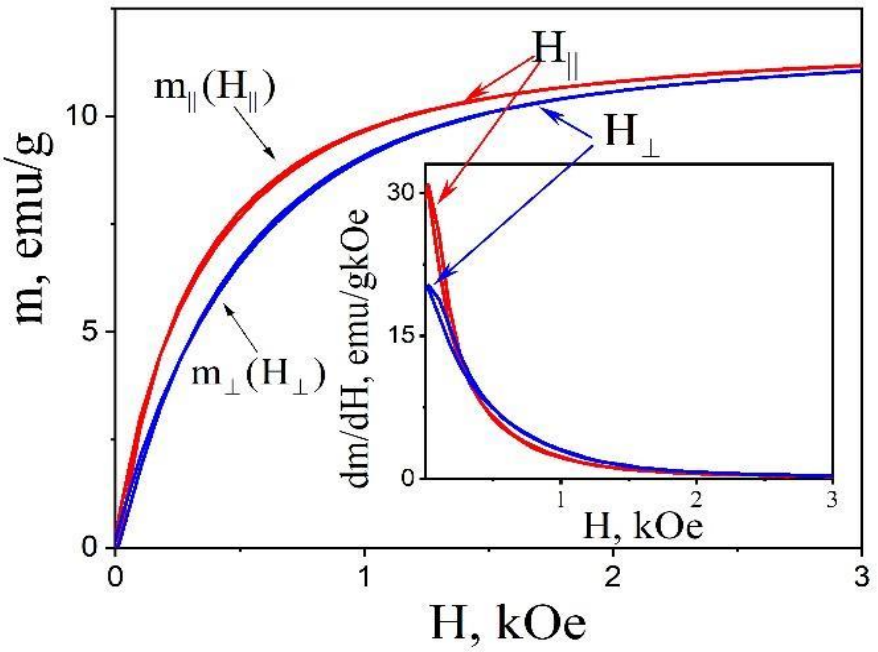


Рисунок 4.4. Польові залежності для намагніченості повністю фіксованої балки МАЕ: $m_{||}(H_{||})$ - крива для поздовжньої намагніченості, $m_{\infty}(H_{\infty})$ - крива для поперечної намагніченості. На вставці показано польові залежності для похідних $dm_{||}(H_{||})/dH_{||}$ та $dm_{\infty}(H_{\infty})/dH_{\infty}$.

Магнітна анізотропія також проявляється в польових залежностях похідних $dm_{||}(H_{||})/dH_{||}$ та $dm_{\infty}(H_{\infty})/dH_{\infty}$, які наведені на вставці рис. 4.4. Повздовжня компонента магнітної сприйнятливості в нульовому полі, $\chi_{||}(H_{||}=0)=dm_{||}(H_{||})/dH_{||}|_{H||=0}$, майже в півтора рази більша за поперечну компоненту магнітної сприйнятливості $\chi_{\perp}(H_{\perp}=0)=dm_{\perp}(H_{\perp})/dH_{\perp}|_{H\perp=0}$.

4.4. Дискусія

Однорідне магнітне поле індукує вигин закріпленої одним кінцем балки, при якому її намагніченість **m** набуває подовжньої до балки компоненти і неколінеарна напруженості магнітного поля **H**, але при індукованому магнітним полем вигині балки величина її від'ємної магнітної енергії за модулем більша додатної пружної енергії балки при вигині. Тут **m** - намагніченість, яка визначається з відношення магнітного моменту ділянки балки до її об'єму ΔV.

Величина локального моменту сили, створеного полем, дорівнює векторному добутку **m**×**H**, який можна представити різницею добутків компонент намагніченості та поля $m_{\|}H_{\perp}$- $m_{\perp}H_{\|}$. Коли поле нахилене до балки, $\beta \neq 0$, як на рис. 4.1, та за умови, що кути нахилу та повороту малі, $\beta \to 0$, $\varphi \to 0$, повздовжня компонента намагніченості викривленої балки дорівнює $m_{\|}=\chi_{\|}H_{\|}=\chi_{\|}H\sin(\beta+\varphi) \approx \chi_{\|}H(\beta+\varphi)$, поперечна компонента намагніченості дорівнює $m_{\perp}=\chi_{\perp}H_{\perp}=\chi_{\perp}H\cos(\beta+\varphi) \approx \chi_{\perp}H$. Момент сили, що створює поле, має проекцію тільки на вісь x, його локальна величина за умови малих кутів дорівнює $\Delta\chi H^2(\beta+\varphi)$, де $\Delta\chi=\chi_{\|}-\chi_{\perp}$ — різниця повздовжньої та поперечної компонент магнітної сприйнятливості.

Скористаємось теорією балки Ейлера-Бернуллі (Euler–Bernoulli beam theory) і запишемо диференційне рівняння [90, 91, 127, 128] для кута повороту φ ділянок балки при її вигині в нахиленому однорідному магнітному полі (точніше, в ділянці балки, яка відхилилася на кут β від нормалі до поля **H**)

$$EJ\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\Delta\chi H^2(\beta+\varphi)S, \tag{4.2}$$

де J – момент інерції відносно осі x, $J = bc^3/12$, S - площа перерізу, $S=bc$, $\varphi = dy/dz$.

З рівняння (4.2) маємо, що у строго поперечному полі має бути виродження напрямку вигину, бо для β=0 стани з інверсією вигину $\varphi \to -\varphi$ мають бути еквівалентними і не повинні залежати від знаку (напрямку) поперечного до балки поля. Також з (4.2) маємо, що у випадку нахиленого поля, коли $\beta \neq 0$, напрямок вигину залежить від знаку кута нахилу β і не залежить від знаку поля. Оскільки (4.2) містить квадрат поля, то $\beta \neq 0$ стани балки при інверсії поля $H \to -H$ мають бути еквівалентними.

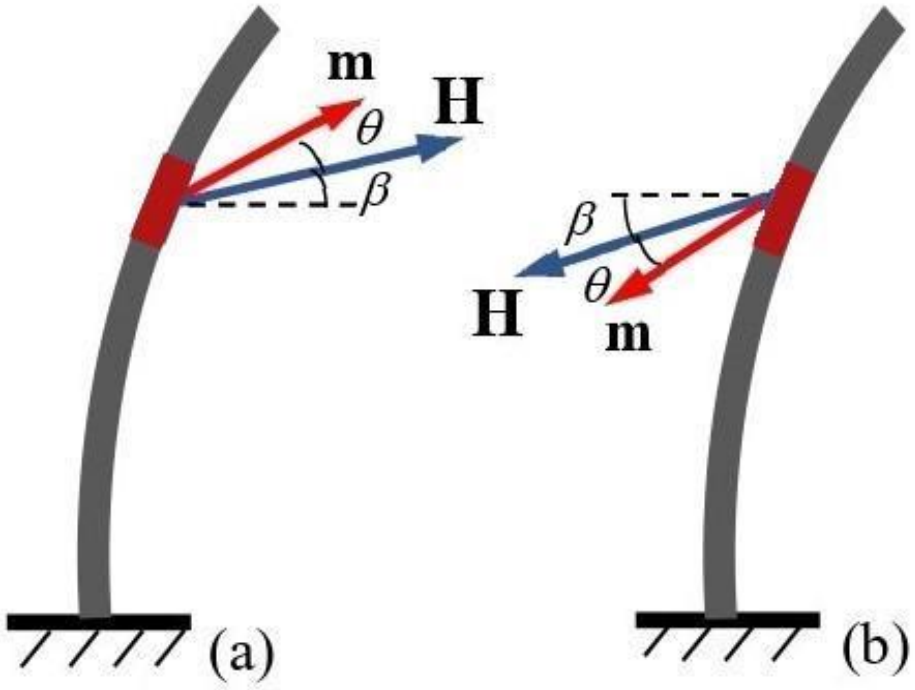


*Рисунок 4.5 Вигин балки в нахиленому, не перпендикулярному до неї магнітному полі, де $\beta \neq 0$ - кут між вектором напруженості магнітного поля **H** та невигнутою балкою, **m** - намагніченість малої ділянки балки, θ - кут між **m** та **H**, пунктирна лінія нормальна до стану, коли балка невигнута, (a) – напрямки магнітного поля і вигину в один і той самий бік ; (b) - напрямок поля змінено на протилежний, **H** → -**H**, поле протилежне до вигину.*

На рис. 4.5 показані стани балки при її вигині в нахиленому полі, коли $\beta \neq 0$. При зміні знаку поля (тобто його напрямку на протилежний) напрямок намагніченості суперпарамагнітної (тобто без коерцитивності) балки МАЕ також змінюється на протилежний, тому кут між **m** та **H** буде в обох випадках однаковим. Отже, при інверсії поля **H** → -**H** в станах балки на рис. 4.5 напрямки і величини моментів сил, створених магнітним полем, будуть однаковими. Ці стани балки мають однакові додатні за величинами пружні енергії та від'ємні, але однакові в обох станах, величини магнітних енергій.

При $H \to 0$ з розв'язку (4.2) маємо, що зміщення вільного кінця балки дорівнює

$$\delta = \frac{y(z=a)}{a} = 4\frac{\Delta\chi H^2}{E}\frac{a^2}{c^2}\beta \quad . \tag{4.3}$$

З (4.3) випливає, що в поперечному полі, коли β=0, та при $H \to 0$ в докритичній області [27, 108, 109] балка не вигинається, її намагніченість має бути співнаправленою з напруженістю магнітного поля, **m**||**H**, що є наслідком невизначеності напрямку вигину ідеальної балки.

Для порівняння з експериментом скористаємося другою похідною від виразу (4.3) в точці H=0, яка має вигляд

$$\left.\frac{d^2\delta}{dH^2}\right|_{H=0} = 8\frac{\Delta\chi}{E}\frac{a^2}{c^2}\beta \quad . \tag{4.4}$$

За допомогою (4.4) можна зробити оцінку величини цієї похідної скориставшись експериментальними даними для модуля Юнга і магнітної сприйнятливості. Візьмемо до уваги, що після першого введення поля балка за рахунок залишкового вигину не повертається у вихідний стан. Ділянки балки не мають однакового нахилу до поля (4.2), тому при проведенні оцінювання величини другої похідної за допомогою (4.4) врахуємо співвідношення, що середній кут повороту ділянок балки дорівнює відносному зміщенню її вільного кінця, $\bar{\varphi} = \delta$, яке має виконуватись і для залишкового вигину.

Отже, для кількісного оцінювання впливу залишкового вигину на величину другої похідної замість β в (4.4) підставимо залишкове, нормоване на довжину балки, зміщення вільного кінця балки δ_r. Отримаємо, що за рахунок певної пластичності деформації, пов'язаної з вигином, величина другої похідної (4.4) після першого введення магнітного поля буде дорівнювати $\left.\frac{d^2\delta}{dH^2}\right|_{H=0} = 0.19$ kOe^{-2}. Цю розраховану за допомогою (4.4) величину для другої похідної вигину в H =0 можемо порівняти з даними експерименту на рис. 4.3.

Врахуємо, що внесок в другу похідну вигину від залишкового вигину δ_r має дорівнювати різниці величин похідних $\left.\frac{d^2\delta}{dH^2}\right|_{H=0} = \left.\frac{d^2\delta_2}{dH^2}\right|_{H=0} - \left.\frac{d^2\delta_1}{dH^2}\right|_{H=0}$ для кривої 2 та кривої 1 (або для кривої 3 та кривої 1) польових залежностей на вставці рис. 4.4. В H=0 різниця величин других похідних для кривої 2 та для кривої 1 дорівнює 0.22 kOe^{-2}, різниця величин других похідних для кривої 3 та для кривої 1 дорівнює 0.31 kOe^{-2}, яка дещо гірше узгоджується з теоретичною оцінкою отриманою за допомогою (4.4).

Зауважимо, що величина похідної $\left.\frac{d^2\delta_1}{dH^2}\right|_{H=0}$ для кривої 1, яка отримана з залежності для вигину при першому введенні магнітного поля, дозволяє оцінити величину кута β_0 між балкою та полем при першому його введенні, тобто за допомогою (4.4) є можливість оцінити експериментальну похибку орієнтації балки відносно осі магніту. З (4.4) маємо, що β_0=0.9°, що підтверджує досить високу точність експерименту, незважаючи на «ручне» розміщення зразка між полюсами магніту. Величина β_0 не залежить від поля, в експерименті вона прийнята як «нульовий» (нульова точка, від якої здійснювався відлік) початковий вигин на кривій 1 на рис. 4.2, 4.3.

У діапазоні порівняно слабких магнітних полів експериментальна польова залежність значення обертального моменту сили демонструє чітку прямо пропорційну залежність від квадрата напруженості поля, тоді як у більш інтенсивних полях її функціональний характер суттєво ускладнюється внаслідок обов'язкової необхідності повного врахування складної залежності кутів θ та φ від чисельної величини напруженості H. Отже, на противагу описаному раніше спрощеному феноменологічному підходу, послідовне зважання на безпосередній вплив магнітної анізотропії зразка зумовлює виражену потребу в розв'язанні значно комплекснішої самоузгодженої задачі, що передбачає обов'язкове взаємне узгодження параметрів просторового згину та локальної намагніченості.

За таких експериментальних умов навіть у строго рівномірному та однорідному магнітному полі закономірно виникає механічна сила обертального моменту ΔM, яка безпосередньо діє на досліджувану балку. В області слабкого зовнішнього поля функціональна залежність між прикладним полем та виникаючим моментом сили є прямо пропорційною квадрату індукції (або напруженості) магнітного поля. З подальшим зростанням напруженості поля ця фізична ситуація помітно ускладнюється, оскільки стає критично обов'язковим урахування нелінійної залежності просторових кутів θ та φ від напрямку та величини H. Описаний характер деформаційної поведінки магнітом'яких суперпарамагнітних частинок має фундаментальні та суттєві відмінності порівняно з магнітотвердими частинками, для яких величина результуючого моменту ΔM є пропорційною лише першому степеню напруженості зовнішнього магнітного поля [129].

З огляду на це, можна виділити два ключові механізми, що зумовлюють деформацію згину МАЕ під дією магнітного поля:

1) чинник неоднорідності магнітного поля та нерівномірного просторового розподілу частинок у структурі МАЕ;

2) чинник магнітної анізотропії зразка, що безпосередньо призводить до виникнення моменту сил ΔM.

Обидва зазначені механізми викликають вигин матеріалу, тому для коректної інтерпретації експериментальних результатів необхідно зважати на їхній спільний (комбінований) прояв.

Варто додатково підкреслити, що за умов чітко вираженого магнітореологічного ефекту, коли магнітні наночастинки володіють високою рухливістю і здатні просторово переміщатися всередині полімерної матриці, виникаюча сила ΔF ефективно викликає макроскопічну деформацію згину МАЕ, починаючи вже з найменших, мінімальних значень напруженості зовнішнього поля H. Якщо ж вихідний просторовий розподіл наночастинок в об'ємі є абсолютно рівноймовірним та однорідним, то у строго однорідному магнітному полі їхнього відносного зсуву не відбувається, і результуюча сила

ΔF взагалі не генерується. За такої специфічної фізичної ситуації деформація згину зразка МАЕ буде спричинена виключно механічним моментом сили ΔM, який послідовно виникає в процесі його намагнічування [130]. Проте в рівномірному зовнішньому магнітному полі вигин вихідно однорідного зразка МАЕ під безпосередньою дією моменту ΔM має розвиватися за вираженим критичним механізмом. Це означає, що матеріал починає макроскопічно згинатися лише тоді, коли напруженість прикладного магнітного поля перевищує певну чітку порогову (критичну) величину [131].

У досліджуваному зразку МАЕ безпосередній внесок внутрішньої магнітної анізотропії в загальний процес згинання виявився несуттєвим, що переконливо підтверджується аналізом експериментальної залежності поля від першої похідної зміщення $dd(H)/dH$. Якби вплив магнітної анізотропії був цілком домінуючим, ця диференційна похідна мала б чітко виражену специфічну ознаку [132], яка, однак, абсолютно не виявляється під час нашого детального експериментального дослідження композиту МАЕ.

Оскільки макроскопічна деформація згину, викликана силою ΔF, є прямо пропорційною квадрату напруженості зовнішнього поля ($d \propto H^2$), підсумковий знак згинальної сили ΔF залишається повністю незмінним у разі реверсу (повної зміни напрямку) прикладного магнітного поля. Цей важливий теоретичний висновок чудово узгоджується з отриманими експериментальними результатами (див. рис. 4.2), де напрямок вигину балки принципово не змінюється на протилежний при зміні знака зовнішнього магнітного поля. Така фізична поведінка додатково підтверджує дані з рис. 4.2, згідно з якими величина деформаційного зміщення d є чіткою функцією від H^2.

Зміна напрямку згину досліджуваного зразка МАЕ на протилежний (при повній зміні полярності прикладного поля H) є можливою виключно за умови наявності стійкої залишкової компоненти намагніченості, яка жорстко орієнтована уздовж поздовжньої осі балки. У випадку використання магнітотвердих частинок, коли зміна напрямку поля H безпосередньо

впливає на вектор залишкової намагніченості, знак результуючого моменту сил ΔM і, відповідно, знак деформації згину d можуть закономірно змінитися. Для подібних систем із магнітотвердими частинками величина вигину є пропорційною першому степеню поля у слабких полях, $d(H \to 0) \sim H$, і обов'язково змінює свій знак на протилежний разом із повною переорієнтацією векторів зовнішнього магнітного поля.

4.5. Висновки до розділу

Таким чином, в даному дослідженні отримано доказ, що під дією прикладеного магнітного поля зміна форми досліджуваного зразка МАЕ (в даному випадку, вигин) з суперпарамагнітними (безкоерцитивними) наночастинками манганіту $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$ відбувається у основному завдяки пружним деформаціям матриці МАЕ. При виведенні поля форма МАЕ практично повністю відновлюється. Гістерезис вигину при введенні-виведенні магнітного поля пов’язаний з внеском пластичності та встановленням конфігурації для векторів магнітних моментів намагнічених наночастинок як у «спіновому» склі з великою кількістю мінімумів розділених великими потенціальними бар’єрами створених рандомним магнітним полем міжчастинкових дипольних взаємодій.

Показано, що невизначеність для напрямку вигину балки у випадку зразка з практично повністю безгістерезисними супермагнітними наночастинками, знімається за рахунок залишкового вигину балки після першого введення-виведення поперечного однорідного магнітного поля. За рахунок залишкового вигину після першого введення магнітного поля, воно перестає бути строго поперечним до балки при наступному введенні поля. Виникнення залишкової деформації порушує еквівалентність станів балки при інверсії знаку вигину. При інверсії напрямку поля відбувається інверсія намагніченості, що призводить до незалежності знаку вигину від знаку поля.

Цей сценарій впливу пластичності на напрямок вигину відрізняється від впливу на вигин коерцитивності мікрочастинок [109]. У випадку слабо коерцитивних магнітних частинок, після першого введення поперечного до

балки магнітного поля виникає реманентна намагніченість балки. Після вигину балки набута реманентна намагніченість має як нормальну до балки, так і подовжню до неї складову [109], напрямок якої визначається напрямком вигину при першому її намагнічуванні. Як наслідок, завдяки подовжній складовій реманентної намагніченості слабокоерцитвні МАЕ змінюють знак вигину при зміні знаку поперечного магнітного поля. Це явище підтверджене експериментами з МАЕ, що містять магнітні частинки, які мають магнітний гістерезис [109].

Величина внеску у вигин від пластичної деформації прямо пропорційна квадрату напруженості магнітного поля. Це повністю пояснює чому завдяки залишковому вигину не відбувається зміни знаку вигину при інверсії знаку поля. Теоретичні оцінки мають добре узгодження з даними експерименту.

У результаті комплексного теоретичного та експериментального дослідження магнітомеханічної поведінки композитних систем на основі еластичної полімерної матриці, наповненої суперпарамагнітними наночастинками марганцю $La_{0.8}Ag_{0.2}Mn_{1.2}O_3$, вирішено важливу наукову задачу — встановлено фізичний механізм зняття виродження напрямку макроскопічного згинання зразка у поперечному магнітному полі.

1. **Встановлено характер деформаційних процесів:** Доведено, що механічний відгук балки магнітоактивного еластомеру (МАЕ) на дію зовнішнього однорідного магнітного поля є суперпозицією двох складових: основної — циклічно-пружної (що забезпечує відновлення форми після вимкнення поля силою пружності матриці) та акцесорної — непружної локальної деформації в околі магнітних наночастинок.

2. **Виявлено та обґрунтовано ефект магнітоіндукованої пластичності:** Вперше показано, що первинний акт прикладання магнітного поля ($0 \rightarrow 1.7$ кЕ) зумовлює появу залишкового макроскопічного пластичного згину балки ($\delta_r = 0.019$). Цей ефект інтерпретовано як наслідок мікроструктурних зсувів та локальної пластичної релаксації полімерної матриці під дією магнітострикційних сил між наночастинками композиту.

3. **Розкрито механізм стабілізації напрямку деформації:** Доведено, що виникнення початкової пластичної деформації призводить до геометричного порушення просторової симетрії системи. Це знімає невизначеність (енергетичне виродження) напрямку згинання балки при наступних циклах намагнічування. Через суперпарамагнітну природу наповнювача (відсутність власної коерцитивної сили), вектор намагніченості наночастинок миттєво переорієнтується слідом за зовнішнім полем. Як наслідок, механічний момент сил зберігає свій знак як при зміні величини поля, так і при інверсії його полярності ($H \rightarrow -H$), забезпечуючи моностабільний і відтворюваний характер вигину в один і той самий бік.

4. **Математична верифікація моделі:** Адекватність запропонованого підходу підтверджено шляхом модифікації класичного диференціального рівняння пружної лінії Ейлера-Бернуллі з урахуванням виявленої магнітної анізотропії форми балки (де повздовжня магнітна сприйнятливість $\chi_{\parallel}$ суттєво перевищує поперечну $\chi_{\perp}$). Отримане аналітичне співвідношення для квадратичної залежності деформації від поля ($\delta \sim H^2$) у слабких полях демонструє повну кількісну та якісну кореляцію з експериментальними даними.

Наукова новизна підсумку: Вперше продемонстровано, що в магнітоактивних еластомерах із безкоерцитивним (суперпарамагнітним) наповнювачем макроскопічна нестабільність та невизначеність механічного відгуку долається не за рахунок залишкової магнітної намагніченості частинок, а завдяки залишковій пластичній деформації самої матриці. Це відкриває нові закономірності керування магнітомеханічними властивостями «розумних» композитів для м'якої робототехніки та сенсорики.

5. РІВНОВАЖНА КІНКОПОДІБНА КРУТИЛЬНА ДЕФОРМАЦІЯ МАГНІТОАКТИВНОГО ЕЛАСТОМЕРУ ПІД ДІЄЮ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

5.1. Дослідження особливостей крутильної деформації МАЕ

Фундаментальне вивчення фізичних властивостей магнітоактивних еластомерів (МАЕ) має надзвичайно значний науковий та практичний інтерес. Окрім класичного аномального магнітореологічного ефекту та явищ гігантської магнітострикції [133, 134], матеріали класу МАЕ чітко демонструють унікальний ефект пам'яті магнітної форми [135, 136], магнітоелектричний ефект [137], а також цілу низку специфічних ефектів критичної деформації, таких як хвилеподібна деформація зовнішньої форми зразка [138] або критичне вигинання балки МАЕ в зовнішньому магнітному полі [41, 108, 139].

Під час проведення експериментальних спостережень вигину тонкої стрічки МАЕ у перпендикулярному магнітному полі дослідникам неодноразово доводилося прикладати певні додаткові зусилля, щоб ефективно запобігти супутнім процесам небажаного скручування площини стрічки. Це скручування закономірно виникало внаслідок наявної анізотропії компонентів тензора магнітної сприйнятливості для різних кристалографічних та геометричних напрямків у піддослідному зразку. Разом з тим виявилося, що така деформація скручування магнітної стрічки у перпендикулярному полі може мати цілком самостійний науковий інтерес — як з огляду на яскраві прояви критичної поведінки магнітопружних процесів, так і з точки зору високої зручності такої системи для математичного моделювання стійких нелінійних магнітопружних хвиль типу кінку.

У даному розділі детально досліджено безпосередній вплив магнітопружного моменту сил на крутильну деформацію балки МАЕ. Було виявлено, що момент сил, який генерується зовнішнім магнітним полем у намагніченому еластомері, здатний викликати чітко локалізовану

кінкоподібну крутильну деформацію в балці МАЕ, яка зазвичай зосереджена поблизу її геометричного центру та виявляється значною мірою незалежною від загальної поздовжньої довжини зразка. Внаслідок цього балка МАЕ з крутильним кінком ефективно розділяється на декілька окремих секцій: частину, яка залишається у високосиметричному магнітному стані з намагніченістю, строго колінеарною зовнішньому магнітному полю, та згинну частину, яка являє собою неколінеарний, низькосиметричний неоднорідний магнітний стан. При цьому низькосиметричний торсійний кінк виступає природною перехідною областю між окремими недеформованими магнітооднорідними станами досліджуваної балки МАЕ.

Зауважимо, що в існуючій спеціалізованій літературі торсійна деформація переважно використовується лише як специфічний експериментальний метод для визначення конкретного значення модуля зсуву матеріалу МАЕ [140–143]. Відповідні експерименти зазвичай включають випробування циліндричних зразків МАЕ, де торцева плоска поверхня піддається зовнішньому механічному навантаженню кручення. Усі вимірювання традиційно проводяться у режимі малих деформацій, а прикладний магніт орієнтований уздовж центральної осі циліндричних зразків. У цих класичних експериментах вихідні діаметри зразків є значно більшими за їхню висоту, тому спонтанне утворення просторового торсійного кінку виявляється фізично неможливим. Крім того, у попередніх дослідженнях, присвячених вивченню торсійних деформацій МАЕ, такий торсійний кінк, стабілізований зовнішнім магнітним полем, раніше не досліджувався ні теоретично, ні експериментально.

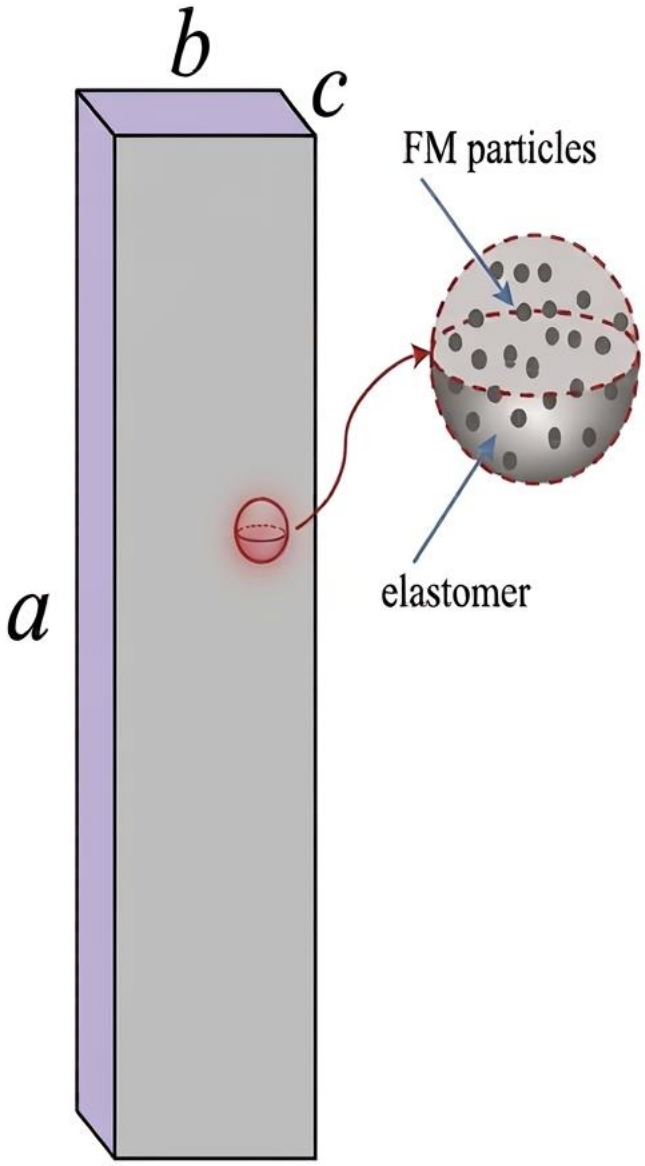


Рисунок 5.1. Зображення недеформованої балки МАЕ

5.2. Формування перегину торсійної деформації в магнітному полі

На рисунку 5.1 схематично представлено загальний вигляд тонкої та видовженої балки з магнітоактивного еластомеру (МАЕ), характерною геометричною особливістю якої є виражене співвідношення її просторових

розмірів: довжина балки значно перевищує її ширину, яка, у свою чергу, є суттєво більшою за її товщину, що формально описується нерівністю $a \gg b \gg c$.

Окремо на вставці до рисунка подано збільшений фрагмент внутрішньої мікроструктури цієї балки МАЕ, де чітко видно магнітні некоерцитивні частинки, інтегровані в гнучку полімерну матрицю. При цьому характерні геометричні розміри цих частинок наповнювача є на декілька порядків меншими за загальну товщину с самої балки. Для подальшого коректного теоретичного опису системи припускається, що всі включення наповнювача мають ідеально сферичну форму, є магнітом'якими, характеризуються нехтовно малою власною магнітокристалічною анізотропією та однорідно (строго рівномірно) розподілені по всьому об’єму досліджуваного зразка.

На рисунку 5.2 наведено зображення цієї ж балки в умовах сформованої рівномірної торсійної деформації за повної відсутності зовнішнього магнітного поля ($H = 0$). На відміну від більшості традиційних твердих конструкційних матеріалів, завдяки надвисокій еластичності та специфічним механічним властивостям силіконової матриці МАЕ, деформація кручення даної балки залишається повністю оборотною навіть при досягненні вельми значних кутів скручування. Як наслідок, після зняття зовнішніх механічних моментів балка МАЕ повністю відновлює свою початкову вихідну недеформовану геометричну конфігурацію.

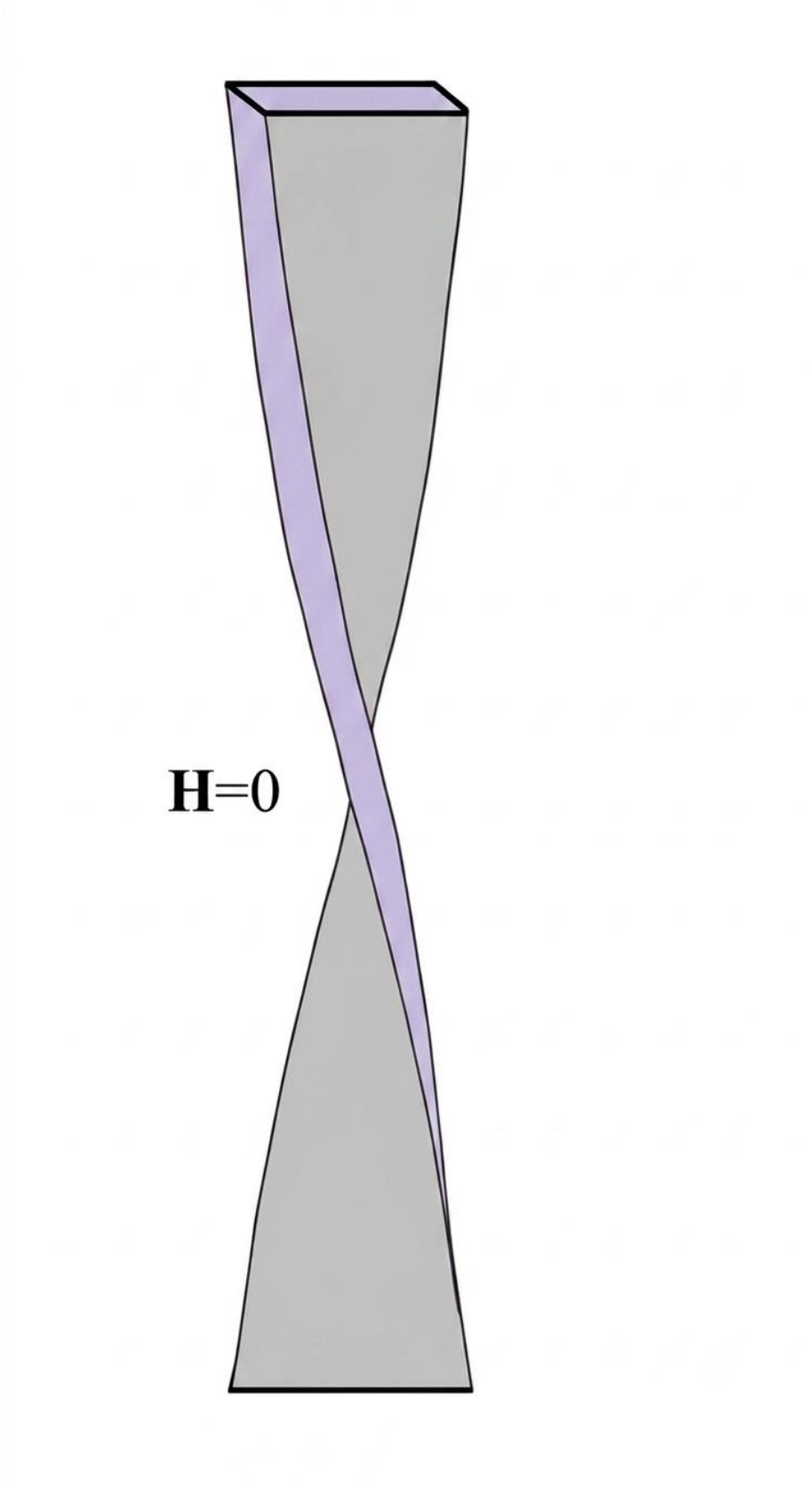


Рисунок 5.2. балка з рівномірним крученням за відсутності магнітного поля, H=0

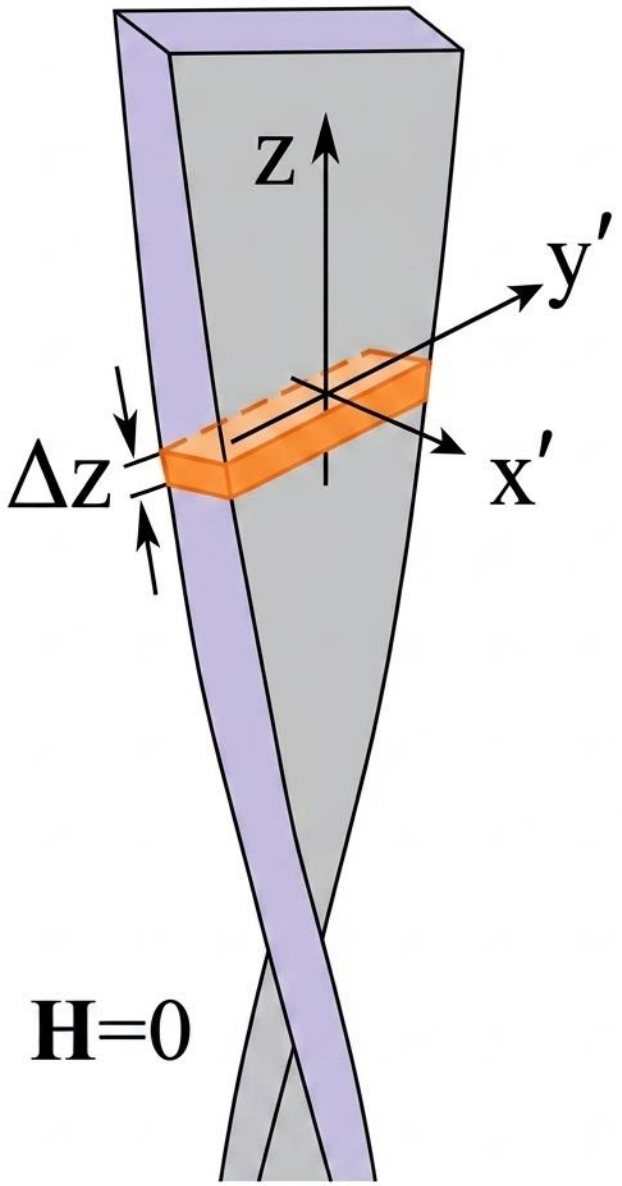


Рисунок 5.3 Область дослідження МАЕ в системі координат при повороті на π

Виділимо малу область балки для дослідження скручення та помістимо її в просторову систему координат (рис. 5.3). Для тонкої, довгої балки, що зазнає кручення, виконується наближення Сен-Венана [144] щодо недеформованих плоских поперечних перерізів балки, перпендикулярних до її довгої осі. Для рівномірного кручення ненамагніченої балки (H=0) на кут π,

похідна кута повороту для малих перерізів балки товщиною Δz є постійною: $\partial\varphi / \partial z = \pi / a$, з кутами кручення на кінцях $\varphi(z = a/2) = \pi$ та $\varphi(z = -a/2) = 0$.

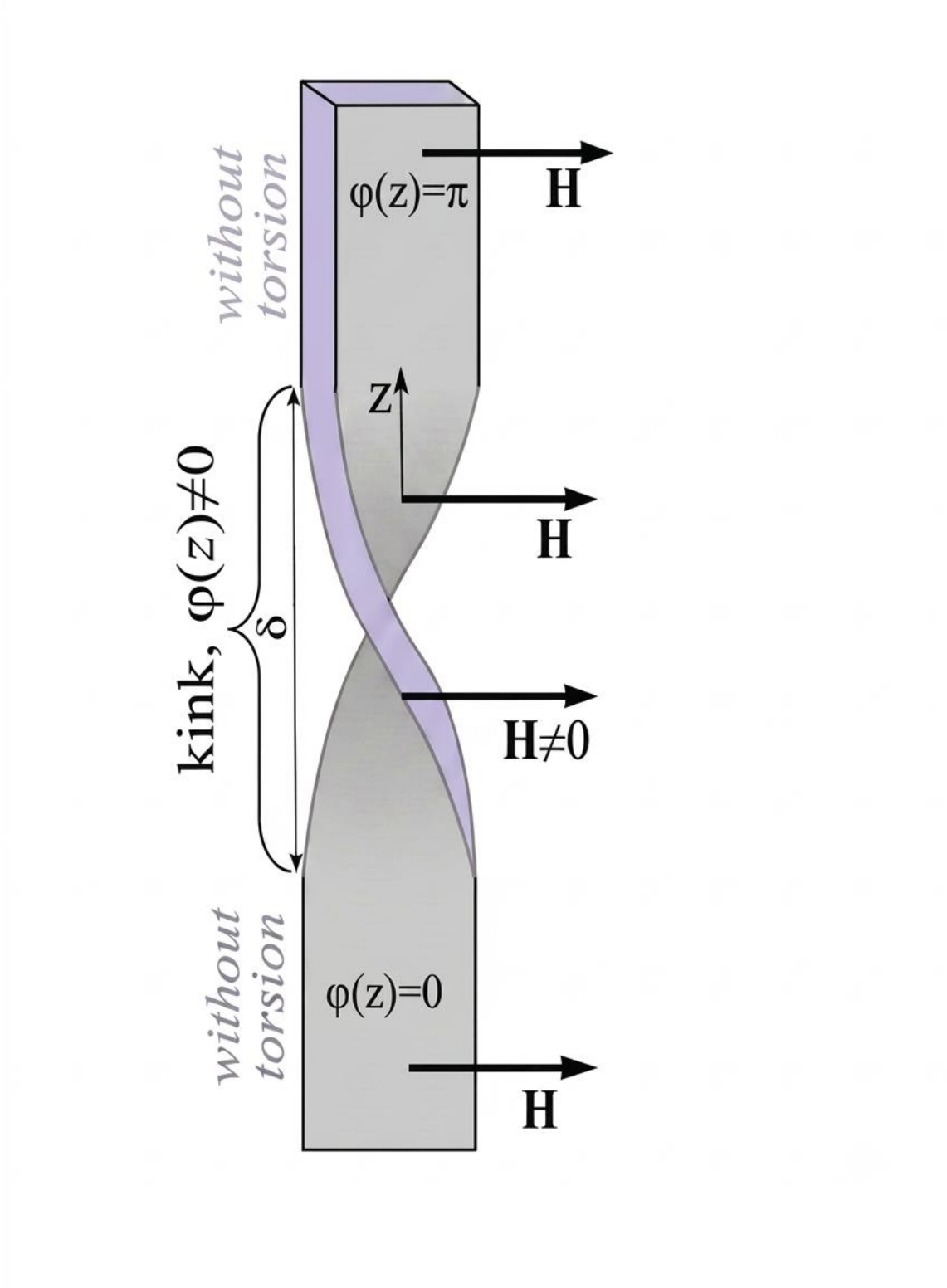


Рисунок 5.4. Зображення балки МАЕ з одним згином при H≠0

Якщо рівномірно скручену балку помістити в однорідне магнітне поле, паралельне її площині та спрямоване вздовж її ширини, H||b, то вплив

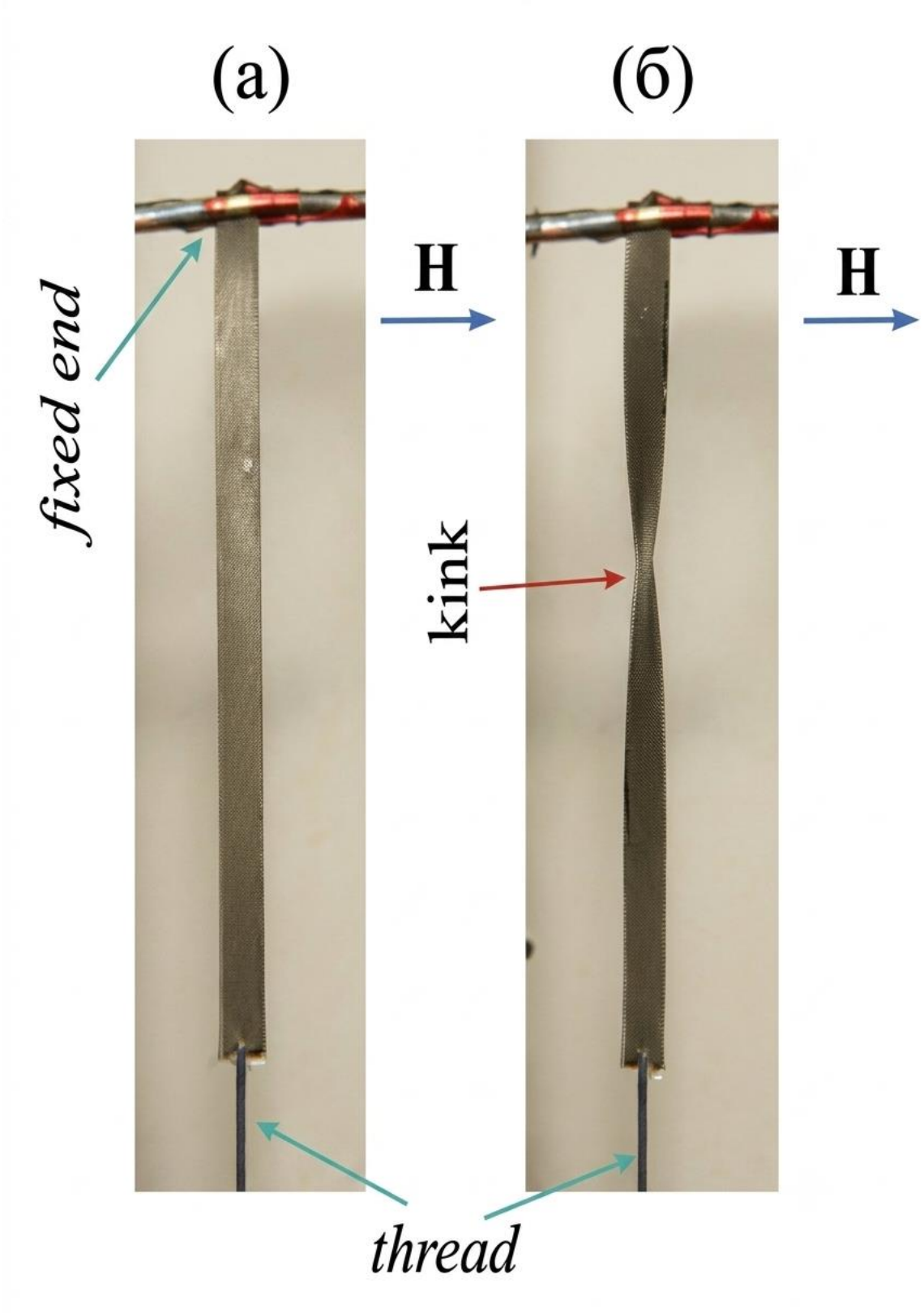


Рисунок 5.5. Експериментальні фотографії, отримані для недеформованої балки МАЕ (а) та балки з одним згином (б)

моменту сил, створених магнітним полем, призводить до локалізації області

кручення, утворюючи кінкоподібне кручення (Рис. 5.4), довжина якого позначена δ. Поза областю кручення немає; ця ділянка залишається у стані високої симетрії з намагніченістю, паралельною магнітному полю (m||H), де зовнішнє магнітне поле не генерує моменту кручення сил. Поза областю кручення балка не напружена, і до кінців її не прикладаються зовнішні моменти. В області кручення намагніченість не колінеарна магнітному полю; кручення балки в цій області зумовлене виключно протидіючими пружними та магнітопружними моментами.

5.3. Обговорення

5.3.1 Теорія

Покажемо, що у видавжених стрічках МАЕ, які вертикально підвішені у перпендикулярному однорідному магнітному полі, можуть самочинно формуватися та стійко існувати нелінійні магнітопружні хвилі. Для цього детально розглянемо експериментальну систему, що schematically зображена на рис. 5.5.

Основним її конструктивним елементом є тонка стрічка МАЕ, підвішена на тонкій нерозтяжній нитці у зовнішньому однорідному магнітному полі, вектор напруженості якого є суворо перпендикулярним до поздовжньої осі Oz. Під час проведення серії дослідів також надійно фіксувалась і нижня частина цієї стрічки аналогічною ниткою, щоб повністю запобігти небажаним процесам критичного вигину, що детально досліджувалися раніше, та повністю виключити деструктивний вплив можливих незначних градієнтів магнітного поля від джерела, які здатні відхиляти зразок від вертикального положення. На такому спеціально розробленому підвісі стрічка отримує можливість майже вільно обертатися в горизонтальній площині xOy (див. рис. 5.5 (а)).

При вмиканні однорідного магнітного поля, орієнтованого паралельно осі Ox, площина стрічки спонтанно розверталася уздовж силових ліній цього поля. Це пояснюється тим, що компонента тензора магнітної сприйнятливості χ_{yy}, яка є паралельною площині стрічки і водночас

перпендикулярною до осі Oz, є значно більшою, ніж відповідна компонента тензора сприйнятливості χ_{xx} у напрямку, перпендикулярному до площини стрічки. Про цю суттєву анізотропію виразно свідчать і експериментальні криві намагнічування окремих фрагментів піддослідної стрічки (рис. 5.6).

Таким чином, просторова позиція, коли стрічка підвішена строго вертикально і орієнтована своєю площиною паралельно силовим лініям зовнішнього поля, може обґрунтовано розглядатися як основний (незбуджений) стан даної системи (рис. 5.5 (а)). Водночас у зовнішньому магнітному полі стійким виявляється також і метастабільний стан системи, який містить локалізований фрагмент зі скручуванням стрічки (рис. 5.5 (б)). У такому особливому стані спостерігається підвищена енергія пружної деформації матеріалу стрічки, проте для повного усунення цієї структурної неоднорідності стрічка повинна розгорнутися, а її площина має пройти через несприятливу орієнтацію, перпендикулярну до силових ліній магнітного поля, що супроводжуватиметься суттєвим підвищенням магнітної енергії усієї системи.

На підставі простих модельних уявлень запишем функціонал магнітопружної енергії системи (рис.5.5 (б)), та знайдемо варіаційне рівняння, що описує деформацію скручування і визначимо рівноважну конфігурацію стрічки МАЕ.

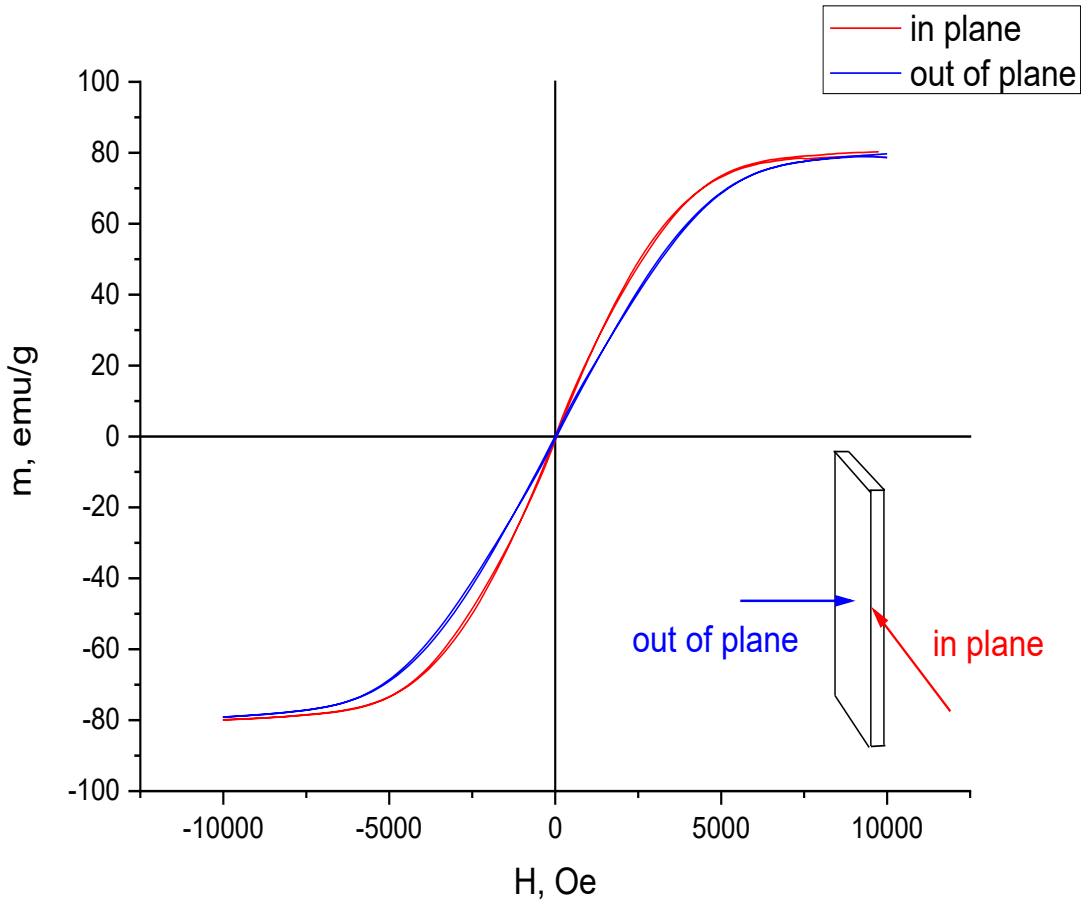


Рисунок 5.6. Польові залежності намагніченості зразка m (H), виміряні в площині (in plane, червона крива) та перпендикулярно до площини (out of plane, синя крива) при кімнатній температурі. На вставці показано схему орієнтації зовнішнього магнітного поля відносно зразка

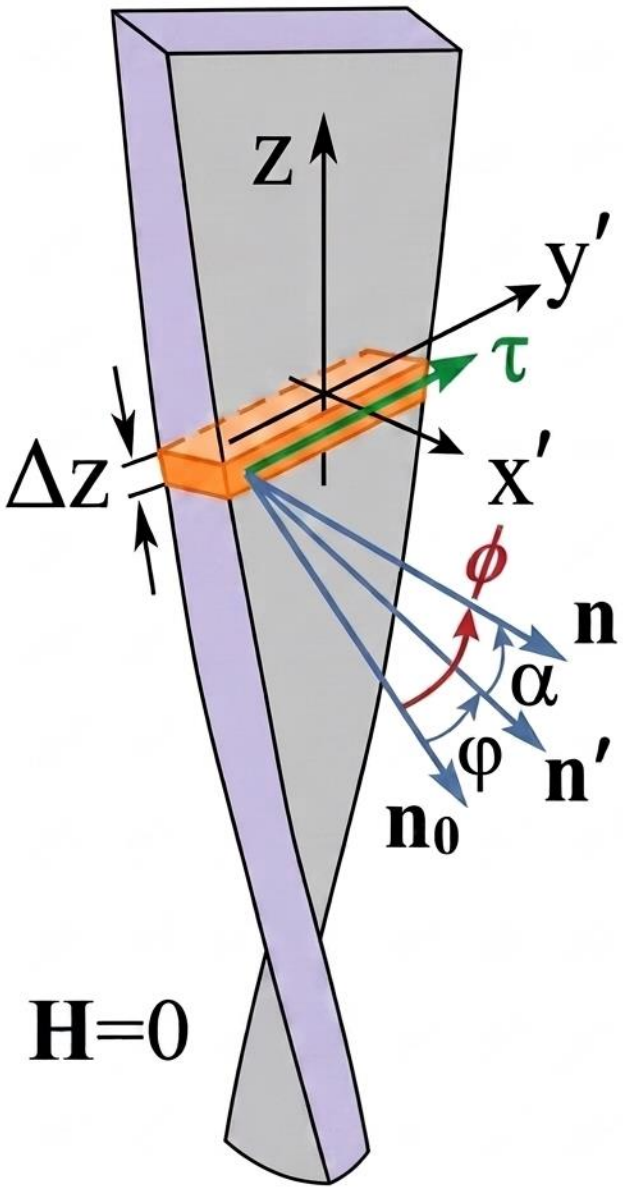


Рисунок 5.7. Кути повороту в області дослідження φ - поворот в площині xy, α - в площині xz.

Позначимо кут повороту нормалі в області дослідження в площині *xy* як φ, в площині *xz* як α, сумарний кут між початковим положенням нормалі n_0 та її кінцевим положенням n позначимо як ϕ (рис. 5.7). Для елементарних кутів повороту виконуються умови $d\phi=d\varphi+d\alpha$ та $d\varphi \perp d\alpha$. Використовуючи їх,

отримуємо $\partial\phi/\partial z = \sqrt{(\partial\varphi/\partial z)^2 + (y'\partial^2\varphi/\partial z^2)^2}$. Якщо радіус кривизни

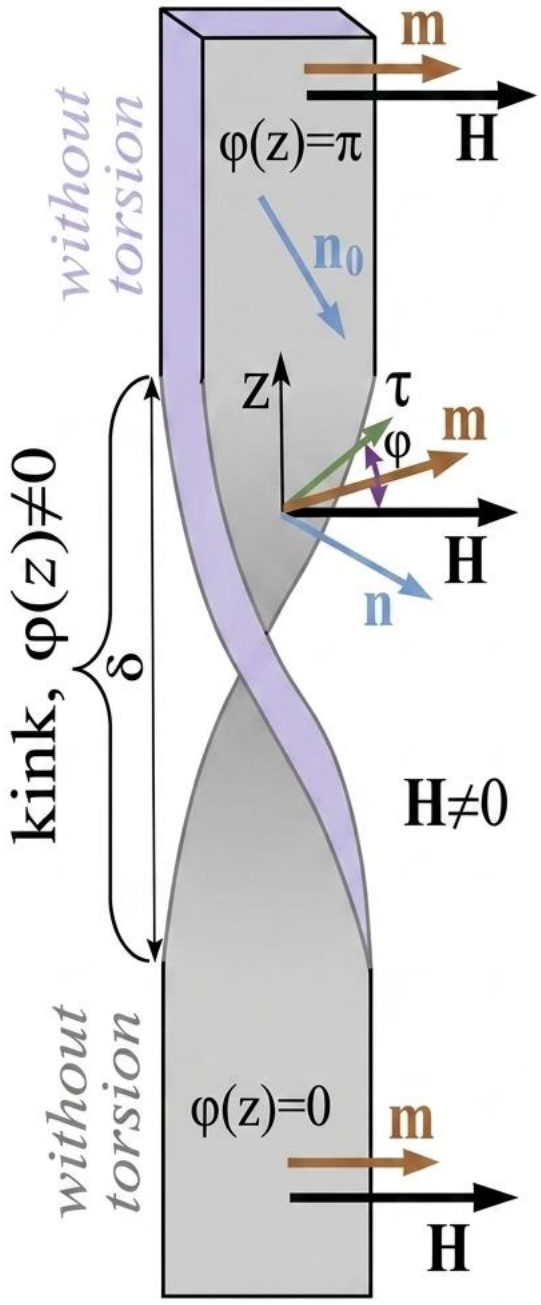


Рисунок 5.8. Поворот вектора нормалі дорівнює куту між вектором напруженості магнітного поля H та одиничним вектором τ.

деформованої поверхні балки вздовж осі *z* менший за *δ*, або другий член під коренем достатньо малий, щоб ним можна було знехтувати, можна вважати,

що вектор нормалі в області перегину приблизно перпендикулярний до осі балки, $n \perp z$ [144, 145].

У цьому випадку поворот вектора нормалі буде дорівнювати куту між вектором напруженості магнітного поля H та одиничним вектором τ, який спрямований вздовж вибраної ділянки (рис. 5.8). Відповідно, лінійна густина магнітної енергії вздовж z становитиме:

$$w_m(z) = -S(\chi_{\parallel} H^2 \cos^2 \varphi(z) + \chi_{\perp} H^2 \sin^2 \varphi(z))/2, \qquad (5.1)$$

де $S=bc$.

Густина енергії w_m залежить від кута кручення та напруженості магнітного поля; вона описує магнітопружний внесок в енергію намагніченої балки. Повну енергію крутильного згину балки можна записати як:

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} (w_e(z) + w_m(z))dz = -\frac{aS}{2}\chi_{\perp} H^2 + \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} (GJ(\frac{\partial \varphi}{\partial z})^2 - S\Delta\chi H^2 \cos^2 \varphi)dz, \qquad (5.2)$$

де $\Delta\chi = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$, G — модуль зсуву, J — момент інерції балки, а межі інтегрування дорівнюють $\pm\infty$, припускаючи, що поздовжній розмір згину значно менший за довжину зразка.

Для визначення конфігурації, що мінімізує функціонал магнітно-пружної енергії (5.2) знайдемо варіаційні рівняння на підставі умови δW=0.

$$\delta W = \delta \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dz(GJ\,(\frac{d\varphi}{dz})^2 - S\Delta\chi H^2 cos^2\varphi)dz =$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} dz(GJ\frac{d\varphi}{dz}\delta\frac{d\varphi}{dz} - S\Delta\chi H^2 sin\varphi cos\varphi\delta\varphi)dz, \qquad (5.3)$$

Оскільки оберації виділення варіації та диференціювання комутативні: $\delta\frac{d\varphi}{dz} = \frac{d}{dz}\delta\varphi$, то після інтегрування першого даданку в (5.3) по частинах знаходимо

$$\delta W = GJ\frac{d\varphi}{dz}\delta\varphi\Big|_{-\infty}^{+\infty} + GJ\int_{-\infty}^{+\infty} dz\delta\varphi\left(-\frac{d^2\varphi}{dz^2} + \frac{1}{\lambda^2}sin\varphi cos\varphi\right),$$

$$\text{де } \lambda = \frac{1}{H}\sqrt{\frac{GJ}{S\Delta\chi}} \tag{5.4}$$

Якщо вважати, що на далекій відстані від області деформації стрічка знаходиться в однорідному стані з площиною, орієнтовною вздовж поля, то $\frac{d\varphi}{dz}\Big|_{\pm\infty} = 0$. Тоді перший доданок у (5.4) тотожно обертається у нуль, а для забезпечення умови δW=0 необхідно, щоб вираз у дужках під знаком інтегралу дорівнював нулю.

Таким чином, для визначення рівноважної деформації зкручування маємо налінійну крайову задачу:

$$\begin{cases} -\lambda^2\dfrac{d^2\varphi}{dz^2} + sin\varphi cos\varphi = 0 \\ \dfrac{d\varphi}{dz}\Big|_{z\to\pm\infty} = 0 \end{cases} \tag{5.5}$$

Перший член у (5.5) представляє лінійну густину моменту пружності сил, що виникають внаслідок кручення балки. Другий член — це густина магнітопружного моменту сил, величина якого залежить від напруженості магнітного поля та кута кручення. Рівняння (5.5) описує стан рівноваги: момент пружності сил точно компенсується магнітопружним моментом сил. Зауважимо, що рівняння (5.5) не включає жодних інших зовнішніх моментів прикладених сил.

Розв'язок рівняння (5.5) для випадку кінкоподібного кручення балки, незалежно від її довжини, має вигляд:

$$\varphi(z) = 2\arctan e^{z/\lambda}, \text{ де } \lambda = \frac{1}{H}\sqrt{\frac{GJ}{S\Delta\chi}}. \tag{5.6}$$

Таким чином, кінкоподібне кручення може бути стабілізоване в балці магнітним полем, якщо довжина кінку менша за довжину балки, $\delta = \pi\lambda < a$.

Вираз для λ можна додатково перетворити, використовуючи геометричні розміри балки. Для дуже тонкої балки (c/b→0) отримуємо:

$$\lambda = b\sqrt{\frac{G}{3\Delta\chi H^2}}\,. \tag{5.7}$$

Підкореневий вираз у даній формулі по своїй фізичній суті представляє відношення чисельника та знаменника, яке володіє чіткою розмірністю об'ємної густини енергії. З отриманого аналітичного виразу (5.6) безпосередньо випливає, що застосування більш сильного зовнішнього магнітного поля H неминуче призводить до формування суттєво меншого просторового розміру кінку. При цьому відповідний вираз (5.7) для характерної довжини l абсолютно не залежить від загальної довжини всієї балки, хоча геометрична довжина кінку закономерно збільшується зі зростанням ширини зразка балки. Це фізично пояснюється тим, що чим ширшою є досліджувана балка, тим більшим виявляється її внутрішній механічний опір крученню внаслідок пропорційного збільшення плеча важеля виникаючих сил пружності. Геометричний параметр J є прямо пропорційним добутку квадрата ширини балки та площі її поперечного перерізу S. Результуючий пружний момент суттєво залежить від величини модуля зсуву G, чисельне значення якого може бути досить малим для м'яких зразків МАЕ. Отже, навіть порівняно слабке зовнішнє магнітне поле виявляється цілком здатним стабілізувати кінк, ефективно забезпечуючи, щоб його геометричний розмір залишався помітно меншим за загальну поздовжню довжину всієї балки.

Виражена магнітна анізотропія намагніченості досліджуваної балки МАЕ виступає критично необхідною фізичною умовою для спонтанної появи та стабілізації кінку; з формули (5.7) випливає, що чим більшою є анізотропна різниця компонентів магнітної сприйнятливості $\Delta\chi$, тим суттєво меншою буде підсумкова довжина кінку. По суті, диференційне рівняння (5.5) описує просторове обертання вздовж поздовжньої осі z центральних

ліній балки, причому на рис. 5.7 ця центральна лінія геометрично збігається з відповідною координатною віссю y'.

5.3.2. Експериментальна перевірка

Для підтвердження утворення торсійних кінків був проведений експеримент за схемою, описаною на рис. 5.9. Балка МАЕ була виготовлена за процедурою, детально описаною раніше в [8, 109, 135]. Зразок МАЕ, який використовувався для спостереження торсійного кінку, містив f = 50 % масової частки магнітно-м'яких частинок карбонільного заліза, вбудованих у силіконову матрицю. Модуль зсуву отриманого МАЕ становить G = 16 кПа, а різниця магнітних сприйнятливостей становить $m_{\parallel} - m_{\perp} = 0{,}026$ emu/см^{3}Oe. Середній розмір феромагнітних частинок становить d ≤ 80 мкм, а розміри балки становлять a = 7,3 см, b = 0,47 см, c = 0,21 см.

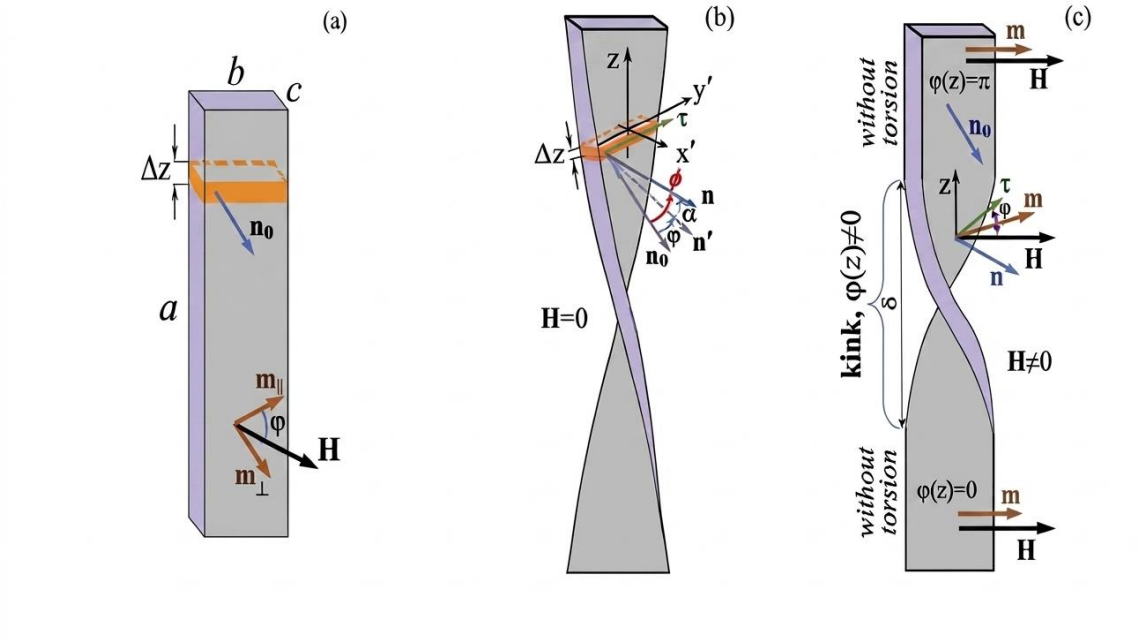


Рисунок 5.9. Схема експерименту: a – балка МАЕ у вільному положенні, b – поворот балки на кут π при H=0, c – кінкоподібне утворення довжиною δ при H≠0

Спочатку, за відсутності зовнішнього магнітного поля (H=0), до нижнього кінця балки прикладався механічний крутний момент, створюючи рівномірне кручення в балці на кут π, 2π, 3π. Згодом було введено магнітне поле, що лежить у площині балки та перпендикулярно до її осі. Під дією

скінченного магнітного поля (H≠0) у балці спостерігався ефект локалізації крутильної деформації. Після утворення перегину / перегинів нижній кінець балки більше не піддавався зовнішньому механічному крученню, а нитка лише запобігала деформації балки від згину.

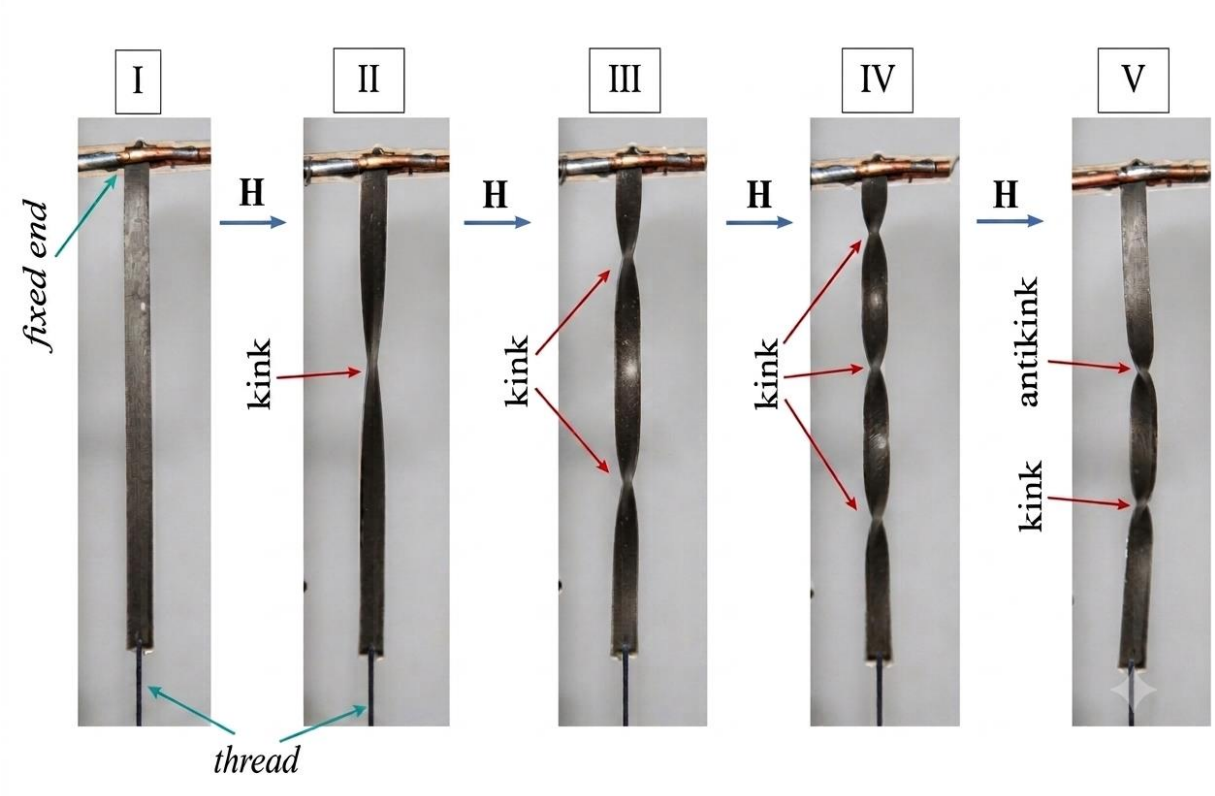


Рисунок 5.10. Експериментальні фотографії, отримані для недеформованої балки, балки з одним, двома та трьома згинаннями, а також для пари згин + антизгин

На рис. 5.10 детально показано експериментально отримані фотографічні зображення балки МАЕ з одним сформованим перегином (фото II), з двома послідовними перегинами, що скручуються в одному геометричному напрямку (фото III), з трьома перегинами, які також скручуються в одному напрямку (фото IV), та зі складною системою кінк + антикінк із взаємно протилежними напрямками кручення (фото V). В умовах проведення експерименту верхній кінець балки був жорстко зафіксований, що повністю запобігало її вільному обертанню. Нижній кінець балки, у її крайній точці безпосередньо на поздовжній осі, був прикріплений до вертикально орієнтованої, практично провислої гнучкої нитки. О осьове

кручення такої нитки навколо власної осі вимагає лише нехтовно малих зусиль, а будь-яка можлива поздовжня механічна сила, що могла б діяти уздовж осі балки під час кручення, була незначно малою. Таким чином, нижній вільний кінець балки МАЕ із торсійним кінком (s) міг практично вільно обертатися навколо своєї осі.

Тим не менш, усі стани балки, наочно показані на фотографіях II–V, залишалися абсолютно стабільними під час експерименту та спонтанно не розкручувалися доти, доки напруженість прикладного магнітного поля не зменшувалася. У постійному однорідному магнітному полі геометричний розмір перегину залишався строго незмінним із часом. Зі поступовим збільшенням напруженості магнітного поля характерний розмір перегину помітно зменшувався, однак нові або додаткові перегини при цьому самочинно не утворювалися. При виведенні (зменшенні) напруженості зовнішнього магнітного поля стан із трьома перегинами різко та стрибкоподібно переходив у стан із двома перегинами при досягненні критичного поля $H_3 = 750$ Е. При подальшому зниженні поля до $H_2 = 490$ Е стан із двома перегинами так само різко переходив у стан із одним перегином. Остаточний перехід зі стану з одним перегином до початкового однорідного недеформованого стану балки відбувався при полі $H_1 = 240$ Е. Для досліджуваної МАЕ-балки ці значення полів представляють собою найнижчі граничні поля (критичні поля) стійкості для відповідних станів балки, що містять торсійні кінки. Коли ж зовнішнє магнітне поле повністю видаляється, кінк та антикінк різко та абсолютно одночасно зникають.

Надзвичайно цікавою та суттєвою фізичною особливістю даної досліджуваної системи є можливість стійкого існування в стрічці МАЕ впорядкованого ланцюжка скруток із сумарним кутом, у якому критична кількість можливих періодів безпосередньо визначається загальною геометричною довжиною стрічки та амплітудою прикладного магнітного поля.

Повертаючись до дослідження, коли зразок стрічки жорстко фіксувався у верхній частині в спеціальному затискачі, а її нижній край стабілізувався ниткою та міг вільно обертатися навколо умовної вертикальної осі, у систему поступово вводилося зовнішнє магнітне поле аж до досягнення його максимальної робочої величини. При цьому початкову площину стрічки заздалегідь орієнтували паралельно напрямку силових ліній магнітного поля.

Далі стрічка примусово закручувалась повільним обертанням затискача у її верхній частині. У процесі цього закручування нижній край стрічки постійно залишався вільним і залишався орієнтованим власною площиною паралельно напрямку векторних ліній магнітного поля.

Виявилося, що у заданому полі для стрічки певної довжини можливо розмістити строго визначену кількість скруток із сумарним кутом $\varphi_n = n\pi$, які будуть стійко існувати в стаціонарних умовах. Виявляється, що спроба підвищити кут закрутки до величини $\varphi_{n+1} = (n+1)\pi$ призведе до розмотування вільного нижнього краю стрічки на пів оберту, тобто на кут $\Delta\varphi = \pi$.

Таким чином, щоб підвищити сумарний кут закрутки у стрічці з вільним краєм на величину кратну π, треба спочатку збільшити амплітуду магнітного поля.

Якщо зовнішнє поле стає нижчим за поріг стійкості, то, як свідчить дослід, відбувається розкручування вільного краю стрічки на кут $\Delta\varphi = \pi$. Далі спостерігається зміна положення місць локалізації деформацій скручування з формуванням нової структури, близької до періодичної з меншою кількістю напівобертів.

Даний процес стабільно відтворюється в описаній системі з великою точністю по значенням критичних полів. Результати теорії підтверджені даними спеціально спланованого експерименту (рис. 5.11).

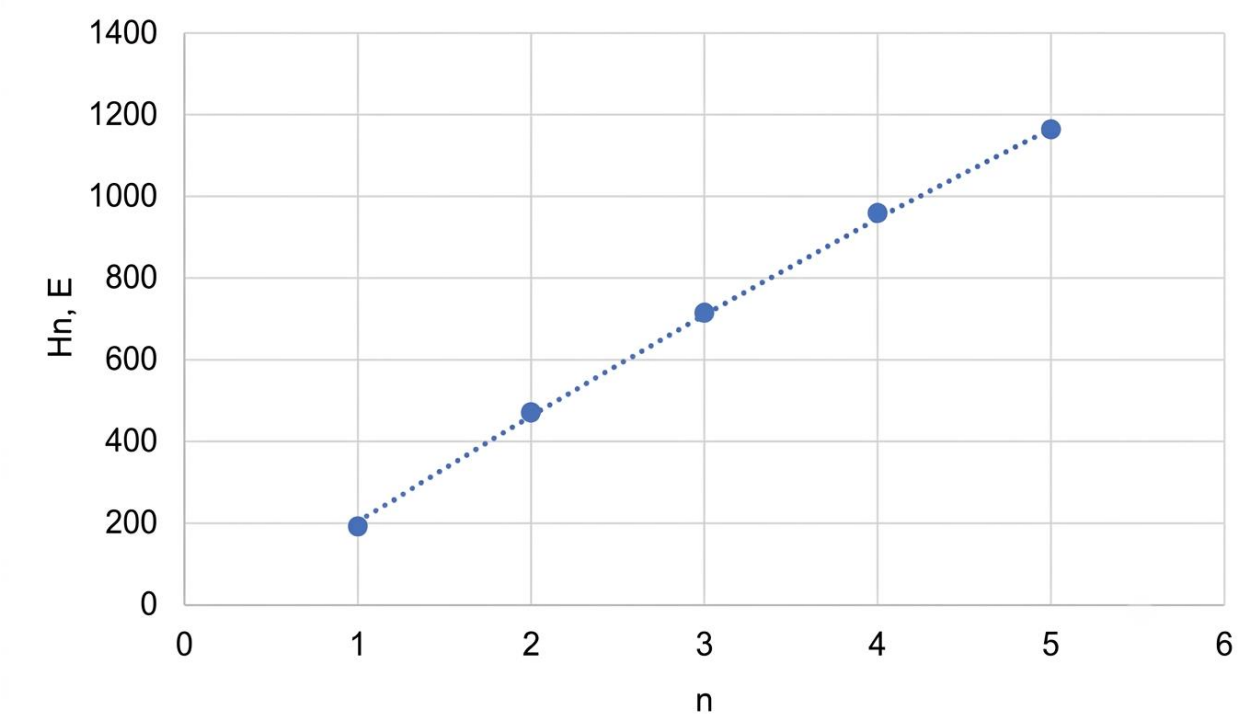


Рисунок 5.11. Залежність магнітного поля від кількості стійких скруток

Використовуючи раніше отримане рівняння (5.7), просторовий розмір кінку можна чітко оцінити в критичному полі H_1, що дає розраховану величину $d = 7{,}1$ см. Отримане теоретичне значення розміру кінку майже ідеально дорівнює повній поздовжній довжині досліджуваної балки, $a = 7{,}3$ см. У другому критичному полі H_2 розрахований розмір кінку виявляється трохи меншим за половину довжини всієї балки, а для системи з трьох кінків у критичному полі H_3 розмір окремого кінку є трохи меншим за одну третину її довжини. Отже, можна обґрунтовано припустити, що стабілізований магнітним полем торсійний кінк повністю втрачає свою просторову стійкість тоді, коли його власний розмір стає порівнянним із довжиною балки. У випадку ж формування кількох кінків стійкість втрачається в тому магнітному полі, де довжина одного кінку дорівнює загальній довжині балки, поділеній на кількість створених кінків. Отже, підсумкова величина критичного поля стійкості для балки з кількома кінками є обернено пропорційною загальній кількості цих кінків.

5.4. Висновки до розділу

Комплексно — як теоретично, так і експериментально — детально досліджено новий фізичний ефект спонтанного утворення локалізованої кінкоподібної деформації в МАЕ-балці, що піддається безпосередньому впливу зовнішнього постійного однорідного магнітного поля.

Головна наукова новизна проведених у цьому розділі досліджень полягає у послідовному теоретичному передбаченні та першому успішному експериментальному підтвердженні принципово нового фізичного ефекту — формування стійкої рівноважної кінк-подібної (просторово локалізованої) торсійної деформації у видовженій балці з магнітоактивного еластомеру (МАЕ) під дією однорідного магнітного поля.

Досі у спеціалізованій науковій літературі деформація кручення МАЕ розглядалася науковцями виключно як допоміжний експериментальний метод для визначення значення модуля зсуву за умов малих однорідних деформацій матеріалу. Представлена праця повністю змінює цей усталений підхід, переконливо демонструючи, що прикладне магнітне поле здатне ефективно стабілізувати нелінійні, просторово обмежені топологічні дефекти типу «кінк» (а також складисті системи типу «кінк + антикінк»).

Ключові наукові результати детермінують такі положення:

Фізичний механізм: Утворення торсійного кінку є симетрійним ефектом, зумовленим магнітною анізотропією форми балки. У зоні кінку виникає низькосиметричний магнітний стан, де намагніченість не колінеарна зовнішньому полю. Це породжує локальний *магнітоеластичний момент*, який повністю компенсує внутрішній *еластичний момент* кручення матриці. Поза межами кінку балка залишається у високосиметричному, просторово однорідному незмагніченому та недеформованому стані.

Енергетична вигідність: Досліджено, що локалізація сильної нерівноважної деформації на короткій ділянці (довжиною δ) компенсується виграшем магнітної енергії в решті однорідних областей балки. При цьому

розмір кінку залежить від напруженості поля та магнітних характеристик і не залежить від загальної довжини самого зразка.

Оборотність та критичні поля: Експериментально доведено, що цей ефект є строго рівноважним та оборотним. Досліджений зразок із вільним кінцем демонструє дискретні стрибкоподібні переходи між станами з різною кількістю кінків при зміні напруженості поля, а за досягнення нижньої критичної межі (для одного кінку це H_1 = 240 Е) структура миттєво розкручується до вихідного недеформованого стану.

Практичне та фундаментальне значення: Отримані результати суттєво розширюють фундаментальні уявлення про магнітомеханіку м'яких конденсованих середовищ. З прикладного погляду відкритий ефект безконтактного керування локалізованим крученням робить МАЕ перспективними «розумними матеріалами» для розробки програмованих актуаторів, м’якої робототехніки, керованих метаматеріалів та систем архітектурного орігамі.

6. ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі на основі проведених теоретичних та експериментальних досліджень розв’язано важливу науково-прикладну задачу з’ясування фізичних закономірностей, виявлення механізмів формування та особливостей орієнтаційного й деформаційного відгуку зразків магнітоактивних еластомерів (МАЕ) під дією зовнішнього магнітного поля з урахуванням впливу гравітаційного поля та типу наповнювача.

1. **Дослідження механічного вигину та особливостей деформування зразків із пружною полімерною матрицею з наповнювачем мікрочастинок карбонільного заліза в однорідних магнітному та гравітаційному полях показали, що:**

- Для геометрії тонкої балки, вертикально закріпленої за верхній кінець у однорідному магнітному полі, попри інтенсивну орієнтуючу протидію сил тяжіння, деформаційний відгук зберігає чітко виражений критичний характер. Цей висновок випливає з отриманого у дисертації з урахуванням дії гравітаційного поля аналітичного виразу для критичного поля деформації вигину.
- Загальний деформаційний відгук демонструє квазіпружну поведінку зі слабким гістерезисом та незначною величиною залишкової деформації після вимикання поля. Це підтверджує переважання пружних процесів релаксації полімерних ланцюжків над в'язкореологічними явищами в досліджуваному діапазоні магнітного поля.
- Сила тяжіння відіграє стабілізуючу роль, підвищуючи порогове значення критичного поля втрати механічної стійкості, причому цей внесок зростає пропорційно довжині та лінійній густині зразка.
- В області сильних магнітних полів переважна частина балки (за винятком вузької області поблизу жорсткого закріплення) зазнає квазіоднорідного повороту вздовж напрямку силових ліній поля, утворюючи характерну конфігурацію з насиченням деформації.

2. **З’ясування фізичної природи гістерезисних явищ та врахування просторової анізотропії МАЕ з магнітними наночастинками показало, що:**

- Основними чинниками розмиття критичної поведінки та виникнення слабкого гістерезису при циклічному перемагнічуванні є сукупна дія внутрішньої в'язкопружності еластомерного матричного каркаса та виникнення стохастичних магнітодипольних полів між частинками наповнювача (стан за типу спінового скла).
- Анізотропія форми початково недеформованого зразка істотно впливає на неколінеарність вектора зовнішнього поля та вектора намагніченості, яка виникає при початковому повороті балки, генерує вирішальний механічний крутний момент, необхідний для подолання початкового бар'єру та розвитку критичного вигину.

3. Дослідження спонтанного утворення локалізованої кінкоподібної деформації в магнітоактивних еластомерах проведені за допомогою розробленої в дисертації математичної моделі, яка описує деформацію скручення та залежність її розмірів від величини магнітного поля, геометрії зразку та пружних властивостей матеріалу, довели, що:

- Розмір деформації обернено пропорційний величині магнітного поля.
- Поза межами локалізованого деформаційного кінку зразок залишається у високосиметричному, просторово однорідному, ненамагніченому та недеформованому стані, зберігаючи свою початкову структуру.

4. **Встановлення енергетичних умов, характеристик оборотності, та критичних параметрів кінкоподібного деформування показало, що:**

- Локалізація сильної нерівноважної деформації у вузькому інтервалі довжини (l_k) є енергетично вигідною, оскільки вона компенсується виграшем магнітної енергії в решті однорідних ділянок балки. При цьому просторовий розмір кінку визначається напруженістю поля й

магнітопружними константами та не залежить від загальної довжини зразка.

- Гранична кількість скруток в магнітній стрічці обернено пропорційна характерній ширині деформації та лінійно зростає при збільшенні величини магнітного поля.

Магнітопружний ефект має строго рівноважний та оборотний характер: при зміні величини поля зразок з вільним кінцем демонструє дискретні стрибкоподібні переходи між станами з різною кількістю кінків.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Menzel A. M. Tuned, driven, and active soft matter. *Physics Reports*. 2015. Vol. 554. P. 1–45. DOI: https://doi.org/10.1016/j.physrep.2014.10.001

2. Printing ferromagnetic domains for untethered fast-transforming soft materials / Y. Kim, H. Yuk, R. Zhao, S. A. Chester, X. Zhao. *Nature*. 2018. Vol. 558, No. 7709. P. 274–279. DOI: https://doi.org/10.1038/s41586-018-0185-0

3. Samal S., Kolinova M., Blanco I. The magneto-mechanical behavior of active components in iron-elastomer composite. *Journal of Composites Science*. 2018. Vol. 2, No. 3. Art. No. 54. DOI: https://doi.org/10.3390/jcs2030054

4. Kim Y., Zhao X. Magnetic soft materials and robots. *Chemical Reviews*. 2022. Vol. 122, No. 5. P. 5317–5364. DOI: https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.1c00481

5. Odenbach S. Microstructure and rheology of magnetic hybrid materials. *Archive of Applied Mechanics*. 2016. Vol. 86, No. 1–2. P. 269–279. DOI: https://doi.org/10.1007/s00419-015-1092-6

6. Small-scale soft-bodied robot with multimodal locomotion / W. Hu, G. Lum, M. Mastrangeli, M. Sitti. *Nature*. 2018. Vol. 554, No. 7690. P. 81–85. DOI: https://doi.org/10.1038/nature25443

7. Millimeter-scale flexible robots with programmable three-dimensional magnetization and motions / T. Xu, J. Zhang, M. Salehizadeh, O. Onaizah, E. Diller. *Science Robotics*. 2019. Vol. 4, No. 26. Art. No. eaav4494. DOI: https://doi.org/10.1126/scirobotics.aav4494

8. Magnetoactive elastomer based on superparamagnetic nanoparticles with Curie point close to room temperature / Y. I. Dzhezherya, W. Xu, S. V. Cherepov, Y. B. Skirta, V. M. Kalita, A. V. Bodnaruk, N. A. Liedienov, A. V. Pashchenko, I. V. Fesych, B. Liu, G. G. Levchenko. *Materials & Design*. 2021. Vol. 197. Art. No. 109281. DOI: https://doi.org/10.1016/j.matdes.2020.109281

9. Morillas J. R., de Vicente J. Magnetorheology: a review. *Soft Matter*. 2020. Vol. 16, No. 42. P. 9614–9642. DOI: https://doi.org/10.1039/D0SM01082K

10. Bastola A. K., Hossain M. Enhanced performance of core-shell hybrid magnetorheological elastomer with nanofillers. *Materials Letters*. 2021. Vol. 297. Art. No. 129944. DOI: https://doi.org/10.1016/j.matlet.2021.129944

11. Anomalous magnetorheological effect in unstructured magnetoisotropic magnetoactive elastomers / V. M. Kalita, Yu. I. Dzhezherya, G. G. Levchenko. *Applied Physics Letters*. 2020. Vol. 116, No. 6. Art. No. 063701. DOI: https://doi.org/10.1063/1.5122250

12. Schubert G., Harrison P. Large-strain behaviour of magneto-rheological elastomers tested under uniaxial compression and tension, and pure shear deformations. *Polymer Testing*. 2015. Vol. 42. P. 122–134. DOI: https://doi.org/10.1016/j.polymertesting.2015.01.008

13. Temperature-dependent magnetic properties of a magnetoactive elastomer: Immobilization of the soft-magnetic filler / A. V. Bodnaruk, A. Brunhuber, V. M. Kalita, M. M. Kulyk, A. A. Snarskii, A. F. Lozenko, S. M. Ryabchenko, M. Shamonin. *Journal of Applied Physics*. 2018. Vol. 123, No. 11. Art. No. 115118. DOI: https://doi.org/10.1063/1.5023891

14. A high-performance magnetorheological material: preparation, characterization and magnetic-mechanic coupling properties / Y. Xu, X. Gong, S. Xuan, W. Zhang, Y. Fan. *Soft Matter*. 2011. Vol. 7, No. 11. P. 5246–5254. DOI: https://doi.org/10.1039/c1sm05301a

15. Magnet-induced aligning magnetorheological elastomer based on ultra-soft matrix / J. Yao, Y. Sun, Y. Wang, Q. Fu, Z. Xiong, Y. Liu. *Composites Science and Technology*. 2018. Vol. 162. P. 170–179. DOI: https://doi.org/10.1016/j.compscitech.2018.04.036

16. Giant magnetostriction in low-concentration magnetorheological elastomers / J. A. Silva, C. Gouveia, G. Dinis, A. M. Pinto, A. M. Pereira. *Composites Part B: Engineering*. 2022. Vol. 243. Art. No. 110125. DOI: https://doi.org/10.1016/j.compositesb.2022.110125

17. Elhajjar R., Law C.-T., Pegoretti A. Magnetostrictive polymer composites: Recent advances in materials, structures and properties. *Progress in*

Materials Science. 2018. Vol. 97. P. 204–229. DOI: https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2018.02.005

18. Effect of single-particle magnetostriction on the shear modulus of compliant magnetoactive elastomers / V. M. Kalita, A. A. Snarskii, M. Shamonin, D. Zorinets. *Physical Review E*. 2017. Vol. 95, No. 3. Art. No. 032503. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevE.95.032503

19. Galipeau E., Ponte Castañeda P. Giant field-induced strains in magnetoactive elastomer composites. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2013. Vol. 469, No. 2158. Art. No. 20130385. DOI: https://doi.org/10.1098/rspa.2013.0385

20. Diguet G., Beaugnon E., Cavaillé J. Y. Shape effect in the magnetostriction of ferromagnetic composite. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2010. Vol. 322, No. 21. P. 3337–3341. DOI: https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2010.06.020

21. X. Guan, X. Dong, and J. Ou, Magnetostrictive effect of magnetorheological elastomer, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**(3–4), 158–163 (2008). https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.05.043

22. P. Lockette, S. E. Lofland, J. Biggs, J. Roche, J. Mineroff, and M. Babcock, Investigating new symmetry classes in magnetorheological elastomers: cantilever bending behavior, *Smart Materials and Structures* **20**(10), 105022 (2011). https://doi.org/10.1088/0964-1726/20/10/105022

23. S. Qi, J. Fu, Y. Xie, Y. Li, R. Gan, and M. Yu, Versatile magnetorheological plastomer with 3D printability, switchable mechanics, shape memory, and self-healing capacity, *Composites Science and Technology* **183**, 107817 (2019). https://doi.org/10.1016/j.compscitech.2019.107817

24. X. Gong, K. Tan, Q. Deng, and S. Shen, Athermal shape memory effect in magnetoactive elastomers, *ACS Applied Materials & Interfaces* **12**(14), 16930–16936 (2020). https://doi.org/10.1021/acsami.0c01453

25. Y. Xia, Y. He, F. Zhang, Y. Liu, and J. Leng, A review of shape memory polymers and composites: Mechanisms, materials, and applications, *Advanced Materials* **33**(6), 2000713 (2021). https://doi.org/10.1002/adma.202000713

26. A. K. Bastola and M. Hossain, The shape-morphing performance of magnetoactive soft materials, *Materials & Design* **211**, 110172 (2021). https://doi.org/10.1016/j.matdes.2021.110172

27. V. M. Kalita, Y. I. Dzhezherya, S. V. Cherepov, Y. B. Skirta, A. V. Bodnaruk, and G. G. Levchenko, Critical bending and shape memory effect in magnetoactive elastomers, *Smart Materials and Structures* **30**(2), 025020 (2021). https://doi.org/10.1088/1361-665X/abd58c

28. Y. Li, J. Li, W. Li, and H. Du, A state-of-the-art review on magnetorheological elastomer devices, *Smart Materials and Structures* **23**(12), 123001 (2014). https://doi.org/10.1088/0964-1726/23/12/123001

29. R. Ahamed, S. B. Choi, and M. M. Ferdaus, A state of art on magneto-rheological materials and their potential applications, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* **29**(10), 2051–2095 (2018). https://doi.org/10.1177/1045389X18754350

30. A. G. Díez, C. R. Tubio, J. G. Etxebarria, and S. Lanceros-Mendez, Magnetorheological elastomer-based materials and devices: State of the art and future perspectives, *Advanced Engineering Materials* **23**(6), 2100240 (2021). https://doi.org/10.1002/adem.202100240

31. N. Bira, P. Dhagat, and J. R. Davidson, A review of magnetic elastomers and their role in soft robotics, *Frontiers in Robotics and AI* **7**, 588391 (2020). https://doi.org/10.3389/frobt.2020.588391

32. H.-J. Chung, A. M. Parsons, and L. Zheng, Magnetically controlled soft robotics utilizing elastomers and gels in actuation: A review, *Advanced Intelligent Systems* **3**(1), 2000186 (2021). https://doi.org/10.1002/aisy.202000186

33. Z. Shen, F. Chen, X. Zhu, K. Yong, and G. Gu, Stimuli-responsive functional materials for soft robotics, *Journal of Materials Chemistry B* **8**(39), 8972–8991 (2020). https://doi.org/10.1039/D0TB01585G

34. R. Guan, H. Zheng, Q. Liu, K. Ou, D. Li, J. Fan, Q. Fu, and Y. Sun, DIW 3D printing of hybrid magnetorheological materials for application in soft robotic grippers, *Composites Science and Technology* **223**, 109409 (2022). https://doi.org/10.1016/j.compscitech.2022.109409

35. P. Von Lockette, Fabrication and performance of magneto-active elastomer composite structures, *ASME Conference Proceedings / SMASIS2014*, V001T01A019 (2014). https://doi.org/10.1115/SMASIS2014-7590

36. M. Ha, G. S. Cañón Bermúdez, J. A. C. Liu, E. S. Oliveros Mata, B. A. Evans, J. B. Tracy, and D. Makarov, Reconfigurable magnetic origami actuators with on-board sensing for guided assembly, *Advanced Materials* **33**(19), 2008751 (2021). https://doi.org/10.1002/adma.202008751

37. R. Song, The progress of magnetoactive origami structures, *Journal of Physics: Conference Series* **2230**(1), 012024 (2022). https://doi.org/10.1088/1742-6596/2230/1/012024

38. J. Maas and D. Uhlenbusch, Experimental and theoretical analysis of the actuation behavior of magnetoactive elastomers, *Smart Materials and Structures* **25**(10), 104002 (2016). https://doi.org/10.1088/0964-1726/25/10/104002

39. M. Lee, T. Park, C. Kim, and S.-M. Park, Characterization of a magneto-active membrane actuator comprising hard magnetic particles with varying crosslinking degrees, *Materials & Design* **195**, 108921 (2020). https://doi.org/10.1016/j.matdes.2020.108921

40. H. Böse, T. Gerlach, and J. Ehrlich, Magnetorheological elastomers – An underestimated class of soft actuator materials, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* **32**(14), 1550–1564 (2021). https://doi.org/10.1177/1045389X21990888

41. K. Yu, N. X. Fang, G. Huang, and Q. Wang, Magnetoactive acoustic metamaterials, *Advanced Materials* **30**(18), 1706348 (2018). https://doi.org/10.1002/adma.201706348

42. L. Ryan, Z. Deng, and M. J. Dapino, Characterization of adaptive magnetoelastic metamaterials under applied magnetic fields, *ASME Conference*

Proceedings / SMASIS2016, V001T01A019 (2016). https://doi.org/10.1115/SMASIS2016-9252

43. C. D. Pierce, C. L. Willey, V. W. Chen, J. O. Hardin, J. D. Berrigan, A. T. Juhl, and K. H. Matlack, Adaptive elastic metastructures from magneto-active elastomers, *Smart Materials and Structures* **29**(6), 065004 (2020). https://doi.org/10.1088/1361-665X/ab80e4

44. S. M. Montgomery, S. Wu, X. Kuang, C. D. Armstrong, C. Zemelka, Q. Ze, R. Zhang, R. Zhao, and H. J. Qi, Magneto-mechanical metamaterials with widely tunable mechanical properties and acoustic bandgaps, *Advanced Functional Materials* **31**(1), 2005319 (2021). https://doi.org/10.1002/adfm.202005319

45. Pat. US5974856A. Method for allowing rapid evaluation of chassis elastomeric devices in motor vehicles / R. E. Smith, W. C. Kruckemeyer; assignee: General Motors Corp. Publ. Nov 2, 1999.

46. Pat. EP0784163A1. Variable stiffness bushing using magnetorheological elastomers / J. M. Ginder; assignee: Ford Motor Co. Publ. Jul 16, 1997.

47. Pat. US5814999A. Method and apparatus for measuring displacement and force / J. M. Ginder; assignee: Ford Motor Co. Publ. Sep 29, 1998.

48. Pat. US7430788B2. Magnetorheological nanocomposite elastomer for releasable attachment applications / J. H. Gayle, M. R. Jolly; assignee: Lord Corp. Publ. Oct 7, 2008.

49. M. R. Jolly, J. D. Carlson, B. C. Muñoz, and T. A. Bullions, The magnetoviscoelastic response of elastomer composites consisting of ferrous particles embedded in a polymer matrix, *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* **7**(6), 613–622 (1996). https://doi.org/10.1177/1045389X9600700601

50. J. M. Ginder, S. M. Clark, W. F. Schlotter, and M. E. Nichols, Magnetostrictive phenomena in magnetorheological elastomers, *International Journal of Modern Physics B* **16**(17–18), 2412–2418 (2002). https://doi.org/10.1142/S021797920201244X

51. C. Bellan and G. Bossis, Field dependence of viscoelastic properties of MR elastomers, *International Journal of Modern Physics B* **16**(17–18), 2447–2453 (2002). https://doi.org/10.1142/S0217979202012499

52. S. A. Demchuk and V. A. Kuz'min, Viscoelastic properties of magnetorheological elastomers in the regime of dynamic deformation, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* **75**(2), 396–400 (2002). https://doi.org/10.1023/A:1015697723112

53. G. Y. Zhou, Shear properties of a magnetorheological elastomer, *Smart Materials and Structures* **12**(1), 139–146 (2003). https://doi.org/10.1088/0964-1726/12/1/316

54. G. Y. Zhou and P. Q. Zhang, Investigation of the dynamic mechanical behavior of the double-barreled configuration in a magnetorheological fluid damper, *Smart Materials and Structures* **11**(2), 230–238 (2002). https://doi.org/10.1088/0964-1726/11/2/306

55. G. Y. Zhou and Z. Y. Jiang, Deformation in magnetorheological elastomer and elastomer-ferromagnet composite driven by a magnetic field, *Smart Materials and Structures* **13**(2), 309–316 (2004). https://doi.org/10.1088/0964-1726/13/2/009

56. G. Y. Zhou and J. R. Li, Dynamic behavior of a magnetorheological elastomer under uniaxial deformation: I. Experiment, *Smart Materials and Structures* **12**(6), 859–872 (2003). https://doi.org/10.1088/0964-1726/12/6/002

57. G. Y. Zhou and Q. Wang, A linear time-variant system for signal modulation by use of magnetorheological elastomer-suspended beams, *Smart Materials and Structures* **14**(6), 1154–1162 (2005). https://doi.org/10.1088/0964-1726/14/6/008

58. G. Y. Zhou and Q. Wang, Magnetorheological elastomer-based smart sandwich beams with nonconductive skins, *Smart Materials and Structures* **14**(5), 1001–1009 (2005). https://doi.org/10.1088/0964-1726/14/5/038

59. G. Y. Zhou and Q. Wang, Design of a smart piezoelectric actuator based on a magnetorheological elastomer, *Smart Materials and Structures* **14**(4), 504–510 (2005). https://doi.org/10.1088/0964-1726/14/4/007

60. G. Y. Zhou, Complex shear modulus of a magnetorheological elastomer, *Smart Materials and Structures* **13**(5), 1203–1210 (2004). https://doi.org/10.1088/0964-1726/13/5/024

61. G. Y. Zhou and Q. Wang, Study on the adjustable rigidity of magnetorheological-elastomer-based sandwich beams, *Smart Materials and Structures* **15**(1), 59–74 (2006). https://doi.org/10.1088/0964-1726/15/1/035

62. G. Filipcsei and M. Zrínyi, Preparation and responsive prospects of magnetically soft poly(N-isopropylacrylamide) gels, *Macromolecules* **33**(5), 1716–1719 (2000). https://doi.org/10.1021/ma990967r

63. M. Zrínyi, J. Fehér, and G. Filipcsei, Novel gel actuator containing TiO_2 particles operated under static electric field, *Macromolecules* **33**(16), 5751–5753 (2000). https://pubs.acs.org/doi/10.1021/ma000253c

64. D. Szabó, G. Szeghy, and M. Zrínyi, Shape transition of magnetic field sensitive polymer gels, *Macromolecules* **31**(19), 6541–6548 (1998). https://pubs.acs.org/doi/10.1021/ma980284w

65. T. Gilányi, I. Varga, R. Mészáros, G. Filipcsei, and M. Zrínyi, Interaction of monodisperse poly(N-isopropylacrylamide) microgel particles with sodium dodecyl sulfate in aqueous solution, *Langmuir* **17**(16), 4764–4769 (2001). https://pubs.acs.org/doi/10.1021/la0100800

66. Yu. L. Raikher and O. V. Stolbov, Magnetodeformational effect in ferrogel objects, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **289**, 62–65 (2005). https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2004.11.018

67. Yu. L. Raikher and O. V. Stolbov, Magnetodeformational effect in ferrogel samples, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **258–259**, 477–479 (2003). https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)01102-2

68. Yu. L. Raikher and V. V. Rusakov, Viscoelastic ferrogel: Dynamic magnetic susceptibilities, *Brazilian Journal of Physics* **31**(3), 366–379 (2001). https://www.sbfisica.org.br/bjp/files/v31_366.pdf

69. L. V. Nikitin, L. S. Mironova, G. V. Stepanov, and A. N. Samus, The influence of a magnetic field on the elastic and viscous properties of magnetoelastics, *Polymer Science, Series A* **43**(4), 443–450 (2001).

70. L. V. Nikitin, G. V. Stepanov, L. S. Mironova, and A. N. Samus, Properties of magnetoelastics synthesized in external magnetic field, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **258–259**, 468–470 (2003). https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)01099-5

71. L. V. Nikitin, L. S. Mironova, K. G. Kornev, and G. V. Stepanov, The magnetic, elastic, structural, and magnetodeformational properties of magnetoelastics, *Polymer Science, Series A* **46**(3), 301–309 (2004).

72. L. V. Nikitin, G. V. Stepanov, L. S. Mironova, and A. I. Gorbunov, Magnetodeformational effect and effect of shape memory in magnetoelastics, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **272–276**, 2072–2073 (2004). https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2003.12.838

73. Yu. L. Raikher, O. V. Stolbov, and G. V. Stepanov, Shape instability of a magnetic elastomer membrane, *Journal of Physics D: Applied Physics* **41**(15), 152002 (2008). https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/15/152002

74. Yu. L. Raikher and O. V. Stolbov, Numerical modeling of large field-induced strains in ferroelastic bodies: continuum approach, *Journal of Physics: Condensed Matter* **20**(20), 204126 (2008). https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/20/204126

75. G. V. Stepanov, D. Yu. Borin, Yu. L. Raikher, P. V. Melenev, and N. S. Perov, Motion of ferroparticles inside the polymeric matrix in magnetoactive elastomers, *Journal of Physics: Condensed Matter* **20**(20), 204121 (2008). https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/20/204121

76. M. Farshad and A. Benine, Magnetoactive elastomer composites, *Polymer Testing* **23**(3), 347–353 (2004). https://doi.org/10.1016/S0142-9418(03)00103-X

77. M. Farshad and M. Le Roux, Compression properties of magnetostrictive polymer composite gels, *Polymer Testing* **24**(2), 163–168 (2005). https://doi.org/10.1016/j.polymertesting.2004.09.007

78. S. Abramchuk, E. Kramarenko, G. Stepanov, L. V. Nikitin, G. Filipcsei, A. R. Khokhlov, and M. Zrínyi, Novel highly elastic magnetic materials for dampers and seals I: Preparation and characterization of the elastic materials, *Polymers for Advanced Technologies* **18**(11), 883–890 (2007). https://doi.org/10.1002/pat.924

79. G. Filipcsei, I. Csetneki, A. Szilágyi, and M. Zrínyi, Magnetic Field-Responsive Smart Polymer Composites, in *Oligomers - Polymer Composites - Molecular Imprinting*, Advances in Polymer Science, vol. 206 (Springer, Berlin, Heidelberg, 2007), pp. 137–189. https://doi.org/10.1007/12_2006_104

80. A. A. Snarskii, D. Zorinets, M. Shamonin, and V. M. Kalita, Theoretical method for calculation of effective properties of composite materials with reconfigurable microstructure: Electric and magnetic phenomena, *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* **535**, 122467 (2019). https://doi.org/10.1016/j.physa.2019.122467

81. A. K. Bastola and M. Hossain, A review on magneto-mechanical characterizations of magnetorheological elastomers, *Composites Part B: Engineering* **200**, 108348 (2020). https://doi.org/10.1016/j.compositesb.2020.108348

82. A. K. Bastola, M. Paudel, L. Li, and W. Li, Recent progress of magnetorheological elastomers: a review, *Smart Materials and Structures* **29**(12), 123002 (2020). https://doi.org/10.1088/1361-665X/abbc77

83. P. A. Sánchez, T. Gundermann, A. Dobroserdova, S. S. Kantorovich, and S. Odenbach, Importance of matrix inelastic deformations in the initial

response of magnetic elastomers, *Soft Matter* **14**(11), 2170–2183 (2018). https://doi.org/10.1039/C7SM02366A

84. G. Pessot, M. Schümann, T. Gundermann, S. Odenbach, H. Löwen, and A. M. Menzel, Tunable dynamic moduli of magnetic elastomers: from characterization by x-ray micro-computed tomography to mesoscopic modeling, *Journal of Physics: Condensed Matter* **30**(12), 125101 (2018). https://doi.org/10.1088/1361-648X/aaaeaa

85. A. V. Bodnaruk, A. Brunhuber, V. M. Kalita, M. M. Kulyk, P. Kurzweil, A. A. Snarskii, A. F. Lozenko, S. M. Ryabchenko, and M. Shamonin, Magnetic anisotropy in magnetoactive elastomers, enabled by matrix elasticity, *Polymer* **162**, 63–72 (2019). https://doi.org/10.1016/j.polymer.2018.12.027

86. M. Watanabe, Y. Takeda, T. Maruyama, J. Ikeda, M. Kawai, and T. Mitsumata, Chain structure in a cross-linked polyurethane magnetic elastomer under a magnetic field, *International Journal of Molecular Sciences* **20**(12), 2879 (2019). https://doi.org/10.3390/ijms20122879

87. Магнитореологический эффект [Електронний ресурс] // Студопедия. – Режим доступа: http://studepedia.org/index.php?vol=1&post=61256.

88. Г. В. Степанов, Е. Ю. Крамаренко, Н. С. Перов и др., Магнитоактивный полимер с магнитотвердым наполнителем, *Вестник ПНИПУ. Аэрокосмическая техника* **36**, 106–137 (2013).

89. I. Balabin, V. Bogdanov, D. Borin, F. Adam, and G. Stepanov, Magnetorheological elastomer with shape memory effect as a component of the energy absorbing cover for the bumper of a vehicle, *Avtomobil'naya Promyshlennost'* **10**, 24–27 (2010).

90. I. Balabin, V. Bogdanov, and S. Jovanis, Stoßfänger von Kfz als effektive Träger der Schutztraumafunktion von Verkehrsteilnehmern, *Journal of Association of Automotive Engineers* **5**, 31–35 (2010).

91. I. Balabin, V. Bogdanov, D. Borin, G. Stepanov, and D. Semerenko, Einsatz des MR-Elastomers im Energieabsorptionsaufbau der Fahrzeugstoßstange, *Journal of Association of Automotive Engineers* **6**, 28–32 (2010).

92. V. Bogdanov, D. Borin, and R. Bokov, Investigation and optimization of strength and rigidity parameters of MRE used in safety bumpers of vehicles, *Vestnik of Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod* **4**, 112–117 (2011).

93. I. Balabin and V. Bogdanov, Safety of vehicles: Dualism of modern intelligent systems demands new classifications, *Avtomobil'naya Promyshlennost'* **9**, 15–18 (2012).

94. N. A. Liedienov, V. M. Kalita, A. V. Pashchenko, Y. Dzhezherya, I. V. Fesych, Q. Li, and G. G. Levchenko, Critical phenomena of magnetization, magnetocaloric effect, and superparamagnetism in nanoparticles of non-stoichiometric manganite, *Journal of Alloys and Compounds* **836**, 155440 (2020). https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2020.155440

95. A. V. Bodnaruk, V. M. Kalita, M. M. Kulyk, S. M. Ryabchenko, A. I. Tovstolytkin, S. O. Solopan, and A. G. Belous, Critical behavior of ensembles of superparamagnetic nanoparticles with dispersions of magnetic parameters, *Journal of Physics: Condensed Matter* **31**(37), 375801 (2019). https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab26fa

96. A. Arrott and J. E. Noakes, Approximate equation of state for nickel near its critical temperature, *Physical Review Letters* **19**(14), 786–789 (1967). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.786

97. V. M. Kalita, A. F. Lozenko, S. M. Ryabchenko, A. A. Timopheev, R. A. Trotsenko, I. A. Danilenko, and T. E. Konstantinova, Magnetic properties of $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ nanopowders, *Low Temperature Physics* **34**(5), 436–445 (2008). https://doi.org/10.1063/1.2920124

98. L. Néel, Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites, *Annales de Géophysique* **5**(2), 99–136 (1949).

99. J. M. Ginder, S. M. Clark, W. F. Schlotter, and M. E. Nichols, Magnetostrictive phenomena in magnetorheological elastomers, *International Journal of Modern Physics B* **16**(17n18), 2412–2418 (2002). https://doi.org/10.1142/S021797920201244X

100. A. V. Bodnaruk, A. Brunhuber, V. M. Kalita, M. M. Kulyk, P. Kurzweil, A. A. Snarskii, A. F. Lozenko, S. M. Ryabchenko, and M. Shamonin, Magnetic anisotropy in magnetoactive elastomers, enabled by matrix elasticity, *Polymer* **162**, 63–72 (2019). https://doi.org/10.1016/j.polymer.2018.12.027

101. Dzhezherya Yu. I. Anomalous behavior of bending deformation induced by a magnetic field in a system of ferromagnetic stripes located on an elastomer / Yu. I. Dzhezherya, V. M. Kalita, S. V. Cherepov, Yu. B. Skirta, L. V. Berezhnaya, G. G. Levchenko // Smart Materials and Structures. — 2019. — Vol. 28, Issue 12. https://doi.org/10.1088/1361-665X/ab5000.

102. T. Pan, T. Greenwood, C. Seepersad, Z. Ounaies, and M. Frecker, Additive manufacturing of magnetorheological elastomers: A review, *Smart Materials and Structures* **34**(10), 105026 (2025).

103. Y. Zhou, L. Li, W. Li, S. Wen, L. Jiang, S. Jerrams, J. Ma, and S. Chen, The fabrication and properties of magnetorheological elastomers employing bio-inspired dopamine modified carbonyl iron particles, *Smart Materials and Structures* **29**(5), 055005 (2020). https://doi.org/10.1088/1361-665X/ab785b

104. P. Soledad Antonel, G. Jorge, O. E. Perez, A. Butera, A. Gabriela Leyva, and R. Martyn Negri, Magnetic and elastic properties of $CoFe_2O_4$-polydimethylsiloxane magnetically oriented elastomer nanocomposites, *Journal of Applied Physics* **110**(4), 043920 (2011). https://doi.org/10.1063/1.3624602

105. V. M. Kalita, Y. I. Dzhezherya, and G. G. Levchenko, The loss of mechanical stability and the critical magnetization of a ferromagnetic particle in an elastomer, *Soft Matter* **15**, 5987–5991 (2019). https://doi.org/10.1039/C9SM00735K

106. L. Ryan, Z. D. Harne, and J. D. Marcelo, Adaptive magnetoelastic metamaterials: A new class of magnetorheological elastomers, *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **29**, 265–278 (2018). https://doi.org/10.1177/1045389X17721037

107. W. Yang, H. Pan, D. Zheng, and Q. Cai, Magnetoelastic buckling of a beam-plate in a transverse magnetic field, J. Appl. Mech., 66: 913 (1999). https://doi.org/10.1115/1.2791797

108. F. Gerbal, Y. Wang, F. Lyonnet, and J.-C. Bacri, A refined theory of magnetoelastic buckling matches experiments with ferromagnetic and superparamagnetic rods, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 112: 7135 (2015). https://doi.org/10.1073/pnas.1422534112

109. V. M. Kalita, Yu. I. Dzhezherya, S. V. Cherepov, Yu. B. Skirta, A. V. Bodnaruk, and S. M. Ryabchenko, Spontaneous change of symmetry in a magnetoactive elastomer beam at its critical bending induced by a magnetic field, Smart Mater. Struct., 32: 045002 (2023). https://doi.org/10.1088/1361-665X/acbd04

110. V. M. Kalita, Yu. I. Dzhezherya, S. V. Cherepov, Yu. B. Skirta, A. V. Kyryliuk, S. O. Reshetniak, A. V. Bodnaruk, and S. M. Ryabchenko, Influence of plasticity on the magnetic-field-induced bending deformation in a magneto-active elastomer with superparamagnetic nanoparticles, AIP Advances, 14: 015143 (2024). https://doi.org/10.1063/5.0178469

111. V. M. Kalita, S. O. Reshetniak, S. M. Ryabchenko, Instability and disturbance of ferromagnetic pendulum oscillations at magnetic-orientation phase transition induced by magnetic field, Ukr. J. Phys., 69: 684 (2024). https://doi.org/10.15407/ujpe69.9.684

112. F. C. Moon and Yih-Hsing Pao, Nonlinear Response of Elastic Plates to Pulse Excitations, J. Appl. Mech., 35: 53–58 (1968). https://doi.org/10.1115/1.3601172

113. C. P. Bean and J. D. Livingston, Superparamagnetism, J. Appl. Phys., 30: S120–S127 (1959). https://doi.org/10.1063/1.2185850

114. W. F. Brown, Thermal fluctuations of a single-domain particle, Phys. Rev., 130: 1677–1686 (1963). https://doi.org/10.1103/PhysRev.130.1677

115. V. M. Loktev and Yu. G. Pogorelov, Peculiar physical properties and the colossal magnetoresistance of manganites, Low Temp. Phys., 26: 171–193 (2000).

116. M.-H. Phan and S.-C. Yu, Review of the magnetocaloric effect in manganite materials, J. Magn. Magn. Mater., 308: 325–340 (2007). https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2006.07.025

117. N. A. Liedienov, Z. Wei, V. M. Kalita, A. V. Pashchenko, Q. Li, I. V. Fesych, V. A. Turchenko, C. Hou, X. Wei, B. Liu, A. T. Kozakov, and G. G. Levchenko, Spin-dependent magnetism and superparamagnetic contribution to the magnetocaloric effect of non-stoichiometric manganite nanoparticles, Appl. Mater. Today, 26: 101340 (2022). https://doi.org/10.1016/j.apmt.2021.101340

118. Yu. Shlapa, S. Solopan, A. Bodnaruk, M. Kulyk, Yu. Tykhonenko-Polishchuk, A. Tovstolytkin, and A. Belous, Effect of Synthesis Temperature on Structure and Magnetic Properties of (La,Nd)0.7Sr0.3MnO3 Nanoparticles, Nanoscale Res. Lett., 12: 100 (2017). https://doi.org/10.1186/s11671-017-1884-4

119. Z. Wei, A. V. Pashchenko, N. A. Liedienov, I. V. Zatovsky, D. S. Butenko, Q. Li, I. V. Fesych, V. A. Turchenko, E. E. Zubov, P. Yu. Polynchuk, V. G. Pogrebnyak, V. M. Poroshin, and G. G. Levchenko, Multifunctionality of lanthanum–strontium manganite nanopowder, Phys. Chem. Chem. Phys., 22: 11817–11828 (2020). https://doi.org/10.1039/D0CP01426e

120. Yu. Shlapa, S. Solopan, A. Bodnaruk, M. Kulyk, V. Kalita, Yu. Tykhonenko-Polishchuk, A. Tovstolytkin, V. Zinchenko, and A. Belous, Lanthanum-strontium manganites for magnetic nanohyperthermia: Fine tuning of parameters by substitutions in lanthanum sublattice, J. Alloys Compd., 702: 31–38 (2017). https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2017.01.222

121. C. Song, W. Xu, N. Liedienov, I. Fesych, R. Kulagin, Y. Beygelzimer, X. Zhang, Y. Han, Q. Li, B. Liu, A. Pashchenko, and G. Levchenko, Novel multiferroic-like nanocomposite with high pressure-modulated magnetic and

electric properties, Adv. Funct. Mater., 32: 2113022 (2022). https://doi.org/10.1002/adfm.202113022

122. A. V. Bodnaruk, V. M. Kalita, M. M. Kulyk, S. M. Ryabchenko, A. I. Tovstolytkin, S. O. Solopan, and A. G. Belous, Critical behavior of ensembles of superparamagnetic nanoparticles with dispersions of magnetic parameters, J. Phys.: Condens. Matter, 31: 375801 (2019). https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab26fa

123. V. M. Kalita, D. M. Polishchuk, D. G. Kovalchuk, A. V. Bodnaruk, S. O. Solopan, A. I. Tovstolytkin, S. M. Ryabchenko, and A. G. Belous, Interplay between superparamagnetic and blocked behavior in an ensemble of lanthanum–strontium manganite nanoparticles, Phys. Chem. Chem. Phys., 19: 27015–27027 (2017). https://doi.org/10.1039/C7CP05547A

124. N. A. Liedienov, V. M. Kalita, A. V. Pashchenko, Yu. I. Dzhezherya, I. V. Fesych, Q. Li, and G. G. Levchenko, Critical phenomena of magnetization, magnetocaloric effect, and superparamagnetism in nanoparticles of non-stoichiometric manganite, J. Alloys Compd., 836: 155440 (2020). https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2020.155440

125. M. Puljiz, S. Huang, K. A. Kalina, J. Nowak, S. Odenbach, M. Kästner, G. K. Auernhammer, and A. M. Menzel, Reversible magnetomechanical collapse: virtual touching and detachment of rigid inclusions in a soft elastic matrix, Soft Matter, 14: 6809–6821 (2018). https://doi.org/10.1039/C8SM01051J

126. V. M. Kalita, A. A. Timopheev, and S. M. Ryabchenko, Influence of the demagnetizing factor on the magnetization of an ensemble of Stoner-Wohlfarth particles, J. Exp. Theor. Phys., 112: 441–450 (2011). https://doi.org/10.1134/S1063776111020075

127. Ю. М. Коваль, Эффект памяти формы, Физика твердого тела. Энциклопедический словарь, К.: Наукова думка, 1998, с. 11–12.

128. Y. Zhou, L. Li, W. Li, S. Wen, L. Jiang, S. Jerrams, J. Ma, and S. Chen, The fabrication and properties of magnetorheological elastomers employing bio-inspired dopamine modified carbonyl iron particles, Smart Mater. Struct., 29: 055005 (2020). https://doi.org/10.1088/1361-665X/ab785b

129. R. Zhao, Y. Kim, S. A. Chester, P. Sharma, and X. Zhao, Mechanics of hard-magnetic soft materials, J. Mech. Phys. Solids, 124: 244–263 (2019). https://doi.org/10.1016/j.jmps.2018.10.008

130. A. Crivaro, R. Sheridan, M. Frecker, T. W. Simpson, and P. Von Lockette, Bistable compliant mechanism using magneto active elastomer actuation, J. Intell. Mater. Syst. Struct., 27: 2049–2061 (2016). https://doi.org/10.1177/1045389X15620037

131. K. Yu, N. X. Fang, G. Huang, and Q. Wang, Magnetoactive acoustic metamaterials, Adv. Mater., 30: 1706348 (2018). https://doi.org/10.1002/adma.201706348

132. G. J. Monkman, D. Sindersberger, A. Diermeier, and N. Prem, The magnetoactive electret, Smart Mater. Struct., 26: 075010 (2017). https://doi.org/10.1088/1361-665X/aa738f

133. Y. Zhou, X. Zhao, J. Xu, Y. Fang, G. Chen, Y. Song, S. Li, and J. Chen, Giant magnetoelastic effect in soft systems for bioelectronics, Nat. Mater., 20: 1670–1676 (2021). https://doi.org/10.1038/s41563-021-01093-1

134. M. Roghani, D. Romeis, G. Glavan, I. A. Belyaeva, M. Shamonin, and M. Saphiannikova, Magnetically induced deformation of isotropic magnetoactive elastomers and its relation to the magnetorheological effect, Phys. Rev. Appl., 23: 034041 (2025). https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.23.034041

135. V. M. Kalita, Y. I. Dzhezherya, S. V. Cherepov, Y. B. Skirta, A. V. Bodnaruk, and G. G. Levchenko, Critical bending and shape memory effect in magnetoactive elastomers, Smart Mater. Struct., 30: 025020 (2021). https://doi.org/10.1088/1361-665X/abd58c

136. Q. Ze, X. Kuang, S. Wu, J. Wong, S. M. Montgomery, R. Zhang, J. M. Kovitz, F. Yang, H. J. Qi, and R. Zhao, Magnetic shape memory polymers with integrated multifunctional shape manipulation, Adv. Mater., 32: 1906657 (2020). https://doi.org/10.1002/adma.201906657144

137. R. Moucka, M. Sedlacik, and M. Cvek, Dielectric properties of magnetorheological elastomers with different microstructure, Appl. Phys. Lett., 112: 122901 (2018). https://doi.org/10.1063/1.5021750

138. Y. Dong, M. Pezzulla, L. Cruveiller, A. Abbasi, and P. M. Reis, Magneto-active elastic shells with tunable buckling strength, Nat. Commun., 12: 2831 (2021). https://doi.org/10.1038/s41467-021-22776-y

139. N. Xia, D. Jin, C. Pan, J. Zhang, Z. Yang, L. Su, J. Zhao, L. Wang, and L. Zhang, Dynamic morphological transformations in soft architected materials via buckling instability encoded heterogeneous magnetization, Nat. Commun., 13: 7514 (2022). https://doi.org/10.1038/s41467-022-35212-6

140. W. Li and M. Nakano, Fabrication and characterization of PDMS based magnetorheological elastomers, Smart Mater. Struct., 22: 055035 (2013). https://doi.org/10.1088/0964-1726/22/5/055035

141. A. Beheshti, R. Sedaghati, and S. Rakheja, Development of a small-deformation material model for an isotropic magneto-active elastomer, Acta Mech., 231: 2287–2310 (2020). https://doi.org/10.1007/s00707-020-02647-1

142. M. A. Moreno, J. Gonzalez-Rico, M. L. Lopez-Donaire, A. Arias, and D. Garcia-Gonzalez, New experimental insights into magneto-mechanical rate dependences of magnetorheological elastomers, Compos. Part B: Eng., 224: 109148 (2021). https://doi.org/10.1016/j.compositesb.2021.109148

143. K. P. Shenoy, U. Poojary, and K. V. Gangadharan, A novel approach to characterize the magnetic field and frequency dependent dynamic properties of magnetorheological elastomer for torsional loading conditions, J. Magn. Magn. Mater., 498: 166169 (2020). https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166169

144. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Theory of Elasticity, Pergamon Press, New York (1959).

145. Nadzharyan T. A., Shamonin M., Kramarenko E. Yu. Theoretical Modeling of Magnetoactive Elastomers on Different Scales: A State-of-the-Art Review. *Polymers*. 2022. Vol. 14, iss. 19. Art. no. 4096. DOI: https://doi.org/10.3390/polym14194096.