

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет
«Дніпровська політехніка»

Младецький І.К.
Березняк О.О.
Куваєв В.М.
Куваєв Я.Г.
Березняк О.О.

**ЗМІННІ МАГНІТНІ ПОЛЯ В СЕПАРАЦІЇ
І РОЗМАГНІЧУВАННІ ТОНКИХ ФЕРОМАГНІТНИХ
МАТЕРІАЛІВ**

(Монографія)

Дніпро
«Середняк Т.К.»
2019

УДК 551.25:622.778.4(02.064)
З-69

Затверджено Вченою радою Національного технічного університету
«Дніпровська політехніка», як монографія (протокол №10 від 27.06.2019р.)

Рецензенти:

П.І. Пілов – д-р техн. наук, проф.;

В.І. Корсун – д-р техн. наук, проф.

Авторський колектив: Младецький Ігор Костянтинович,
Березняк Олександр Олександрович,
Куваєв Володимир Миколайович,
Куваєв Ярослав Геннадійович,
Березняк Олена Олександрівна

Младецький І.К., Березняк О.О., Куваєв В.М., Куваєв Я.Г., Березняк О.О
З-69 Змінні магнітні поля в сепарації і розмагнічуванні тонких феромагнітних матеріалів: [Монографія.] — Дніпро: Середняк Т. К., 2019, — 128 с.

ISBN 978-617-7822-12-6

Розглянуто теоретичні основи магнетизму гірничих порід та значення розмагнічування феромагнітних мінералів при збагаченні руд. Описано процес захоплення немагнітного продукту при флокуляції магнітних частинок у пульпі та методи й апарати, що застосовуються в даний час для розмагнічування феромагнітних частинок у пульпі. Викладено основи розмагнічування феромагнітних частинок у потоці пульпи і проаналізована можливість розбивки флокул турбулентністю потоку пульпи. Надані результати експериментів по розмагнічуванню магнетиту з наступною його класифікацією

УДК 551.25:622.778.4(02.064)
З-69

© НТУ «Дніпровська
політехніка», 2019

ISBN 978-617-7822-12-6

ЗМІСТ

Передмова	5
1. Значення розмагнічування феромагнітних мінералів при збагаченні руд	6
2. Захоплення немагнітного продукту за умови лавинної флокуляції	8
3. Інерція частинки мінералу у водному середовищі	10
4. Вплив залишкової намагніченості на гранулометричний склад залізорудної пульпи	11
5. Методи й апарати, що застосовуються в даний час для розмагнічування феромагнітних частинок у пульпі	14
6. Розмагнічування частинок феромагнетиту	22
7. Теоретичні основи магнетизму гірничих порід	23
7.1. Магнітострикція	23
7.2. Магнітопружна енергія	26
7.3. Магнітостатична енергія й анізотропія форми. Поверхнева анізотропія	29
7.4. Дифузійна анізотропія	31
7.5. Обмінна анізотропія	34
7.6. Домени. Енергія міждоменних границь	37
7.7. Елементарні процеси намагнічування	41
7.8. Зсув границь у реальних кристалах	46
7.9. Зсув границь у матеріалах з орієнтованими надструктурами	48
7.10. Зсув границь у гетерогенних речовинах	49
7.11. Процеси перемагнічування	52
7.12. Залишкова намагніченість	54
7.13. Вплив температур і тисків на залишкову намагніченість	55
7.14. Коерцитивна сила	58
7.15. Початкова сприйнятливість	61
7.16. Діаграма Прейзаха	65
7.17. Залежність коерцитивної сили від розміру зерна	70
7.18. Магнітна текстура	71
7.19. Однодоменні феромагнітні частинки	72
7.20. Крива намагнічування ансамблю малих частинок	77
7.21. Дія механічних напружень на магнітну сприйнятливість гірничих порід	82
7.22. Зміна залишкової намагніченості під дією тиску	84
8. Повне розмагнічування феромагнетита	85
9. Поведінка частинок у змінному магнітному полі	87
10. Розмагнічування феромагнітних частинок у потоці пульпи	93
11. Вплив залишкової намагніченості на реологічні властивості пульпи	97

12. Можливість розбивки флокул турбулентністю.	
Взаємозв'язок турбулентності й магнітного поля	98
13. Початкова магнітна післядія феромагнітних матеріалів	104
14. Експерименти по розмагнічуванню	114
14.1. Експериментальні результати класифікації розмагніченого магнетиту в гідроциклоні діаметром 30 мм	114
14.2. Експериментальні результати класифікації розмагніченого магнетиту гравітаційним розділенням	116
15. Значення розмагнічування феромагнітних мінералів при їх збагаченні	120
 Післямова	 124
 Список використаних джерел	 126

ПЕРЕДМОВА

Магнітна сепарація знайшла широке застосування при поділі мінералів. Оскільки всі мінерали Всесвіту мають у якості однієї з характеристик магнітну сприйнятливість, то при розробці збагачувальних технологій їх завжди випробовують на можливість магнітного поділу. Це процеси притягання, витягу, виштовхування частинок магнітним полем. Випробувавши на собі сильний магнітний вплив, частинки у відомому ступені запам'ятовують його, тому флокуляція – об'єднання частинок у флокули через їх магнітну взаємодію, носить загальний характер. У результаті цього після поділу частинок у магнітному полі відбувається зміна гранулометричного складу продуктів поділу, і наступні операції з такими продуктами мають показники, що відрізняються від очікуваних, тобто спотворюються і, у результаті, досягнення теоретично можливих показників збагачених продуктів проблематичне. Отже, після впливу магнітного поля на мінерали потрібно відновлювати їхні фізичні властивості. У даному випадку це означає тільки одне – розмагнічування.

Відповідно до теоретичних поглядів на магнетизм гірничих порід, розмагнічувати необхідно перемінним магнітним полем зі зменшеною амплітудою напруженості на нерухоме тіло. Частинки мінералів, які підготовлені до поділу, мають досить малі розміри, транспортуються досить рухливою субстанцією і, якщо припустити можливість їхньої нерухомої фіксації, то усі вони випадають в осад і утворюють нове тіло зі своїми новими властивостями, відмінними від властивостей окремих частинок.

Потоки пульпи на збагачувальних підприємствах мають великі витрати, і щоб утворити з них закритий напірний потік використовують труби діаметром у десятки сантиметрів. Оскільки напруженість розмагнічування повинна перевищувати намагніченість насичення феромагнетика, то це вимагає великої електричної потужності розмагнічувача.

Головною умовою розмагнічування феромагнітного тіла є стабілізація його положення в просторі стосовно вектора зовнішнього змінного магнітного поля [1].

Матеріальне тіло, яких би малих розмірів воно не було, має механічну інерцію. Навіть магнітні домени мають магнітну інерцію, і при досить високих частотах вони не встигають реагувати на зміну магнітного поля. Механічна інерція пропорційна масі частинки, тому зміна знаку полярності магнітного поля повинна бути проведена з такою швидкістю, щоб частинка не встигла змінити свого положення. Чим менше розмір частинок, тим вище повинна бути частота перемагнічування.

Значна напруженість і висока частота зміни магнітного поля є досить складною науково-практичною актуальною задачею. Теоретичні аспекти її розглянуті в даній монографії.

1. ЗНАЧЕННЯ РОЗМАГНІЧУВАННЯ ФЕРОМАГНІТНИХ МІНЕРАЛІВ ПРИ ЗБАГАЧЕННІ РУД

Аналіз робіт з магнітного поділу мінералів при збагаченні руд показує, що цей процес добре зарекомендував себе при очищенні відходів від кошового мінералу. Що ж стосується збагаченого продукту, то первинний поділ (при вхідному вмісті кошового мінералу $<50\%$) дає істотне збільшення якості. Оскільки розкритий кошовий мінерал не виводиться з подальшого переділу, то вміст кошового мінералу по стадіях увесь час зростає, і за рахунок флокуляції захоплення нерудної фази також зростає. Надалі, без застосування спеціальних методів, вивести ці частинки з маси концентрату не можливо, тому що імовірність виведення відкритих нерудних частинок асимптотично прагне до нуля. Таким чином, одержати чисті магнетитові концентрати магнітними методами, що застосовуються в даний час на залізорудних збагачувальних фабриках, теоретично неможливо. Розглянемо деякі спеціальні методи магнітного поділу, що сприяють одержанню чистих концентратів.

Селективна флокуляція може бути здійснена шляхом повільного введення потоку феромагнітних частинок у магнітне поле зі слабко зростаючою напруженістю. Спочатку будуть намагнічуватися багаті магнетитові частинки, поєднуватися в агрегати і переміщатися уздовж вектора градієнта поля, після чого ці агрегати необхідно виводити з потоку. Далі будуть поєднуватися багаті зростки. Їх також варто виводити з потоку. Таким чином, селективна флокуляція може забезпечити поділ на кілька продуктів поступово знижуваної якості. Необхідною умовою такого процесу є приведення всіх частинок до нульової залишкової намагніченості, тобто перед поділом їх необхідно розмагнітити.

Застосування немагнітних методів збагачення, таких як гравітаційні і флотаційні, для доведення концентратів до максимальних кондицій припускає, що рух кожної з частинок відносно іншої вільний. Здійснити такі умови можна тільки в сильно розведених суспензіях, тому на практиці рух частинок стиснутий, але неодмінною умовою є відсутність агрегування частинок між собою. Оскільки всі мінерали мають магнітну сприйнятливність [8], а феромагнітні мінерали мають залишкову намагніченість і намагнічені в магнітному полі Землі, то для досягнення згаданої умови необхідно їхнє попереднє розмагнічування.

Теоретичний аналіз розділових процесів звичайно починають з дослідження руху окремої частинки. Потім поступово ускладнюють умови руху, однак найкращими умовами поділу залишаються умови відсутності взаємного впливу частинок одна на одну. Водне середовище, що транспортує, звільняє від необхідності обліку впливу безлічі факторів, але механічна взаємодія частинок змушує припускати про деякий переважний напрямок пере-

міщення всієї маси частинок, тобто їхньої дифузії [7]. Однак, якщо дотримується умова відособленого стану частинки, то це дозволяє виділяти більшу кількість детермінованих умов витягу частинок. Наприклад, у цих умовах гранулометричний склад буде відомим, те ж відноситься і до масштабу мікротубулентності, оскільки він безпосередньо зв'язаний з розміром частинок. У водному середовищі магнітні властивості не змінюються, тому розмагнічування перед будь-яким способом поділу тільки підвищує ефективність поділу.

Питаннями розмагнічування тонких феромагнітних частинок займаються так само давно, як і їхнім магнітним поділом [4]. В даний час у збагачувальних процесах використовуються апарати, що розмагнічують, зі змінним магнітним полем промислової частоти 50 Гц [2]. У змінному полі такої частоти флокули магнітних частинок у вигляді пасом обертаються, тобто прямують за вектором зовнішнього магнітного поля, що сприяє зменшенню їхніх розмірів. Про ефект впливу такого поля судять по поліпшенню показників поділу в порівнянні з контрольними зразками, що не піддавалися впливові. Вимір розмірів агрегатів частинок, або флокул, виконується за допомогою фотозйомки, або оцінюється візуально в прозорій ванні сепаратора з водним потоком і досить малою кількістю частинок, що дозволяють безпосередньо спостерігати за поведінкою цих агрегатів [4]. У роботі [3] приводяться результати досліджень по впливу змінного магнітного поля на розмір флокул і встановлюється умова їхнього повного руйнування до розміру окремих частинок. Хоча прогнозування таких умов полягало в збільшенні частоти змінного магнітного поля, такого стану суспензії отримано не було. Механічним способом зруйнувати магнітні флокули не представляється можливим, оскільки намагнічені частинки безупинно агрегуються.

Головною умовою розмагнічування феромагнітного тіла є стабілізація його положення в просторі стосовно вектора зовнішнього змінного магнітного поля [1]. Зафіксувати положення всіх окремих частинок у пульпі деяким механічним способом не можливо. Дослідники [6] здійснювали таку фіксацію шляхом виготовлення сумішей магнетиту з гіпсом з наступним затвердінням таких зразків і магнітним структуруванням частинок у період змішування і твердіння. У промислових умовах це неприйнятний спосіб. Проте, положення частинки при розмагнічуванні повинне бути незмінним.

Матеріальне тіло, яких би малих розмірів воно ні було, має механічну інерцію. Таким чином, якщо вектор зовнішнього магнітного поля випереджає положення осі залишкового намагнічування частинки, то створюються передумови до її часткового розмагнічування. А якщо таке випередження буде більше 90° , то розмагнічування може бути здійснено повністю.

У роботі [5] отримана залежність кута відставання повороту частинки від вектора зовнішнього магнітного поля. На підставі цієї залежності можна вважати, що коли частота магнітного поля перевищує 5 кГц, то існують умови, що сприяють розмагнічуванню частинок.

2. ЗАХОПЛЕННЯ НЕМАГНІТНОГО ПРОДУКТУ ЗА УМОВИ ЛАВИННОЇ ФЛОКУЛЯЦІЇ

Навіть у слабкому магнітному полі феромагнітні частинки намагнічуються і рухаються одна до одної під дією наведеного вторинного магнітного поля. При цьому утворюються агрегати частинок значного розміру – флокули. Цей розмір обмежений механічним впливом потоку, що їх транспортує. Рух відбувається лавиноподібно, й у тіло флокули попадають нерудні частинки, збіднюючи якість продукту.

Припустимо, що при згущенні продукту в магнітному полі немагнітні частинки розподілені рівномірно як у живильній пульпі, так і в згущеному продукті і розташовані у вигляді матриці.

Відстань між немагнітними частинками r_H залежить від вмісту відкритих нерудних зерен P_{H3} і вмісту твердого p :

$$r_H = \bar{d} \cdot \left(\sqrt[3]{\frac{\pi}{6 \cdot P_{H3} \cdot p}} - 1 \right),$$

$$V_{\text{вх} \Delta \tau} = k_{\text{вх}} \cdot v_{\text{кз}} \cdot \Delta \tau,$$

де $\bar{d}$ – середній діаметр (розмір) частинки в пульпі.

Елементарний обсяг згущеного продукту, що містить одну немагнітну частинку, припустимо кулястої форми, дорівнює:

$$V_1 = (d_H + r_H)^3 \cdot \frac{\pi}{6},$$

де d_H – діаметр немагнітної частинки.

Прийmemo $d_H = \bar{d}$. Вміст немагнітного продукту в згущеному матеріалі складе:

$$P_H = \frac{\pi \cdot \bar{d}^3}{6 \cdot (\bar{d} + r_H)^3}.$$

Однак, якщо магнітного продукту небагато, то і кількість захопленого продукту теж буде невеликою. Допустимо, що вміст магнітного продукту в пульпі P_M , то він захопить немагнітного продукту пропорційно своєму вмісту, тобто:

$$P_{3AX} = P_M \cdot P_H = \frac{\pi \cdot P_M \cdot \bar{d}^3}{6 \cdot \left(\bar{d} + \bar{d} \cdot \left(\sqrt[3]{\frac{\pi}{6 \cdot P_H \cdot p}} - 1 \right) \right)^3} = P_M \cdot P_H \cdot p.$$

Вміст захопленого немагнітного продукту стосовно загальної його кількості в пульпі складе:

$$P'_{3AX} = \frac{P_{3AX}}{P_H} = P_M \cdot p.$$

Таким чином, при $P_M \rightarrow 1$ практично неможливо видалити немагнітні частинки. При виділенні магнітної фракції у вигляді флокул відбувається захоплення нерудної фази у флокули. Деяка частина немагнітних частинок залишається на поверхні флокул. Коли розмір флокул зменшується, то співвідношення між кількістю частинок, що залишаються на поверхні й у тілі флокули змінюється. І в граничному випадку, коли $d_\phi \rightarrow \bar{d}$, захоплення не відбувається через інтенсивне перемішування магнітних частинок. Тому природно припустити, що кількість захопленого нерудного компоненту залежить від розміру флокул.

Припустимо, що концентрація немагнітної фази однакова у всіх точках зони сепарації, тобто й у потоці пульпи й у тілі флокули. Тоді кількість нерудних частинок, що знаходяться в тілі флокули – n_{HT} , буде дорівнювати:

$$n_{HT} = k_{\phi-\phi} \cdot \frac{(d_\phi - \bar{d})^3}{(r_H + \bar{d})^3},$$

де: d_ϕ – середній розмір флокул; $\bar{d}$ – середній розмір частинок; r_H – відстань між немагнітними частинками; $k_{\phi-\phi}$ – коефіцієнт форми флокули, $k_{\phi-\phi} \approx 0,6$.

Кількість флокул залежить від вмісту магнітного матеріалу у твердій фазі пульпи P_M і обсягу твердої фази в зоні сепарації. Звичайно задається продуктивність W_T . Тоді кількість флокул, що проходять зону сепарації в одиницю часу:

$$n_\phi = 6 \cdot W_T \cdot \frac{P_M}{\pi \cdot d_\phi^3}.$$

Аналогічно визначаємо загальна кількість немагнітних частинок:

$$n'_H = 6 \cdot \frac{W_T}{\pi \cdot \bar{d}^3}.$$

Кількість захоплених немагнітних частинок:

$$n_{3H} = n_\phi \cdot n'_H = P_M \cdot W_T \cdot \frac{(d_\phi - \bar{d})^3}{d_\phi^3 \cdot (\bar{d} + r_H)^3}.$$

Масова частка захоплених немагнітних частинок:

$$P_{3AX} = \frac{n_{3H}}{n_T} = P_M \cdot W_T \cdot 6 \cdot P_H \cdot p_T \cdot \pi \cdot \bar{d}^3 \cdot \frac{(d_\phi - \bar{d})^3}{6 \cdot \pi \cdot d_\phi^3 \cdot \bar{d}^3 \cdot W_T} = P_M \cdot P_H \cdot p \cdot \left(1 - \frac{\bar{d}}{d_\phi}\right)^3.$$

Таким чином, виходить, що кількість захопленої нерудної фази при $\bar{d} \ll d_\phi$ не залежить від розміру флокул. Коли d_ϕ і $\bar{d}$ стають порівняними, то необхідно враховувати розмір флокул при обчисленні захопленого нерудного компонента при флокуляції.

Оскільки величини P_M і P_H зв'язані між собою співвідношенням:

$$P_M + P_H = 1,$$

то добуток цих величин ніколи не перетинає осі абсцис і асимптотично прагне до цієї осі при зміні співвідношень між ними. Звідси випливає, що при малих значеннях P_M одержати практично нульові втрати коштовного компоненту за допомогою магнітної сепарації можливо, а при великих значеннях P_M , що характерно для концентрату, завжди буде існувати відмінна від нуля імовірність захоплення. Тому одержання чистих концентратів за допомогою магнітної сепарації неможливо теоретично. Отже, необхідно привести частинки до відсутності їхнього впливу одна на одну – розмагнітити.

3. ІНЕРЦІЯ ЧАСТИНКИ МІНЕРАЛУ У ВОДНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Припустимо, що частинки кулястої форми рухаються разом з потоком пульпи горизонтально, миттєво попадають в магнітне поле, накладене на потік зверху. Частинка починає рух у вертикальному напрямку, відповідно до закону Ньютона (сили приведені до питомих – віднесених до маси частинки):

$$\frac{dU_{qB}}{dt} = F_M - F_G - F_\mu \left[\frac{M}{\text{сек}^2} \right],$$

де: F_M – сила магнітного впливу на частинку (пондеромоторна сила); F_G – сила ваги; F_μ – сила в'язкості середовища.

Оскільки магнітна сила істотно залежить від відстані до поверхні полюсів, то прийmemo, що поле є ізодинамічним, тобто пондеромоторна сила є постійною:

$$H \cdot \text{grad } H = c \cdot H_0^2.$$

Тоді для сили магнітного впливу на частинку можна записати:

$$F_M = \mu_0 \cdot \chi_q \cdot c \cdot H_0^2,$$

для сили ваги:

$$F_G = g \cdot \frac{\delta_q - \delta_B}{\delta_q},$$

для сили в'язкості

$$F_\mu = \frac{18 \cdot \mu \cdot U_q}{\delta_q \cdot d_q^2},$$

де: μ – коефіцієнт динамічної в'язкості води; d_q – розмір (діаметр) частинки; δ_q , δ_B – щільності частинки і води; χ_q – питома магнітна сприйнятливості частинки [$\text{м}^3/\text{кг}$]; c – коефіцієнт нерівномірності зовнішнього магнітного поля; H_0 – напруженість магнітного поля.

Під дією цих сил, частинка переміщається щодо середовища у вертикальному напрямку з деякою швидкістю U_{qB} і при цьому випробує додаткову дію в'язкості середовища, що демфує.

Одна зі складових сил залежить від швидкості руху частинки, інші є константами, тому рівняння закону руху частинки можна записати у такому вигляді:

$$\frac{dU_{чВ}}{dt} = -a \cdot U_{чВ} + \Delta F ,$$

де: a – постійний коефіцієнт; ΔF – постійно діюча сила:

$$a = \frac{18 \cdot \mu}{\delta_q \cdot d_q^2} ,$$

$$\Delta F = \mu_0 \cdot \chi_q \cdot c \cdot H_0^2 - g \cdot \frac{\delta_q - \delta_B}{\delta_q} .$$

Рішення даного рівняння тривіальне і має вигляд:

$$U_{чВ} = \frac{\Delta F \cdot \delta_q \cdot d_q^2}{18 \cdot \mu} \cdot \left(1 - \exp \left(- \frac{18 \cdot \mu}{\delta_q \cdot d_q^2} \cdot t \right) \right) .$$

Перехідний процес у русі частинки вважається закінченим, коли показник ступеня експоненти стає приблизно рівним трьом. Тоді:

$$\frac{18 \cdot \mu}{\delta_q \cdot d_q^2} \cdot t = 3 .$$

Звідси час перехідного процесу для частинки $d_q = 1\text{мм}$ складає:

$$t = \frac{3 \cdot 3,5 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8}}{18 \cdot 10^{-3}} = 0,6 \cdot 10^{-2} \text{с} = 0,006 \text{с} .$$

Таким чином, для тонких частинок час сталого руху складає 0,006 с. Стала швидкість частинки складає:

$$U_{чВ} = \frac{\Delta F \cdot \delta_q \cdot d_q^2}{18 \cdot \mu} = \frac{50 \cdot 3,5 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8}}{18 \cdot 10^{-3}} = 0,097 \frac{\text{м}}{\text{с}} .$$

За цей період частинка проходить відстань рівну своєму діаметрові. На цій підставі можна укласти, що частинки у водному середовищі у випадку умов, що повільно змінюються, миттєво реагують на зміну співвідношення сил, що діють на них, і перехідною складовою можна зневажити.

4. ВПЛИВ ЗАЛИШКОВОЇ НАМАГНІЧЕНОСТІ НА ГРАНУЛОМЕТРИЧНИЙ СКЛАД ЗАЛІЗОРУДНОЇ ПУЛЬПИ

Конструкція і практичне використання застосовуваних промислових апаратів, що розмагнічують, припускає, що розмагнічування частинок важкої фракції можливо здійснювати в перемінному магнітному полі без особливого впливу на положення частинок, і таким чином вважають, що по виходу з апарата розмагнічування частинки важкої фракції розмагнічені. Розглянемо теоретичні основи процесу розмагнічування. І якщо теоретичні ос-

нови виконуються, то показник розмагнічування залежить тільки від виконання деяких кількісних показників апарата, що розмагнічує [14].

Під дією пульсацій турбулентності пульпи частинки твердої фази знаходяться в завислому стані. По виходу магнітного матеріалу з магнітного поля в частинках залишається залишкова намагніченість B_0 , і під дією поля цієї індукції частинки з'єднуються у флокули (довга вісь флокули a , коротка b), які утворюють магнітні диполі. Під дією пульсацій турбулентності ΔU флокули мають відносне переміщення в рідкому середовищі. Будь-яке переміщення твердої фази в пульпі зв'язане з в'язкістю рідкого середовища μ , і сила, що перешкоджає переміщенню зі швидкістю U , відповідно до закону Стокса, складає:

$$F_{\mu} = \frac{18 \cdot \mu \cdot U}{a^2 \cdot \delta_{\phi}},$$

де δ_{ϕ} – щільність тіла флокули.

Активною силою переміщення флокули від пульсацій турбулентності ΔU є сила тиску:

$$F_U = \frac{3 \cdot \delta_B \cdot C_L \cdot \Delta U^2}{4 \cdot a \cdot \delta_{\phi}},$$

де C_L - коефіцієнт лобового опору флокули.

Визначимо на підставі умови:

$$F_U = F_{\mu},$$

швидкість відносного переміщення флокули:

$$\frac{3 \cdot \delta_B \cdot C_L \cdot \Delta U^2}{4 \cdot a \cdot \delta_{\phi}} = \frac{18 \cdot \mu \cdot U}{a^2 \cdot \delta_{\phi}}.$$

Вирішуючи останнє рівняння щодо швидкості:

$$U = \frac{\delta_B \cdot C_L \cdot \Delta U^2 \cdot a}{24 \cdot \mu}.$$

Флокула, яка переміщається з цією швидкістю, випробує вплив середовища. Сила швидкісного напору складає:

$$F_{U1} = P \cdot S = \frac{U^2}{2 \cdot g} \cdot \delta_B \cdot \frac{\Delta U}{\Delta t} \cdot \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot b \cdot a,$$

де: ΔU – турбулентність потоку; Δt - час дії пульсації турбулентності; P – тиск середовища;

Сила осьового стиску флокули (див. [5]) прагне зберегти її існування. Ця сила дорівнює:

$$F_{oc} = \frac{\mu_0 \cdot \pi \cdot \psi \cdot \kappa \cdot H_C^2 \cdot a^2}{36 \cdot (1 + \kappa \cdot N)},$$

де: H_C – коерцитивна сила феромагнітної фази; N – коефіцієнт розмагнічування флокули; κ – об'ємна магнітна сприйнятливості флокули; ψ – коефіцієнт заповнення флокули.

Умови рівноваги флокули рівні:

$$F_{OC} \cdot b = F_{U1} \cdot a.$$

З урахуванням виразів для складових сил співвідношення для рівняння моментів прийме вид:

$$F_{U1} = \frac{\delta_B^3 \cdot \pi \cdot b \cdot a^3}{3456 \cdot g \cdot \mu_2} \cdot \frac{C_L^2 \cdot \Delta U^5}{\Delta t} = \frac{\mu_0 \cdot \pi \cdot \psi \cdot \kappa \cdot H_C^2 \cdot a^2}{36 \cdot (1 + \kappa \cdot N)} \cdot b.$$

Звідси:

$$a^2 = \frac{96 \cdot g \cdot \mu^2 \cdot \mu_0 \cdot \psi \cdot \kappa \cdot H_C^2 \cdot \Delta t}{(1 + \kappa \cdot N) \cdot C_L^2 \cdot \delta_B^3 \cdot \Delta U^5}.$$

Обчислимо значення довжини флокули при таких значеннях величин:

$$\mu_0 = 1,26 \times 10^{-6} \frac{H}{A^2}; \quad \mu = 10^{-3} \frac{H \cdot c}{M^2}; \quad \psi = 0,65; \quad g = 9,8 \frac{M}{c^2}; \quad H_C = 22 \times 10^3 \frac{A}{M};$$

$$\kappa = 5; \quad \Delta t = 0,02 \text{ c}; \quad N = 0,16;$$

$$C_L = 0,25; \quad \delta_B = 1000 \frac{K^2}{M^3}; \quad \Delta U = 0,7 \frac{M}{c}.$$

$$a = \left(\frac{96 \cdot 9,8 \cdot 10^{-6} \cdot 1,26 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 0,65 \cdot 2,2^5 \cdot 10^8}{(1 + 5 \cdot 0,16) \cdot 0,25^2 \cdot 10^9 \cdot 0,7^5} \right)^{0,5} = 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Середній розмір частинок магнітної фази, наприклад, феросиліцію складає 0,05 мм. Таким чином, за рахунок залишкової індукції середній розмір твердої фази збільшується в 20 разів. Це спричиняє зміну в'язкості пульпи. Коефіцієнт динамічної в'язкості для розділового середовища з частинками крупності 0,05 мм [15]:

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 - \sqrt[3]{(1 + \lambda \cdot S) \cdot \frac{c_v}{k_y}}} = \frac{10^{-3}}{1 - \sqrt[3]{(1 + 0,8) \cdot \frac{0,2}{0,65}}} = 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ (H} \cdot \text{c)/м}.$$

Тут: $\lambda \cdot S$ – параметр крупності частинок обважнювача (у нашому випадку – феросиліцію), чим більше ця величина, тим дрібніше частинка. Для частинок крупності 0,05 мм він дорівнює 0,8; $k_y = 0,65$ – максимально можливий коефіцієнт заповнення обсягу частинками; μ_0 – коефіцієнт динамічної в'язкості води; c_v – об'ємний вміст частинок обважнювача – приймаємо рівним 0,65.

Якщо частинки феромагнетика відповідають типовій крупності флокул, то параметр крупності дорівнює 0,2. Тоді в'язкість розділового середовища складе:

$$\mu = \frac{10^{-3}}{1 - \sqrt[3]{(1 + 0,2) \cdot \frac{0,2}{0,65}}} = 3,57 \cdot 10^{-3} \frac{H \cdot c}{M^2}.$$

Як видно в даному випадку за рахунок флокуляції в'язкість середовища

зменшилася в півтора рази.

Таким чином, процес флокуляції приводить до зменшення в'язкості розділового середовища і, як наслідок, до зміни параметрів режиму поділу у важких суспензіях.

5. МЕТОДИ Й АПАРАТИ, ЩО ЗАСТОСОВУЮТЬСЯ В ДАНИЙ ЧАС ДЛЯ РОЗМАГНІЧУВАННЯ ФЕРОМАГНІТНИХ ЧАСТИНОК У ПУЛЬПІ

Історично перший і очевидний спосіб дослідження поведінки феромагнітних частинок у магнітному полі – візуальний. Для цього створювалися прозорі ванни з накладенням магнітного поля, пускався потік чистої води, у якій знаходилася незначна кількість феромагнітних частинок відомих фізичних параметрів. Велися візуальні спостереження і фіксувалися частоти обертання флокул, їхні довжина і товщина. Для підвищення об'єктивності показників вимірів велися кінозйомки або фотозйомки і приводилися масштаби перерахування в дійсні розміри флокул.

На рис. 1 [7] приведені знімки поведінки магнітних пасом на поверхні немагнітного рухливого барабана сепаратора, усередині якого розташована багатополюсна магнітна система постійних магнітів. Магнітна система може обертатися, і на поверхні немагнітного барабана виникає змінне магнітне поле. Фіксування положення пасом велося методом швидкісної кінозйомки. Пасма складаються з частинок магнетиту крупністю $-0,209 + 0,146$ мм.

З рис.1 видно, що при частоті магнітного поля 22 Гц пасма залишаються на поверхні барабана і піддаються тільки переорієнтації при переміщенні над полюсами полярності напруженості, що чергується. При частоті зміни магнітного поля 60 – 100 Гц пасма частково відриваються від поверхні барабана в момент зміни знака полярності поля, а при частоті 156 – 247 Гц спостерігається часткове руйнування пасом, зменшення їхньої довжини і поява окремих частинок магнетиту. Подальше підвищення частоти зміни поля до 370 Гц приводить до ще більшого укорочення довжини пасом і їхнього відділення від поверхні барабана. Частота зміни поля вже настільки значна, що пасма не встигають притягтися до поверхні барабана і починають обертання навколо осі важкого намагнічування, тобто навколо свого центра ваги. При частоті поля 447 Гц більшість пасом зруйнована, з'являється значна кількість окремих частинок, що у виді хмари пересувається поблизу поверхні барабана. Статичного стану окремих частинок не виявлено.

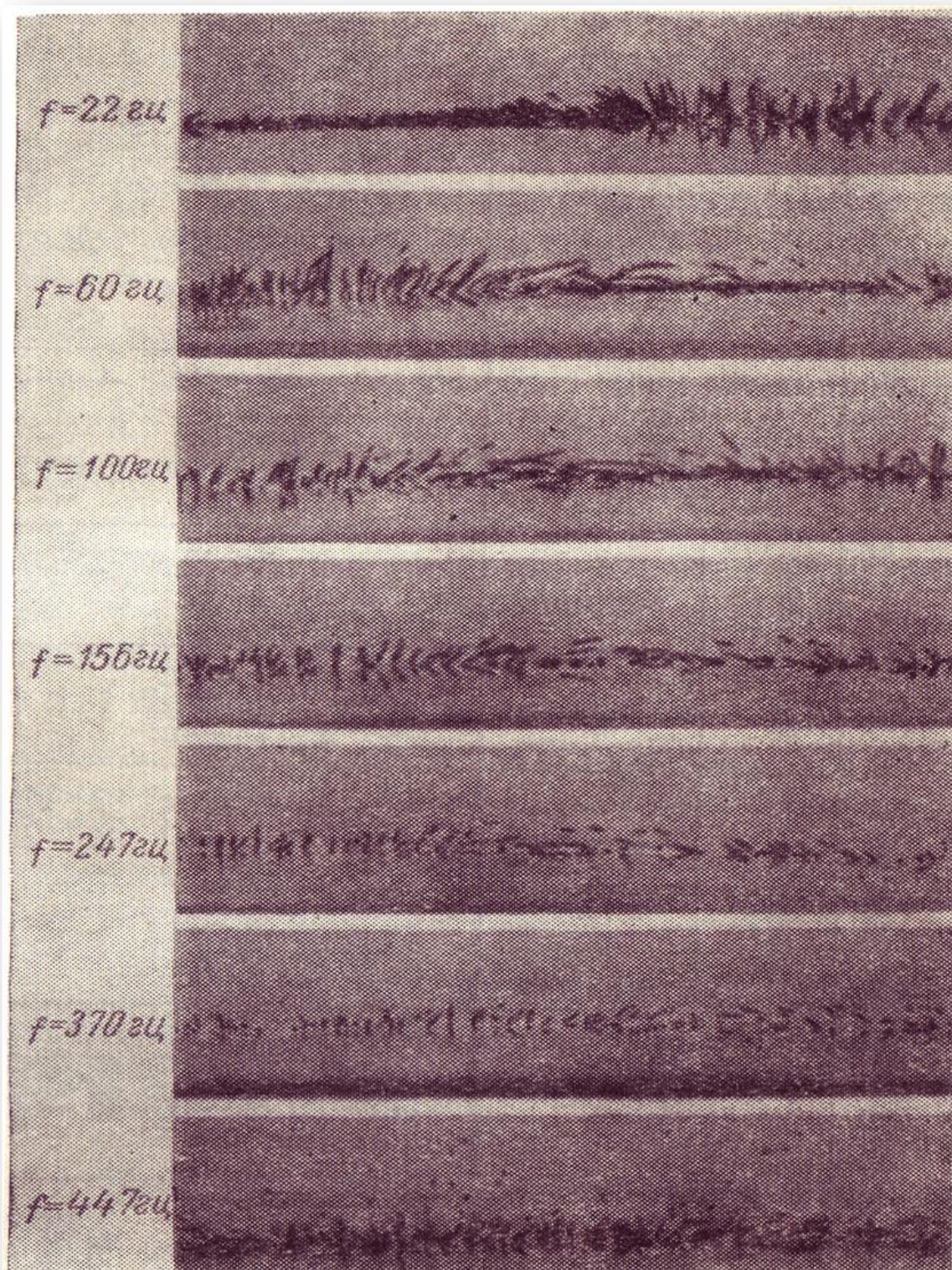


Рисунок 1 – Фотографії поведження магнітних частинок у змінному магнітному полі

На рис. 2 приведені результати вимірів довжини магнітних пасом у змінному магнітному полі [7]. Як випливає з графіків, довжина флокул збільшується зі зменшенням розміру частинок, оскільки при цьому збільшується їхня коерцитивна сила, а збільшення частоти магнітного поля знижує розміри пасом. Руйнування пасом до розмірів окремих частинок не отримано.

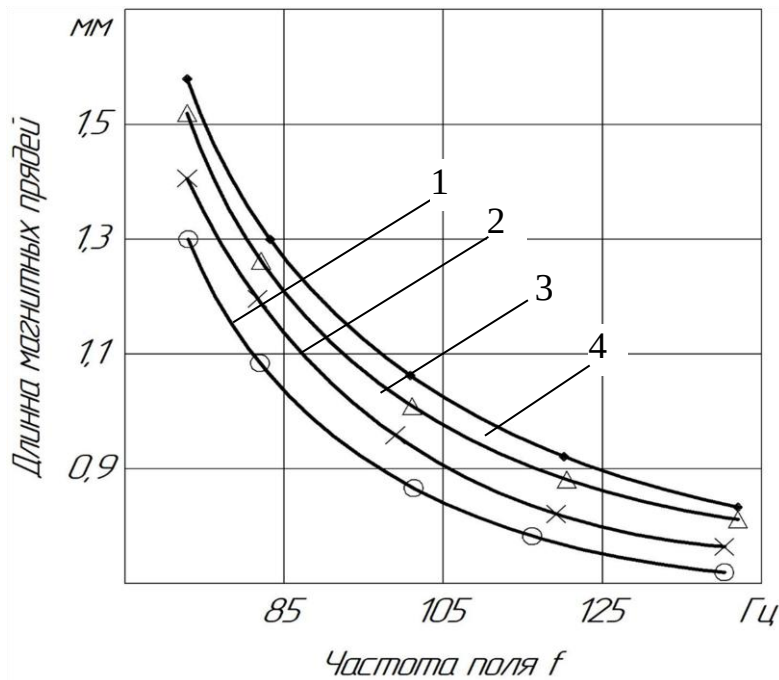


Рисунок 2 – Залежність середньої довжини магнітних пасом від частоти бігучого магнітного поля при сухій сепарації магнетитової руди різної крупності на барабанному сепараторі з верхньою подачею: 1 – клас -53 мкм; 2 – клас -74 мкм; 3 – клас -104 мкм; 4 – клас -147 мкм

У роботі [9] викладені результати досліджень по впливу перемінного магнітного поля на потік феромагнітної пульпи, що надходить на магнітне доведення магнетитового концентрату. Автори називають операцію впливу перемінного магнітного поля на потік пульпи, розмагнічуванням.

Ефект впливу оцінювався за результатами поліпшення якості концентрату, отриманого без обробки перемінним магнітним полем і з таким. Природно, що з впливом перемінного поля показники поділу поліпшуються, оскільки відбувається часткове руйнування флокул (рис.3) і, як наслідок, додаткове звільнення затиснених розкритих нерудних частинок, що виводяться в збіднений продукт. Зі збільшенням напруженості магнітного поля і його частоти показники поділу поліпшуються. Природно, що збільшення кількості відкритої фракції у вільному стані в пульпі знижує вміст кошового мінералу в збідненому продукті (рис. 4).

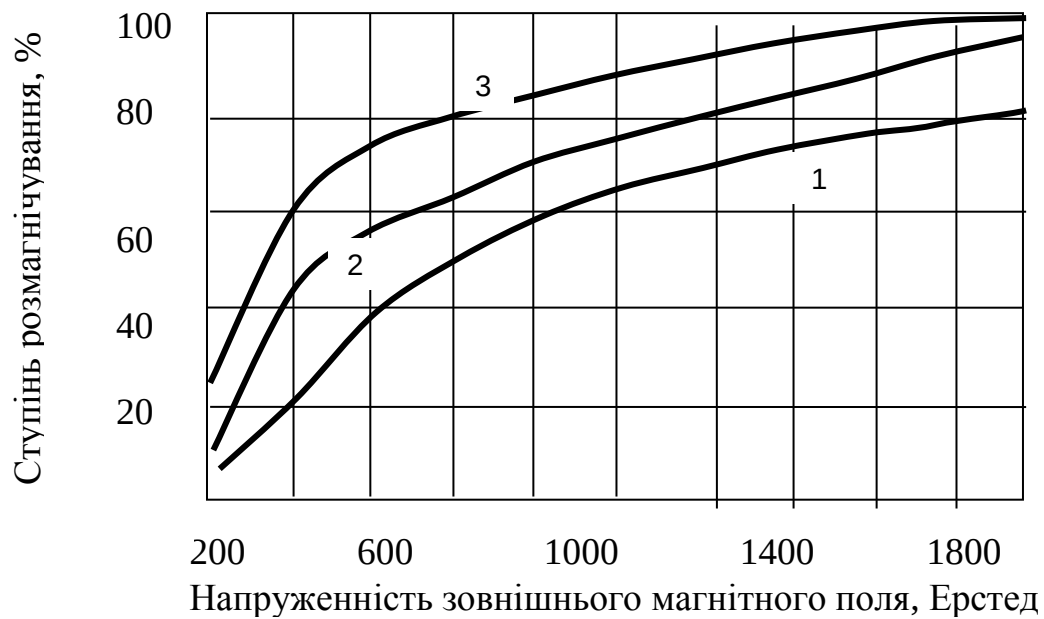


Рисунок 3 – Залежність ступеня розмагнічування концентрату Криворізького ЦГЗК від напруженості магнітного поля при різній частоті: 1 – 50 Гц, 2 – 235 Гц, 3 – 370 Гц

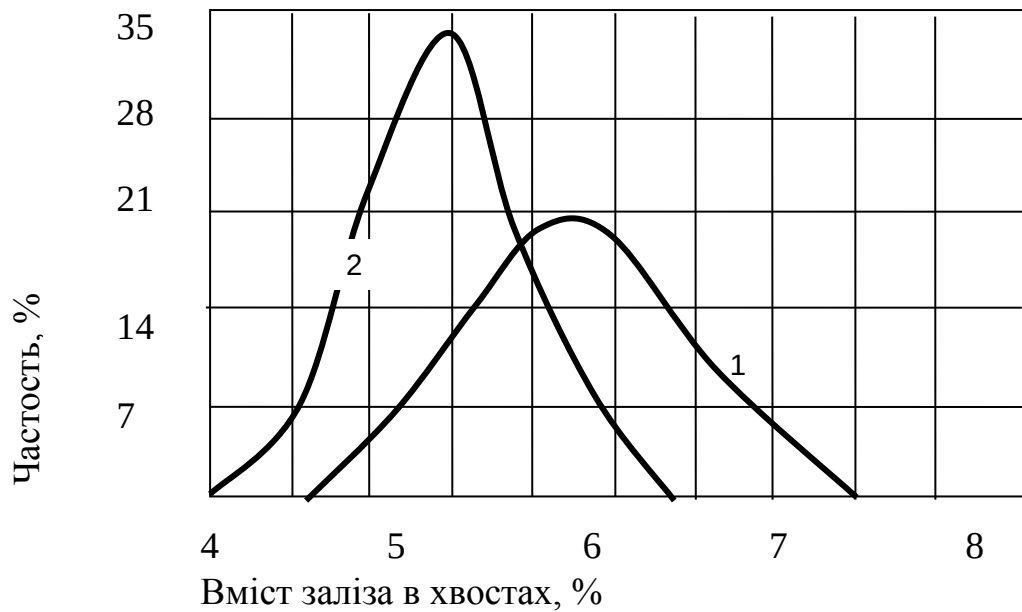
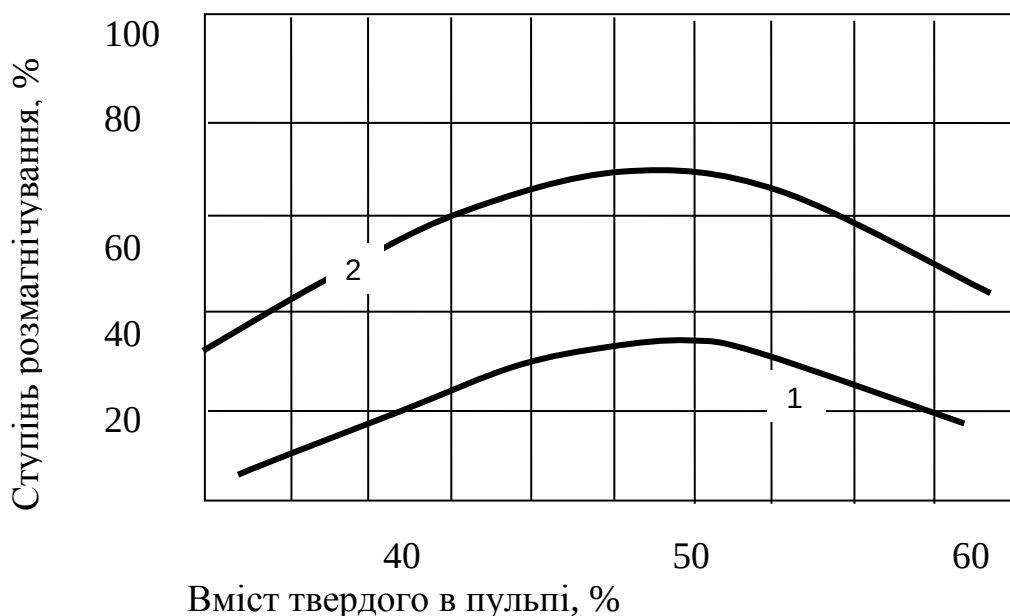


Рисунок 4 – Розподіл вмісту заліза в хвостах 2-ї стадії магнітної сепарації з попереднім намагнічуванням пульпи (1) і без нього (2)

Оскільки захоплення нерудних частинок пропорційне вмістові твердого в пульпі, то ефект магнітної обробки перемінним полем тим помітніше, чим вище щільність пульпи.

Значне збільшення щільності пульпи приводить до зниження рухливості частинок у ній, то, починаючи зі вмісту, близького до 50%, ефект магнітної обробки знову знижується (рис. 5) [3].



- Рисунок 5 – Залежність ступеня розмагнічування концентрату КЦГЗК від об'ємного вмісту твердого в пульпі. 1 – $H = 400E$, $f=50$ Гц, 2 – $H = 1600 E$, $f=50$ Гц

Розмагнічування тонкоподрібнених феромагнітних матеріалів доцільно також проводити і перед зневоднюванням. Так, на Качканарському ГЗК «Ванадій» використовуються для цієї мети електромагнітні апарати РА-4. Ця операція проводиться з метою дефлокуляції магнетиту перед класифікацією і фільтруванням з метою зниження крупності вихідного продукту. Використання цієї операції дозволяє:

- підвищити вміст класу крупності $-0,074$ мм у зливі гідроциклонів на 2-4% при зниженні виходу зливу на 1-2%;
- знизити вологість кека вакуум-фільтрів на 0,3-0,45.

Оскільки в даних операціях нема необхідності цілком розмагнічувати частинки пульпи, то з метою зниження енергоспоживання пішли навіть на зниження частоти магнітного поля, замінивши промислову частоту, на зміну полярності поля за допомогою постійних магнітів зі сплаву неодим-залізо-бор (Nd-Fe-B). Таким чином, зміна полярності зв'язана зі швидкістю протікання потоку пульпи через апарат і кроку полюсів магнітної системи, і це сприяло інтенсивності осадження частинок (рис. 6).

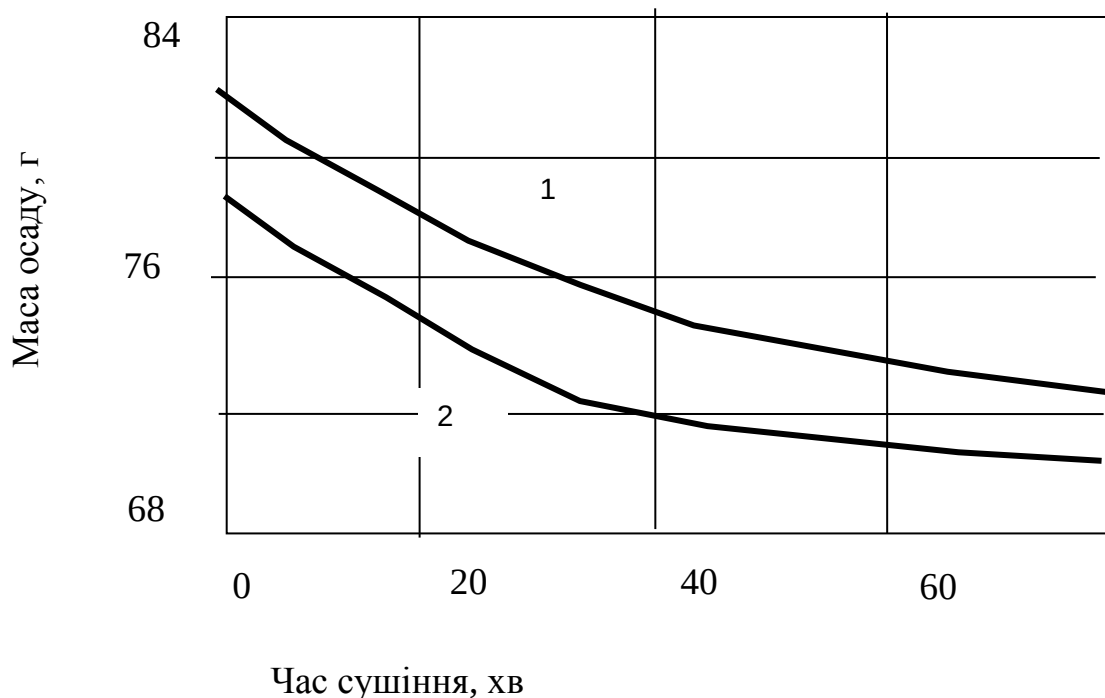


Рисунок 6 – Залежність маси осаду вакуум-фільтра від часу сушіння:
1 – розмагнічений концентрат; 2 – нерозмагнічений концентрат.

Таким чином, експериментальні дослідження, відомі в науковій літературі, показують ефективність попередньої обробки перемінним магнітним полем потоку пульпи, однак, чисельного оцінювання розмагнічування не приводиться. Оцінка ступеня розмагнічування виконувалася візуально і суб'єктивно за допомогою фотознімків. Проте, промисловість випускає цілий ряд промислових апаратів, що розмагнічують, які іменуються розмагнічувачами. Їхні технічні характеристики наведені в табл. 1.

Конструкції цих апаратів ідентичні. На рис.7 приведено загальний вид апарата, що розмагнічує, 176А-СЭ. Принцип роботи цього апарата наступний. Труба з немагнітного матеріалу на деяку розрахункову витрату пульпи має навколо себе електричну обмотку, секціоновану по амплітуді напруженості магнітного поля, наприклад, 14 секцій з послідовно зменшуваною кількістю витків, що виражається в зміні діаметра секцій котушок. Труба може бути виконана з металу з високим питомим опором для зменшення вихрових струмів або з пластику. Зміна напруженості по осі трубопроводу показано на рис. 8. У результаті напруженість магнітного поля поступово спадає від напруженості насичення до нуля. Таким чином, одна умова розмагнічування задовольняється. Умова нерухомості частинок не задовольняється. Застосування обробки пульпи з магнетитом перемінним магнітним полем перед гідроциклонуванням [9] показало, що ефективність класифікації підвищується до 20% зі збільшенням ступеня розмагнічування до 90%.

Таблиця 1 – Параметри промислових розмагнічувачів

Параметри	Шифр апарата				
	178-СЭ	158-СЭ	177-СЭ	165А-СЭ	176-СЭ
Діаметр труби, мм	50	75	100	150	200
Продуктивність по пульпі, м³/год	25	54	85	180	300
Максимальна припустима швидкість пульпи, м/с	3,5	3,4	3,0	2,8	2,6
Номінальний струм при частоті 50 Гц і відсутності пульпи, А	5,5	7,4	13,4	16,6	28,0
Потужність перемінного струму:					
Активна, Вт	105	107	127	146	230
Повна, кВА	2,1	2,8	5,1	6,3	10,0
Вага обмотувального мідного проводу, кг	80,5	112,5	190	217	230
Габаритні розміри, мм					
Ширина	930	970	1050	1080	1440
Довжина	492	543	608	670	670
Висота	124	172	266	309	346
Вага апарата, кг					

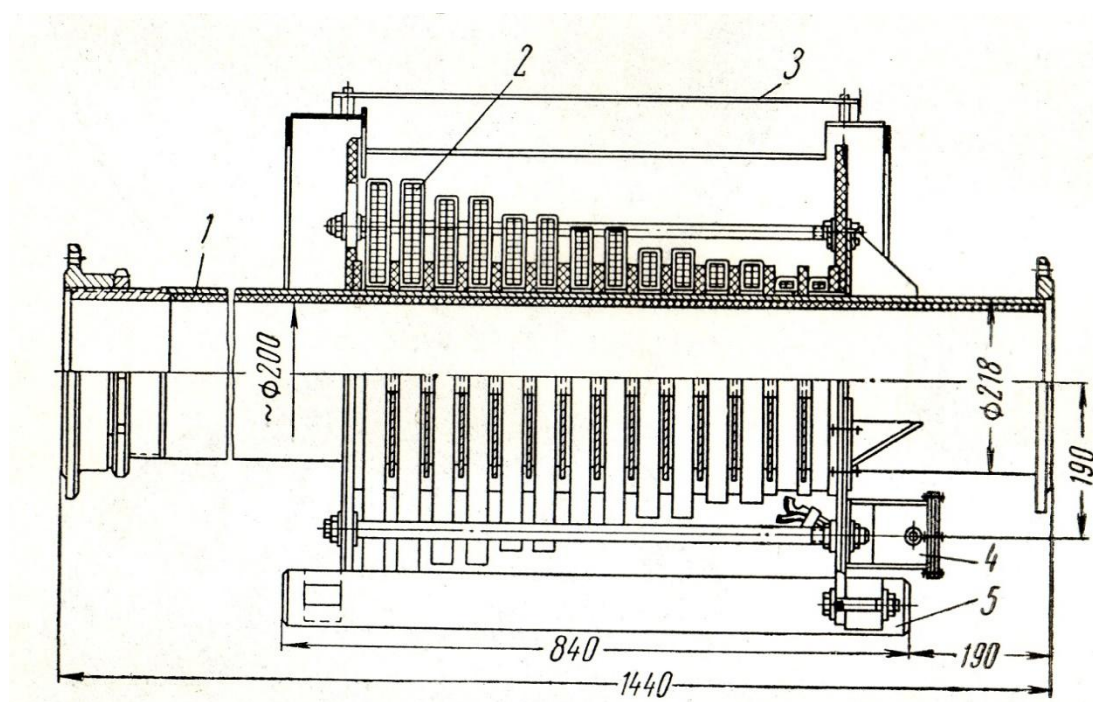


Рисунок 7 – Промисловий розмагнічувач

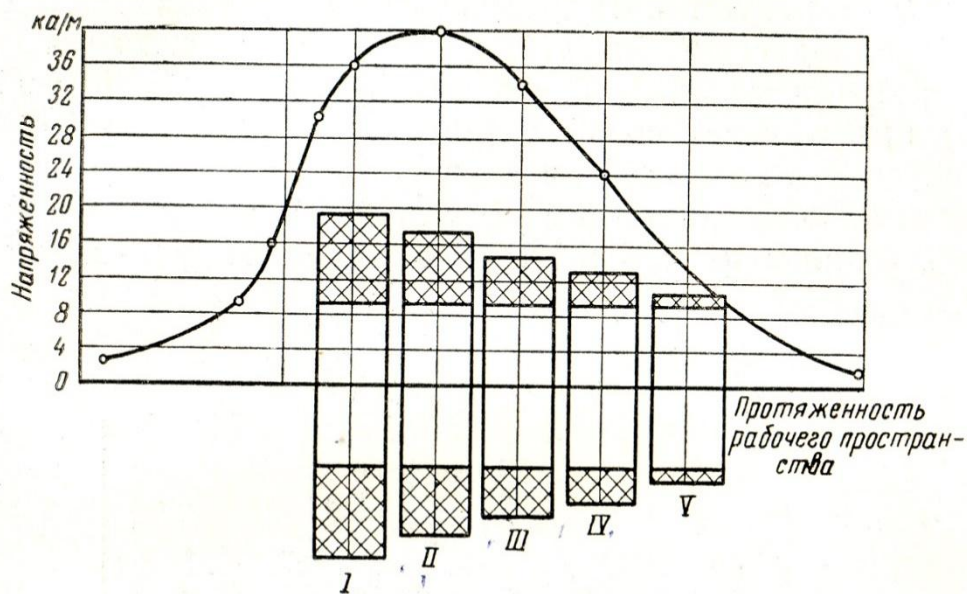


Рисунок 8 – Зміна напруженості магнітного поля уздовж осі розмагнічувача

Доведення залізорудного концентрату з застосуванням перемінного магнітного поля дають приріст вмісту заліза близько 1%.

Такі промислові апарати, що розмагнічують, пропонувалися збагачувальним фабрикам Кривбасу. За результатами їхніх іспитів було складено відкликання постачальникам даного устаткування, деякі витримки з якого приведені нижче (стиль збережений).

« ... У 1973 році в умовах 9-10 секції РЗФ-1 Північного ГЗК були проведені промислові іспити апаратів, що розмагнічують. У результаті виконаних іспитів встановлено, що використання розмагнічувальних апаратів типу ВИРА-Н і ИРА-3 забезпечує, відповідно:

- підвищення вмісту заліза в концентраті на 0,17 – 0,22%;
- підвищення вмісту заліза загального в хвостах на 0,15 – 0,06%;
- зниження виходу концентрату на 0,11 – 0,8% (0,29 – 1,54% - з урахуванням коректного зіставлення умов проведення іспитів. (Звіт про результати промислових іспитів розмагнічувальних апаратів ВИРА-Н конструкції ЦГЗК на 9 – 10 секції Північного ГЗК, 1973р.).

Проведено промислові іспити в умовах збагачувальної фабрики Південного ГЗК показали, що включення в технологічну схему збагачувальної фабрики апаратів, що розмагнічують, типу ВИРА-Н і 176 СЭ забезпечило, відповідно:

- підвищення вмісту заліза в кінцевому концентраті на 0,09 і 0,07% при одночасному підвищенні вмісту заліза в хвостах і зниженні виходу концентрату на 0,51 і 0,2% (Акт визначення ефективності роботи розмагнічувальних імпульсних апаратів 176 СЭ і ВИРА-Н, Південного ГЗК, 1973р.).

За даними іспитів підвищення вмісту заліза в концентраті і хвостах обумовлено, відповідно, зниженням крупності продуктів збагачення за рахунок підвищення ефективності класифікації і збільшення втрат тонких (5 – 15 мкм) розкритих рудних зерен.

В даний час відсутні прецеденти використання апаратів, що розмагнічують, у технології переробки магнетитових руд Кривбасу .

ВАТ «Північний ГЗК» отримав три комерційних пропозиції на придбання апаратів різних конструкцій, що розмагнічують:

- ТОВ «Магнис ЛТД» м. Луганськ ...;
- НПК «Механобр-техника» м. С-Петербург ...;
- фірма «Egiez» США

Фахівці комбінату, розглянувши комплексно представлені пропозиції, прийшли до висновку, що впровадження даних апаратів, що розмагнічують, в умовах РЗФ-1, з урахуванням вимог, пропонованих до їхньої експлуатації – гарантоване заповнення робочого простору пульпою й обмеження швидкості руху пульпи в робочому просторі апарата, потребує істотних капітальних і експлуатаційних витрат.

З обліком порівняно низьких технологічних показників, досягнутих при проведенні промислових іспитів, щодо високої вартості капітальних витрат на впровадження апаратів, що розмагнічують, представляється недоцільним упровадження в даний час апаратів, що розмагнічують, у схему ланцюга апаратів РЗФ-1. ...»

Таким чином, питання розмагнічування і управління магнітними зв'язками між частинками в пульпі залишаються актуальними.

6. РОЗМАГНІЧУВАННЯ ЧАСТИНОК ФЕРОМАГНЕТИКА

Умова розмагнічування феромагнітних частинок полягає в тому, щоб за період зміни полярності магнітного поля частинка не змінювала свого положення щодо вектора магнітного поля. Виконати таку умову можливо у двох випадках:

- коли частинка жорстко механічно зафіксована в просторі;
- коли частинка не встигає орієнтуватися за зміною вектора зовнішнього магнітного поля, що розмагнічує.

Зафіксувати положення кожної частинки в просторі можливо, якщо виконати тверду суміш феросиліцію з основою, подібною до магнітних властивостей води [11]. Така умова вже давно використовується при дослідженні властивостей пульпи. Для цього виконують суміш феромагнетика з гіпсом і, коли такий розчин затвердіє, досліджують його магнітні властивості. Положення феромагнітних частинок буде завжди однаковим. Орієнтування частинок віссю легкого намагнічування буде довільним й магнітні властивості будуть відрізнятися від властивостей при сепарації. Якщо ж суміш до її затвердіння при змішуванні зазнає дію постійного магнітного поля,

то частинки будуть прагнути повернутися довгою віссю уздовж вектора зовнішнього магнітного поля. Це так зване магнітне структурування.

Такий спосіб впливу на феромагнетик ефективний при лабораторних дослідженнях. У промислових умовах необхідно вживати метод миттєвої фіксації положення феромагнітних частинок, впливу розмагнічування й виходу розмагнічених частинок у подальший технологічний цикл.

7. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ МАГНЕТИЗМУ ГІРНИЧИХ ПОРІД

7.1. Магнітострикція

Усякий фізичний вплив на фізичне тіло припускає зміну в об'ємних його співвідношеннях і в хімічному складі мінералів, які його складають. Перше – це вплив магнітного поля напруженістю більш ніж напруженість магнітного поля Землі. Це явище одержало назву магнітострикції.

Під магнітострикцією розуміється зміна форми й розмірів тіла при його намагнічуванні. Зміна розмірів тіла є наслідком прояву сил, що діють у феромагнетику. Основними типами взаємодій є електричні (обмінні) і магнітні сили. Отже, у феромагнетику можливі два різні по природі види магнітострикції: за рахунок зміни обмінних і магнітних сил у решітках [14].

Магнітострикцію за рахунок обмінних сил можна спостерігати при намагнічуванні феромагнетика в полях насичення. У цьому випадку відбувається процес збільшення намагніченості I (так званий парапроцес). Ця магнітострикція не залежить від напрямку I_S (спонтанна намагніченість) у решітках і носить об'ємний характер: збільшення обсягу відбувається без зміни форми зразка. Крім об'ємної магнітострикції ($\Delta V/V$), у феромагнетику спостерігається й лінійна магнітострикція, пов'язана зі зміною форми зразка без зміни його обсягу.

Лінійна магнітострикція ($\lambda = \Delta l/l$), яка обумовлена, в основному, магнітними силами, спостерігається в інтервалі магнітних полів від нуля до поля насичення. Характерною рисою цієї магнітострикції є те, що вона суттєво залежить від напрямку I_S стосовно кристалографічних осей (анізотропія магнітострикції).

Магнітострикційні деформації, що викликані обмінними силами, проявляються не тільки при приміщенні феромагнетика в магнітне поле, але також при його нагріванні (мимовільна деформація решіток).

Нехай у нас є кристал феромагнітного металу, вирізаний у вигляді кулі таких розмірів, що весь його обсяг складається з одного домену [14]. Якщо така куля нагріта вище точки Кюрі ($T > \Theta$), то він має розміри відповідні до парамагнітного стану.

При охолодженні нижче температури Кюрі ($T < \Theta$) завдяки появі I_S магнітна куля змінить свій радіус, тобто виникне об'ємна магнітострикційна

деформація за рахунок обмінних сил (на рис. 9 показано пунктиром). Одночасно нижче точки Кюрі вступають у дію магнітні сили решітки, і куля одержує додаткову деформацію, причому внаслідок анізотропії магнітних сил ця деформація буде більше в одному напрямку й менше – в іншому. У результаті нижче точки Кюрі куля змінить не тільки свої розміри, але й форму – він перетвориться в еліпсоїд (рис. 9, 10).

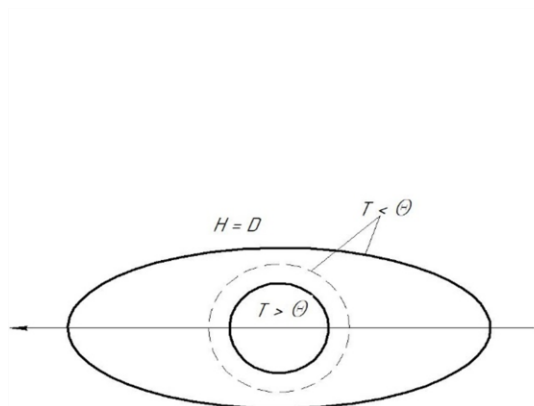


Рисунок 9 – Магнітострикційна деформація кулі при її охолодженні від температури $T > \Theta$ у відсутності магнітного поля

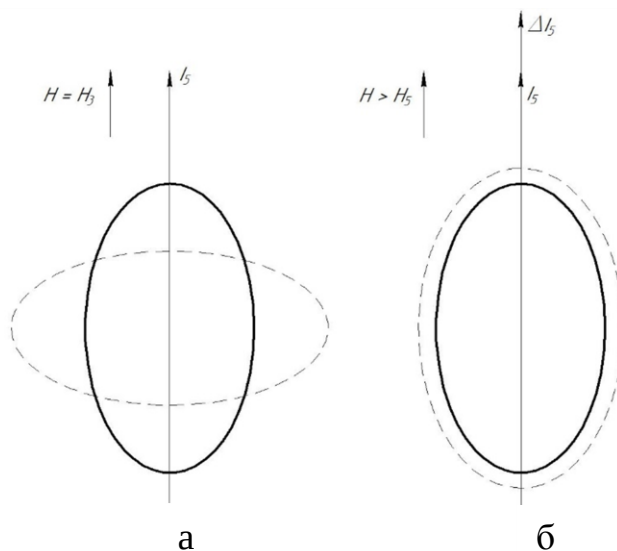


Рисунок 10 – Магнітострикція у присутності магнітного поля: а – лінійна при $H = H_s$ (поле насичення), б – об'ємна при $H > H_s$ (парапроцес)

Таким чином, при феромагнітному перетворенні конфігурація кристалічних решіток трохи змінюється – вона з кубічної перетворюється в тетрагональну. Якщо кристал, що має форму еліпсоїда, помістити в магнітне поле H_s перпендикулярне I_s , то вектор I_s повернеться в напрямку H_s . При цьому еліпсоїд змінить свою форму (мала й більша осі поміняються місцями), причому майже без зміни обсягу (лінійна магнітострикція, рис. 10 а).

У полях вище технічного насичення ($H > H_s$) I_s не змінює свого напрямку, а одержує тільки збільшення ΔI_s , тому еліпсоїд по всіх напрямках збільшує або зменшує свої розміри на ту саму величину, не змінюючи своєї форми рис. 10, б).

Таким чином, при зміні I_s у випадку $H > H_s$ (область парапроцесу) магнітострикція носить об'ємний характер, а в області технічного намагнічування – в основному лінійний характер.

Деякий внесок в об'ємну магнітострикцію дає й технічне намагнічування. Це пов'язано з переходом векторів I_S з легких у важкі напрямки намагнічування, причому ці напрямки можуть бути обумовлені як кристалографічною анізотропією, так і анізотропією форми.

Оскільки величина магнітострикції складним образом залежить від магнітної передісторії й магнітної структури, то вводиться поняття магнітострикції насичення λ_s . Величина λ_s вимірюється при ізотермічному намагнічуванні зразка до насичення з ідеально розмагніченого стану, тобто такого стану, коли домени рівномірно розподілені по всіх легких напрямках намагнічування. У цьому випадку λ_s залежить тільки від температури. Якщо розміри тіла у напрямку I_S збільшуються, то магнітострикція позитивна ($\lambda_s > 0$), якщо зменшуються – негативна ($\lambda_s < 0$).

Магнітострикція виявляє явище гістерезису [14], який полягає в тому, що при зростанні й зменшенні поля стрикція не іде за полем. Завдяки тому, що магнітострикція належить до таких ефектів, величини й знаки яких не змінюються при зміні напрямку поля на прямо протилежне (парні ефекти), петля гістерезису магнітострикції виходить парною. Звичайна магнітна петля ($I = f(H)$) гістерезису непарна. Вид магнітострикційної петлі наведений на рис. 11. Залишкова магнітострикція (при $H = 0$) у магнітом'яких матеріалах звичайно мала, а у магнітотвердих матеріалах, навпаки, може досягати значної величини ($\Delta l/l = 10^{-5}$). У полях, менших коерцитивної сили ($H < H_C$), спостерігається практично тільки оборотна магнітострикція (гістерезису немає).

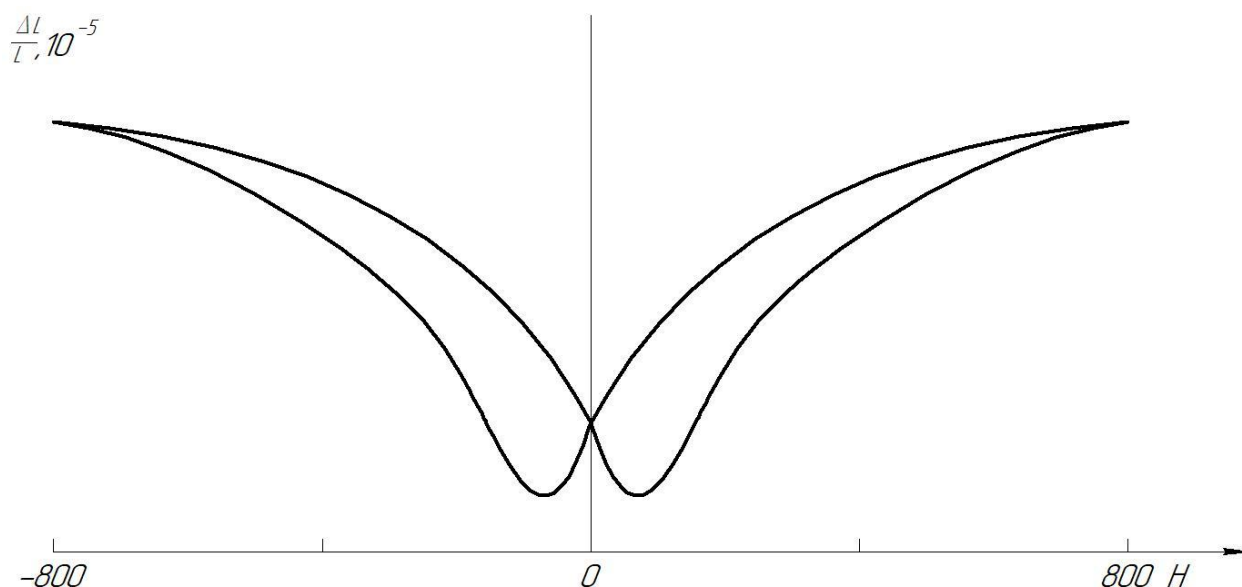


Рисунок 11 – Гістерезис магнітострикції

Значення лінійної магнітострикції для заліза й нікелю змінюються в межах 10^{-4} - 10^{-5} . У магнетиту виявлені наступні значення λ при 20°C – $\lambda=20 \cdot 10^{-6} \div 80 \cdot 10^{-6}$. Об'ємна магнітострикція має значення на один-два порядки менше, ніж лінійна магнітострикція.

7.2. Магнітопружна енергія

Як тільки поява спонтанної намагніченості й процеси технічного намагнічування приводять до деформацій кристалічних решіток, то спостерігається й зворотний ефект. Спонтанна намагніченість, а також характер процесів технічного намагнічування, повинні залежати від механічних напружень, прикладених до феромагнетика. Під дією механічних напружень магнітні властивості більшості феромагнетиків змінюються настільки значно, що механічні напруження поряд з магнітним полем і температурою можуть вважатися основними факторами, що впливають на магнітні властивості речовини. Наприклад, в одних з матеріалів сприйнятливість у слабких полях під дією зусилля, що розтягує, рівного 10 кг/мм , зростає в 100 разів, в інших – падає й, нарешті, у третіх (залізо) вона зростає в слабких полях і падає в сильних.

При збагаченні магнетитових руд має місце значні механічні напруги в рудних частинках при їх подрібненні.

Спонтанна намагніченість значно менш чутлива до впливу напружень. Однак, її залежність від температури – $I_s(T)$, трохи змінюється під дією гідростатичного тиску. При підвищених тисках крива $I_s(T)$ іде трохи нижче кривій при $P=1 \text{ атм}$.

Із загальних термодинамічних співвідношень можна одержати зв'язок між похідною довжини по полю й похідною намагніченості по напрузі. Згідно з першим законом термодинаміки, зміна енергії одиниці об'єму du дорівнює сумі відомої кількості тепла dq і виконаної роботи da [14]:

$$du = dq + da.$$

Враховуючи, що зміна ентропії $dS = \frac{dQ}{T}$, а елементарна робота намагнічування $da = H \cdot di$, одержимо:

$$du = T \cdot dS + H \cdot dl,$$

якщо зміни зводяться лише до відомого тепла й намагнічування.

При зміні обсягу під впливом H з'явиться ще член $-P \cdot \frac{dv}{v_0}$, де p — гідростатичний тиск, v_0 — первісний обсяг речовини:

$$dU = T \cdot dS + H \cdot dl - p \cdot \frac{dv}{v_0}.$$

Для виводу потрібних нам співвідношень використовуємо метод термодинамічних потенціалів. Оберемо вільну енергію $F = U - T \cdot S$ й термодинамічний потенціал Гіббса $Z = F - H \cdot I + p \cdot \frac{dv}{v_0}$.

Диференціальна форма цих співвідношень наступна:

$$dF = -S \cdot dT + H \cdot dI - p \cdot \frac{dv}{v_0};$$

$$dZ = -S \cdot dT - I \cdot dH + v \cdot \frac{dp}{v_0}.$$

Ці рівняння є повними диференціалами, з яких можна одержати співвідношення:

$$\left(\frac{\partial Z}{\partial p} \right)_{T,H} = \frac{v}{v_0}; \quad \left(\frac{\partial Z}{\partial H} \right)_{T,p} = -I;$$

Вторинне диференціювання дає:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial p \partial H} = \frac{1}{v_0} \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial H} \right)_{T,p}; \quad \frac{\partial^2 Z}{\partial H \partial p} = - \left(\frac{\partial I}{\partial H} \right)_{T,H};$$

або, опускаючи індекс T , одержуємо :

$$\frac{1}{v_0} \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial H} \right)_p = - \left(\frac{\partial I}{\partial p} \right)_H.$$

Для окремого випадку подовженого тіла з малим поперечним перерізом, що зазнає розтягування, можна припустити, що розтягання σ протилежне зовнішньому тиску p , тобто $\sigma = -k_{p/\sigma} \cdot p$, де $k_{p/\sigma}$ – коефіцієнт пропорційності. Урахуємо ще, що $v_0 = l_0 \cdot S_0$, $v = l \cdot s_0$, одержимо:

$$\left(\frac{\partial I}{\partial \sigma} \right)_H = - \left(\frac{\partial I}{\partial H} \right)_\sigma = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H} \right)_\sigma.$$

Отримане співвідношення можна використовувати для встановлення зв'язку між магнітострикційними явищами й напруженнями з якого видно, що зі збільшенням напруги σ намагніченість феромагнетику буде зростати, якщо він має позитивну магнітострикцію, тобто $dl/l > 0$. При негативній магнітострикції $dl/l < 0$ намагніченість буде зменшуватися.

При наявності в кристалі напружень, які можуть бути як внутрішніми, так і зовнішніми, анізотропія кристала міняється, й вектор спонтанної намагніченості I_s змінює свій напрямок щодо кристалографічних осей. Зміна орієнтації I_s , у свою чергу, викликає магнітострикційні зміни розмірів кристала. Тепер, для того щоб розгорнути вектор I_s у який-небудь інший напрямок, потрібно зробити ще додаткову роботу проти сил пружності (рис.12). Ця робота відповідає магнітопружній енергії кристала. Щільність магнітопружної енергії визначається співвідношенням:

$$F_{\sigma} = -\sigma \cdot \lambda ,$$

де: σ – величина напружень, має розмірність щільності енергії, λ – магніто-стрикція.

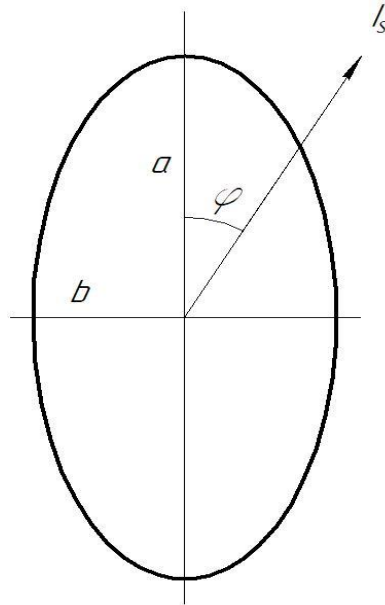


Рисунок 12 – Схема однодоменого кристала – еліпсоїда обертання

Для кристала кубічної системи магнітопружня енергія виражається у такий спосіб:

$$F_{\sigma} = -\frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma \cdot \cos^2 \varphi ,$$

де φ – кут між напрямком намагніченості $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ й напрямком осі напружень $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$. Його косинус дорівнює:

$$\cos \varphi = \alpha_1 \cdot \gamma_1 + \alpha_2 \cdot \gamma_2 + \alpha_3 \cdot \gamma_3 .$$

Якщо енергія напружень і кристалографічна енергія мають однаковий порядок величини, тоді положення напрямків легкого намагнічування буде складним образом залежати від K_1, λ_s, σ . Прості випадки виходять тоді, коли один з видів енергії малий у порівнянні з іншим. У таких випадках напрямки легкого намагнічування визначаються найбільшою енергією.

Анізотропія напружень одноосьова, як кристалографічна анізотропія в кобальті або як дифузійна анізотропія. На рис. 13 у полярних координатах показано розподіл енергії напружень у випадку розтягнення. При $\lambda_s > 0$ енергетично вигідні напрямки легкого намагнічування збігаються (рис.13 а) з напрямками напружень ($\varphi = 0$). При $\lambda_s < 0$ енергетично вигідні напрямки

будуть розташовуватися перпендикулярно (рис.13 б) до напрямку напружень ($\varphi = \frac{\pi}{2}$). Ці напрямки перебувають із умови мінімуму магнітопружної енергії ($\frac{dF_{\sigma}}{d\varphi} = 0$).

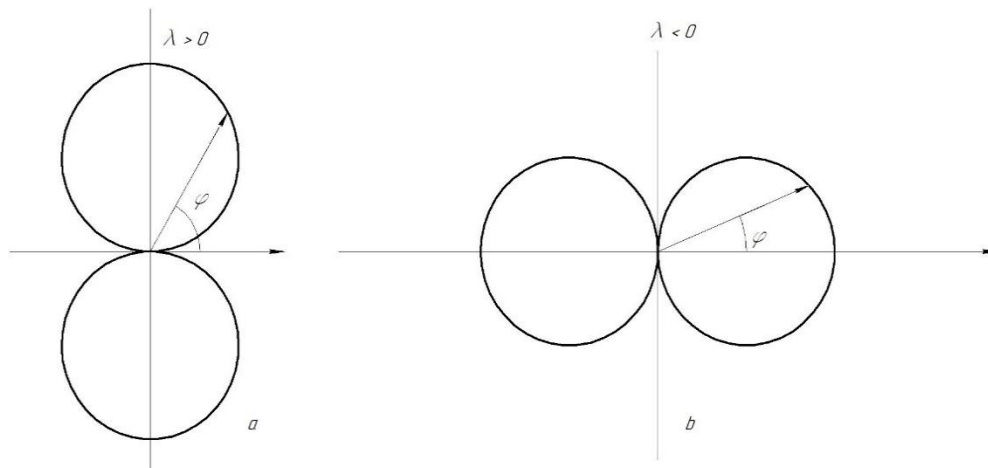


Рисунок 13 – Розподіл енергії анізотропії напруг при розтяганні: *a* - для позитивної й *b* – для негативної магнітострикції

7.3. Магнітостатична енергія й анізотропія форми. Поверхнева анізотропія

Енергію магніту у власному магнітному полі іноді називають магнітостатичною енергією, або енергією магнітних полюсів (F_p). Щільність дається вираженням [14]:

$$F_p = -\frac{1}{2} \cdot I_s \cdot H ,$$

де H – поле магнітних полюсів, що розмагнічує. Це поле пропорційне I_s , у випадку однодоменого магніту або магніту, намагніченого до насичення:

$$H = -N \cdot I_s ,$$

де N – фактор, що розмагнічує.

З урахуванням цього, щільність магнітостатичної енергії складе:

$$F_p = -\frac{1}{2} \cdot I_s^2 \cdot N .$$

У випадку однодоменого феромагнетика його перемагнічування здійснюється тільки за допомогою процесів обертання. Нехай однодомений кристал має форму еліпсоїда обертання з осями $a > b, c=b$, де a – довга вісь еліпсоїда обертання, b і c – короткі осі (рис. 12). Щільність енергії в полі, що розмагнічує, буде функцією від вектору намагніченості, I_s щодо осей еліпсоїда [14]:

$$F_p = \frac{1}{2} \cdot I_s^2 \cdot (N_a \cdot \cos^2 \varphi + N_b \cdot \sin^2 \varphi),$$

де φ – кут між I_s і віссю a .

Урахуємо, що $(\cos^2 \varphi = 1 - \sin^2 \varphi)$ й, відкинувши член, що не залежить від кута, одержимо:

$$F_p = \frac{1}{2} \cdot I_s^2 \cdot (N_b + N_a) \cdot \sin^2 \varphi.$$

Таким чином, геометрична форма кристала приводить до виникнення одноосової анізотропії, яка називається анізотропією форми. Звідки видно що, легкі напрямки намагнічування відповідають куту $\varphi = 0$ і важкі – $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Різниця енергії для важкого й легкого напрямків намагнічування становить:

$$\Delta F_p = F_p \left(\varphi = \frac{\pi}{2} \right) - F_p (\varphi = 0) = \frac{1}{2} \cdot I_s^2 \cdot (N_b - N_a).$$

Для кулі $\Delta F_p = 0$, тому що $N_b = N_a$. Для дуже витягнутого еліпсоїда обертання ($N_b = N_c = 2\pi$, $N_a = 0$) одержуємо:

$$\Delta F_p = \pi \cdot I_s^2.$$

Зрівняємо енергію полюсів однодоменого еліпсоїда з іншими видами енергій анізотропії. Різниця кристалографічної енергії для кубічного кристала $\Delta F_K = \frac{1}{3} \cdot K_1$, якщо врахувати тільки член з першою константою анізотропії. Різниця енергії напружень дорівнює:

$$\Delta F_\sigma = \frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma.$$

Оцінимо ці енергії анізотропії для заліза:

$$I_s = 1700 \text{ Гс}, \quad K_1 = 5 \cdot 10^5 \left[\frac{\text{Ерг}}{\text{см}^2} \right], \quad \lambda_s = 20 \cdot 10^{-6}, \quad \sigma = 10^9 \left[\frac{\text{дин}}{\text{см}^2} \right],$$

Одержуємо:

$$\Delta F_K = 1,5 \cdot 10^5 \left[\frac{\text{Ерг}}{\text{см}^3} \right], \quad \Delta F_\sigma = 3 \cdot 10^4 \left[\frac{\text{Ерг}}{\text{см}^3} \right], \quad \Delta F_p = 9 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{Ерг}}{\text{см}^3} \right].$$

Для магнетиту:

$$I_s = 500 [\text{Гс}], \quad \lambda_s = 3 \cdot 10^5, \quad \sigma = 10^9 \left[\frac{\text{дин}}{\text{см}^2} \right],$$

$$\Delta F_K = 3 \cdot 10^4 \left[\frac{\text{Ерг}}{\text{см}^3} \right], \quad \Delta F_\sigma = 3 \cdot 10^4 \left[\frac{\text{Ерг}}{\text{см}^3} \right], \quad \Delta F_p = 8 \cdot 10^5 \left[\frac{\text{Ерг}}{\text{см}^3} \right].$$

У цьому випадку анізотропія форми переважає над іншими видами анізотропії. Вона й визначає напрямки легкого намагнічування.

У загальному випадку легкі напрямки будуть визначатися мінімумом суми всіх видів енергії анізотропії.

Ми розглядали однодоменний феромагнетик. При наявності доменної структури на границях розподілу кристалітів, а також на їхній вільній поверхні, у місцях виходу вектора I_S , утворюються магнітні полюси, які створюють внутрішні магнітні поля, що розмагнічують. Поле що розмагнічує в цьому випадку – складна функція координат. Для найпростішого випадку смуг, що чергуються, протилежної намагніченості Кіттель [14] одержав для поверхневої щільності енергії полюсів вираз:

$$F_p = 0,8525 \cdot I_S^2 \cdot d ,$$

де d – ширина домена.

Що стосується реальних доменних структур, то вони дуже складні. На границі кристалітів домени можуть переходити з одного кристаліта в інший, можуть виникати замикаючі домени й клини зворотної намагніченості, що знижують енергію магнітних полюсів. Щільність енергії поверхневої анізотропії, що виникає через несиметричне розташування атомів на поверхні кристала, дається наступним вираженням:

$$F_s = -\frac{l}{2 \cdot r_0} \cdot \cos^2 \theta ,$$

де: θ – кут між спонтанною намагніченістю I_S і нормаллю до поверхні, r_0 – відстань між атомами ($r_0 \sim 2,5 \text{ \AA}$), l – константа речовини.

Об'єм кристала пропорційний D^3 (D – середній діаметр), поверхня пропорційна D^2 . Тому сильний вплив поверхневої анізотропії буде проявлятися в малих частинках. Наприклад, для масивного нікелю $F_s = 0,1 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$, тобто дуже мала. У той же час при діаметрі частинок близько $100 \text{ \AA}$ значення поверхневої анізотропії нікелю стає порівняним з енергією кристалографічної анізотропії й анізотропії форми. Наявність поверхневої анізотропії може в значній мірі визначати магнітні властивості реальних монокристалів гематиту й особливо дрібних частинок гематиту [14].

7.4. Дифузійна анізотропія

При відпалі сплавів або феритів у магнітному полі може з'явитися одноосьова магнітна анізотропія. Аанізотропія може виникнути як на монокристалічних, так і на полікристалічних зразках. У монокристалах одноосьова анізотропія, що утворювався при магнітному відпалі, накладається на кристалографічну анізотропію. Енергія одноосьової анізотропії в деяких випадках може значно перевершувати енергію кристалографічної анізотропії.

У роботі [14] було виявлено, що в кубічному монокристалі $\text{Co}_{0,32}\text{Zn}_{0,24}\text{Fe}_{2,18}\text{O}_4$ після термомагнітної обробки напрямок магнітного поля стає єдиним напрямком легкого намагнічування. Величина одноосьової анізотропії залежить від тривалості магнітного відпалу й температури, при якій він проводився. Найбільша одноосьова анізотропія в згаданій роботі була

отримана у зразку, підданого магнітному відпалу протягом трьох днів при $T=150^{\circ}\text{C}$.

Сучасна теорія виникнення одноосової анізотропії в результаті дифузійних процесів, так звана теорія спрямованого впорядкування, була вперше запропонована Шиказумі [14]. Основою теорії є припущення про те, що кожна пара атомів у решітках може мати різну енергію, що залежить від орієнтації осі пари щодо локального напрямку I_S .

Енергія зв'язку двох сусідніх атомів ω , як показав Неель [14], залежить від відстані r між атомами, від кута між лінією зв'язку атомів і напрямком I_S , а також від роду зв'язаних атомів. Вираження для ω записується у вигляді ряду

$$\omega = g_1(r) \cdot P_2(\cos \varphi) + g_2(r) \cdot P_4(\cos \varphi) + g_3(r) \cdot P_6(\cos \varphi) \dots,$$

де: $P_n(\cos \varphi)$ - поліноми Лежандра, $g_i(r)$ – коефіцієнти, що залежать від r і від роду атомів. Зі збільшенням r енергія зв'язку швидко зменшується, тому в ряді можна обмежитися, згідно Неелю, одним членом:

$$\omega = (l + m \cdot \delta \cdot r) \cdot \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right),$$

де φ – кут між спонтанною намагніченістю й напрямком лінії зв'язку між атомами, $\delta r = r - r_0$ різниця між даним і середнім атомними відстанями, l, m – енергетичні константи, що залежать від роду зв'язаних атомів і від температури. Знайдено [14], що елементарна зміна енергії $\Delta E_N = \Delta \omega$, обумовлена перестановкою двох атомів, для заданого напрямку лінії зв'язку й при певному напрямку I_S залежно від розташування А-атомів і В-атомів, може бути рівна або нулю, або:

$$\Delta E_N = \pm (l_{AA} + l_{BB} - 2 \cdot l_{AB}) \cdot \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \cdot \Delta \omega,$$

де l_{AA}, l_{BB}, l_{AB} – константи, значення яких визначаються видами зв'язку.

Якщо в сплаві або фериті зміна енергії при взаємній дифузії двох атомів не дорівнює нулю, то це приведе до того, що при достатній кількості перестановок пар атомів зміниться сумарна вільна енергія феромагнітного кристала. З енергетичної точки зору зрозуміло, що обмін атомів може відбуватися тільки в тому випадку, якщо це приведе до зниження вільної енергії кристала.

Нехай у якій-небудь точці феромагнетику енергія зв'язку двох атомів не мінімальна. Мінімум енергії може бути досягнутий двома шляхами: за рахунок обміну місцями атомів або за рахунок відповідного повороту I_S у даній точці. Якщо при деякій температурі $T_1 > T_0$ можлива дифузія атомів, а зміна напрямку I_S неможлива, то з часом положення I_S у даній точці стабілізується (досягається мінімум енергії) у результаті відповідних перестановок атомів: утворюються так звані орієнтовані надструктури.

Під час відсутності зовнішнього поля феромагнітна речовина підрозділяється на домени. Під час прогріву при температурі T_1 усюди, а, отже, і

усередині доменної границі, локальні напрямки I_S стабілізуються. Це веде до зменшення початкової проникності й до характерної форми зміни гістерезисної петлі (пермінварний ефект). Однак внаслідок хаотичного розташування доменів макроскопічно ефекту анізотропії, що міг би бути вимірний, не буде. Якщо ж прогрів робити в присутності сильного магнітного поля, у якому спонтанна намагніченість усюди в зразку лінії зав'язків атомів будуть орієнтовані паралельно напрямку I_S , а після охолодження буде спостерігатися одноосьова анізотропія. Як ми вже відзначали, енергія дифузійної (або індукованої) анізотропії в кубічних кристалах може перевершувати по величині кристалографічну енергію. Неель [14] розрахував енергію дифузійної анізотропії для випадку, коли концентрація C_B компонента сплаву B мала в порівнянні із C_A . При ізотропному первісному розподілі B - B -зв'язків, щільність енергії анізотропії виражається так:

$$F_D = -K_D \cdot \cos^2 \varphi ,$$

де φ – кут між напрямком зовнішнього поля (вісь анізотропії) зразка, що діяв при охолодженні, і даним напрямком намагніченості після утворення анізотропії. Цей випадок реалізується при прогріві в полі полікристала з ізотропно-орієнтованими кристалітами. Константа K_D визначається так:

$$K_D = \frac{n \cdot C_B^2 \cdot l_0 \cdot l_1 \cdot L}{2 \cdot V_A \cdot k \cdot T_1} ,$$

тут: n – число найближчих для будь-якого атома сусідніх атомів у кристалічних ґратах, L — число Лошмідта, яке рівно $L = 2,687 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, V_A – об'єм атома, k – постійна Больцмана, а l_0 равно:

$$l_0 = l_{AA} + l_{BB} - 2 \cdot l_{AB} = E_N .$$

при температурі T_0 . Величина l_1 та ж, що й l_0 , але при температурі T_1 .

Константа K_D у залізо-нікелевому сплаві, згідно з розрахунками Нееля [14], при $T = 800^\circ\text{K}$ и $C_A = \frac{1}{2}$ має порядок $103 \div 105 \text{ ерг/см}^3$, що перебуває у згідності з експериментальними даними.

Рівноважне значення $K_D(T, \infty)$ установлюється по наступному часовому закону:

$$K_D(T, t) = K_D(T, \infty) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right),$$

тут: $K_D(T, t)$ – значення K_D до моменту часу t , $K_D(T, \infty)$ – рівноважне значення після нескінченно тривалої витримки при температурі T , τ – час релаксації, що сильно залежить від температури:

$$\tau = \tau_\infty \cdot \exp\left(-\frac{Q}{R \cdot T}\right),$$

де Q – енергія активації дифузійного процесу й R – газова постійна.

Залежність K_D є причиною дифузійної післядії або в'язкості.

7.5. Обмінна анізотропія

Обмінна анізотропія виникає в результаті обмінної взаємодії між феромагнітними й антиферомагнітними кристалічними решітками. Вона була вперше виявлена Майклджоном і Біном [14] на малих ($d=200 \text{ \AA}$) поверхово окиснених частинках кобальту. Кожна частинка являє собою феромагнітне кобальтове ядро в антиферомагнітній оболонці з окису кобальту. Такі частинки при температурах вище температури Нееля $\Theta_N = 293^\circ\text{K}$ окису кобальту CoO поводитися, як частинки із чистого кобальту. Нижче Θ_N виникала обмінна взаємодія між ядром і оболонкою.

Якщо окиснені частки кобальту запресувати в неферомагнітну матрицю, то при охолодженні такого зразка від температури $T_1 > \Theta_N$ до температури $T_2 < \Theta_N$ у сильному магнітному полі можна спостерігати обмінну анізотропію. Взаємодія між Co і CoO приводило до того, що частина намагніченості втримувалася за рахунок обмінних сил у певному напрямку. Поля насичення не могли змінити напрямку цієї частини I , так $E_N \ll E_A$.

Таким чином, обмінний зв'язок приводить до односпрямованої анізотропії. Кристалографічно рівноцінні напрямки при обмінній взаємодії стають нерівноцінними. Виникає тільки єдиний напрямок легкого намагнічування. Схематично ця взаємодія представлена на рис. 14.

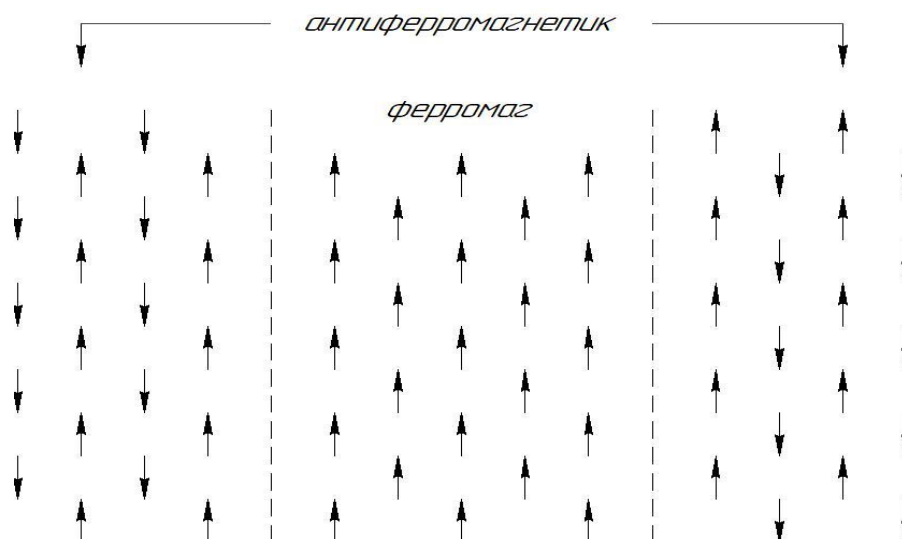


Рисунок 14 – Схема обмінної взаємодії між феромагнітною (Co) і антиферомагнітною (CoO) решітками

Як показано на рис. 15, крива обертальних моментів при наявності обмінної анізотропії пропорційна $\sin \varphi$, а не $\sin 2\varphi$, як це спостерігається при одноосьовій анізотропії чистого кобальту. Щільність вільної енергії тому виходить у формі:

$$F_v = -K_v \cdot \cos \varphi ,$$

яка відповідає єдиному легкому напрямку при $\varphi = 0$.

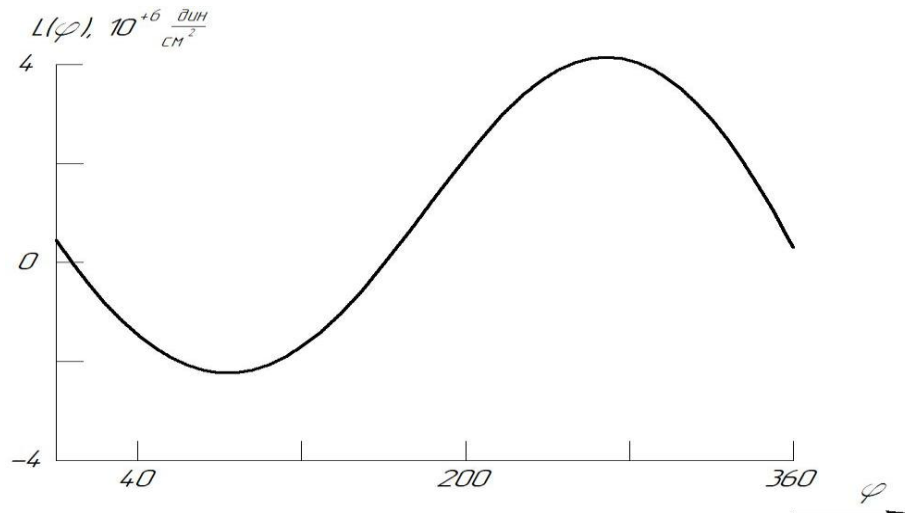


Рисунок 15 – Крива обертальних моментів при наявності обмінної анізотропії

Майклджон і Бін [36] із кривої обертальних моментів одержали значення $K_v = 5 \cdot 10^6$ ерг/см³. Внаслідок односпрямованої анізотропії петля гістерезису буде несиметричною (рис. 16).

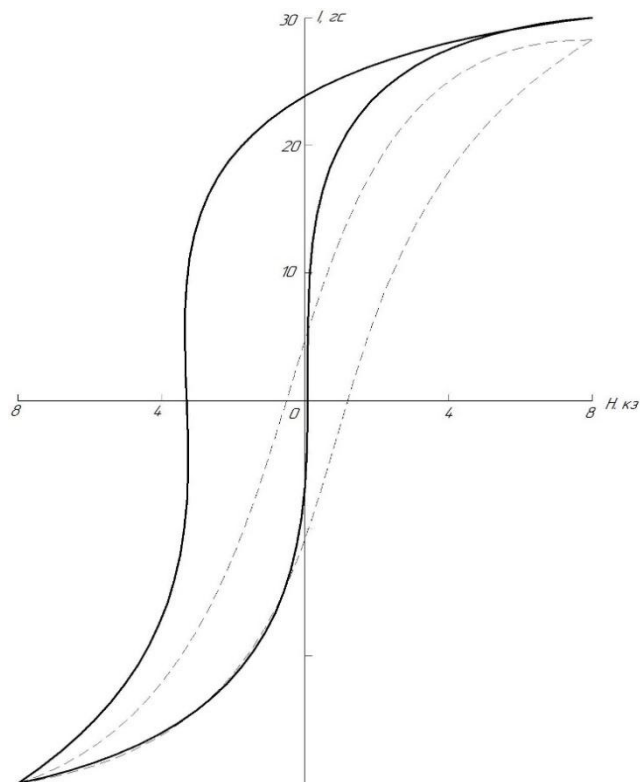


Рисунок 16 – Несиметрична петля гістерезису у випадку обмінної анізотропії

Якщо зразок охолоджується від T_1 , до T_2 під час відсутності поля, то внаслідок статистичного розподілу легких осей окремих частинок спостерігається симетрична гістерезисна петля.

Досить характерною властивістю обмінної анізотропії є те, що втрати на обертальний гістерезис не зникають навіть у сильних магнітних полях на противагу тому, що має місце при інших видах анізотропії. Це показано на рис. 17. На цьому рисунку втрати на обертальний гістерезис представлені залежно від напруженості магнітного поля для різних температур 300°K і 77°K . При $T > \Theta_N$ втрати зникають у полі $H = 2 \cdot K_1 / I_s$, при $T < \Theta_N$, у цій же полі зникнення втрат не спостерігається.

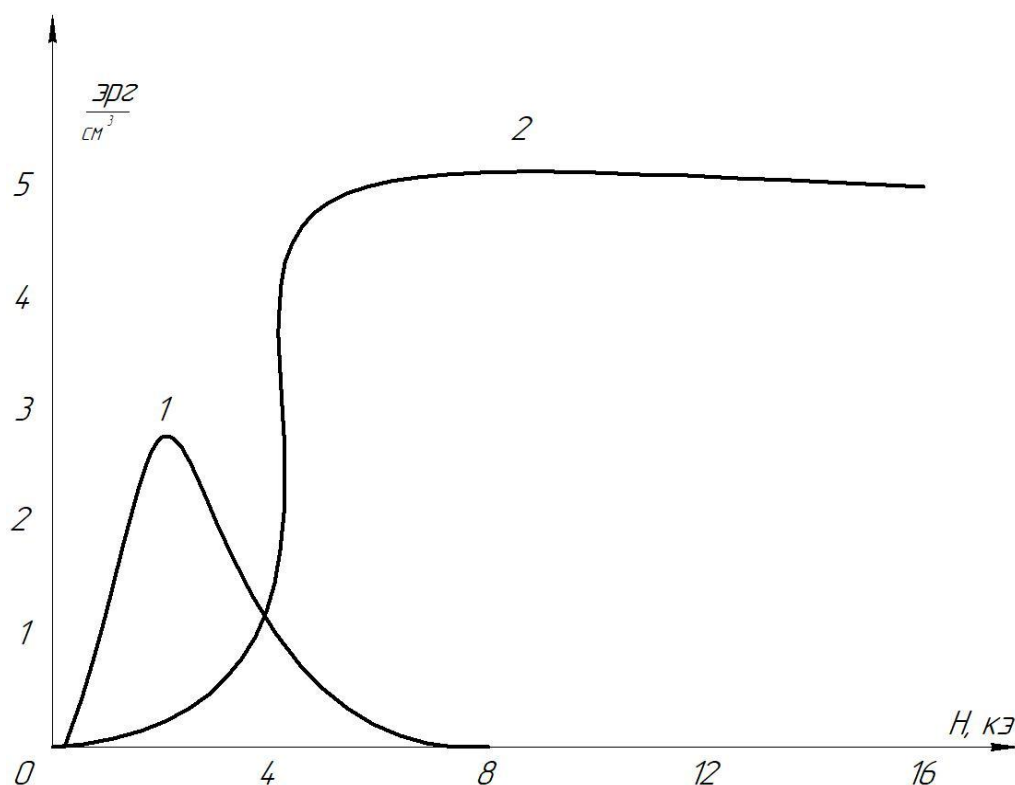


Рисунок 17 – Втрати на обертальний гістерезис поверхово окиснених частинок кобальту: 1 – при $T=300^\circ\text{K}$, 2 – при $T=77^\circ\text{K}$

Обмінна анізотропія виявлена на осадових породах [14]. У лабораторних умовах обмінна анізотропія спостерігалася при температурному фазовому перетворенні α -гідроокису заліза ($\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$) у гематит.

У теперішній час проводиться багато досліджень, спрямованих на виявлення обмінної анізотропії в гірничих породах і на з'ясування її ролі в процесах намагнічування порід.

7.6. Домени. Енергія міждоменних границь

Намагнічений до насичення феромагнітний зразок кінцевих розмірів (доменна структура відсутня) має дуже велику магнітостатичну енергією у власному магнітному полі:

$$E_p = \frac{1}{2} \cdot N \cdot I_s^2 \cdot V.$$

Елементарні розрахунки показують, що розбивка феромагнетика на окремі області спонтанної намагніченості приводить до істотного зменшення енергії E_p .

Розглянемо куб з ребром в 1 см (рис. 18). Покладемо спочатку, що він однорідно намагнічений до насичення (рис.18,*а*). У випадку, приведеному на рис. 18,*б* зразок розбитий на два домени, у випадку, на рис.18,*в* – на n доменів.

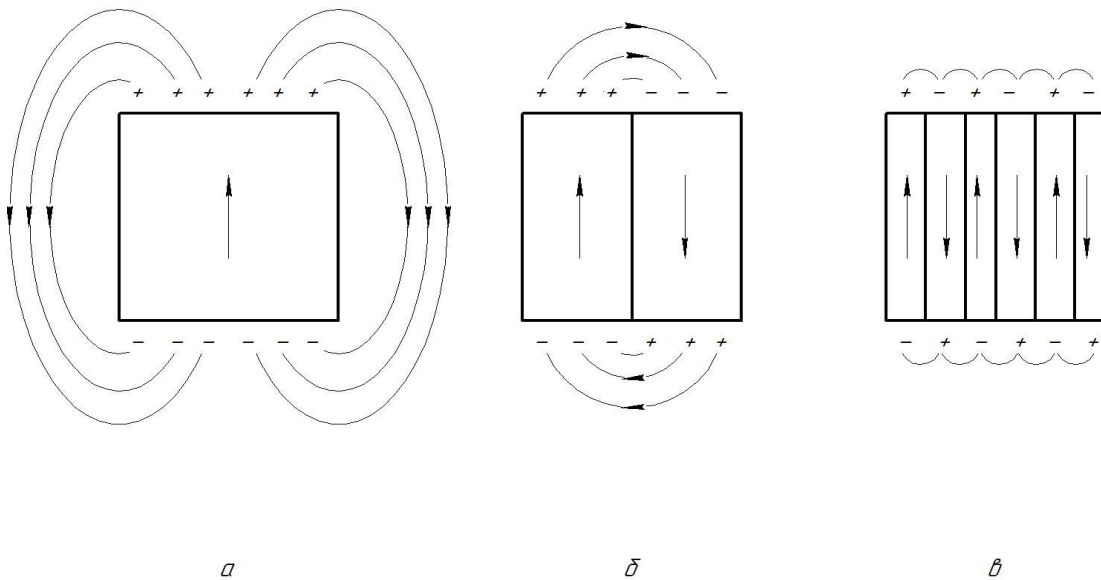


Рисунок 18 – Схематичне зображення доменів: *а* – однорідно намагнічений до насичення один домен; *б* – намагніченість зразка розбитого на два домени; *в* – намагніченість зразка розбитого на n доменів

Енергія магнітних полюсів для випадку рис.18 ,*а*:

$$E_{pa} = \frac{1}{2} \cdot N \cdot I_s^2.$$

Для випадку рис.18,*б*:

$$E_{pб} = \frac{1}{2} \cdot N \cdot \left(\frac{I_s^2}{2} \right)^2 + \frac{1}{2} \cdot N \cdot \left(\frac{I_s^2}{2} \right)^2 = \frac{1}{4} \cdot N \cdot I_s^2 = \frac{E_{pa}}{2}.$$

Отже, для випадку рис.18,*в*:

$$E_{pв} = \frac{1}{n} \cdot E_{pa}.$$

Таким чином, при розбивці магнетика на n доменів його магнітостатична енергія E_p зменшується в n разів – частина енергії витрачається на утворіння міждоменних границь. Вектори I_s у сусідніх доменах, як показано на рис.18,б, відрізняються на 180° . У доменній границі (або стінці) відбувається поступова зміна напрямків магнітних моментів. Сусідні магнітні моменти при цьому утворюють деякий кут.

Для того щоб відхилити один магнітний момент на деякий кут щодо іншого, потрібно затратити енергію для добутку роботи проти обмінних сил, що прагнуть утримувати магнітні моменти паралельно один одному. Тому розбивки на домени не відбувається до $n \rightarrow \infty$, що привело б до того, що енергія $E_p \rightarrow 0$, а до деякого оптимального числа, відповідного до мінімуму суми енергії E_p і граничної енергії E_{cp} .

Нехай енергія границь на 1 см^2 (у нашому випадку це енергія однієї границі) рівна E_{cp} . Тоді для випадку рис.18,в:

$$E_{cp} = (n-1) \cdot e_{cp} ; \quad E_p = \frac{N}{2} \cdot \frac{I_s^2}{n} .$$

Сума енергій:

$$E_p = \frac{N}{2} \cdot \frac{I_s^2}{n} + (n-1) \cdot e_{cp} .$$

Знайдемо мінімум E :

$$\frac{\partial E}{\partial n} = e_{cp} - \frac{N}{2} \cdot \frac{I_s^2}{n^2} = 0 .$$

Звідси для оптимального числа границь n_0 у випадку рис.18,в одержуємо:

$$n_0 = I_s \cdot \sqrt{\frac{N}{2 \cdot e_{cp}}} .$$

Покладемо для простоти $N = 2$, що цілком розумно, тим більше, що ми робимо всього лише елементарні оцінки. Тоді:

$$n_0 = \frac{I_s}{\sqrt{e_{cp}}} .$$

Для заліза $e_{cp} = 1 \text{ ерг/см}^2$; $I_s = 1700 \text{ Гс}$, виходить $n_0 = 2 \cdot 10^3$. Звідси лінійні розміри домена – $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Для суми граничної енергії і енергії полюсів для $2 \cdot I_s$ одержимо:

$$E = 2 \cdot I_s \cdot \sqrt{e_{cp}} .$$

Для заліза одержуємо $E \sim 3 \cdot 10^3 \text{ ерг}$, а енергія E_p , якщо б не було доменів (випадок рис.18,а) буде рівною $E_p \sim 3 \cdot 10^6 \text{ ерг}$. Звідси видно, наскільки енергетично вигідне розбиття феромагнетика на домени.

Виходить, основною причиною утворення доменної структури є магнітостатична енергія полюсів феромагнетика. Тому, наприклад, в однорідному нескінченному кристалі доменна структура утворюватися не буде, тому що в нескінченного кристала $N = 0$ і $E_p = 0$.

У реальному феромагнетика доменна структура повинна враховувати весь комплекс взаємодій у кристалічних решітках. Розмагнічений зразок являє собою систему доменів, сумарний магнітний момент яких дорівнює нулю. При цьому, напрям намагніченості окремих доменів орієнтовані уздовж осей легкого намагнічування. А напрямки легкого намагнічування визначаються мінімумом повної вільної енергії феромагнетика.

Зміна напрямків I_s у сусідніх доменах відбувається не єдиним стрибком, а за допомогою багатьох маленьких стрибків (рис.19). Товщина доменної границі буде визначатися в простих випадках мінімумом суми енергій: обмінної й кристалографічної. Обмінна частина енергії границі буде тем менше, чим на менший кут будуть зміщені один щодо одного сусідні спини. Отже, обмінна енергія буде тем менше, чим більше товщина границі. З погляду кристалографічної анізотропії границя повинна бути можливо тоншою, тому що магнітним моментам не вигідно розташовуватися в будь-яких напрямках, крім напрямків легкого намагнічування. Боротьбою цих протилежних тенденцій і визначається товщина границі. Звичайно товщина границі коливається від 10^{-6} до 10^{-4} см, тобто приблизно від 50 до 5000 атомних відстаней.

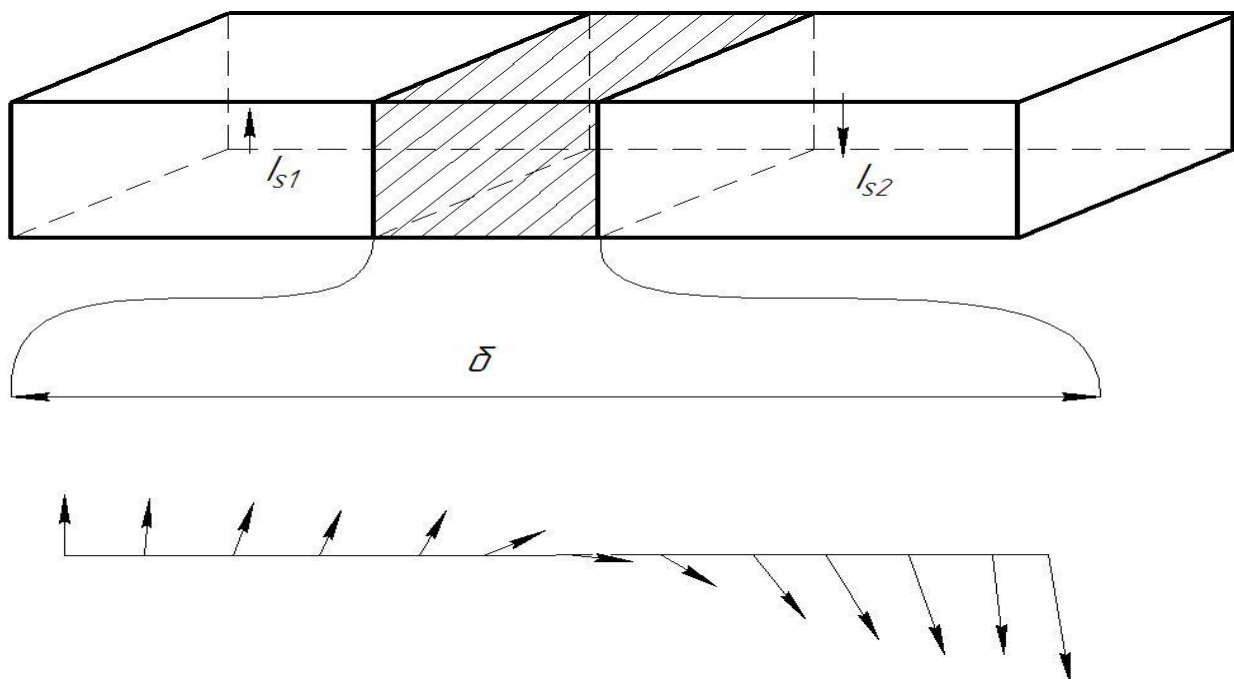


Рисунок 19 – Схема 180-градусної доменної границі

У кубічних кристалах напрямки легкого намагнічування паралельні тетрагональним осям [14]. Тому в такому кристалі звичайно мають місце 180-градусні й 90-градусні границі (рис.20).

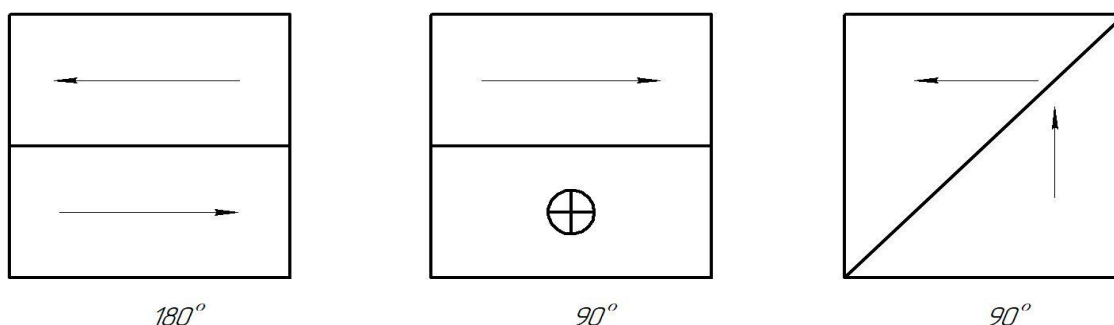


Рисунок 20 – Типи доменних границь у кубічному кристалі

Оцінімо приблизно товщину й енергію 180 – градусної границі. Обмінна енергія пропорційна добутку $k \cdot \theta$ і косинусу кута між сусідніми спинами. Для малих кутів:

$$e_A = \frac{E_A \cdot \delta}{a^3} = \frac{\pi^2 \cdot k \cdot \theta}{a \cdot \delta},$$

$$E_A = k \cdot \theta \cdot \varepsilon^2.$$

При товщині граничного шару δ і відстані між атомами a кут між сусідніми спинами рівний приблизно $\frac{\pi \cdot a}{\delta}$, тому що число спинів $n = \frac{\delta}{a}$, а кут між крайніми спинами рівний π . Обмінна енергія, що доводиться на одиницю поверхні границі, вирається в такий спосіб.

Підрахуємо енергію кристалографічної анізотропії, також віднесену до одиниці поверхні границі.

Щільність енергії:

$$F_K = K_1 \cdot (\alpha_1^2 \cdot \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \cdot \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \cdot \alpha_3^2).$$

Оскільки напрямки I_S будуть розподілені по напрямках легкого намагнічування ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 1$), одержимо вираз:

$$F_K = 3 \cdot K_1.$$

Помножимо його на товщину границі δ , одержимо енергію, віднесену до поверхні границі:

$$f_K = 3 \cdot K_1 \cdot \delta.$$

Сума енергій:

$$E = e_A + f_K = \frac{\pi^2 \cdot k \cdot \theta}{a \cdot \delta} + 3 \cdot K \cdot \delta.$$

Знайдемо мінімум E :

$$\frac{\partial E}{\partial \delta} = -\frac{\pi^2 \cdot k \cdot \theta}{a \cdot \delta^2} + 3 \cdot K_1 = 0 .$$

У результаті одержимо оцінку товщини границі:

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{\pi^2 \cdot k \cdot \theta}{3 \cdot K_1 \cdot a}} /$$

При цій товщині границі сумарна енергія мінімальна, а енергії e_A і fk рівні між собою. Повна енергія границі буде рівна:

$$E_{ГР} = 2 \cdot e_A = 6 \cdot K_1 \cdot \delta_0 = 6 \cdot \sqrt{\frac{\pi^2 \cdot K_1 \cdot k \cdot \theta}{a}} .$$

Якщо у феромагнітному кристалі магнітопружна енергія порівняна із кристалографічною, то до K_1 слід додати величину $\frac{3}{2} \lambda \cdot \sigma$. Одержимо:

$$E_{ГР} = 6 \cdot \sqrt{\frac{\pi^2 \cdot K_1 \cdot k \cdot \theta}{a}} \cdot \sqrt{K_1 + \frac{3}{2} \lambda_s \cdot \sigma} .$$

7.7. Елементарні процеси намагнічування

У будь-якому феромагнетику термодинамічно рівноважне розташування доменів визначається з умови мінімуму повної вільної енергії $\delta E = 0$ при $H = 0$. Такий стан феромагнітного зразка називається розмагніченням.

При включенні зовнішнього поля умова термодинамічної рівноваги змінюється, тому що до повної енергії додається член E_H , відповідний до потенційної енергії доменів в полі H :

$$E_H = -(\vec{M}_s \cdot \vec{H}) = -\vec{M}_s \cdot \vec{H} \cdot \cos \varphi .$$

Доменна структура в полі H змінюється таким чином, що в напрямку поля виникає відмінна від нуля намагніченість I .

Виникнення намагніченості, як показали Акулов і Беккер обумовлюється двома елементарними процесами [14]:

- 1) зсувом границь між доменами;
- 2) обертанням векторів I_s доменів.

Для знаходження рівноважного розташування доменів у загальному випадку слід шукати мінімум повної енергії феромагнетику, включаючи енергію E_H . Необхідним критерієм цього є рівність нулю варіації δE_H сповненої енергії:

$$\delta E_H = \delta (E_A + E_K + E_\sigma + E_{ep} + E_D + E_H) ,$$

де: E_{ep} – енергія доменних границь, E_K – кристалографічна енергія, E_D – енергія дифузійної анізотропії, E_σ – енергія напружень, E_A – обмінна енергія, E_H – енергія в зовнішньому магнітному полі H .

Якщо об'єм i -го домена позначити через v_i , а кут між напрямком намагніченості цього домена й напрямком поля H – через φ_i , то

$$E_H = -H \cdot I_s \cdot \sum (v_i \cdot \cos \varphi_i) ,$$

де підсумовування ведеться по всім доменам кристала.

Позначимо літерою E суму енергій, за винятком E_H :

$$E = E_A + E_K + E_\sigma + E_{zp} + E_D .$$

Варіація δE_H запишеться так:

$$\delta E_H = -H \cdot I_s \cdot \sum (v_i \cdot \cos \varphi_i) \delta v_i - H \cdot I_s \cdot \sum (v_i \cdot \delta \cos \varphi_i) .$$

Оскільки $\delta E = -\delta E_H$, то одержимо:

$$H \cdot I_s \cdot \sum (\cos \varphi_i) \cdot \delta v_i + H \cdot I_s \cdot \sum (v_i \cdot \delta \cos \varphi_i) = \delta E .$$

Перший член лівої частини відповідає зміні обсягу домена при постійному напрямку його намагніченості, тобто відповідає зсуву границь. Другий член описує обертання вектора намагніченості при незмінному обсязі домена. Якщо покласти $\delta \cos \varphi_i = 0$, то ми одержуємо основне рівняння, що описує процеси зсуву границь між доменами:

$$H \cdot I_s \cdot \sum (\cos \varphi_i) \delta v_i = \delta E .$$

Це рівняння вирішується тільки в дуже простих випадках, та й то приблизно.

Припустимо, що домен являє собою куб з ребром L . Введемо прямокутну систему координат x, y, z з осями, паралельними утворюючим ребрам куба, який моделює область спонтанної намагніченості. Нехай плоска доменна 180° -границя лежить у площині y - z . Як показано на рис. 21, під дією поля границя переміщається на деяку відстань δx перпендикулярно площині границі.

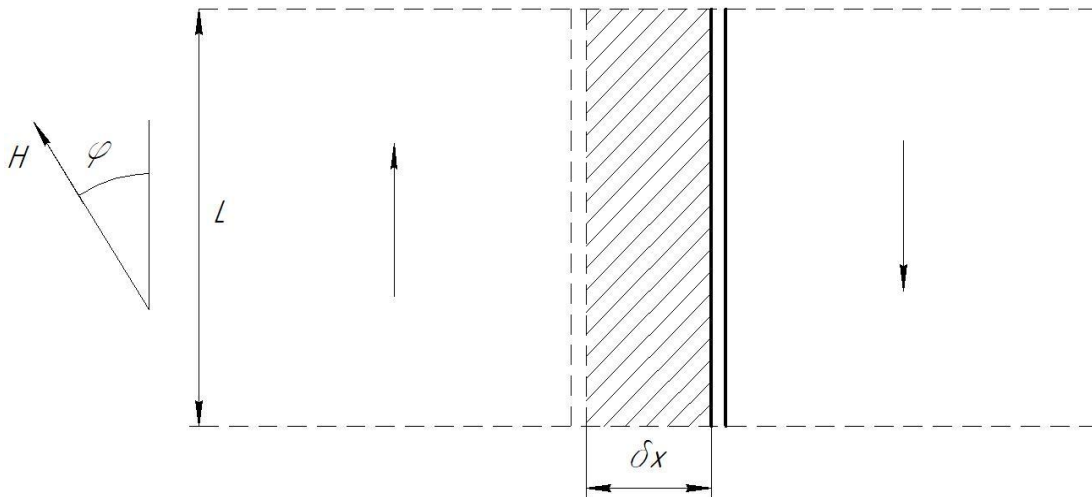


Рисунок 21 – Зсув у полі H 180° -градусної границі

Для обраного нами простого випадку попереднє рівняння запишеться так:

$$2 \cdot H(x) \cdot I_s \cdot L^2 \cdot \cos \varphi \cdot \delta x = \delta E ,$$

або

$$H(x) = \frac{1}{2 \cdot I_s \cdot L^2 \cdot \cos \varphi} \cdot \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_x.$$

Рівняння визначає таке значення зовнішнього поля H , яке втримує границю в рівновазі в деякій точці x . Це поле пропорційне градієнту вільної енергії $\left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_x$ в цій точці. Таким чином, для знаходження $H(x)$ нам необхідно спочатку визначити функцію $E(x)$, знаючи властивості реального кристала.

Для правильного розуміння цієї проблеми розглянемо докладно члени, що визначають E .

Такі види енергій, як енергія кристалографічної анізотропії E_k , магнітопружна енергія E_0 , можуть змінювати своє значення в різних точках кристала. Це пов'язане із точковими дефектами кристалічних решіток, з розподілом дислокацій і таке інше. У зв'язку із цим енергія доменних границь буде визначатися не тільки кристалографічним положенням границі, але, крім того, буде суттєво залежати від розташування границі в кристалі.

Немагнітні включення в границі, зменшуючи площу границі, знижують граничну енергію. Оскільки немагнітні включення в загальному випадку розподілені у феромагнетик випадково, то ця обставина також вплине на локальні коливання граничної енергії. Різного роду зміни граничної енергії, пов'язані з дефектами кристала, іноді називаються ефектом поверхневих напружень.

Якщо границя розділяє області спонтанної намагніченості, у яких легкі напрямки намагнічування, обумовлені дифузійною анізотропією або анізотропією напружень, відрізняються на деякий кут, то при зсуві границі змінюються відповідні енергії E_B і E_σ , тобто ці енергії стають функціями її положення в кристалі. Магнітостатична енергія E_p полів розсіювання також може залежати від положення границі. Це може бути пов'язано з коливаннями напрямків намагніченості внаслідок коливань легких напрямків усередині доменів. Такого роду зміни енергії, пов'язані з рухом границі, що не змінює її енергії (тобто E_{zp}), називаються об'ємними ефектами.

Різного роду поверхневі й об'ємні ефекти діють у загальному випадку спільно й складним образом. Це приводить до того, що енергія E буде являти собою деяку випадкову функцію $E(x)$, що залежить від положення x у кристалі. Ця функція зветься характеристичної функції області спонтанної намагніченості. Схематично якась частина $E(x)$ може бути представлена так, як це зображено на рис. 22,а. Рисунок 22,б показує хід першої похідної $\frac{dE}{dx}$, яка визначає рівноважне положення границі в даному полі H , x – напрямок, перпендикулярний до границі. Стійкість положення границі буде визначатися знаком другої похідної $\frac{d^2E}{dx^2}$. При $\frac{d^2E}{dx^2} < 0$ положення границі буде завжди

нестійким, незалежно від величини прикладеного поля H . При $\frac{d^2E}{dx^2} > 0$ рівновага границі буде стійкою.

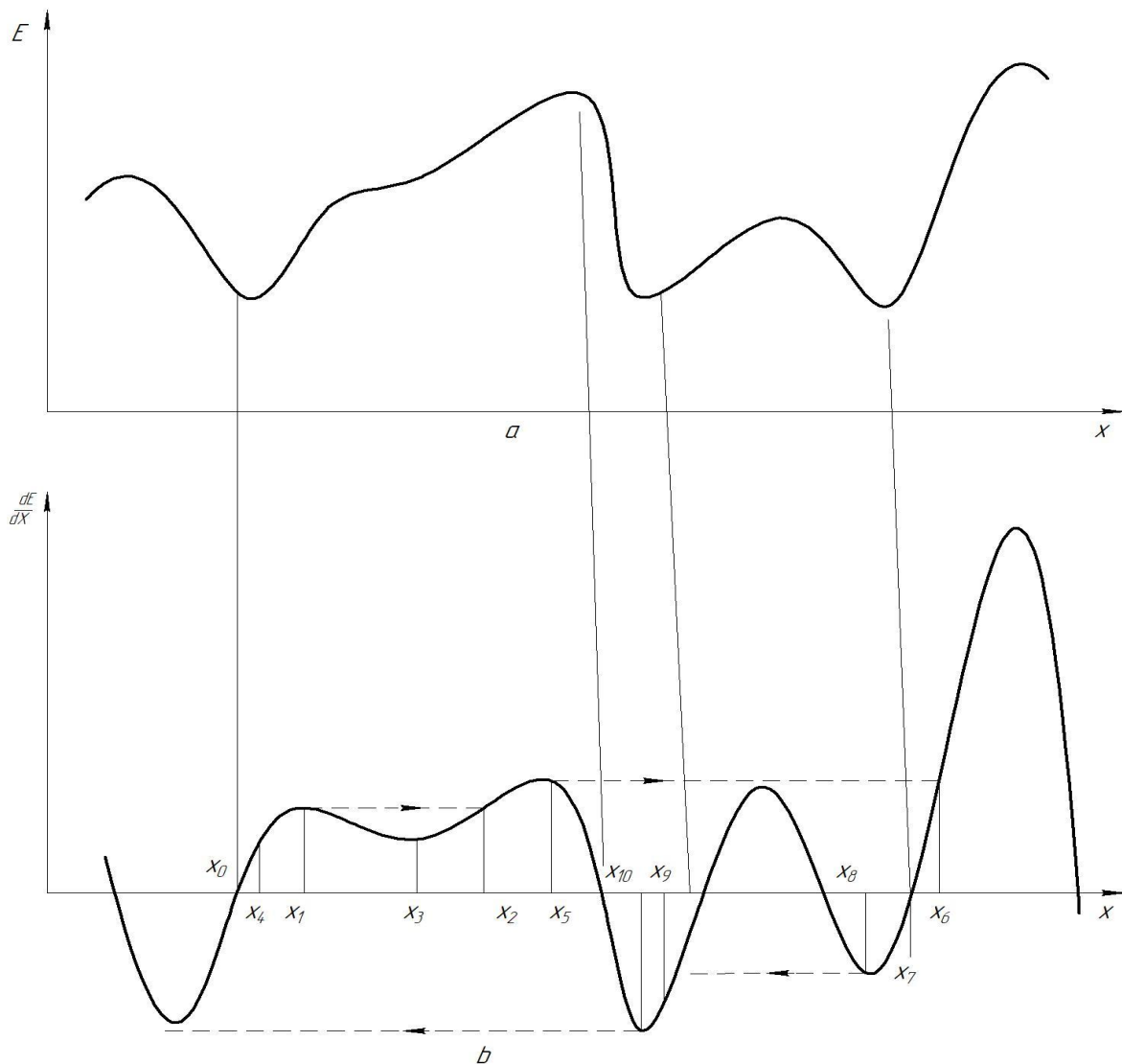


Рисунок 22 – Зміна при зсуві границі: a – енергії, b – градієнта енергії

Нехай при $H = 0$ границя (рис.22 b) перебуває в точці x_0 в положенні стійкої рівноваги: $\frac{d^2E}{dx^2} > 0$.

У деякому безупинно зростаючому полі H границя буде зворотнє зміщатися до точки x_1 . Будь-яке її положення в інтервалі $x_0 < x < x_1$ буде стійким при виконанні умов незмінності похідної. У точці x_1 похідна $\frac{dE}{dx}$ має максимум, а $\frac{d^2E}{dx^2}$ змінює знак і стає негативною.

Усі точки $x > x_1$, для яких $\frac{d^2E}{dx^2} < 0$, будуть визначати хитке положення границі. Тому границя без подальшого підвищення поля H , що відповідає $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\max}$, «стрибне» у точку x_2 , де знову будуть виконані умови стійкої рівноваги границі. Рух границі з x_1 у x_2 буде відбуватися з деякою швидкістю, яка, в основному, визначається вихровими струмами. Такий незворотний стрибок границі з x_1 у x_2 називається стрибком Баркгаузена. Якщо виключити поле H у точці x_2 , то границя мимовільно повернеться в точку x_0 . При цьому з x_2 у x_3 границя буде переміщатися зворотно, а з x_3 у x_4 – незворотно й, на решті, з x_4 у x_0 – знову зворотно. Якщо ж, навпаки, у точці x_2 побільшати поле H , то границя буде переміщатися з x_2 у x_5 зворотно, потім піде необоротний стрибок Баркгаузена з x_5 у x_6 і т.д. При вимиканні поля в x_6 границя зворотно вертається в x_7 і там залишається тому що там $\left(\frac{dE}{dx}\right) = 0$ і $\frac{d^2E}{dx^2} > 0$. В зворотньому полі границя буде переміщатися по точках x_7, x_8, x_9, x_{10} і так далі.

Мікроскопічні незворотні перегони границі приводять до макроскопічної картини «граничного тертя». Границя при вимиканні поля не вертається у початкове положення, вона зупиняється в найближчому на її шляху рівноважному положенні при $H = 0$. **Незворотні стрибки границі є основною причиною гістерезису.**

Поле $H_0(x)$, відповідне до максимального значення похідної, називається критичним полем:

$$H_0(x) = \frac{1}{2 \cdot I_s \cdot L^2 \cdot \cos \varphi} \cdot \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\max}.$$

Критичні поля доменів, усереднені за всім зразком, дають найважливішу характеристику кривої намагнічування, коерцитивну силу:

$$H_C = \sqrt{\vec{H}_{0\max}^2}.$$

Численні експериментальні дані повністю підтверджують розвинені вище висновки про переміщення доменних границь.

Слід віддавати собі звіт у тому, що рух якої-небудь границі не може відбуватися незалежно від руху інших границь у зразку. Тому процес намагнічування зразка являє собою складну картину взаємодій, що підкорюються статистичним закономірностям.

Різного роду дефекти кристалічних решіток, як правило, є перешкодою для руху доменних границь. Спостерігаються різні види дефектів у різних феромагнетиках: у чистих металах, в ізоморфних кристалах і багатофазних речовинах. Однак, деякі дефекти чистих металів, такі, як, наприклад, локальні коливання напружень, безумовно, мають місце й в ізоморфних кристалах і багатофазних речовинах.

7.8. Зсув границь у реальних кристалах

Чисті метали. У металах зсуву доменних границь перешкоджають найбільше локальні коливання внутрішніх напружень по величині й по напрямку (в околиці дислокацій). Перешкоди для зсуву границь створюють також локальні коливання осей легкого намагнічування, обумовлених кристалографічною анізотропією. Обоє ці види перешкод приводять до коливань напрямків спонтанної намагніченості в доменах, а також викликають внутрішні поля розсіювання. Ці типи перешкод ставляться до об'ємних ефектів у ферромагнетику.

Теорія «граничного тертя» (оскільки доменна границя при своєму русі зустрічає перешкоди, що її затримують, то це можна вподібнити тертю, яке випробовує границя при русі), обумовленого зміною граничної енергії внаслідок локально мінливих внутрішніх напружень, була створена Кондорським [14].

Розглянемо найпростіший випадок 180° -границі. Нехай напруга σ може змінюватися тільки в напрямку руху границі x . Під σ розуміється різниця напружень $\left(\sigma = \sigma_1 - \frac{1}{2} \cdot (\sigma_2 - \sigma_3)\right)$ у точці x границі $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ – величини напружень по трьом головним осям еліпсоїда напруги. Обмежимося випадком, коли середня «довжина хвилі» l коливань напружень велика в порівнянні з товщиною границі δ . Магнітострикцію покладемо ізотропною ($\lambda_{ijk} = \lambda_s$).

При наявності напружень щільність енергії 180° -границі дається рівнянням:

$$\delta = \sqrt{\frac{A}{a \cdot \left(K_1 + \frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma\right)}}.$$

Енергію 180° -границі можна записати в такий спосіб:

$$E_{ep} = 2 \cdot \left(K_1 + \frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma(x)\right) \cdot \delta S.$$

Знайдемо похідну E_{ep} по x :

$$\frac{dE_{ep}}{dx} = 3 \cdot \lambda_s \cdot \delta \cdot \frac{d\sigma}{dx} \cdot S.$$

Допустимо, що енергія границі є повною енергією ферромагнетику. Тоді, беручи до уваги, що площа границі рівна L^2 , одержимо рівняння:

$$H(x) = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_s \cdot \delta}{I_s \cos \varphi} \cdot \frac{d\sigma}{dx},$$

яке є основним у теорії напружень Кондорського. Обравши похідну $\left(\frac{d\sigma}{dx}\right)_{\max}$

, ми одержимо вираз для критичного поля H_0 . Усереднення по H_0 дає формулу для коерцитивної сили H_c .

Границя при своєму русі може взаємодіяти з дислокацією. Якщо магнітострикція матеріалу не дорівнює нулю, то взаємодія між доменною границею й дислокацією носить пружний характер. У роботі [14] розглянута паралельна східчаста дислокація з постійним вектором Бюргерса й лінійною відстанню l (l у недеформованих кристалах має порядок 10^{-4} см). Було показано, що при взаємодії такої дислокації з 180° -границею на кожний квадратний сантиметр границі діє сила, рівна P_y/l :

$$P_y = \frac{3}{4} \cdot \lambda_s \cdot G \cdot b \cdot \left(\cos \left(2 \operatorname{arccctg} \left(\sqrt{\frac{5}{8}} \operatorname{sh} \left(\frac{y}{\delta} \right) \right) \right) - 1 \right),$$

де G – модуль зрушення, b – сила дислокації, y – зміщення границі у напрямку її руху, δ – товщина границі.

Сила P_y/l дорівнює негативному градієнту потенційної енергії, тобто

$$\frac{P_y}{l} = - \frac{dE}{dy}.$$

Тому для границі площею L_2 одержимо:

$$H_y = \frac{P_y}{(\beta_1 - \beta_2) \cdot l \cdot I_s}$$

де β_1, β_2 – косинуси кутів між напрямком поля й намагніченістю по обидва боки границі.

На рис. 23 представлена залежність нормованої сили від нормованої координати $\frac{y}{\delta}$. При $y = 0$, сила P_y має максимальне значення:

$$P_{y\max} = \frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot G \cdot b$$

Границя, що рухається з $y = -\infty$ до точки $y = 0$, зміщується зворотно, а далі при $v > 0$ її зсув відбувається незворотно.

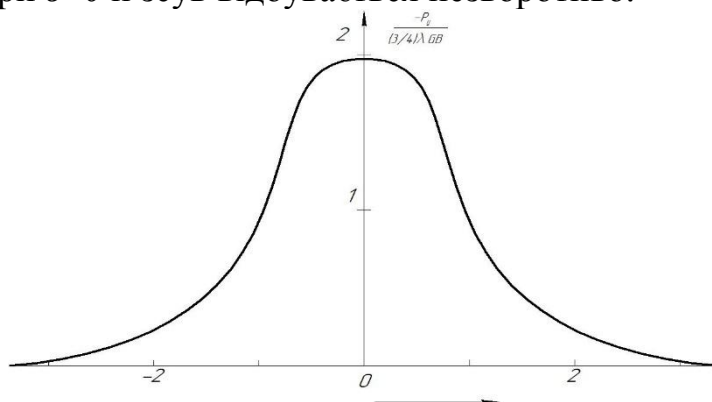


Рисунок 23 – Залежність нормованої сили від нормованої координати при взаємодії доменної границі з дислокацією

7.9. Зсув границь у матеріалах з орієнтованими надструктурами

Якщо енергія кристалографічної анізотропії мала в порівнянні з дифузійною ($K_1 < K_D$), то процеси намагнічування практично будуть визначатися енергією дифузійної анізотропії. При зсуві границі в речовині з більшими значеннями K_D енергія границі буде зростати.

Неель розглянув ті енергетичні зміни, які вносять атоми вуглецю, що впроваджуються в α -залізо. Енергетично вигідні місця для впроваджених атомів вуглецю перебувають у центрі ребер кубічних просторово-центрованих решітках α -заліза. Утворюється ланцюжок Fe-C-Fe атомів, які можуть бути розташовані в кубічних решітках у трьох рівноправних напрямках. Однак, наявність спонтанної намагніченості робить ці напрямки енергетично нерівноцінними. При температурі, досить високій для протікання дифузійних процесів, у результаті міграції С-атомів в енергетично кращі місця, положення доменної границі стабілізується, утворюється так званий близький порядок. При зниженні температури близький порядок (або орієнтовані надструктури) «заморожується», і для зсуву границі буде потрібна більша енергія, ніж під час відсутності порядку.

Якщо 90° - або 180° -границя зміщається з деякого рівноважного положення $x = 0$ до $x = x_1$, то їх енергії згідно з розрахунками Нееля зростуть таким чином (рис. 24):

для 90° -границі:

$$e(x_1) = \varepsilon_N \cdot \delta_0 \cdot \left(\frac{x_1}{\delta_0} \cdot \operatorname{cth} \left(\frac{x_1}{\delta_0} \right) - 1 \right),$$

для 180° -границі:

$$e(x_1) = 2 \cdot \varepsilon_N \cdot \delta_0 \cdot \left(\frac{\frac{x_1}{\delta_0} \cdot \operatorname{cth} \left(\frac{x_1}{\delta_0} \right) - \ln \left(\frac{1}{g^2} \right)}{1 - \frac{1}{4} \cdot g^4 \cdot \operatorname{ch} \left(\frac{x_1}{\delta_0} \right)} + \ln \left(\frac{1}{g^2} \right) - 1 \right),$$

де: $\varepsilon_N = \frac{E_N^2 \cdot n_0}{3 \cdot k \cdot T}$, $n_0 = \frac{C \cdot L}{V_A}$ це число атомів вуглецю в 1 см^3 (C – концентрація атомів, L – число Лошмідта, V_A – обсяг атома), g – коефіцієнт, що характеризує стан атомів речовини, для заліза $\sim$ рівний $4 \cdot 10^{-2}$.

Якщо зсув границь малий, то:

для 90° -границі:

$$e(x_1) = \frac{1}{3} \cdot \varepsilon_N \cdot \delta_0 \cdot \left(\frac{x_1}{\delta_0} \right)^2,$$

для 180° -границі:

$$e(x_1) = \frac{2}{3} \cdot \varepsilon_N \cdot \delta_0 \cdot \left(\frac{x_1}{\delta_0} \right)^2,$$

і одержуємо вираження для магнітного поля, необхідного для зсуву 90° -гранниці в точку x_1 :

$$H(x_1) = \frac{1}{I_s} \cdot \frac{de(x_1)}{dx_1} = \frac{e_N}{I_s} \cdot \frac{\operatorname{sh}\left(2 \cdot \frac{x_1}{\delta_0}\right) - 2 \cdot \left(\frac{x_1}{\delta_0}\right)}{\operatorname{ch}\left(2 \cdot \frac{x_1}{\delta_0}\right) - 1}.$$

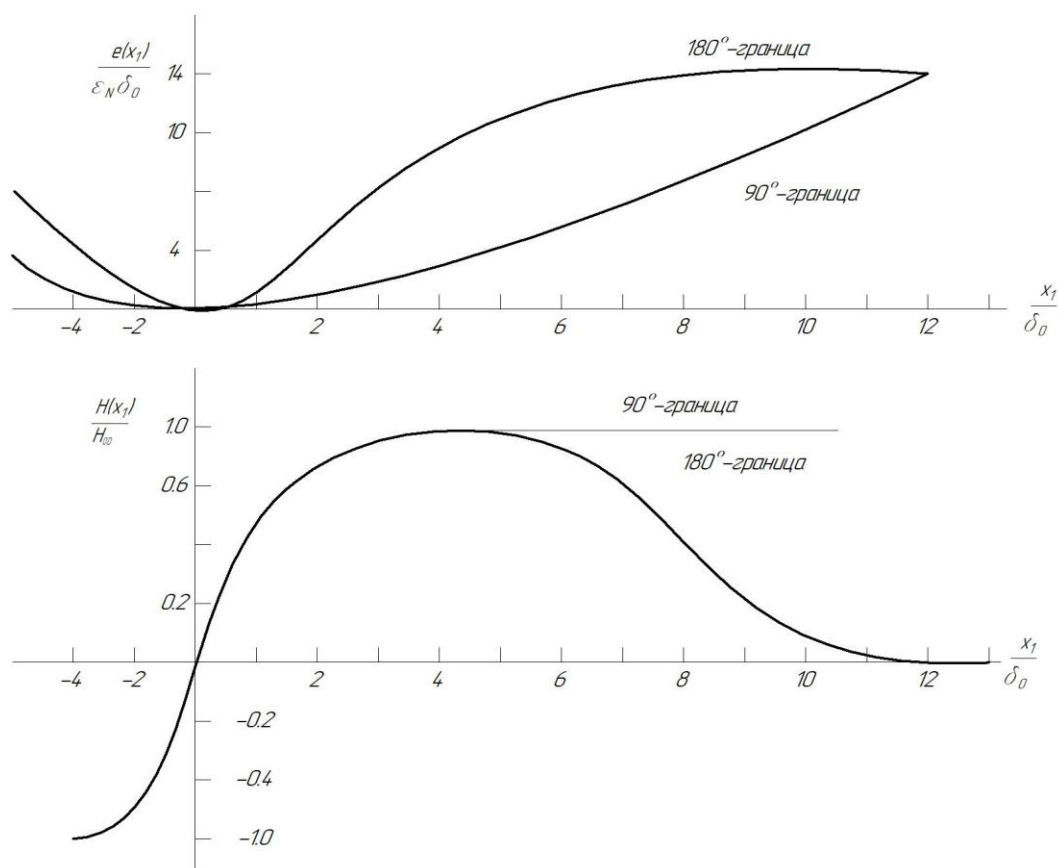


Рисунок 24 – Зміна енергії дифузійної анізотропії (а) і поля анізотропії (б) при зсуві доменних границь

У результаті виходить вираження для критичного поля:

$$H_0(x_1) = H_{0D} = \frac{\varepsilon_N}{I_s}.$$

7.10. Зсув границь у гетерогенних речовинах

Розглянемо найпростіші, але практично дуже важливі гетерогенні речовини, що полягають із двох фаз. Одна фаза – феромагнітна, інша – неферомагнітна. Тут можуть бути два екстремальні випадки. У неферомагнітній матриці зацементовані дрібні феромагнітні зерна з однієї областю спонтан-

ної намагніченості (однодоменні). Цей випадок ми розглянемо пізніше. І інший випадок, коли у феромагнітній матриці зустрічаються неферомагнітні включення.

Порушимо питання, як у другому випадку зміниться рух доменних границь, або, точніше, як буде змінюватися вільна енергія феромагнетику при наявності немагнітних включень залежно від положення доменних границь щодо цих включень. Якщо включення з діаметром $d < \delta$ (товщина доменної границі) перебуває поза границею, в домені, що намагнічений однорідно, то воно утворює магнітний диполь (рис. 25,а). Вільна енергія в цьому випадку буде дорівнювати енергії границі плюс магнітостатична енергія диполя. Якщо ж включення перебуває усередині доменної границі (рис. 25,б,в), то його магнітостатична енергія буде складатися з дипольної й квадрупольної частин і буде менше, ніж енергія диполя. А енергія границі при цьому зменшується, тому що включення зменшує площу границі.

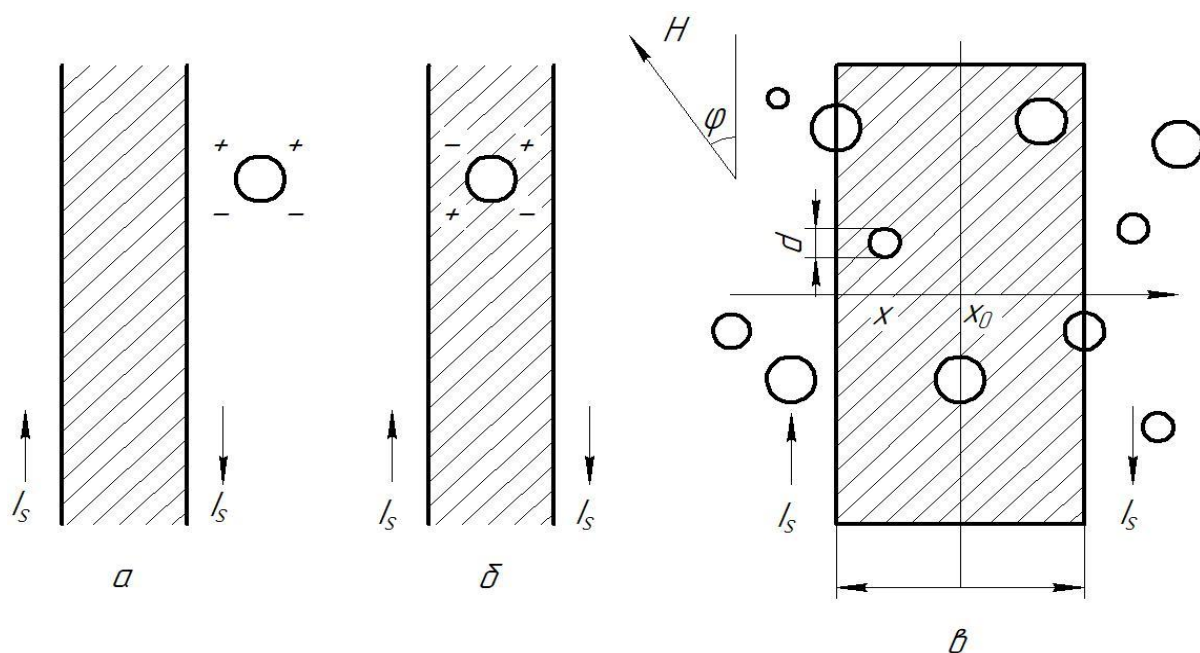


Рисунок 25 – Схема включення магнітних полів: а – немагнітне включення поза доменною границею; б и в – одне або кілька включень у границі домену, відповідно

Отже, повна енергія буде найменшою, якщо включення з $d < \delta$ розташовується в границі. Границя, таким чином, закріплюється на неферомагнітному включенні. Положення границі буде стабільним у тому місці, де буде більше включень.

Якщо ж лінійні розміри включень більше товщини границі $d \gg \delta$, тоді на включеннях утворюються вторинні доменні структури, які зменшують

магнітостатичну енергію включень. Енергія вторинних структур залежить від положення доменних границь.

Найбільш повно кількісні співвідношення між числом і розмірами включень і початковою проникністю (а також коерцитивною силою) були встановлені в 1943 р. Керстеном [14]. Його теорія одержав назву теорії включень. Теорія взаємодій між вторинними структурами й доменними границями була розвинена Кондорським.

У загальному випадку для кульових включень будь-яких розмірів отримана наступна умова рівноваги 180° - доменної границі в деякому полі H (рис. 25 в):

$$2 \cdot H(x_0) \cdot I_s \cdot \cos(\varphi \cdot L^2) = \sum_i \frac{\partial q(x_i - x_0)}{\partial x_0}.$$

Тут H – рівноважне значення поля, $q(x_i - x_0)$ – деяка функція, яка враховує зниження енергії границі при її взаємодії з i -м включенням, φ – кут між H и I_s . У загальному випадку функцію $q(x_i - x_0)$ розрахувати неможливо.

В екстремальних випадках отримані наступні значення для $q(x_i - x_0)$.

Для $d \gg \delta$:

$$q(x - x_0) = \frac{5 \cdot \pi}{144} \cdot V \cdot I_s^2 \cdot d^2 \cdot \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2,$$

де $V = \frac{\pi \cdot d^3}{6}$ – обсяг включення, Φ – кут між I_s і напрямком, що перпендикулярний до границі.

При $d \ll \delta$ на включеннях утворюються вторинні структури, завдяки яким магнітостатична енергія практично стає рівною нулю, і з цими вторинними структурами взаємодіє доменна границя. Для критичного поля в цьому випадку розрахунки дають наступний вираз:

$$H_0 = \frac{\pi \cdot \vec{e}_{gp90}}{\sqrt{2} \cdot I_s \cdot d} \cdot \sqrt[3]{\alpha^2},$$

де: $\vec{e}_{gp90}$ – енергія 90° -границі, α – частина обсягу границі, займана включеннями:

$$\alpha = \frac{n \cdot \pi \cdot d^3}{6},$$

де. n – середнє число включень в 1 см^3 .

Практичне застосування формули для H_0 дуже обмежене, тому що вона отримана для правильного розподілу включень у кубічних решітках кристала. На закінчення відзначимо, що доменні границі при своєму русі можуть викривлятися. Облік скривлення доменних границь дуже важливий у малих полях для розрахунків початкової магнітної сприйнятливості.

7.11. Процеси перемагнічування

У досить сильному магнітному полі $H \geq H_s$ (H_s – поле насичення) монокристал, або полікристалічний феромагнетик, намагнічені до насичення у напрямку поля. При зменшенні магнітного поля насамперед починаються процеси обертання. Вектори I_s монокристала або окремих кристалітів полікристала починають повертатися, орієнтуючись уздовж найближчих осей легкого намагнічування. Подальше перемагнічування феромагнетику відбувається шляхом зсуву границь між доменами. Для того, щоб відбулося перемагнічування домену, необхідно, щоб у ньому утворювався «зародок» перемагнічування. Поняття зародків перемагнічування аналогічно зародкам, розглянутим у термодинаміці при фазових переходах першого роду (зародки кристалів у розплаві, утвір крапель у пересиченій парі й т.п.).

Висуваються наступні можливі причини утвору зародків перемагнічування.

1. У феромагнетику навіть у полях насичення H_s залишаються невеликі ділянки доменів з орієнтацією I_s протилежною H_s .

2. Поля поверхні зразка, що розмагнічують, а також внутрішні поля розсіювання, що обумовлені неферомагнітними включеннями й порожнечами, можуть сприяти утвору зародків.

3. До утвору зародків можуть привести теплові флуктуації.

Перемагнічування здійснюється в тому випадку, якщо зародки перемагнічування будуть досить великі, більші критичних розмірів. А якщо ні, то зародки, що утворювалися, термодинамічно нестійкі й можуть «випаровуватися» у початкову фазу.

Незворотні процеси зсуву границь між доменами приводять до появи залишкової намагніченості і є причиною магнітного гістерезису.

До незворотного намагнічування й гістерезису можуть привести також процеси обертання вектора I_s . У безкінечному феромагнетику, що не має магнітної анізотропії, спонтанна намагніченість I_s буде орієнтуватися уздовж будь-якого малого зовнішнього поля. При зміні знака поля на протилежний I_s також відразу змінить свій знак. Петля гістерезису в такому феромагнетику буде відсутня. Якщо зразок має кінцеві розміри й неізометричну форму, то з'являється анізотропія форми, яка приводить до гістерезису. При зміні знака поля намагніченість тільки тоді займе протилежний напрямок, коли величина протилежно спрямованого поля досягне деякого значення H_0 (критичне поле). Поле H_0 повинне бути таким, щоб енергія зразка в зовнішньому магнітному полі перевершила по величині енергію анізотропії форми. Інакше кажучи, анізотропія форми створює потенційний бар'єр для I_s , і цей бар'єр буде переборений тільки в досить великому по величині протилежному полі H_0 . Отже, при наявності анізотропії форми намагніченість уже не впливає відразу за змінами магнітного поля. Вона змінює свій напрямок

стрибком при $H \geq H_0$. У цьому випадку має місце магнітний гістерезис, обумовлений незворотним обертанням спонтанної намагніченості.

Вочевидь, що в матеріалах із кристалографічною анізотропією й анізотропією напружень є ще більші можливості для гістерезису. Найбільш розвинені явища незворотного намагнічування й, отже, гістерезису в анізотропних неоднорідних феромагнетиках при наявності процесів зсуву границь між доменами.

Наявність зовнішнього магнітного поля також, звичайно, приводить до анізотропії з одним напрямком легкого намагнічування. У міру збільшення напруженості поля, цей напрямок стає усе більш кращим. Незворотні зміни намагніченості, що приводять до гістерезису, є наслідком зміни магнітної анізотропії, викликані тими або іншими причинами, у тому числі впливом магнітного поля.

Згідно з розробками Кондорського, можна вказати три різні механізми гістерезису.

1. Гістерезис, обумовлений незворотним обертанням феромагнітних зерен. Він здійснюється в тому випадку, коли утруднено утворення зародків перемагнічування. Наприклад, такий гістерезис можна спостерігати в конгломераті однодомених феромагнітних зерен, зацементованих у неферомагнітну матрицю.

2. Гістерезис, викликаний затримкою росту зародків перемагнічування. Цей вид гістерезису спостерігається в однорідних матеріалах з однією віссю легкого намагнічування. Затримка росту зародків пов'язана з необхідністю витрати роботи на збільшення поверхні зародків.

3. Гістерезис, обумовлений затримкою зсуву границь між доменами. Ці затримки викликаються місцевими неоднорідностями матеріалу.

У реальних феромагнетиках гістерезис тією чи іншою мірою обумовлений усіма трьома причинами.

У зв'язку з тим, що для процесу незворотного зсуву границь необхідні зародки перемагнічування, то для незворотного зсуву потрібні поля, трохи більші критичного H_0 . Швидкість руху границі при її незворотному зсуві можна описати рівнянням [14]:

$$V = A \cdot (H - H_0) ,$$

де: H – діюче зовнішнє поле, H_0 – критичне поле, A – деяка постійна.

Мінімальне зовнішнє поле $H_S > H_0$, при якому починається необоротний рух границі (стрибок Баркгаузена), називається полем старту. Поле старту H_S потрібне тільки для початку руху границі. Якщо її необоротний рух почався, то надалі він може тривати при зовнішньому полі $H_S = H_0$.

Іноді різниця полів $(H_S - H_0)$ трактується як захід енергії, необхідної для початку появи зародка.

7.12. Залишкова намагніченість

При намагнічуванні феромагнетику відбуваються як зворотні, так і незворотні процеси намагнічування. Тому, при зменшенні напруженості поля, що намагнічує, крива $I(H)$ не збігається із кривою $I(H)$, отриманою в зростаючому полі. При зниженні поля від $H=H_m$ до $H=0$ у феромагнетику залишається намагніченість I_R , називана залишковою намагніченістю. Якщо $H_m = H_0$ (нулі насичення), то в полі $H=0$ створюється залишкова намагніченість насичення I_R . Залишкова індукція $B_R = 4\pi \cdot I_R$. Дійсне значення залишкової намагніченості вдається виміряти тільки під час відсутності фактора, що розмагнічує ($N=0$). При $N \neq 0$ створюється занижене значення залишкової намагніченості, що здається.

Відносну залишкову намагніченість $j_R = \frac{I_R}{I_S}$ можна підрахувати по формулі:

$$j_R = \frac{1}{V} \cdot \int_0^\pi v \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi d\varphi ,$$

де: V – обсяг зразка, v – сумарний обсяг усіх доменів у зразку, φ – кут, який становить напрямок I_S у даній точці після відключення поля з напрямком поля насичення.

У найпростішому випадку рівномірного сферичного розподілу осей найлегшого намагнічування можна вважати, що після впливу $H = HS$ і його зменшення до 0 напрямки I_S доменів будуть рівномірно розподілені в півсфері. За умови $v = V$ для $0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$ й $v = 0$ для $\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \pi$ одержуємо $j_R = 0,5$.

Умови, при яких справедливо останнє твердження здійснюються в речовинах з дуже сильними, хаотично розподіленими внутрішніми напруженнями або в полікристалах, що полягають із зерен з одноосьовою анізотропією, осі якої орієнтовані випадково.

Під час відсутності поля, що розмагнічує, у речовинах кубічної симетрії з перевагою кристалографічної анізотропії над іншими видами анізотропії, по даним Кнеллера, виходять наступні j_R значення :

$$j_R \approx 0,839 \text{ для } K_1 > 0, \text{ легкого напрямку [14],}$$

$$j_R \approx 0,866 \text{ для } K_1 < 0, \text{ легкого напрямку [14].}$$

У реальних речовинах з кубічною симетрією (залізо, нікель) спостерігаються занижені значення j_R ($< 0,5$), що пояснюється впливом фактору, що розмагнічує.

Істотний вплив на величину j_R виявляє утворення дифузійної анізотропії при охолодженні речовини від високих температур у магнітному полі. Наприклад, після охолодження в магнітному полі фериту $(1-x)\text{CoOFe}_2\text{O}_3$, що

має кубічну симетрію, було отримано $j_R = 0,84$. Виміри I_R проводилися в інтервалі температур між 200°K і 290°K . Таке значення отримано внаслідок утвору дифузійної анізотропії. Це доводить тим, що при охолодженні того ж зразка під час відсутності поля отримано значення $j_R \approx 0,5$.

У теперішній час можна вважати твердо встановленим, що у квазіізотропних речовинах (полікристали з хаотичним орієнтуванням зерен і т.п.), якщо тільки в них не виділені кращі напрямки намагнічування (наприклад, за рахунок утворення дифузійної анізотропії), дійсна залишкова намагніченість насичення I_R рівна приблизно половині намагніченості насичення I_S .

Відхилення від значення $I_R = \frac{I_S}{2}$ пов'язані з різними причинами.

Основні причини підвищених значень залишкової намагніченості наступні [5].

1. Зовнішні напруження розтягання, прикладені в напрямку намагнічування в матеріалах з позитивною магнітострикцією (наприклад, пермалой з Ni не менш 81 %).

2. Зовнішні напруження стиску в матеріалах з негативною магнітострикцією (наприклад, нікель).

3. Утвір дифузійної анізотропії при охолодженні речовини в магнітному полі (при намагнічуванні по осі анізотропії).

4. Орієнтація зерен (текстура) по певному напрямкові.

При $j_R \approx 1$ петля гістерезису має прямокутну форму.

Причини, що приводять до зниження значень $j_R \approx 1$:

- зовнішні напруги стиску в речовинах з $\lambda > 0$;
- зовнішні напруги розтягання в речовинах $\lambda < 0$;
- високі значення внутрішнього фактора, що розмагнічує, N ;
- орієнтовані надструктури, що приводять до стабілізації векторів I_S при повільному охолодженні у відсутності магнітного поля.

7.13. Вплив температур і тисків на залишкову намагніченість

З підвищенням температури спонтанна намагніченість I_S і разом з нею внутрішнє поле, що розмагнічує, зменшуються. У більшості матеріалів зменшуються також кристалографічна анізотропія й магнітострикція, а, отже, стають менше перешкоди для зсуву доменних границь. Тому у квазіізотропних матеріалах температурна залежність I_R , в основному, подібна температурній залежності I_S .

Під дією внутрішнього поля, що розмагнічує, при нагріванні в деяких випадках можлива зміна знака I_R . Залишкова намагніченість вуглецевої сталі із включеннями карбиду (Fe_3C) при нагріванні дуже швидко зменшувалася й близько 200°C перетерплювала самоперевернення (ставала негативною). Цей ефект пояснюється намагнічуванням магнітом'якого α -заліза в

полі, що розмагнічує, магнітожорстких частинок Fe_3C . Вище температури Кюрі карбіду 213°C залишалася тільки негативна намагніченість α -заліза.

При впливі механічних напружень на феромагнетик з $I = 0$ (розмагнічений стан) у ньому не відбувається зміни намагніченості, тому що в полі анізотропії напружень антипаралельні напрямки намагніченості енергетично рівноцінні. Якщо ж у зразку присутня намагніченість $I \neq 0$, то під дією механічних напружень, за умови відмінної від нуля магнітострикції, намагніченість зразка змінюється. У випадку зовнішніх напружень розтягання при позитивній магнітострикції відбувається збільшення, при негативній магнітострикції – зменшення намагніченості.

Розрахуємо викликані напруженнями зміни намагніченості для матеріалу з більшими по величині нерегулярними внутрішніми напруженнями.

Покладемо, що кристалографічна анізотропія мала в порівнянні з анізотропією напружень. Нехай доменна структура відсутня, намагніченість змінюється тільки за рахунок обертання вектора I_s . Магнітострикція позитивна й ізотропна. Нехай ψ – кут між зовнішньою напругою σ і результирующим внутрішнім напруженням у деякій точці феромагнітного матеріалу, φ – кут між σ і I_s (рис. 26).

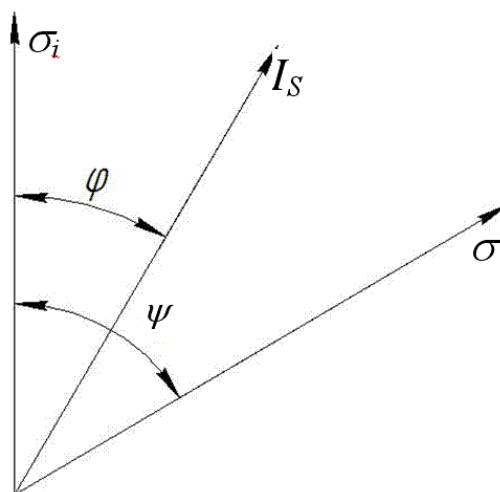


Рисунок 26 – До розрахунків зміни залишкової намагніченості під дією зовнішніх напружень

Щільність енергії напружень у цьому випадку виразиться так:

$$F_\sigma = -\frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma_i \cdot \cos^2 \varphi - \frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma_i \cdot \cos^2 (\psi - \varphi) .$$

Рівноважне положення I_s , як звичайно, знаходять із умови:

$$\frac{\partial F_\sigma}{\partial \varphi} = \frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot (\sigma_i \cdot \sin 2\varphi - \sigma \cdot \sin(\psi - \varphi)) ,$$

або:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{\frac{\sigma}{\sigma_i} \cdot \sin 2\psi}{1 + \frac{\sigma}{\sigma_i} \cdot \cos 2\psi}.$$

Коли зовнішні напруження σ малі в порівнянні із внутрішніми σ_i , тоді членом $\frac{\sigma}{\sigma_i} \cdot \cos 2\psi$ у знаменнику можна зневажити. При цьому, намагніченість I_S буде повертатися на малий кут φ з її початкового положення, що збігається з σ_i . Під час відсутності зовнішніх напружень:

$$\varphi = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma}{\sigma_i} \cdot \sin 2\psi = \frac{\sigma}{\sigma_i} \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi,$$

тут прийнято $\operatorname{tg} 2\varphi \approx 2\varphi$.

Компонента намагніченості в напрямку зовнішньої напруги σ буде $I = I_S \cos(\psi - \varphi)$. При зміні σ вона буде змінюватися за законом:

$$\left(\frac{dI}{d\sigma} \right)_{\sigma \rightarrow 0} = \left(\frac{d \cos(\psi - \varphi)}{d\sigma} \right)_{\varphi \rightarrow 0} \approx \frac{I_S}{\sigma_i} \cdot \sin^2 \psi \cdot \cos \psi.$$

Припустимо, що у ферромагнетику є тільки залишкова намагніченість (I_R). Напрямки I_S при цьому ізотропно розподіляються в півсфері. Тоді, щоб одержати зміну повної I_R , потрібно усереднити по півсфері. Одержимо:

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \psi \cdot \cos \psi \cdot \sin \psi d\psi = \overline{\sin^2 \psi \cdot \cos \psi},$$

або після інтегрування:

$$\overline{\sin^2 \psi \cdot \cos \psi} = \frac{1}{4},$$

і, отже:

$$\left(\frac{dI_R}{d\sigma} \right)_{\sigma \rightarrow 0} = \frac{1}{4} \cdot I_S \cdot \left| \frac{1}{\sigma_i} \right|.$$

Виразимо через початкову сприйнятливість [14]:

$$\kappa_0 = \frac{2}{9} \cdot \frac{I_S^2}{\lambda_S} \cdot \left| \frac{1}{\sigma_i} \right|.$$

Одержимо:

$$\left(\frac{dI_R}{d\sigma} \right)_{\sigma \rightarrow 0} = \frac{9}{8} \cdot \frac{\lambda_S}{I_S} \cdot \kappa_0.$$

Лінійний зв'язок між зміною I_R і початковою сприйнятливістю κ_0 неодноразово підтверджувалася експериментально на пластично деформованих нікелевих дротах [14] і на інших ферромагнітних матеріалах.

У випадку переваги кристалографічної анізотропії над анізотропією напружень намагніченість змінюється шляхом зсуву границь. Розрахунки для зсуву границь також установлюють пряму пропорційність між $dI_R/d\sigma$ та κ_0 . Рівняння для цього випадку відрізняється тільки числовим множником.

7.14. Коерцитивна сила

Перемагнічування більших кристалів здійснюється зсувом границь і обертанням I_S . У цьому випадку перемагнічування буде залежати від дефектів кристалічних решіток, магнітної анізотропії й магнітострикції. Під час відсутності решіток кристалографічна анізотропія не може бути на перешкоді для зсуву границь, тому що при цьому вектори I_S , доменів не змінюють своїх кристалографічних напрямків. Дефекти решіток приводять до того, що константи анізотропії, так само як і напрямку легкого намагнічування, у ферромагнітному кристалі змінюються від точки до точки. За таких умов зсув границь стає процесом, що залежать від локальних змін кристалографічної анізотропії. Аналогічною є справа з анізотропією напружень і дифузійною анізотропією. Крім того, зсув границь буде залежати від магнітостатичної енергії немагнітних включень і порожнеч.

Для процесів перемагнічування за рахунок зсуву границь важлива наявність зародків перемагнічування. При теоретичному розгляді передбачається, що завжди є достатнє число спонтанних зародків, що утворювалися, у полях, близьких по величині до значення коерцитивної сили H_C .

Коерцитивна сила дорівнює максимальним значенням критичного поля, усередненим по всьому обсягу ферромагнітного зразка:

$$H_C = \sqrt{H_{0\max}^2}.$$

Для плоскої границі коерцитивну силу можна виразити в такий спосіб:

$$H_C = \frac{1}{2 \cdot L^2 \cdot I_S} \cdot \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \varphi} \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\max}^2}.$$

Якщо границя скривлена, то слід користуватися більш загальним виразом:

$$H_C = \frac{1}{2 \cdot I_S} \cdot \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \varphi} \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\max}^2}.$$

де V – обсяг границі. Риса зверху, як і скрізь, позначає усереднення.

У чистих металах і сплавах без близького порядку основною причиною гістерезису є внутрішні напруження. Відповідно до цього, згідно з теорією напружень Е. І. Кондорського, коерцитивна сила виражається в такий спосіб:

$$H_C = p \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_s}{I_s} \cdot |\overline{\sigma_i}|,$$

де $p = \frac{3 \cdot \delta}{1 + \frac{\delta}{l}}$; тут δ – товщина границі, l – довжина хвилі (ширина) бар'єра

напружень; тут для $l \gg \delta$ й $l \ll \delta$, через $|\overline{\sigma_i}|$ позначений середній модуль внутрішніх напружень.

Як правило, фактор $p < 1$, при $p \approx 1$ одержуємо максимально можливу величину коерцитивної сили для розглянутого випадку:

$$H_{C_{\max}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_s}{I_s} \cdot |\overline{\sigma_i}|.$$

Таке значення H_C відповідає перемагнічуванню кожного домена за рахунок процесів обертання, границі при цьому нерухливі. Для нікелю $\lambda_s = 36 \cdot 10^{-6}$, $I_s = 500$ СГСЕ, $|\sigma| = 5 \cdot 10^8$ дин/см². При таких початкових даних отримуємо $H_{C_{\max}} \sim 50 E$. Експериментальні результати дають максимальні значення H_C біля $40 E$. Більш загальні розрахунки з урахуванням внутрішніх полів розсіювання дали результати:

для слабо напруженого матеріалу ($\lambda_s \cdot \sigma \ll K$):

$$H_C = \frac{3}{5 \cdot \pi} \cdot \frac{v \cdot \lambda_s \cdot \sigma}{I_s} \cdot \left(1,386 + \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{2 \cdot \pi \cdot I_s^2}{K} \right),$$

для сильно напруженого матеріалу ($\lambda_s \cdot \sigma \gg K$):

$$H_C = 1,035 \cdot \frac{v \cdot \lambda_s \cdot \sigma}{I_s} \cdot \left(1,386 + \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{6,81 \cdot I_s^2}{\frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma} \right).$$

Тут v – напружена частина обсягу зразка із середнім значенням напружень σ , $K = K_1$ для легких напрямків й $K = \frac{2}{3} K_1$, для важких напрямків. Величини K_1 і K_2 перша й друга константи анізотропії.

Взагалі для кількісного розрахунків коерцитивної сили, яка викликана напруженнями, потрібне знання мікропроцесів, що приводять до виникнення напружень. По сучасних уявленнях внутрішні напруження викликаються, в основному, певним видом дефектів кристалічних решіток, так званими дислокаціями, які у великій кількості вже присутні в недеформованому кристалі. При пружній деформації їх число зростає.

При нерівній нулю магнітострикції кожна доменна границя має власне поле напружень. При своєму русі границя взаємодіє з полем напружень дислокації. По розрахунках Вісени, у найпростішому випадку статистично розподілених ліній дислокацій виходить наступне значення коерцитивної сили:

$$H_C = \frac{\sqrt{N} \cdot \delta \cdot P_{y \max}}{2 \cdot l_s \cdot L} \cdot \sqrt{\frac{L}{l}} ,$$

де: $P_{y \max}$ визначається раніше (див. зсув границь у кристалах в п. 7.8); N – щільність ліній дислокацій в 1 см^2 , δ – товщина границі й L – лінійний розмір домену.

Підставимо значення $P_{y \max}$, одержимо:

$$H_C = c \cdot \frac{\sqrt{N} \cdot \delta \cdot \lambda_s \cdot G \cdot b}{2 \cdot l_s \cdot L} \cdot \sqrt{\frac{L}{\delta}} ,$$

де c – числовий фактор порядку I , G – модуль зрушення, b – сила дислокації.

У речовинах з немагнітними включеннями значення коерцитивної сили визначаються числом немагнітних кулястих включень n діаметром d , статистично розподілених в 1 см^3 . Залежно від співвідношення d і товщини границі δ , здійснюються різні механізми зсуву границь.

Без обліку полів розсіювання виходить наступне значення H_C для $d \ll \delta$:

$$H_C \approx 2,8 \cdot \frac{e_{zp180}}{I_s \cdot L} \cdot \sqrt{\left(\frac{d}{\delta}\right)^3 \cdot \alpha \cdot \ln \frac{2 \cdot L}{\delta}} ,$$

де: α – середній обсяг включень $\alpha = \frac{n \cdot \pi \cdot d^3}{6}$, e_{zp180} – енергія 180° -границі.

З урахуванням полів розсіювання:

$$H_C \approx 2,8 \cdot \frac{I_s}{L} \cdot \sqrt{\frac{d^7}{\delta^5} \cdot \alpha \cdot \ln \frac{2 \cdot L}{\delta}} .$$

Для більших включень (Е. І. Кондорський), статистично розподілених у матеріалі коерцитивна сила рівна згідно з дослідженнями Кондорського Е.І:

$$H_C \approx \sqrt{3 \cdot \pi} \cdot \frac{e_{zp180}}{I_s \cdot L} \cdot \sqrt{\frac{l_p}{d} \cdot \alpha} ,$$

де l_p – довжина лінії відриву від вторинних доменних структур, що утворювалися на включенні .

Як видно з рівнянь коерцитивної сили, при малих включеннях H_C збільшується з ростом d , при більших включеннях, навпаки, чим більше d , тим менше H_C .

Неель розрахував пов'язану з полями розсіювання частину коерцитивної сили гетерогенної речовини з тонкодисперсними неферомагнітними або слабоферомагнітними включеннями:

$$H_C = \frac{K \cdot \alpha}{\pi \cdot l_m} \cdot \left(0,386 + \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{2 \cdot \pi \cdot I_m^2}{K} \right) ,$$

де I_m – середнє значення спонтанної намагніченості.

Існує універсальний зв'язок між коерцитивною силою й початковою магнітною сприйнятливістю κ_0 .

7.15. Початкова сприйнятливість

Якщо поле анізотропії нерегулярних внутрішніх напружень мале в порівнянні із кристалографічною анізотропією ($\lambda_s \cdot \sigma \ll K$), то початкова сприйнятливість виходить за рахунок зсуву доменних границь. І, навпаки, якщо анізотропія напружень перевершує магнітокристалічну анізотропію, уже в слабких нулях ідуть процеси обертання, які й обумовлюють, в основному, початкову сприйнятливість.

Однак, у деяких особливих випадках початкова сприйнятливість визначається процесами обертання й при більших значеннях константи магнітокристалічної анізотропії. Такі випадки мають місце, якщо доменні границі малорухомі через велику кількість немагнітних включень і т.п. або, наприклад, при намагнічуванні одноосьових монокристалів перпендикулярно напрямку легкого намагнічування.

При зсувах границь початкова сприйнятливість кубічних кристалів не залежить від орієнтації щодо кристалографічних осей. Розглянемо 180° -границю, яка в полі $H=0$ перебуває в рівновазі в деякій точці x_0 . При невеликому зсуві границі Δx у слабких полях можна покласти:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{x_0 + \Delta x} \approx x \cdot \left(\frac{d^2 E}{dx^2} \right)_{x_0}.$$

Тоді Δx виходить у вигляді:

$$\Delta x \approx \frac{2 \cdot L^2 \cdot I_s \cdot H \cdot \cos \varphi}{\left(\frac{d^2 E}{dx^2} \right)_{x_0}}.$$

При цьому намагніченість, що утворюється у напрямку поля буде рівна:

$$I_i = 2 \cdot S_i \cdot I_s \cdot \Delta x \cdot \cos \varphi = \frac{4 \cdot H \cdot I_s^2 \cdot L^2 \cdot S_i \cdot \cos^2 \varphi_i}{\left(\frac{d^2 E}{dx^2} \right)_{x_{0i}}}.$$

Індекс i позначає, що береться один із трьох сортів 180° -границь у кубічному кристалі, S_i – повна поверхня границь даного сорту в 1 см^3 . Якщо всі три сорти границь розподілені в кристалі рівномірно, тоді $S_1 = S_2 = S_3$. Покладемо, що різного роду дефекти кристала також розподілені рівномірно, тобто:

$$\left(\frac{d^2 E}{dx^2}\right)_{x_{01}} = \left(\frac{d^2 E}{dx^2}\right)_{x_{02}} = \left(\frac{d^2 E}{dx^2}\right)_{x_{03}} .$$

Тоді повна намагніченість при обліку умови $\sum_{i=1}^3 \cos^2 \varphi_i = 1$ вийде:

$$I_i = \sum_{i=1}^3 I_i = \frac{4 \cdot H \cdot S_{180} \cdot I_S^2}{\left(\frac{d^2 E}{dx^2}\right)_{x_0}} .$$

Як видно, I_i не залежить від орієнтації H у кристалі. Практично в кристалах через властивість поверхонь не виконується умова рівності похідних. Внаслідок цього звичайно в зразках спостерігається більш-менш сильна залежність x_0 від орієнтації H щодо кристала. Одержимо вираження для x_0 у випадку полікристалів.

Рівноважне значення поля має вигляд:

$$H(x) = \frac{1}{2 \cdot L^2 \cdot I_S \cdot \cos \varphi} \cdot \frac{dE}{dx} .$$

Якщо середні розміри домену позначити через D , тоді повна поверхня границь в 1 см^3 буде $S = \frac{1}{D}$. У цьому випадку компоненту намагніченості в напрямку поля можна виразити так:

$$I(x) = 2 \cdot S_{180} \cdot I_S \cdot (x - x_0) = 2 \cdot I_S \cdot (x - x_0) \cdot \frac{\cos \varphi}{D} .$$

Початкова сприйнятливість κ_0 виходить із рівнянь:

$$\kappa_0 = \left(\frac{dI}{dH}\right)_{x_0} = \overline{\left(\frac{dI}{dx}\right)}_{x_0} \cdot \overline{\left(\frac{dx}{dH}\right)}_{x_0} = 4 \cdot L^2 \cdot I_S^2 \cdot \frac{\overline{\cos^2 \varphi}}{\left(\frac{d^2 E}{dx^2}\right)_{x_0}} \cdot D ,$$

де усереднення у випадку полікристала проводиться по всіх кристалографічних напрямках, $\frac{dI}{dx}$ і $\frac{dH}{dx}$.

Одержати теоретично точні значення x_0 для реальних полікристалічних феромагнітних матеріалів неможливо через чисельні труднощі, головні з яких наступні:

- неможливо одержати з експериментальних даних значення площі границь, у найкращому разі вдається оцінити тільки порядок величини;
- у багатьох випадках процеси зсуву границь і обертання йдуть одночасно в слабких полях;
- початкова сприйнятливість залежить від початкового розмагніченого стану (від передісторії) і, отже, від способу приведення зразка у початковий стан.

Якщо в речовині рухливість границь визначається внутрішніми напруженнями, то, згідно Керстену [14], початкову сприйнятливість можна представити у вигляді:

$$\kappa_0 = \frac{2}{3 \cdot \pi^2} \cdot \frac{l^2 \cdot I_s^2 \cdot \overline{\cos^2 \varphi}}{\lambda_s \cdot \sigma \cdot \delta \cdot D},$$

де l – довжина хвилі бар'єра напружень, справедливо при ($l \gg \delta$).

При наявності в сплаві або фериті орієнтованих надструктур:

$$\kappa_0 = \frac{3 \cdot I_s^2 \cdot \delta \cdot \cos^2 \varphi}{D \cdot \varepsilon_N},$$

де $\varepsilon_N = \frac{E_N^2 \cdot c \cdot L}{3 \cdot k \cdot T \cdot V_A}$. Для міграції вуглецю в α -залізо $l_0 = 0,6 \cdot 10^{-15}$ ерг, c – атомна концентрація вуглецю в %, L – число Лошмідта, k – постійна Больцмана, T – температура виникнення дифузійної анізотропії, V_A – обсяг атома вуглецю.

У випадку немагнітних включень із розмірами $d \ll \delta$:

$$\kappa_0 = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2}{4} \cdot \frac{I_s^2 \cdot \delta^2}{k \cdot S \cdot D \cdot \alpha},$$

де: α_1, α_2 – косинуси кутів, які становить напрямок поля I_s по обидві сторони доменної границі, S – постійна «решітки», утвореної включеннями;

$$\alpha = \frac{\pi}{6} \cdot \left(\frac{d}{S} \right)^3.$$

Якщо $d \gg \delta$, тоді початкова сприйнятливість не має кінцевого значення ($\kappa_0 = 0$). Однак, практично завжди $\kappa_0 \neq 0$. Це пояснюється деформацією (скривленням) доменних границь. Початкова сприйнятливість за рахунок оборотної деформації доменних границь виражається так:

$$\kappa_0 = \frac{1}{6} \cdot \frac{I_s^2 \cdot S^2}{e_{\text{сп90}} \cdot D \cdot \alpha}.$$

Початкова сприйнятливість, обумовлена процесами обертання, виражається таким чином. Якщо в зразку

- переважає анізотропія напружень, то:

$$\kappa_0 = \frac{I_s^2}{3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma};$$

- переважає кристалографічна анізотропія, то:

$$\kappa_0 = \frac{I_s^2}{3 \cdot K_1};$$

- переважає дифузійна анізотропія, то:

$$\kappa_0 = \frac{I_s^2}{3 \cdot K_D}.$$

Початкова магнітна сприйнятливість і взагалі сприйнятливість у слабких полях мають своєрідну залежність від T . Як правило, сприйнятливість росте з ростом температури, досягає різкого максимуму поблизу точки Кюрі (ефект Гопкінсона), після якого швидко падає до нуля. На рис. 27 зображені температурні залежності сприйнятливості для монокристала заліза. На рисунках представлені залежності $I=f(T)$ при різних постійних значеннях зовнішнього поля H , тобто фактично – це залежності $\kappa=f(T)$.

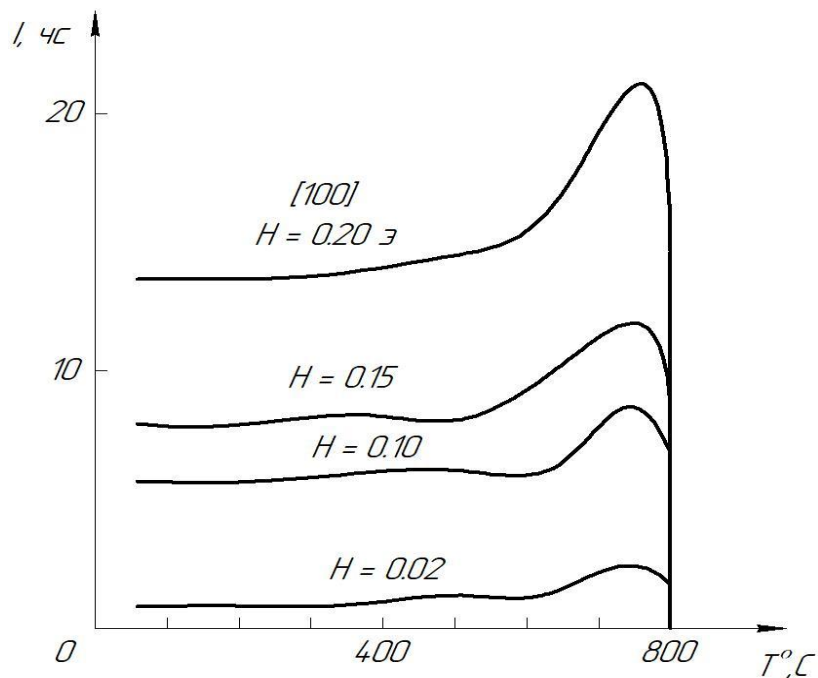


Рисунок 27 – Температурна залежність намагніченості (сприйнятливості) у слабких полях для монокристалів заліза

Початкова магнітна сприйнятливість звичайно має менш виразний максимум Гопкінсона. На рис. 28 представлено температурний хід $\kappa=f(T)$ для полікристалічного нікелю. Додатковий максимум при $T=200^\circ\text{C}$, очевидно, обумовлено зміною знака константи K_1 нікелю.

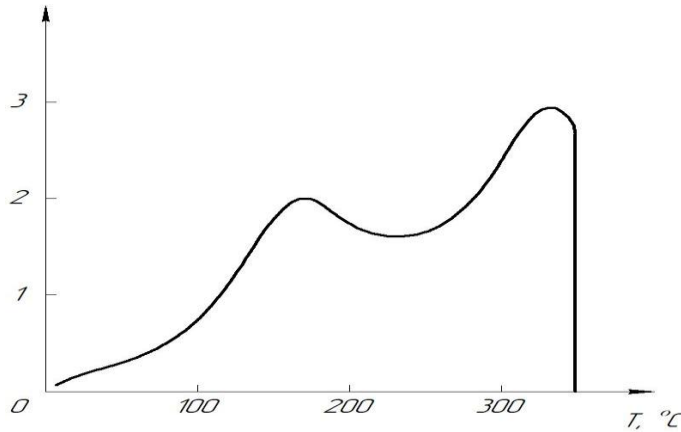


Рисунок 28 – Температурний хід початкової сприйнятливості полікристалічного нікелю

Щоб одержати формулу для залишкової намагніченості, покладемо $H=0$, тоді:

$$I_r = \pm \frac{\beta}{2} \cdot H_m^2.$$

Поклавши $I = 0$, одержуємо вираження для коерцитивної сили:

$$H_c = \pm \frac{\kappa_0 + \beta \cdot H_m}{\beta} \mp \sqrt{\left(\frac{\kappa_0 + \beta \cdot H_m}{\beta} \right)^2 + H_m^2}.$$

Повна зміна намагніченості буде:

$$I_n = 2 \cdot I_m = 2 \cdot \kappa_0 \cdot H_m + 2 \cdot \beta \cdot H_m^2.$$

Перший член у попередній формулі характеризує чисто зворотні процеси:

$$I_{обр} = 2 \cdot \kappa_0 \cdot H_m,$$

другий – незворотні:

$$\Delta I_{необр} = 2 \cdot \beta \cdot H_m^2.$$

Геометричне місце вершин петель гістерезису і буде самою кривою намагнічування:

$$I_n = 2 \cdot \kappa_0 \cdot H_m \pm 2 \cdot \beta \cdot H_m^2.$$

7.16. Діаграма Прейзаха

Перша спроба пояснити теоретично закон Релея належить Прейзаху [14]. Згідно Прейзаху, кожний домен феромагнетика в необоротній частині свого намагнічування характеризується прямокутною петлею, яка визначається значенням критичного поля α (ширина петлі $2 \cdot \alpha$) і зсувом β щодо осі I на площини H, I зразка (рис. 29). Тут α – суттєво позитивна величина, а β

може мати знаки «+» і «-». Зсув β викликаний неоднорідностями внутрішнього поля у феромагнетику. На рис. 29 H – зовнішнє поле, а стан домену в остаточному підсумку визначається деяким ефективним полем; β є поправкою на ефективне поле, що діє на даний домен усередині феромагнітного зразка.

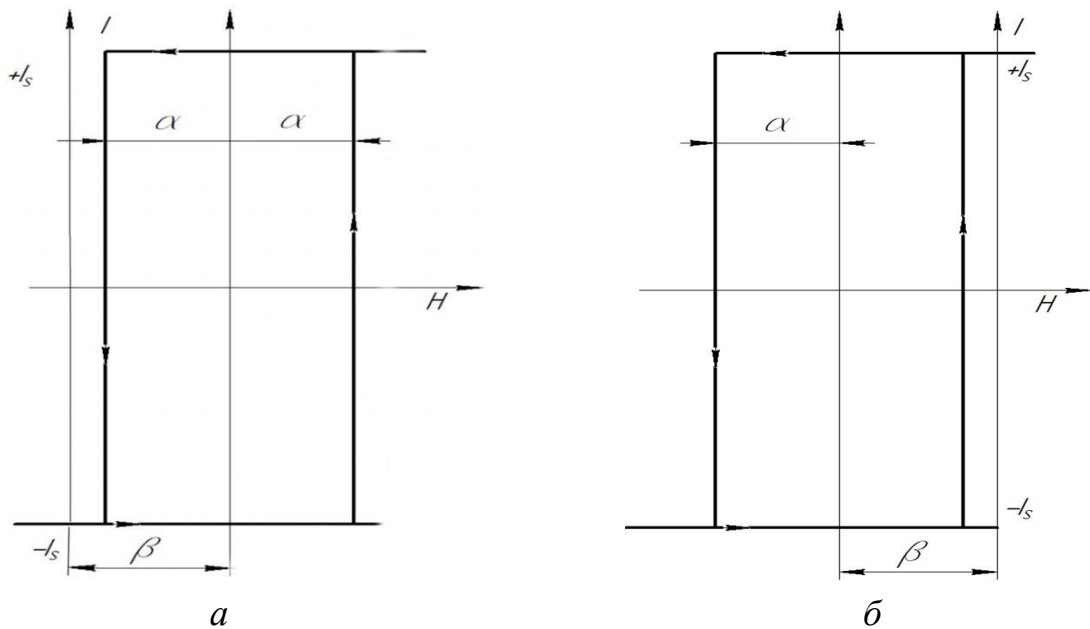


Рисунок 29 – Часткові гістерезисні цикли в моделі Прейзаха (a , b – можливі граничні положення осі симетрії петлі гістерезису щодо осі намагніченості): α – критичне поле, β – зсув петлі щодо осі I

Якщо зобразити площину з координатами α і β , то кожний домен зобразиться точкою на цій площині (рис. 30). Щільність розподілу цих фазових точок залежить від розподілу значень α , β у зразку і визначається якоюсь функцією $\Phi(\alpha, \beta)$. Можна представити рівномірний розподіл у зразку за всіма значеннями α і β . А може бути такий випадок, коли доменів з одними значеннями α і β більше, ніж з іншими. Це й ураховує функція розподілу $\Phi(\alpha, \beta)$.

Повний обсяг фазового простору всіх областей в 1 см^3 , коерцитивні сили яких лежать між α і $(\alpha + d\alpha)$, і зсув між β і $(\beta + d\beta)$ виразиться так:

$$dv = \Phi(\alpha, \beta) d\alpha d\beta .$$

Сумарна намагніченість цього обсягу може дорівнювати нулю й бути відмінною від нуля залежно від того, як розташовані в цьому обсязі напрямки I_S .

При значенні зовнішнього поля $H = \beta + \alpha$ намагніченість деякого домену змінюється від $-I_S$ до $+I_S$ при $H = \beta - \alpha$ зміна походить від $+I_S$ до $-I_S$. При $H = 0$ усі домени з $\beta > \alpha$ завжди негативні (рис. 29, a). При $H = 0$ і $\beta < -\alpha$ домени намагнічені позитивно (рис. 29, b). У доменах, де $-\alpha < \beta < +\alpha$, знак намагніченості залежить від передісторії.

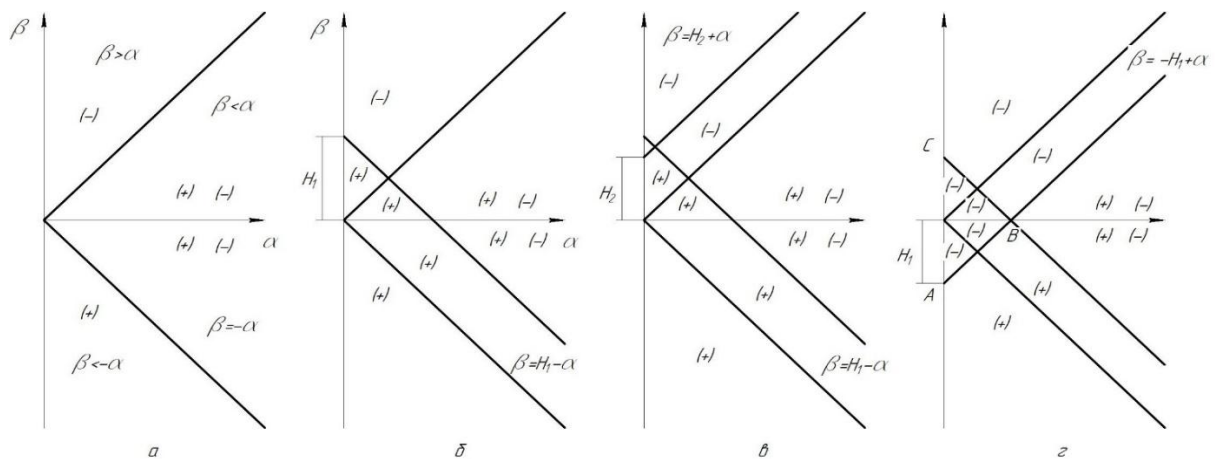


Рисунок 30 – Діаграма Прейзаха

Якщо поле $H = 0$ отримане після зменшення поля від $H \geq \beta + \alpha$ до $H = 0$, то домени з $-\alpha < \beta < +\alpha$ будуть позитивними. Якщо ж поле змінювалося від $H \leq \beta - \alpha$ до $H = 0$, то ці домени будуть негативними. Отже, у полі $H = 0$ усі домени з $\beta > \alpha$ негативні, з $\beta < -\alpha$ – позитивні. Домени з $-\alpha < \beta < +\alpha$, намагніченість яких залежить від передісторії, в ідеально розмагніченому стані будуть мати статистично рівні частини плюсів і мінусів. Графічно це можна зобразити так, як показано на рис. 30,а.

Якщо до ідеально розмагніченого зразка, що був у полі $H = 0$, прикласти поле H_1 (рис. 30,б), то всі домени з $\beta + \alpha < H_1$ будуть позитивні. На рис. 30 б позитивними, відповідно, будуть усі домени з $\beta < H_1 - \alpha$.

Якщо тепер зменшити напруженість поля з H_1 до $H_2 < H_1$, то всі домени, для яких $\beta > H_2 + \alpha$ або $H_2 < \beta - \alpha$, будуть намагнічені негативно (рис.30,в). У тому числі негативно будуть намагнічені домени при $H = -H_1$ з $\beta > -H_1 + \alpha$ (рис.30,в,г).

Якщо тепер періодично змінювати поле в границях $-H_1$, і $+H_1$, то знак намагніченості буде змінюватися тільки усередині трикутника ABC рис.30,г).

Закони Релея пояснюються за цією схемою, якщо покласти:

$$\Phi(\alpha, \beta) = \Phi_0 = \text{const.}$$

Дійсно, при зміні з $-H_1$ до $H \leq H_1$ необоротна зміна намагніченості буде дорівнювати:

$$\Delta I_{\text{необр}} = 2 \cdot I_S \cdot \Phi_0 \cdot \frac{1}{4} \cdot (H + H_1)^2.$$

У наведеному вище рівнянні множення на $2 \cdot I_S$ проводиться через те, що намагніченість змінюється від $-I_S$ до $+I_S$. Далі $2 \cdot I_S$, множиться на функцію

розподілу Φ_0 і на обсяг перемагніченої частини доменів, що на фазовій площині α, β відповідає площі трикутника ABC, рівній $\frac{1}{4} \cdot (H_1 + H_1)^2$ при $H = H_1$. Постійна Релея визначиться так:

$$\beta = I_s \Phi_0 .$$

Для розгляду властивостей залишкової намагніченості на діаграмі Прейзаха, як запропонував Неель, зручно від α і β перейти до критичних полів (коерцитивним силам) на висхідній a й спадній b гілках гістерезисної петлі (див. рис. 29):

$$\left. \begin{aligned} a &= \alpha + \beta \\ b &= -\alpha + \beta \end{aligned} \right\} .$$

При $a > 0 > b$ точки, що зображують домени із цими значеннями a й b , розташовуються в одному квадранті. Зобразимо його, як показано на рис.31. Квадрант розділяється діагонально на дві групи гістерезисних циклів із протилежною асиметрією: $|a| < |b|$ і $|a| > |b|$. У першому випадку при $H = 0$ це відповідає позитивно намагніченим доменам, у другому випадку – негативним після розмагнічування в полі напруженістю H . Передбачається, що розподіл циклів з кожної сторони OD ідентичний, що цілком закономірно, якщо врахувати симетричну поведінку зразків при їхнім намагнічуванні.

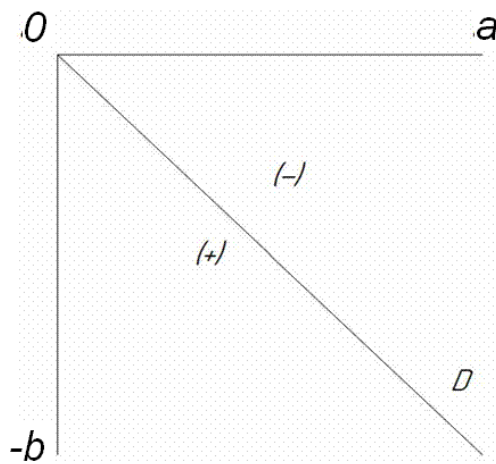


Рисунок 31 – Діаграма Прейзаха-Нееля

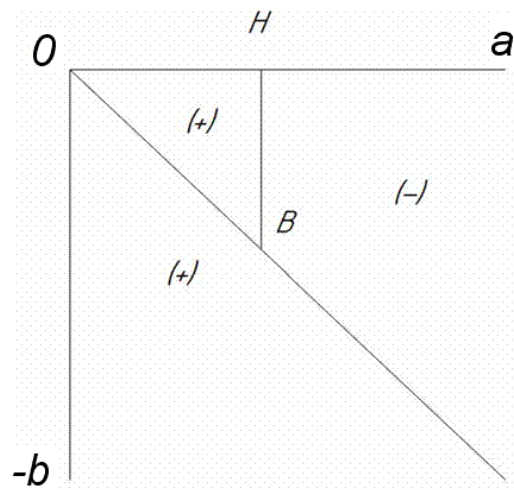


Рисунок 32 – Залишкова намагніченість (OHV) на діаграмі Прейзаха- Нееля

Накладення поля викличе зміну намагніченості матеріалу. Мова йде про залишкову намагніченість. Тому, якщо говориться, що прикладене поле H_1 , те це означає, що поле збільшено з $H = 0$ до $H=H_1$ і знову зменшено до $H = 0$. У цьому стані виходить деяка залишкова намагніченість. Намагніченість матеріалу змінюється у відповідності з наступними правилами:

– поле $H > 0$ перемагнічує всі домени, намагніченість яких при $H=0$ була негативна, а коерцитивна сила $a \leq H$;

– поле $H < 0$ перемагнічує позитивні домени, у яких $b \leq H$.

Залишкова намагніченість у деякому полі H області Релея на діаграмі (рис. 32) буде пропорційна площі трикутника OHB , тобто пропорційна H^2 .

У випадку, якщо поле $H = H_s$ (поле насичення), те зразок буде повністю перемагнічений по напрямку поля (рис. 33,а). Вище полів Релея $\Phi \neq const$, і розгляд можливий тільки якісний.

Розглянемо, що відбудеться з намагніченістю після впливу на зразок змінного магнітного поля (частота поля $f = 50$ Гц) з амплітудою, що поступово зменшується від $h = H_s$ до 0 (див. рис. 33).

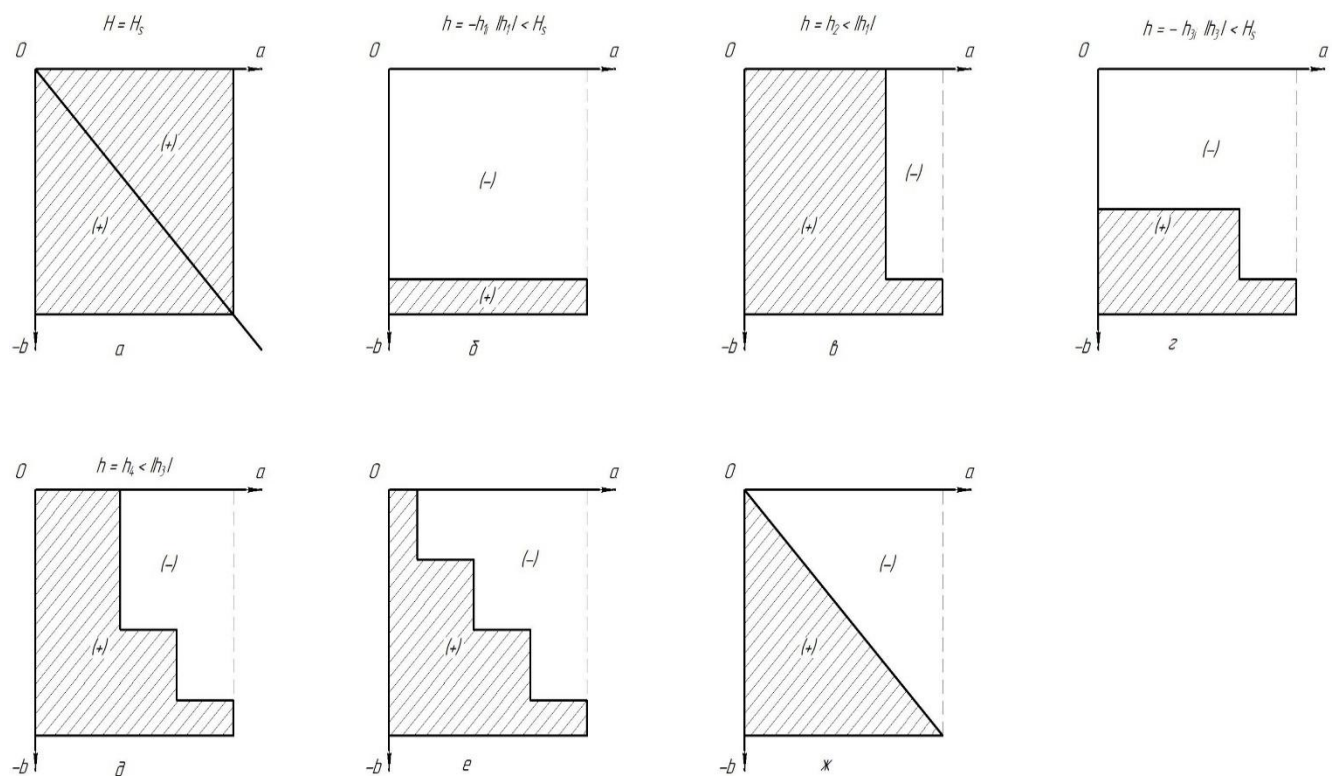


Рисунок 33 – Схема розмагнічування намагніченого до насичення ферромагнетика

Дія змінного поля буде аналогічно дії постійного поля, напрямком якого періодично змінюється, а напруженість зменшується щораз при зміні знака поля. Нехай на намагніченість впливає поле $-h_1$, по модулю трохи менше H_s . Тоді весь зразок, крім вузької смужки (рис. 33 б), перемагнітиться (стане негативним). Тепер нехай діє поле $+h_2 < |h_1| < H_s$. У цьому випадку основна частина зразка буде позитивною, смуга $H_s - h_2$ буде негативної, крім прямокутника внизу, який залишився позитивним ще від впливу H_s (рис. 33 в). І так далі будемо діяти на зразок поступово зменшуваними по амплітуді полями. $h_6 < |h_5| < h_4 < |h_3| < h_2 < |h_1| < H_s$ (рис. 33, в, г, д, е).

У результаті (рис. 33,е), позитивно намагнічені домени (заштриховані) будуть відділятися від негативно намагнічених ламаною східчастою лінією. Сходи вийшли тому, що ми стрибками зменшували амплітуду h . Якщо зменшення поля вести плавно, так що сусідні амплітуди будуть відрізнятися одна від одної на дуже малу величину, то вийде розмагнічений так званий нульовий стан (H_C). Він зображений на рис. 33,ж.

Діаграми Прейзаха використовують також для зображення магнітов'язких і інших процесів у феромагнетику.

7.17. Залежність коерцитивної сили від розміру зерна

Розглянемо вплив розмірів багатодомених феромагнітних зерен на H_C . Це питання дуже важливе для магнетизму гірничих порід. Є наступне емпірично знайдене співвідношення [14], що встановлює залежність коерцитивної сили від величини зерна (для заліза):

$$H_{C[э]} = \frac{0,033}{\sqrt{Q[мм^2]}} = \frac{3,7 \cdot 10^{-3}}{d[см]},$$

де: Q – середній перетин, а d – середній діаметр зерна.

Друге рівняння виходить із першого при припущенні сферичності зерен. Обернена пропорційність між H_C і d спостерігалася багатьма авторами для різних матеріалів, у тому числі для нікелю. Емпіричне співвідношення підтверджується теоретичними розрахунками. Згідно Дорингу [14], поле старту для зародка, що виникає на границі зерна, дорівнює (маються на увазі багатодомени зерна):

$$H_{St} = \frac{5 \cdot \pi \cdot e_{ep}}{8 \cdot I_s \cdot d} + H_0.$$

При усередненні по всьому просторі одержуємо частину коерцитивної сили, обумовлену розмірами зерна:

$$H_{St} = \frac{15 \cdot \pi \cdot e_{ep}}{16 \cdot I_s \cdot d}.$$

Оскільки $e_{ep} \sim 2 \cdot \sqrt{F_A \cdot K_1}$, $F_A \sim I_s^2$, то частина H_C , обумовлена розміром зерна H_{CS} буде мати таку ж температурну залежність, як $\sqrt{K_1}$. Рис. 34 показує температурну залежність коерцитивної сили полікристалічного нікелю з розміром зерен $d=0,0072$ см (крива a) і масивного монокристала нікелю (крива b). Вище 150°C обое зразки мали однакову по величині коерцитивну силу. Нижче 150°C коерцитивна сила полікристала росте зі зменшенням температури, тобто з ростом кристалографічної енергії. У той же час коерцитивна сила монокристала зменшується. Різниця між обома кривими (a й b) саме й представляє частину коерцитивної сили, обумовлену розміром зерна. Ця ча-

стина пропорційна $\sqrt{K_1}$. Числовий коефіцієнт при $\frac{1}{d}$, розрахований по кривих рис.34, має значення порядку $\sim 5 \cdot 10^{-3}$, а обчисленням одержуємо $\frac{1}{d} \approx 10^{-3}$. Спостерігається задовільна згода між теорією й експериментом.

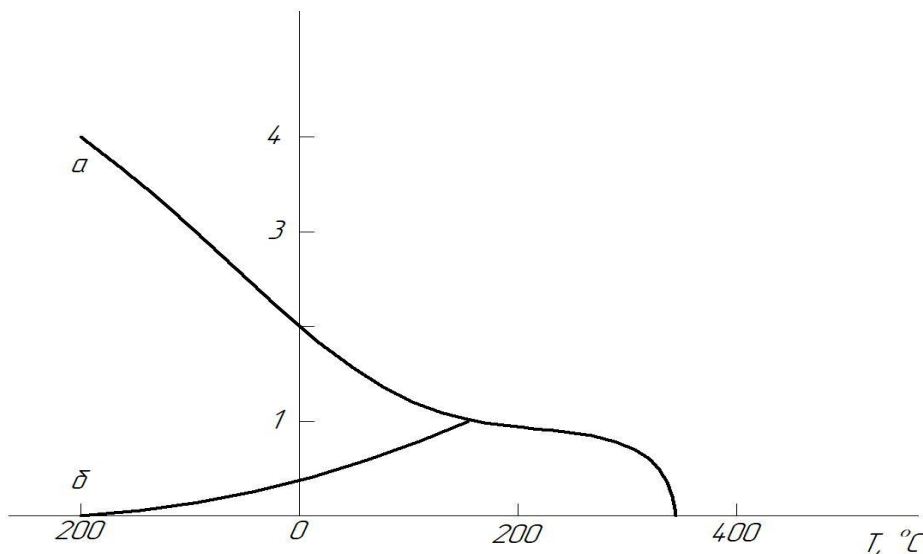


Рисунок 34 - Температурна залежність коерцитивної сили полікристалічного нікелю: *a* – дрібнозернистого ($d = 0,0072$ см), *b* – масивного

7.18. Магнітна текстура

Магнітна текстура залежить від співвідношення між вільними енергіями магнітокристалічної анізотропії E_k і зовнішніх напружень E_σ . Найбільш різкою текстура напружень буде при $E_\sigma \geq E_k$.

Якщо магнітострикція й напруження мають різні знаки, то будуть рости концентрації тих магнітних фаз, I_s у яких становить із σ кут $\sim 90^\circ$.

Істотна магнітна текстура створюється при термообробці в магнітному полі (магнітний відпал). На рис. 35 наведені частини петель гістерезису, зняті на зразку пермінвару (20% Fe, 60% C, 20% Ni) при 480°C у різний час після включення магнітного поля. Із цих кривих видно, що поступово звичайна криволінійна петля гістерезису приймає при витримці більш $\Delta t \geq 15$ хв прямокутну форму, характерну для матеріалу, що пройшов термомагнітну обробку.

На підставі вимірів було обчислено час релаксації τ для процесу встановлення прямокутної петлі. При цьому виявилось, що $\tau = A \cdot \exp\left(\frac{W}{k \cdot T}\right)$, де W – енергія активації, необхідна для обміну місцями атомів при утворенні або руйнуванні надструктур. Таким чином, утворення текстури в цьому випадку є не щось інше, як утворення спрямованого близького порядку, тобто дифузійної анізотропії.

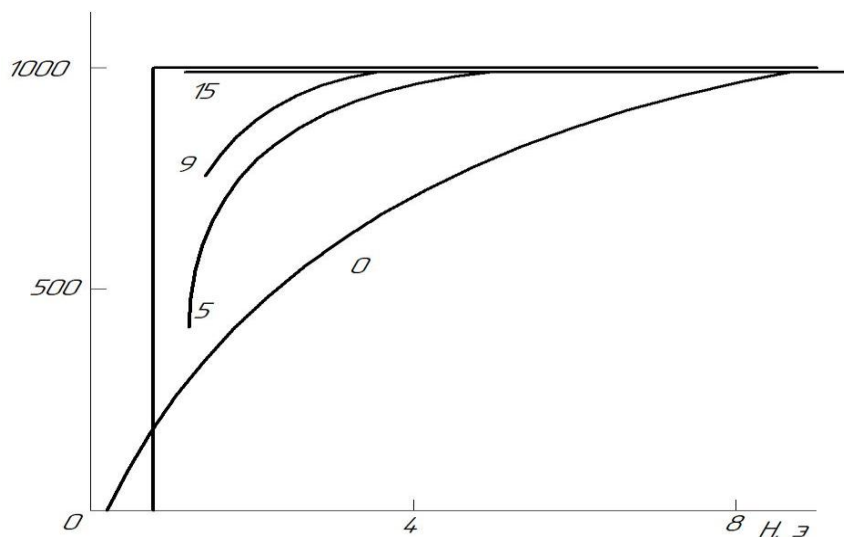


Рисунок 35 – Вплив термообробки на намагніченість перміввару. Числа біля кривих позначають час витримки в магнітному полі при 480°C у хвилинах

Дифузія точкових дефектів, очевидно, не єдина причина утворення текстури при термообробці. Іншою причиною виникнення текстури є пластична плинність, що можлива у феромагнетику при високій температурі. За рахунок пластичної плинності в намагніченому феромагнетику знімаються магнітострикційні напруження. При охолодженні матеріал деформується таким чином, що він стає магнітно-анізотропним, і осями найлегшого намагнічування стають осі, найближчі до напрямку нуля, прикладеного при термообробці. Магнітну текстуру можна також спостерігати у феромагнетику, який складається з окремих зерен з одноосовою анізотропією, у тому випадку, коли є переважна орієнтація осей зерен уздовж будь-якого напрямку. Такі текстуровані зразки можна одержати, наприклад, з гексагональних феромагнетиків або феритів, які мають одну вісь кристалографічної анізотропії. У випадку кубічних феромагнетиків або феритів текстура виходить, якщо зерна мають витягнуту форму, і їхня єдина вісь анізотропії визначається анізотропією факторів, що розмагнічують.

7.19. Однодоменні феромагнітні частинки

Зі зменшенням лінійних розмірів феромагнітного кристала відносна частина енергії границь у загальній сумі вільної енергії – $\frac{E_{гп}}{E}$, зростає. Це зрештою приведе до того, що нижче деякого критичного розміру кристала, що залежить, в основному, від форми кристала, вільна енергія не буде більше знижуватися при розбивці кристала на домени, а навпаки, вона при цьому буде зростати. Тоді, при термодинамічній рівновазі доменної структури не

буде, і весь кристал буде однорідно намагніченим. Він буде складатися з одного домену й буде ідеальним магнітом.

Ці міркування вперше були висловлені Френкелем і Дорфманом у 1930р. Порядок значень однодоменної частинки вперше оцінив Кіттель у 1946 р. для кристалів різної форми. В однодоменних частинках перемагнічування відбувається не за допомогою енергетично легкого процесу зсуву границь, а тільки шляхом когерентного й некогерентного обертання спонтанної намагніченості. Завдяки цьому виходить незвичайно висока коерцитивна сила.

Отже, умову однодоменності можна сформулювати в такий спосіб: розбивка на домени буде енергетично не вигідно в тому випадку, коли поява границі приведе не до зниження магнітостатичної енергії, а, навпаки, до збільшення, тобто:

$$E_{p1} \leq E_{p2} + E_{ep} ,$$

де: E_{p1} – енергія магнітних полюсів однодоменної частинки, E_{p2} – енергія полюсів дводоменної частинки.

Нехай частинка має форму сфери радіуса R . Магнітостатична енергія такої частинки у випадку одного домену дорівнює:

$$E_{p1} = \frac{1}{2} \cdot N \cdot I_s^2 \cdot V = \frac{8 \cdot \pi^2 \cdot I_s^2 \cdot R^3}{9} ,$$

тому що для сфери $N = \frac{4}{3} \cdot \pi$, а обсяг $V = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3$.

Якщо ж у цій частинці утворюються два домени, то магнітостатична енергія буде у два рази менше $E_{p1} = \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot I_s^2 \cdot R^3}{9}$, але додасться ще гранична енергія, рівна:

$$E_{ep} = \pi \cdot R^2 \cdot e_{ep} ,$$

де e_{ep} – енергія границь, що доводиться на 1 см², а πR^2 – площа перетину сфери.

Скористаємося тепер умовою однодоменності:

$$\frac{8 \cdot \pi^2 \cdot I_s^2 \cdot R^3}{9} \leq \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot I_s^2 \cdot R^3}{9} + \pi \cdot R^2 \cdot e_{ep} .$$

Одержуємо вираження для критичного радіуса однодоменної частинки:

$$R_0 = \frac{9 \cdot e_{ep}}{4 \cdot \pi I_s^2} .$$

Для магнетиту $R_0 \sim 3 \cdot 10^{-6}$ см, для гематиту $R_0 \sim 2 \cdot 10^{-1}$ см. Таке велике значення R_0 для гематиту у порівнянні з магнетитом викликане малим значенням I_s для гематиту.

Розглянемо процеси перемагнічування однодоменної частинки за допомогою когерентного обертання, тобто за умови, коли всі спини при повороті

I_s залишаються паралельними один одному. На рис. 36 схематично зображена частинка з однієї вісью легкого намагнічування. Нехай θ – кут між віссю анізотропії й I_s , θ_0 – кут між віссю анізотропії й зовнішнім магнітним полем H . Повна щільність енергії частинки буде складатися із щільності енергії анізотропії й щільності енергії I_s у зовнішньому полі H :

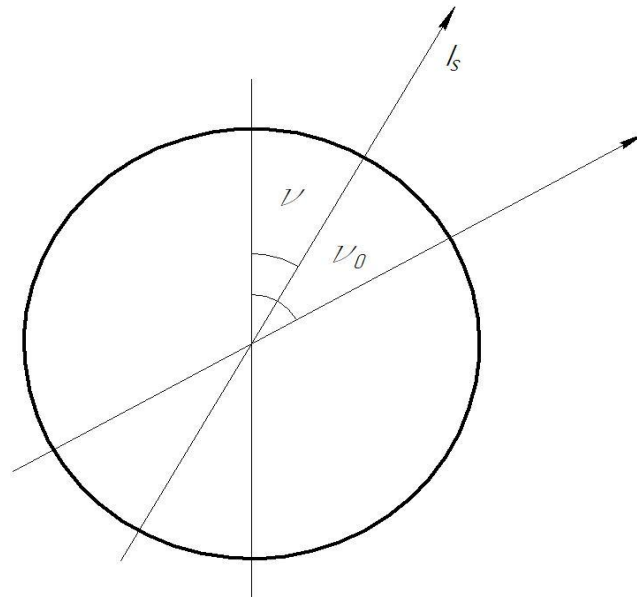
$$F = K \cdot \sin^2 \theta - H \cdot I_s \cdot \cos(\theta - \theta_0) ,$$

де K – константа кристалографічної анізотропії.

Умови мінімуму енергії, які будуть визначати положення вектора I_s , що впливають:

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} = K \cdot \sin 2 \cdot \theta + H \cdot I_s \cdot \sin(\theta - \theta_0) = 0 ,$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} = 2 \cdot K \cdot \cos 2 \cdot \theta + H \cdot I_s \cdot \cos(\theta - \theta_0) = 0 .$$



Вісь легкого намагнічування

Рисунок 36 – До пояснення перемагнічування однодоменної частинки

Спочатку покладемо, що поле H спрямоване уздовж осі анізотропії, тобто $\theta_0=0$. Тоді будуть можливі такі значення повної енергії:

- при $\theta = 0$ F завжди мінімальна;
- при $\theta = \pi$ F мінімальна, якщо $H < \frac{2 \cdot K}{I_s}$ і F максимальна при $H > \frac{2 \cdot K}{I_s}$;
- при $\theta = \arccos(-H \cdot \frac{I_s}{2 \cdot K})$ F максимальна.

Отже, якщо поле H спрямоване по осі анізотропії ($\theta_0 = 0$), те найбільш вигідне положення для I_s – уздовж поля ($I \uparrow \uparrow H$). Однак, якщо I_s спрямована

антипаралельно полю ($\theta = \pi$), то доти, поки зовнішнє поле $H < \frac{2 \cdot K}{I_s}$, спонтанна намагніченість буде залишатися в положенні $\theta = \pi$. Як тільки $H > \frac{2 \cdot K}{I_s}$, спонтанна намагніченість стрибком переходить у положення $\theta = 0$, тобто орієнтується уздовж поля. Значення $H_0 = \frac{2 \cdot K}{I_s}$ буде, мабуть, критичним полем або коерцитивною силою даної частинки. Воно визначає енергетичний бар'єр, який перешкоджає перемагнічуванню I_s . Петля гістерезису в цьому випадку буде прямокутною (рис. 37 а).

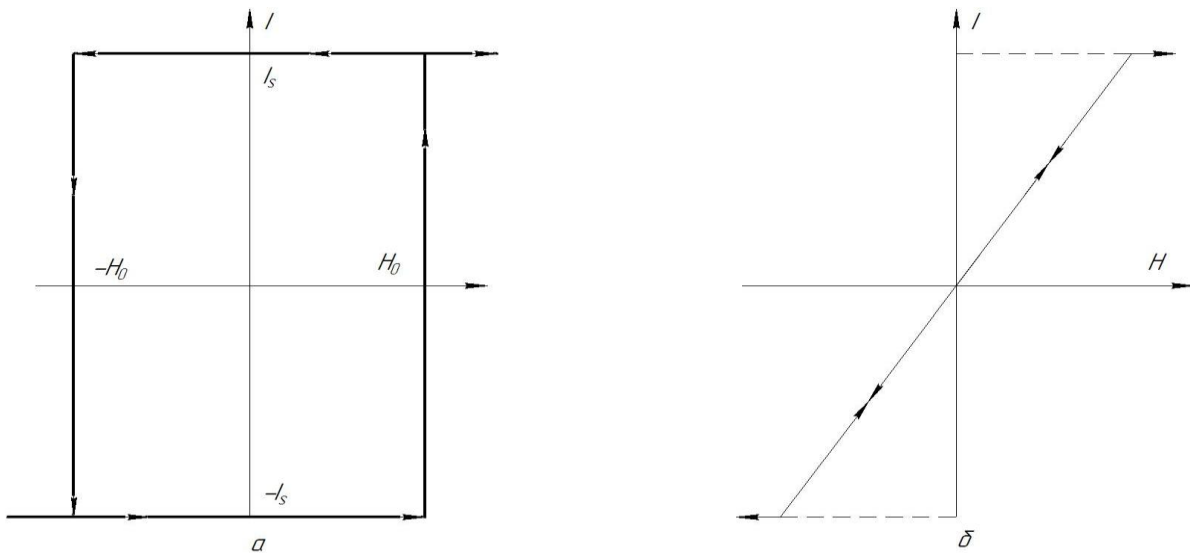


Рисунок 37 – Необоротний (а) і оборотний (б) цикли перемагнічування однодоменної частинки

Інша картина намагнічування буде, якщо зовнішнє поле H прикласти під деяким кутом $\theta_0 \neq 0$ до осі анізотропії. Покладемо $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$. Тоді можливі наступні випадки:

- при $\theta = \theta_0 = \frac{\pi}{2}$ F мінімальна при $H > \frac{2 \cdot K}{I_s}$ і F максимальна при $H < \frac{2 \cdot K}{I_s}$;
- при $\theta > \theta_0$ F завжди максимальна;
- при $\theta = \arcsin\left(\frac{HI_s}{2K}\right) = \arcsin\left(\frac{H}{H_0}\right)$ F мінімальна, якщо $H < \frac{2 \cdot K}{I_s} = H_0$.

Проекція вектора I_s на напрямок поля:

$$I = I_s \cdot \sin \theta = \frac{I_s^2}{2 \cdot K} \cdot H ,$$

тобто I буде змінюватися пропорційно H . При $H \neq \frac{2 \cdot K}{I_s} = H_0$ намагніченість $I = I_s$, тобто при зовнішньому полі, більшому або рівному критичному полю H_0 , вектор орієнтується уздовж поля. При $H < \frac{2 \cdot K}{I_s}$ I_s займає проміжне положення між $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$. Процес намагнічування в цьому випадку буде повністю оборотним, гістерезису не буде (рис. 37 б).

У випадку анізотропії форми й анізотропії напружень усі попередні міркування зберігають свою силу за умови, що енергія анізотропії форми записується у вигляді:

$$F_p = \frac{1}{2} \cdot I_s^2 \cdot (N_a \cdot \cos^2 \theta + N_b \cdot \sin^2 \theta),$$

а енергія анізотропії напружень:

$$F_\sigma = -\frac{3}{2} \cdot \lambda_s \cdot \sigma \cdot \cos^2 \theta.$$

Для коерцитивних сил або критичних полів, відповідно, одержуємо:

$$H_{cp} = I_s \cdot (N_a - N_b),$$

$$H_{om} = \frac{3 \cdot \lambda_s \cdot \sigma}{I_s}.$$

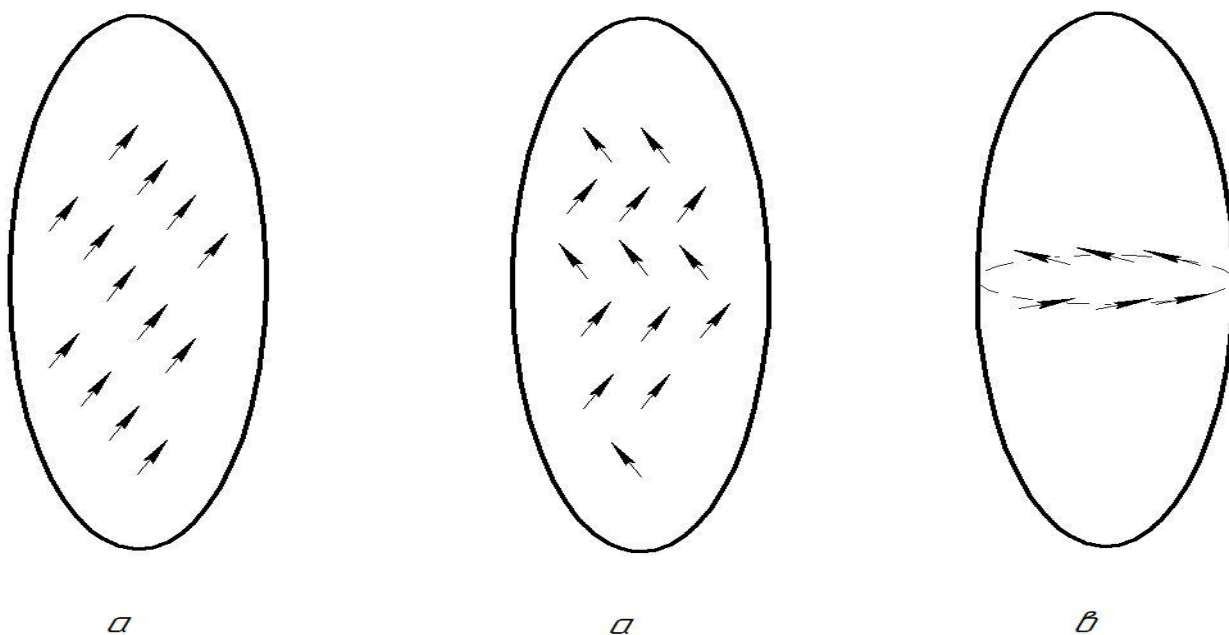


Рисунок 38 – Когерентне (а) і некогерентне (б, в) перемагнічування одно-доменних частинок

Можливо некогерентне перемагнічування частинок. На рис. 38 представлені деякі способи некогерентного перемагнічування: злам (рис. 38,б) і скручування (рис. 38 в). Некогерентне обертання приводить до сильного зниження коерцитивної сили. На рис. 39 представлені відносні коерцитивні сили, розраховані для нескінченно довгого циліндра з радіусом R у полі, паралельному осі циліндра [14]. Тут $h_c = \frac{H_c}{2 \cdot \pi \cdot I_s}$, $r = \frac{R \cdot I_s}{\sqrt{A}}$ де A – постійна обмінної енергії. Усілякі порушення кристалічних решіток сприяють некогерентному обертанню.

Дотепер розглядалися частинки з однієї віссю анізотропії. Розрахунки H_c для багатовісних частинок відносно складні. Неелем були проведені розрахунки H_c для частинок кубічної анізотропії. Якщо поле H паралельне однієї з кубічних осей, то виходить $H_c = 2 \cdot K / I_s$ таке ж, як і при одноосьовій анізотропії. У системі багатьох частинок з ізотропним розподілом кубічних осей легкого намагнічування:

$$H_c = 0,64 \cdot \frac{K}{I_s}.$$

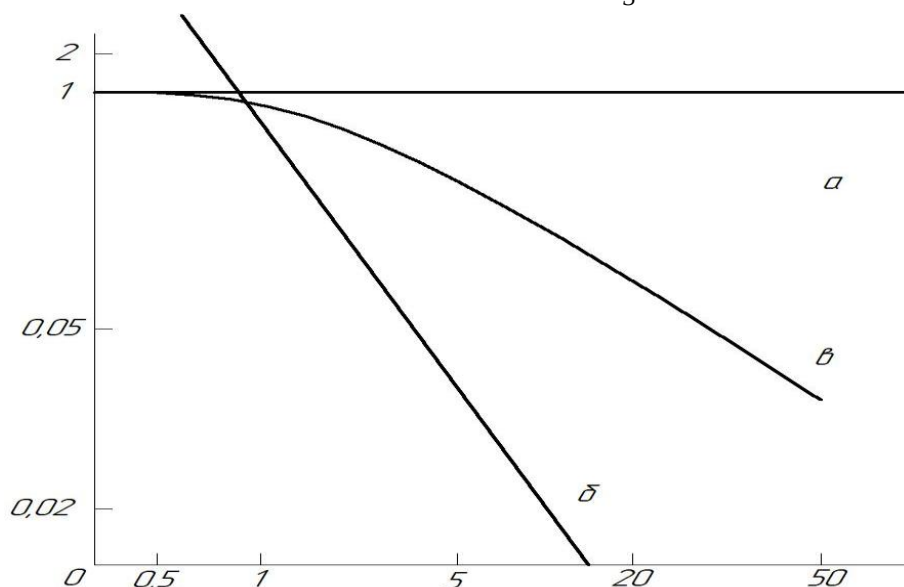


Рисунок 39 – Залежність відносної коерцитивної сили від розміру однодоменної частинки при когерентному (а) і некогерентному (б, в) перемагнічуванні

7.20. Крива намагнічування ансамблю малих частинок

Як правило, неможливо виміряти магнітні характеристики окремої однодоменної частинки ($d < 10^{-5}$ см). Тому звичайно мають справу з агрегатом великої кількості малих частинок, які більш-менш рівномірно розподілені в діа- або парамагнітній матриці й магнітно незалежні одна від одної. Позначимо через I , I_s намагніченість і спонтанну намагніченість частинки, і $\tilde{I}$,

$\tilde{I}_s$ – намагніченість і спонтанну намагніченість насичення гетерогенного матеріалу:

$$\tilde{I}_s = I_s \cdot \sum \frac{v_i}{V} = p \cdot I_s ,$$

$$\tilde{I} = I_s \cdot \sum \frac{v_i}{V} \cdot \cos \varphi_i = p \cdot I_s \cdot \overline{\cos \varphi} = p \cdot I ,$$

де: v_i – обсяг однієї феромагнітної частинки; φ_i – кут між напрямком намагніченості й полем; V – сумарний обсяг зразка, $p = \sum v_i / V$ позначає фактор упакування (пакувальний коефіцієнт).

Важливими питаннями теорії малих частинок є пояснення властивостей коерцитивної сили й залишкової намагніченості агрегату частинок.

Розглянемо групу ідентичних, міцно впакованих і магнітно незалежних однодоменних частинок з обсягом v і з одноосьовою анізотропією. Щільність енергії анізотропії можна представити у формі $F = K \sin^2 \theta$. При повороті намагніченості частинки шляхом когерентного обертання повинен бути переборений енергетичний бар'єр $\Delta E = K v$.

При абсолютному нулі температури вектор I_s частинки розташовується в одному із двох напрямків уздовж осі легкого намагнічування. Ці потенційні ями будуть відділятися одна від одної енергетичним бар'єром

$\Delta F = \frac{1}{2} \cdot H_c \cdot I_s$. Для частинки з обсягом, відмінним від 1 см^3 , енергетичний бар'єр буде:

$$\Delta F = \frac{1}{2} \cdot H_c \cdot I_s \cdot v = \frac{1}{2} \cdot H_c \cdot \left(\frac{2 \cdot K}{I_s} \right) \cdot I_s \cdot v = K \cdot v .$$

При температурах $T > 0^\circ \text{K}$ магнітний момент буде випробовувати теплові флуктуації. Енергія теплових флуктуацій рівна $k \cdot T$ (k - постійна Больцмана), тому що розглянутий магнітний момент має дві ступені свободи. При малих температурах енергія анізотропії $K \cdot v \gg k \cdot T$, тому дією флуктуацій можна зневажити, і напрямок I_s майже не відрізняється від напрямку легкої осі кристалу. З підвищенням температури зменшується K , і, отже, знижується енергетичний бар'єр (рис. 40).

Починаючи з деякої температури T , енергія теплових флуктуацій $k \cdot T$ буде порівняною з $K \cdot v$, і тоді за якийсь час, обумовлений ймовірністю процесу $\sim \exp\left(-\frac{K \cdot v}{k \cdot T}\right)$ частинка може бути перемагнічена не за рахунок впливу зовнішнього поля H , а завдяки енергії флуктуацій $k \cdot T$.

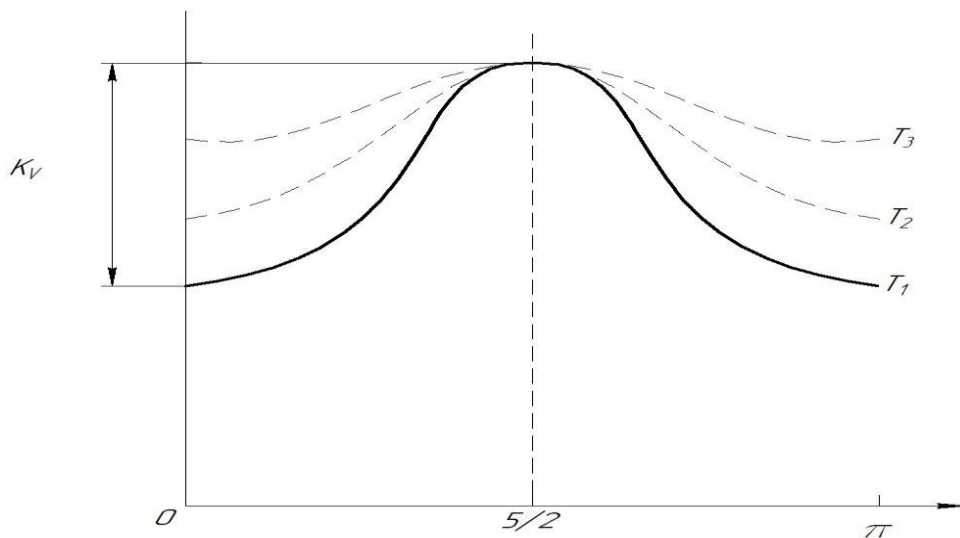


Рисунок 40 – Зниження енергетичного бар'єра $K \cdot v$ при підвищенні температури ($T_3 > T_2 > T_1$)

При досить високих температурах може настати момент, коли переміщення частинки за рахунок флуктуацій буде відбуватися настільки швидко, що після зняття поля вектор I_s частинки буде вільно переміщатися в усіх напрямках. Така феромагнітна частинка не буде мати залишкової намагніченості. У цьому випадку поведінка однодоменної частинки нагадує поведінку магнітного моменту частинки ланжевеновського газу, а ансамбль таких частинок подібний до парамагнітного газу. Це явище називається суперпарамагнетизмом.

Відмінність суперпарамагнітних частинок від ланжевеновського газу полягає в тому, що магнітний момент частинки визначається не одним атомом, а окремою феромагнітною частинкою, яка містить більш ніж 10^3 атомів, зв'язаних обмінною взаємодією, у результаті чого їхні магнітні моменти орієнтовані паралельно.

Роль теплових флуктуацій $k \cdot T$ збільшується, з одного боку, з підвищенням T , а, з другого боку, за рахунок зменшення об'єму частинки v . В принципі, при будь-якій температурі T існує такий об'єм v , коли частинка стає суперпарамагнітною.

Якщо розглянути сукупність однодоменних частинок, то поведінка такої сукупності буде визначатися відношенням об'єму частинок до температури v/T .

При термодинамічній рівновазі для $H = 0$ результуюча намагніченість групи частинок $\tilde{I} = 0$. Внаслідок теплових флуктуацій при $T > 0^\circ K$ після зняття поля H , що впливає, залишкова намагніченість $\tilde{I}_R = 0$, згодом t буде зменшуватися за законом:

$$\tilde{I}_R(t) = \tilde{I}_R(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right),$$

де: τ_0 – час релаксації, $\tilde{I}_R(0)$ – залишкова намагніченість при $t = 0$.

Оцінка часу релаксації проведена Неелем, Брауном:

$$\tau_0^{-1} = f_0 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot v}{k \cdot t}\right) = f_0 \cdot \exp\left(-\frac{I_s \cdot v \cdot H_c}{2 \cdot k \cdot t}\right),$$

де f_0 – частотний фактор порядку 10^9 сек^{-1} (ларморова частота прецесії вектора намагніченості в поле анізотропії частинки). Для частинок заліза τ_0 дуже швидко змінюється зі зміною v/T . При зміні v/T у два рази τ_0 змінюється в 10^{10} раз (табл. 2).

Таблиця 2 – Зміна часу релаксації в залежності від v/T

$\tau_0, \text{с}$	10^{-1}	10	10^3	10^5	10^7	10^9
$v/T, \text{в } 10^{-21} \text{ см}^3/\text{°K}$	3,2	3,9	4,7	5,4	6,2	7,0

Магнітні властивості малих частинок різняться, в таким чином, у залежності від часу експерименту й часу релаксації τ_0 .

1. Якщо $\tau_0/t_0 < 1$, то $\tilde{I}_R = 0$, а також $H_c = 0$. Така група частинок поводить, як парамагнітний газ гігантських молекул з моментом $I_s \cdot v$ (суперпарамагнетизм). З останнього рівняння для $\tau_0/t_0 = 1$ випливає:

$$\Delta E = K \cdot v_p = 20 \cdot k \cdot T.$$

Із цього рівняння можна визначити верхню границю обсягу v_p частинок із суперпарамагнітними властивостями.

2. Для $\tau_0/t_0 \gg 1$ напрямок намагніченості частинки можна розглядати практично повністю стабілізованим, тобто утворюється постійна в часі залишкова намагніченість. За умови $\tau_0 \geq 10^9 \text{ с}$ одержуємо співвідношення:

$$\Delta E = K \cdot v_s \geq 40 \cdot k \cdot T,$$

з якого визначається нижня границя обсягу частинки зі стабільною залишковою намагніченістю, тобто нижня межа однодоменності.

3. Якщо $Ic < \tau_0 < 10^9 \text{ с}$, то спостерігається безперервна зміна $\tilde{I}_R(t)$ із часом (магнітна в'язкість).

Графіки цих рівнянь зображені графічно на рис. 41. Частинки, точки яких (K, v) лежать лівіше заштрихованих областей, при відповідних температурах суперпарамагнітні; а частинки, у яких (K, v) лежать правіше, мають стабільну $\tilde{I}_R$. У середині заштрихованих областей виникає магнітна в'язкість. Лінія $v_0 = 4 \cdot \pi \cdot R_0^3/3$ – граничний обсяг однодоменної частинки.

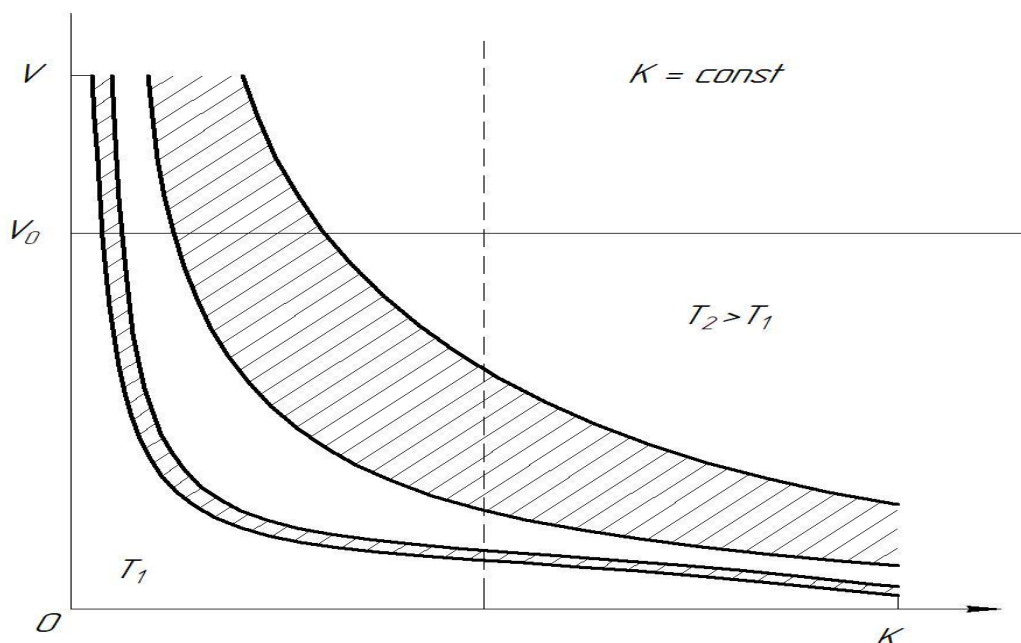


Рисунок 41 – Фазова діаграма станів однодоменних частинок

Для поля H , паралельного осі частинки, власна енергія частинки з моментом $v \cdot I_s$ запишеться:

$$E(\theta) = K \cdot v \cdot \sin^2 \theta \pm v \cdot I_s \cdot H \cdot \cos \theta ,$$

де θ – кут між напрямком намагніченості й напрямком осі частинок. Знак «+» або «-» залежить від напрямку H по відношенню до I_s . Висота бар'єра для розмагнічування за рахунок флуктуацій при когерентному обертанні виходить:

$$E_{\max} - E_{\min} = \Delta E = K \cdot v \cdot \left(1 \pm \frac{I_s \cdot H}{2 \cdot K} \right)^2 ,$$

тобто бар'єр зі збільшенням поля або зростає, або зменшується залежно від того, паралельно або антипаралельно полю лежить I_s .

Отже, залежно від розміру частинок при однаковому K (перетин графіка на рис. 47 лінією $K = \text{const}$) спостерігається наступна закономірність, представлена в табл. 3.

Таблиця 3 – Зміна магнітних властивостей однодоменних частинок

Неферомагнітні частинки	Однодоменні частинки			Багатодоменні частинки
	Суперпарамагнетизм	Магнітна в'язкість	Стабільна намагніченість	
0	v_p	v_s	v_0	$\rightarrow v$

7.21. Дія механічних напружень на магнітну сприйнятливість гірничих порід

У магнетизмі гірничих порід надається велике значення вивченню магнітних властивостей під тиском. Це пояснюється, з одного боку, тим, що під дією напружень, що пов'язані з тектонічними процесами, може змінюватися природня залишкова намагніченість гірничих порід. З'ясування характеру цих змін і можливості відновлення первинної намагніченості I_{n0} представляє дуже важливе завдання в палеомагнітних дослідженнях. З іншого боку, в останні роки виявлено, що після сильних землетрусів спостерігаються зміни напруженості геомагнітного поля в районі, що безпосередньо примикає до епіцентру.

Є відомості, що відразу після землетрусу в районі озера Кутуаро (Японія) виявлена магнітна аномалія порядку 1000 гам (1 гама = 10^{-5} E). Протягом року після землетрусу величина аномалії суттєво поменшилася. Є ще ряд доказів впливу землетрусів на напруженість геомагнітного поля (H_g).

Передбачається, а в деяких роботах це доведене виразно, що зміна H_g у значній мірі обумовлена зміною намагніченості гірничих порід під дією тисків, що розбудовуються в період підготовки землетрусу. Зміна магнітних характеристик гірничих порід під тиском відбувається в результаті відповідних змін у властивостях феромагнітної фракції. Вплив зовнішніх механічних напружень на зерна феромагнітних мінералів передається через неферомагнітну «матрицю» зразка гірничої породи. У цьому є відмінність механізму передачі навантаження на магнітні мінерали гірничих порід від передачі напружень на феромагнітні матеріали, де напруження σ впливають на феромагнетики безпосередньо.

Як правило, гірничі породи вивчаються під дією напружень стиску. Залежність залишкової намагніченості k від питомого тиску p природніх зразків магнетиту й титаномagnetиту при одноосьових тисках до 10200 кг/см^2 у магнітних полях до 23 E показані на рис. 42. Залишкова намагніченість при тих же тисках зменшувалася приблизно на порядок.

Оборотні й необоротні зміни $k(p)$ уперше були розглянуті окремо на зразках ефузивних і інтрузивних порід. Виявилось, що більша частина змін k є оборотною. Емпіричний закон оборотної зміни k залежно від p в області невеликих тисків має вигляд:

$$k(p) = \frac{k(0)}{1 + cp},$$

де c – коефіцієнт, обумовлений по лінійній ділянці $k(p)$ в області більших p :

$$c = \frac{1}{k(0)} \cdot \frac{dk}{dp}.$$

Величина c становить $(0,8 - 3,3) \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{кг}$ для досліджених гірничих порід. При повторних накладеннях тиску зміни k оборотні.

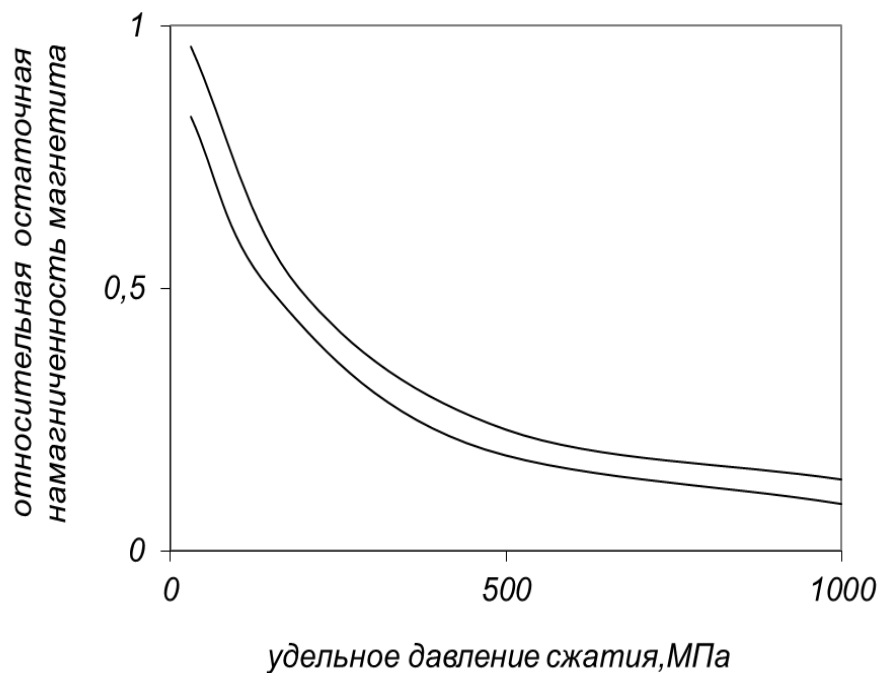


Рисунок 42 – Відносна зміна залишкової намагніченості магнетиту, підданого одноосьовому стиску

Деякі автори одержали теоретичні вираження для коефіцієнта c . Так, для багатодомених невзаємодіючих частинок з ізотропним розподілом легких осей отримано:

$$c = 3 \cdot \frac{\lambda_s \cdot \kappa(0)}{I_s^2}.$$

Крім анізотропії, пов'язаної із зовнішніми напругами, при обліку кристалографічної анізотропії необхідно враховувати фактор, що розмагнічує частинки. Виявилося, що для ансамблю багатодомених невзаємодіючих частинок з випадково орієнтованими доменами слушне вираження:

$$c = \frac{\frac{3}{2} \cdot \lambda_s}{\frac{2}{3} \cdot \left(K_1 + \frac{1}{3} \cdot K_2 \right) + \frac{1}{2} \cdot N \cdot I_s^2},$$

де K_1 й K_2 – перша й друга константи кристалографічної анізотропії, N – середній фактор, що розмагнічує. По розрахунках [14], фактор $N=3,9$ для ансамблю еліпсоїдальних часток із середнім відношенням осей 3/2, що найбільше часто зустрічається у вивержених породах. Для магнетиту виходить $c=10^{-4}$ см²/кг, що перебуває згідно з теоретичними висновками. Розглянуті теорії описують залежність $\kappa(p)$, спостережувану в області малих тисків. При більших тисках ці теорії незастосовні.

Як відзначалося, магнітострикція має оборотну й необоротну частини. Оборотна магнітострикція магнетиту була докладно досліджена, і була отримана температурна залежність оборотної магнітострикції. Виявилося,

що остання збільшується зі збільшенням T у малих магнітних полях і зменшується у більших. При величині залишкової намагніченості порядку $1n$ оборотна магнітострикція трохи збільшується з підвищенням температури, що свідчить, про аналогічну поведінку п'єзомагнітного ефекту. У тій же роботі оцінена величина об'ємної магнітострикції, яка виявилася на три порядки нижче лінійної.

7.22. Зміна залишкової намагніченості під дією тиску

Якщо не намагнічений зразок піддати одноосьовому стиску, а потім зняти стиск у присутності зовнішнього магнітного поля H , то в ньому утворюється додаткова стосовно $Ir(H)$ залишкова намагніченість. Ця додаткова намагніченість називається п'єзозалишковою і позначається через Irp (в іноземній літературі – PRM).

Утвор п'єзозалишкової намагніченості при знятті напруги σ відбувається, незалежно від знака магнітострикції й від взаємної орієнтації σ і H , завжди по напрямку H . Це пов'язано з тим, що під дією зовнішнього стиску відбувається перерозподіл внутрішніх напружень. Вони викликають зсув доменних границь у результаті того, що перпендикулярно до σ виникає нова вісь легкого намагнічування. При зменшенні σ до нуля деякі границі, положення яких було стійким у присутності σ , стають нестійкими. Вони мимовільно переходять у більш стабільні положення. А оскільки цей перехід здійснюється в присутності H , то зростає обсяг магнітних фаз, намагніченості яких становлять найменші кути з полем, тобто Ir збільшується.

При дії одноосьового стиску під час відсутності поля H на зразок, що має залишкову намагніченість, спостерігається зменшення Ir . Після зняття тиску відбувається деяке збільшення залишкової намагніченості в порівнянні з її значенням у присутності σ . Однак остаточне значення Ir після циклу: накладення тиску - зняття тиску буде суттєво менше величини Ir перед додатком навантаження. Таким чином, під дією тиску спостерігаються оборотні й необоротні зміни залишкової намагніченості. На рис. 43 показані результати впливу одноосьового тиску на нормальну залишкову намагніченість залізистого кварциту з Карелії. Цей зразок *in situ* перебував у мікроскладці нагнітання. Як видно з рисунка, необоротні зміни намагніченості набагато більше оборотних. Під дією тиску незворотньо зменшуються також термозалишкова й хімічна намагніченості.

Встановлено, що оборотні зміни термозалишкової і в'язкої намагніченостей у зв'язку із завданням оцінки сейсмамагнітного ефекту, складо зменшення Irt при тисках порядку 800 кг/см^2 досягає 10-15% від початкової величини. При підвищенні температури до 200°C величина оборотних змін Irt зменшується. Найбільше сильно (до 50%) під дією $p = 700\text{-}800 \text{ кг/см}^2$ зменшується грузла намагніченість. Після впливу на породу тиску коефіцієнт магнітної в'язкості S сильно зростає.

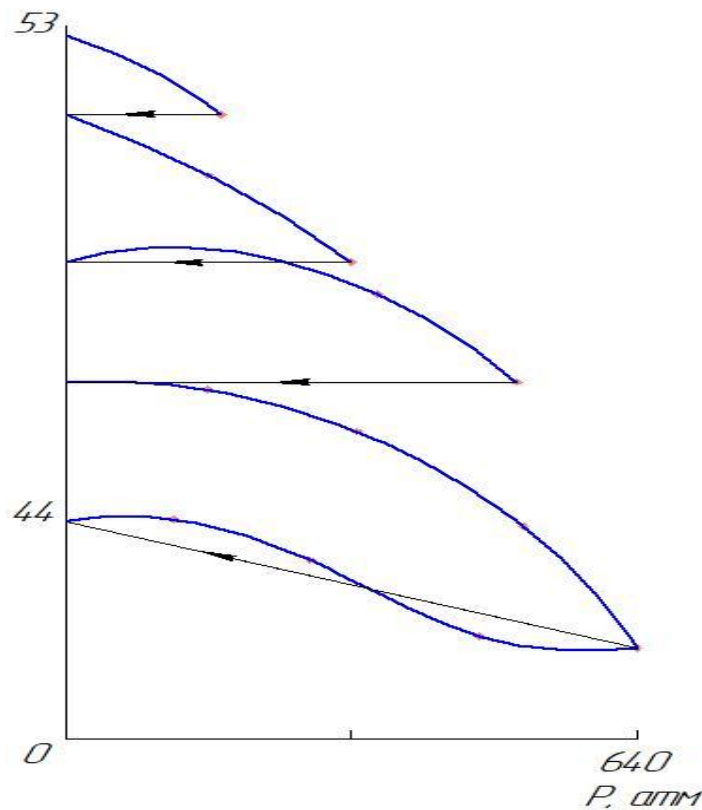


Рисунок 43 – Оборотні й необоротні зміни I_r під дією тиску

Намагніченості (I_r , I_{ri} , I_{rt} , I_{rv} і I_{rd}) створювалися на природному моно-і полікристалічному магнетиті. Величини всіх видів намагніченості під тиском ~ 4000 кг/см² зменшувалися приблизно на порядок в основному незворотно.

Під дією змінних механічних навантажень у породі виникає так звана динамічна залишкова намагніченість вивчена в роботі [14]. Величина I_{rd} у даному магнітному нулі завжди менше I_{rt} , більше I_r і має той же порядок, що I_{ri} . Намагніченість I_{rd} має порівняно невисоку стабільність. У магнетитів I_{rd} практично повністю руйнується нагріванням до 300°C або в змінному магнітному полі 14-60 Е. Величини H_c для I_{rd} становлять 7-15 Е. Тимчасове зменшення I_{rd} під час відсутності має таку ж закономірність, як і зменшення I_r .

8. ПОВНЕ РОЗМАГНІЧУВАННЯ ФЕРОМАГНЕТІКА

Розрізняють два види коерцитивної сили: по індукції H_{GB} і по намагніченості H_{c3} , причому значення H_{c3} не залежить від коефіцієнта розмагнічування тіла [11].

Розглядаючи діаграму (рис. 44), на яку нанесені криві повернення із точок H_{GB} і H_{c3} , неважко переконатися, що, впливаючи на зразок полем, що має напруженість $-H_{GB}$ і $-H_{c3}$, не можна повністю розмагнітити цей зразок – після припинення дії поля індукція буде мати деяке значення, рівне відповідно B' і B'' .

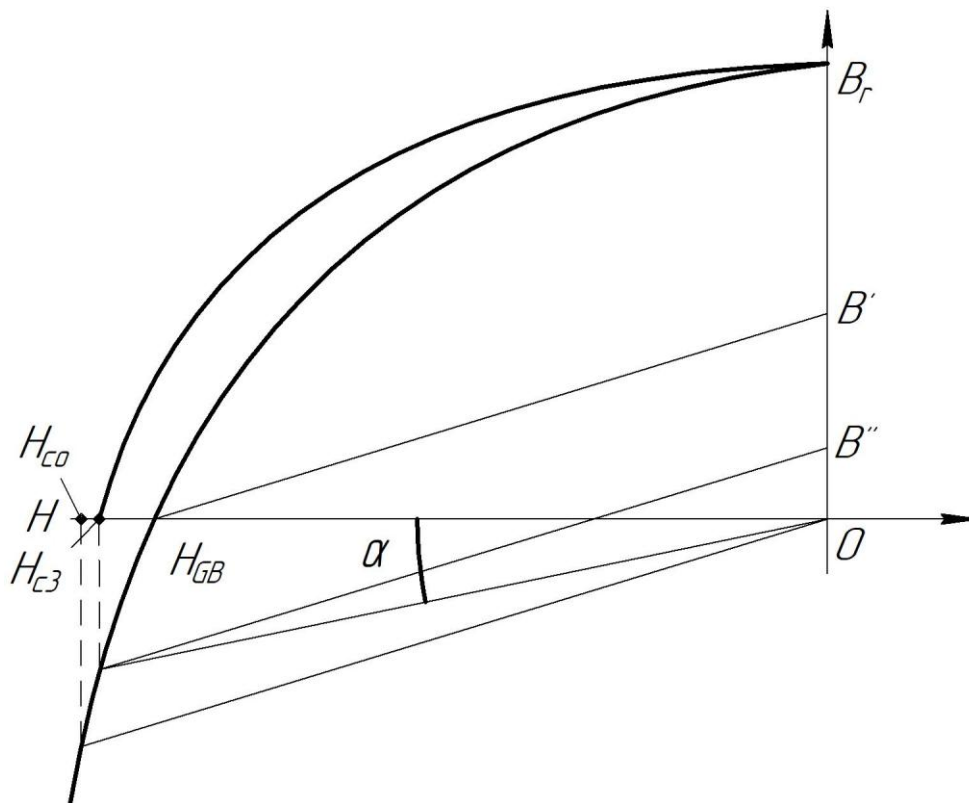


Рисунок 44 – Схема, що пояснює принцип повного розмагнічування феромагнетику

Очевидно, що для повного розмагнічування зразка необхідний вплив негативного поля H_{C0} , значення якого може бути отримано, якщо провести через нульове значення B пряму повернення в третьому квадранті до перетинання з петлею $B(H)$.

Назвемо H_{C0} коерцитивною силою за нульовим значенням індукції повернення. Це значення коерцитивної сили служить для оцінки матеріалів магнітофонних стрічок і дротів.

Досягнення значення H_{C0} при випробуванні феромагнітних матеріалів дозволяє одержати повністю розмагнічений стан зразка, який необхідний для одержання результатів, що не залежать від попереднього намагнічення. Однак, деякі труднощі у встановленні точного значення цієї напруженості (через обмежену точність амперметрів, за допомогою яких устанавлюють напруженість H_{C0}), а також низька точність визначення значення H_{C0} через неоднорідність матеріалу зразків приводять до того, що цей спосіб не використовують для одержання повного розмагнічування випробуваних зразків.

На практиці розмагнічування здійснюють через вплив на зразок змінного поля низької частоти, що поступово зменшується до нуля. Для цього зразок поміщають у котушку, по якій проходить змінний струм, і повільно

виносять зразок з поля котушки, видаляючи його на значну відстань де поле котушки вже можна вважати рівним нулю. Змінний струм низької частоти необхідний для можливо повного «промагнічування» зразка, що розмагнічується. Зокрема, при розмагнічуванні суцільних зразків необхідний змінний струм частотою близько 1 Гц (один цикл перемагнічування в 1 с). Максимальний струм у котушці, що розмагнічує, установлюють такого значення, щоб напруженість поля усередині котушки перевершувала, щонайменше, в 1, 2 рази максимальне значення напруженості, під впливом якої була отримана залишкова індукція даного зразка.

9. ПОВЕДІНКА ЧАСТИНОК У ЗМІННОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Змінне поле створюється при переміщенні немагнітного барабана щодо нерухливої багатополусної магнітної системи. Якщо ж на поверхні барабана перебуває магнітний продукт, то він не перемагнічується, пересуваючись від полюса до полюса, а переорієнтується пасмами й відбувається як би обертання їх щодо осі легкого намагнічування. Створюється враження, що пасмо «біжить» по поверхні барабана, убік протилежну його обертанню.

Коли барабан нерухливий, а магнітна система переміщається, то пасма магнітного продукту, що перебувають на поверхні барабана при проходженні полюса будуть переміщатися на довжину цього пасма незалежно від кроку полюсів [7].

Зміна напруженості поля, створюваного багатополусною магнітною системою найбільше просто може бути описано функціями виду:

$$H_x = H_0 \cdot \exp(-c \cdot X) \cdot \cos(c \cdot Y);$$

$$H_y = H_0 \cdot \exp(-c \cdot X) \cdot \sin(c \cdot Y),$$

де: H_0 – напруженість поля на поверхні полюсів; $c = \pi/S_{ПОЛ}$ – коефіцієнт нерівномірності магнітного поля; $S_{ПОЛ}$ – крок полюсів; X – координата, спрямована нормально до лінії вершин полюсів; Y – координата, спрямована нормально осям полюсів.

Розглянемо випадок змінного магнітного поля нерухливої магнітної системи. Допустимо, частота зміни поля ω і при цьому довжина пасма (флокули) на поверхні барабана сепаратора рівна a . Тоді при сприятливих умовах швидкість переміщення пасма по поверхні барабана складе:

$$U_T = 2 \cdot \omega \cdot a.$$

Гradient напруженості уздовж осі Y з вираження для H_y рівний:

$$\frac{dH_y}{dY} = H_0 \cdot c \cdot \exp(-c \cdot X) \cdot \cos(c \cdot Y).$$

Магнітна сила F_{M1} , що тягне флокулу до полюса:

$$F_{M1} = \mu_0 \cdot \chi_\phi \cdot H_Y \cdot \frac{dH_Y}{dY},$$

де χ_ϕ – питома магнітна сприйнятливість флокули [м³/кг].

Флокула притискається до поверхні барабана з магнітною силою:

$$F_{M2} = \mu_0 \cdot \chi_\phi \cdot H_X \cdot \frac{dH_X}{dX}.$$

Рівновага флокули на поверхні барабана буде за умови:

$$F_{M1} = \frac{F_{M2}}{k_T},$$

де k_T – коефіцієнт тертя.

У випадку багатополусної системи флокула, перебуваючи між полюсами, випробовує дію двох протилежно спрямованих горизонтальних сил:

$$F_{MY}^1 = \mu_0 \cdot \chi_\phi \cdot H_0^2 \cdot c \cdot \sin((S_{ПОЛ} - a) \cdot c);$$

$$F_{MY}^{11} = \mu_0 \cdot \chi_\phi \cdot H_0^2 \cdot c \cdot \sin((S_{ПОЛ} + a) \cdot c).$$

Вертикальна складова рівна:

$$F_{MX} = \mu_0 \cdot \chi_\phi \cdot H_0^2 \cdot c \cdot \cos(a \cdot c).$$

Тоді умова рівноваги флокули прийме вид:

$$F_{MX} k_T = F_{MY}^1 - F_{MY}^{11}$$

Вирішуючи останнє рівняння відносно a , одержуємо:

$$\sin \frac{\pi \cdot a}{S_{ПОЛ}} = \frac{k_T}{2} \cdot \cos \frac{\pi \cdot a}{S_{ПОЛ}},$$

звідки знаходимо розмір флокули на поверхні сухого барабана:

$$a = \frac{S_{ПОЛ}}{\pi} \cdot \arccos \sqrt{\frac{1}{k_T}}.$$

Згідно експериментальним даним [7] пасма зі збільшенням частоти починають зменшуватися й при частоті 400 Гц ставали нерозрізнені для людського ока.

Аналіз даних на рис. 45 дає можливість зробити такі висновки. Оскільки магнітна сприйнятливість зменшується зі зменшенням крупності, то пасма стають коротшими, й тому їхня швидкість знижується. Однак, зі збільшенням частоти їхня швидкість вже не залежать від розміру, тому що опір хмарі частинок не залежить від окремої частинки, а має деяке середнє значення, що залежить від розмірів і швидкості хмари. Визначимо при якій частоті флокули й частинки відриваються від поверхні барабана при зміні знака напруженості поля (рис. 46).

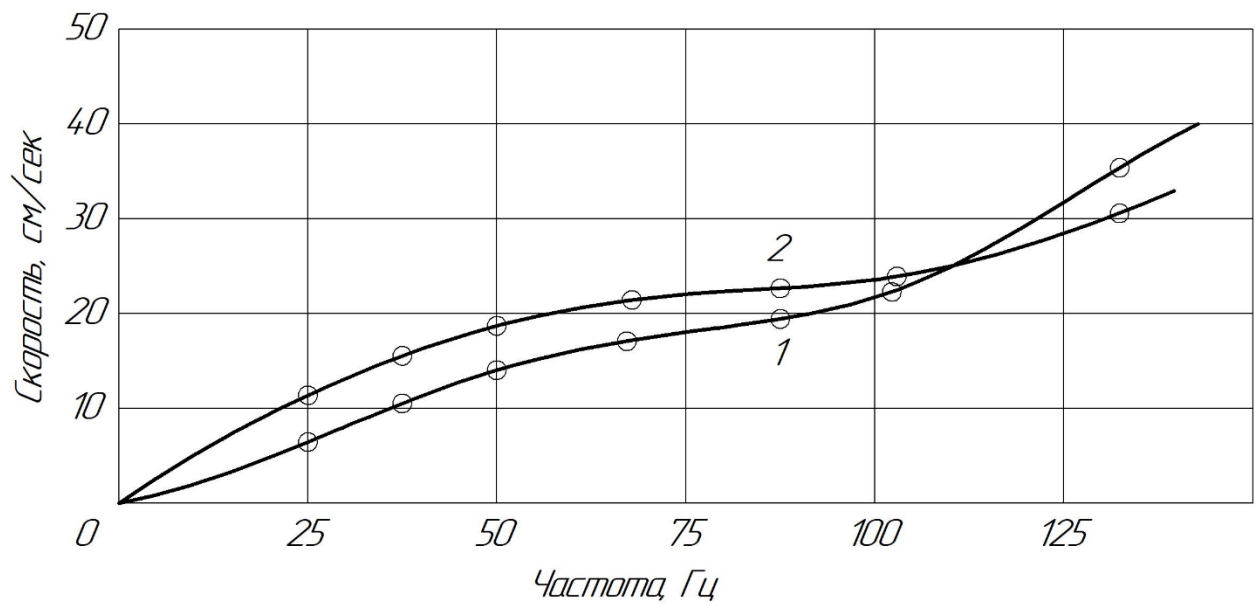


Рисунок 45 – Швидкості переміщення згущених мас частинок від частоти зовнішнього магнітного поля.

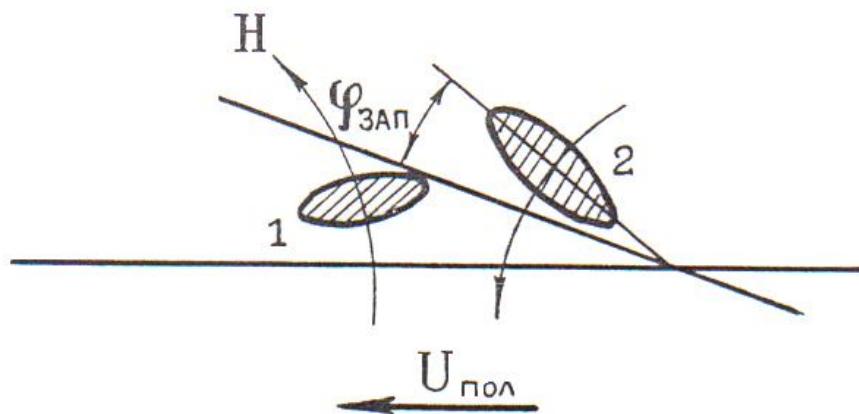


Рисунок 46 – Схема руху флокул при впливі поля високої частоти

Виконаємо чисельну перевірку залежності, що була отримана, за таких початкових даних: $H = 10^4$ А/м, $\kappa_m = 10$, $\Lambda = 2$.

$$N_a = \frac{4 \cdot \ln((2 + \sqrt{5}) - 1)}{3 \cdot \sqrt{3}} = 0,77 ,$$

$$N_b = \frac{4}{3} \cdot \left(1 - \frac{4 \cdot \ln(2 + \sqrt{5})}{2 \cdot \sqrt{3}} \right) = 5,3 ,$$

$$\kappa_a = \frac{10}{1 + 0,77 \cdot 10} = 1,15 ,$$

$$\kappa_b = \frac{10}{1 + 5,3 \cdot 10} = 0,18 ,$$

$$\alpha = 2 \cdot \arctg \exp\left(-\frac{557}{\omega}\right) /$$

Зміна цього кута залежно від частоти проходження магнітних полюсів під згущеною масою на поверхні барабана, наведені в табл. 4.

Таблиця 4 – Зміна кута відставання флокули залежно від частоти проходження магнітних полюсів

Частота зміни поля, Гц	10	50	100	500	1000	1500	2000	3000
Кут запізнювання, град	0	0,006	0,24	36	49	69	74	79

Таким чином, при частоті 500 Гц кут запізнювання вже значний, і частинки роблять коливальні рухи не встигаючи зробити обертання, а при частоті 1 кГц кут запізнювання більше 45°. Розмагнічування буде спостерігатися в тому випадку, коли кут запізнювання буде більш 90°. У цьому випадку спостерігається протилежний напрямок намагніченості частинки й вектора зовнішнього магнітного поля. Коли кут запізнювання наближається до 180°, тоді умови для розмагнічування частинок будуть ідеальними.

Отже, у повітряному середовищі змінне магнітне поле інтенсивно руйнує флокули, однак опір руху флокул незначний й тому умови для розмагнічування ускладнені.

Розглянемо дію змінного магнітного поля на магнітні частинки, розташовані в рідкому середовищі (пульпі). Останні мають звичайно витягнуту форму, близьку до еліпсоїда обертання зі співвідношенням великої осі до малої $\Lambda = 2$. Частинка довгою віссю (легкого намагнічування) орієнтується уздовж вектора зовнішнього магнітного поля. У випадку змінного магнітного поля частинка іде за зміною цього вектора. Магнітна сила, що орієнтує частинку рівна [8]:

$$F_{M1} = \frac{1}{\delta \cdot d} \cdot \mu_0 \cdot H^2 \cdot (\kappa_a - \kappa_b) \cdot \sin \alpha ,$$

де κ_a, κ_d – об'ємні магнітні сприйнятливості частинки уздовж довгої й короткої осей; α – кут між вектором H и довгою віссю a частинки.

Величини κ_a, κ_d залежать від магнітної сприйнятливості речовини κ_M й від співвідношення $\frac{a}{b} = \Lambda$ через який вираховують N , тобто фактори, що характеризують розмагнічування уздовж кожної з осей [11]. Для кулі $N = 0,33$, для нескінченно довгого стрижня $N=0$, а для тонкої круглої пластини нескінченної площі $N \rightarrow \infty$. Для еліпсоїдів обертання кінцевих розмірів:

$$N_a = \frac{\Lambda^2}{(\Lambda^2 - 1) \cdot \sqrt{\Lambda^2 - 1}} \cdot \left(\ln(\Lambda + \sqrt{\Lambda^2 + 1}) - 1 \right),$$

$$N_b = \frac{\Lambda^2}{(\Lambda^2 - 1)} \cdot \left(1 - \frac{\ln(\Lambda + \sqrt{\Lambda^2 + 1})}{\Lambda \cdot \sqrt{\Lambda^2 - 1}} \right).$$

Перешкоджає обертанню частинки сила в'язкості. Оскільки відбувається обертання частинки, то $U = 2 \cdot \pi \cdot \omega \cdot a$, де ω – частота зміни зовнішнього магнітного поля.

Рівняння руху частинки $-F_{M1} = F_\mu$, оскільки сили питомі. Враховуючи, що $\omega = \frac{d\alpha}{dt}$, маємо:

$$\frac{36 \cdot \pi \cdot \mu \cdot d\alpha}{\delta \cdot d \cdot dt} = - \frac{\mu_0 \cdot H^2 \cdot (\kappa_a - \kappa_b)}{\delta \cdot d} \cdot \sin \alpha.$$

Позначивши $B = \mu_0 \cdot H^2 \cdot (\kappa_a - \kappa_b)$ і $36 \cdot \pi \cdot \mu = A$ і розділяючи змінні одержуємо рівняння

$$\frac{d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{B}{A} dt.$$

Розв'язок даного рівняння має вигляд:

$$\ln(\csc \alpha - \operatorname{ctg} \alpha) = - \frac{B}{A} \cdot t + \ln C.$$

Початкові умови виберемо з таких міркувань. Допустимо, що поле змінюється миттєво від $-H_1$ до $+H_1$. Частинка природно не може відразу ж встигнути за полем, отже $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$. Далі поле залишається на рівні $+H_1$ і при $t \rightarrow \infty$. $\alpha \rightarrow 0$.

Отже $t = 0$, тоді:

$$\ln \left(\csc \frac{\pi}{2} - \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \right) = \ln C,$$

тобто $\csc \frac{\pi}{2} = 1$, $\operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} = 0$.

Виходить $\ln C = 0$, $C = 1$. При цьому остаточний розв'язок рівняння руху прийме вид:

$$\csc \alpha - \operatorname{ctg} \alpha = \exp \left(- \frac{B}{A} \cdot t \right).$$

Спростимо останнє вираження, для чого тригонометричні функції виразимо через $\sin$ і $\cos$, тобто:

$$\frac{1}{\sin \alpha} - \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}}{\sin \alpha} = \frac{1 - \sqrt{1 - \sin^2 \alpha}}{\sin \alpha} = \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} = \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}.$$

Тоді:

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \exp \left(-\frac{B}{A} \cdot t \right).$$

Звідки кут відставання рівний:

$$\alpha = 2 \operatorname{arctg} \exp \left(-\frac{B}{A} \cdot t \right).$$

Час дії на частинку поля однієї полярності дорівнює половині періоду:

$t = \frac{1}{2 \cdot \omega}$. На підставі цього одержуємо функцію кута запізнювання повороту частинки від напрямку вектора зовнішнього магнітного поля залежно від його частоти:

$$\alpha = 2 \cdot \operatorname{arctg} \exp \left(-\frac{B}{2 \cdot \omega \cdot A} \right).$$

Зв'язок між магнітними сприйнятливостями речовини κ_M і тіла має вигляд:

$$\kappa_a = \frac{\kappa_M}{1 + N_a \cdot \kappa_M}, \quad \kappa_b = \frac{\kappa_M}{1 + N_b \cdot \kappa_M}.$$

Феромагнітний матеріал характеризується якоюсь магнітною інерцією, і якщо магнітне поле буде досить високої частоти, то можливо через інерцію не може бути здійснене розмагнічування взагалі. Оцінимо можливості розмагнічування з урахуванням магнітної в'язкості феромагнетику.

Проведемо оцінку отриманої залежності при таких пічаткових даних: $H=104$ А/м; $\kappa_M = 10$; $\Lambda=2$; при цьому $N_a = 0,77$; $N_b = 5,3$; $\kappa_a = 1,15$; $\kappa_b = 0,18$; $A = 0,113$; $B = 126$.

$$\alpha = 4 \cdot \operatorname{arctg} \exp \left(-\frac{557}{\omega} \right).$$

Результати розрахунків при різних частотах зведені до табл.5.

Таблиця 5 - Кут запізнювання повороту частинки до вектора зовнішнього змінного магнітного поля

Частота, Гц	10	50	100	500	1000	3000	5000	10000	50000	100000
Кут, град	0	0	1	72	120	160	168	172	176	177

Таким чином, частинки пульпи, при частотах до 100 Гц практично встигають йти за вектором зовнішнього магнітного поля із запізнюванням в 1° . При частоті понад 1000 Гц запізнювання значне становить більш 90° , і

починається перемагнічування частинок. При частоті 100 кГц маємо достатні умови для перемагнічування частинок тому що кут запізнювання становить 172° (табл.6).

Таблиця 6 - Ступінь розмагнічування частинок залежно від кута запізнювання.

Частота, Гц	10	50	100	500	1000	3000	5000	10000	50000	100000
Кут запізнювання, град	0	0	1	72	120	160	168	172	176	177
Ступінь розмагнічування	0	0	0	0	0,5	0,93	0,97	0,99	0,997	0,998

Кут запізнювання може бути використаний у якості мірила розмагніченості частинок: $K_{PA3} = \sin(\varphi - 90)$, оскільки розмагнічування починається тоді, коли складова вектора зовнішнього магнітного поля починає мати протилежний напрямок вектору намагніченості частинки.

10. РОЗМАГНІЧУВАННЯ ФЕРОМАГНІТНИХ ЧАСТИНОК У ПОТОЦІ ПУЛЬПИ

Розмагнічування феромагнітного зразка проводиться в такий спосіб. Зразок жорстко закріплюється в просторі, де буде наведено магнітне поле. Орієнтація зразка така, що вісь легкого намагнічування розташовується паралельно вектору зовнішнього магнітного поля.

Установлюється напруженість поля, відповідна до насичення зразка.

Проводиться багаторазова зміна напрямку вектора напруженості. У результаті зразок буде мати залишкову намагніченість, яка розташовується на кривій початкового намагнічування.

Зменшується амплітуда напруженості й процедура повторюється. Так надходять до зменшення напруженості до нуля.

У результаті зразок буде повністю розмагнічений.

Основною умовою розмагнічування є жорстке положення зразка в мінливому магнітному полі. Коли зразок не закріплений, то він прагне змінити своє положення відповідно до зміни напрямку вектора зовнішнього магнітного поля, повертаючись віссю легкого намагнічування слідом за цим вектором зовнішнього магнітного поля. Швидкість повертання зразка за швидкістю зміни зовнішнього магнітного поля залежить від намагніченості зразка, від параметрів зовнішнього середовища й умов закріплення зразка в просторі. Намагніченість зразка за умов його незакріплення не змінюється.

Щоб добитися перемагнічування частинок у пульпі, де, як відомо, феромагнітні частинки можуть вільно орієнтуватися вздовж вектора зовнішнього магнітного поля, воно повинне змінюватися зі швидкістю, яка перевищує швидкість механічного переміщення зразка в цьому полі. Кут запізнення між кутом повороту частинки й вектором магнітного поля повинен бути більш 90° . Визначимо, якою повинна бути при цьому частота зміни поля.

До вступу в магнітне поле, частинки орієнтовані довгою віссю довільно в просторі й розподіл кутів орієнтації рівномірний. А після влучення в поле орієнтація частинок у всіх однакова.

Таким чином, вплив на феромагнітну пульпу змінним магнітним полем частотою 50 Гц не може викликати розмагнічування частинок феромагнетиту, оскільки ці частинки встигають орієнтуватися віссю легкого намагнічування уздовж вектора зовнішнього магнітного поля. Твердого закріплення положення частинки в змінному магнітному полі не спостерігається. Деяке поліпшення реологічних показників феромагнітної пульпи, що пройшла через апарат, що розмагнічує, можна пояснити механічним руйнуванням флокул до розмірів, які визначаються значенням залишкової намагніченості феромагнітних частинок.

Припустимо, що в потоці пульпи як твердої фази втримуються частинки чистого магнетиту, що мають форму еліпсоїдів обертання з великою віссю a і малою b . Припустимо також, що магнітне поле рівномірне. При влученні в магнітне поле кожна така частинка намагнічується, і на її кінцях утворюються «магнітні маси» [8]. Ці «маси» взаємодіють із зовнішнім магнітним полем і викликають обертання частинки, тобто її орієнтацію більшою віссю уздовж вектора напруженості зовнішнього магнітного поля, що приводить до зміни фактора розмагнічування частинок N_T і, як наслідок, до зміни магнітної сприйнятливості обсягу потоку пульпи, що розмагнічується.

Для оцінки поведінки частинок у магнітному полі розглянемо рівновагу обертання частинки з позицій рівняння руху:

$$m \cdot U = \Delta t \cdot \sum F .$$

де m – маса частинки, а U – її швидкість, Δt – час знаходження частинки у магнітному полі; $\sum F$ – сили, що діють на частинку, що знаходиться в пульпі і взаємодіє з зовнішнім магнітним полем

Складові сил такі:

Сила дії зовнішнього магнітного поля, що діє на кінці частинки – F_M :

$$F_M = \mu_0 \cdot \bar{\mu} \cdot \frac{\pi a^2}{4} \cdot H^2 \cdot \sin \alpha_1 .$$

Тут a – розмір (діаметр) частинки у напрямку осі легкого намагнічування; H – напруженість магнітного поля; μ_0 – абсолютна магнітна постійна; $\bar{\mu}$

– відносна магнітна проникненість; α_1 – кут між віссю легкого намагнічування й вектором напруженості зовнішнього магнітного поля.

Під впливом сили частинки починають обертотий рух. Лінійна швидкість переміщення кінців частинки може бути визначена через кут повороту φ за час Δt :

$$U = \frac{\varphi}{\Delta t} \cdot \frac{a}{2}.$$

Тоді сила спротиву обертанню кулі у в'язкій рідині буде:

$$F_\mu = 8 \cdot \pi \cdot \mu \cdot a \cdot U = 8 \cdot \pi \cdot \mu \cdot a \cdot \frac{\varphi}{\Delta t} \cdot \frac{a}{2} = 4 \cdot \pi \cdot \mu \cdot a^2 \cdot \frac{\varphi}{\Delta t},$$

де: μ – коефіцієнт динамічної в'язкості середовища.

Сила інерції частинки при обертотому русі – F_I , дорівнює:

$$F_I = m \cdot \left(\frac{\varphi}{\Delta t} \right)^2 \cdot \frac{a}{2} = \frac{\pi \cdot a^3}{6} \cdot \delta \cdot \left(\frac{\varphi}{\Delta t} \right)^2 \cdot \frac{a}{2} = \frac{\pi \cdot a^4 \cdot \delta \cdot \varphi^2}{12 \cdot \Delta t^2},$$

де m – маса частинки діаметром a і щільністю δ .

Рівняння рівноваги сил, що призводять до обертання частинки має вигляд:

$$F_M - F_\mu - F_I = 0,$$

або:

$$\mu_0 \cdot \bar{\mu} \cdot \frac{\pi \cdot a^2}{4} \cdot H^2 \cdot \sin \alpha_1 - 4 \cdot \pi \cdot \mu \cdot a^2 \cdot \frac{\varphi}{\Delta t} - \frac{\pi \cdot a^4 \cdot \delta \cdot \varphi^2}{12 \cdot \Delta t^2} = 0,$$

а після спрощення:

$$3 \cdot \mu_0 \cdot \bar{\mu} \cdot H^2 \cdot \sin \alpha_1 \cdot \Delta t^2 - 48 \cdot \mu \cdot \varphi \cdot \Delta t - a^2 \cdot \delta \cdot \varphi^2 = 0$$

Уведемо позначення й обчислимо їх при тих же числових даних, які прийняті раніше:

$$K_1 = 3 \cdot \mu_0 \cdot \bar{\mu} \cdot H^2 = 3 \cdot 1,26 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^8 = 756,$$

$$K_2 = 48 \cdot \mu = 48 \cdot 10^{-3},$$

$$K_3 = a^2 \cdot \delta = 3500 \cdot 10^{-6} = 3,5 \cdot 10^{-3},$$

.

Тоді:

$$K_1 \cdot \sin \alpha_1 \cdot \Delta t^2 - K_2 \cdot \varphi \cdot \Delta t - K_3 \cdot \varphi^2 = 0.$$

Розв'язок цього рівняння дає:

$$\Delta t_{1,2} = \frac{K_2 \cdot \varphi \pm \sqrt{(K_2 \cdot \varphi)^2 + 4 \cdot K_1 \cdot \sin \alpha_1 \cdot K_3 \cdot \varphi^2}}{2 \cdot K_1 \cdot \sin \alpha_1}$$

$$\Delta t_{1,2} = \varphi \cdot \frac{48 \cdot 10^{-3} \pm \sqrt{48 \cdot 48 \cdot 10^{-6} + 4 \cdot 756 \cdot 3,5 \cdot 10^{-3} \cdot \sin \alpha_1}}{2 \cdot 756 \cdot \sin \alpha_1} =$$

$$= \varphi \cdot \frac{48 \cdot 10^{-3} \pm \sqrt{2,3 \cdot 10^{-3} + 10,584 \cdot \sin \alpha_1}}{1512 \cdot \sin \alpha_1},$$

а якщо врахувати, що час не може бути від'ємним, то:

$$\Delta t = \varphi \cdot \frac{48 \cdot 10^{-3} + \sqrt{2,3 \cdot 10^{-3} + 10,584 \cdot \sin \alpha_1}}{1512 \cdot \sin \alpha_1}.$$

Кут φ означає кут повороту частинки в цьому полі за період Δt руху в магнітному полі, а α_1 – початковий кут між віссю легкого намагнічування й вектором зовнішнього магнітного поля.

Прийнявши, наприклад $\varphi = 10^\circ (0,174)$, $\alpha_1 = 90^\circ (\sin \alpha_1 = 1)$, маємо $\Delta t = 0,37 \cdot 10^{-3}$ с.

Для розмагнічування частинок необхідно змінне магнітне поле з частотою f більшою ніж:

$$f > \frac{1}{\Delta t}$$

При невеликій швидкості протікання пульпи магнітні частинки в магнітному полі змінюють своє положення на деякий кут α_1 . У цьому випадку фактор розмагнічування частинок N змінюється відповідно до залежності [8]:

$$N = N_a \cdot \cos^2 \alpha_1 + N_b \cdot \sin^2 \alpha_1,$$

де N_a й N_b – фактори, що розмагнічують, уздовж великої і малої осей, відповідно.

Результати досліджень, наведені в роботі [15], показали, що кут, який частинка утворює з вектором зовнішнього магнітного поля, становить у середньому близько 40° (рис. 47,а), розподіл же частинок по різних кутах орієнтації від 0 до 90° близький до рівномірного (рис. 47,б). У магнітному полі кут α_1 убиває.

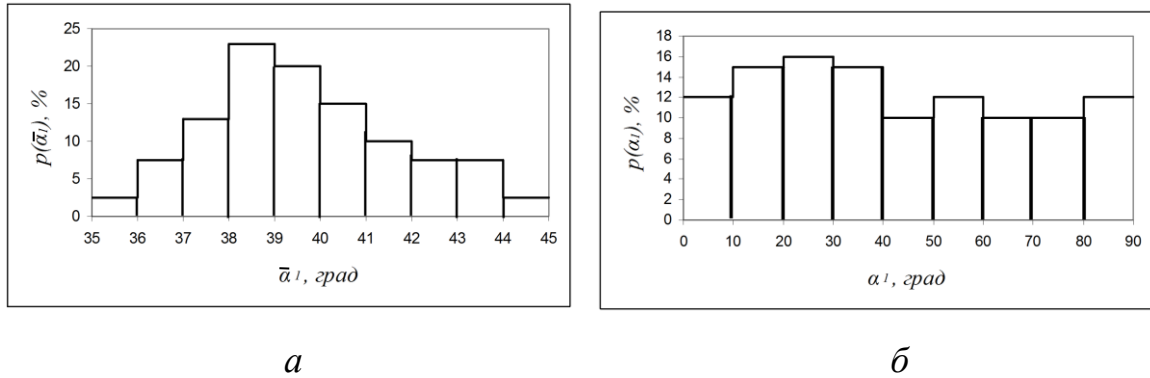


Рисунок 47 – Гістограми розподілу середнього кута $\bar{\alpha}_1$ (а) і кутів орієнтації α_1 магнітних частинок (б) (тут $p(\alpha_1)$ – імовірність появи α_1 й $\bar{\alpha}_1$)

11. ВПЛИВ ЗАЛИШКОВОЇ НАМАГНІЧЕНОСТІ НА РЕОЛОГІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПУЛЬПИ

Розглянемо, яким чином змінюється розмір флокул у таких змінних полях.

Сила осьового стиску виражається рівнянням [8]:

$$F_{oc} = \frac{(S \cdot \kappa \cdot H)^2 \cdot k \cdot \mu_0}{4 \cdot a^2 \cdot (1 + \kappa_a \cdot N_a)^2},$$

де поперечний переріз флокули $S = \frac{\pi \cdot b^2}{4}$, причому $\frac{a}{b} = 2$.

Тут a – довжина довгої, а b – короткої осей еліпсоїда.

Руйнують флокулу турбулентні дрібномасштабні пульсації із силою в'язкості:

$$F_\mu = 3 \cdot \pi \cdot \mu \cdot \sigma \cdot a,$$

де μ – коефіцієнт динамічної в'язкості води, σ – лінійна швидкість поверхні турбулентного вихора.

Умова рівноваги флокули становлять:

$$a \cdot F_\mu = b \cdot F_{oc},$$

причому $\frac{a}{b} = 2$.

З обліком цього одержуємо співвідношення:

$$\frac{a^2 \cdot (d \cdot \kappa \cdot H)^2 \cdot n^2 \cdot k \cdot \mu_0}{4 \cdot a^2 \cdot (1 + \kappa_a \cdot N_a)^2} = 2 \cdot 3 \cdot \pi \cdot \mu \cdot \sigma \cdot a.$$

Звідси маємо:

$$\frac{(d \cdot \kappa \cdot H)^2 \cdot n^2 \cdot k \cdot \mu_0}{24 \cdot \pi \cdot \mu \cdot \sigma \cdot (1 + \kappa_a \cdot N_a)^2} = a.$$

Позначимо $\frac{n^2 \cdot k}{24 \cdot \pi} = G$, тоді:

$$G \cdot \frac{(d \cdot \kappa \cdot H)^2 \cdot \mu_0}{\mu \cdot \sigma \cdot (1 + \kappa_a \cdot N_a)^2} = a.$$

Таким чином, розмір флокул у змінному магнітному полі прямо пропорційний квадрату залишкової напруженості магнітного поля частинок, їхній магнітної сприйнятливості й розміру частинок і обернено пропорційний в'язкості середовища й інтенсивності турбулентних пульсацій.

Якщо навіть припустити, що магнітні частинки розмагнічені повністю, то, потрапляючи в магнітне поле Землі, вони здобувають намагніченість, що відповідає її полю й поєднуються в агрегати. У такий спосіб повністю розмагнітити частинки не представляється можливим.

Оцінимо розмір флокул залежно від залишкової намагніченості частинок за таких умов:

$$N=0,16; \quad \kappa = 5; \quad \mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}; \quad \mu = 1,2 \cdot 10^{-3};$$

$$\sigma = 1; \quad G=3,7; \quad d = 5 \cdot 10^{-5} \text{ (всі розмірності у системі СІ)}.$$

Відповідно до формули для розміру флокул полічені дані, які зведено в таблицю 7.

Таблиця 7 - Розмір флокул, що існують за рахунок залишкової намагніченості частинок.

H, А/м	0	10	50	100	500	1000	10000
a, м	0	$3 \cdot 10^{-8}$	$75 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$75 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-2}$
a, мм	0	0,00003	0,00075	0,003	0,075	0,1	30

Як впливає з табл. 7, залишкова напруженість між 100 і 500 А/м уже буде збільшувати розмір частинок обвантажувача в 2 рази, далі розміри флокул різко збільшуються, знижуючи в'язкість суспензії.

12. МОЖЛИВІСТЬ РОЗБИВКИ ФЛОКУЛ ТУРБУЛЕНТНІСТЮ. ВЗАЄМОЗВ'ЯЗОК ТУРБУЛЕНТНОСТІ Й МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Гіпотеза течії в'язких рідин, яка одержала історичне підтвердження, припускає деякий розподіл швидкостей: на поверхні, яка обмежує потік, швидкість нульова; у центральній частині – найбільша (рис. 48). Таким чином, у сусідніх шарах поперечного перетину потоку швидкості різні. У перетині, більш близькому до периферії, швидкість менша, а ближче до центру більша. За рахунок різниці швидкостей, згідно із законом Бернуллі, виникає тиск усередині потоку, спрямований у бік більшої швидкості. Сили цього

тиску провокують утвор вихорів – турбулентності. Виникнення турбулентності залежить від співвідношення сил ваги тиску, в'язкості. А оскільки параметри цих сил зв'язують із числом Рейнольдса, то розглянемо їхні співвідношення.

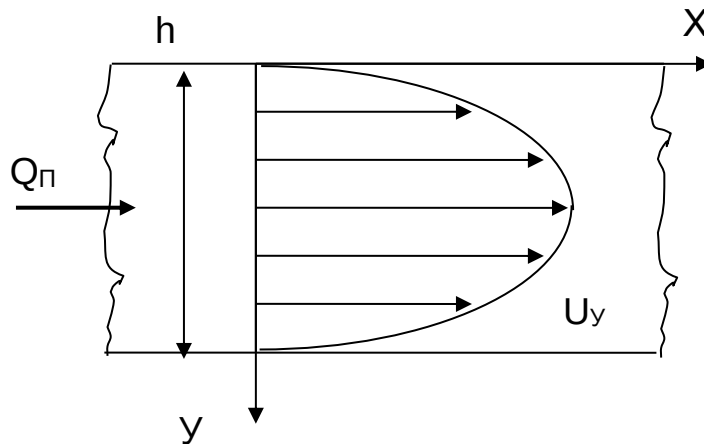


Рисунок 48 – Розподіл швидкостей у плоскопаралельному ламінарному потоці

У такому потоці за рахунок грузлого тертя:

$$\tau = -\mu \cdot \frac{dU_y}{dY},$$

де μ – коефіцієнт динамічної в'язкості. $\left[\frac{H \cdot c}{m^2} \right]$.

Спостерігається тиск із боку меншої швидкості. Сила цього тиску на частинку розміру d , яка може розташовуватися в потоці, пропорційна площі поперечного перетину цієї частинки і становить:

$$F = \tau \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4}.$$

Питома сила буде дорівнювати:

$$F_\mu = -\mu \cdot \frac{6 \cdot \pi \cdot d^2}{4 \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \delta_T} \cdot \frac{dU}{dY} = -\mu \cdot \frac{3}{2 \cdot d \cdot \delta_T} \cdot \frac{dU}{dY} \cdot \left[\frac{m}{c^2} = \frac{H}{\kappa z} \right].$$

Закон переміщення її визначається силою ваги, й закон руху визначається співвідношенням:

$$-\mu \cdot \frac{3}{2 \cdot d \cdot \delta_T} \cdot \frac{dU}{dY} = g \cdot \frac{\delta_T - \delta_B}{\delta_T}.$$

$$-\mu \cdot \frac{3}{2 \cdot d} \cdot \frac{dU}{dY} = g \cdot (\delta_T - \delta_B).$$

$$\frac{dU}{dY} = \frac{2 \cdot g \cdot d \cdot (\delta_T - \delta_B)}{3 \cdot \mu} = \frac{2 \cdot 9,8 \cdot 10^{-4} \cdot 2,5 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^3} = 1630 \left[\frac{1}{c} \right].$$

Така зміна швидкості створює умови для подолання сили ваги за рахунок градієнта швидкості.

Отже, добування частинок за рахунок градієнта швидкостей у потоці залежить від двох параметрів корисної копалини: щільності й крупності.

У гідравлічному потоці турбулентність виникає, у першу чергу, від шорсткості поверхні стінок каналу. Масштаб турбулентності, при цьому, залежить від висоти виступів, а сама турбулентність залежить від функції розподілу висоти виступів. Якщо ж стінки каналу гладкі, то турбулентність виникає від внутрішнього тиску в струмені, яке викликане нерівномірністю епюри розподілу швидкостей у струмені: чим вище швидкість, тем менше тиск. Тому турбулентність розвивається від периферії потоку до його центру. Розглянемо теоретичні аспекти виникнення турбулентності.

Коли потік суцільного середовища обтікає перешкоду, то перед перешкодою утворюється підвищений тиск цього середовища, а за перешкодою – розрідження. У цьому розрідженні утворюється вихор – турбулентність. Розмір вихору залежить від висоти перешкоди: чим вище перешкода – тим крупніше розмір вихору. Однак, якщо висота перешкоди досягає верхньої границі потоку, а швидкість переміщення середовища досить мала, то розмір вихору вже не відповідає висоті перешкоди. Він розбивається на малі вихори, які опускаються до низу перешкоди. І якщо висота перешкоди значна, то вихори зменшуються в міру зниження. Ці зменшення до нуля розміру початкового вихору називаються кореляції. Аналогічні явища виникають, коли на шляху потоку розміщується окрема невисока перешкода. Тоді первісний розмір вихору – масштаб турбулентності – дорівнює висоті перешкоди, а кореляції залежать від в'язкості речовини потоку.

Властиво, турбулентність – це відхилення від середнього значення швидкості потоку в деякому перетині потоку, тобто середнє квадратичне відхилення швидкості потоку в точці простору, у якому переміщається потік. Ясно, що турбулентність залежить від в'язкості речовини потоку, але більш точно ця величина не визначається. Її знаходять експериментально. Наприклад, за допомогою спеціальних зондів, які фіксують значення швидкостей у точці потоку, тобто фіксують реалізацію випадкового процесу [16]. Потім, визначивши кореляційну функцію для такої реалізації, судять про кореляції турбулентності.

З розгляду епюри швидкостей потоку видно (див.рис.49), що найбільші зміни швидкості потоку розташовуються на периферії потоку – у його стінок. Сила тиску усередині потоку в цій області спрямована до середини потоку, тому вихорі рухаються нормально середній швидкості потоку, перешкоджаючи переміщенню всього потоку. За рахунок цього виникає турбулентність. А оскільки тиск усередині стаціонарного потоку постійний, то в сусідніх перетинах потоку швидкість може збільшуватися. Таким чином, у точці потоку існує відхилення швидкості в більшу й меншу сторони від середнього його значення. І ці відхилення тим більше, чим більше масштаб

турбулентності: адже необхідно більше зусиль, щоб зрушити більшу масу вихору.

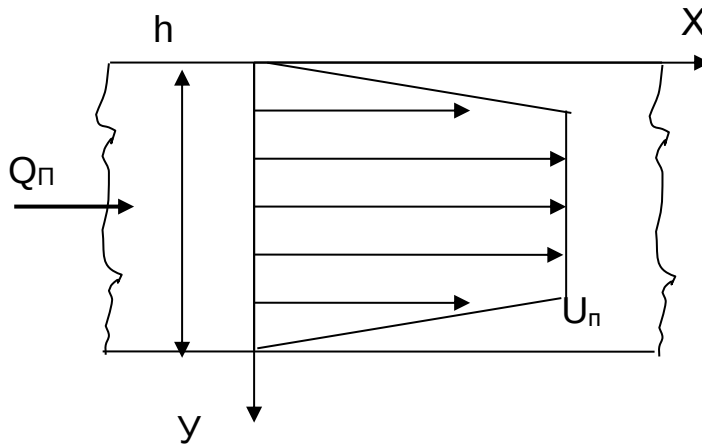


Рисунок 49 – Розподіл швидкостей у плоскопаралельному турбулентному потоці

У пульпі масштаб турбулентності визначається розміром частинок, а турбулентність дисперсією крупності частинок. При щільності пульпи 1400 кг/м^3 об'ємний вміст твердого $p_{TO} = 0,16$, відстань між частинками відповідає $r = 0,6 \cdot d$. Це означає, що вільного руху частинок не може бути. І, як наслідок, немає дрібномасштабної турбулентності. Для того, щоб дрібномасштабна турбулентність мала місце необхідно збільшити відстань проміж частинками до $r = (8-10) \cdot d$, що досягається при вмісті твердого в пульпі $p_{TO} = 0,06$, що потребує значної витрати води.

Стійкий стан пульпи підтримується великомасштабною турбулентністю, у якій беруть участь тверді частинки. Ця турбулентність у сепараторах утворюється взаємодією з пасмами магнітного матеріалу різкими поворотами пульпи у ванні, падінням пульпи у ванну із завантажувального пристрою.

Усе це говорить про те, що флокули мало піддані впливу турбулентності. Зруйнувати їх можуть до деякої міри спеціальні високошвидкісні потоки із дрібномасштабною інтенсивною турбулентністю.

Припустимо, що є гладкостінний циліндричний потік з епюрою розподілу швидкостей, показаною на рис. 49. Виходячи з рівняння Бернуллі, за умови, що одна координата це вісь симетрії потоку, а друга радіальна координата r , отримане рівняння розподілу швидкостей у такому потоці:

$$U_{II} = \frac{I \cdot \delta \cdot g}{4 \cdot \mu} \cdot (r_0^2 - r^2),$$

$$U_{II} = \frac{I \cdot \delta \cdot g \cdot R^2}{4 \cdot \mu} \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right),$$

де: δ – щільність рідини потоку, $\left[\frac{\kappa\mathcal{Z}}{\mathcal{M}^3} \right]$; g – прискорення вільного падіння, $g = 9,8 \left[\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{C}^2} \right]$; μ – коефіцієнт динамічної в'язкості, $\mu = 10^{-3} \left[\frac{H\mathcal{C}}{\mathcal{M}^2} = \frac{\kappa\mathcal{Z}}{\mathcal{M} \cdot \mathcal{C}} \right]$; I – гідрравлічний ухил (безрозмірна величина).

Максимальна швидкість складе:

$$U_{\Pi} = \frac{I \cdot \delta \cdot g \cdot R^2}{4 \cdot \mu} = \frac{1,74 \cdot 10^{-4} \cdot 1,4 \cdot 10^3 \cdot 9,8 \cdot 10^{-2}}{4 \cdot 10^{-3}} = 5,96 \left[\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{C}} \right],$$

Гідрравлічний ухил, величина, що показує дію втрат напору по довжині потоку:

$$I = \frac{16 \cdot \lambda \cdot Q^2}{2 \cdot \pi^2 \cdot g \cdot D^5},$$

де: λ – коефіцієнт втрат напору по довжині – формула Дарсі-Вейсбаха; D – діаметр трубопроводу; Q – об'ємна витрата пульпи:

$$Q = \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot U = \frac{3,14 \cdot 0,2^2}{4} \cdot 3 = 0,094 \frac{\mathcal{M}^3}{\mathcal{C}}.$$

Коефіцієнт втрат по довжині визначається по співвідношенню:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}},$$

де Re – число Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{\delta \cdot U \cdot D}{\mu} = \frac{1,4 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 10^{-1}}{10^{-3}} = 8,4 \cdot 10^5.$$

Тоді:

$$I = \frac{16 \cdot 64 \cdot 0,094^2}{8,4 \cdot 10^5 \cdot 2 \cdot 3,14^2 \cdot 9,8 \cdot 0,2^5} = 1,74 \cdot 10^{-4} [\text{безразм}]$$

Сила тиску на частинку усередині потоку пульпи за рахунок наявності деякої епюри розподілу швидкостей може бути виражена так:

$$\begin{aligned} F_p &= \frac{3 \cdot \delta_B \cdot \Delta U_{\Pi}^2}{2 \cdot \delta_q \cdot d_q} = \frac{3 \cdot \delta_B}{2 \cdot \delta_q \cdot d_q} \cdot (U_1^2 - U_2^2) = \frac{3 \cdot \delta_B}{2 \cdot \delta_q \cdot d_q} \cdot (U_1^2 - U_2^2) = \\ &= \frac{3 \cdot \delta_B}{2 \cdot \delta_q \cdot d_q} \cdot \left(\frac{I \cdot \delta \cdot g \cdot R^2}{4 \cdot \mu} \cdot (U_1^2 - U_2^2) \right)^2 = \\ &= 5,96^2 \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{4 \cdot d_q} \cdot \left(\left(\frac{0,099}{0,1} \right)_1^2 - \left(\frac{0,1}{0,1} \right)_1^2 \right)^2 = 13,3 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1}{10^{-4}} = 13,3 \left[\frac{H}{\kappa\mathcal{Z}} \right]. \end{aligned}$$

Магнітне поле прагне повернути частинку віссю легкого намагнічування уздовж вектора зовнішнього магнітного поля. Момент, під впливом якого це відбувається, дорівнює:

$$P = \mu_0 \cdot V \cdot H^2 \cdot \Delta\kappa \cdot \alpha,$$

де: μ_0 – абсолютна магнітна постійна $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \left[\frac{H}{A^2} \right]$, V – об'єм частинки; H – напруженість зовнішнього магнітного поля; $\Delta\kappa$ – різниця магнітних сприйнятливостей уздовж перпендикулярних осей частинки (овоїда); α – кут відхилення від вектора зовнішнього магнітного поля.

Приведемо цю силу до питомих показників:

$$\frac{P}{m \cdot a} = F = \frac{6 \cdot \mu_0 \cdot \pi \cdot a^3 \cdot H^2 \cdot \Delta\kappa \cdot \alpha}{6 \cdot a \cdot \pi \cdot a^3 \cdot \delta} = \frac{\mu_0 \cdot H^2 \cdot \Delta\kappa \cdot \alpha}{a \cdot \delta} \left[\frac{H}{\kappa\text{г}} \right];$$

$$F = \frac{\mu_0 \cdot H^2 \cdot \Delta\kappa \cdot \alpha}{a \cdot \delta} = \frac{1,26 \cdot 10^{-6} \cdot 10^8 \cdot 5 \cdot 3,14}{180 \cdot 10^{-4} \cdot 4000} = 30 \left[\frac{H}{\kappa\text{г}} \right].$$

У випадку розвиненого турбулентного потоку різниця швидкостей у прикордонному шарі значна, й тоді сила напору складе:

$$F = 5,96^2 \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{4 \cdot d_q} \cdot (0,2^2)^2 = 13,3 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{4}{10^{-4}} = 53,3 \left[\frac{H}{\kappa\text{г}} \right].$$

Таким чином, у приграничній зоні потоку флокули можуть бути зруйновані турбулентними пульсаціями, оскільки сили механічної й магнітної взаємодії мають приблизно однакові значення. Усе це говорить про те, що флокули мало піддані впливу турбулентності. Зруйнувати їх можуть до деякої міри спеціальні високошвидкісні потоки із дрібномасштабною інтенсивною турбулентністю.

Таким чином, поле в $H = 10$ кА/м створює сили, порівнянні із силами турбулентних пульсацій.

Прийmemo швидкості потоку пульпи в 1 м/с, що відповідає нормальним режимним параметрам розділових процесів. При цьому: витрата $Q = 0,0314 \text{ м}^3/\text{с}$; число Рейнольдса $Re = 2,8 \cdot 10^{-5}$; гідравлічний ухил $I = 0,6 \cdot 10^{-5}$; сила пульсацій $F_P = 2,16 \left[\frac{H}{\kappa\text{г}} \right]$.

При такому впливі пульсацій можна розмагнічувати частинки практично до нуля, тому що пульсації турбулентності в такому потоці незначно впливають на положення частинок у просторі. Крім того, такі зусилля не виявляють ніяких впливів на розмір флокул.

13. ПОЧАТКОВА МАГНІТНА ПІСЛЯДІЯ ФЕРОМАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ

Проблема магнітної післядії або магнітної в'язкості займає велике місце у фізиці феромагнітних матеріалів. Магнітна в'язкість обумовлює втрати енергії у феромагнетику, впливає на часткову дисперсію початкової магнітної проникності, швидкодію. Особливе значення питанням магнітної післядії приділяється при вивченні магнетизму гірничих порід, тому що практично всі породи є магнітов'язкими й збагачення в змінному магнітному полі обіцяє більші можливості, оскільки можна одержувати досить контрастний поділ, а збільшення частоти перемагнічування створює впевненість у цьому. Після додатка зовнішнього магнітного поля всі процеси, які відбуваються у феромагнетику, називаються післядією. Існує початкова післядія, вимірювана декількома секундами, і магнітна, пов'язана з так званою релаксацією, яка триває годинами і навіть тижнями. Нас цікавить початкова післядія. При попаданні феромагнетику в зовнішнє магнітне поле відбувається зсув міждоменних границь, на що затрачається деяка енергія, яка виконує роботу проти обмінних сил, що прагнуть утримувати магнітні моменти паралельно один одному.

Очевидно, впливу зазнають електрони, і всі згадані зміни протікають не миттєво, а через якийсь час із моменту накладення зовнішнього магнітного поля. Це явище давно відоме й певною мірою експериментально вивчене [6,14]. Існує навіть класифікація магнітної післядії (МП), яка викликана вихровими струмами, присутністю домішок (температурно-залежна в'язкість), і не залежить від температури й частоти («іорданівська в'язкість»).

Магнітна післядія, викликана присутністю домішок, змінює індукцію, що можна описати за допомогою співвідношень:

$$\Delta B = B_1 + B_0; B_n = B_0 \cdot \psi(t).$$

Нехай порівняно слабке поле Hm миттєво знімається в момент часу $t = 0$ (рис. 50). Тоді індукція теж миттєво, якщо не брати до уваги затримки за рахунок дії вихрових струмів, зменшується на величину B_1 (від значення Bm до значення $B_r + B_0$), а потім уже з кінцевою швидкістю зменшується на величину B_0 до свого кінцевого значення B_r . Величина післядії визначається як $B_n = B_0 \cdot \psi(t)$. Бажано знати як повну величину післядії B_0 , так і функцію $\psi(t)$, що описує «в'язкісну» зміну індукції згодом. Приймається, що $\psi(t)=1$ і $\psi(\infty)=0$.

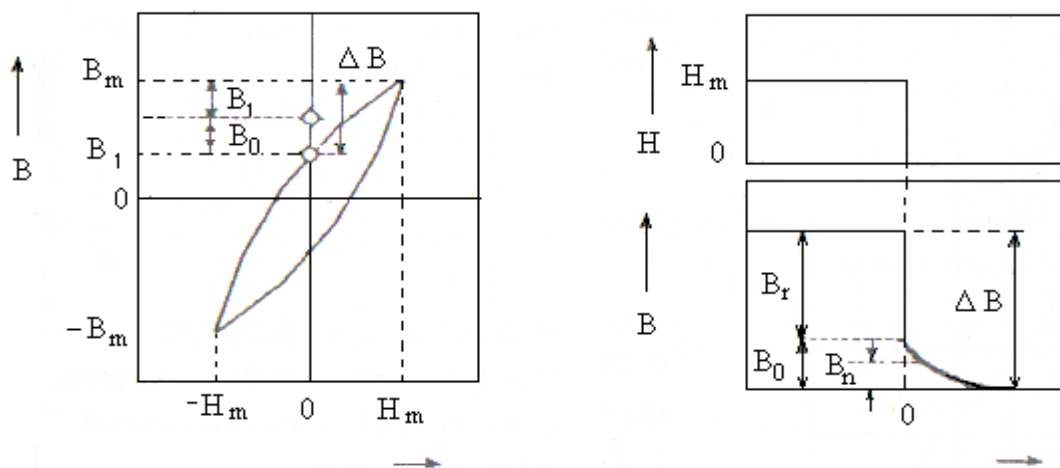


Рисунок 50 – Зміна індукції в тілі феромагнетика з часом
Результати вимірів B_0 при різних ΔB приводяться на рис. 51 .

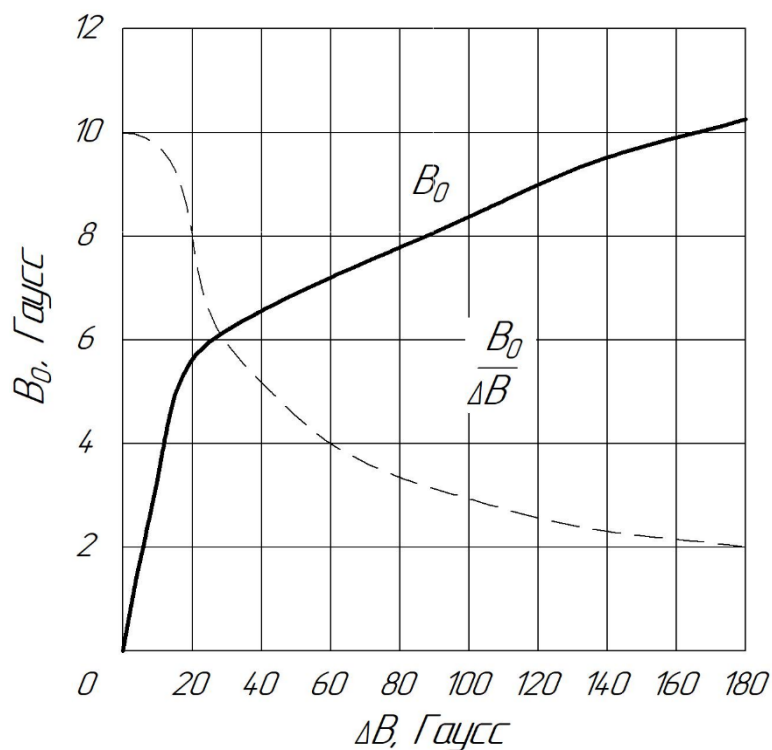


Рисунок 51 – Магнітна післядія (магнітна в'язкість) у карбонільному залізі
(залежність B_0) при повній зміні магнітної індукції ΔB

Так при $\Delta B = 200$ Гс B_0 становить близько 10 Гс. При малих індукціях магнітна післядія B_0 (в'язкісна зміна індукції) становить 30% від повної зміни індукції ($B_0/\Delta B = 0,30$), а при більших індукціях величина її зменшується до нуля.

Функція $\psi(t)$ характеризується кривою, наведеною на рис. 52, де $B_0\psi(t)$ показано у залежності від $\lg t$.

Швидкість в'язкісного спадання індукції дуже сильно залежить від температури (рис. 53). Індукція зменшується згодом не експоненціально: на початку спадання вона зменшується повільніше. Ріхтер при описанні магнітної післядії такого типу вирішив замінити простий експонентний закон:

$$\psi = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

більш загальним співвідношенням:

$$\psi = \int_0^{\infty} \frac{g(\tau)}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) d\tau,$$

де $g(t)$ - функція розподілу постійних часу τ нормована так, що $\psi = 1$.

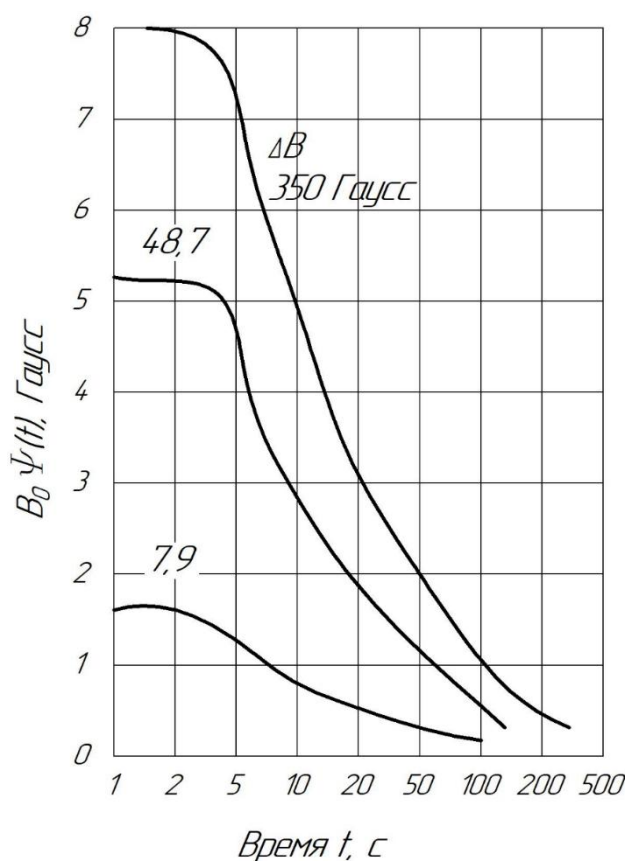


Рисунок 52 – В'язкісне спадання індукції в карбонільному залізі при різних значеннях її повної зміни

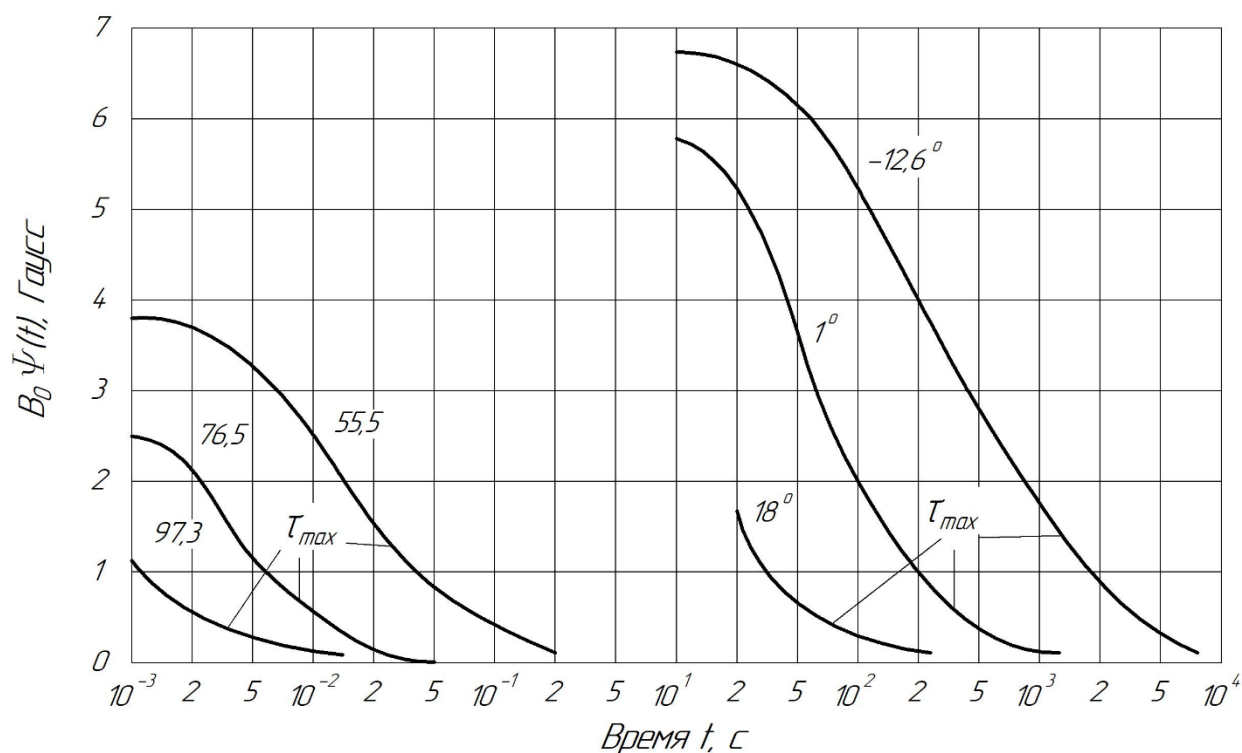


Рисунок 53 – В'язкісне спадання індукції в карбонільному залізі при різних температурах

Отже, «температура активізації» становить близько 10000°K, що відповідає енергії активізації порядку 1 еВ. Миткевич показала, що при деяких значеннях t_0 порушується монотонність спадання індукції, що відбувається після моменту часу $t = 0$; при цьому може навіть зміниться знак B_n , перш ніж її величина досягне нуля (рис54,55).

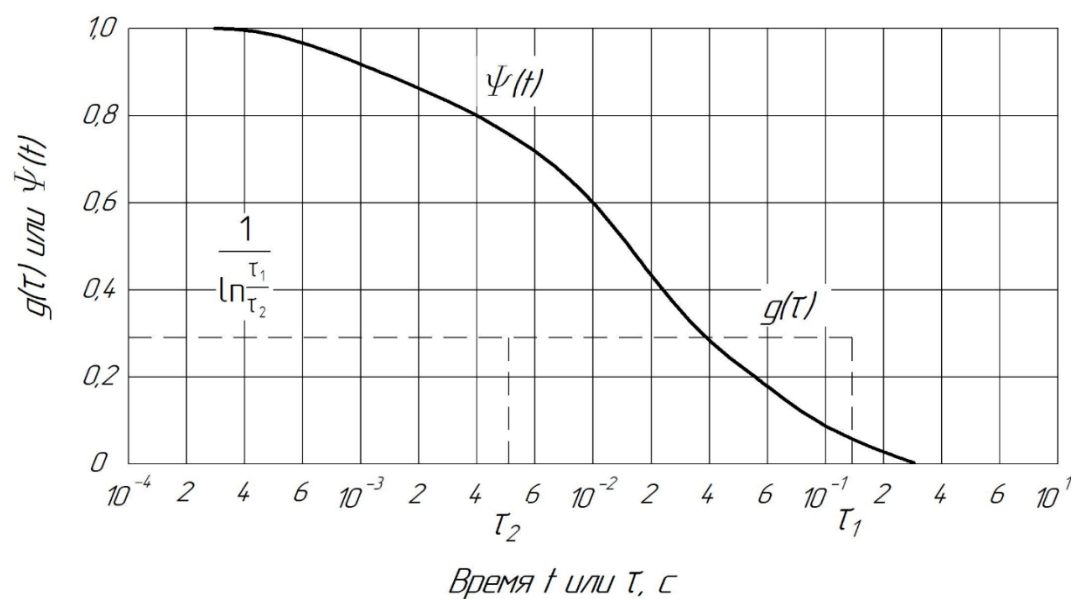


Рисунок 54 – Функція $\Psi(t)$ або $g(\tau)$, що описує в'язкісне спадання індукції в часі

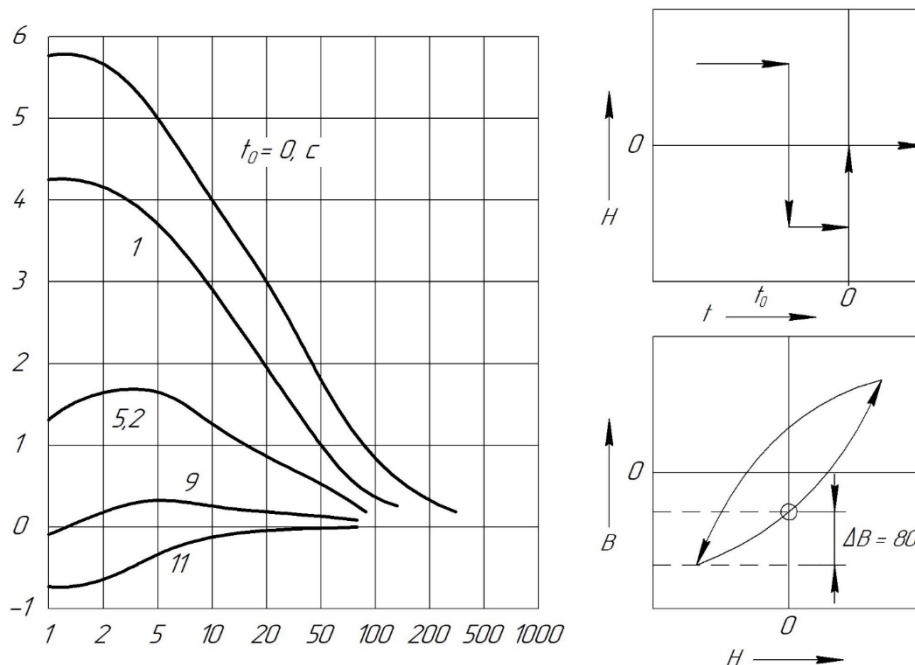


Рисунок 55 – Залежність в'язкісної зміни індукції від магнітної передісторії зразка (аномальна в'язкість, викликана попередньою зміною напрямку магнітного поля)

Між тільки що описаними величинами й величинами, що характеризують втрати енергії матеріалу, що перебуває в синусоїдальному змінному полі, є певний зв'язок. Якщо для даного матеріалу слушний закон Релея, то кут ε зрушення фаз між B и H пов'язано з функцією розподілу $g(\tau)$ приблизно в такий спосіб:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{2 \cdot \pi \cdot f \cdot H}{\mu_0} \cdot \frac{d\mu}{dH} \int_0^{\infty} \frac{g(\tau) d\tau}{1 + \left(\frac{2 \cdot \pi}{\tau} \right)^2}.$$

Якщо $g(\tau)$ має вигляд, зазначений вище, то:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{H \cdot \frac{d\mu}{dH}}{\mu \cdot \ln(\tau_2 / \tau_1)} \cdot \operatorname{arctg} \frac{2 \cdot \pi \cdot f \cdot (\tau_2 - \tau_1)}{4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 + \tau_1 \cdot \tau_2}.$$

Кут втрат, пов'язано з постійною c у формулі втрат:

$$\frac{R}{\mu \cdot f \cdot L} = c + \alpha \cdot B + e \cdot f,$$

співвідношенням $\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\mu \cdot c}{2 \cdot \pi}.$

При розгляді впливу частоти на проникність передбачалося, що дійсна проникність не залежить від частоти поля, а уявна проникність, відповідно до рівняння Максвелла, зменшується тільки в міру росту частоти (екранування за рахунок вихрових струмів). Відомо, що при частоті видимого або

інфрачервоного світла проникність дорівнює одиниці, тому при деяких менших частотах, що перевищують, однак, радіочастоти, проникність повинна падати зі зростанням частоти. Описувані нижче досліди й теоретичний аналіз показують, що найбільшого значення дисперсія магнітної проникності досягає в області 108...1010 Гц, або, інакше кажучи, в області довжин хвиль порядку 10...100 см. На рис. 56, 57 представлені криві, побудовані за результатами вимірів проникності, виконаних на частоті 108 Гц і вище для заліза й нікелю. Нижче наведені значення частот f_k , при яких значення проникності, розраховані по індуктивності μ_L і опору μ_R падають до величин, що становлять приблизно половину нормальних значень. Слід підкреслити, що уявна проникність на високих частотах дуже сильно залежить від стану поверхні. Петерсон і Враттол показали, що навіть на таких низьких частотах, як 105 Гц, тонка оксидна плівка, що утворюється на поверхні зразка при термічній обробці, може викликати падіння уявної проникності в 10 разів. При більш високих частотах значні зміни уявної проникності можуть бути викликані плівками настільки малої товщини, що їх буде важко або просто неможливо виявити.

Оскільки дійсна проникність розраховується по уявній, то значення проникності, одержувані різними авторами, можуть містити великі помилки.

Було висловлено припущення, що причиною падіння проникності в області частот, більших 108 Гц, є те, що для цих частот глибина проникнення поля в речовину може бути порівняна з поперечними розмірами доменів. Для заліза з магнітною проникністю 100 од. СІ й питомим електроопором 10000 Ом·м/мм глибина s проникнення поля при різних частотах становить: $10^{-4} > s > 10^{-6}$ см (частота 108...1012 Гц).

Отже, глибина проникнення поля буде порядку 10^{-4} см при частотах близько 108 Гц.

Більшість теоретичних досліджень виконувалася з метою з'ясувати вплив доменної структури на проникність у зазначеній вище області частот. Беккер розглядав рух границі між двома доменами циліндричної форми з антипаралельними векторами намагніченості. Він припускав, що переміщення границі в слабких полях обмежується внаслідок дії вихрових струмів, що виникають завдяки локальним змінам намагніченості при такому переміщенні. При деякій критичній частоті f_0 переміщення границі буде помітно обмежене. Це виходить при:

$$f_0 = \frac{3 \cdot \rho}{\pi^2 \cdot \mu_0 \cdot l^2} \cdot$$

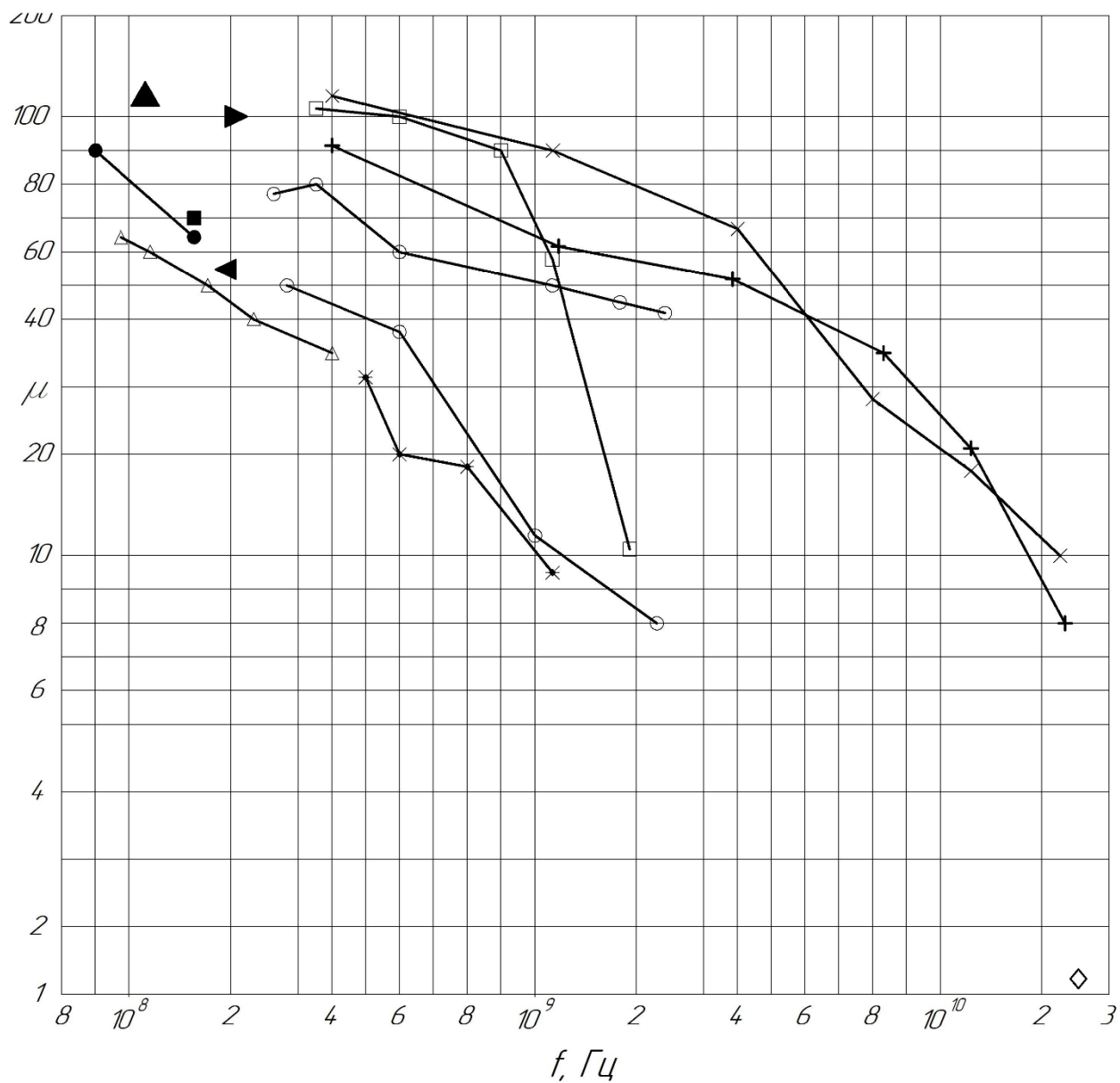


Рисунок 56 – Зіставлення даних, щодо залежності проникності заліза від частоти в області високих частот: ○ – дані Зенгера; + і × – дані Аркад'єва; Δ – дані Хога й Готтліба; * – дані Хога й Джонса; □ – дані Ліндмана; ● – дані Морінга; ▲ – дані Шварца; ◇ – Максвелла; ■ – Прокопіу й Д'альбона; ► – Джонсона й ін.; ◄ – Глатхарта

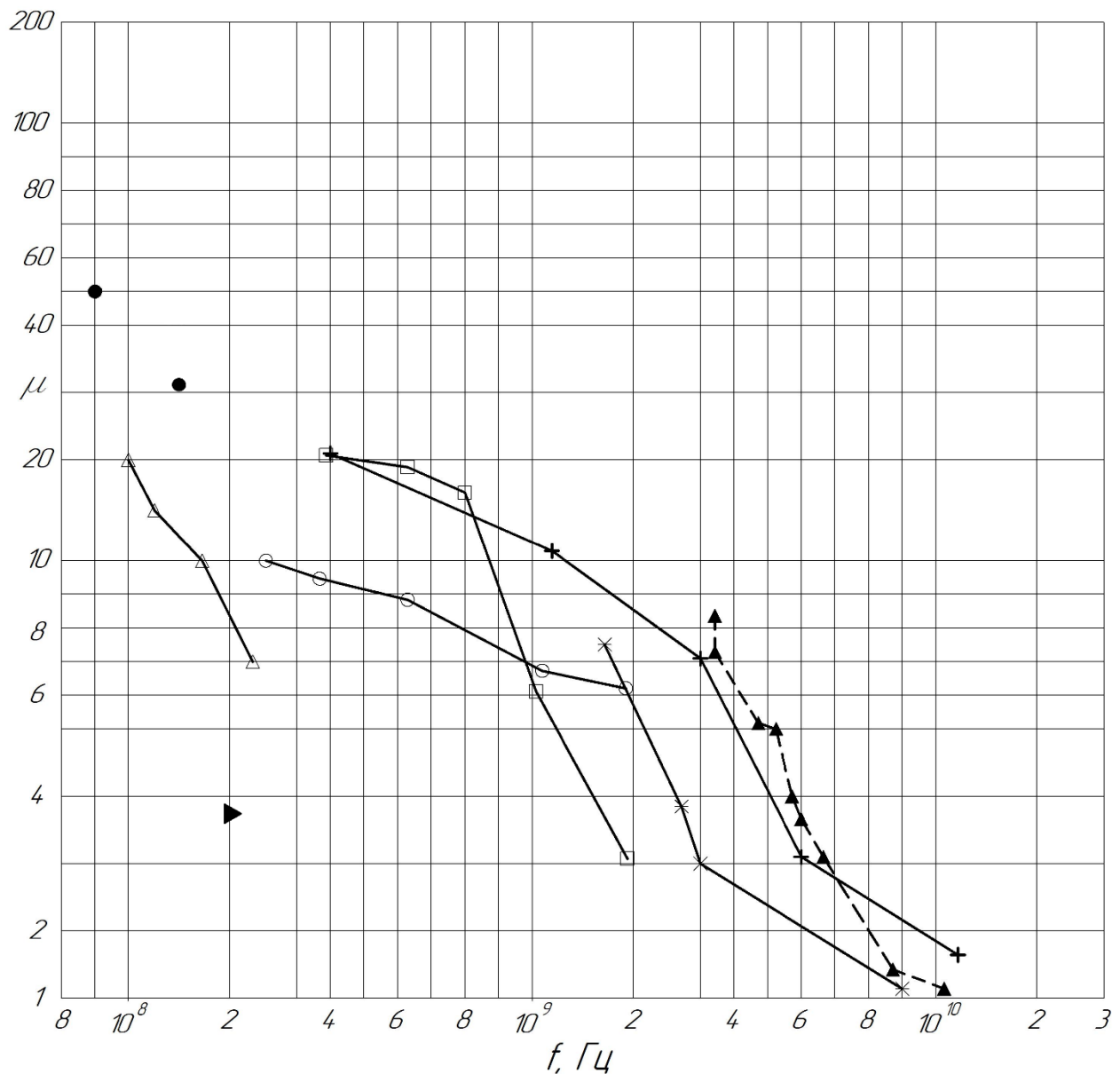


Рисунок 57 - Зіставлення даних, щодо залежності проникності нікелю від частоти в області високих частот: $+$ – Аркад'єва; Δ – Хога й Готтліба; $\square$ – Ліндмана; $*$ – Сімона; $\bullet$ – Морінга; $\blacktriangleright$ – Глатхарта; $\circ$ – Потапенко й Зенгера й частка повідомлення Кіттеля; $\blacktriangle$ – Годсмана й ін.

Для заліза з початковою проникністю 100 од. СІ, питомим опором 10000 Ом·м/мм і «товщиною» домена $l=10^{-4}$ см критична частота $f_0=3 - 109$ Гц, що перебуває в гарній згоді з дослідом.

Беккер теоретично виразив критичну частоту f_i для оборотного її зсуву й одержав співвідношення:

$$f_i = f_0 \cdot \frac{\mu_0 \cdot H}{3 \cdot B_s}.$$

Вираження для f_0 і f_i , можна, відповідно, записати так:

$$\frac{\pi^2}{3} \cdot l^2 \cdot \mu_0 \cdot f_0 \cdot \frac{1}{\rho} = 1;$$

$$\pi^2 \cdot l^2 \cdot \frac{B_s}{H} \cdot \frac{f_i}{\rho} = 1.$$

І зрівняти їх з аналогічним вираженням для глибини проникнення s :

$$4 \cdot \pi^2 \cdot s^2 \cdot \frac{\mu \cdot f}{\rho} = 1.$$

Отже, необоротні зсуви границь повинні припинятися при частотах на два порядки менших, ніж частота, при якій зменшуються оборотні зсуви. Зі збільшенням амплітуди змінного поля частота, при якій припиняються необоротні зсуви границь, буде знижуватися. Таким чином, основними величинами, що допомагають оцінити вплив магнітної інерції, є, як і слід було сподіватися, залишкова намагніченість і коерцитивна сила.

Допустимо, що зразок перебуває у магнітному полі H_0 і має намагніченість J_0 . Знижуємо миттєво поле до 0. Намагніченість убуває з деяким запізненням. Зробимо природне припущення, що швидкість убуття намагніченості $\frac{dJ}{dt}$ пропорційна намагніченості J , тобто:

$$\frac{dJ}{dt} = -K \cdot J,$$

а коефіцієнт K має розмірність $[c^{-1}]$ і тоді його можна замінити величиною:

$$K = \frac{1}{\tau_H},$$

де τ_H - постійна часу перемагнічування. Розв'язок цього рівняння тривіальний:

$$\frac{dJ}{J} = \frac{dt}{\tau_H};$$

$$\ln J = \frac{t}{\tau_H} + c.$$

При $t=0$, $J=J_0$, значить $\ln J = \ln J_0$, і остаточно:

$$J = J_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_H}}.$$

Оскільки феромагнетики мають гістерезис намагніченості при зміні напрямку зовнішнього магнітного поля, то при збільшенні H намагніченість змінюється по іншій залежності:

$$J = J_0 \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_H}\right) \right),$$

і константа τ_{H1} буде відмінна від τ_H . Оцінимо поки якісний характер величини τ_H .

Для феромагнетиків існує поняття магнітна маса (або тотожні йому: магнітний заряд, магнітний полюс, кількість магнетизму). Ця величина залежить від розмірів феромагнітної частинки (або домена) і магнітної сприйнятливості ϵ і зовнішнього магнітного поля H :

$$m = \epsilon \cdot V \cdot H \cdot d \text{ [А} \cdot \text{м]},$$

де V, d – обсяг і еквівалентний діаметр частинки (домена). Крім того, на інерційні властивості частки впливає її маса m_b . І оскільки на перемагнічування затрачається енергія, то елементарне співвідношення для такої роботи буде:

$$m_b \cdot d = A \text{ [кг} \cdot \text{м]}.$$

Величини m_b і m спільно впливають на інерційність, тому їх вплив можна врахувати як добуток або відношення:

$$\frac{1}{\tau_H} \sim \frac{m}{m_b \cdot d}, \frac{A}{\text{кг}}.$$

Виходячи з вимог розмірностей, домножимо праву частину відповідності величинами H і μ_0 :

$$\frac{1}{\tau_H} = \epsilon \frac{m \cdot H \cdot \mu_0}{m_b \cdot d} \text{ [с}^{-2}\text{]},$$

Що вже відповідає вимогам величини, яка шукається. Розкриємо його більш детально:

$$\frac{1}{\tau_H} = \frac{m \cdot H \cdot \mu_0}{d \cdot dV \cdot \delta} = \mu_0 \frac{H^2}{d^2 \cdot \delta},$$

остаточно:

$$\frac{1}{\tau_H} = \frac{H}{d} \cdot \sqrt{\frac{\kappa \cdot \mu_0}{\delta}},$$

де δ – щільність феромагнетика.

Оцінимо порядок цієї величини при наступних даних:

$\kappa=10$ (магнетит); $\delta=5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $\mu_0=1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Н/А}^2$; $d=5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ (домен); $H=104 \text{ А/м}$.

$$\frac{1}{\tau_H} = \frac{10^4}{5 \cdot 10^{-8}} \cdot \sqrt{\frac{1,26 \cdot 10^{-6} \cdot 10}{5 \cdot 10^3}} \approx 10^7,$$

тобто. дуже значна величина й відповідає частотам, при яких позначається вплив магнітної інерції.

Зі збільшенням напруженості поля зростає зсув границі домену, а значить і інерція намагніченості; чим менше частинка, тим більше вона рухлива, і тим вище повинна бути частота перемагнічування для помітного впливу магнітної інерції.

14. ЕКСПЕРИМЕНТИ ПО РОЗМАГНІЧУВАННЮ

14.1. Експериментальні результати класифікації розмагніченого магнетиту в гідроциклоні діаметром 30 мм

Чорна металургія є однією з базових галузей економіки України. Тепер збагачення магнетитових кварцитів займає важливе місце в переробці мінеральної сировини, тому що залізорудні концентрати є сировиною для чорної металургії.

Для одержання високоякісного магнетитового концентрату на збагачувальних фабриках і комбінатах застосовується багатостадійне магнітне розділення. Оскільки феромагнітні мінерали магнетиту мають залишкову індукцію намагніченості, то частинки магнетитової руди мимовільно утворюють флокули, усередині яких защемляються частинки порожньої породи, що знижує якість концентрату. Крім того, магнітна флокуляція зменшує ефективність класифікації, що збільшує циркулююче навантаження на млини. Особливо проявляється ця властивість після впливу на частинки магнетиту сильного постійного магнітного поля при їхній магнітній сепарації.

Класифікація подрібненого продукту в другий і третьої стадіях подрібнення здійснюється в гідроциклонах. Оскільки флокули із частинок готового класу крупності мають більший розмір, то вони йдуть у пісковий продукт і вертаються в млин на подрібнення, що збільшує циркулююче навантаження й знижує швидкість подрібнення. Тому доцільно розмагнічувати суспензію, що надходить у гідроциклони.

Для досліджень використовувалася суспензія магнетиту Полтавського ГЗК зі вмістом класу крупності менш 50 мкм більш 96% і концентрацією твердої фази 100 г/л.

Попереднє намагнічування здійснювалося в постійному магнітному полі з індукцією 0,25 Тл. Розмагнічування виконувалося в імпульсному режимі на лабораторній установці [1]. Розмагнічування полягає в поміщенні частинки в зовнішнє змінне магнітне поле, індукція якого плавно зменшується від максимального значення, яке повинне бути більше залишкової намагніченості частинок магнетиту, до нуля. При цьому, розмагнічування відбувається згідно із кривими гістерезису. У котушці соленоїда створюються загасаючі коливання струму, причому число коливань повинно бути більше п'яти, що забезпечується відповідною добротністю коливального контуру. У цьому випадку розмагнічування зазнають усі частинки, що перебувають усередині соленоїда в місцях, де максимальна індукція магнітного поля більше залишкової намагніченості частинки.

Графіки кінетики згущення досліджуваної намагніченої й розмагніченої магнетитової суспензії представлені на рис. 58. Як видно з рисунка, швидкість осадження розмагніченої суспензії приблизно в три рази менше, ніж намагніченої.

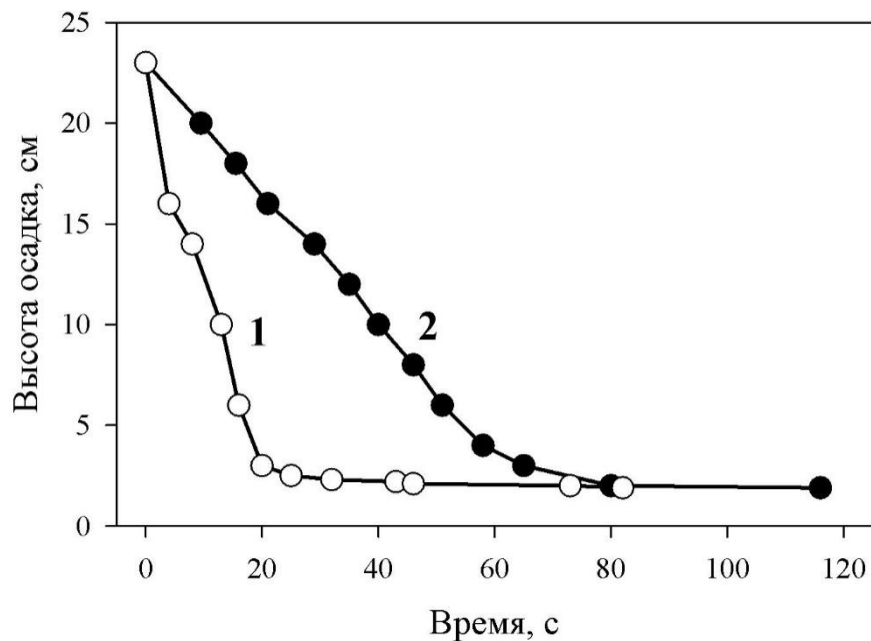


Рисунок 58 – Залежність висоти осаду магнетиту від часу:
1, 2 – намагнічена й розмагнічена суспензія магнетиту, відповідно

Раніше були проведені дослідження із класифікації розмагніченого й намагніченого магнетиту в гідросайзері. У роботі [2] показано, що при класифікації розмагніченого магнетиту вихід у злив класу мінус 50 мкм збільшується в порівнянні з намагніченим майже в 3,5 рази. У гідросайзері плин рідини носить ламінарний характер, тому руйнування магнітних флокул практично відсутнє. Напроти, у гідроциклоні характер плину рідини турбулентний, тому його застосування трохи підвищує ефективність класифікації намагніченої суспензії за рахунок часткового руйнування магнітних флокул. Завданням роботи було встановлення ступеня впливу розмагнічування суспензії на ефективність її класифікації в гідроциклоні. Дослідження класифікації намагніченого й розмагніченого магнетиту проводилося в гідроциклоні діаметром 30 мм, з розміром піскового отвору 5 мм і зливального – 10 мм. Живлення гідроциклону здійснювалося через щілинний отвір розміром 4x10 мм.

Результати дослідження наведено в таблиці 8.

З даних таблиці видно, що вихід розмагніченого магнетиту класу мінус 50 мкм у злив у середньому вище на 10 %, ніж намагніченого. При якісному мікроскопічному аналізі було встановлено, що при досліджених режимах роботи даного гідроциклону величина граничного зерна поділу була значно менше 50 мкм. Тому значна кількість класу -50 мкм потрапило в пісковий продукт.

Таблиця 8 – Результати дослідження класифікації магнетиту в гідроциклоні

Клас крупності, мм	Намагнічений		Розмагнічений	
	Вихід продукту, %			
	Пісковий	Зливальний	Пісковий	Зливальний
Тиск на вході 1 атм.				
+ 0,050	3,09	0,15	2,85	0,14
- 0,050	78,34	18,42	71,49	25,52
Тиск на вході 2 атм.				
+ 0,050	6,06	0,35	1,9	0,63
- 0,050	79,77	13,83	72,29	25,17
Тиск на вході 3 атм.				
+ 0,050	4,62	0,66	2,05	0,32
- 0,050	78,22	16,5	72,99	24,65

Проте, дані виконаних експериментів показують доцільність застосування розмагнічування магнетитової суспензії в імпульсному режимі перед її класифікацією в гідроциклоні. Для оптимізації режимів роботи гідроциклону потрібне проведення додаткових досліджень.

14.2. Експериментальні результати класифікації розмагніченого магнетиту гравітаційним розділенням

Для розкриття зерен магнетиту при збагаченні магнетитових кварцитів їх необхідно подрібнювати до крупності менш 50 мкм. Цей процес здійснюється в кульових млинах із центральним розвантаженням у три стадії. Вміст готового класу в зоні подрібнення зменшує швидкість процесу, приводить до небажаного переподрібнення магнетитових зерен і, як наслідок, збільшує вартість збагачення магнетитових кварцитів. Виведення готового класу здійснюється за допомогою зовнішніх пристроїв, таких як спіральні класифікатори в першій стадії подрібнення й гідроциклони в другій і третій стадіях. Від ефективності роботи пристроїв, що класифікують, залежить величина коефіцієнта циркулюючого навантаження млина, який у діючих схемах збагачення перевищує 200%. Ефективність класифікації гідроциклонами ГЦ-500 частинок магнетиту крупністю 50 мкм не перевищує 80% без урахування їхньої магнітної флокуляції.

Після кожної стадії подрібнення застосовується магнітна сепарація, що приводить до намагнічування частинок магнетиту, оскільки магнетит має залишкову намагніченість. Магнітна флокуляція, що виникає в суспензії намагнічених частинок, приводить до збільшення ефективного розміру частинок магнетитової суспензії, що ще більше знижує ефективність їхньої класифікації й збільшує величину коефіцієнта циркулюючого навантаження.

Крім того, магнетит крупністю менш 74 мкм широко застосовується у вуглезбагаченні в якості обвантажувача при важкосередній сепарації. Магнітна флокуляція частинок обвантажувача приводить до більш швидкого розшарування суспензії, що збільшує нижню межу крупності вугілля, що збагачується, й підвищується погрішність сепарації.

У цілому, можна вважати, що залишкова намагніченість магнетиту відіграє негативну роль у збагаченні корисних копалин, і її зменшення, або розмагнічування, є актуальним завданням.

У більшості випадків для розмагнічування застосовуються спеціальні апарати.

Конструктивно він являє собою трубу з немагнітного матеріалу, на якій розташовані секції спеціально сконструйованого електромагніту, який забезпечує плавне зменшення індукції змінного магнітного поля при русі частинок магнетиту по трубі, при цьому соленоїд постійно підключений до джерела змінного струму. Розмагнічування відбувається згідно із кривими гістерезису. Для зменшення споживаної потужності паралельно соленоїду підключається конденсатор, що забезпечує резонанс струмів при частоті живильної мережі. Добротність утвореного коливального контуру повинна бути більш 10, тому котушки виготовляються з міді.

Розмагнічування енергетично й конструктивно доцільно здійснювати в імпульсному режимі. При такому способі в простій котушці соленоїда збуджуються загасаючі коливання струму, причому число коливань повинне бути більше п'яти, що забезпечується відповідною добротністю коливального контуру. У цьому випадку розмагнічуванню піддадуться всі частинки, що перебувають усередині соленоїда й у місцях, де максимальна індукція магнітного поля більше залишкової намагніченості частинки.

Була розроблена й виготовлена лабораторна установка для розмагнічування суспензії магнетиту. Складовою частиною установки є соленоїд простої конструкції, у якому збуджуються загасаючі коливання й через який пропускається магнетитова суспензія. Зовнішній і внутрішній діаметри соленоїда рівні 20 і 12 мм, відповідно, а його довжина – 130 мм. Соленоїд намотаний у три шари мідним дротом діаметром 1,2 мм і містить 300 витків. Його індуктивність рівна 220 мкГн, а активний опір – 0,5 Ом.

Загасаючі коливання в соленоїді збуджувалися за допомогою генератора, принципова схема якого представлена на рис. 59.

Генератор працює в такий спосіб. У початковий момент часу тиратрон U1 закритий, і конденсатор C1 заряджається до напруги джерела E1 через зарядну індуктивність L1, розрядну індуктивність L2 і соленоїд L3. Індуктивність L1 набагато більше індуктивності L2. При вступі управляючого імпульсу на електрод У тиратрона U1 він відкривається й конденсатор C1 розряджається через розрядну індуктивність L2, тиратрон U1 і коливальний

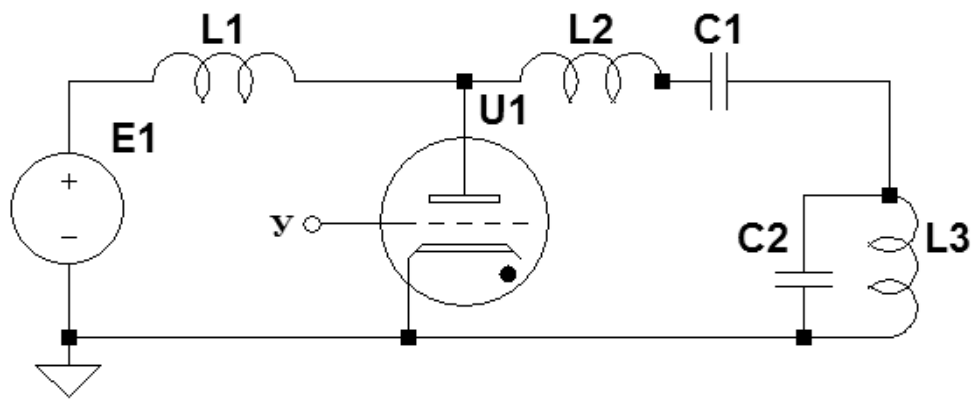


Рисунок 59 – Принципова схема імпульсного генератора згасаючих коливань на тиратроні

контур, що складається з конденсатора C2 і соленоїда L3. При зміні полярності напруги на тиратроні він закривається, а в коливальному контурі C2-L3 збуджуються загасаючі коливання за рахунок запасеної в ньому при розряді C1 енергії. Застосування тиратрона дозволяє одержувати імпульси напруги завбільшки кількох кіловольт при тривалості фронту наростання імпульсу менш 1 мкс. У даній установці ємність конденсатора C2 становила 109 нФ, а амплітудне значення напруги в коливальному контурі рівнялося 3600 В. Графічно зміна індукції магнітного поля в центрі соленоїда в часі показана на рис. 60.

Дослідження розмагнічування суспензії проводилося з магнетитовим концентратом Полтавського ГЗК після флотації. Попередньо намагнічена в постійному магнітному полі з індукцією 0,35 Тл і перемішана суспензія магнетиту зі вмістом твердого 350 кг/м³ пропускала через скляну трубку внутрішнім діаметром 6 мм, яка перебувала усередині соленоїда.

Подача суспензії в трубку здійснювалася через воронку. Об'ємна витрата суспензії становила $1,5 \cdot 10^{-5}$ м³/с, при цьому швидкість її руху в соленоїді рівнялася 0,53 м/с. Таким чином, час знаходження частинок магнетиту усередині соленоїда становило 245 мс. Період проходження імпульсів рівнявся 120 мс, тому кожна частинка магнетиту зазнала розмагнічування за час проходження через соленоїд не менше двох разів.

Дослідження класифікації намагніченої й розмагніченої суспензії магнетиту, приготовленої з концентрату Полтавського ГЗК, здійснювали на лабораторній моделі гідросайзера, представлений на рис. 61. Вміст магнетиту в концентраті рівнявся 69%, а вміст частинок крупністю менше 50 мкм – більше 94%. Попереднє намагнічування суспензії здійснювалося в постійному магнітному полі з індукцією 0,35 Тл. Гідросайзер являє собою прозору пластмасову трубку із внутрішнім діаметром 23 мм і висотою 320 мм. У нижній частині трубки над патрубком подачі чистої води розташована сітка з розміром гнізда 40 мкм, яка служить для вирівнювання швидкості потоку води в поперечному перерізі трубки й видалення піскового продукту.

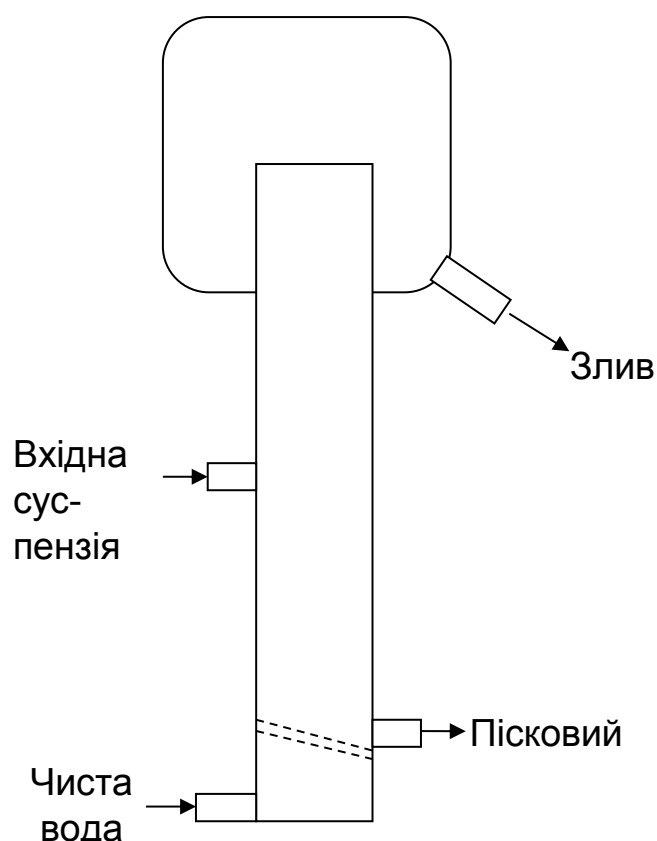


Рисунок 61 - Схема лабораторного гідросайзера

Для видалення зливого продукту служить кільцевий жолоб, установлений на верхній частині трубки, і поставлений патрубком. Вхідна суспензія надходить коаксіально в середню частину трубки по висоті. Зміна швидкості висхідного потоку чистої води здійснюється шляхом зміни напору води, що подається в нижню частину апарата. Частинки зі швидкістю витання, меншої швидкості потоку, попадають у зливальний продукт, а інші – у пісковий продукт.

Результати досліджень представлені в табл. 9 і 10.

Таблиця 9 – Розмір граничного зерна мінералів залежно від швидкості потоку в гідросайзері

Мінерал	Щільність, кг/м ³	Швидкість потоку, мм/с	Розрахунковий розмір граничного зерна, мкм
магнетит	5400	17,4	85,2
		6,63	52,6
кварц	2700	17,4	137,1
		6,63	84,6

Таблиця 10 – Розподіл магнетитової суспензії при сепарації в гідросайзері

Розрахунковий розмір граничного зерна для магнетиту, мкм	Вихід продукту, %			
	Намагнічений		Розмагнічений	
	Зливальний	Пісковий	Зливальний	Пісковий
85,2	51,2	48,8	93,1	6,9
52,6	23,1	76,9	79,7	20,3

Суспензія класифікувалася при двох швидкостях висхідного потоку. Як впливає з табл. 10, при швидкості 17,4 мм/с практично всі частинки кварцу й магнетиту повинні попадати в продукт, що зливається, однак після намагнічування суспензії вихід такого продукту склав 51,2%. Враховуючи, що майже всі частинки кварцу виносяться в злив (за винятком невеликої кількості затиснених у магнітних флокулах зернах), можна припустити, що більш половини частинок магнетиту утворює флокули розміром більше 85мкм. Після розмагнічування вихід продукту, який зливається, склав більше 93%, що свідчить про досить повне розмагнічування частинок магнетиту.

При швидкості потоку 6,63 мм/с більше половини частинок магнетиту й усі частинки кварцу повинні попадати в злив, але в результаті магнітної флокуляції в злив попадає менше 20% частинок магнетиту. Як впливає з табл.10, після розмагнічування кількість магнетиту крупності менше 53 мкм попадає в продукт, що зливається, в 3,75 рази більше, ніж у випадку намагніченого магнетиту, що також свідчить про досить повне розмагнічування частинок магнетиту.

Якщо апарат, що розмагнічує, поставити перед операцією класифікації здрібненого продукту, то можна значно зменшити циркулююче навантаження млина, тому впровадження способу імпульсного розмагнічування магнетиту в технологічну схему збагачення магнетитових кварцитів дозволить у цілому підвищити її ефективність і знизити витрати енергії.

15. ЗНАЧЕННЯ РОЗМАГНІЧУВАННЯ ФЕРОМАГНІТНИХ МІНЕРАЛІВ ПРИ ЇХ ЗБАГАЧЕННІ

Перевірка отриманих теоретичних і кількісних співвідношень ступеню розмагнічування магнетитових частинок здійснювався шляхом мікроскопічних досліджень пульпи, яка зазнала обробку високочастотним магнітним полем. У якості еталона виміру наведено рис.62.

На рис. 62 і 63 показані фотографії частинок пульпи магнетиту зі збільшенням x24, які підлегли намагнічуванню (рис. 62) і минули через поле убутної напруженості із частотою 20 кГц (рис. 63). Якісно можна із упевненістю

говорити про те, що розмір частинок суттєво зменшився. Обидві пульпи зазнали інтенсивне механічне перемішування, й розмір частинок у них не змінився. Таким чином, механічний вплив не виявляє істотного впливу на розмір флокул.



Рисунок 62 – Суспензія з намагнічених частинок магнетиту



Рисунок 63 – Суспензія з розмагнічених частинок магнетиту

На рис. 64 наведена фотографія частинок пульпи зі збільшенням $\times 56$,

намагнічених постійним магнітним полем з індукцією 0,25 Тл. Ціна розподілу мірної лінійки відповідає 10 мкм. Як видно, довжина флокул досягає 300 мкм (0,3 мм).

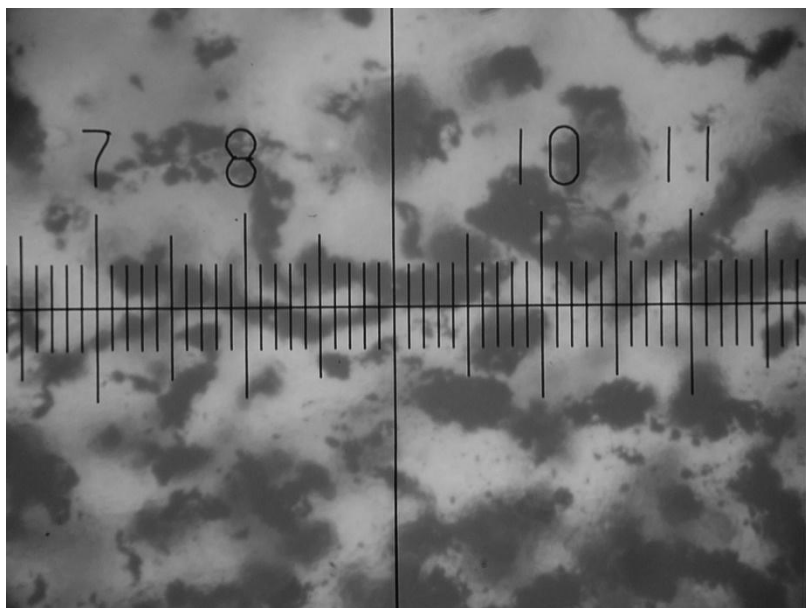
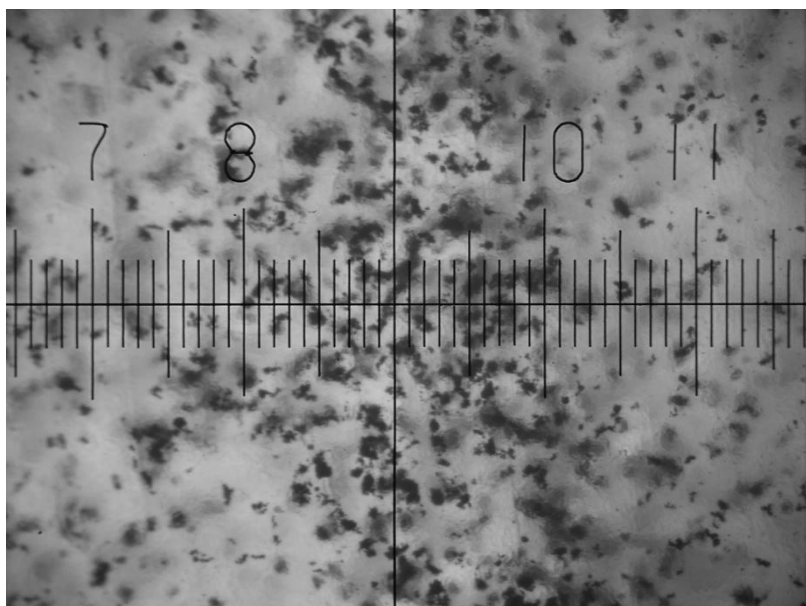


Рисунок 64 – Намагнічена пульпа

Піддавши цю же пульпу впливу змінного магнітного поля із частотою 20 кГц і убутною напруженістю, одержали флокули меншого розміру (рис. 65) – близько 100 мкм (0,1 мм), при цьому чітко спостерігається будова цих агрегатів, які складаються з ланцюжків окремих частинок. Можна зробити висновок що частинки магнетиту частково розмагнітилися, однак повне розмагнічування не було досягнуто.



Риснок 65 – Частинки пульпи розмагнічені в полі 20 кГц

Піддавши цю же пульпу впливу змінного магнітного поля із частотою 70кГц (рис. 66), одержали повністю розмагнічені частинки, які роз'єднані одна від одної. Слід зазначити, що зразки екранувалися від магнітного поля Землі.

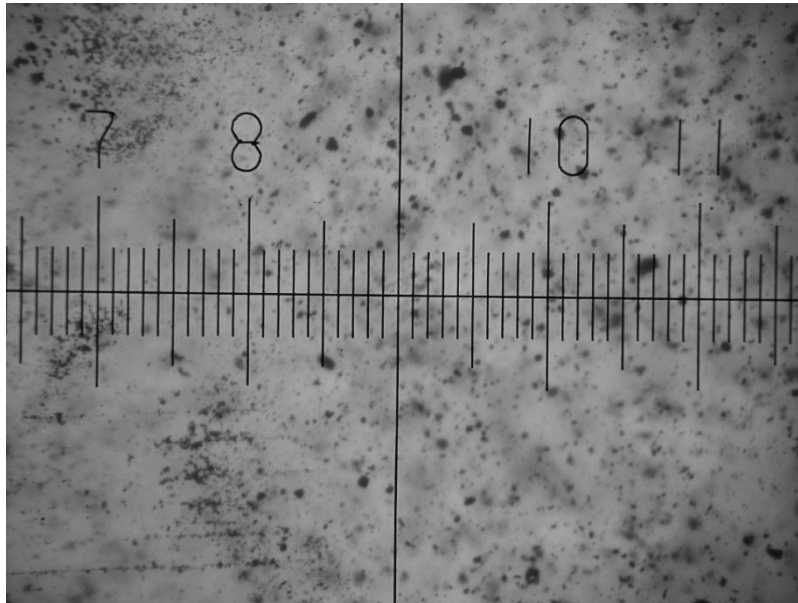


Рисунок 66 – Частинки пульпи після обробки полем 70 кГц

Вивчення розмірів частинок на рис. 66 дає підставу зробити висновок, що практично всі частинки мають розмір менше 20 мкм. При класифікації таких частинок, наприклад, у гідроциклоні, вони все підуть у зливальний продукт на відміну від намагнічених частинок, значна частина яких у вигляді флокул потрапить у пісковий продукт і повернеться в млин. Отже, застосування повного розмагнічування частинок магнетиту перед їх класифікацією знизить величину циркулюючого навантаження на млин, що підвищить ефективність його роботи. Розділяти частинки такої крупності можливо в чутливих апаратах. Це можуть бути гідроциклони з діаметром циліндричної частини 50 мм і менше. Крім того, мінерали магнетиту в частинках такої крупності практично повністю розкриті, що теоретично дозволяє одержувати концентрати надвисокої якості.

При влученні розмагнічених частинок у зону дії магнітного поля існуючих магнітних сепараторів вони намагнічуються й утворюють флокули, у яких защемляються породні частинки й знижується якість концентрату. Для запобігання зниження якості необхідно збагачувати розмагнічені частинки або немагнітними методами, наприклад, флотацією, або в магнітних сепараторах зі змінним магнітним полем високої частоти.

Розмагнічування феромагнітних частинок, що мають залишкову намагніченість, у магнітних полях високої частоти може забезпечити показники якості концентратів, близькі до теоретично можливих.

ПІСЛЯМОВА

Застосування змінних магнітних полів у збагачувальному виробництві показало, що доцільно вносити різкі зміни в траєкторії руху частинок. Це створює умови для поділу руху частинок нерудної й рудної фаз. Але, щоб досягнути найбільшого ефекту від такої протидії, необхідно цей процес систематизувати. Як показали дослідження відомих публікацій, щодо застосування змінних магнітних полів у розділових процесах, спостерігалася тенденція до поліпшення показників зі збільшенням частоти змінного зовнішнього магнітного поля. Ці спостереження підтверджуються аналітичними розрахунками, що наведені в даній монографії. Отже, напрямок пошуку можливостей використання змінних магнітних полів у збагаченні корисних копалин – збільшення частоти магнітного поля, що розмагнічує доти, поки не почне позначатися магнітна інерція.

Створення змінного магнітного поля будь-яким способом створює умови для просівання згущеної маси й, як наслідок, підвищення якісних показників продуктів поділу.

Один зі способів розв'язку винахідницьких завдань – «довести недолік до абсурду» і подивитися, що із цього вийде. Це у філософії називається законом «заперечення заперечення». У нашому випадку такий розв'язок означав збільшувати частоту зовнішнього магнітного поля доти, поки не настане новий якісний стан системи, тобто пульпи. Таким чином, тенденція видалася правильною; частота в 20 кГц виявила істотну зміну крупності агрегатів у пульпі, а вже 70 кГц – практично повне розмагнічування. Це підтверджувалося експериментами по осадженню розмагніченої пульпи. Осад чітко розмежовувався двома шарами – нижній шар темного кольору (магнетит), верхній шар світлого кольору – відкрита нерудна фракція.

Наступною за розмагнічуванням операцією йде усереднення параметрів пульпи за всім її об'ємом перед наступною операцією. Ця операція полягає в інтенсивному перемішуванні пульпи з метою додання їй однорідних властивостей у розподілу класів крупності й фракцій по всьому обсягу пульпи.

Така операція необхідна, тому що як би ми не намагалися відключити вплив частинок одна на одну, але при вмісті твердого більше 0,08 завжди є стиснутий рух частинок у пульпі. Однак, взаємодія обмежується впливом властивостей близьких по показниках частинок, а суттєво одмінним – знижується. Причому, відстань між одмінними властивостями – збільшується, оскільки частина їх виводиться з подальшого процесу, і тому взаємодія між суттєво одмінними властивостями знижується. У результаті, різниця в якісних показниках поділюваних продуктів зростає. Таким чином, крім взаємодії вторинних полів частинок, знижуємо ймовірність захоплення бідних частинок і, таким чином, збільшуємо показники якості збагаченого продукту. Іншими словами, розмагнічування, перед операціями поділу підвищує пока-

зники поділу у подальшому розділовому апараті. Це стосується любого способу поділу, який відтворюється полем, що впливає на фізичні властивості гірський порід. Наприклад розділ у електричній полі, за діелектричними властивостями, або проводимістю.

Оскільки поділу зазнають тонкоподрібнені частинки, а їхня інерція вкрай мала, то необхідно надзвичайно швидко робити згадані впливи, щоб частинка не змінювала свого положення. Це вступають у дію високі частоти (понад 10 кГц). Причому, на великі частинки поле таких частот виявляє бажану дію, а на більш дрібні їхній вплив знижується. Таким чином, дрібні нерозмагнічені частинки знову вступають у процес флокулоутворення. Звідси випливає висновок, що поле для розмагнічування пульпи повинно бути як можна більше високочастотним, яке впливає на найменші магнітні частинки.

Треба відмітити, що нижній край значень крупності часток обмежений нульовим значенням. Такі малі розміри частинок співпадають з розмірами доменів, які в магнітному полі Землі намагнічені до насичення і тому не можуть бути розмагнічені. Крім того, вони об'єднані в агрегати і тому мають більші розміри. Це явище дає змогу обмежити нижній край крупності якимось значенням, наприклад 10 мкм. Більш дрібні частинки піддаються збагаченню вилуженням, що не розглядається в даній роботі.

Перелік літературних джерел

1. Березняк А.А. Значение размагничивания ферромагнитных минералов при их обогащении / А.А. Березняк, Е.А. Березняк, В.Н. Куваев, Я.Г. Куваев, И.К. Младецкий // Збагачення корисних копалин: науково-технічний збірник. – Дніпро: ДВНЗ «НГУ». – 2018. – Вип. 68(109). – С. 127-133.
2. Березняк А.А. Размагничивание ферромагнитных частиц в пульпе / А.А. Березняк, И.К. Младецкий, Э.М. Пайва // Збагачення корисних копалин: Науково-технічний збірник. – Дніпропетровськ: ДВНЗ «НГУ». – 2014. – Вип. 57(98). – С.130-137 .
3. Березняк А.А. Расчет необходимых параметров процесса размагничивания магнетита / А.А. Березняк, Е.А. Березняк, М.Э. Гумеров // Збагачення корисних копалин: Науково-технічний збірник. – Дніпропетровськ: НГУ. – 2012. – №48(89). – С. 105-109.
4. Березняк А.А. Экспериментальные результаты классификации размагниченного магнетита / А.А. Березняк, Е.А. Березняк, А. Алмейда // Вісті Донецького гірничого інституту. – Донецьк : ДонНТУ – 2013. – №2(33). – С. 219-223.
5. Березняк А.А. Экспериментальные результаты размагничивания магнетита в импульсном режиме / А.А. Березняк, Е.А. Березняк, М.Э. Гумеров, Д.А. Польша // Збагачення корисних копалин: Науково-технічний збірник. – Дніпропетровськ: НГУ. – 2012. – №50(91). – С. 111-114.
6. Бозорт Р. Ферромагнетизм / Р. Бозорт. – М.: Иностранная литература, 1956. – 784 с.
7. Деркач В.Г. Специальные методы обогащения полезных ископаемых / В.Г. Деркач. – М.: Недра, 1966. – 423 с.
8. Кармазин В.В. Магнитные и электрические методы обогащения полезных ископаемых / В.В. Кармазин, В.И. Кармазин. – Москва: МГГУ, 2005. – 669с.
9. Ломовцев Л.А. Магнитное обогащение сильномагнитных руд / Л.А. Ломовцев, Н.А. Нестерова, Л.А. Дробченко. – М.: Недра, 1979. – 235 с.
10. Младецкий И.К. Размер частиц магнитного утяжелителя после выхода их из магнитного поля / И.К. Младецкий, Э.М. Пайва // Збагачення корисних копалин: Науково-технічний збірник. – Дніпропетровськ: НГУ. – 2012. – №48(89). – С. 77-82.
11. Нестеренко В.П. Введение в теоретическую электротехнику / В.П. Нестеренко. – Киев : Наукова Думка, 1970. – 286 с.
12. Петрова Г.Н. Исследование порошкообразных магнетитов / Г.Н. Петрова // Изв. АН СССР ; серия географическая и геофизическая. – 1948. – Т.12. – №6 – С. 549-556.
13. Тихонов О.Н. Введение в динамику массопереноса процессов обогатительной технологии / О.Н. Тихонов. – Л.: Недра, 1973. – 240 с.

14. Трухин В.И. Введение в магнетизм горных пород / В.И. Трухин. – М.: МГУ, 1973. – 275 с.
15. . Марюта А.Н. Контроль качества железорудного сырья / А.Н. Марюта, И.К. Младецкий, П.А Новицкий. – Киев Техника, 1976, 220 с.
16. Schubert H. Aufbereitungs fester Mineralischer Rohstoffe, Band 1, 1976, 358S.

Наукове видання

Младецький Ігор Костянтинович,
Березняк Олександр Олександрович,
Куваєв Володимир Миколайович,
Куваєв Ярослав Геннадійович,
Березняк Олена Олександрівна

**ЗМІННІ МАГНІТНІ ПОЛЯ В СЕПАРАЦІЇ
І РОЗМАГНІЧУВАННІ ТОНКИХ ФЕРОМАГНІТНИХ
МАТЕРІАЛІВ**

Монографія

Підписано до друку 22.10.2019. Формат 60×84 1/16. Папір офсетний
Умовн. друк. арк. 7,44. Обл.-вид. арк. 4,67. Зам. № 1202.
Наклад 300 прим.

Видавець «ФОП Середняк Т.К.», 49000, Дніпро, 18, а/с 1212
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до Державного реєстру
видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 4379 від
02.08.2012.

Ідентифікатор видавця в системі ISBN 7822
49000, Дніпро, 18, а/с 1212
тел. (096)-308-00-38, (056)-798-04-00
E-mail: 7980400@gmail.com

Віддруковано на базі поліграфічно-видавничого центру «Адверта»
49000, Дніпро, Короленко 3 / 308
тел. (066)-55-312-55, (056)-798-22-47
E-mail: 7984722@gmail.com
www.adverta.com.ua