

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Факультет електроніки та інформаційних технологій

Кафедра електроніки,
загальної та прикладної фізики

Кваліфікаційна робота магістра
**СПРЯМОВАНИЙ ТРАНСПОРТ КОЛОЇДАЛЬНИХ ФЕРОМАГНІТНИХ
НАНОЧАСТИНОК: МОДЕЛЬ, ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА АПАРАТНІ
ЗАСОБИ РЕАЛІЗАЦІЇ**

Магістрант гр. ЕП.м-81н

М. М. Москаленко

Науковий керівник,
д-р фіз.-мат. наук, професор

С. І. Денисов

Завідувач кафедри ЕЗПФ
д-р фіз.-мат. наук, професор

І. Ю. Проценко

Суми – 2020

РЕФЕРАТ

Метою даної кваліфікаційної роботи є визначення режимів спрямованого транспорту колоїдальних феромагнітних наночастинок, що генеруються градієнтним та однорідним магнітними полями, а також аналіз можливості використання цих режимів для сепарації частинок.

Зазначена мета досягається шляхом аналітичного та чисельного розв'язання системи зв'язаних рівнянь балансу сил та моментів, що описують поступальний і обертальний рухи наночастинки у випадку малих чисел Рейнольдса, з подальшим використанням траєкторного аналізу.

В рамках цього підходу встановлено, що в залежності від початкового положення частинки може існувати чотири режими її спрямованого транспорту вздовж градієнтного магнітного поля. Визначено умови реалізації кожного із цих режимів і притаманний їм характер руху наночастинок. Показано, що хоча однорідне магнітне поле не породжує рушійну силу, воно не тільки впливає на трансляційну динаміку частинок, а й може змінювати режими їх спрямованого транспорту. Цей факт запропоновано використовувати для контрольованої сепарації колоїдальних феромагнітних наночастинок.

Робота викладена на 32 сторінках, зокрема, містить 10 рисунків та список використаних джерел із 33 найменувань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ФЕРОМАГНІТНІ НАНОЧАСТИНКИ, ДИПОЛЬНА МОДЕЛЬ, ГРАДІЄНТНЕ МАГНІТНЕ ПОЛЕ, РІВНЯННЯ БАЛАНСУ, РЕЖИМИ СПРЯМОВАНОГО ТРАНСПОРТУ, МАГНІТНА СЕПАРАЦІЯ

ЗМІСТ

С.

ВСТУП	4
РОЗДІЛ 1. ВЗАЄМОДІЯ МАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК З МАГНІТНИМ ПОЛЕМ	5
1.1. Високоградієнтна магнітна сепарація.....	5
1.2. Низькоградієнтна магнітна сепарація.....	6
1.3. Роль градієнтного магнітного поля: Якісний аналіз	8
1.4. Моделі та проблеми теорії спрямованого транспорту наночастинок	11
РОЗДІЛ 2. РІВНЯННЯ РУХУ НАНОЧАСТИНКИ	13
2.1. Рівняння руху в загальному випадку	13
2.2. Наближення малих чисел Рейнольдса	15
РОЗДІЛ 3. СПРЯМОВАНИЙ ТРАНСПОРТ НАНОЧАСТИНОК	18
3.1. Режими спрямованого транспорту при $H_{\perp} = 0$	18
3.2. Режими спрямованого транспорту при $H_{\perp} \neq 0$	23
3.3. Генерація однорідного і градієнтного магнітних полів	28
ВИСНОВКИ	31
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	32

ВСТУП

Контрольований рух мікро- і наноструктур в розчині є ключовим фактором для транспортування і складання наноматеріалів в різних областях застосування. Наприклад, при доставці ліків важливо, щоб “перевізники” могли точно маневрувати для забору ліків в одному місці і випускання їх в іншому. Другим прикладом є виділення клітин крові, бактерій або ракових клітин зі зразків крові, що має вирішальне значення для діагностики захворювань або інфекцій. Вплив на рух і орієнтацію мікрооб'єктів дає також можливість управляти їх самозбіркою в більші структури або інжектувати в суспензії сфероїдальні частинки.

Щоб керувати рухом таких об'єктів на мікро- і нанорівні, можна використовувати різні концепції. Так, мікро- і наноструктури можна переміщати по заздалегідь заданому шляху. У клітинах це відбувається за рахунок переносу білків, які транспортують біомолекули, переміщуючись по волокнах. Крім цього, управляти мікро- та наноструктурами можна шляхом прикладання зовнішнього векторного поля, наприклад електричного або магнітного.

Магнітні наночастинки – це клас матеріалів, розмір яких лежить зазвичай в інтервалі від 1 нм до 100 нм, і якими можна маніпулювати, використовуючи зовнішнє магнітне поле. Завдяки таким унікальним властивостям як велика поверхнева енергія, хімічна стійкість, малі розміри, біосумісність та ін., магнітні наночастинки мають великий потенціал застосування, у тому числі в медицині, біології та екології. Оскільки їх динаміка часто відіграє ключову роль, важливе значення набуває подальший розвиток теоретичних методів дослідження транспортних властивостей цих частинок у в'язкій рідині, що виникають під сумісним впливом градієнтного і однорідного магнітних полів. Мета роботи – визначення режимів спрямованого транспорту колоїдальних феромагнітних наночастинок, що генеруються градієнтним та однорідним магнітними полями, а також аналіз можливості використання цих режимів для сепарації частинок.

Результати роботи були представлені і обговорені на Міжнародній науково-технічній конференції «ФЕЕ-2020» (Суми, СумДУ, 20-24 квітня 2020 року).

РОЗДІЛ 1. ВЗАЄМОДІЯ МАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК З МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

1.1. Високоградієнтна магнітна сепарація

Магнітна сепарація – це процес поділу, при якому цільові магнітні матеріали витягуються із середовища за допомогою зовнішнього магнітного поля. Це може бути зроблено або за допомогою методу високоградієнтної магнітної сепарації (high gradient magnetic separation, HGMS), або за допомогою методу низькоградієнтної магнітної сепарації (low gradient magnetic separation, LGMS).

Високоградієнтний магнітний сепаратор являє собою робочий блок, що складається з колони, упакованої намагнічуваною матрицею (наприклад, ватою з нержавіючої сталі), що піддається впливу зовнішнього магнітного поля. Потім оброблюваний розчин безперервно протікає через колону. Великий локалізований градієнт магнітного поля ($\sim 10^4$ Т/м), створюваний поблизу поверхонь матриці, служить для захоплення магнітних матеріалів з потоку, що протікає. При виключенні зовнішнього прикладеного поля відбувається розмагнічування матриці і, таким чином, вивільнення захоплених магнітних матеріалів. HGMS була успішно впроваджена на різних підприємствах хімічного машинобудування, таких як каолінова промисловість, харчова промисловість, електростанції, а також на очисних спорудах стічних вод [1,2].

Через значну різницю між магнітною сприйнятливістю намагнічуваних проводів та суспензійним середовищем магнітне поле в межах близького діапазону проводів значно змінюється, що послідовно індукує інтенсивний градієнт магнітного поля в цій області [3]. Градієнт магнітного поля величиною до 1260 Т/м може бути створений біля проводів у колоні HGMS при включенні електромагніту. Гігантська магнітофоретична сила здатна подолати в'язкий опір і броунівські флуктуації, які протистоять магнітофоретичному руху магнітних частинок. Завдяки цьому магнітні частинки можуть бути захоплені на проводах і ізольовані від розчину.

У HGMS матриця збору відіграє важливу роль у визначенні ефективності уловлювання. Наприклад, в роботі [4] повідомляється, що градієнт магнітного поля, що утворився в околиці дроту діаметром 0,5 мм, був приблизно в два рази вище ніж градієнт магнітного поля, що утворився в околиці дроту діаметром 1 мм. В результаті встановлено, що ефективність уловлювання HGMS зростає зі зменшенням діаметра дроту.

Незважаючи на те, що HGMS добре зарекомендувала себе і широко застосовується в різних областях застосування, існує ряд недоліків, пов'язаних з використанням HGMS. Перш за все, витрати на встановлення та експлуатацію HGMS надзвичайно високі, оскільки для того, щоб електромагніт генерував магнітне поле достатньо інтенсивне, щоб викликати успішний збір магнітних частинок, потрібна величезна кількість енергії. Крім того, дуже складне і неоднорідне магнітне поле в колоні HGMS перешкоджає подальшій розробці аналітичної моделі для точного опису процесу HGMS, що, в свою чергу, робить теоретичне вивчення даного процесу складною задачею [5]. І останнє, але не менш важливе: магнітні частинки, які були прикріплені до проводів, важко видалити через складну установку колонки. Утримання магнітних частинок на проводах значно знизить ефективність поділу колонки HGMS.

1.2. Низькоградієнтна магнітна сепарація

У зв'язку з рядом недоліків, пов'язаних з використанням HGMS, останнім часом особлива увага приділяється практичній реалізації LGMS [2]. Цей метод поділу здатний виконувати збір магнітних частинок без складної установки намагнічуваних проводів в колоні HGMS. Навпаки, єдина необхідна частина – це постійний магніт, який створює неоднорідне магнітне поле по всьому розчину магнітних частинок, підданому магнітній сепарації. Внаслідок неоднорідності магнітного поля по всьому розчину магнітних частинок ініціюється магнітофоретичний рух, при якому магнітні частинки мігрують в область, де градієнт магнітного поля є найбільшим (рис. 1.1б). Таким чином, магнітні

частинки видаляються з суспендуючого середовища і відбувається поділ. Оскільки напруженість магнітного поля швидко зменшується зі зміщенням від магніту, градієнт магнітного поля по всьому об'єму розчину магнітних частинок, підданого сепарації, зазвичай нижче 100 Т/м, навіть якщо використовується сильний неодимовий феритовий бор-магніт (скорочено NdFeB – це постійний магнітом з надзвичайно великою залишковою намагніченістю) [3].

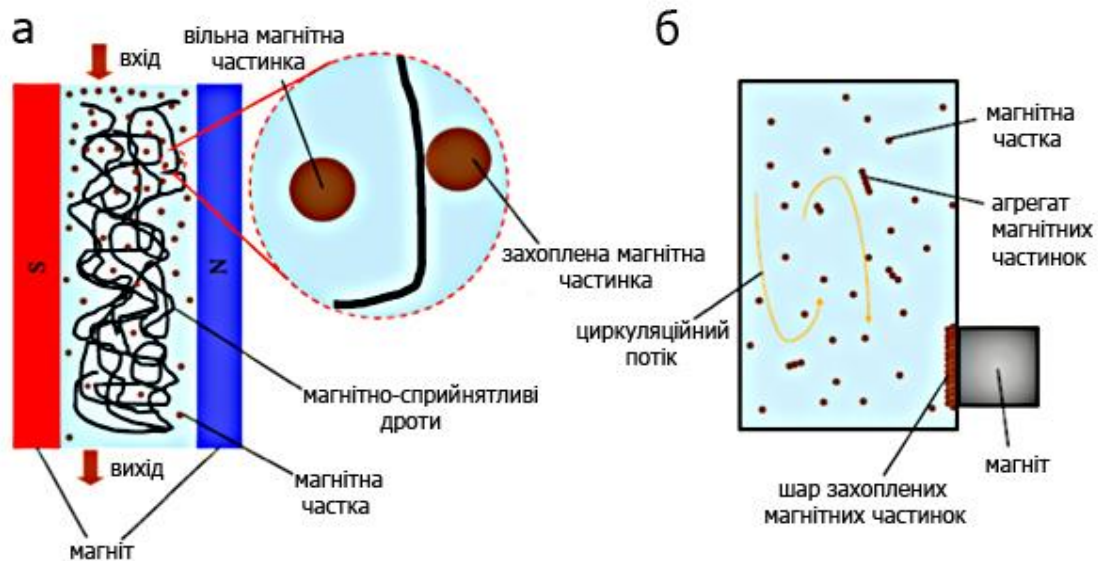


Рисунок 1.1 – Різниця між налаштуваннями HGMS(а) і LGMS(б) (Адаптовано з роботи [2]).

Однак один з найбільш яскраво виражених недоліків LGMS пов'язаний зі слабкою магнітофоретичною силою (як наслідок, низького градієнта магнітного поля), яка діє на магнітні частинки що розділяються. Існує два фактори, які протистоять детермінованій магнітофоретичній міграції магнітних частинок, а саме в'язкий опір і тепловий рух [3]. В'язкий опір – це опір, з яким стикається об'єкт, що здійснює відносний рух по відношенню до навколишньої рідини. Величину в'язкого опору можна оцінити за рівнянням Стокса:

$$F_d = 6\pi\eta av \quad (1.1)$$

де F_d – в'язкий опір частки, η – динамічна в'язкість рідини, a – радіус частинки, v – магнітофоретична швидкість магнітної частинки щодо рідини. Крім того існує тепловий рух, тобто випадкові коливання магнітних частинок, які порушують детермінований рух магнітних частинок уздовж градієнта магнітного поля. Інтенсивність теплових флуктуацій може бути охарактеризована величиною коефіцієнта дифузії D даної частинки в суспензії, як це показано в рівнянні Стокса-Ейнштейна:

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta a} \quad (1.2)$$

де k – постійна Больцмана, T – абсолютна температура.

1.3. Роль градієнтного магнітного поля: Якісний аналіз

Основними перевагами магнітних наночастинок, є те, що вони можуть бути:

- візуалізовані (при магнітно резонансній томографії);
- спрямовані і утримані в певному місці за допомогою магнітного поля;
- нагріті в магнітному полі для ініціації механізму випуску ліків або для здійснення гіпертермії тканин.

На рис. 1.2 представлені наночастинки, що використовуються для доставки терапевтичних молекул.

Магнітні наночастинки можуть застосовуватися для точкової доставки – при використанні градієнта магнітного поля, що фокусує і притягує магнітні наночастинки до потрібної точки організму людини. Даний напрямок – магнітна точкова доставка – перспективний і продовжує розвиватися. Магнітні наночастинки можуть допомогти у вирішенні проблеми доставки цитостатиків при лікуванні раку. Хіміотерапія балансує між ефективністю і токсичністю, і необхідно зробити її спрямовано – точковою, тканин-специфічною. Вирішення цієї дилеми – точкова хіміотерапія. Через регіональні артерії, керовані магнітними

градієнтними полями магнітні наночастинки, що несуть цитостатики, зтягають безпосередньо в пухлини більш концентровані дози активної речовини, обмежуючи тим самим системну концентрацію і токсичність хіміотерапевтичного препарату. При цьому зменшуються негативні побічні ефекти системної хіміотерапії (при внутрішньовенному застосуванні) і, можливо, це дозволить подолати лікарську стійкість [6].

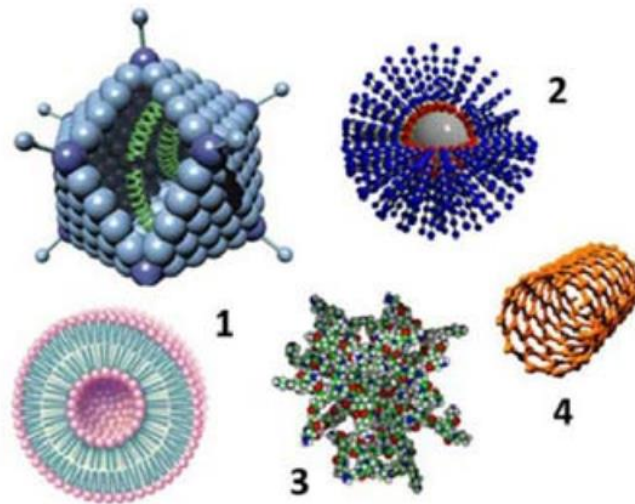


Рисунок 1.2 – Наночастинки, що використовуються для доставки терапевтичних молекул: 1-ліпосома і аденовірус; 2-полімерна наноструктура; 3-дендример; 4-вуглецева нанотрубка (Адаптовано з роботи [6]).

Рух магнітних наночастинок в присутності градієнта магнітного поля по відношенню до навколишньої рідини називається магнітофорезом. Під впливом зовнішнього магнітного поля величезні магнітні диполі змушують частинки перебудовувати свої анізотропні структури таким чином, щоб вони вирівнялися в напрямку зовнішнього магнітного поля (рис. 1.3 а, б). З іншого боку, напруженість магнітного поля зменшується в залежності від відстані до магнітного джерела, тому виникає градієнт магнітного поля. Вирівняні частинки починають дрейфувати уздовж цього градієнта поля від нижньої області напруженості магнітного поля до найвищих (рис. 1.3 в) і потім досягають магнітного джерела, де градієнт магнітного поля є найбільшим (рис. 1.3 г). Таким чином, за допомогою магнітофореза їх можна відокремити від немагнітної рідини.

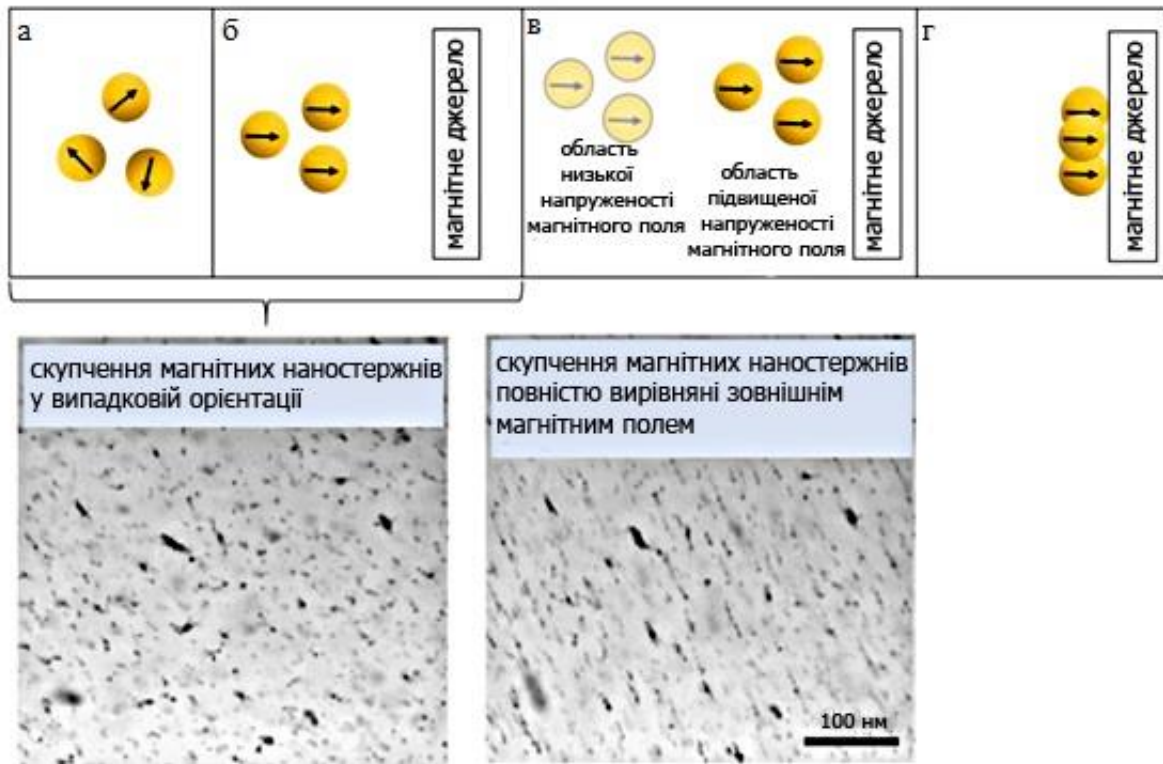


Рисунок 1.3 – Магнітне вирівнювання і магнітний дрейфовий рух частинок під дією градієнтного магнітного поля. Градієнт магнітного поля був створений магнітним джерелом. (Вбудована оптика показує магнітне вирівнювання магнітних нанокластерів) (Адаптовано з робіт [2,7]).

Для того щоб краще зрозуміти вплив градієнта магнітного поля на динаміку магнітних частинок, використано метод оптичної мікроскопії для відстеження їх руху [2]. Траєкторії окремих суперпарамагнітних наночастинок Fe_3O_4 при градієнті магнітного поля 100-1000 Т/м були простежені і показані на рис. 1.4 [8].

На величину магнітної сили F_{mag} впливає намагніченість частинок M_p і намагніченість навколишньої рідини M_f . Якщо $M_p > M_f$, тоді $F_{mag} > 0$, тобто магнітофорез є позитивним і частинки притягуються магнітним полем. Якщо ж $M_p < M_f$, тоді $F_{mag} < 0$ і магнітофорез є негативним. У цьому випадку частинки будуть рухатися в протилежному напрямку від магнітного джерела. Слід зазначити, що в більшості застосувань відбувається сепарація магнітних частинок з немагнітної рідини, тобто виконується умова $M_p > M_f$.

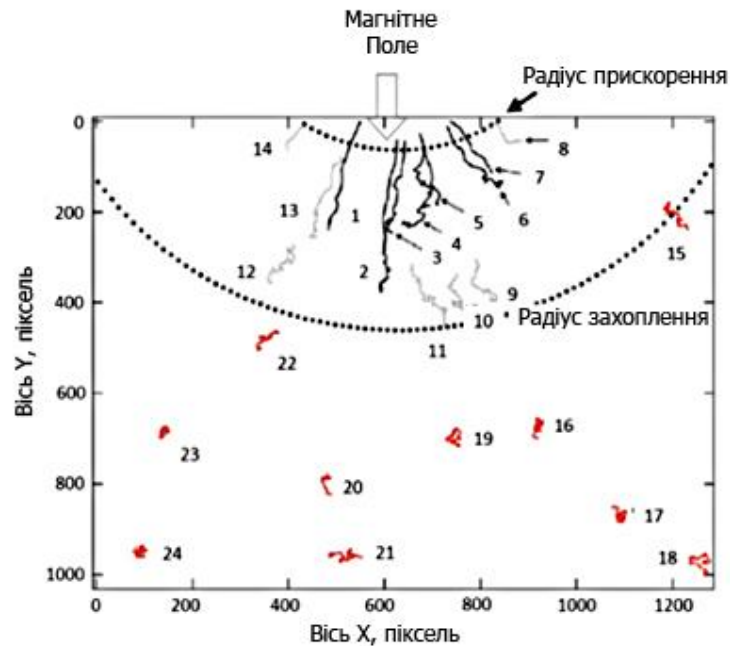


Рисунок 1.4 – Траєкторії одиночних дисперсних наночастинок Fe_3O_4 в напрямку джерела магнітного поля. Примітка: частинки № 15-24, які знаходилися далеко від магнітного джерела, не змогли піддаватися чистому магнітофорезу (Адаптовано з роботи [8]).

1.4. Моделі та проблеми теорії спрямованого транспорту наночастинок

Феромагнітні однодоменні наночастинок, що розподілені у в'язкій рідині, мають цікаві фізичні властивості та перспективні біомедичні застосування, такі як гіпертермія магнітної рідини, візуалізація магнітних частинок, доставка лікарських препаратів та багато інших [9,10]. Оскільки ці застосування часто використовують властивості магнітної та механічної динаміки таких наночастинок, важливо правильно ввести відповідні їм рівняння руху. Одним з найбільш надійних методів, запропонованих для отримання цих рівнянь, базується на понятті повного моменту імпульсу частинки, який включає в себе його кутову і спінову частини. В рамках цього підходу були отримані і проаналізовані зв'язані рівняння руху для намагніченості частинок і їх кутової швидкості [11–14], а також передбачений і вивчений ряд нетривіальних ефектів в цих системах, пов'язаних з магнітокристалічною анізотропією [15–17].

Якщо енергія анізотропії велика в порівнянні з іншими енергіями, тоді вектор намагніченості можна розглядати як "заморожений" в тілі частинки [18]. Головна перевага цієї так званої моделі жорстких диполів полягає в тому, що динаміка частинок повністю описує динаміку намагніченості і, як наслідок, магнітні властивості таких систем. Це наближення було використано, наприклад, для дослідження ролі магнітної дипольної взаємодії і теплових флуктуацій в дисипації енергії [19], формуванні структур за рахунок дипольної взаємодії [20], детермінованому і стохастичному обертанні феромагнітних наночастинок [21,22] і багатьох інших явищ.

Нещодавно, використовуючи цю модель, було теоретично і чисельно досліджено ефект спрямованого транспорту (дрейфу) феромагнітних наночастинок, індукований силою Магнуса [23–25]. Показано, що наночастинки, які здійснюють у в'язкій рідині синхронні поступальні коливання (індуковані коливальною рушійною силою) і неоднорідні обертання (індуковані неоднорідно обертовим магнітним полем), дрейфують у певному напрямку з постійною середньою швидкістю. Оскільки величина і напрямок дрейфової швидкості можуть бути легко контрольовані і налаштовані зовнішніми параметрами, цей ефект може бути використаний, наприклад, для доставки лікарських засобів і сепарації наночастинок. Але відношення швидкості дрейфу до швидкості частинок, викликані неосцилюючою рушійною силою, пропорційне обертовому числу Рейнольдса, яке для нанорозмірних частинок є досить малим [26]. Як наслідок, швидкість наночастинок, підданих впливу неосцилюючої рушійної сили, зазвичай набагато більша відповідної швидкості дрейфу.

Вище зазначалося, що одним з найбільш часто використовуваних методів генерації рушійної сили, що діє на феромагнітні наночастинки, є градієнтне магнітне поле. Однак, хоча вплив цього поля на наночастинки добре вивчено в контексті магнітної сепарації [27,28], аналіз їх спрямованого транспорту при одночасній дії градієнтного і однорідного магнітних полів ще не проводився.

РОЗДІЛ 2. РІВНЯННЯ РУХУ НАНОЧАСТИНКИ

2.1. Рівняння руху в загальному випадку

Досліджено спрямоване перенесення сферичної феромагнітної наночастинки, зваженої у в'язкій рідині, яка характеризується радіусом a і намагніченістю $\mathbf{M} = \mathbf{M}(t)$, де $|\mathbf{M}| = M = \text{const}$. Радіус частинки вибирається настільки малим, щоб реалізувався однодомений стан, і в той же час настільки великим, щоб тепловими флуктуаціями можна було знехтувати (ці умови справедливі для різних матеріалів, див., наприклад [29]). Якщо, крім цього, ефективне поле магнітної анізотропії є досить великим, тоді частинку можна розглядати як жорсткий магнітний диполь. У цьому наближенні намагніченість частинки спрямована вздовж осі її легкого намагнічування і, отже, задовольняє кінематичному диференціальному рівнянню

$$\dot{\mathbf{M}} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{M}, \quad (2.1)$$

де $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}(t)$ – кутова швидкість частинки, знак \times позначає векторний добуток, а крапка над літерою – похідну за часом t . Передбачається також, що радіус-вектор центру частинки $\mathbf{R} = \mathbf{R}(t)$ змінюється настільки повільно, що похідна $\dot{\mathbf{M}}$ може бути обчислена при фіксованому \mathbf{R} .

Розглянемо загальний випадок, коли наночастинка знаходиться під впливом як однорідного \mathbf{H}_\perp , так і градієнтного \mathbf{H}_g магнітного поля:

$$\mathbf{H}_\perp = H_\perp \mathbf{e}_y, \quad \mathbf{H}_g = gR_x \mathbf{e}_x. \quad (2.2)$$

Тут $H_\perp (\geq 0)$ – напруженість однорідного магнітного поля, $g (> 0)$ – градієнт магнітного поля, R_x – x -компонента вектора \mathbf{R} , а \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y і \mathbf{e}_z – одиничні вектори вздовж відповідних осей декартової системи координат xuz . Слід також

зазначити, що однорідне магнітне поле $\mathbf{H}_{\parallel} = H_{\parallel} \mathbf{e}_x$ разом з градієнтним магнітним полем \mathbf{H}_g діє як зміщене градієнтне магнітне поле $g(R_x + H_{\parallel}/g) \mathbf{e}_x$, тобто \mathbf{H}_{\parallel} зміщує тільки точку, де $\mathbf{H}_g = \mathbf{0}$. Тому, не втрачаючи загальності, на даному етапі можемо вибрати $H_{\parallel} = 0$.

Для опису динаміки намагніченості в цих полях будемо вважати, що вектор намагніченості \mathbf{M} лежить в площині $xу$:

$$\mathbf{M} = M(\cos \varphi \mathbf{e}_x + \sin \varphi \mathbf{e}_y) \quad (2.3)$$

де $\varphi = \varphi(t)$ – азимутальний кут вектора \mathbf{M} . Як впливає з кінематичного рівняння (2.1), зв'язок між цим кутом і кутовою швидкістю частинки задається звичайним співвідношенням

$$\dot{\varphi} = \omega_z. \quad (2.4)$$

Тепер запишемо рівняння, що описують поступальну і обертальну динаміку зваженої частинки. Через її нанорозміри інерційними ефектами можна сміливо знехтувати (див/ нижче). Тому ці рівняння можна записати як рівняння балансу сил $\mathbf{f}_d + \mathbf{f}_f = \mathbf{0}$ і рівняння балансу крутного моменту $\mathbf{t}_d + \mathbf{t}_f = \mathbf{0}$, відповідно. Тут \mathbf{f}_d – рушійна сила, створювана градієнтним магнітним полем, \mathbf{f}_f – сила тертя, \mathbf{t}_d – рушійний момент, що надається повним магнітним полем $\mathbf{H}_{\perp} + \mathbf{H}_g$, а \mathbf{t}_f – момент тертя. Беручи до уваги, що рушійна сила і крутильний момент визначаються як $\mathbf{f}_d = V(\mathbf{M} \cdot \partial / \partial \mathbf{R}) \mathbf{H}_g$ ($V = 4\pi a^3/3$ – об'єм частинки, точка позначає скалярний добуток), $\mathbf{t}_d = V \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{\perp} + \mathbf{H}_g)$ і обчислюючи їх за допомогою (2.2) і (2.3), вищенаведені рівняння можна переписати наступним чином:

$$MVg \cos \varphi \mathbf{e}_x + \mathbf{f}_f = 0 \quad (2.5)$$

та

$$MV(H_{\perp} \cos \varphi - gR_x \sin \varphi) \mathbf{e}_z + \mathbf{t}_f = 0. \quad (2.6)$$

Оскільки явні вирази для \mathbf{f}_f і \mathbf{t}_f в загальному випадку невідомі, нижче розглянуто тільки випадок малих чисел Рейнольдса (для наночастинок ця умова не надто обмежувальна).

2.2. Наближення малих чисел Рейнольдса

Поступальні і обертальні числа Рейнольдса, визначені як $Re = 2\rho a|\mathbf{v}|/\eta$ і $Re_\omega = \rho a^2|\boldsymbol{\omega}|/\eta$, відповідно, відіграють найбільш важливу роль у визначенні \mathbf{f}_f та \mathbf{t}_f . Тут ρ – щільність рідини, $\mathbf{v} = \mathbf{v}(t)$ – поступальна швидкість частинки, а η – динамічна в'язкість рідини. Якщо ці параметри обрані так, що $Re \ll 1$ та $Re_\omega \ll 1$, тоді потік рідини, індукований рухомою часткою, є ламінарним і, згідно [27], $\mathbf{f}_f = -6\pi\eta a\mathbf{v}$ і $\mathbf{t}_f = -8\pi\eta a^3\boldsymbol{\omega}$. Використовуючи останню формулу, з рівняння (2.6) знаходимо $\boldsymbol{\omega} = \omega_z \mathbf{e}_z$ з

$$\omega_z = \frac{M}{6\eta} (H_\perp \cos\varphi - gR_x \sin\varphi). \quad (2.7)$$

Потім, підставивши (2.7) в рівняння (2.4), можна отримати наступне рівняння для азимутального кута вектора намагніченості:

$$\dot{\varphi} - \omega_\perp \cos\varphi + \omega_g r_x \sin\varphi = 0, \quad (2.8)$$

де $r_x = R_x/a$ – безрозмірна x -компонента положення частинки і

$$\omega_\perp = \frac{MH_\perp}{6\eta}, \quad \omega_g = \frac{Mga}{6\eta} \quad (2.9)$$

– характерні частоти, що відповідають однорідному і градієнтному магнітним полям. Без втрати загальності будемо вважати, що початковий азимутальний кут $\varphi(0) = \varphi_0$ задовольняє умові $\varphi_0 \in [0, \pi]$.

Рівняння (2.5) з вищенаведеним виразом для \mathbf{f}_f показує, що швидкість частинки \mathbf{v} має тільки x -компоненту

$$v_x = v_0 \cos \varphi \quad (2.10)$$

де

$$v_0 = \frac{2Mga^2}{9\eta} = \frac{4}{3}\omega_g a \quad (2.11)$$

– характерна швидкість частинки. Використовуючи (2.10) і (2.11), знаходимо

$$r_x = r_{x0} + \frac{4}{3}\omega_g \int_0^t \cos \varphi(t') dt', \quad (2.12)$$

де $r_{x0} = r_x(0)$ – початкове положення частинки.

Система рівнянь (2.8) і (2.12) разом з початковими значеннями φ_0 та r_{x0} повністю описують обертальну і поступальну динаміку таких наночастинок. Згідно (2.12) рівняння (2.8) є інтегро-диференціальним (це пов'язано з тим, що сила градієнтного магнітного поля, що діє на частинки, змінюється при їх поступальному русі). Переписав це рівняння у формі

$$\frac{\dot{\varphi} - \omega_{\perp} \cos \varphi}{\sin \varphi} = -\omega_g r_x \quad (2.13)$$

і беручи похідну за часом від обох сторін (2.13), можна звести його до автономного диференціального рівняння другого порядку

$$\ddot{\varphi} \sin \varphi - \dot{\varphi}^2 \cos \varphi + \omega_{\perp} \dot{\varphi} + \frac{4}{3}\omega_g^2 \sin^2 \varphi \cos \varphi = 0. \quad (2.14)$$

Згідно з (2.8), розв'язок рівняння (2.14) повинен задовольняти початковим умовам $\varphi(0) = \varphi_0$ і

$$\dot{\varphi}(0) = \omega_{\perp} \cos \varphi_0 - \omega_g r_{x0} \sin \varphi_0. \quad (2.15)$$

РОЗДІЛ 3. СПРЯМОВАНИЙ ТРАНСПОРТ НАНОЧАСТИНОК

Оскільки аналіз динаміки наночастинок при $H_{\perp} = 0$ і $H_{\perp} \neq 0$ різний, розглянемо ці випадки окремо.

3.1. Режими спрямованого транспорту при $H_{\perp} = 0$

Так як в цьому випадку $\omega_{\perp} = 0$, нелінійне диференціальне рівняння другого порядку (2.14) можна звести до лінійного диференціального рівняння першого порядку для $q = \dot{\varphi}^2$. Дійсно, розглядаючи q як функцію φ , тобто $q = q(\varphi)$, і беручи до уваги, що $q'_{\varphi} = 2\dot{\varphi}$ ($q'_{\varphi} = dq/d\varphi$), рівняння (2.14) зводиться до

$$q'_{\varphi} \sin \varphi - 2q \cos \varphi + \frac{8}{3} \omega_g^2 \sin^2 \varphi \cos \varphi = 0. \quad (3.1)$$

Згідно з (2.15), розв'язок цього рівняння повинен задовольняти умові $q(\varphi_0) = q_0$, де

$$q_0 = \omega_g^2 r_{x0}^2 \sin^2 \varphi_0. \quad (3.2)$$

Загальний розв'язок рівняння (3.1) дається наступним чином (див., наприклад, формулу (13.1.4) в [30]):

$$q = C \sin^2 \varphi - \frac{4}{3} \omega_g^2 \sin^2 \varphi \ln \sin^2 \varphi, \quad (3.3)$$

де C - константа інтегрування. Визначення цієї константи з умови (3.2) дає

$$C = \omega_g^2 r_{x0}^2 + \frac{4}{3} \omega_g^2 \ln \sin^2 \varphi, \quad (3.4)$$

а використовуючи (2.11), розв'язок (3.3) можна переписати у вигляді

$$q = \omega_g^2 \left(r_{x0}^2 - \frac{4}{3} \ln \frac{\sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi_0} \right) \sin^2 \varphi, \quad (3.5)$$

Звідси та з рівняння (2.8), яке при $H_{\perp} = 0$ дає $q = \dot{\varphi}^2 = \omega_g^2 r_x^2 \ln \sin^2 \varphi$, впливає співвідношення [26]

$$r_x^2 = r_{x0}^2 - \frac{4}{3} \ln \frac{\sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi_0}, \quad (3.6)$$

яке відіграє важливу роль у подальшому аналізі динаміки наночастинок.

Почнемо наш аналіз з констатації того факту, що початкова кутова швидкість $\dot{\varphi}(0) = -\omega_g r_{x0} \sin \varphi_0$ залежить від початкового положення частинки r_{x0} . Цей факт разом з рівнянням (2.8), яке відповідно до (3.6) може бути переписано як

$$\dot{\varphi} = -\text{sgn}(r_x) \omega_g \left(r_{x0}^2 - \frac{4}{3} \ln \frac{\sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi_0} \right)^{1/2} \sin \varphi \quad (3.7)$$

[$\text{sgn}(x) = \pm 1$ при $x \gtrless 0$], вказує, що лінійна швидкість частинки $v_x = v_0 \cos \varphi$ при $t \neq 0$ залежить також від r_{x0} (нагадаємо в цьому контексті, що початкова швидкість $v_x(0) = v_0 \cos \varphi_0$ частинок однакова для всіх r_{x0}). Припускаючи для визначеності, що $\varphi_0 \in (0, \pi/2)$, з рівняння (3.7) випливає, що азимутальний кут φ монотонно зменшується з часом від φ_0 до 0 (і тому v_x монотонно збільшується від $v_0 \cos \varphi_0$ до v_0), якщо $r_{x0} \geq 0$. Іншими словами, всі частинки з $r_{x0} \geq 0$ рухаються вправо зі швидкостями, що наближаються до v_0 з плином часу. Більш того, чим більше початкове положення частинки, тим швидше v_x наближається до граничного значення v_0 . Для цілей класифікації динаміку наночастинок при $r_{x0} \geq 0$ будемо називати першим динамічним режимом.

Другий динамічний режим має місце для наночастинок з $r_{x0} \in (-l, 0)$, де

$$l = \left(\frac{4}{3} \ln \frac{1}{\sin^2 \varphi_0} \right)^{1/2}. \quad (3.8)$$

У цьому випадку всі частинки також рухаються вправо. Однак, на відміну від попереднього випадку, азимутальний кут φ спочатку збільшується від φ_0 до деякого кута $\varphi_m < \pi/2$ (поки не буде досягнуто положення $r_x = 0$), а потім монотонно зменшується до 0 при $t \rightarrow \infty$. Відповідно до цього швидкість частинки спочатку зменшується від $v_0 \cos \varphi_0$ до $v_0 \cos \varphi_m$, а потім зростає до v_0 .

Динаміка наночастинок при $r_{x0} = -l$ відповідає третьому динамічному режиму, який можна розглядати як граничний випадок другого. Як і раніше, частка спочатку рухається вправо, але після досягнення стану з $r_x = 0$ і $\varphi_m = \pi/2$ її рух припиняється. Відзначимо, що цей стан нестійкий: завдяки флуктуаціям частинка починає рухатися або вліво, або вправо.

Нарешті, четвертий динамічний режим реалізується при $r_{x0} < -l$. У цьому випадку азимутальний кут φ монотонно збільшується з часом від φ_0 до π і кожна частинка рухається вправо тільки на часовому інтервалі $(0, t_s)$, який залежить від r_{x0} . При $t = t_s$ частинка зупиняється [$v_x(t_s) = 0$, $\varphi(t_s) = \pi/2$] в точці $r_x(t_s) = -(r_{x0}^2 - l^2)^{1/2}$, а потім (при $t > t_s$) рухається вліво, досягаючи швидкості $-v_0$ на великому проміжку часу. Як і при $r_{x0} > 0$, чим більше $|r_{x0}|$, тим швидше досягається гранична швидкість $-v_0$.

Для ілюстрації теоретичних і чисельних результатів розглянемо наночастинки SmCo_5 , що зважені у воді при кімнатній температурі (295 К) і характеризуються параметрами $M = 1.36 \times 10^3$ ету см^{-3} , $\rho_n = 8.31$ $\text{г} \text{см}^{-3}$ – щільність частинок, $\rho = 1$ $\text{г} \text{см}^{-3}$ і $\eta = 9.62 \times 10^{-3}$ Р. Вибираючи $a = 2 \times 10^{-5}$ см (критичний однодомений діаметр цих частинок становить близько 7.5×10^{-5} см [31]) і $g = 10^2$ $\text{Ое} \text{см}^{-1}$, знаходимо $v_0 = 1.26 \times 10^{-3}$ $\text{см} \text{с}^{-1}$ та $\omega_g = 47.12$ с^{-1} . Використовуючи ці параметри і замінюючи $|\mathbf{v}|$ на v_0 , а $|\boldsymbol{\omega}|$ на $MgR_x/6\eta$ з $R_x = 1$ см , із визначення Re та Re_ω знаходимо $\text{Re} = 5.24 \times 10^{-6}$ та $\text{Re}_\omega = 9.8 \times 10^{-2}$. Оскільки формула $\mathbf{t}_f = -8\pi\eta a^3 \boldsymbol{\omega}$ справедлива навіть при $\text{Re}_\omega \sim 10$ [32], наближення малих чисел Рейнольдса є добре обґрунтованим. Нарешті, в нашій моделі ми нехтуємо інерційними членами $\rho_n V \dot{\mathbf{v}}$ та $J \dot{\boldsymbol{\omega}}$ [$J = (2/5)\rho_n V a^2$ – момент інерції частинки] в рівняннях (2.5) і (2.6), відповідно.

Простий аналіз показує, що цими членами дійсно можна знехтувати при $t \gg \max\{t_{tr}, t_r\}$, де

$$t_{tr} = \frac{2\rho_n a^2}{9\eta}, \quad t_r = \frac{\rho_n a^2}{15\eta} \quad (3.9)$$

– часи трансляційної та оберальної релаксації. Оскільки, згідно з $\max\{t_{tr}, t_r\} = t_{tr} = 7.68 \times 10^{-8}$ s, ми переконуємося, що інерційними ефектами в динаміці SmCo_5 наночастинок можна знехтувати вже при $t \gg 10^{-7}$ s.

На рис. 3.1 показані залежності азимутального кута φ від безрозмірного часу $\omega_g t$ для різних значеннях r_{x0} . Вони репрезентують чотири режими в поведінці

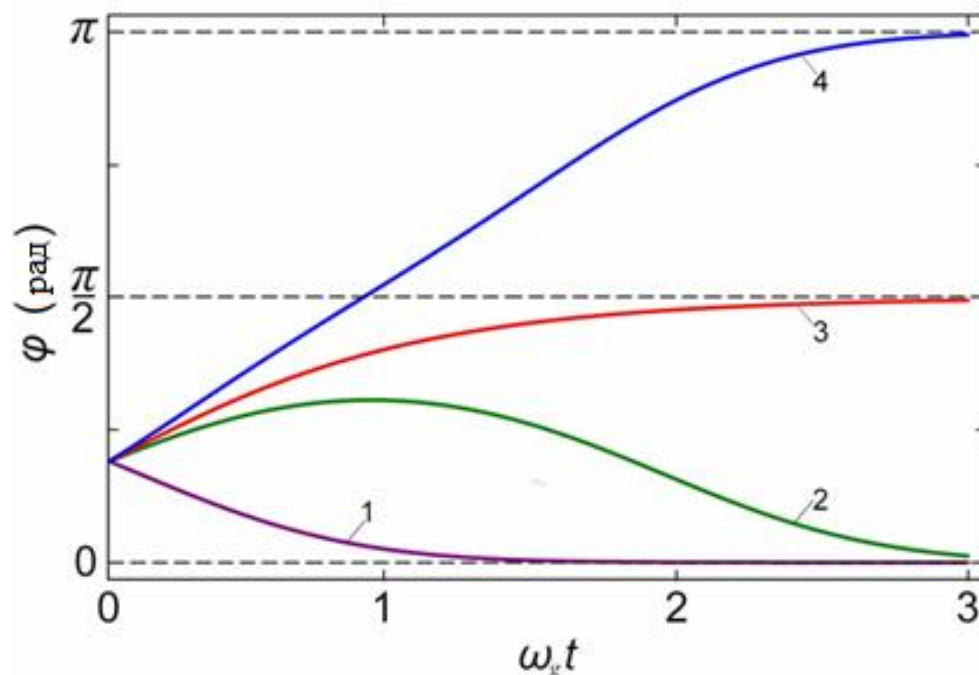


Рисунок 3.1 – Графіки функції $\varphi = \varphi(t)$, які отримані за допомогою чисельного розв'язку рівняння (2.14) при $H_{\perp} = 0$, $\varphi_0 = 0.6$ рад і різних значень

початкового положення частинки r_{x0} . Оскільки, згідно з (3.8), в цьому випадку $l = 1.235$, значення r_{x0} обрано таким чином, щоб відтворити всі передбачені режими динаміки наночастинок: $r_{x0} = 1.0$ (крива 1), $r_{x0} = -1.0$ (крива 2), $r_{x0} = -l$ (крива 3) і $r_{x0} = -1.5$ (крива 4).

функції $r_x = r_x(t)$, коли $r_{x0} \geq 0$ (перший режим, крива 1), $r_{x0} \in (-l, 0)$ (другий режим, крива 2), $r_{x0} = -l$ (третій режим, крива 3) і $r_{x0} < -l$ (четвертий режим, крива 4). На рис. 3.2 показана часова залежність безрозмірної координати частинки r_x при тих же умовах, що і на рис. 3.1. Як видно, представлені на цих рисунках чисельні результати підтверджують існування передбачених режимів динаміки наночастинок. Нарешті, щоб перевірити теоретичний результат (3.6), ми використали чисельні результати, отримані з рисунків 3.1 і 3.2, і обчислили величину $\Gamma = r_x^2 + (4/3) \ln(\sin^2 \varphi / \sin^2 \varphi_0)$ для двох моментів часу і різних значень початкового положення частинки r_{x0} . Порівняння отриманих даних з теоретичною залежністю $\Gamma = r_{x0}^2$, див. рисунок 3.3, свідчить про справедливість теоретичного результату (3.6).

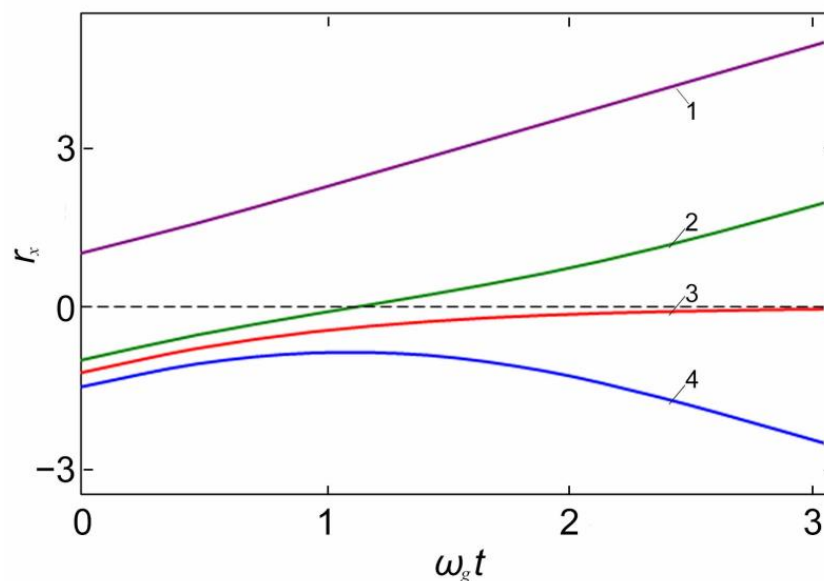


Рисунок 3.2 – Графіки безрозмірного положення частинки $r_x = r_x(t)$, які отримані за допомогою (2.12) шляхом чисельного розв’язку рівняння (2.14) для тих же параметрів, що і на рис. 3.1.

Як вже було сказано вище, магнітне поле \mathbf{H}_{\parallel} зміщує точку, в якій $\mathbf{H}_g = \mathbf{0}$. Це означає, що \mathbf{H}_{\parallel} зміщує також інтервали, в яких реалізуються зазначені динамічні режими наночастинок (наприклад, перший динамічний режим реалізується тепер при $r_{x0} > -H_{\parallel}/ga$). Важливо підкреслити, що, оскільки безрозмірна величина зсуву $|H_{\parallel}|/ga$ може бути досить великою навіть для малих H_{\parallel} (наприклад, в нашому випадку вона дорівнює 10^4 , якщо $H_{\parallel} = 20$ Ое), зміна напруженості магнітного поля H_{\parallel} є ефективним методом зміни динамічних режимів.

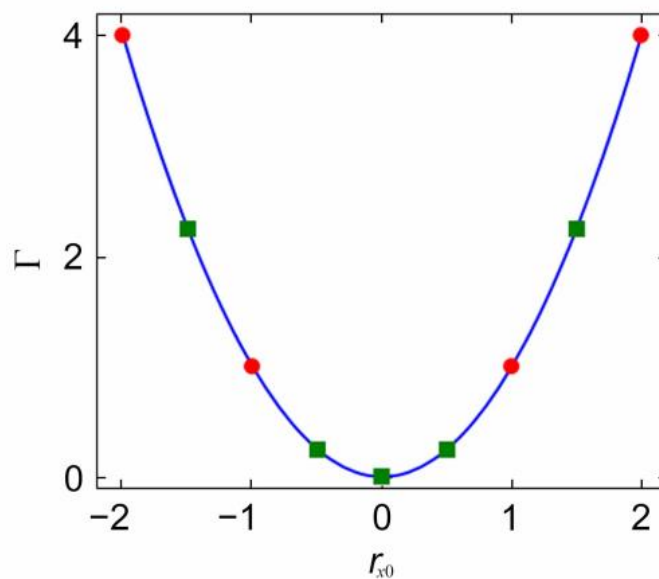


Рисунок 3.3 – Залежність величини Γ від безрозмірного початкового положення частинки r_{x0} . Числові дані позначені символами (кола і квадрати відповідають значенням $\omega_g t = 1$ і $\omega_g t = 3$), а теоретичний результат $\Gamma = r_{x0}^2$ показаний суцільною кривою.

3.2. Режими спрямованого транспорту при $\mathbf{H}_{\perp} \neq \mathbf{0}$

У цьому випадку теоретичний аналіз транспортних властивостей ферромагнітних наночастинок виявляється більш складним. Тому тут він буде проведений лише для випадків малих і великих часів. Для аналізу динаміки наночастинок при $t \rightarrow 0$ зручно використовувати рівняння (2.8) і (2.12), які в першому наближенні дають

$$\varphi = \varphi_0 + (\omega_{\perp} \cos \varphi_0 - \omega_g r_{x0} \sin \varphi_0) t \quad (3.10)$$

та

$$r_x = r_{x0} + \frac{v_0}{a} \cos \varphi_0 t. \quad (3.11)$$

Останній результат показує, що, як і в попередньому випадку, всі частинки спочатку рухаються вправо з однаковою початковою швидкістю $v_0 \cos \varphi_0$ [$\varphi_0 \in (0, \pi/2)$]. Але тепер обертання частинок залежить не тільки від r_{x0} , але і від \mathcal{H}_{\perp} .

Якісний аналіз показує, що, як і при $H_{\perp} = 0$, у випадку $H_{\perp} \neq 0$ також існує чотири режими динаміки наночастинок. Вони реалізуються при $r_{x0} \geq l_1$, $r_{x0} \in (-l_2, l_1)$, $r_{x0} = -l_2$, та $r_{x0} < -l_2$, відповідно. Згідно з (3.10), азимутальний кут φ монотонно зменшується з часом, тобто реалізується перший динамічний режим, якщо $r_{x0} \geq l_1$, де

$$l_1 = \frac{\omega_{\perp}}{\omega_g} \cos \varphi_0. \quad (3.12)$$

Цей результат узгоджується з тим, що був отриманий для $H_{\perp} = 0$ ($l_1 \rightarrow 0$, $H_{\perp} \rightarrow 0$) і вказує на те, що магнітне поле H_{\perp} може значно змінити величину l_1 (умова $l_1 \gg 1$ може бути легко досягнута).

Оскільки наш аналіз є якісним, ми не можемо знайти точний вираз для l_2 . Однак, використовуючи (3.10) і (3.11), можна приблизно оцінити цю величину. Дійсно, вибираючи $r_{x0} = -l_2$ і припускаючи, що $\varphi(t_s) = \pi/2$ та $r_x(t_s) = 0$ (t_s – час зупинки наночастинки), з (3.10) - (3.12) отримуємо

$$l_2 = \frac{1}{2}l_1 \left[\left(1 + \frac{8(\pi - 2\varphi_0)}{3l_1^2 \tan \varphi_0} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (3.13)$$

При $l_1 \ll 1$ ($H_\perp \ll ga \tan \varphi_0$) та $l_1 \gg 1$ ($H_\perp \gg ga \tan \varphi_0$) ця формула дає

$$l_2|_{l_1 \ll 1} = \left(\frac{2(\pi - 2\varphi_0)}{3 \tan \varphi_0} \right)^{1/2} \quad (3.14)$$

і

$$l_2|_{l_1 \gg 1} = \frac{2}{3}(\pi - 2\varphi_0) \frac{ga}{H_\perp} \quad (3.15)$$

($l_2|_{l_1 \ll 1} \ll 1$). Підкреслюємо два моменти, що стосуються цих результатів. По-перше, наближена формула (3.14) повністю узгоджується з точною формулою (3.8) тільки в тому випадку, якщо $\pi/2 - \varphi_0 \ll 1$. Різниця між $l_2|_{l_1 \gg 1}$ і l швидко зростає зі зменшенням φ_0 . Це є наслідком того, що рішення (3.10) і (3.11) справедливі тільки для $\omega_g t \ll 1$. По-друге, оскільки умова $l_1 \gg 1$ легко досягається, магнітне поле H_\perp також може бути використано для зміни транспортних властивостей зважених наночастинок. Слід особливо відзначити, що H_\perp , на відміну від H_\parallel , нерівномірно зміщує області різних динамічних режимів.

На великих часах зручно ввести параметр σ , який для частинок, що рухаються вправо або вліво, дорівнює 1 або -1 , відповідно. Оскільки азимутальний кут φ для таких частинок прямує до нуля або π , його можна представити у вигляді $\varphi = \pi(1 - \sigma)/2 + \sigma\varphi_1$ з $\varphi_1 \ll 1$. Беручи також до

уваги, що в лінійному наближенні $\cos \varphi = \sigma$, $\sin \varphi = \varphi_1$ і, згідно з (2.12), $r_x \sim \sigma(4/3)\omega_g t$ при $t \rightarrow \infty$, рівняння (2.8) на великих часах зводиться до

$$\dot{\varphi}_1 - \omega_{\perp} + \frac{4}{3}\omega_g^2 t \varphi_1 = 0. \quad (3.16)$$

Його асимптотичним розв'язком є $\varphi_1 \sim 3\omega_{\perp}/(4\omega_g^2 t)$, тобто азимутальний кут φ наближається до граничних значень 0 і π обернено пропорційно часу. Якщо $\omega_{\perp} = 0$, то ці граничні значення досягаються з експоненціальною швидкістю: $\varphi_1 \sim \exp(-2\omega_g^2 t^2/3)$.

Чисельний аналіз динаміки наночастинок при $H_{\perp} \neq 0$ підтверджує як існування чотирьох динамічних режимів (аналогічних таким, що були передбачені при $H_{\perp} = 0$), так і сильний вплив H_{\perp} на інтервали початкових положень r_{x0} , де ці режими реалізуються. На рисунку 3.4, показано залежність границь цих інтервалів, l_1 і l_2 , від відношення $H_{\perp}/ga = (\omega_{\perp}/\omega_g)$. Оскільки, згідно з (3.15), q_2 наближається до нуля при збільшенні H_{\perp} , ширина $\Delta = l_1 + l_2$ інтервалу $(-l_2, l_1)$, де реалізується другий динамічний режим, має порядок $l_1 (\gg 1)$ навіть при малих H_{\perp} (наприклад, $\Delta \approx l_1 = 731$ при $H_{\perp} = 1$ Ое). Нагадаємо в цьому контексті, що $l_1|_{H_{\perp}=0} = 0$, $l_2|_{H_{\perp}=0} = l$ і, таким чином, $\Delta|_{H_{\perp}=0} = 1.235$.

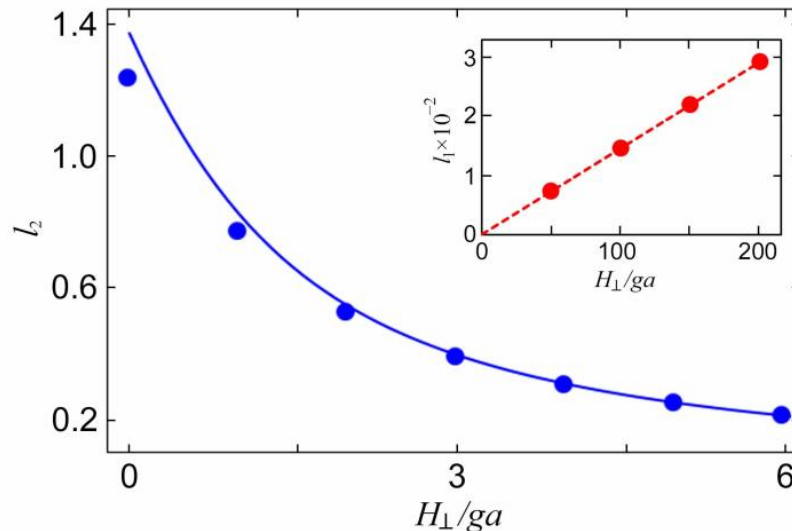


Рисунок 3.4 – Залежність l_2 та l_1 (у вставці) від безрозмірного магнітного поля H_{\perp}/ga для тих же параметрів, що і на рис. 3.1. Числові дані для l_1 та l_2 , що отримані шляхом розв'язання рівняння (2.14), позначені кружками. Наближена формула (3.13) і теоретичний результат (3.12) представлені суцільними і пунктирними лініями, відповідно.

Як видно з цього рисунка, теоретичні та числові результати для l_1 повністю узгоджуються. Зауважимо також, що, незважаючи на наближений характер теоретичного результату (3.13), він повністю узгоджується з числовими даними для l_2 .

Таким чином, на динаміку зважених феромагнітних наночастинок в градієнтному магнітному полі сильно впливають однорідні магнітні поля H_{\parallel} і H_{\perp} . Важливо підкреслити, що в той час як H_{\parallel} зміщує лише нульову точку градієнтного поля, вплив H_{\perp} на динаміку наночастинок є значно складнішим. Здається, що нетривіальні транспортні властивості таких частинок, що виникають в результаті спільної дії градієнтного магнітного поля і однорідних магнітних полів H_{\parallel} і H_{\perp} , можуть бути використані, наприклад, в таких біомедичних застосуваннях, як доставка лікарських препаратів і сепарація клітин [33].

Щоб проілюструвати доцільність і ефективність процесу сепарації, індукованого градієнтними і однорідними магнітними полями, оцінимо час T повної сепарації зважених SmCo_5 наночастинок в прямокутному резервуарі [26]. Для цього ми припускаємо, що границі резервуара перпендикулярні осям координат, вісь x перетинає ліву і праву межі в точках $x = -L/2$ та $x = L/2$, відповідно (L – ширина резервуара в напрямку x), а кількість зважених наночастинок в резервуарі дорівнює N . У цій геометрії після включення градієнтного магнітного поля наночастинки концентруються поблизу лівої і правої границь. Припустимо також, що розподіл наночастинок при $t = 0$ є однорідним і граничні швидкості v_0 і $-v_0$, досягаються при $t \ll T$. Якщо $H_{\parallel} = H_{\perp} = 0$, тоді повна сепарація з $N_l \approx N/2$ і $N_r \approx N/2$ (N_l і N_r – кількість

наночастинок в околі лівої і правої границь, відповідно), досягається при $T \approx L/2v_0$ (наприклад, $T \approx 6.6$ min для $L = 1$ cm). У той же час, якщо $H_{\parallel} = gL/2$ і $H_{\perp} = 0$, тоді $N_l \approx 0$ і $N_r \approx N$ при $T \approx L/v_0 \approx 13.2$ min. Зауважимо, що концентраційний профіль наночастинок при $t \in (0, T)$ і довільних значеннях H_{\parallel} та H_{\perp} легко обчислюється в рамках викладеної вище теорії.

3.3. Генерація однорідного і градієнтного магнітних полів

На рисунку 3.5. показана блок-схема системи постійних магнітів, що створюють однорідне (у вертикальному напрямку) та градієнтне (у горизонтальному напрямку) магнітні поля. Пристрій має 4 магніти, 2 датчика Холла для визначення градієнта магнітного поля, систему обробки даних (або комп'ютер на якому проводиться візуалізація градієнта в зручній формі), джерело живлення датчиків, резервуар з наночастинками. Датчики Холла розташовані у горизонтальному напрямку симетрично відносно резервуару, відстань між ними d . Джерело живлення регулюється так, щоб на датчиках були однакові сигнали.

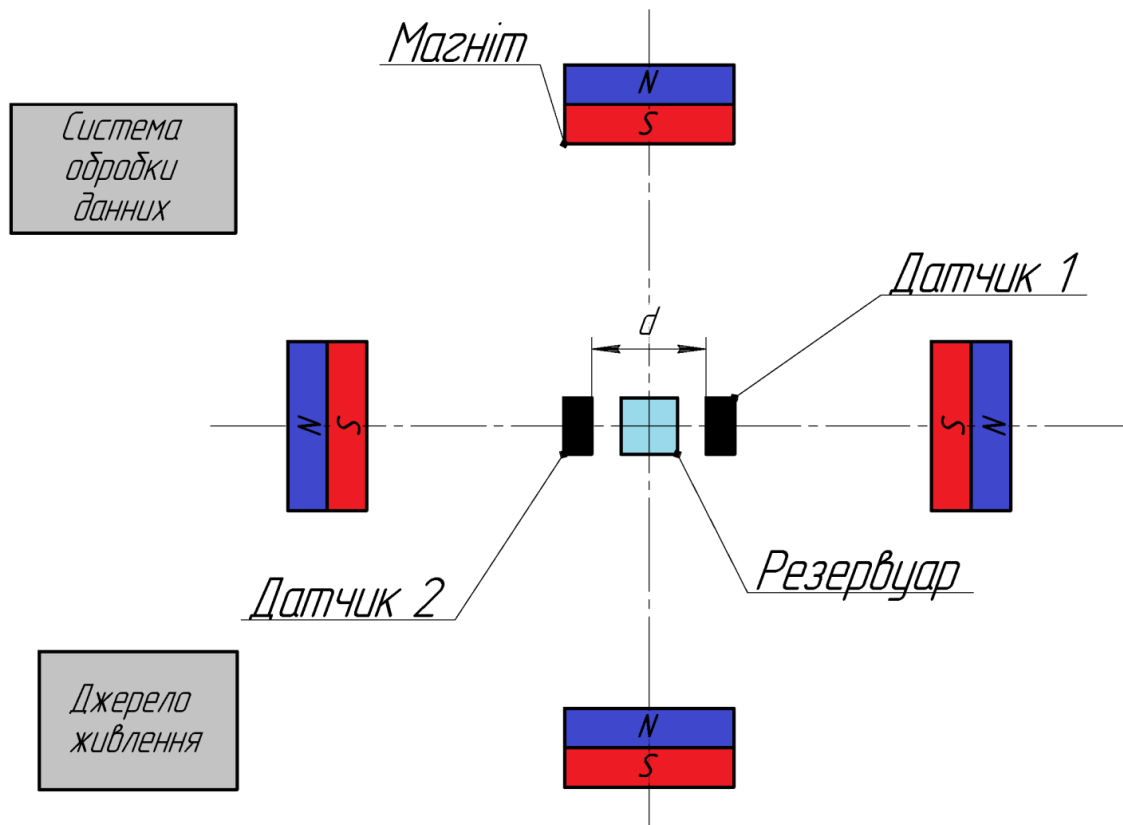


Рисунок 3.5 – Схематичне зображення блок-схеми системи постійних магнітів і пристрою для визначення градієнта магнітного поля: 4 постійні магніти, 2 датчика Холла, резервуар, система обробки даних, джерело живлення датчиків.

За допомогою величин напруженості магнітного поля, що отримані з датчиків, градієнт магнітного поля визначається за формулою :

$$g = \frac{|\mathbf{H}_{g1}| + |\mathbf{H}_{g2}|}{d},$$

де, \mathbf{H}_{g1} , \mathbf{H}_{g2} – напруженість градієнтного магнітного поля з датчика 1 і 2 відповідно, d – відстань між датчиками.

За допомогою програмного забезпечення ELCUT змодельоване формування магнітних полів при використанні в них постійних магнітів в формі прямокутних паралелепіпедів (рис. 3.6).

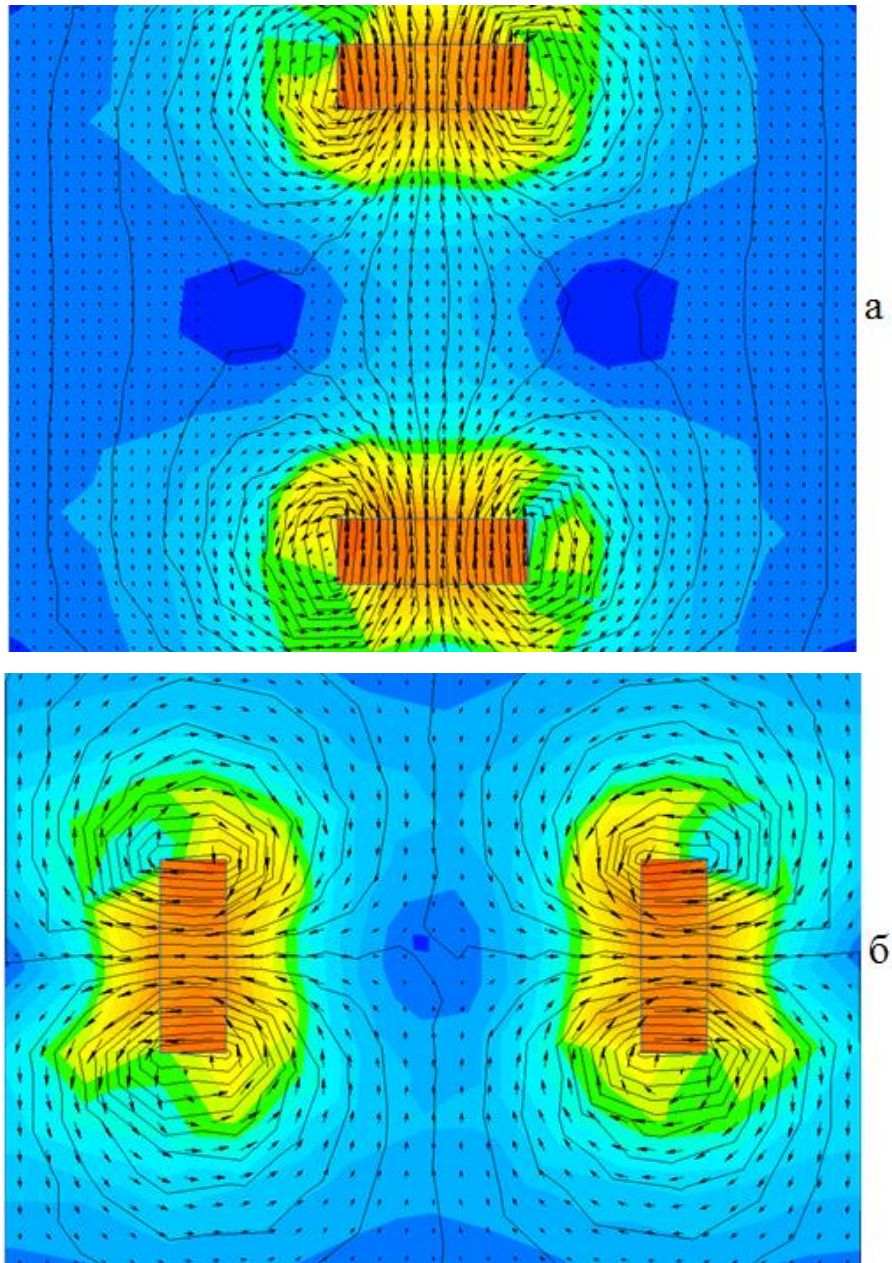


Рисунок 3.6 – Магнітні поля в площині xy : а – лінії магнітної індукції вздовж осі y , б – лінії магнітної індукції вздовж осі x . Постійні магніти описані за допомогою задання коерцитивної сили (955 кА/м).

ВИСНОВКИ

1. Введено мінімальну систему рівнянь, що описують сумісну поступальну і обертальну динаміку колоїдальних феромагнітних наночастинок під дією однорідного і градієнтного магнітних полів. Шляхом аналітичного та чисельного розв'язання зазначеної системи рівнянь проаналізовано транспортні властивості феромагнітних наночастинок в таких полях.

2. Показано, що однорідне магнітне поле, яке безпосередньо не індукує трансляційний рух наночастинок, суттєво впливає на їх транспортні властивості завдяки залежності градієнтної магнітної сили від напрямку намагніченості.

3. Встановлено, що в залежності від початкового положення феромагнітної наночастинок існує чотири режими її спрямованого транспорту, які характеризуються різними траєкторіями руху і в яких максимальна швидкість наночастинок може досягати $(10^{-3} - 10^{-2})$ см/с.

4. Запропоновано застосування виявлених режимів спрямованого транспорту колоїдальних феромагнітних наночастинок для їх контрольованої сепарації.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Rikken R. S., Nolte R. J., Maan J. C., Hest J. C., Wilson D. A., Christianen P. C. Manipulation of micro- and nanostructure motion with magnetic fields // *Soft Matter*. – 2014. – Vol. 10, № 9. – P 1295.
2. Yeap S.P., J. Lim, Ooi B. S., Ahmad A. L. Agglomeration, colloidal stability, and magnetic separation of magnetic nanoparticles: collective influences on environmental engineering applications // *J. Nanoparticle Res.* – 2017. – Vol. 19, № 11. – P. 368(15).
3. Leong S.S., Yeap S.P., Lim J.K. Working principle and application of magnetic separation for biomedical diagnostic at high- and low-field gradients // *Interface Focus*. – 2016. – Vol. 6, № 6.
4. Kim Y.G. Song J. B., Yang D. G., Lee J. S., Park Y. J., Kang D. H., Lee H. G.. Effects of filter shapes on the capture efficiency of a superconducting high-gradient magnetic separation system // *Supercond. Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 26, № 8 – P. 085002.
5. Moeser G.D. Roach K. A., Green W. H., Hatton T. A.. High-gradient magnetic separation of coated magnetic nanoparticles // *AIChE J.* – 2004. – Vol. 50, № 11. – P. 2835–2848.
6. Nikiforov V. N., Oxengendler B. L., Turaeva N. N., Nikiforov A. V., Sredin V. G. Magnetic nanoparticles. Metrological aspects. // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2011. – P. 012009.
7. Lim J. K., Yeap S. P., Leow C. H., Toh P. Yi., Low S. C. Magnetophoresis of iron oxide nanoparticles at low field gradient: The role of shape anisotropy // *J. Colloid Interface Sci. Elsevier Inc.*, – 2014. – Vol. 421. – P. 170–177.
8. Lim J., Lanni C., Evarts E. R., Lanni F., Tilton R. D. Magnetophoresis of nanoparticles // *ACS Nano*. – 2011. – Vol. 5, № 1. – P. 217–226.
9. Cardoso V. F. Francesko A., Ribeiro C., Banobre-Lopez M., Martins P., Lanceros-Mendez S. Advances in Magnetic Nanoparticles for Biomedical Applications // *Adv. Healthc. Mater.* – 2018. – Vol. 7, № 5. – P. 1700845(35).
10. Vallabani N. V. S., Singh S., Karakoti A. S. Magnetic Nanoparticles: Current Trends and Future Aspects in Diagnostics and Nanomedicine // *Curr. Drug Metab.* –

2018. – Vol. 20, № 6. – P. 457.

11. Usov N. A., Liubimov B. Y. Magnetic nanoparticle motion in external magnetic field // *J. Magn. Magn. Mater. Elsevier*, – 2015. – Vol. 385. – P. 339.

12. Usadel K. D., Usadel C. Dynamics of magnetic single domain particles embedded in a viscous liquid // *J. Appl. Phys.* – 2015. – Vol. 118, № 23 – P. 234303.

13. Usadel K. D. Dynamics of magnetic nanoparticles in a viscous fluid driven by rotating magnetic fields // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 95, № 10. – P. 104430(8).

14. Lyutyy T. V., Hryshko O.M., Yakovenko M.Y. Uniform and nonuniform precession of a nanoparticle with finite anisotropy in a liquid: Opportunities and limitations for magnetic fluid hyperthermia // *J. Magn. Magn. Mater. Elsevier B.V.*, – 2019. – Vol. 473, № October 2018. – P. 198.

15. Keshtgar H., Streib S., Kamra A., Blanter Ya. M., Bauer G. E. W.. Magnetomechanical coupling and ferromagnetic resonance in magnetic nanoparticles // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 95, № 13. – P. 134447(10).

16. Lyutyy T. V., Hryshko O. M., Kovner A. A. Power loss for a periodically driven ferromagnetic nanoparticle in a viscous fluid: The finite anisotropy aspects // *J. Magn. Magn. Mater. Elsevier B.V.*, – 2018. – Vol. 446. – P. 446.

17. Lyutyy T. V., Denisov S. I., Hänggi P. Dissipation-induced rotation of suspended ferromagnetic nanoparticles // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, – 2019. – Vol. 100, № 13. – P. 134403(8).

18. Coffey W. T., Kalmykov Y. P., Waldron J. T. The Langevin equation: with applications to stochastic problems in physics, chemistry, and electrical engineering. 4th ed., NJ: World Scientific, – 2017. – 902 p.

19. Lyutyy T. V., Reva V. V. Energy dissipation of rigid dipoles in a viscous fluid under the action of a time-periodic field: The influence of thermal bath and dipole interaction // *Phys. Rev. E.* – 2018. – Vol. 97, № 5 – P. 052611.

20. Domingos J. L. C., Peeters F. M., Ferreira W. P. Self-assembly of rigid magnetic rods consisting of single dipolar beads in two dimensions // *Phys. Rev. E.* – 2017. – Vol. 96, № 1. – P. 012603(9).

21. Lyutyy T. V. et al. Rotational properties of ferromagnetic nanoparticles driven by a precessing magnetic field in a viscous fluid // *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* – 2015. – Vol. 92, № 4. – P. 042312(10).

22. Ilg P., Evangelopoulos A.E.A.S. Magnetic susceptibility, nanorheology, and magnetoviscosity of magnetic nanoparticles in viscoelastic environments // *Phys. Rev. E. American Physical Society*, – 2018. – Vol. 97, № 3. – P. 032610(11).

23. Denisov S. I., Pedchenko B. O. Drift of suspended ferromagnetic particles due to the Magnus effect // *J. Appl. Phys.* – 2017. – Vol. 121, № 4. – P. 043912(6).

24. Denisov S. I., Pedchenko B. O., Kvasnina O. V., and Denisova E. S.. Exactly solvable model for drift of suspended ferromagnetic particles induced by the Magnus force // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2017. – Vol. 443. – P. 89.

25. Denisov S. I., Lyuty T. V., Reva V. V., and Yermolenko A. S.. Temperature effects on drift of suspended single-domain particles induced by the Magnus force // *Phys. Rev. E. American Physical Society*, – 2018. – Vol. 97, № 3. – P. 32608.

26. Denisov S. I., Lyuty T. V., Pavlyuk M. O. Directed transport of suspended ferromagnetic nanoparticles under both gradient and uniform magnetic fields. – 2020. – arXiv: 2003.08498.

27. Svoboda J. *Magnetic Techniques for the Treatment of Materials*. Kluwer Academic, 2004. – 642 p.

28. Häfeli U., Schutt W., Teller J., Zborowski M. *Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers*. Springer Science & Business Media, – 2013. – 628 p.

29. Guimarães A. P. *Principles of Nanomagnetism (NanoScience and Technology)*. 2nd ed. Springer, 2017. – 330 p.

30. Polyanin A.D., Zaitsev V. F. *Handbook of Ordinary Differential Equations: Exact Solutions, Methods, and Problems*. 3rd ed. Chapman and Hall/CRC, 2018. – 1496 p.

31. Goya G., Grazu V., Ibarra M. Magnetic Nanoparticles for Cancer Therapy // *Curr. Nanosci.* – 2008. – Vol. 4, № 1. – P. 16.

32. Dennis S. C. R., Singh S. N., Ingham D. B. The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers // *J. Fluid Mech.* – 1980. – Vol. 101, № 2. P. – 257.

33. Dalili A., Samiei E., Hoorfar M. A review of sorting, separation and isolation of cells and microbeads for biomedical applications: microfluidic approaches // *Analyst. Royal Society of Chemistry*, – 2019. – Vol. 144, № 1. – P. 87.