

Національна академія наук України
Інститут металофізики НАН України ім. Г.В. Курдюмова
Технічний центр НАН України
Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут»

А.Б. Шевченко, Г.Г. Влайков,
М.Ю. Барабаш, А.В. Мініцький

НАНОРОЗМІРНІ ЕФЕКТИ У ФЕРОМАГНІТНИХ ТА СЕГНЕТОЕЛЕКТРИЧНИХ МАТЕРІАЛАХ

Рекомендовано Вченою радою Національного технічного університету України «КПІ» як навчальний посібник

Київ 2014

УДК538.975
ББК22.379

Рецензенти:

ІВАНЧЕНКО В.Г. – завідувач відділом фазових рівноваг
Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України,
д-р техн. наук, професор,

БАГЛЮК Г.А. – завідувач відділом зносостійких
та корозійностійких порошкових конструкційних
матеріалів Інституту проблем матеріалознавства
ім. І.М. Францевича НАН України, д-р техн. наук, ст.н.с

*Всі права захищені. Ні одна частина цієї книги не може бути відтворена без письмового дозволу
власника авторських прав.*

Друкується за рішенням

**Науково-технічної ради Технічного центру НАН України
(протокол №6 від 17 вересня 2014 року)**

**Рекомендовано Вченою радою Національного технічного університету України
«КПІ» як навчальний посібник
(протокол № 11 від 01 грудня 2014 року)**

Ш73 Шевченко А.Б. та ін. Нанорозмірні ефекти у феромагнітних
та сегнетоелектричних матеріалах: навчальний посібник
/А.Б. Шевченко, Г.Г. Влайков, М.Ю. Барабаш, А.В. Мініцький. –
К.: ІМФ НАНУ, 2014. – 216 с.
Рис. 25, табл. 2, бібл. 360 назв.

ISBN 978-966-02-7394-8

У навчальному посібнику викладені результати новітніх досліджень нано-розмірних ефектів в феромагнітних і сегнетоелектричних матеріалах: наночастинки, доменні системи в тонких плівках. Показаний зв'язок між внутрішньою структурою наносистем та їх електричними і магнітними властивостями. Для студентів і викладачів фізичних та інженерно – фізичних спеціальностей вищих навчальних закладів, фахівців, що спеціалізуються в галузі впровадження сучасних нанотехнологій.

УДК 538.975
ББК 22.379

© А.Б. Шевченко, Г.Г. Влайков,
М.Ю. Барабаш, А.В. Мініцький 2014

ISBN 978-966-02-7394-8

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	7
РОЗДІЛ I. ВПЛИВ ПРОСТОРОВОЇ АТОМНОЇ СТРУКТУРИ ФЕРОМАГНІТНИХ КЛАСТЕРІВ НА ЇХ МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ.....	10
1.1. Загальні відомості.....	10
1.2. Магнітний момент феромагнітних кластерів.....	14
1.3. Енергія когезії феромагнітних кластерів.....	16
1.4. Феромагнітні кластери з пентагональною симетрією.....	21
1.5. Намагнічування феромагнітних наночастинок.....	32
1.6. Оцінка тензору механічних напружень у Ni_2MnGa , ви- кликаних зовнішнім магнітним полем.....	38
РОЗДІЛ II. ОСОБЛИВОСТІ ПРОЦЕСУ РЕЛАКСАЦІЇ МАГНІТНИХ МОМЕНТІВ ФЕРОМАГНІТНИХ КЛАСТЕРІВ.....	44
2.1. Загальні відомості.....	44
2.2. Термоактивована релаксація магнітних моментів феро- магнітних кластерів.....	49
2.3. Суперпара – та феромагнітні стани кластерів.....	53
2.4. Квантові флуктуації магнітних моментів феромагнітних кластерів.....	57
2.5. Температура кросоверу і швидкість магнітних квантових флуктуацій феромагнітних наночастинок.....	67
РОЗДІЛ III. ДИНАМІКА ДОМЕННОЇ СТІНКИ ЗІ СКЛАДНОЮ ВНУТРІШНЬОЮ СТРУКТУРОЮ В ОДНОВІСНИХ МАГНІТНИХ ПЛІВКАХ З СИЛЬНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ.....	72
3.1. Загальні відомості.....	72
3.2. Вертикальна блохівська лінія і блохівська точка – як еле- менти внутрішньої структури доменної стінки.....	77
3.3. Динаміка вертикальної блохівської лінії в доменній стінці	

циліндричного магнітного домену.....	84
3.4 Динамічна перебудова внутрішньої структури доменної стінки. Умови генерації нових структурних елементів.....	96

РОЗДІЛ IV. КВАНТОВІ ВЛАСТИВОСТІ СТРУКТУРНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ ДОМЕННОЇ СТІНКИ В ОДНОВІСНИХ ФЕРОМАГНЕТИКАХ З СИЛЬНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ.....	105
4.1. Загальні відомості.....	105
4.2. Квантове тунелювання вертикальної блохівської лінії.....	107
4.3. Швидкість тунелювання і температура кросоверу вертикальної блохівської лінії.....	113
4.4. Магнітна структура вертикальної блохівської лінії поблизу точки блоха. Ефективна маса точки блоха.....	118
4.5. Квантове тунелювання блохівської точки.....	123
4.6. Надбар'єрне відбиття блохівської точки від потенціалу дефекту.....	131

РОЗДІЛ V. ОСОБЛИВОСТІ БУДОВИ ВНУТРІШНЬОЇ СТРУКТУРИ ДОМЕННИХ СТІНОК У ПЛІВКАХ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКІВ.....	138
5.1. Загальні відомості.....	138
5.2. Структура доменної стінки в масивному сегнетоелектрику	142
5.3. Поле деполяризації плівки сегнетоелектрика що має доменну структурою.....	151
5.4. Термодинамічний потенціал плівки сегнетоелектрика. Гранична умова для вектору поляризації на поверхні плівки...	159
5.5. Внутрішня будова доменної стінки у плівках сегнетоелектриків.....	162

РОЗДІЛ VI. ДИНАМІКА ДОМЕННИХ СТІНОК В ПЛІВКАХ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКІВ.....	174
6.1. Загальні відомості.....	174
6.2. Ефективна маса доменної стінки у масивному сегнетоелектрику.....	176
6.3. Ефективна маса і рухливість доменної стінки у плівках	

сегнетоелектриків.....	180
6.4. Поле деполяризації сегнетоелектричної плівки, що має електропровідністю.....	182
6.5. Внутрішня будова доменної стінки у плівці сегнетоелектрика, що має електропровідність. Коливання доменної стінки у зовнішньому електричному полі.....	187
ЛІТЕРАТУРА.....	194

Основні позначення

N – кількість атомів у частинці

W_{coh} – енергія когезії кластеру

W_A – енергія магнітної анізотропії кластеру

m – атомний магнітний момент

μ_B – магнетон Бору

ВЛН – вісь легкого намагнічування

W_A – енергія магнітної анізотропії

\vec{M} – вектор магнітного моменту кластеру

\vec{H} – магнітне поле

H_c – коерцитивна сила

H_{cr} – критичне магнітне поле, що обумовлює

180° переворот вектору \vec{M} між напрямками ВЛН

γ – гіромагнітне відношення

\hbar – стала Планка

\mathcal{L} – функція Лагранжа

p – імпульс квазічастинки

T – температура

T_B – температура блокування

k_B – стала Больцмана

T_{cr} – температура кросоверу

P – амплітуда тунелювання

Ω – швидкість магнітних квантових флуктуацій

\vec{M} – вектор намагніченості магнітної плівки

α – параметр затухання вектору намагніченості

Q – фактор якості матеріалу

δ – характерний розмір блохівської доменної стінки

m_{BL} – ефективна маса вертикальної блохівської лінії

m_{BP} – ефективна маса блохівської точки

σ_0 – поверхнева енергія блохівської доменної стінки

d – період доменної структури

h – товщина плівки

$\bar{\delta}$ – характерний розмір доменної стінки у сегнетоелектрику

$\bar{\sigma}$ – поверхнева енергія доменної стінки у сегнетоелектрику

\vec{P} – вектор поляризації

\vec{E} – вектор електричного поля

\bar{m}_{DW} – ефективна маса доменної стінки у сегнетоелектрику

\vec{E}_d – вектор деполаризуючого поля сегнетоелектричної плівки.

ПЕРЕДМОВА

Вивчення електричних і магнітних властивостей феромагнітних і сегнетоелектричних нанорозмірних систем являє одну із актуальних проблем сучасної фізики твердого тіла. Інтерес до цієї галузі досліджень обумовлений значними успіхами в практичному застосуванні та розробці приладів на основі нових властивостей, притаманним виключно наноструктурованим об'єктам, зокрема: в опто – і наноелектроніці, наномеханіці, обчислювальній техніці, квантової інформатиці тощо. Крім того, актуальність вивчення сегнетоелектричних і феромагнітних систем обумовлена відкриттям нового, вельми перспективного для впровадження в техніці класу матеріалів – феросегнетоелектриків, які характеризуються обома феро – та сегнетоелектричним фазовими переходами.

Слід зазначити, що новітні фундаментальні результати з означеного питання та методи їх розв'язку, з метою, щонайкращого формування сучасного спеціаліста, потребують свого адекватного відображення не тільки в наукових монографіях, але й в учбовій літературі. В цьому контексті особливого значення набуває

даний посібник, в якому викладені принципово нові закономірності (в тому числі й квантові) з протікання нанорозмірних явищ у феромагнітних металевих наночастинках (кластерах) і мезоскопічних структурах, утворених в тонких сегнетоелектричних та магнітних плівках. В ньому також значну увагу приділено аналізу наведених результатів та співставленню їх з наявними експериментальними даними.

Відмітимо, що важливою задачею фізичного матеріалознавства є прогнозування практичних характеристик систем. В даному випадку це потребує розробки точних фізичних моделей, в яких принципово важливим є врахування поряд з розмірним фактором, особливостей внутрішньої будови нанооб'єктів. Поставлена проблема концептуально вирішена в даному посібнику. Так зокрема, на основі відомого атомного магнітного моменту та аналізу просторової атомної структури металевих наночастинок в роботі наведено формалізм модулювання процесу технічного намагнічування металевих феромагнітних кластерів, на базі якого розглянуто явище їх суперпарамагнітного і феромагнітного станів та викладені умови їх реалізації. Крім того, в посібнику розглянуто вплив нанорозмірних субструктурних неоднорідностей, що мають місце в тонких шарах феромагнітних та сегнетоелектричних плівок, на особливості в формуванні і динаміці доменних систем в зовнішніх магнітних і електричних полях.

Важливою особливістю даної роботи є викладення в неї квантових явищ (тунелювання, надбар'єрне відбиття від дефекту), притаманних локальним розподі-

лам вектору намагнічування (магнітного моменту для кластерів) феромагнітних наноструктур, які проявляються в області низьких температур. Вивчення цих ефектів є необхідним для більш повного розуміння фізичних властивостей вказаних систем, що вкрай важливо при розробці новітніх нанотехнологій та прецизійних методик діагностики і дослідження внутрішньої будови неоднорідних станів намагніченості (магнітного моменту) в різноманітних магнітних об'єктах: плівках, металевих кластерах тощо.

Слід відмітити, що посібник являє собою завершене учбове видання, актуальних на сьогодні, властивостей та динаміки наноструктур. Викладений в ньому матеріал сприяє більш глибокому розумінню ефектів та інтерпретації магніто – електричних явищ в просторово обмежених феромагнітних та сегнетоелектричних середовищах, допомагає розумінню фізики процесів в квантово – розмірних магнітних системах. Даний посібник може бути корисним як викладачам і студентам фізичних та інженерно – фізичних спеціальностей вищих навчальних закладів, так і фахівцям в галузі фізики нанорозмірних систем.

Автори

РОЗДІЛ 1

ВПЛИВ ПРОСТОРОВОЇ АТОМНОЇ СТРУКТУРИ ФЕРОМАГНІТНИХ КЛАСТЕРІВ НА ЇХ МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ

1.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Одним із актуальних напрямків сучасної фізики твердого тіла є дослідження феромагнітних частинок з характерними розмірами $\leq 10^2$ нм. Інтерес до них викликаний наявністю у таких частинок нових, відмінних від масивних тіл властивостей. Ці відмінності обумовлені проявом т.зв. розмірного ефекту, що є наслідком співставності розмірів наночастинок з характерним масштабом зміни фізичних параметрів матеріалів. Крім того, в нанорозмірних частинках істотна доля поверхневих атомів, що, в свою чергу, може призвести до появи у них нових властивостей і структурних станів. У наночастинках, в силу неможливості поширення колективних збурень з довжинами хвиль, що перевищують розмір частинки (так званий "finite size effect" [1]), помітно змінюються також й термодинамічні властивості.

Унікальні властивості малих феромагнітних частинок зумовлюють широкі перспективи їх використання в хімії

(наприклад, сорбенти і каталізатори), медичній діагностиці, як елементної бази в запам'ятовуючих пристроях на магнітній основі [2-7]. Останні, зокрема, планується реалізувати шляхом формування острівцевих плівок. При цьому, в якості біта інформації виступає однорідно намагнічений стан наночастинки, що знаходиться на поверхні плівки.

Слід також вказати на ряд монографій [8-13] та оглядів [14-19], в яких достатньо повно і всебічно викладені властивості малих феромагнітних частинок й розглянуті прикладні аспекти їх застосування. Разом із тим, ряд задач пов'язаних, перш за все з отриманням надмалих феромагнітних наночастинок із заданими фізичними характеристиками, експериментальним їх дослідженням і теорією, яка описує процеси, як в самих частинках, так і вплив на них зовнішніх факторів (температура, зовнішнє магнітне поле, випромінювання, тиск, реакція середовища), ще потребують свого детального вивчення та відповідного рішення.

Особливе місце серед зазначених вище об'єктів займають наночастинки (кластери), які складаються з кінцевого числа атомів. Характерні розміри таких частинок не перевищують 10 нм. Найбільш поширеними просторовими атомними конфігураціями кластерів металів є кубічна, ОЦК, ГЦК, гексагональна та ікосаедрична з віссю симетрії п'ятого порядку, забороненою трансляційною симетрією в масивному тілі. Існування таких кластерів доведено, як чисельними розрахунками [20-23], так і підтверджено експериментально [24-27].

Важливим процесом, що характеризує магнітні властивості кластерів, є їх намагнічування зовнішнім магнітним полем. При цьому слід врахувати, що експериментальне

вивчення феромагнітних наночастинок Fe, Co, Ni, а також сформованих на їх основі композитів, ускладнено тією обставиною, що за звичайних умов синтезу наночастинок мають оксидну оболонку. Для того, щоб уникнути впливу цього шару, наночастинок виготовляють в спеціальних матрицях, або капсулюють в оболонку з матеріалу, який запобігає їх окисненню [28-30].

Перспективним є також розміщення феромагнітних кластерів Fe, Co, Ni всередині вуглецевих нанотрубок. В цьому випадку кластери виступають в ролі каталізаторів зростання нанотрубок. Завдяки хімічно замкнутим і надзвичайно стійким зв'язкам між атомами вуглецю, які утворюють нанотрубку, остання служить певною інертною капсулою для феромагнітних наночастинок та отриманих на їх основі сплавів ([29-33]).

У наведеному вище контексті слід виділити роботи [34-42], в яких вивчалися магнітні властивості нанорозмірних частинок в різних з'єднаннях. Зокрема, в статтях [36,37] досліджений перехід наночастинок Ni, що знаходяться в матрицях SiO₂, Al₂O₃, із суперпарамагнітного в феромагнітний стан. Вивчення суперпарамагнітного стану кластерів Ni у нанопорах вуглецю, намагнічування наночастинок Fe і композитів Fe₃C, капсульованих у вуглецевих нанотрубках, здійснювалось в роботах [39,41,42]. Вплив розмірного фактора наночастинок Fe, покритих оксидною оболонкою, на їх магнітні властивості досліджено в [43]. Отримане в цій роботі значення коерцитивної сили $\sim 8 \cdot 10^4$ А/м, відповідало наночастинкам Fe, з характерними розмірами 20–25 нм.

Слід зауважити, що в наведених вище роботах вивчалися наночастинки з досить малою агрегацією. Це давало можливість використовувати для інтерпретації експериментальних даних теоретичні моделі, в яких наночастинки розглядалися ізольованими. При цьому вважалось, що частинкам, які покладались сферичними або модулювались у формі куба, відповідає ГЦК атомна структура.

Вочевидь, що існування у феромагнітних наночастинок декількох типів просторових атомних структур (наприклад, ГЦК та ікосаедрична для Ni, ікосаедрична і ОЦК для кластерів Fe) має відобразитись й на фізичних властивостях самих частинок. На це зокрема вказують і експериментально виявлені аномалії намагніченості кластерів Ni [44], які авторами даної роботи інтерпретувались наявністю у наночасток двох різних напрямків вісей легкого намагнічування (ВЛН), що відповідають ікосаедричній та ГЦК атомним структурам. Висновок щодо зв'язку між симетрією кластерів Ni та їх електронним спектром зроблений і в роботі [45].

Проблема вивчення впливу просторової атомної структури феромагнітних наночастинок на їх магнітні властивості була поставлена в роботах [46-48] і далі розвинена в статтях [49-53]. Узагальненню результатів зазначених публікацій і присвячена дана глава. Нами буде представлений феноменологічний підхід, що дозволяє по відомим атомним конфігураціям кластерів та їх магнітних моментів, використовуючи чисельний метод Монте-Карло, прогнозувати магнітні характеристики наночастинок. Моделювання та обчислення проведемо на прикладі наночастинок Ni. Подібні дослідження, відповідно до побудова-

ного формалізму, можуть бути проведені й для інших феромагнітних кластерів і магнітовпорядкованих систем атомів [49,54].

1.2. МАГНІТНИЙ МОМЕНТ ФЕРОМАГНІТНИХ КЛАСТЕРІВ

Важливою характеристикою феромагнітного стану речовини є його намагніченість або атомний магнітний момент m (для кластерів). Вже одні з перших робіт з малими феромагнітними частинками [55-57] показали збільшення намагніченості, із зменшенням їх розмірів. Подальші експериментальні дослідження магнітних властивостей наночастинок [58,59], проведені для надмалих кластерів Fe, Co, Ni, дали наступні значення їх атомних магнітних моментів: $m_{Fe} \approx (3 - 3.2)\mu_B$, $m_{Co} \approx 2.3\mu_B$, $m_{Ni} \approx 1\mu_B$, де μ_B – магнетон Бора. Як бачимо, вищенаведені значення m , помітно перевершують відповідні величини для масивних матеріалів. Даний факт, якісно можна пояснити наступним чином. Як зазначено в [14], зовнішні s електрони атомів надмалих металевих частинок характеризуються сильною локалізацією на своїх атомах. У такому випадку покладаємо, що один із $4s$ електронів утворює зв'язаний стан з $3d$ електронами, орбіталі яких вважаємо подібними орбіталям ізольованого атома. Другий $4s$ електрон бере участь в процесі частково ковалентного зв'язку між атомами. Розглянуте наближення є цілком обґрунтованим для $3d$ металів [60]. Виходячи далі з правил Хунда, знаходимо атомні магнітні моменти кластерів, як різниця між магнітними моментами електронів ($m_e = 1\mu_B$) протилежних спінових

орієнтацій ("верх", "низ"): $m_{Fe} = 3\mu_B$, $m_{Co} = 2\mu_B$, $m_{Ni} = 1\mu_B$.

У роботах [58,59] було також показано зменшення m до відповідних значень масивних матеріалів, із збільшенням кількості атомів у частинці. При цьому $m_{Ni} = 0.6\mu_B$ вже для $N \sim 150$, $m_{Fe} = 2.2\mu_B$, та $m_{Co} = 1.7\mu_B$ при $N \geq 450$ і $N \geq 550$ атомів відповідно. Для ікосаедричних частинок Ni з $N = 13$ атомний магнітний момент $m_{Ni} \approx 1\mu_B$, для кластерів с $N = 43$, $m_{Ni} \approx 0.8\mu_B$.

Відмітимо, що квантово-механічні розрахунки значень атомних магнітних моментів, проведені в [61,62] для малих кластерів Ni і Fe ($N \leq 43$), узгоджується з вищевказаними величинами m .

Дослідження температурної залежності атомних магнітних моментів кластерів Fe, Co, Ni проведено в [58,59,63-65]. У цих роботах показано зменшення відповідних значень m з ростом температури T .

Наш розгляд було б неповним без вказівки на окремі експериментальні дані для малих частинок Fe, Co, Ni ($N \sim 20 - 500$ атомів) [66,67], що показують зменшення намагніченості частинок з ростом N . Крім того, в роботі [66] встановлено також зростання m при збільшенні температури і зовнішнього магнітного поля. Ці результати не отримали поки строгого теоретичного обґрунтування. Можливо, вони пов'язані з сильною дефектністю частинок, яка зумовлює їх спин-склообразну поведінку [14].

1.3. ЕНЕРГІЯ КОГЕЗІЇ ФЕРОМАГНІТНИХ КЛАСТЕРІВ

Вище, нами вже зазначалося, що малі наночастинки реалізуються у вигляді різних атомних конфігурацій. Тому, вивчення енергії когезії частинок проведемо з урахуванням даного факту.

Як відомо [9], кластери Ni характеризуються ГЦК і ікосаедричною атомними структурами (рис. 1.1), просторовими субодинаціями перших координаційних сфер, яких виступають ікосаедр та кубооктаедр відповідно. Зрозуміло, що подальше заповнення атомами слідуєчих координаційних сфер може впливати на стійкість кластерів, що відповідним чином має відобразитись на їх енергетичній стабільності.

Для розгляду даного питання дослідимо E_{coh} – енергію когезії наночастинок Ni. З цією метою, виходячи з формалізму, запропонованому в [68], запишемо E_{coh} в наступному вигляді

$$E_{coh} = \frac{1}{N} \sum_i E_{coh}(i), \quad (1.1)$$

де $E_{coh}(i) = (Z_i/Z_b)^{1/2} E_{coh}(bulk)$ – енергія когезії i – го атому, $E_{coh}(bulk)$ – енергія когезії масивного матеріалу, Z_i і Z_b – координаційні числа i – го атома кластеру та атома, який знаходиться в об'ємі масивного металу, відповідно.

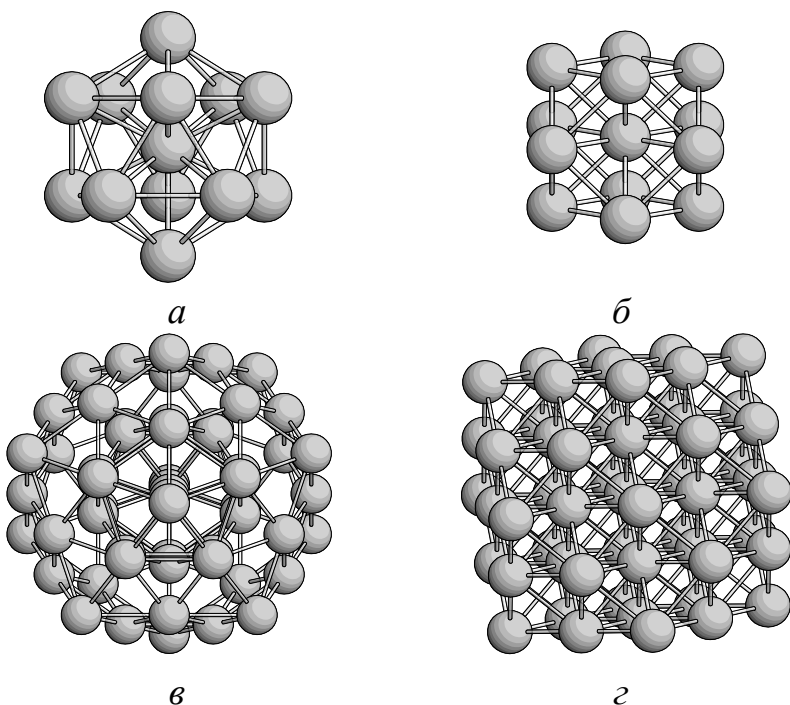


Рис. 1.1. Наночастинки Ni із структурами ікосаедру (*a*, *в*) та ГЦК (*б*, *г*), які містять 13 (*a*, *б*) та 55 (*в*, *г*) атомів

Результати обчислень питомої енергії $E_{coh}/E_{coh}(bulk)$, проведені за формулою (1.1), наведені на рис. 1.2. Розрахунки показують, що найбільш енергетично вигідними є такі наночастинки (див. табл. 1.1 та 1.2):

Таблиця 1.1

<i>N</i>	13	55	147	309	561
структура	ікосаедр.	ікосаедр.	ікосаедр.	ікосаедр.	ікосаедр.
розмір (нм)	0.5	1	1.5	2	2.5

Таблиця 1.2

<i>N</i>	19	79	135	201	321	369	381	429	459	531	675
струк-тура	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г	Г
	Ц	Ц	Ц	Ц	Ц	Ц	Ц	Ц	Ц	Ц	Ц
	К	К	К	К	К	К	К	К	К	К	К
роз-мір (нм)	0.7	1.11	1.31	1.56	1.78	1.92	1.98	2.04	2.1	2.16	2.3

Зазначені в таблицях 1.1, 1.2 кластери N_i відповідають атомним конфігураціям з повністю заповненими координаційними сферами. При цьому в силу більш щільної упаковки атомів у ГЦК частинці, кластери з даною структурою мають більшу кількість атомів, ніж ікосаедричні наночастинки із співставними розмірами.

Енергетична стабільність визначених вище наночастинок означає, що на практиці найбільш ймовірно формування саме цих кластерів. Отриманий нами результат узгоджується також із висновком з роботи [68] щодо енергетичної переваги металевих кластерів, з повністю заповненими координаційними сферами.

Слід зазначити, що ікосаедричні кластери з кількістю атомів $N = 13, 55, 147, 309, \dots$ називають ще ікосаедрами Макея [69], а відповідні N – магічними числами. Останні, пов'язані з номером координаційної сфери n кластеру наступним чином

$$N = (1/3) \left[10(n-1)^3 + 15(n-1)^3 + 11(n-1) + 3 \right].$$

З наведених на рис. 1.2 графіків видно, що питома енергія $E_{coh}/E_{coh}(bulk)$ має різні значення для ікосаедричних і ГЦК наночастинок N_i . Даний результат вказує на енергетичну конкуренцію між різними атомними конфігураціями кластерів.

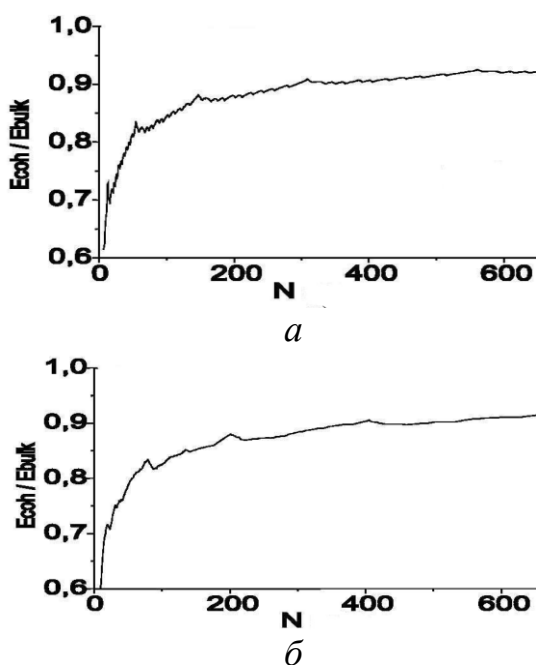


Рис.1.2. Залежність питомої енергії когезії наночастинок N_i від кількості утворюючих атомів: a – частинки зі структурою ікосаедру; b – частинки з ГЦК структурою

Для детального дослідження цього питання конкретизуємо вид міжатомної взаємодії. Будемо вважати, що взаємодія між атомами описується парним потенціалом Ленарда-Джонса. Зазначений потенціал досить широко використовується при розгляді задач, пов'язаних з обчисленням енергетично стабільних атомних конфігурацій кластерів (див. роботи [70-77]).

Таким чином, енергію когезії кластеру можна записати у вигляді

$$W_{coh} = \frac{1}{N} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} 4\hat{\alpha} \left[\left(\frac{\hat{\beta}}{R_{ij}} \right)^{12} - \left(\frac{\hat{\beta}}{R_{ij}} \right)^6 \right], \quad (1.2)$$

де $\hat{\alpha}$ – значення енергії в мінімумі потенціалу, $\hat{\beta}$ – міжатомна відстань, при якій W_{coh} має мінімальне значення.

Параметри потенціалу Ленарда Джонса $\hat{\alpha}$ і $\hat{\beta}$ можна визначити із пружних констант кристалічного нікелю [78]: $\hat{\alpha} = 8.314 \cdot 10^{-20}$ Дж, $\hat{\beta} = 0.228 \cdot 10^{-9}$ м.

Енергетична релаксаційна процедура для атомів кластеру здійснюється за допомогою методів молекулярної динаміки.

Відмітимо, що у формулі (1.2) не враховувалися ізотропні та анізотропні взаємодії більш високого порядку, ніж парні. В загальному ж випадку, енергія когезії конденсованої системи з N атомів має вигляд [79]

$$W_{coh} = \frac{1}{2!} \sum_i^N \sum_j^N u(\vec{r}_i, \vec{r}_j) + \frac{1}{3!} \sum_i^N \sum_j^N \sum_k^N u(\vec{r}_i, \vec{r}_j, \vec{r}_k) + \\ + \frac{1}{m!} \sum_i^N \sum_j^N \dots \sum_m^N u(\vec{r}_i, \vec{r}_j, \dots, \vec{r}_m) + \dots,$$

де $u(\vec{r}_i, \vec{r}_j, \dots, \vec{r}_m)$ – багатоатомні потенціали взаємодії.

Дослідження енергії когезії W_{coh} з урахуванням потенціалів $u(\vec{r}_i, \vec{r}_j, \dots, \vec{r}_m)$, показали малість останніх по відношенню до парних взаємодій для кластерів з кількістю атомів $N > 13$ [79-81].

Результати чисельного розрахунку енергії когезії кластерів N_i за формулою (1.2) представлені на рис. 1.3. Неважко бачити, що кластери N_i з ікосаедричною атомною структурою (паличкова діаграма на рис. 1.3) є енергетично більш стабільними, ніж наночастинки з ГЦК структурою. З іншого боку, з наведених на рис. 1.3 розрахунків видно, що ГЦК атомна структура реалізується у частинок з кількістю атомів $N \geq 321$. Даний факт узгоджується зі структу-

рою масивного Ni (ГЦК атомна структура), утворення якої обумовлено граничним переходом $N \rightarrow \infty$.

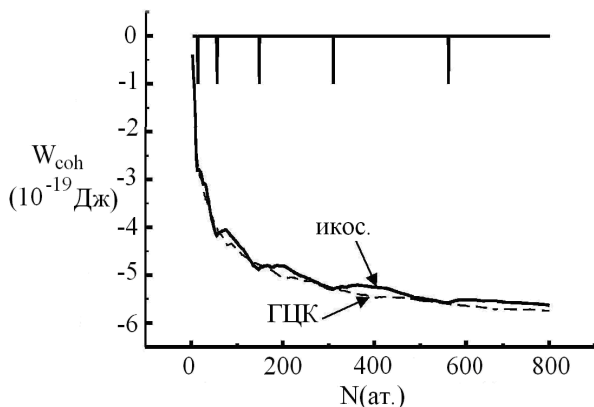


Рис. 1.3. Енергія когезії наночастинок Ni з атомними структурами ікосаедру (—) та ГЦК (---) відповідно

Зауважимо, що отриманий нами результат корелює з положенням із роботи [22], щодо переваги існування у кластерів Ni ікосаедричної фази при $N \leq 200$. Висновок про енергетичну нестійкість ікосаедричної атомної структури, починаючи з $N = 561$ атомів, слідує також з розрахунків густини локальних станів, проведених у роботі [82] для окремих положень атомів у наночастинках Ni зі структурами ікосаедра і кубооктаедра відповідно.

Відмітимо, що розрахунки енергії когезії (див. наприклад, роботу [61], а також відповідну літературу, наведену в монографії [9]) феромагнітних кластерів Ni з використанням кванто-механічних методів за порядком отриманих величин W_{coh} узгоджуються з результатами, представленими на рис. 1.3.

1.4. ФЕРОМАГНІТНІ КЛАСТЕРИ З ПЕНТАГОНАЛЬНОЮ СИМЕТРІЄЮ

Вивчення магнітних властивостей феромагнітних кластерів, які мають вісь симетрії п'ятого порядку, проведемо для

наночастинок з повністю заповненими координаційними сферами. Характерною особливістю таких кластерів є збереження у них симетрії ікосаедра, що суттєво спрощує їх дослідження. Крім того, як було показано в попередньому розділі, даним кластерам відповідають найбільш стабільні енергетичні стани.

Розгляд означеної задачі будемо проводити для наночастинок, що знаходяться на відстанях більших за їх лінійні розміри. Зрозуміло, що в такому випадку можна знехтувати колективними ефектами магнітної взаємодії та вважати частинки ізольованими.

В декартовій системі координат з віссю OZ , що напрямлена вздовж вісі C_5 (обертальна вісь п'ятого порядку, яка проходить крізь протилежні вершини кластеру) і віссю OX , спрямованою на довільний атом, що знаходиться в базисній площині 13-ти атомного ікосаедра (друга координаційна сфера), енергію магнітної анізотропії W_A , обумовлену взаємодією магнітних моментів кластерів, відповідно до підходу, запропоновано у статті [83], запишемо у вигляді

$$W_A = \frac{q^2}{2N} \sum_{i \neq j}^N \left(\frac{2}{R_{ij}} - \frac{1}{|\vec{R}_{ij} + \vec{r}|} - \frac{1}{|\vec{R}_{ij} - \vec{r}|} \right), \quad (1.3)$$

де $q = m/r$, \vec{m} – атомний магнітний момент, $\vec{r} = r\vec{e}_m$, $\vec{e}_m = \vec{m}/m$, r – атомний радіус (атоми розглядаємо у вигляді жорстких сфер), \vec{R}_{ij} – радіус–вектор із центру i –го атома в центр j –го, N – кількість атомів у наночастиці.

При подальших обчисленнях врахуємо, що для кластерів Ni , згідно до результатів [58,59], в області низьких тем-

ператур (коли можна знехтувати тепловими флуктуаціями атомів) у наночастинок з $N=13$ атомів $m \approx 1\mu_B$. Для кластерів з $N=55, 79$ – атомний магнітний момент $m \approx 0.8\mu_B$, з $N=135$ $m \approx 0.7\mu_B$ і $m \approx 0.6\mu_B$ для $N \geq 147$. Врахуємо також, що характерний розмір кластеру Ni з $N=13$ атомів складає 0.5 нм. Тоді, оскільки величина критичного масштабу наночастинок, що визначає стан її магнітного впорядкування – 1 нм [19,84], має сенс говорити про феромагнітний стан (і відповідних властивостях) ікосаедричних кластерів Ni починаючи з $N \geq 55$ атомів, характерний розмір, якого 1 нм.

Відмітимо, що вираз (1.3) є узагальненим аналогом кулонівської взаємодії і фактично відображає близькість зарядової густини та густини спінових станів атомів яке має місце для феромагнітних металів [84].

Неважко бачити, що вищенаведені значення атомних магнітних моментів більшості ікосаедричних кластерів Ni досить близькі до відповідної величині масивного Ni. В силу цього, використання для обчислення енергії W_A феноменологічного виразу (1.3) є цілком виправданим, особливо для кластерів з кількістю атомів $N \sim 10^2 - 10^3$. У розглянутому контексті слід відзначити роботу [85], в якій феромагнітні наночастинок моделювалися системами магнітних диполів. Вивчення поведінки таких наночастинок в магнітному полі показало різко виражену залежність магнітних характеристик (коерцитивне поле, поле перемагнічування) від засібу розташування магнітних диполів, який в свою чергу (лінійне або плоске розташування) по-

дібним чином визначав форму наночастинки та її характерний розмір.

Слід зауважити, що оскільки у виразі (1.3) операція підсумовування проводиться по всіх атомах кластеру, то нами враховується магнітна анізотропія, обумовлена конфігурацією атомів наночастинки [86,87]. Саме такий підхід, як зазначено в [87], і визначає правильний порядок енергії магнітної анізотропії системи упорядкованих атомних магнітних моментів.

Відмітимо, що у формулі (1.3) не враховується спин-орбітальна взаємодія атомів, розрахунок якої представляє собою окрему задачу. Тому, отримані на основі (1.3) результати, слід розглядати як оціночні, які, тим не менш (що буде показано нижче), узгоджується з експериментальними даними. Разом з тим, відповідність величини атомного магнітного моменту кластерів Ni з $N \geq 150$ їх значенням в кристалі, свідчить про наявність у таких наночастинок властивостей масивного нікелю, що дозволяє знехтувати для них спин-орбітальною взаємодією.

Надалі, якщо це не обумовлено окремо, верхню границю в сумі (1.3) будемо опускати. Крім того, оскільки при переході від масивних металів до кластерів міжатомні відстані практично не змінюються [78,88], то при обчисленні W_A значення R_{ij} в першому наближенні, можна вважати такими, що дорівнюють відповідним відстаням для масивних матеріалів.

Враховуючи вищенаведене, розкладаючи енергію (1.3) в ряд за мультиполями, отримуємо

$$W_A = \sum_{k=1}^{\infty} w^{(2k)},$$

де $w^{(2k)} = -\frac{q^2}{N} \sum_{i \neq j} \frac{r^{(2k)}}{R_{ij}^{2k+1}} P_{2k}(\vec{e}_m \vec{n}_{ij})$, $\vec{n}_{ij} = \vec{R}_{ij} / R_{ij}$, P_{2k} – поліноми Лежандру.

Обмежимося в наведеному розкладі першими трьома доданками, тоді вираз для енергії магнітної анізотропії має вигляд

$$W_A = w^{(2)} + w^{(4)} + w^{(6)}, \quad (1.4)$$

$$\text{где } w^{(2)} = -\frac{m^2}{2N} \sum_{i \neq j} \frac{(3(\vec{e}_m \vec{n}_{ij})^2 - 1)}{R_{ij}^3}, \quad (1.4 a)$$

$$w^{(4)} = -35 \frac{m^2 r^2}{8N} \sum_{i \neq j} \frac{\left[(\vec{e}_m \vec{n}_{ij})^4 - \frac{6}{7} (\vec{e}_m \vec{n}_{ij})^2 + \frac{3}{35} \right]}{R_{ij}^5}, \quad (1.4 б)$$

$$w^{(6)} = -\frac{231 m^2 r^4}{16N} \sum_{i \neq j} \frac{\left[(\vec{e}_m \vec{n}_{ij})^6 - \frac{15}{11} (\vec{e}_m \vec{n}_{ij})^4 + \frac{5}{11} (\vec{e}_m \vec{n}_{ij})^2 - \frac{5}{231} \right]}{R_{ij}^7}. \quad (1.4 в)$$

Неважко переконатися, що доданок $w^{(2)}$ дорівнює нулю. Дійсно, у вибраній системі координат вираз (1.4 а) можна записати у вигляді

$$w^{(2)} = -\frac{m^2}{2N} \left(3 \sum_{\gamma} e_{m,\gamma}^2 \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,\gamma}^2}{R_{ij}^3} - \sum_{i \neq j} \frac{1}{R_{ij}^3} \right),$$

де операція підсумовування по індексу γ позначає підсумовування по декартовим координатам x, y, z .

Зауважимо, що в силу наявності у пентагонального кластеру центра симетрії доданки виду $\sum_{\substack{i \neq j \\ \gamma \neq \beta}} n_{ij,\gamma} n_{ij,\beta} / R_{ij}^3$

дорівнюють нулю. Вводячи далі кути $\theta_i = \vec{e}_z, \vec{n}_i$ (\vec{e}_z – одиничний орт вздовж вісі OZ) і φ_i – кут між векторами $\vec{n}_i \sin \theta_i$ та \vec{e}_x , де $\vec{n}_i = \vec{R}_i / R_i$ – одиничний вектор із центрального атому в i – й та враховуючи наявність у кластеру обертальної вісі C_5 , отримуємо такі співвідношення.

$$\sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,x}^2}{R_{ij}^3} = \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,y}^2}{R_{ij}^3} = 5 \sum_{i \neq j} \frac{\sin^2 \theta_i}{R_{ij}^3}. \quad (1.5)$$

Штрих у формулі (1.5) позначає підсумовування по атомам з однаковими кутами θ_i . Не обмежуючи загалу, розглянемо обертальну вісь C_2 , яка знаходиться в площині XOZ. Тоді, при оберті кластеру щодо цієї вісі, маємо наступні перетворення

$$\begin{aligned} n'_{ij,x} &= n_{ij,x} \cos 2\alpha - n_{ij,z} \sin 2\alpha, \\ n'_{ij,y} &= -n_{ij,y}, \\ n'_{ij,z} &= -n_{ij,x} \sin 2\alpha + n_{ij,z} \cos 2\alpha, \end{aligned} \quad (1.6)$$

де α – кут між обертальною віссю ікосаедру C_2 і віссю OZ.

Квадрат першого члену у виразі (1.6), після підсумовування за всіма атомами наночастинки, має вигляд

$$\sum_{i \neq j} \frac{n'_{ij,x}{}^2}{R_{ij}^3} = \cos^2 2\alpha \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,x}^2}{R_{ij}^3} + \sin^2 2\alpha \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,z}^2}{R_{ij}^3}.$$

Враховуючи, що $\sum_{i \neq j} \frac{n'_{ij,x}{}^2}{R_{ij}^3} = \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,x}^2}{R_{ij}^3}$ із останньої форми

мули неважко отримати наступне

$$\sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,x}^2}{R_{ij}^3} = \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,z}^2}{R_{ij}^3}. \quad (1.7)$$

Порівнюючи вирази (1.5) и (1.7), а, також використовуючи співвідношення $\sum_{\beta} \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,\beta}^2}{R_{ij}^3} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{R_{ij}^3}$, знаходимо,

що $\sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,\beta}^2}{R_{ij}^3} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{3R_{ij}^3}$ і тому $w^{(2)} = 0$.

Аналогічно для доданка $w^{(4)}$, з урахуванням перетворень (1.6), можемо записати

$$\sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,\gamma}^4}{R_{ij}^5} = 3 \sum_{\substack{i \neq j \\ \gamma \neq \beta}} \frac{n_{ij,\gamma}^2 n_{ij,\beta}^2}{R_{ij}^5} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{5R_{ij}^5}. \quad (1.8)$$

Після підстановки (1.8) і отриманих вище виразів у формулу (1.4 б), неважко встановити, що і доданок $w^{(4)} = 0$.

В свою чергу для доданків $\sim (\vec{e}_m \vec{n}_{ij})^6$, які фігурують у виразі (1.4 в), запишемо наступний ряд перетворень:

$$\sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,x,y}^6}{R_{ij}^7} = 5 \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,x}^2 n_{ij,y}^4}{R_{ij}^7} = 5 \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,x}^4 n_{ij,y}^2}{R_{ij}^7} = \frac{3}{16} \sum_{i \neq j} \frac{1}{R_{ij}^7} - \frac{5}{16} \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,z}^2}{R_{ij}^7},$$

$$3 \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,x}^2 n_{ij,y}^2 n_{ij,z}^2}{R_{ij}^7} = \sum_{\substack{i \neq j \\ \beta \neq \gamma}} \frac{n_{ij,z}^2 n_{ij,\beta}^4}{R_{ij}^7} = \frac{3}{8} \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,z}^6}{R_{ij}^7} - \frac{1}{40} \sum_{i \neq j} \frac{1}{R_{ij}^7},$$

$$\sum_{\substack{i \neq j \\ \beta \neq \gamma}} \frac{n_{ij,z}^4 n_{ij,\beta}^2}{R_{ij}^7} = \frac{1}{10} \sum_{i \neq j} \frac{1}{R_{ij}^7} - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,z}^6}{R_{ij}^7}.$$

Після підстановки отриманих вище виразів у формулу (1.4 в), з урахуванням (1.7), (1.8), з точністю до адитивної сталої, для енергії магнітної анізотропії кластеру отримуємо

$$W_A = 13.5 m^2 \frac{r^4}{r_0^7} F(N) \left(-2.2 e_{m,z}^6 + 3 e_{m,z}^4 - e_{m,z}^2 \right), \quad (1.9)$$

де $F(N) = 7 \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,z}^6}{r_{ij}^7} - \sum_{i \neq j} \frac{1}{r_{ij}^7}$, $r_{ij} = R_{ij}/r_0$, r_0 – радіус другої координаційної сфери кластеру, $e_{m,z}$ – проекція вектору \vec{e}_m на вісь OZ.

Таким чином, перші два доданка в формулі (1.4), які відповідають дипольному і квадрупольному наближенням, дорівнюють нулю, тобто, енергія магнітної анізотропії ікосаедричного кластеру, на відміну від ГЦК і ОЦК наночастинок, визначається октаупольним наближенням – членом $w^{(6)}$. Вочевидь, що дана особливість є наслідком більш "високої" симетрії ікосаедру по відношенню до симетрії куба.

Визначивши енергію магнітної анізотропії, знайдемо напрямок вісі легкого намагнічування феромагнітного кластеру з пентагональною симетрією. Для цього дослідимо на мінімум отриманий вираз (1.9) щодо можливих

напрямків вектору \vec{m} . З цією метою побудуємо залежність функції $F(N)$ від кількості атомів у кластері (рис. 1.4).

При обчисленнях ми обмежились першими десятима координаційними сферами кластеру. Як зазначено в [8], саме в цій області відбувається перехід від поверхневих до масивних властивостей частинок. Аналіз функції $F(N)$ показує, що напрямок ВЛН визначається останнім множником у формулі (1.9), тобто функцією $G(e_{m,z}) = -2.2e_{m,z}^6 + 3e_{m,z}^4 - e_{m,z}^2$.

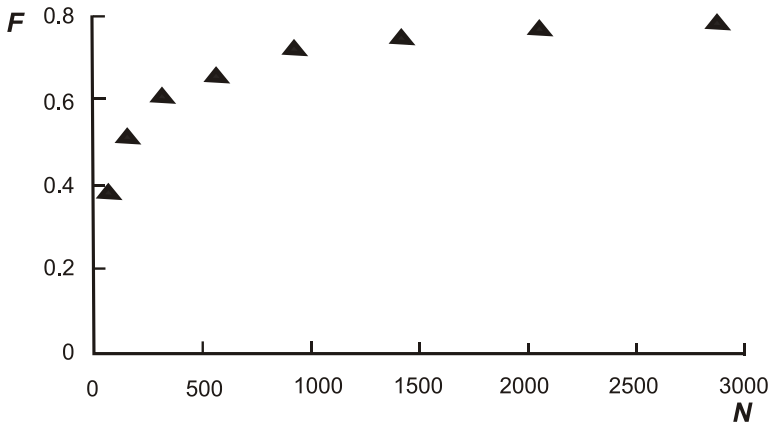


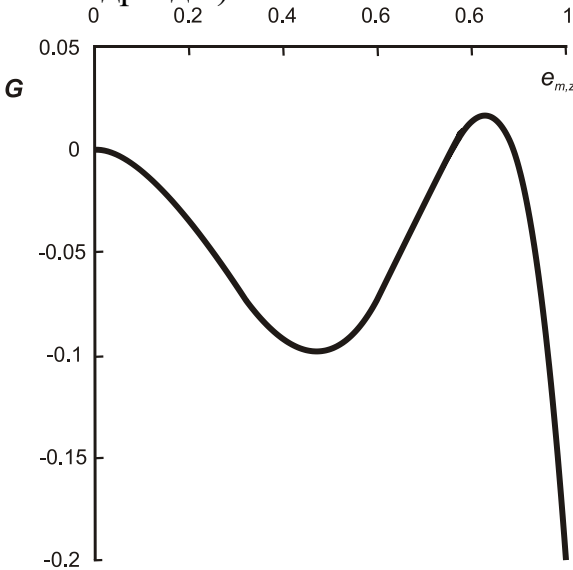
Рис. 1.4. Графік залежності функції

$$F(N) = 7 \sum_{i \neq j} \frac{n_{ij,z}^6}{r_{ij}^7} - \sum_{i \neq j} \frac{1}{r_{ij}^7} \text{ від кількості атомів } N$$

у ікосаедричному кластері

Подальші розрахунки показують, що в області $|e_{m,z}| \leq 1$ енергія магнітної анізотропії має стійкий мінімум $e_{m,z} \approx \pm 0.46$ при (рис.1.5). Таке значення направляючого косинуса фактично збігається з величиною косинуса кута

між віссю OZ і обертальною віссю C_5 , значення якого дорівнює 0.45. Тому, враховуючи наближений характер виразу (1.9) слід вважати, що обертальна вісь ікосаедру п'ятого порядку і є ВЛН ікосаедричного феромагнітного кластеру. До такого ж результату призводить і знаходження ВЛН за допомогою чисельного методу Монте-Карло (див. наступний підрозділ).



Слід особливо відмітити, що загальність розгляду даного питання обумовлює незалежність отриманого результату щодо конкретних значень атомного магнітного моменту кластеру. Це в свою чергу означає, що всякий **феромагнітний кластер, який має ікосаедричну просторову атомну структуру, характеризується ВЛН, в якості якої виступає обертальна вісь п'ятого порядку ікосаедру.**

З формули (1.9), враховуючи вищенаведене, після ряду обчислень, для енергії магнітної анізотропії феромагнітної

наночастинки з пентагональною симетрією неважко отримати такий вираз [46]

$$W_A = -2.7m^2 \frac{r^4}{r_0^4} F(N).$$

Виходячи з цієї формули, знайдемо K – стала магнітної анізотропії наночастинки, визначивши її наступним чином

$$K(N) = -NW_A/V(N), \quad (1.10)$$

де $V(N)$ – об'єм ікосаедру, який містить N атомів.

Зазначимо, що, взагалі кажучи, стала магнітної анізотропії, є характеристикою масивного матеріалу. Разом з тим, ми визначили цю фізичну величину з метою якісної оцінки отриманих нами результатів.

Чисельні розрахунки формули (1.10) для кластерів N_i дають характерні значення $\sim 10^3 \text{ Дж/м}^3$. З іншого боку стала магнітної анізотропії масивного N_i в області низьких температур, згідно до [89], за порядком величини складає $K' \sim 10^4 \text{ Дж/м}^3$. Неважко бачити, що більш "висока" симетрія атомної конфігурації ікосаедричних наночастинок по відношенню до ГЦК структури масивного N_i обумовлює (як то і має бути) виконання наступного співвідношення між сталими магнітної анізотропії розглянутих систем: $K < K'$.

Виходячи із виразу (1.9) можна також отримати залежність між H_{cr} – критичним магнітним полем (поле, яке обумовлює 180° перевртання вектору \vec{m} між напрямками ВЛН) і кількістю атомів в ікосаедричному кластері. Дійсно, розкладаючи енергію (1.9) в ряд за кутом θ (θ – кут, що характеризує мале відхилення \vec{m} від ВЛН) енергію

кластеру в зовнішньому магнітному полі \vec{H} записуємо в наступному вигляді

$$W_H = \frac{\theta^2}{2} \left[30m^2 F(N) \frac{r^4}{r_0^7} - mH \right]. \quad (1.11)$$

У свою чергу H_{cr} , відповідно до формалізму запропонованому в [87], визначається із співвідношення $\partial^2 W_H / \partial \theta^2 = 0$. Тоді, диференціюючи вираз (1.11), остаточно знаходимо

$$H_{cr} = 30mF(N) \frac{r^4}{r_0^7}. \quad (1.12)$$

Знаючи поле H_{cr} , неважко зробити оцінку зверху коерцитивної сили H_c ікосаедричного кластеру. Для $F(N) \sim 0.7$ і значення $m \approx 0.6 \mu_B$ (що відповідає кластеру Ni з $N \geq 147$), з формули (1.12) знаходимо $H_{cr} \approx 43.2$ кА/м і відповідно, $H_c \leq 43.2$ кА/м. Крім того, аналіз виразу (1.12) показує, що при збільшенні розмірів кластеру значення H_{cr} та H_c феромагнітного кластеру зростають. Даний факт якісно узгоджується з результатами вимірів коерцитивної сили для наночастинок Ni і Fe з діаметром $d < 20$ нм, проведеними в роботах [90,91].

1.5. НАМАГНІЧУВАННЯ ФЕРОМАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК

Як відомо [87], процес намагнічування малих феромагнітних частинок відбувається шляхом обертання вектору магнітного моменту частинки. Виходячи далі з моделі когерентної поведінки спинів кластеру, вивчимо це питання

для наночастинок Ni, враховуючи наявність у останніх різних типів просторових атомних структур: ГЦК і ікосаедричної відповідно. Для цього, використовуючи чисельний метод Монте-Карло, визначимо спочатку напрямок ВЛН частинок. З цією метою дослідимо на мінімум вираз (1.3) щодо можливих напрямків вектору \vec{m} . Обчислення будемо проводити з кроком за кутом між \vec{m} і ортами декартової системи координат $1.7 \cdot 10^{-6}$ рад.

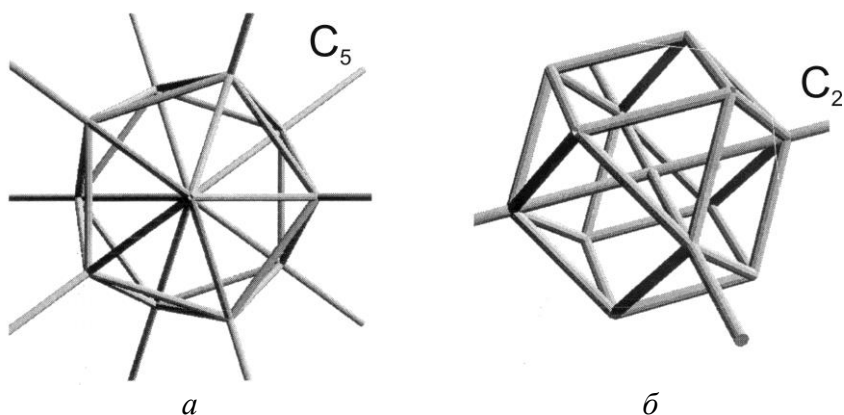


Рис. 1.6. Вісі легкого намагнічування: *a* – ікосаедричні наночастинки (вигляд зверху); *б* – наночастинки з ГЦК атомною структурою

Проведені обчислення показують, що ВЛН для пентагональних кластерів є обертальна вісь п'ятого порядку ікосаедру (рис. 1.6 *a*). Даний результат співпадає з висновком, отриманим у попередньому підрозділі шляхом теоретичного аналізу енергії анізотропії (1.3). В свою чергу, **обертальна вісь другого порядку, що проходить через центр і центральні вершини кубооктаедру, є ВЛН для наночастинок з ГЦК атомною структурою (рис. 1.6 *б*).** Відповідні значення енергії магнітної анізотропії наночас-

тинок Ni надані на рис. 1.7. Незавжно бачити, що значення W_A зазнають "стрибок", при переході від ікосаедричних частинок ($N=309$) до частинок з ГЦК атомною структурою ($N=321$). При цьому величина "стрибка"

$$W_{A, fcc} / W_{A, icos} \sim 3.6.$$

Для більшої наочності даного факту на рис. 1.7 наведено значення магнітної анізотропії для ікосаедричних кластерів з $N=561$ атомів. Отриманий результат є відображенням більш "високої" симетрії ікосаедричних кластерів по відношенню до ГЦК частинок.

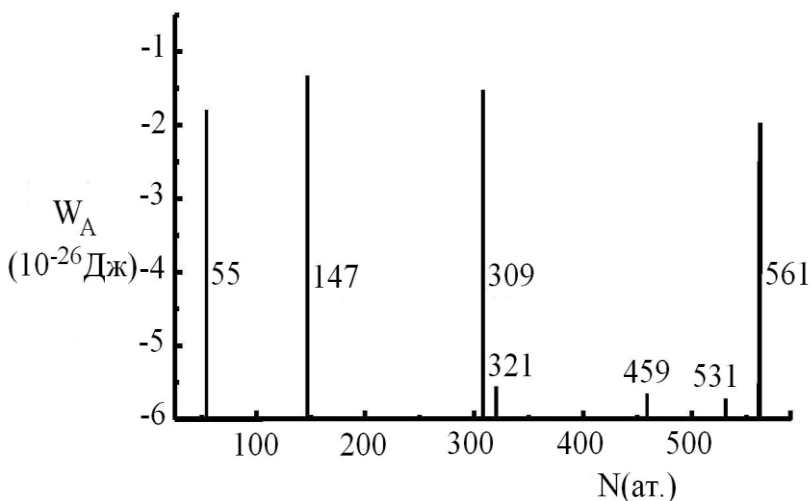


Рис. 1.7. Енергія магнітної анізотропії наночастинок Ni зі структурами ікосаедру ($N=55, 147, 309, 561$ атомів) та ГЦК ($N=321, 459, 531$ атомів)

Відмітимо, що розрахунок енергії для ГЦК кластерів Ni з кількістю атомів $N=675$ (2.3 нм) дає значення $W_A \approx 0.6$ меВ. Ця величина непогано співвідноситься з атомною енергією магнітної анізотропії ≈ 1 меВ для об'ємного Ni

[92]. Даний факт підтверджує як правочинність обраної фізичної моделі, використаної для вивчення феромагнітних кластерів, так і вказує на близькість магнітних параметрів наночастинок Ni з розмірами >2.3 нм до магнітних властивостей масивного Ni.

Особливо підкреслимо, що із виду формули (1.3) слідує універсальність проведених обчислень відносно значень атомного магнітного моменту частинки. В такому випадку, висновок про напрямки ВЛН в пентагональному і ГЦК кластерах має місце не тільки для кластерів Ni, але й для будь-яких інших феромагнітних частинок з такими ж атомними конфігураціями.

Визначивши ВЛН кластерів, використовуючи метод Монте-Карло, побудуємо криві технічного намагнічування. Відповідний гістерезис отримуємо шляхом усереднення кривих намагнічування з різними кутами між зовнішнім магнітним полем \vec{H} і ВЛН кластеру. Кінцевий результат такої операції наведений на рис. 1.8. При цьому крок по куту між вектором \vec{H} і ВЛН становив $1.7 \cdot 10^{-6}$ рад, крок за величиною магнітного поля -8 А/м.

Для поля \vec{H} , спрямованого вздовж ВЛН, протилежно напрямку \vec{m} , знаходимо критичні магнітні поля кластерів (див. попередній підрозділ). Відповідний гістерезис наведений на рис. 1.9. В силу малої зміни енергії W_A із збільшенням атомів у ГЦК частинці їх криві намагнічування досить близькі і практично накладаються один на одну.

Аналіз представлених на рис. 1.8 і 1.9 результатів показує, що тип симетрії атомних структур наночастинок впливає на їх характеристики в магнітному полі: поля H_c і

H_{cr} (як і енергія магнітної анізотропії), при переході між різними типами атомних конфігурацій зазнають "стрибок", значення яких складають:

$$H_{c,fcc}/H_{c,icos} \approx 3.5 \text{ и } H_{cr,fcc}/H_{cr,icos} \approx 2.8,$$

де $H_{c,fcc} \approx 7 \cdot 10^4$ А/м та $H_{cr,fcc} \approx 1.43 \cdot 10^5$ А/м – критичне магнітне поле і коерцитивна сила ГЦК кластерів ($N = 321$) відповідно.

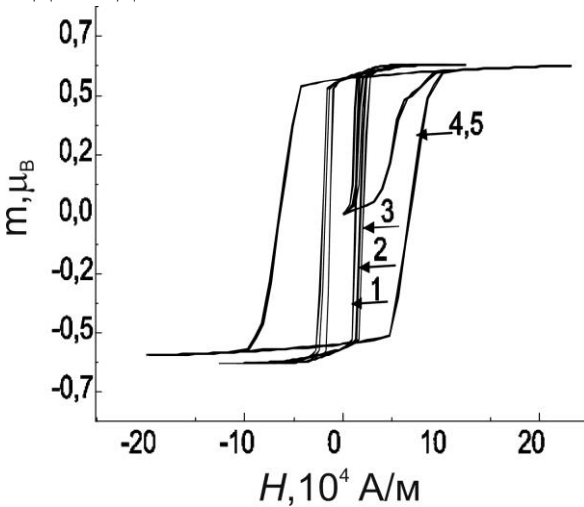


Рис. 1.8. Криві технічного намагнічування наночастинок Ni: 1 – 3 ікосаедричні наночастинки з $N = 147, 309, 561$ атомів; 4, 5 – ГЦК наночастинки з $N = 321, 459$ атомів. Атомний магнітний момент m наведений в магнетонах Бора μ_B

Розрахунки показують, що значення коерцитивної сили ГЦК кластерів при $N > 321$ змінюються досить слабо. Крім того, $H_{cr,icos} \approx 6.4 \cdot 10^4$ А/м для $N=55$ і $H_{cr,icos} \approx 4.4 \cdot 10^4$ А/м для $N=147$ атомів. Незавжди також бачити, що значення критичного магнітного поля $H'_{cr,icos} \approx 4.32 \cdot 10^4$ А/м, для кластерів Ni ($N \geq 147$), обчислене за наближеною формулою (1.12), непогано узгоджується з результатом чисельного моделювання – $4.4 \cdot 10^4$ А/м.

Зауважимо, що, незважаючи на помітну відмінність в магнітних характеристиках (див. рис. 1.7-1.9), розміри частинок є досить близькими. Наприклад (див. табл. 1.1, 1.2), 2 нм для ікосаедричного кластеру з $N=309$ і 1.78 нм і 1.92 нм для ГЦК наночастинок з $N=321$ і $N=369$ атомів відповідно. Даний факт вказує на **необхідність врахування не лише розмірного фактора, а й особливостей будови просторових атомних структур наночастинок при дослідженні їх магнітних властивостей.**

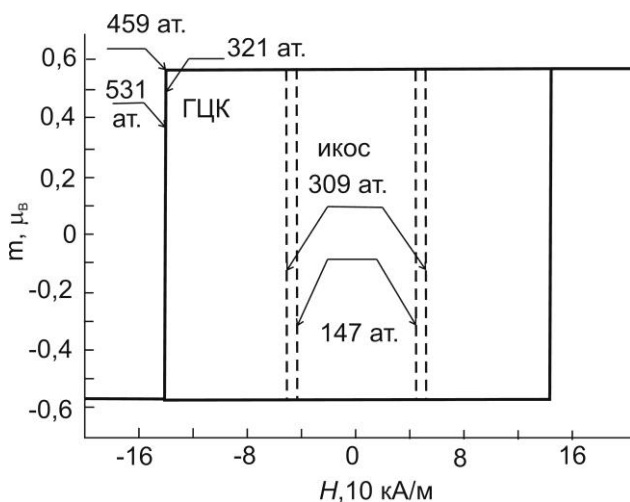


Рис. 1.9. Критичні магнітні поля ікосаедричних та ГЦК кластерів Ni

З представлених на рис. 1.8 графіків видно, що наночастинки зі структурою ікосаедра є більш магнітом'якими матеріалами, ніж кластери з ГЦК атомною структурою. При цьому самі наночастинки (на відміну від масивного Ni) слід віднести до магнітожорстких речовин. Отриманий результат можна інтерпретувати, як прояв нової якості у феромагнітних металів при переході до їх нанорозмірного стану.

Відмітимо, що отримане нами вище значення коерцитивної сили ГЦК кластерів $7 \cdot 10^4$ А/м, непогано узгоджується

з відповідним значенням $6.4 \cdot 10^4$ А/м, з роботи [36], знайденим при дослідженні наночастинок Ni з характерним радіусом ≤ 3 нм в області наднизьких температур. На величину поля H_c , визначеного в [36] експериментальним шляхом, могла впливати агломерація наночастинок Ni. В такому випадку, вплив магніто-дипольної взаємодії між магнітними моментами частинок може привести до їх некогерентної поведінки в зовнішньому магнітному полі [93,94], що відбивається у зменшенні їх коерцитивної сили.

Зауважимо, що процедура побудови гістерезисів кластерів шляхом усереднення кривих намагнічування з різними кутами між зовнішнім магнітним полем і ВЛН кластеру відповідає також моделюванню процесу намагнічування системи хаотично розподілених на площині феромагнітних наночастинок. Даний факт означає, що запропонований нами підхід, може бути застосований й до оцінки параметрів гістерезису тонких магнітних плівок, компактованих наночастинок (наприклад, острівцевого типу) з малим коефіцієнтом пакування (тобто в припущенні слабкої взаємодії між частинками). Як показують чисельні розрахунки [49], коерцитивна сила таких плівок, сформованих кластерами Ni складає ~ 10 кА/м, що за порядком величини відповідає даним, наведеним у статті [87].

1.6. ОЦІНКА ТЕНЗОРУ МЕХАНІЧНИХ НАПРУЖЕНЬ В Ni_2MnGa , ВИКЛИКАНИХ ЗОВНІШНІМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

Застосуємо положення побудованого нами вище формалізму до вивчення магнітних властивостей матеріалів з пам'яттю форми, що є перспективними кандидатами для ши-

рокого практичного застосування. Серед таких матеріалів виділяють сплав Ni_2MnGa [95], процес запам'ятовування форми в якому, на відміну від інших подібних сплавів, можна контролювати не тільки зовнішнім тиском і температурою, але й магнітним полем [96-99]. Даний ефект має місце в мартенситній фазі Ni_2MnGa , що існує в рамках ферромагнітного стану. При цьому мартенситний перехід супроводжується як тетрагональною деформацією вихідної ґратки ($c/a \approx 0.94$), так і періодичним зміщенням площин (110) у напрямку $[1\bar{1}0]$ [95,100]. Вочевидь, що механічні напруження, які виникають в ґратці, в результаті зміни форми зразка під дією магнітного поля, залежать від її магнітних властивостей, які в свою чергу визначаються особливостями атомної структури. В такому випадку актуальним є оцінка фізичних характеристик, даного процесу, зокрема, механічного напруження і величини магнітного поля, що обумовлює процес перебудови варіантів. Розглянемо це питання.

Як відомо (див. роботи [99-102]), монокристал Ni_2MnGa являє собою систему з'єднаних за допомогою двійникування магнітно-анізотропних доменів (варіантів). Зовнішнє магнітне поле \vec{B} , що прикладено до зразка вздовж вісі c деформованої кубічної ґратки, викликає перебудову варіантів, призводячи до намагнічування зразку. Позначимо одиничний орт вздовж цієї вісі через \vec{e}_c , одиничний орт вздовж вісі, який утворює базис в площині ґратки – \vec{e}_b . Зрозуміло, що \vec{e}_b перпендикулярно вектору \vec{e}_c .

Узагальнивши формулу (1.3) на випадок декількох сортів магнітних атомів в ґратці, запишемо наступний фено-

менологічний вираз для енергії взаємодії їх магнітних моментів щодо вищевказаних вісей:

$$W_{c,b} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} q_i q_j \left[\frac{1}{R_{ij}} - \frac{1}{|\vec{R}_{ij} + \vec{r}_j|} - \frac{1}{|\vec{R}_{ij} - \vec{r}_i|} + \frac{1}{|\vec{R}_{ij} + \vec{r}_j - \vec{r}_i|} \right], \quad (1.13)$$

$q_{i,j} = m_{i,j}/r_{i,j}$, $\vec{r}_{i,j} = \vec{e}_{m,i,j} r_{i,j}$, $\vec{e}_{m,i,j} = \vec{m}_{i,j}/m_{i,j}$, $\vec{m}_{i,j}$ – атомні магнітні моменти, $r_{i,j}$ – відповідні радіуси атомів.

Неважко бачити, що ця формула може бути перетворена в відомий вираз для енергії взаємодії дипольних магнітних моментів атомів, які перебувають на відстанях більших за їх характерні розміри.

Дійсно, розкладаючи вираз (1.13) в ряд при $r_i, r_j, r_{ij} \ll R_{ij}$, для доданка під знаком суми маємо

$$\begin{aligned} & -\frac{r_j}{R_{ij}^2} P_1(\cos \alpha_j) - \frac{r_j^2}{R_{ij}^3} P_2(\cos \alpha_j) - \frac{r_i}{R_{ij}^2} P_1(\cos \beta_i) - \frac{r_i^2}{R_{ij}^3} P_2(\cos \beta_i) + \\ & + \frac{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|}{R_{ij}^2} P_1(\cos \gamma_{ij}) + \frac{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2}{R_{ij}^3} P_2(\cos \gamma_{ij}), \end{aligned} \quad (1.14)$$

де $P_{1,2}$ – поліноми Лежандру, $\cos \alpha_j = \vec{r}_j, \hat{\vec{R}}_{ij}$,

$\cos \beta_i = \vec{r}_i, \hat{\vec{R}}_{ij}$, $\cos \gamma_{ij} = \vec{r}_{ij}, \hat{\vec{R}}_{ij}$, $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_j - \vec{r}_i$.

Враховуючи явний вид поліномів Лежандру [103] і виражаючи косинуси кутів через відповідні вектори, після ряду обчислень вираз (1.14) можна переписати у вигляді

$$\frac{\vec{r}_i \vec{r}_j}{R_{ij}^3} - \frac{3(\vec{r}_i \vec{R}_{ij})(\vec{r}_j \vec{R}_{ij})}{R_{ij}^5}.$$

Помноживши цю формулу на $q_{i,j}$, та здійснивши підсумовування по всім атомам ґратки, отримуємо відомий вираз для енергії взаємодії системи магнітних моментів атомів в дипольному наближенні

$$W_{d,d} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \left[\frac{\vec{m}_i \vec{m}_j}{R_{ij}^3} - \frac{3(\vec{m}_i \vec{R}_{ij})(\vec{m}_j \vec{R}_{ij})}{R_{ij}^5} \right].$$

Значення магнітних моментів у формулі (1.13), в силу того, що мартенситний перехід відбувається в рамках феромагнітної фази, можна визначити зі стану, відповідної кубічної ґратки Ni_2MnGa [104]: $m_{\text{Ni}} = 0.37 \mu_B$, $m_{\text{Mn}} = 3.36 \mu_B$, $m_{\text{Ga}} = -0.04 \mu_B$, де μ_B магнетон Бора. Як деформовану кубічну ($a=0.582\text{нм}$), при подальших обчисленнях, будемо також розглядати і тетрагональну ґратку Ni_2MnGa ($a=0.59\text{нм}$, $c=0.554\text{нм}$) [100].

Розрахунок (1.4) дає такі значення енергії на ґратку: $W_c = 1.02 \cdot 10^{-23}$ Дж, $W_b = 6.44 \cdot 10^{-24}$ Дж. Зрозуміло, що оскільки $W_c > W_b$, то поле \vec{B} , прикладене вздовж вісі \vec{e}_c , зменшуючи енергію взаємодії магнітних моментів атомів, обумовлює, при незмінному об'ємі ґратки, перебудову варіантів системи. При цьому вектор намагніченості варіантів спрямований вздовж напрямку магнітного поля \vec{B} . Енергія ΔW , яка необхідна для трансформації доменів, вочевидь дорівнює:

$$\Delta W = W_c - W_b = 3.76 \cdot 10^{-24} \text{ Дж.}$$

Виходячи далі з факту збереження об'єму ґратки, ΔW можна виразити через тензор механічних напружень $\hat{\sigma}$ ($-\hat{\sigma}\vec{n}$ напрямлено вздовж вісі \vec{e}_b) і об'єм ґратки $V = a^2 c$:

$$\Delta W = -\sigma V \int_a^c \frac{dx}{x} = -\sigma V \ln\left(\frac{c}{a}\right). \quad (1.15)$$

Обчислюючи формулу (1.15) знаходимо, $\hat{\sigma} \approx 0.25 \text{ МПа}$ [54]. Із співвідношення $\Delta W = m_c B_{cr}$, де $m_c = 4.17 \mu_B$ – магнітний момент, що приходить на ґратку [96], визначимо величину критичного магнітного поля $B_{cr} \approx 0.1 \text{ Тл}$, при якому починається перебудова варіантів.

Порівняння отриманого чисельного значення з відповідними напруженнями $\leq 1 \text{ МПа}$, вимірними в [99,105], показує непогану відповідність, яка свідчить про коректність формули (1.15). При цьому слід врахувати, що $\hat{\sigma} \approx 0.25 \text{ МПа}$, по суті, є оцінкою "знизу", бо не розглянута нами модуляція площин (110), порушуючи трансляційну інваріантність обраної ґратки, знижує симетрію системи в цілому, що має відображатись в збільшенні ΔW , а отже і $\hat{\sigma}$. Крім того, на величину $\hat{\sigma}$ впливають і можливі дефекти зразка. Зрозуміло, що також оцінкою "знизу" є і значення $B_{cr} \approx 0.1 \text{ Тл}$, яке, тим не менш, по порядку величини узгоджується з відповідними магнітними полями з робіт [99, 101], визначеними експериментально.

Таким чином, розрахунок енергії взаємодії атомних магнітних моментів, відповідно до запропонованого нами підходу, призводить до значень, критичних параметрів перебудови системи, що узгоджуються з експериментально вимірними характеристиками. Отже це свідчить про коректність запропонованого формалізму дослідження магнітних властивостей матеріалів з пам'яттю форми.

ПИТАННЯ

Якими просторовим атомними структурами характеризуються наночастинки Ni, Fe, Co?

Означити енергію когезії наночастинок. Пояснити яким чином визначається енергетична стабільність кластерів. Що являють собою ікосаедри Макея?

Чи можливе існування ікосаедричної атомної структури в масивному металі?

Як пов'язано просторове магнітне впорядкування атомів наночастинок з енергією її магнітної анізотропії W_A ?

Означити вісі легкого намагнічування у феромагнітних кластерів з ікосаедричною та ГЦК атомними будовами. Те ж саме питання для сегнетоелектричних наночастинок.

Вказати фізичний зміст магнітних полів H_c , і H_{cr} . Що відбувається із значеннями H_c , H_{cr} та енергією магнітної анізотропії W_A при переході між кластерами з різними типами просторових атомних структур?

Який фактор, окрім розмірного, необхідно враховувати при вивченні магнітних властивостей наночастинок? Те ж саме питання для сегнетоелектричних кластерів.

Пояснити сутність терміну “наноефект”. Викласти природу “наноефекту” у феромагнітних металів, який проявляється при намагнічуванні масивних матеріалів та їх кластерів.

Вказати механізм утворення магнітних доменів (варіантів) у сплаві з пам'яттю форми Ni_2MnGa .

Визначити величини критичних параметрів (тензор механічної напруги, магнітне поле початку перебудови магнітних доменів), що характеризують процеси намагнічування в сплаві з пам'яттю форми Ni_2MnGa .

РОЗДІЛ 2

ОСОБЛИВОСТІ ПРОЦЕСУ РЕЛАКСАЦІЇ МАГНІТНИХ МОМЕНТІВ ФЕРОМАГНІТНИХ КЛАСТЕРІВ

2.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Важливим фізичним процесом, що характеризує встановлення спигової рівноваги в ансамблі феромагнітних нанорозмірних частинок, є релаксація векторів їх магнітних моментів \vec{M} . Вже одні з перших робіт з даного питання [106-109] показали наявність у таких частинок особливого стану, яке визначалось відсутністю гістерезису намагнічування системи. При цьому поведінка векторів \vec{M} була подібна до поведінки магнітних моментів парамагнітних іонів, що дало можливість назвати стан наночастинок, по аналогії з вищевказаним станом іонів, суперпарамагнітним [110], де приставка "супер" означає велику величину магнітного моменту кластеру.

Різні теоретичні аспекти даного явища вивчалися в роботах [111-119], зокрема, був побудований формалізм, що дозволяє визначати час релаксації магнітних моментів на-

ночастинок, а також досліджено динамічну поведінку намагніченості ансамблю частинок \vec{J} в зовнішньому магнітному полі \vec{H} .

Відмітимо, що перехід системи наночастинок з феромагнітного в суперпарамагнітний стан фіксувався на експерименті по відсутності гістерезису і за збігом кривих намагнічування, які вимірювалися при різних температурах. Самі феромагнітні частинки компактувались на поверхні плівки або вкладалися в різних, не магнітоактивних матрицях: SiO_2 , Al_2O_3 , вуглець, фторид магнію тощо (див. статті [34,36,37,39,120-136]). Дослідження суперпарамагнітного стану частинок проводилося також й за допомогою ефекту Месбауера [137-140].

Дисперсія ансамблю наночастинок за розмірами і величинами їх магнітної анізотропії обумовлює логарифмічну залежність намагніченості системи частинок від часу вимірювання t , т. зв. магнітну в'язкість $R = dJ/d \ln t$, яка в свою чергу вивчалась в роботах [135,141-143].

Серед робіт, присвячених дослідженню магнітної релаксації нанорозмірних частинок, слід вказати на ряд статей [144-148], в яких проводилося комп'ютерне моделювання даного процесу. Так в роботі [145], за допомогою чисельного методу Монте-Карло, побудовані релаксаційні криві охолодження ZFC і FC (графіки залежності \vec{J} від температури, що відповідають процесу охолодження частинок в магнітному полі і за його відсутності) систем наночастинок. Авторами було встановлено, що облік магнітодипольної взаємодії між частинками обумовлює "пік" на FC кривій, величина якого зростає при збільшенні потенціалу взаємодії. У статті [146] показано, що в області тем-

ператур $T < T_B$ (T_B – температура блокування, нижче якої відсутній гістерезис намагнічування) стан взаємодіючих наночастинок спін – склоподібний. Наявність даної фази була встановлено експериментально і для частинок пермалою $Ni_{81}Fe_{19}$ в роботі [134]. Подальший розвиток даний результат отримав в статтях [147,148], в яких було показано, що магніто-дипольна взаємодія між кластерами обумовлює квазілогарифмічну залежність релаксації намагніченості ансамблю наночастинок.

Зауважимо, що в області низьких температур суттєві квантові флуктуації магнітних моментів наночастинок між різними напрямками вектору \vec{M} , наслідком яких є порушення закону Ареніуса для часу релаксації намагніченості системи. У підсумку, із зменшенням температури, стала релаксації не прямує до нуля, а виходить на деяку константу. З квантово-механічної точки зору це означає, що, оператор енергії магнітної анізотропії наночастинок комутує з гамільтоніаном системи. В такому разі не існує стану частинки з визначеними положеннями вектору \vec{M} . Дана обставина проявляється у виникненні відмінної від нуля ймовірності переходу \vec{M} між ВЛН частинок. В результаті таких квантових переходів знімається виродження основного стану за орієнтаціями вектору \vec{M} , що й забезпечує кінцеве значення часу магнітної релаксації. При цьому, оскільки \vec{M} є аксіальний вектор, то навіть для одновісних наночастинок можливі флуктуації вектору магнітного моменту щодо напрямків ВЛН. Однак для виникнення таких флуктуацій необхідне зовнішнє магнітне поле, що має порушувати аксіальну симетрію гамільтоніану

системи. В протилежному випадку проекція вектору \vec{M} на вісь OZ комутує з гамільтоніаном, що унеможлиблює тунелювання.

Відмітимо, що вивчення зазначеного вище питання є вкрай актуальним у зв'язку з перспективою створення квантового комп'ютеру [149], елементами алгебри логіки якого, можуть виступати різні спінові стану наночастинок. Зрозуміло, що точність зчитування інформації такого комп'ютеру визначається процесом квантової релаксації магнітних моментів частинок.

Вперше висновок про можливість здійснення квантового тунелювання магнітного моменту в феромагнітних наночастинках був зроблений в роботі [150] для пояснення переходів між різними орієнтаціями \vec{M} частинок Ni при зменшенні температури до абсолютного нуля. Подібний результат був також отриманий і в роботі [151] при дослідженні частинок Fe з характерними розмірами (10-300) нм.

Теоретично, можливість існування квантових флуктуацій малих феромагнітних наночастинок була обґрунтована в статті [152]. Подальший розвиток ця тематика отримала в роботах [153-161]. Зокрема, в статтях [153,154] була визначена ймовірність тунелювання вектору \vec{M} , відповідна температура переходу до квантового режиму руху та досліджено вплив зовнішнього магнітного поля, перпендикулярного до ВЛН, на фізичні характеристики даного процесу. Квантове тунелювання одновісних феромагнітних наночастинок в магнітному полі, орієнтованому довільно щодо ВЛН вивчено в статті [157]. Отримані в цих роботах висновки і положення знаходились у відповідності до результатів вимірювань, проведеними в [158,159].

Стохастичний резонанс в системі одновісних малих магнітних частинок, стохастичне перемагнічування яких здійснюється за допомогою квантового тунелювання намагніченості досліджено в [161].

Слід також відмітити і роботу [162], в якій вимірювалась магнітна в'язкість малих магнітних частинок в низькотемпературній ($T < 1$ К) області. Перехід до квантового режиму магнітних флуктуацій відповідає стан, при якому не змінюється магнітна в'язкість R . Зазначений ефект, пропонувався авторами [162] визначити як невід'ємну властивість перебування системи наночастинок у квантовому положенні.

Зауважимо, що в наведених вище роботах, в теоретичних моделях, які застосовувалися до опису зазначених фізичних процесів, не враховувався вплив просторової атомної структури наночастинок на процес релаксації \vec{M} . Відповідні розгляди, як правило, обмежувались частинками кубічних сингоній. Форма наночастинок припускалась сферичною або еліпсоїдальною. Разом із тим, як показано нами в розділі 1, для кластерів з характерними розмірами < 10 нм, структурний фактор відіграє помітну роль. Так, ікосаедричні наночастинки Ni за своїми магнітними характеристикам є більш магнітом'якими матеріалами, ніж ГЦК частинки. Відмінні у даних кластерів й енергетичні області існування. Слід також очікувати, що оскільки "висота" потенціального бар'єру між метастабільними станами вектору \vec{M} визначається енергією магнітної анізотропії частинки, яка в свою чергу зазнає "стрибок" при структурному переході (див. підрозділ 1.5), то вочевидь, ця обставина має відобразитись і на особливостях магніт-

ної релаксації наночастинок. В даному контексті проблема вивчення впливу атомних конфігурацій кластерів на релаксацію (термоактивовану і квантову) їх магнітних моментів викликає особливий інтерес. Зазначене питання розглядалось в роботах [163-166]. На основі дослідження процесу теплових флуктуацій магнітних моментів була показана можливість одночасного перебування ансамблів наночастинок, як з однаковими, так і різними просторовими атомними структурами в феро – і суперпарамагнітних станах. Встановлений також взаємозв'язок між фізичними характеристиками магнітних квантових флуктуацій (ймовірність тунелювання, температура кросоверу, час перемагнічування) і особливостями просторових атомних структур кластерів. Послідовному викладенню отриманих результатів та їх узагальненню присвячений даний розділ.

2.2. ТЕРМОАКТИВОВАНА РЕЛАКСАЦІЯ МАГНІТНИХ МОМЕНТІВ ФЕРОМАГНІТНИХ КЛАСТЕРІВ

Істотним чинником, що впливає на магнітні властивості феромагнітних наночастинок, є процес термоактивованої релаксації їх магнітних моментів, фізичним механізмом якого є теплові флуктуації останніх. Такі флуктуації, які особливо актуальні при зменшенні розмірів наночастинок, призводять до зростання ймовірності відхилення вектору \vec{M} від ВЛН кластеру. Для цього вектору, \vec{M} , необхідно подолати енергетичний бар'єр, величина якого залежить від енергії магнітної анізотропії частинки W_A . У підсумку, поведінка намагніченості \vec{J} ансамблю феромагнітних наночастинок, яка виникає при достатньому для

насичення зовнішньому магнітному полі \vec{H} , після відключення останнього, внаслідок броунівського руху орієнтацій векторів \vec{M} , описується відповідно до закону [9]

$$\vec{J} = \vec{J}_S \exp(-t/\tau), \quad (2.1)$$

де \vec{J}_S – намагніченість насичення, t , τ – час вимірювання і релаксації відповідно.

З наведеного виразу видно, що суперпарамагнітний стан системи ($\vec{J} \rightarrow 0$) визначається часом вимірювання t , який має бути більший за час релаксації τ . У зворотному випадку $t < \tau$ стан спочатку впорядкованих напрямків векторів \vec{M} наночастинок не змінюється і на кривій намагнічування спостерігається гістерезис, тобто система поводить як феромагнетик.

Для дослідження процесу теплових магнітних флуктуацій наночастинок запишемо вираз для енергії W кластеру в зовнішньому магнітному полі \vec{H}

$$W(\theta) = -NmH \cos \theta + NW_A(\theta),$$

де θ – кут між вектором \vec{M} і полем \vec{H} , спрямованим вздовж ВЛН частинки, W_A визначається формулою (1.3).

Час релаксації τ ансамблю наночастинок визначаємо у відповідності з [84] наступним образом

$$\tau = \tau_0 [\exp\{-(W_{\max} - W_1)/k_B T\} + \exp\{-(W_{\max} - W_2)/k_B T\}]^{-1}, \quad (2.2)$$

де $\tau_0 \sim (10^{-9} - 10^{-10})$ с, W_{\max} – максимальне значення енергії W , $W_1 = W(\theta)|_{\theta=0}$, $W_2 = W(\theta)|_{\theta=\pi}$, k_B – стала Больцмана.

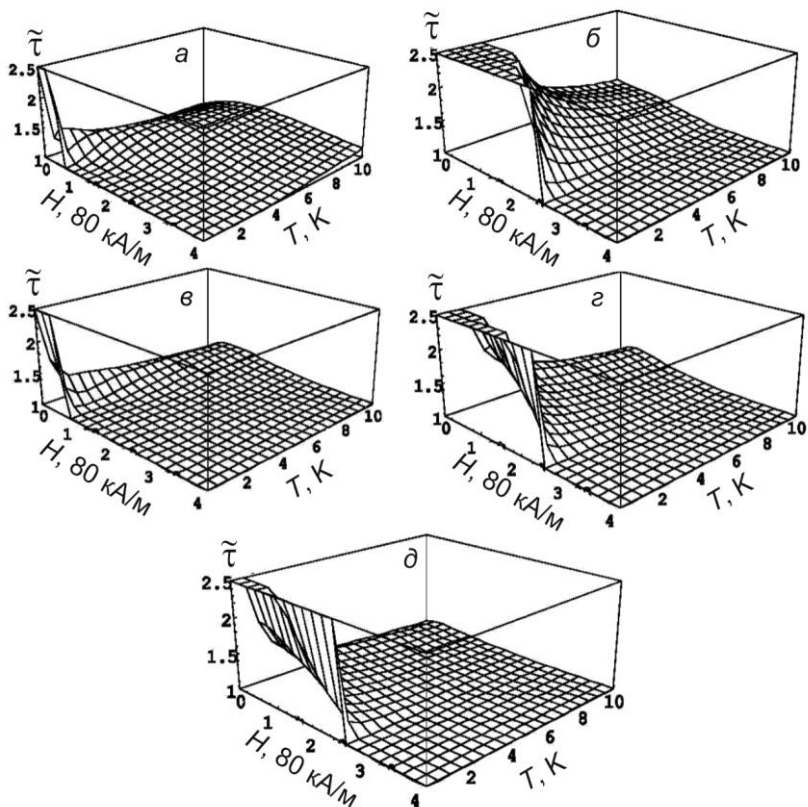


Рис. 2.1. Діаграми $\tilde{\tau} = f(H, T)$, $\tilde{\tau}$ – відносний час релаксації магнітних моментів наночастинок Ni: а – $\tilde{\tau} = \tau_{147}/\tau_{55}$; б – $\tilde{\tau} = \tau_{321}/\tau_{309}$; в – $\tilde{\tau} = \tau_{309}/\tau_{147}$; г – $\tilde{\tau} = \tau_{459}/\tau_{321}$; д – $\tilde{\tau} = \tau_{531}/\tau_{459}$

Для подальшого використання (2.2) необхідно конкретизувати зазначені вище параметри. Тому, чисельні розрахунки проведемо для ікосаедричних і ГЦК кластерів Ni. В результаті, для відносних часів релаксації $\tilde{\tau} = \tau_{fcc}/\tau_{icos}$, 3

(2.2) маємо наступні графіки – див. рис. 2.1. Незважно бачити, що часи релаксації систем наночастинок з однаковими типами просторових атомних структур відрізняються досить слабо. У той же час при переході від ікосаедричних частинок ($N=309$) до кластерів з ГЦК атомною структурою ($N=321$) $\tilde{\tau}$ зазнає "стрибок", величина якого, як показують розрахунки, складає

$$\tilde{\tau} = \tau_{fcc} / \tau_{icos} \approx 2.7.$$

Наявність цього "стрибка" є наслідком більш "високої" симетрії ікосаедричних частинок по відношенню до ГЦК наночастинок. Вочевидь, що отриманий нами результат може бути поширений і на переходи між різними атомними структурами інших феромагнітних кластерів.

З аналізу формули (2.2) слідує, що характерні значення температур T і полів H , які суттєво впливають на час магнітної релаксації τ , знаходяться в інтервалах: $T \leq 10$ К і $H \leq H_{cr}$, де H_{cr} – критичне магнітне поле.

Для магнітних полів близьких до величини H_{cr} , обчислення показують, що $W_{max} \approx W_1$. Тоді з (2.2) слідує, що τ повністю визначається часом релаксації наночастинок, намагнічених вздовж магнітного поля \vec{H} .

Аналіз виразу (2.2) показує, що при $T \gg 10$ К або $H \gg H_{cr}$, ефектами магнітної анізотропії наночастинок на процес магнітної релаксації можна знехтувати. В такому випадку, середня намагніченість ансамблю феромагнітних наночастинок описується відомою формулою Ланжевена [111]

$$\bar{J} = nM \left[\operatorname{cth} \left(\frac{MH}{k_B T} \right) - \frac{k_B T}{MH} \right],$$

де n – кількість суперпарамагнітних частинок в одиниці об'єму.

З даного виразу неважко отримати наближені формули, що описують поведінку середньої намагніченості \bar{J} ансамблю наночастинок

$$\bar{J} = \frac{nM^2 H}{3k_B T}, \quad \bar{J} = \frac{nV^2 I_S^2 H}{3k_B T}, \quad \text{при } \frac{MH}{k_B T} \ll 1;$$

$$\bar{J} = nM \left(1 - \frac{k_B T}{MH} \right), \quad \text{при } \frac{MH}{k_B T} \gg 1,$$

V – середній об'єм наночастинок, I_S – намагніченість насичення наночастинок.

Наведені вирази вказують на функціональну залежність \bar{J} від аргументу MH/T , що, в свою чергу, дозволяє визначати на експерименті за вимірюванням початкового нахилу кривої $\bar{J}(MH/T)$, магнітний момент наночастинок, намагніченість насичення, а також середній розмір частинки (див. роботи [36,37,132,135]).

2.3. СУПЕРПАРА – І ФЕРОМАГНІТНІ СТАНИ КЛАСТЕРІВ

Для спостереження переходу системи наночастинок у суперпарамагнітний стан необхідно, відповідно до формули (2.1), виконання наступної умови $t'/\tau > 1$, де t' – час вимірювання. При виконанні ж зворотної нерівності $t'/\tau < 1$, магнітні моменти кластерів зберігають феромагнітне впорядкування. Отже, один й той же стан ансамблю феромагні-

тних наночастинок, в залежності від застосовуваних методів вимірювання, може бути класифікований як суперпарамагнітний, так і феромагнітний.

Відмітимо, що в дослідженнях, які використовують ефект Мессбауера, заснований на балістичних магнітних вимірах, характерний час вимірювання становить $t' \sim (10^{-8} - 10^{-9})$ с [8]. В свою чергу аналіз виразу (2.2) показує, що в області температур T і полів H : $T \geq 1$ К, $H \leq H_{cr}$ відношення $\tau/\tau_0 \sim 1$. Тоді, оскільки $\tau_0 \sim 10^{-9}$ с, то в нашому випадку час $t' \sim \tau_0$ визначає фазовий стан спостережуваних на експерименті наночастинок.

На рис. 2.2 наведені фазові діаграми ансамблю наночастинок Ni з різними типами просторових атомних структур, що отримані з (2.2) для параметра $\tau/\tau_0 = 0.9$. Область, яка знаходиться над кожним з наведених графіків 1-6, відповідає суперпарамагнітному стану наночастинок з $t' > 0.9\tau_0 \sim 10^{-9}$ с. У випадку $t' < 0.9\tau_0$ (області під графіками 1-6) – наночастинок мають феромагнітне впорядкування.

Зрозуміло, що із збільшенням кількості атомів в кластері область феромагнітного стану, в силу зростання енергії магнітної анізотропії, повинна також збільшуватися.

Ансамблі наночастинок, які складаються із кластерів з різною кількістю атомів, можуть одночасно спостерігатися в різних магнітних станах. Так, наприклад, область між кривими 1 і 2 відповідає феромагнітному стану ансамблю ГЦК наночастинок з $N=531$ і суперпарамагнітному з $N=459$ атомів. Аналогічні властивості притаманні й системам наночастинок при T та H між будь-якими двома кривими 1-

б. При цьому ансамблі ікосаедрічних наночастинок "співіснують" з феромагнітною фазою ГЦК частинок. Область же феромагнітної фази для наночастинок з $N=321, 459, 531 \dots$ атомів більше відповідної області ікосаедрічних частинок, що зумовлено меншими значеннями енергії магнітної анізотропії останніх.

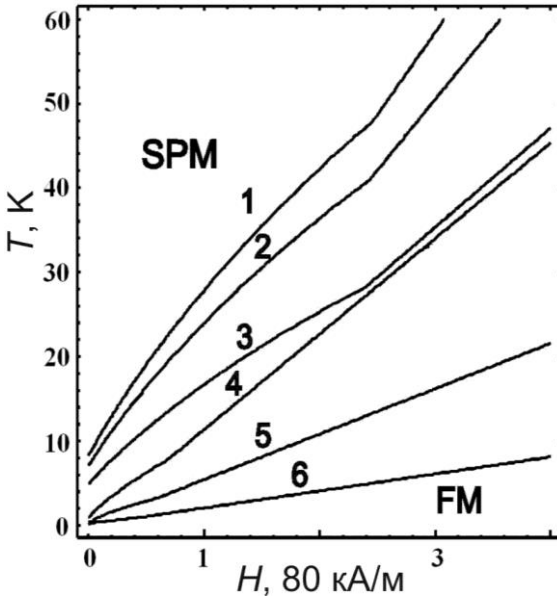


Рис. 2.2. Діаграми магнітних станів (феромагнітний і суперпармагнітний) ікосаедрічних і ГЦК наночастинок Ni ($\tau/\tau_0 = 0.9$). Крива 1 відповідає ансамблю наночастинок з $N=531$ атомів, 2 – $N=459$; 3 – $N=321$; 4 – $N=309$; 5 – $N=147$; 6 – $N=55$ атомів

Слід також виділити "область" між кривими 3 ($N=321$) і 4 ($N=309$). У цій області, як показують розрахунки виразу (2.2), при $T \leq 20$ К і $H \leq H_{cr}$ найбільш помітний вплив симетрії просторових атомних структур наночастинок на їх фазовий стан. При зростанні T і H зазначена особливість нівелюється. Крім того, з наведених на рис. 2.2 графіків, видно, що при збільшенні поля H , зростає область феромагнітних станів, оскільки для розупорядкування магні-

тних моментів частинок, після відключення поля, потрібне збільшення температури ансамблю частинок.

Відмітимо, що встановлені вище особливості процесу релаксації магнітних моментів феромагнітних кластерів яскраво демонструють **необхідність врахування не лише розмірного фактора, але й типу відповідної просторової атомної структури**. Наприклад, із результатів наведених на рис. 2.2 слідує, що ікосаедричні кластери N_i з $N=55$ атомів спостерігаються в суперпарамагнітному стані, в той час як наночастки з $N=147$ – феромагнітні. При цьому у частинок не тільки однакові атомні конфігурації, але й, що особливо важливо, співставні характерні розміри: 1 нм у першому випадку і 1.5 нм у другому.

Далі, виходячи із простого співвідношення, яке слідує з результатів статті [135], оцінимо температуру блокування T_B ансамблю наночастинок за наступною формулою

$$\xi W_A = k_B T_B \ln \tau / \tau_0,$$

де ξ – середня кількість найближчих зв'язків, що припадають на атом частинки.

Для ГЦК частинок N_i з $N=321$ атомів $\xi=3.5$, тоді $T_{B,fcc} \approx 4$ К. У той же час для ікосаедричних кластерів ($N=309$) при $\xi=3$ знаходимо $T_{B,icos} \approx 1.2$ К, і $T_{B,fcc} / T_{B,icos} \approx 3.3$, тобто спостерігається ефект стрибкоподібної зміни температури блокування при переході від ікосаедричних до ГЦК наночастинок. Така особливість температури блокування аналогічна встановленим вище закономірностям поведінки магнітних характеристик досліджених кластерів.

Відмітимо, що отримана нами із загальних міркувань оцінка для "стрибка" температури блокування наночастинок Ni узгоджується з результатами чисельного моделювання, представленими на рис. 2.2. (див. область між кривими 3 і 4). Як показують розрахунки, при переході від ікосаедричної до ГЦК структури наночастинок $T_{B, fcc} / T_{B, i \cos} \approx 3.2$.

Вочевидь, що, встановлені нами особливості перебування систем наночастинок з різними типами просторових атомних структур в суперпара - і феромагнітних станах можуть знайти практичне застосування в методиках по діагностиці феромагнітних кластерів.

2.4. КВАНТОВІ ФЛУКТУАЦІЇ МАГНІТНИХ МОМЕНТІВ ФЕРОМАГНІТНИХ КЛАСТЕРІВ

В області низьких температур $T < 1$ К, актуальні квантові флуктуації магнітних моментів \vec{M} наночастинок між різними напрямками ВЛН. З метою вивчення цього питання запишемо енергію магнітної анізотропії E_A наночастинок відносно ВЛН

$$E_A = - \sum K(\vec{e}_{m,i})^2, \quad (2.3)$$

де $K = NmH_{cr}/2$ – константа магнітної анізотропії (розглядаємо когерентну поведінку спинів), $\vec{e}_{m,i} = \vec{m}_i / m$ – проекція вектору \vec{m} на вісь легкого намагнічування.

Відмітимо, що вираз (2.3) стосовно до розглянутих кластерів Ni має модельний вид. Дана обставина відображується на формі кривої намагнічування. Разом з тим, із фор-

мули (2.3) слідує точні значення критичних магнітних полів кластерів $H_{cr} = 2K/Nm$.

Враховуючи (2.3), енергію ферромагнітного кластеру E в зовнішньому магнітному полі \vec{H} , напрямленому перпендикулярно до ВЛН, запишемо наступним чином

$$E(\theta, \varphi) = K \sin^2 \theta - MH \sin \theta \cos \varphi, \quad (2.4)$$

де θ – кут між вектором \vec{M} і вісю OZ декартової системи координат, спрямованої вздовж ВЛН, φ – азимутальний кут, $M = mN$. Вісь OX спрямована вздовж зовнішнього магнітного поля \vec{H} . Поле \vec{H} , порушуючи аксіальну симетрію гамільтоніану системи, забезпечує виникнення квантових флуктуацій вектору магнітного моменту кластеру.

Аналіз виразу (2.4) показує, що при кутах $\theta = \theta', \pi - \theta', \varphi = 0$, де $\theta' = \arcsin H/H_{cr}$ мають місце такі співвідношення

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0.$$

Прямим обчисленням, використовуючи (2.4), неважко встановити, що квадратична форма, утворена похідними від енергії E за кутами θ і φ , у встановлених вище критичних точках, задовольняє наступним нерівностям

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} = H_r M \left(1 - H^2/H_{cr}^2\right) > 0,$$

$$\det \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} & \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \\ \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi \partial \theta} & \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \end{pmatrix} = H^2 M^2 \left(1 - H^2/H_{cr}^2\right) > 0.$$

Дані співвідношення вказують [167] на наявність мінімумів енергії $E_{\min} = -K H^2 / H_{cr}^2$, при значеннях кутів $\theta = \theta', \pi - \theta', \varphi = 0$. Такі метастабільні стани магнітного моменту кластеру розділені енергетичним бар'єром ΔE , величина якого визначається значенням енергії наночастинки при проходженні \vec{M} крізь вісь ОХ. У цьому випадку $\theta = \pi/2, \varphi = 0$ – відповідають максимуму на кривій $E(\theta, 0)$ (рис. 2.3). Тоді $E(\pi/2, 0) = K - 2KH / H_{cr}$, і відповідна величина енергетичного бар'єру дорівнює

$$\Delta E = E(\pi/2, 0) - E_{\min} = K\varepsilon^2, \quad (2.5)$$

де параметр $\varepsilon = (H_{cr} - H) / H_{cr}$.

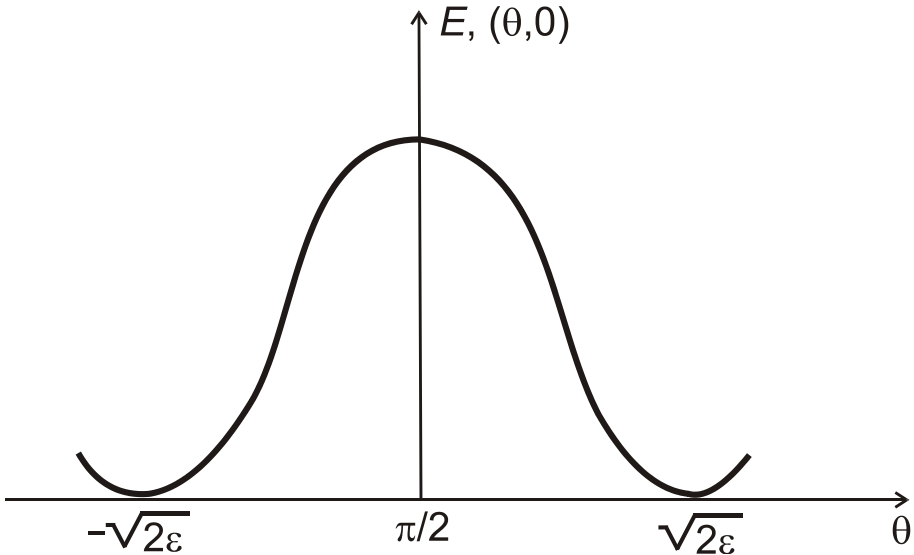


Рис. 2.3. Потенціальний бар'єр ΔE між двома метастабільними положеннями вектору магнітного моменту \vec{M} кластеру

Розглянемо різні значення зовнішніх магнітних полів H , що прикладаються до системи: близькі до H_{cr} і $H \ll H_{cr}$. У першому випадку, згідно до (2.5), суттєво знижується висота енергетичного бар'єру і вектор магнітного моменту здійснює тунелювання поблизу вісі OX . У другому випадку має місце переключення \vec{M} між протилежними напрямками ВЛН частинки.

Динамічну поведінку вектору \vec{M} визначаємо із феноменологічного рівняння Ландау-Ліфшиця [168]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M} \times \frac{\delta E}{\delta \vec{M}} \right],$$

де γ – гіромагнітне відношення, енергії E відповідає вираз (2.4).

Наведене вище рівняння в обраній системі координат має наступний вигляд

$$\begin{aligned} \dot{\theta} \sin \theta &= (\gamma/M) \partial E / \partial \varphi, \\ \dot{\varphi} \sin \theta &= -(\gamma/M) \partial E / \partial \theta. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Враховуючи далі вираз (2.4), систему (2.6) можна переписати у таким чином

$$\dot{\theta} = \omega_H \sin \varphi, \quad (2.7 a)$$

$$\dot{\varphi} = -2\omega' \cos \theta + \omega_H \sqrt{1 - (\dot{\theta}/\omega_H)^2} \operatorname{ctg} \theta, \quad (2.7 б)$$

де $\omega_H = \gamma H$, $\omega' = \gamma K/M$.

Визначаючи із формули (2.7 a) $\sin \varphi$, і підставляючи отриманий вираз в (2.7 б), у просторі з уявним часом $\tau = it$, отримуємо рівняння для вивчення динаміки вектору магнітного моменту наночастинки за кутом θ

$$\ddot{\theta} = 2\omega'\omega_H \cos\theta \sqrt{1 + (\dot{\theta}/\omega_H)^2} - \omega_H^2 \text{ctg}\theta \left[1 + (\dot{\theta}/\omega_H)^2 \right]. \quad (2.8)$$

Вочевидь, що при $\varepsilon \ll 1$ ($H \ll H_{cr}$) магнітний момент кластеру знаходиться поблизу вісі ОХ системи координат. У такому випадку $\theta = \pi/2 \mp \bar{\alpha}$, де $\bar{\alpha} \ll \pi/2$. Використовуючи далі співвідношення $\sin\theta = H/H_{cr}$, знаходимо значення кутів $\bar{\alpha}$, які відповідають метастабільним положенням вектору \vec{M} : $\bar{\alpha} = \pm\sqrt{2\varepsilon}$ (рис. 2.4).

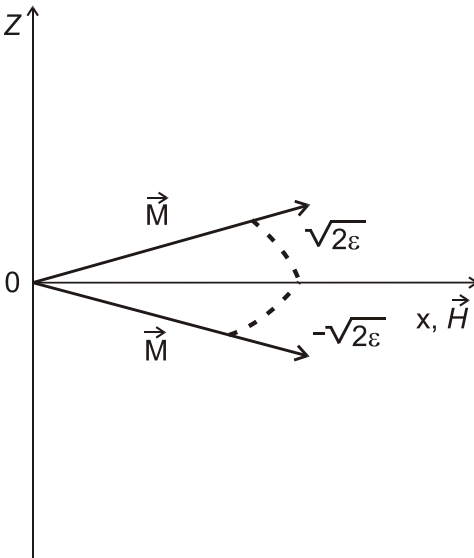


Рис. 2.4. Положення вектору магнітного моменту \vec{M} наночастинки в точках мінімуму потенціалу $E(\theta, \varphi)$

Враховуючи вищевикладене, рівняння (2.8) можна переписати наступним чином

$$\ddot{\bar{\alpha}} = \omega_H^2 \left(-\varepsilon\bar{\alpha} + \frac{1}{2}\bar{\alpha}^3 \right). \quad (2.9)$$

Розв'язуючи (2.9) з граничними умовами: $\dot{\bar{\alpha}} \rightarrow 0$, $\bar{\alpha} \rightarrow \pm\sqrt{2\varepsilon}$, при $\tau \rightarrow \pm\infty$, знаходимо т.зв. інстантонну траєкторію (див. огляд [169])

$$\bar{\alpha} = \sqrt{2\varepsilon} th\left(\sqrt{\varepsilon}\omega_H\tau\right), \quad (2.10)$$

що відповідає флуктуаційному характеру руху \vec{M} . Дана траєкторія є аналогом траєкторії найменшої дії в просторі з уявним часом.

Визначивши динамічну поведінку $\bar{\alpha}$, з рівняння (2.7 б), для кута φ отримуємо

$$\varphi \approx \sqrt{2\varepsilon}/ch^2\left(\sqrt{\varepsilon}\omega_H\tau\right). \quad (2.11)$$

Використовуючи (2.10), (2.11) можна показати, що квантове тунелювання вектору магнітного моменту можна розглядати як обертання вектору \vec{M} навколо вісі ОХ. Дійсно, з виразів (2.10), (2.11) слідує, що характерний час руху \vec{M} складає $\sim 1/\sqrt{\varepsilon}\omega_H$. Тоді, для косинуса кута ψ між векторами \vec{M} і \vec{e}_x (одичинний орт вздовж вісі ОХ) має місце наступний ряд перетворень

$$\cos\psi = \sin\theta \cos\phi \sim \left(1 - \bar{\alpha}^2/2\right)\left(1 - \phi^2/2\right) \approx 1 - \bar{\alpha}^2/2 \approx \cos\alpha.$$

Таким чином, ми показали, що кут між векторами \vec{M} і \vec{e}_x , під час руху \vec{M} , визначається кутом $\bar{\alpha}$, що вказує на його обертання навколо вісі ОХ заданої системи координат у просторі (підкреслимо це особливо) з уявним часом між точками $\bar{\alpha} = \pm\sqrt{2\varepsilon}$.

Використовуючи даний факт, функцію Лагранжа \mathcal{L} системи надамо у вигляді

$$\mathcal{L} = \mathfrak{S} \frac{\dot{\bar{\alpha}}^2}{2} - K \left(\left(1 - \bar{\alpha}^2\right)^2 - 2 \frac{H}{H_{cr}} \left(1 - \bar{\alpha}^2\right) \right), \quad (2.12)$$

де \mathfrak{I} – ефективний момент інерції кластеру.

У свою чергу амплітуду туннелювання вектору магнітного моменту наночастинки визначаємо згідно до положень ВКБ наближення [170]

$$P \sim \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{-\sqrt{2\varepsilon}}^{\sqrt{2\varepsilon}} d\bar{\alpha} |p(\bar{\alpha})| \right\}, \quad (2.13)$$

де $p(\bar{\alpha}) = \delta\mathcal{L}/\delta\dot{\bar{\alpha}}$ – узагальнений імпульс, \hbar – стала Планка.

Інтегруючи отримане після варіації (2.12) за кутом $\bar{\alpha}$ диференціальне рівняння, з граничними умовами $\dot{\bar{\alpha}} \rightarrow 0$, $\bar{\alpha} \rightarrow \pm\sqrt{2\varepsilon}$, $\tau \rightarrow \pm\infty$, знаходимо узагальнений імпульс системи

$$p(\bar{\alpha}) = \pm i\sqrt{2\mathfrak{I}K} \left(\varepsilon - \bar{\alpha}^2/2 \right). \quad (2.14)$$

Відмітимо, що вивчення розглянутого питання на основі ВКБ методу природним чином узгоджується з висловленим у роботі [171] положенням про властивості магнітних наноструктур, які є проміжними по відношенню до макро і квантомеханічних об'єктів.

Вираз для ефективного моменту інерції в (2.14) можна отримати, враховуючи зв'язок між магнітним \vec{M} і \vec{L} орбітальним моментами наночастинок.

$$\frac{L^2}{2\mathfrak{I}} = NmH, \quad (2.15)$$

де $\vec{L} = \gamma^{-1}N\vec{m}$, $\gamma = g\mu_B/\hbar$, g – атомний фактор Ланде, який для кластерів Ni можна покласти рівним 2.18 [58,59].

Визначивши з формули (2.15) момент інерції \mathfrak{I} , після підстановки останнього в (2.14) і подальшого інтегрування отриманого виразу (2.13), для амплітуди тунелювання вектору магнітного моменту наночастинки можемо записати

$$P \sim \exp \left\{ - \frac{8Nm\varepsilon^{3/2}}{3g\mu_B} \right\}. \quad (2.16)$$

Неважко бачити, що ймовірність квантового тунелювання \vec{M} залежить від величини магнітного моменту і кількості атомів, які утворюють кластер. При цьому, згідно [58,59] атомний магнітний момент m феромагнітних кластерів також залежить від N . Вплив просторової атомної структури наночастинок, як було показано нами в попередньому розділі, проявляється у значеннях магнітних полів H_{cr} , що визначають параметр ε у виразі (2.16).

Подальший аналіз формули (2.16) для кластерів N_i з $N \sim 10^2 - 10^3$ атомів показує, що показник експоненти P не перевищує одиницю, при $\varepsilon \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ і дорівнює 30 для $\varepsilon \sim 10^{-1}$. Отримані значення ймовірності тунелювання узгоджуються з критичною оцінкою даного параметра, наведеного в роботі [172] для мезоскопічних магнітних систем, що вказує на можливість здійснення розглянутого квантового ефекту.

Слід також зазначити, що при $\varepsilon \rightarrow 0$ ($H \rightarrow H_{cr}$) ймовірність тунелювання \vec{M} , як це слідує з (2.16), дорівнює одиниці. У такому випадку потенціальний бар'єр зникає, і магнітний момент кластеру орієнтується вздовж поля \vec{H} , тобто вздовж вісі Ox системи координат.

Розглянемо тепер ситуацію коли величина зовнішнього магнітного поля \vec{H} істотно менше значення критичного поля H_{cr} . В цьому випадку вектор магнітного моменту здійснює тунелювання між положеннями, що визначаються кутами $\theta_1 \approx H/H_{cr}$ і $\theta_2 \approx \pi - H/H_{cr}$. Враховуючи, що $\dot{\theta} \sim \omega' \gg \omega_H$, із (2.8) маємо

$$\ddot{\theta} = 2\omega'\dot{\theta}\cos\theta - \omega_H^2\dot{\theta}^2\text{ctg}\theta. \quad (2.17)$$

Інтегруючи далі рівняння (2.17) знаходимо розв'язок, який відповідає переключенню вектору \vec{M} з граничного положення $\theta = 0$ при $\tau = -\infty$, до точки $\theta = \pi$ при $\tau = \infty$

$$\cos\tilde{\theta} = -\tanh\omega'\tau. \quad (2.18)$$

Виходячи із співвідношення (2.18), визначимо ймовірність квантових флуктуацій вектору магнітного моменту кластеру між метастабільними станами. Для цього використовуючи досить прості міркування, перетворимо формулу, яка визначає експоненту тунелювання.

Як відомо [173], дія S , що відповідає переміщенню фізичної точки, виражається через функцію Лагранжа системи наступним чином $S = \int_0^T dt \mathcal{L}$.

У нашому випадку функція Лагранжа \mathcal{L} , з якої отримуються рівняння (2.7 а) і (2.7 б) має вигляд

$$\mathcal{L} = \frac{M}{\gamma} \dot{\varphi} \cos\theta - E(\theta, \varphi), \quad (2.19)$$

де $E(\theta, \varphi)$ визначається за формулою (2.4).

У свою чергу, відповідно до положень ВКБ наближення [170] дія $S = \pm \int dx \sqrt{2m(E - U)} = \pm i \int dx \sqrt{2m(U - E)}$ (m – маса квазічастинки), тоді, враховуючи, що $\mathcal{L}(t) = \mathcal{L}(-t)$ для ймовірності тунельного переходу між різними станами маємо

$$P = \exp\left(-\frac{1}{\hbar} S\right), \quad (2.20)$$

де $S = \int_{-\tau}^{\tau} d\tau' \mathcal{L}(\tau')$, інтегрування проводиться за уявним часом $\tau = it$.

Враховуючи (2.18), (2.19), після низки нескладних обчислень знаходимо $\mathcal{L} = -\frac{M}{\gamma} \omega' \cos^2 \theta = -\frac{M}{\gamma} \omega' t \hbar^2 (\omega' \tau)$. Тоді з формули (2.20) слідує, що (див. також статтю [153])

$$P \sim (H/H_{cr})^{2M/\hbar\gamma}. \quad (2.21)$$

Відмітимо, що викладений формалізм може бути також застосований і для магнітних полів H близьких до H_{cr} .

Аналіз наведеного вище виразу показує, що при структурному переходу кластерів має місце "стрибок" в значеннях ймовірностей переходу P . Оцінка виразу (2.21) для ікосаедричних і ГЦК кластерів N_i з $N \sim 3 \cdot 10^2$, $m = 0.6\mu_B$, $\gamma = 2 \cdot 10^7 \text{ \AA}^{-1} \text{ c}^{-1}$ дає

$$P_{i\cos}/P_{fcc} = (H_{cr,fcc}/H_{cr,i\cos})^{1.7} \approx 6.5.$$

Подальше збільшення числа атомів у ГЦК частинці $N > 3 \cdot 10^2$ призводить до зменшення ймовірності тунелювання вектору \vec{M} . З формули (2.21) слідує також, що, незважаючи на свою малість, зовнішнє магнітне поле \vec{H} безпосередньо впливає на величину коефіцієнта переходу P . Крім того $P \rightarrow 0$, при $H \rightarrow 0$. У цьому граничному випадку оператор магнітного моменту кластеру \hat{M}_z комутує з оператором енергії магнітної анізотропії і тунелювання \vec{M} не відбувається. Магнітний момент кластеру розташований вздовж вісі OZ системи координат.

2.5. ТЕМПЕРАТУРА КРОСОВЕРУ І ШВИДКІСТЬ МАГНІТНИХ КВАНТОВИХ ФЛУКТУАЦІЙ ФЕРОМАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК

Розглянемо вплив просторової атомної структури феромагнітних наночастинок на фізичні характеристики процесу квантових флуктуацій вектору \vec{M} : температуру кросоверу T_{cr} (температура при якій є актуальним квантовий режим руху \vec{M}) і швидкість магнітних квантових флуктуацій Ω (кількість квантових переходів \vec{M} в одиницю часу), яку визначаємо наступним чином

$$\Omega = \omega_0 \exp\left\{-\frac{8Nm\varepsilon^{3/2}}{3g\mu_B}\right\},$$

де ω_0 – частота власних коливань вектору \vec{M} поблизу положення рівноваги системи.

Оскільки процес квантового тунелювання магнітного моменту кластеру можна розглядати як підбар'єрне обертання \vec{M} навколо вісі OX, то $\omega_0 = \gamma H \approx \gamma H_{cr}$, тоді

$$\Omega = \frac{g\mu_B}{\hbar} H_{cr} \exp\left\{-\frac{8Nm\varepsilon^{3/2}}{3g\mu_B}\right\}. \quad (2.22)$$

Виражаючи далі в (2.16) показник експоненти через величину потенціального бар'єру $\Delta E = k_B T$, визначаємо температуру T_{cr}

$$T_{cr} = \frac{3g\mu_B}{16k_B} H_{cr} \varepsilon^{3/2}. \quad (2.23)$$

Аналіз формул (2.22), (2.23) показує, що значення Ω та T_{cr} зазнають "стрибок" при переході між атомними структурами кластерів. Так, для наночастинок Ni маємо: $\Omega_{fcc}/\Omega_{icos} \sim H_{cr,fcc}/H_{cr,icos} \approx 2.8$ (див. рис. 2.5) і $T_{cr,fcc}/T_{cr,icos} = H_{cr,fcc}/H_{cr,icos} \approx 2.8$.

Обчислення, проведені у відповідності до (2.22), швидкості магнітних флуктуацій низки наночастинок Ni з ГЦК структурою, при $\varepsilon=5\cdot 10^{-2}-10^{-1}$, дають наступні значення: $(4\cdot 10^2 - 3.2)\cdot 10^6 \text{c}^{-1}$ ($N = 321$); $(2.4\cdot 10^3 - 8)\cdot 10^5 \text{c}^{-1}$ ($N = 381$); $(1.6\cdot 10^3 - 2.6)\cdot 10^5 \text{c}^{-1}$ ($N = 429$); $(7\cdot 10^2 - 2.4)\cdot 10^4 \text{c}^{-1}$ ($N = 531$).

Зрозуміло, що збільшення кількості атомів у ГЦК кластері, в силу зростання з N енергії магнітної анізотропії, призводить до подальшого зменшення Ω (рис.2.5). Неважко також персвідчитись, що для магнітних полів, які забезпечують виконання умови $\varepsilon \sim 10^{-1}$, значення Ω для ГЦК наночастинок Ni з $N > 321$ атомів менше відповідних величин для ікосаедричних кластерів, так як у більш слабких магнітних полях сильніше проявляється вплив магнітної анізотропії, яка обумовлює збільшення висоти потенціального бар'єру для зазначених кластерів.

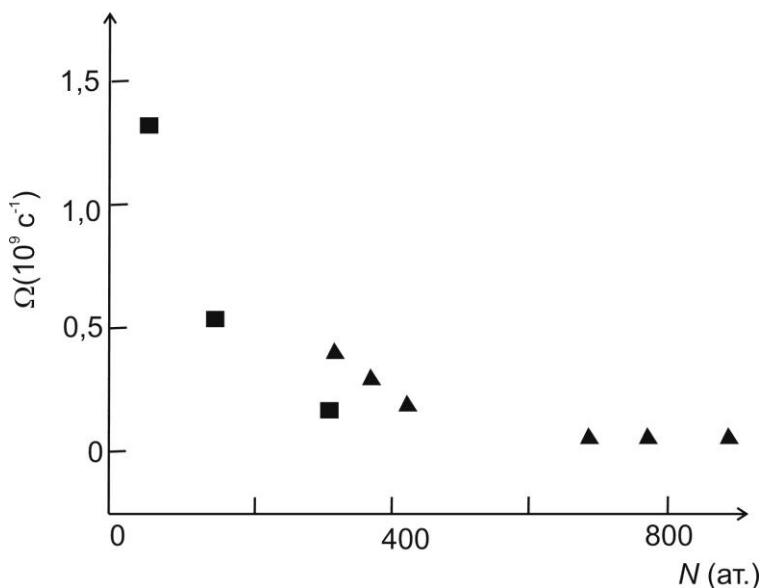


Рис. 2.5. Швидкість релаксації магнітних моментів наночастинок Ni з різними типами атомної структури: ▲ – ГЦК частинки, ■ – ікосаедричні частинки, $\varepsilon = 0.05$

Так, значення Ω для ГЦК кластеру з $N=1553$ атомів (3.17 нм) при $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-2}$ складають $1.6 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$, а час його перемагнічування $6.25 \cdot 10^{-5} \text{ c}$. У свою чергу характерний час перемагнічування ікосаедричних наночастинок Ni, при тому ж значенні ε , становить $(10^{-10} - 10^{-9}) \text{ c}$. При цьому розмір ікосаедричних кластерів з $N=309$ атомів – 2 нм, що співвідноситься з масштабом розглянутого вище ГЦК кластеру. Даний приклад показує, що при дослідженні квантових властивостей ферромагнітних наночастинок крім розмірного фактора необхідно також враховувати і особливості їх атомної будови.

Аналіз формули (2.23) показує, що температура кросоверу наночастинок помітно зменшується при збільшенні

величини зовнішнього магнітного поля. Даний факт узгоджується з тим, що магнітне поле, знижуючи висоту потенціального бар'єру, сприяє квантовим флуктуаціям \vec{M} , тим самим обумовлюючи зменшення температури кросоверу T_{cr} . Для $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$ з формули (2.23) маємо наступні значення T_{cr} ікосаедричних наночастинок: Ni: $(5-7) \cdot 10^{-3}$ К ($N=55$); $(3.7-5.2) \cdot 10^{-3}$ К ($N=147, 309$). У свою чергу, при тих же значеннях ε характерні величини T_{cr} для ГЦК частинок складають $\sim 10^{-2}$ К. Зазначимо, що визначені нами значення температури кросоверу співвідносяться з T_c , знайденими експериментально в роботах [174,175].

ПИТАННЯ

Визначити суперпара – та феромагнітний стани наночастинок. Яким має бути співвідношення між часом релаксації та часом вимірювання для встановлення цих фаз?

Як впливає просторова атомна структура на релаксацію магнітних моментів феромагнітних наночастинок? На прикладі фазової діаграми кластерів Ni продемонструвати можливість перебування наночастинок з однаковими атомними будовами в різних фазових станах.

Визначити температуру блокування феромагнітних наночастинок та вказати як змінюється остання при переході між кластерами з різними типами просторових атомних структур. Дати оцінку цього ефекту для наночастинок Ni.

Описати поведінку середньої намагніченості \bar{J} ансамблю феромагнітних наночастинок у зовнішньому магнітному полі. Дослідити випадки, коли величина поля ϵ : а)слабкою; б)сильною.

Пояснити механізм виникнення квантових флуктуацій магнітних моментів феромагнітних наночастинок. Роз'яснити модель когерентного поведіння спинів.

Який фактор, окрім розмірного, необхідно враховувати при вивченні процесу релаксації магнітних моментів феромагнітних кластерів.

Визначити метастабільний бар'єр між двома метастабільними станами вектору магнітного моменту феромагнітного кластеру.

Яким чином змінюється ймовірність квантового тунелювання вектору магнітного моменту кластеру із збільшенням: а)величини зовнішнього магнітного поля, прикладеного нормально вісі легкого намагнічування наночастинок; б)коерцитивної сили кластеру?

Означити швидкість магнітних квантових флуктуацій Ω та температуру кросоверу T_{cr} наночастинок. Для кластерів Ni оцінити стрибок у значеннях Ω та T_{cr} при переході від ікосаедричних до ГЦК частинок.

РОЗДІЛ 3

ДИНАМІКА ДОМЕННОЇ СТІНКИ ЗІ СКЛАДНОЮ ВНУТРІШНЬОЮ СТРУКТУРОЮ В ОДНОВІСНИХ МАГНІТНИХ ПЛІВКАХ З СИЛЬНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ

3.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Вивчення динамічних властивостей локальних неоднорідних розподілів векторів намагніченості \vec{M} в феромагнітних плівках представляє важливу задачу фізики магнітопорядкованих матеріалів. В даному контексті особливий інтерес викликає дослідження доменних стінок (ДС) внутрішня структура яких характеризується наявністю гетерогенних (субструктурних) наноутворень. Серед таких наноутворень в ДС одновісних феромагнетиків вирізняють вертикальні блохівські лінії (БЛ) і блохівські точки (БТ) [176].

Вертикальні БЛ – лінії розділу ділянок ДС з протилежною орієнтацією намагніченості і БТ – точки перетину двох сегментів БЛ з різним напрямком оберту вектору \vec{M} (рис. 3.1) є стійкими елементами внутрішньої структури

ДС. В силу своїх досить малих розмірів ($\leq 10^2$ нм), а також унікальних фізичних властивостей, дані неоднорідності ДС розглядаються в якості перспективних матеріалів для мікроелектроніки [177,178].

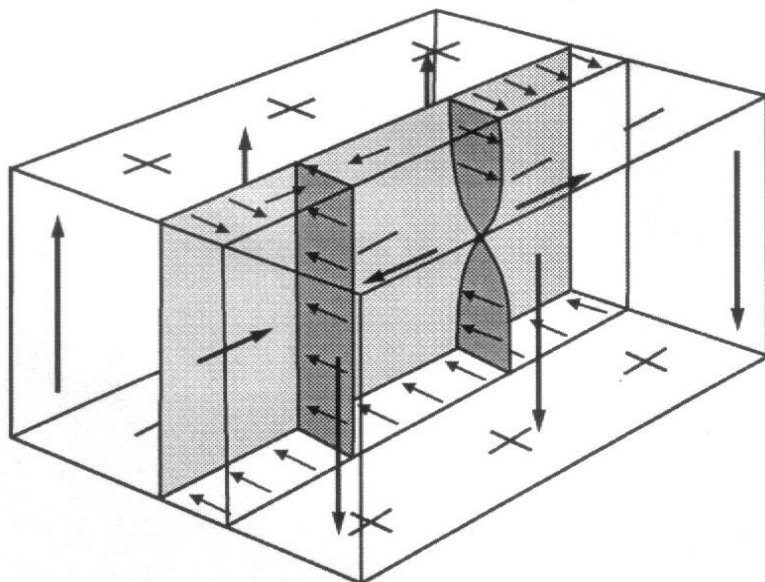


Рис. 3.1. Доменна стінка, що містить дві вертикальні блохівські лінії, одна з яких має БТ [189]

Слід зазначити, що структури, подібні вертикальним БЛ і БТ, можуть реалізовуватись у феромагнітних наносмугах і циліндричних нанодротах [179-182].

Багато аспектів, пов'язаних з формуванням, стабільністю і взаємодією БЛ і БТ із зовнішніми магнітними полями, викладені в монографіях та оглядах [176,183-190]. Серед робіт, які розвивають цю тематику, відмітимо статті [38,191-197], в яких, використовуючи магнітооптичні методи, з подальшою комп'ютерною обробкою була здійснена безпосередня візуалізація вертикальних БЛ і БТ.

Пряме спостереження БТ в плівках залізо-ітрієвих гранатів проведено в роботах [198,199].

Переміщення БЛ вздовж ДС смугового домену під дією імпульсного магнітного поля розглядалось в статтях [177,200]. Вплив на даний процес коерцитивності магнітної плівки вивчався в роботі [201].

Нелінійний режим руху вертикальної БЛ в ізольованій ДС, стабілізованою градієнтним магнітним полем, досліджувався в статтях [202,203]. Автори на основі підходу, викладеного в [204], запропонували механізм динамічного перетворення одиничної БЛ в кластер з блохівських ліній (утворення з граничної кількості БЛ) при досягненні БЛ критичної швидкості, що відповідає її лінійному режиму руху. Формування кластерів вертикальних БЛ в надтонких магнітних плівках, товщина яких $h \sim \Lambda$ – (величина характерної області оберту вектору \vec{M} між сусідніми субдоменами ДС), розглянуто в роботі [205], ефекти їх анігіляції в статтях [206-209].

Ще один механізм генерації кластерів вертикальних БЛ у зовнішньому магнітному полі, напрямленому вздовж площини ДС, за допомогою фазового переходу з періодичного ряду БЛ встановлений в [210]. Даний ефект обумовлен врахуванням в енергетичному балансі системи далекодіючої частини магнітостатичної енергії ДС. Особливістю розглянутого фазового переходу є його гістерезисний характер. Крім того, показано, що наявність у ДС блохівських точок не впливає на вказане явище.

Властивості кластерів щільно упакованих вертикальних БЛ (рівноважна відстань між БЛ $\sim \Lambda$) в доменній стінці циліндричного магнітного домену (ЦМД) розглянуті в ро-

ботах [211-213]. Зокрема, в статті [211] для гантелеподібних "жорстких" ЦМД досліджений процес анігіляції БЛ в зовнішньому магнітному полі, орієнтованому в площині плівки та визначені критичні величини полів, які обумовлюють даний ефект. Вплив магнітного поля H_b , спрямованого нормально до площини плівки на вказане явище вивчався в роботі [212]. Показано, що із збільшенням величини H_b поле анігіляції зменшується. Вплив температурного фактору на стабільність і анігіляцію вертикальних БЛ в "жорстких" ЦМД досліджений в статті [213].

У розглянутому контексті відмітимо також статті [214-221], в яких вивчався вплив "скрученості" ДС на властивості вертикальної БЛ. Даний ефект, який обумовлений впливом поля розмагнічування плівки на структуру ДС призводить до утворення поблизу поверхні плівки неелівських ділянок намагніченості [222]. У згаданих вище роботах показано, що врахування "скрученості" ДС збільшує величину рівноважної відстані в ланцюжку БЛ, знижуючи тим самим енергію взаємодії між ними. Крім того, встановлено, що для великих значень зовнішнього градієнтного магнітного поля, що стабілізує ДС, рухливість вертикальної БЛ залежить від товщини плівки і зменшується зі збільшенням останньої. При цьому інша динамічна характеристика БЛ – ефективна маса зростає.

Серед перших робіт, присвячених тематиці БТ, слід виділити [223,224], в яких на основі модельних уявлень про БТ встановлені її основні характеристики. Енергія і структура БТ в доменній стінці, яка містить вертикальну БЛ, визначені в статтях [225,226].

Мікромагнітний підхід до вивчення БТ та її фізичних характеристик запропонований в роботах [227-231]. При цьому, в статті [229] досліджено процес нуклеації БТ, який має місце при перемагнічуванні магнітного вихору в нанорозмірній феромагнітній плівці. Фізичним механізмом такого ефекту є квантове тунелювання БТ. Якісно даний висновок узгоджується з результатами вимірів, проведеними в роботі [232].

Динаміка БТ вивчалась в статтях [233-236]. Зокрема, в [233] було досліджено вплив згинальних коливань ДС на спектр власних коливань вертикальної БЛ, що містить БТ. У статті [234] визначена ефективна маса БТ.

Зауважимо, що наявність інерційних ознак у БТ і вертикальної БЛ вказує на можливість застосування квазікласичного наближення до їх квантомеханічного опису (див. [171]). В силу цього, результати по динамічній поведінці БЛ і БТ особливо важливі при дослідженні, пов'язаних з ними квантових ефектів (див. наступний розділ).

Слід сказати, що в більшості теоретичних моделей, які використовуються при вивченні динаміки ДС зі складною внутрішньою структурою, не враховувався вплив руху вертикальної БЛ на саму ДС. Такий вплив, який зумовлений гіротропною силою, що діє на ДС з боку БЛ (аналог сили Лоренца), може призвести до перебудови внутрішньої структури ДС, а при певних умовах, що залежать від параметрів плівки та зовнішніх магнітних полів, і до процесу генерації в ДС нових структурних елементів. Дослідження цього ефекту доцільно провести для ЦМД, так як практична реалізація даного стану, на відміну від ізольованої ДС або смугового домену, відносно проста [237] і не потребує

великих значень, стабілізуючих домен магнітних полів. Крім того, ЦМД цікавий також і тим, що "додаючи" в ДС домену блохівську точку, ми враховуємо і ефект "скрученості" ДС. Розгляд поставленої задачі важливо провести для домену поблизу стану його стійкості, яке визначається магнітним полем стабілізації H_b . У цьому критичному випадку найбільш характерно прояв чинників, які обумовлюють процес динамічної нестійкості ДС домену.

Детальне вивчення означеної вище проблеми – впливу гармонійних коливань вертикальної БЛ на перебудову внутрішньої структури ДС і визначенню умов генерації нових структурних елементів ДС в магнітних плівках поле анізотропії, яких істотно перевищує намагніченість насичення матеріалу, було проведено в роботах [238-240]. Положення цих досліджень і становлять предмет данного розділу.

3.2. ВЕРТИКАЛЬНА БЛОХІВСЬКА ЛІНІЯ І БЛОХІВСЬКА ТОЧКА – ЯК ЕЛЕМЕНТИ ВНУТРІШНЬОЇ СТРУКТУРИ ДОМЕННІЙ СТІНКИ

В магнітних плівках з одновісною магнітною анізотропією розрізняють горизонтальну і вертикальну блохівські лінії. Так горизонтальна БЛ – це область перетворення вектору \vec{M} , паралельна поверхні плівки. Перехідну область між субдоменами ДС, перпендикулярну до поверхні плівки, називають вертикальною БЛ [241]. Саме на базових положеннях останніх, необхідних нам для подальшого викладення матеріалу, ми і зупинимось більш детально.

Запишемо вираз для питомої енергії w доменної стінки. У декартовій системі координат, вісь OZ – спрямована

вздовж вісі магнітної анізотропії, вісь ОУ – перпендикулярно до площині ДС, вираз для w має вигляд [176]

$$w = A \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \right] + K_u \sin^2 \theta + 2\pi M_S^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi \quad (3.1)$$

де A – обмінна стала, $\theta = \theta(y)$, $\phi = \phi(x)$ – полярний та азимутальний кути вектору \vec{M} відповідно, K_u – стала магнітної анізотропії, M_S – намагніченість насичення матеріалу.

Після варіації (3.1) за змінними θ та ϕ , отримаємо наступні рівняння [242]

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{\sin \theta \cos \theta}{\Delta^2} \left[1 + Q^{-1} \sin^2 \phi + \delta^2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \right] &= 0, \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \left(\frac{2\pi M_S^2}{A} \right) \sin \phi \cos \phi &= 0, \end{aligned} \quad (3.2)$$

де $Q = K_u / 2\pi M_S^2$ – фактор якості плівки, $\delta = (A / K_u)^{1/2}$ – характерний розмір блоківської ДС. При цьому саму ширину доменної стінки Δ , відповідно до [184], можна визначити як $\Delta = 2\delta$.

Вводячи позначення $\tilde{\delta} = \delta \left[1 + Q^{-1} \sin^2 \phi + \delta^2 (\partial \phi / \partial x)^2 \right]^{-1/2}$ і $\Lambda = (A / 2\pi M_S^2)^{1/2} = \delta \sqrt{Q}$, систему рівнянь (3.2) можна переписати наступним чином

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \tilde{\delta}^{-2} \sin \theta \cos \theta &= 0, \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \Lambda^{-2} \sin \phi \cos \phi &= 0. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Записані вище рівняння системи (3.3) подібні рівнянню, що описує розподіл намагніченості в блохівській ДС [168]. В такому випадку, $\tilde{\delta}$ і Λ можна розглядати в якості характерних областей перетворення вектору \vec{M} по вісям ОУ і ОХ відповідно. При цьому $\tilde{\delta}$ залежить від функції $\varphi(x)$, яка в свою чергу визначається з другого рівняння системи (3.3). Таким чином, наявність в ДС вертикальної БЛ впливає на ширину ДС, зменшуючи її, як це слідує з виразу для $\tilde{\delta}$. У центрі БЛ, де похідна $\partial\varphi/\partial x$ максимальна, вплив блохівської лінії на величину $\tilde{\delta}$ є найбільш помітний. У той же час, на відстанях $x \gg \Lambda$ від центру БЛ, де розподіл за кутом φ можна вважати однорідним і таким, що дорівнює $0, \pi$, параметр $\tilde{\delta}$ збігається з δ . Оцінка характерної області зміни вектору намагніченості в блохівській лінії показує нанорозмірний масштаб ($\Lambda \leq 10^{-2}$ нм) цієї неоднорідності ДС.

Аналіз системи рівнянь (3.3) показує, що "звуження" доменної стінки блохівською лінією $(\delta - \tilde{\delta})/\delta$ за порядком Q^{-1} , тобто в магнітних плівках з $Q \gg 1$ даними ефектом можна знехтувати і вважати ширину ДС рівною 2δ , а розподіл намагніченості за кутом θ чисто блохівським

$-\theta(y) = 2\arctg \exp(\pm y/\delta)$. Саме такі матеріали ми й будемо розглядати в подальшому.

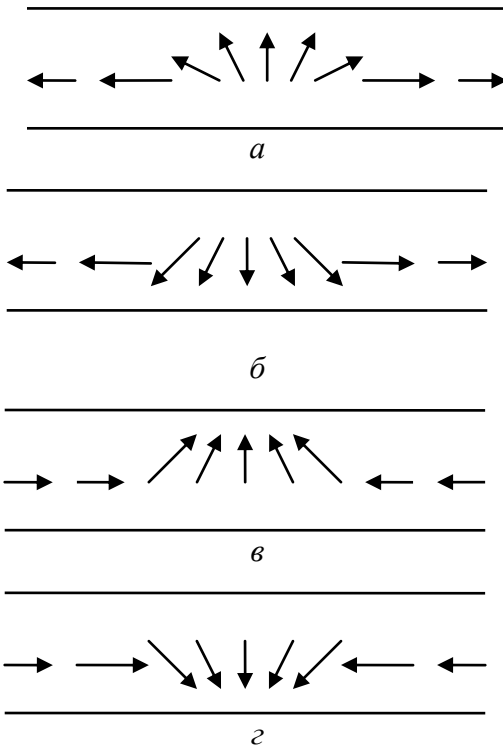


Рис. 3.2. Розподіл вектору намагніченості в вертикальній блохівській лінії. Стрілками вказано напрямок вектору \vec{M} . Конфігурації $a, г$ – характеризуються топологічним зарядом $\eta = -1$; $б, в$ – відповідають $\eta = 1$

Інтегруючи друге рівняння системи (3.3), з граничними $\varphi(\pm\infty)=0, \pm\pi$ умовами, отримуємо наступну залежність φ від x

$$\varphi(x) = \pm 2\arctg \exp(\pm x/\Lambda). \quad (3.4)$$

Можливі конфігурації вертикальних БЛ, що відповідають (3.4), зображені на рис. 3.2. У цих структурних неоднорідностях напрямок оберту вектору намагніченості характеризується топологічним зарядом η , який можна виразити через функцію перетворення (3.4) [202]

$$\eta = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varphi(x).$$

Так, якщо $\eta = 1$ оберт вектору \vec{M} в БЛ відбувається проти часової стрілки (рис. 3.2 б, в); при $\eta = -1$ вектор \vec{M} обертається за часовою стрілкою (рис. 3.2 а, з).

Обчислимо E_L – енергію вертикальної БЛ на одиницю її довжини. Для цього в формулу (3.1) підставимо явний вид залежностей $\varphi(x)$ і $\theta(y)$. Тоді, після інтегрування отриманого виразу знаходимо

$$E_{BL} = 8AQ^{-1/2}. \quad (3.5)$$

Ще однією локальною неоднорідністю ДС, яка розділяє вертикальну БЛ на два сегменти з протилежними топологічними зарядами, є блохівська точка (іноді її називають точкою Блоха) (рис. 3.3). Утворення в доменній стінці блохівської точки знижує енергію розмагнічування блохівської лінії в магнітній плівці.

За своєю структурою БТ являє собою локальну неоднорідність, в малому околі центру якої вектор намагніченості \vec{M} обіймає будь-які напрямки. У такому випадку зрозуміло, що основний внесок в E_{BT} – повну енергію БТ вносить обмінна енергія. Її мінімізація, за умови $\vec{M}^2 = const$, вивчає рівноважний розподіл вектору намагніченості в БТ

$$\vec{M}(\rho) = \pm M_S \frac{\vec{\rho}}{\rho}, \quad (3.6)$$

де $\vec{\rho}$ – радіус – вектор у системі координат з початком у центрі БТ, знак “+” відповідає БТ, магнітна структура, якої

розходиться від центра точки, знак “—” характеризує структуру, з векторами \vec{M} напрямленими до центру точки (рис. 3.4).

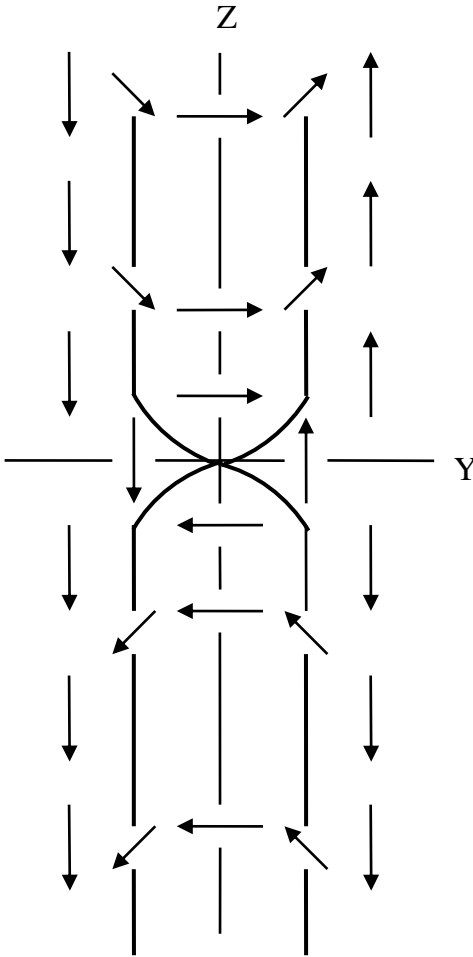


Рис. 3.3. Доменна стінка (вигляд збоку), яка містить одну вертикальну БЛ і БТ. Остання розділяє БЛ на дві ділянки з протилежними топологічними зарядами

Вочевидь, що крім вищенаведених, існує нескінченна безліч конфігурацій БТ, яким відповідають унітарні перетворення розподілу (3.6) (див. більш детально в [176]).

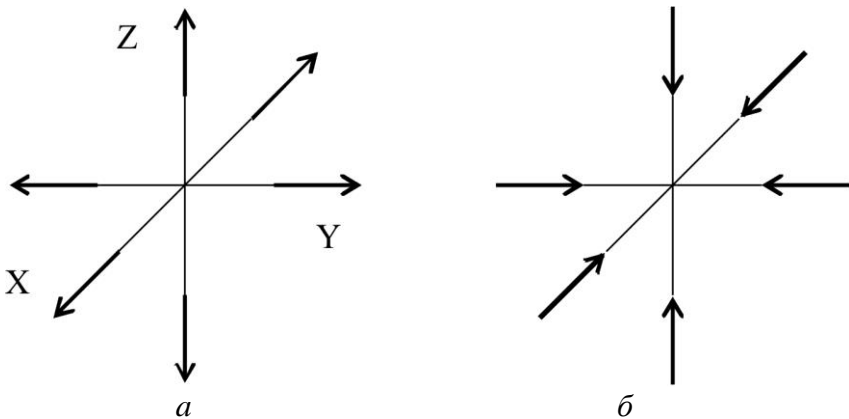


Рис. 3.4. Магнітні конфігурації (стрілками вказано напрямок вектору \vec{M}), які відповідають блохівським точкам: *a* – структура, що розходиться від центру точки, *б* – структура, яка сходиться до центру точки

Відмітимо, що в даній главі БТ розглядаються як магнітні сингулярності з розподілом намагніченості (3.6). Таке наближення цілком виправдане при вивченні динамічних властивостей ділянок БЛ, що перетинаються в точці Блоха. Деформування магнітної структури вертикальної БЛ, обумовлене наявністю в ДС точки Блоха (див. статтю [234]), буде враховано в розділі 4, при вивченні квантових властивостей БТ.

Використовуючи формулу (3.6), для матеріалів, фактор якості яких $Q \sim 10$, можна одержати наближений вираз для E_{BP} – енергії блохівської точки [187]

$$E_{BP} \approx A \int_{\rho \leq 2\delta} d\vec{r} (\vec{\nabla} \vec{M}(\rho))^2 = 8\pi A^{3/2} K^{-1/2}, \quad (3.7)$$

де інтегрування проводиться по області доменної стінки 2δ .

Неважко бачити, що сингулярність функції $\vec{M}(\vec{\rho})$ є інтегрованою, оскільки не дивлячись на те, що густина енер-

гії БТ розходиться при $\rho \rightarrow 0$ як ρ^{-2} , її повна енергія гранична величина. Крім того, аналіз виразів (3.5), (3.7) показує, що внесок БТ в енергію вертикальної БЛ для плівок, товщина яких $h \gg \Lambda$ досить мала. У той же час, вплив БТ на динаміку БЛ може бути досить істотним, особливо в процесах, пов'язаних з перемагнічуванням блохівських ліній. Детальному дослідженню даного питання присвячено наступний підрозділ посібника.

3.3. ДИНАМІКА ВЕРТИКАЛЬНОЇ БЛОХІВСЬКОЇ ЛІНІЇ В ДОМЕННІЙ СТІНЦІ ЦИЛІНДРИЧНОГО МАГНІТНОГО ДОМЕНУ

Розглянемо ЦМД в одновісній магнітній плівці, вісь магнітної анізотропії якої ортогональна її поверхні. Нехай пара вертикальних БЛ, що мають БТ, знаходиться в ДС домену. Даний стан ЦМД реалізується полем підмагнічування H_z , величина якого менше поля колапсу домену. У такому випадку можна вважати, що ширина блохівської лінії $\Lambda \ll r$ (r – радіус ЦМД) і розглядати БЛ і БТ ізольованими. Направимо вісь OZ декартової системи координат, початок якої знаходиться в середині домену, вздовж вісі анізотропії плівки, вісь OX вздовж вектору намагніченості в центрі однієї з БЛ (рис.3.5).

Положення БТ у домені визначається площинами $z = z_{BP,i}$ ($i = 1,2$), координати яких визначаються із наступного співвідношення [176]

$$H_x + H_r(z_{BP,i}) = 0, \quad (3.8)$$

де $H_r(z_{BP,i})$ – нормальна до стінки компонента поля розмагнічування, що має наступний вигляд

$$H_r(z_{BP,i}) = \mp 4M_S \ln \frac{z_{BP,i} + h/2}{h/2 - z_{BP,i}}. \quad (3.9)$$

У виразі (3.9) знак “+” відповідає БТ з координатою $z_{BP,1} > 0$; знак “-” блохівській точці $z_{BP,2} < 0$. Розглядаючи далі величини полів $H_x \ll 8M_S$, із формул (3.8), (3.9) знаходимо координати БТ у доменній стінці ЦМД

$$z_{BP,i} = \pm hh_x/2, \quad (3.10)$$

де $h_x = H_x/8M_S$.

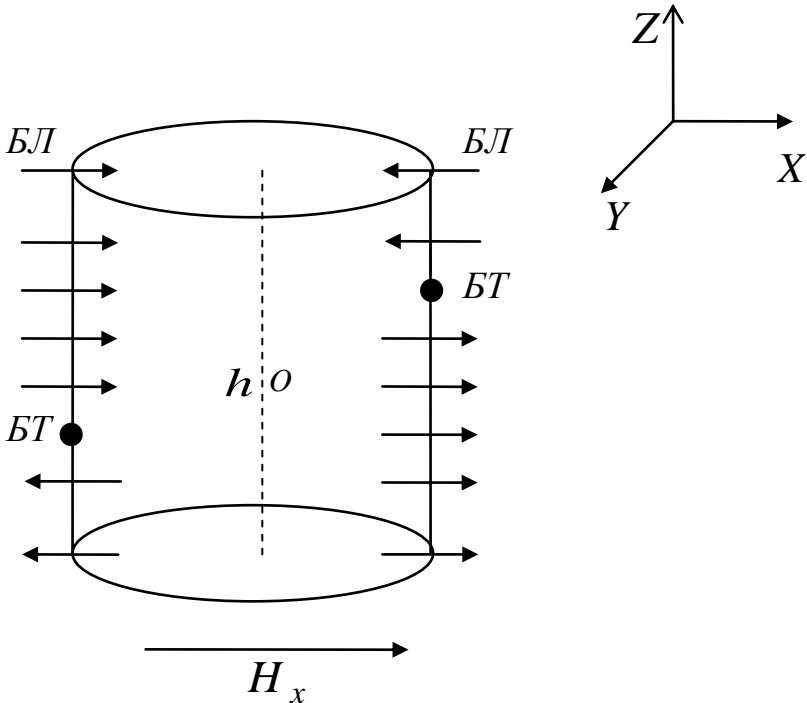


Рис.3.5. Циліндричний магнітний домен, доменна стінка якого містить пару вертикальних блохівських ліній, які мають БТ у зовнішньому магнітному полі H_x . Стрілками вказано напрямок намагніченості в центрі БЛ, h – товщина плівки

Вивчення динаміки вертикальної БЛ проведемо використовуючи формалізм динамічних змінних [243,244], в якості яких оберемо: q – координату нормального зміщення центру ДС, ψ – кут між вектором намагніченості \vec{M} в центрі ДС і напрямком вісі ОХ.

Вважаючи викривлення ДС малими, розкладемо змінну q в ряд Фур'є за гармоніками кута β

$$q = \sum_{n=0}^{\infty} [q_{1,n} \cos n\beta + q_{2,n} \sin n\beta].$$

Враховуючи вищенаведений вираз, функцію Лагранжа \mathcal{L} даної системи можна записати у наступному вигляді

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -2M_S \gamma^{-1} h r \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{2\pi} d\beta \dot{\psi} [q_{1,n} \cos n\beta + q_{2,n} \sin n\beta] - \\ & -4\pi^2 M_S^2 a^{-1} h \left\{ \begin{aligned} & 2[S_0(a) - lh^{-1}]q_{1,0}^2 + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} (n^2 - 1)[lh^{-1} - S_n(a)][q_{1,n}^2 + q_{2,n}^2] \end{aligned} \right\} + \quad (3.11) \\ & + \delta h \int_0^{2\pi} d\beta \left[\begin{aligned} & 4\pi M_S^2 \sin^2 \phi + \\ & + 2A(\vec{\nabla} \psi)^2 \end{aligned} \right] \sqrt{r^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial \beta}\right)^2} - E_{BP}, \end{aligned}$$

де $a = 2r/h$, l – характеристична довжина плівки [176], $S_n(a)$ – силова функція Тіля [245], $\phi = \psi - \beta - \pi/2$ – кут між вектором \vec{M} у центрі ДС та вектором $\vec{\eta}$, дотичним до ДС у цій точці (рис. 3.6), E_{BP} – енергія БТ, яка визначається формулою (3.7).

Зауважимо, що у виразі (3.11) перший доданок відповідає кінетичній енергії, решта описують потенціальну енергію системи. При цьому перший член – енергія взаємодії

ЦМД з полем стабілізації домену, другий – магнітостатична енергія ЦМД, наступний – локальна енергія ДС в наближенні Вінтера [246].

Розглянемо на початку статичний стан системи $\dot{\psi} = \dot{q}_{1,n} = \dot{q}_{2,n} = 0$ (в такому випадку БТ розміщуються в площині $z = 0$) і знайдемо відповідний розподіл намагніченості в ДС домену. Для цього проваріюємо функцію Лагранжа (3.11) за кутом φ , в результаті маємо

$$4\pi M_S^2 \sin 2\varphi - 2A \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \beta^2} \right) = 0. \quad (3.12)$$

До отриманого рівняння слід також додати граничні умови, обумовлені наявністю в ДС домену вертикальних блохівських ліній

$$\varphi(\beta_L) = \pm \pi/2, \quad \partial\varphi/\partial\beta_L = \pm r/\Lambda; \quad (3.13)$$

де $\beta_L = 0, \pi$ – координати центра БЛ.

Вважаючи надалі, що має місце нерівність

$$\partial^2 \varphi / \partial r^2 \gg \partial^2 \varphi / r^2 \partial \beta^2, \quad (3.14)$$

із (3.12), (3.13) знаходимо

$$\begin{aligned} \varphi_u &= \pm 2 \arctg \exp\{\mp r(\beta - \beta_L)/\Lambda\}, \quad 0 < z < h/2, \\ \varphi_d &= \mp 2 \arctg \exp\{\mp r(\beta - \beta_L)/\Lambda\}, \quad -h/2 < z < 0. \end{aligned} \quad (3.15)$$

В формулах (3.15) індекс "u" відповідає ділянкам БЛ, що виходять на верхню основу домену, індекс "d" – нижнім".

Неважко бачити, що розв'язки (3.15) задовольняють умові (3.14) при $1 \gg (\Lambda/2r)^2$, що узгоджується із наближенням, наведеним на початку підрозділу.

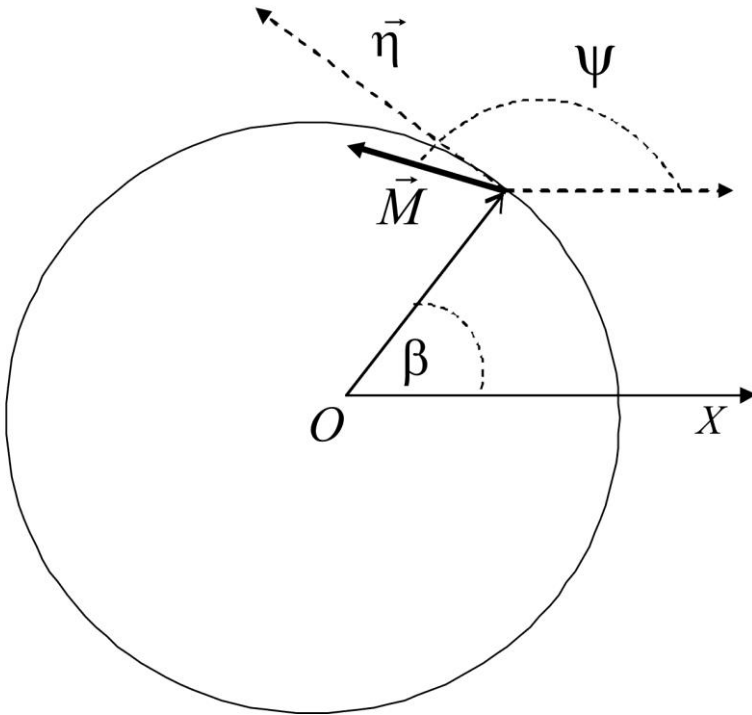


Рис. 3.6. Циліндричний магнітний домен (вигляд зверху). Вектор \vec{n} напрямлений по дотичній до точки в центрі ДС, яка характеризується азимутальним кутом β ; ψ – кут між вектором \vec{M} у даній точці та напрямком вісі ОХ

Визначимо тепер локальний згин ДС, викликаний наявністю в стінці БЛ, що рухається. Для цього, вважаючи швидкість БЛ малою (оцінку для швидкості наведемо нижче), виберемо в якості нульового наближення по φ функцію автотемельного виду

$$\varphi_{u,d}^{(0)} = \varphi(\beta - \beta_L(t)), \quad (3.16)$$

де $\varphi(\beta - \beta_L(t))$ визначається виразами (3.15).

Координату нормального зміщення ДС (необмежуючи загалу розглядаємо частину БЛ з розподілом по куту $\varphi_u = 2\arctg \exp\{-r(\beta - \beta_L)/\Lambda\}$) будемо також шукати в автотомельному вигляді

$$q_u^{(1)} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[q_{1,n}^{(1)} \cos(n\beta - n\beta_L(t)) + q_{2,n}^{(1)} \sin(n\beta - n\beta_L(t)) \right]. \quad (3.17)$$

Після підстановки виразів (3.16), (3.17) у функцію Лагранжа (3.11) і варіювання за гармонікам $q_{1,n}^{(1)}$, $q_{2,n}^{(1)}$, отримуємо наступні співвідношення

$$\begin{aligned} q_{1,0}^{(1)} &= -\frac{\dot{\beta}_L a^2 h}{4\omega_M [S_0(a) - lh^{-1}]}, \\ q_{1,n}^{(1)} &= -\frac{\dot{\beta}_L a^2 h}{2\omega_M (n^2 - 1) [lh^{-1} - S_n(a)] ch(\pi\Lambda n/2r)}, \quad n \geq 2; \\ q_{2,n}^{(1)} &= 0, \end{aligned} \quad (3.18)$$

Формули (3.18) описують локальний згин ДС в першому порядку малості за швидкістю блохівської лінії $\dot{\beta}_L$. Облік подальших поправок координати нормального зміщення, які як неважко бачити $\sim \dot{\beta}_L^3$, обумовлений знаходженням наступних наближень за азимутальним кутом φ . Крім того, оскільки трансляційний рух ЦМД нами не розглядається, то Фур'є гармоніку $q_{1,1}^{(1)}$ ми прирівняли до нуля.

Відмітимо, що координата нормального зміщення q_d , якій відповідає ділянка БЛ з розподілом вектору намагніченості $\varphi_d = -2\arctg \exp\{-r(\beta - \beta_L)/\Lambda\}$, відрізняється

знаком від виразів (3.18). При цьому, внесок у функцію Лагранжа від даного сегменти БЛ, дорівнює внеску від ділянки БЛ з розподілом $\varphi_u = 2 \arctg \exp\{-r(\beta - \beta_L)/\Lambda\}$. У такому випадку, обидва сегмента БЛ мають однакові ефективні маси m_L . Вочевидь, що m_L дорівнює половині маси вертикальній БЛ в доменній стінки ЦМД без БТ

[239]: де $m_L = \frac{1}{2} m_{BL}$,

$$m_{BL} = \frac{a}{\gamma^2} \left[\frac{1}{4[S_0(a) - lh^{-1}]^+} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{ch^{-2}(\pi\Lambda n/2r)}{2(n^2 - 1)[lh^{-1} - S_n(a)]} \right]. \quad (3.19)$$

Слід сказати, що вираз для m_{BL} може бути отриманий також з таких міркувань. Використовуючи рівняння Ландау-Ліфшиця неважко перекоонатися, що з боку рухомої зі швидкістю $v_L = r\beta_L$ блохівської лінії, на ДС діє сила $F_g = -2\pi M_S v_{BL}/\gamma$. Тоді, визначаючи середню роботу цієї сили, при нормальному зміщенні ділянки ДС, як,

$\bar{A} = \frac{1}{2} \sum_{n=0,2} F_y q_{1,n}^{(1)}$, та прирівнюючи її до кінетичної енергії

$m_{BL} v_L^2/2$, з врахуванням (3.18), у підсумку, для маси вертикальної БЛ отримуємо вираз (3.19).

Для опису взаємодії структурних елементів ДС із зовнішнім магнітним полем $\vec{H} = (H_x, H_y, 0)$ до потенціальної енергії функції Лагранжа (3.11) необхідно додати наступний доданок

$$\begin{aligned}
& -\pi\delta M_S \left(\int_{z_{BP}}^{h/2} dz \int_0^{2\pi} d\beta (H_x \cos\psi_u + H_y \sin\psi_u) \sqrt{r^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial\beta}\right)^2} + \right. \\
& \quad \left. + \int_{-h/2}^{z_{BP}} dz \int_0^{2\pi} d\beta (H_x \cos\psi_d + H_y \sin\psi_d) \sqrt{r^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial\beta}\right)^2} \right) - \\
& \quad - \int_{\rho \leq 2\delta} d\rho M_{BP}(\rho) \vec{H}
\end{aligned} \quad (3.20)$$

Розглянемо вплив на домен зовнішніх магнітних полів $H_x = const$ і $H_y \cos \omega t$. В цьому випадку, ділянки БЛ напрямком намагніченості, в центрі яких збігається з орієнтацією поля \vec{H}_x (ці частини БЛ і будуть предметом нашого подальшого дослідження), здійснюють гармонійні коливання поблизу положення рівноваги. Для зазначених сегментів, підставляючи вирази (3.6), (3.15), (3.18) у формули (3.11), (3.20), і ряду наступних перетворень, враховуючи дисипативну функцію системи

$$\frac{1}{2} \alpha r M_S \gamma^{-1} h \int_0^{2\pi} d\beta (\delta^{-1} \dot{q}_{u,d}^2 + \delta \dot{\psi}_{u,d}^2),$$

отримуємо наступне рівняння

$$\ddot{\beta}_L + \omega_L^2 \beta_L + \frac{\alpha \omega_M}{2\pi \sqrt{Q}} (m_L^{-1} \gamma^{-2}) \dot{\beta}_L = \frac{\delta \omega_M^2 m_L^{-1} \gamma^{-2}}{\pi r} h_y \cos \omega t, \quad (3.21)$$

де β_L – кутова координата зміщення центра ділянок вертикальної БЛ, $\omega_L = h_x \omega_M \left(\frac{\delta}{\pi r} m_L^{-1} \gamma^{-2} \right)^{1/2}$ – частота їх власних коливань, $h_{x,y} = H_{x,y} / 8M_S$, α – релаксаційна стала Гільберта.

В свою чергу динаміка пари сегментів БЛ з розподілом намагніченості $\varphi_{u,d} = -2 \arctg \exp\{\pm r(\beta - \beta_L) / \Lambda\}$ (ділянки БЛ,

напрям вектору намагніченості, в центрі яких спрямовано проти поля \vec{H}_x) в силу відсутності у них коефіцієнта жорсткості, визначається змінним полем H_y . Неважко переконатися, що рівняння руху для них відрізняється від (3.21) знаком перед членом, який відповідає пружній силі.

Слід зазначити, що величини зовнішніх магнітних полів h_x , h_y , мають бути менші за $8M_S$. В іншому випадку ДС поляризуються магнітним полем і не містять субструктурних елементів [176]. Вочевидь також, що при $h_x \ll 1$ маса m_L в (3.21) виражається формулою (3.19).

Зауважимо, що в правій частині рівняння (3.21) має бути присутня ще сила $F'_g \sim 2\pi M_S v_{DW} / \gamma$, яка залежить від швидкості доменної стінки v_{DW} . Однак, розглядаючи динамічні процеси для часу $t \gg \tau_{DW}$ ($\tau_{DW} \sim (10^{-8} - 10^{-6})$ с – характерний час релаксації коливань ДС), можна вважати ДС нерухомою і не враховувати вплив F'_g на рух БЛ.

Ділянки БЛ, здійснюючи коливання під дією змінного поля H_y , викликають динамічну деформацію ДС, що знаходить своє відображення у виразі для їх ефективної маси. З формули (3.19) слідує, що m_L визначається спектром коливань ЦМД, який представляє собою дискретний набір гармонік. Так для еліптичних викривлень ДС домену основний внесок у ефективну масу дає другий доданок ряду, тоді із (3.19) маємо

$$m_{L,el} = \frac{a}{12} \gamma^{-2} [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1}. \quad (3.22)$$

Відповідно, частота власних коливань цих сегментів БЛ має наступний вигляд [240]

$$\omega_L = 2h_x \omega_M \left(\frac{6\delta}{\pi a^2 h} \left[lh^{-1} - S_2(a) \right] \right)^{1/2}.$$

Відмітимо, що вираз для ефективної маси вертикальної БЛ, наведений у монографії [176], відповідає ДС з великою густиною БЛ ("жорсткий" ЦМД). В цьому випадку БЛ не можна вважати ізольованими і в енергетичному балансі системи необхідно враховувати їх енергію взаємодії.

Оцінка виразу (3.22), для параметрів плівки та домену: $\delta/h \sim 10^{-2}$, $Q \sim 10$, $\gamma \sim 10^7 \text{ Э} \cdot \text{с}^{-1}$, $[lh^{-1} - S_2(a)] \sim 10^{-2} - 10^{-1}$, $a \sim 1$, $4\pi M_s \sim (10^2 - 10^3) \text{ Гс}$, показує, що $m_{L,el} \sim (10^{-14} - 10^{-15}) \text{ г/см}$. При цьому частота $\omega_L \sim (1 - 10) \text{ МГц}$. Отримана нами величина $m_{L,el}$ за порядком величини знаходиться у відповідності зі значеннями для ефективної маси вертикальної БЛ, наведеними в роботах [202,238].

Інтегруючи далі рівняння (3.21) (розглядаємо стан ЦМД близький до еліптичної нестійкості) знаходимо

$$\beta_L = \frac{\omega_L^2 h_y \cos(\omega t + \delta_1)}{h_x^2 \sqrt{(\omega^2 - \omega_L^2)^2 + \alpha^2 \omega_M^2 (m_L \gamma^2)^{-2} Q^{-1} \omega^2 / 4\pi^2}}, \quad (3.23)$$

де δ_1 – залежна від параметрів плівки та домену фаза.

Аналіз виразу (3.23) показує, що сегменти БЛ, які знаходяться в потенціальній ямі, зумовленій магнітним полем H_x , зазнають резонансне збудження гармонійних осциляцій зовнішнім магнітним полем $H_y \cos \omega t$. При цьому

частота таких резонансних коливань

$\omega_R = \sqrt{\omega_L^2 - \alpha^2 \omega_M^2 (m_L \gamma^2)^{-2} Q^{-1} / 8\pi^2}$ залежить від спектру власних коливань ЦМД. Вочевидь, що даний ефект може бути використаний для візуалізації блохівських ліній в доменній стінці ЦМД.

Зауважимо, що частота коливань блохівської лінії $\tilde{\omega}_L$ за відсутності в ДС домену блохівських точок, відповідно до результату, отриманого в [239], записується у вигляді

$$\tilde{\omega}_L = 2\omega_M \left(\frac{3\delta h_x}{\pi a^2 h} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2},$$

тобто $\tilde{\omega}_L \sim \sqrt{h_x}$. Аналіз даного факту показує, що наявність в доменній стінці ЦМД блохівських точок зменшує "жорсткість" системи, що, по суті, є відображенням "виграшу" утворення в ДС циліндричного магнітного домену БТ, які, зменшуючи радіальну складову поля розмагнічування БЛ, знижують енергію системи в цілому. Крім того, експериментальна реалізація отриманого вище результату дозволяє здійснювати детектування блохівських точок у ДС домену.

З метою спрощення подальших обчислень будемо розглядати величини магнітних полів H_x , такими що задовольняють наступному співвідношенню

$$\omega_L > \alpha \omega_M (m_L \gamma^2)^{-1} Q^{-1} / 2\sqrt{2} \pi.$$

В цьому випадку частота резонансних коливань $\omega_R \sim \omega_L$. Враховуючи наведений вище вираз для частоти ω_L , останню нерівність можна переписати наступним чином

$$h_x > \frac{3\alpha}{\pi} \left(\frac{h}{\delta} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{6} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2} Q^{-1/2}. \quad (3.24)$$

З отриманого співвідношення, використовуючи параметри, вказані при оцінці формули (3.22), знаходимо

$$h_x > \sqrt{2} Q^{-1/2} \alpha = 4.4 \cdot 10^{-1} \alpha. \quad (3.25)$$

Для магнітних плівок $\alpha \sim 10^{-3} - 10^{-2}$, тоді вочевидь, що значення $h_x \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ задовольняє умові (3.25).

Відмітимо, що в стані резонансу швидкість розглянутих сегментів БЛ зростає. З іншого боку, розв'язок (3.21) отриманий на основі автотодельної функції (3.16), що виконується при $v_L < \omega_M \Lambda$, де $v_L = r\dot{\beta}_L$ – швидкість даних ділянок БЛ. Так як в нашому випадку $2r \sim h$, то останню нерівність можна переписати у вигляді

$$\dot{\beta}_L < \Lambda \omega_M / h \sim (10^{-2} - 10^{-1}) \omega_M. \quad (3.26)$$

Отримане співвідношення накладає обмеження на амплітуду зовнішнього магнітного поля h_y , що збуджує осциляції БЛ. З рівняння (3.21) слідує, що $\dot{\beta}_L \sim \alpha^{-1} \sqrt{Q} \frac{2\delta}{r} \omega_M h_y$, тоді, враховуючи (3.26), для поля h_y знаходимо

$$h_y < 0.5\alpha. \quad (3.27)$$

Оцінки магнітних полів (3.25), (3.27) узгоджуються з умовою $h_x, h_y \ll 1$, що вказує на можливість практичної реалізації розглянутої моделі динамічної поведінки вертикальної БЛ в ЦМД. При цьому, внаслідок збудження резонансних коливань ділянок БЛ, відбувається динамічна перебудова внутрішньої структури ДС, наслідком якої може

стати генерація в ній нових магнітних неоднорідностей – блохівських ліній або БТ. Детальному вивченню даної проблеми і присвячений наступний підрозділ.

3.4 ДИНАМІЧНА ПЕРЕБУДОВА ВНУТРІШНЬОЇ СТРУКТУРИ ДОМЕННІЙ СТІНКИ. УМОВИ ГЕНЕРАЦІЇ НОВИХ СТРУКТУРНИХ ЕЛЕМЕНТІВ

Як було показано в попередньому підрозділі, змінне магнітне поле h_y обумовлює резонансне збільшення амплітуди коливань частин БЛ, які здійснюють коливання в потенціальній ямі, утвореній постійним полем h_x . В такому випадку вплив резонансних коливань даних сегментів БЛ призводить до різкого збільшення гіротропного згину ДС, викликаного їх рухом. Однак, в силу канонічного зв'язку між координатами q і ψ зрозуміло, що даний ефект має місце і для кута, що характеризує вектор намагніченості усередині самої ДС. В результаті має місце динамічна перебудова внутрішньої структури ДС, яка може привести до утворення в ній нових нанорозмірних елементів. Вочевидь, що даний процес має характеризуватись критичним значенням швидкості вертикальної БЛ, а це в свою чергу накладає певні умови на величини магнітних полів h_x і h_y , які визначають коливання БЛ.

Для дослідження поставленого питання, слідуючи формалізму, запропонованому в [238], представимо змінні, що описують зв'язану динаміку системи ДС–БЛ, у вигляді

$$q = q_{u,d} + \tilde{q}_{u,d}, \quad \varphi = \varphi_{u,d} + \tilde{\varphi}_{u,d}, \quad (3.28)$$

де $q_{u,d}$, $\varphi_{u,d}$ визначається формулами (3.16-3.18), $\tilde{q}_{u,d}$, $\tilde{\varphi}_{u,d}$ – відповідають вимушеним коливанням ДС, збуджених осциляціями БЛ.

Розкладаючи далі $\tilde{q}_{u,d}$ і $\tilde{\varphi}_{u,d}$ в ряд Фур'є, після підстановки формул (3.28) у функцію Лагранжа і варіації отриманого виразу за Фур'є – гармоніками $(\tilde{q}_{u,d})_n$, $(\tilde{\varphi}_{u,d})_n$, для еліптичної моди коливань ЦМД (опускаючи індекси "u" і "d" в силу аналогічності рівнянь) отримуємо наступну систему рівнянь

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{q}}_2 &= -\dot{q}_{1,2}^{(1)} + \delta\omega_M \tilde{\varphi}_2 - \frac{8\omega_M \delta}{\pi Q^{1/2}} \left(\frac{\Lambda}{r}\right)^2 \beta_L + \alpha \delta \ddot{\varphi}_2, \\ \ddot{\varphi}_2 &= -\frac{\omega_M}{\pi Q^{1/2}} \left(\frac{\Lambda}{r}\right)^2 - \frac{\omega_2^2}{\omega_M} \delta^{-1} \tilde{q}_2 - \alpha \delta^{-1} \dot{\tilde{q}}_2, \end{aligned} \quad (3.29)$$

де $q_{1,2}^{(1)} = -\delta\omega_M \beta_L / \omega_2^2$, $\omega_2 = \omega_M \left(6\delta[lh^{-1} - S_2(a)]/a^2 h\right)^{1/2}$ – частота еліптичної моди коливань ЦМД.

Із системи (3.29) враховуючи (3.15), нехтуючи членами $\sim (\Lambda/r)^2$, α^2 , $(\omega_2/\omega_M)^2$ (які як неважко бачити істотно менші за одиницю), після ряду обчислень знаходимо

$$\ddot{\tilde{\varphi}}_2 + \alpha\omega_M \dot{\tilde{\varphi}}_2 + \omega_2^2 \tilde{\varphi}_2 = \frac{\omega_2^2}{\omega_M} \delta^{-1} \dot{q}_{1,2}^{(1)}. \quad (3.30)$$

Отримане рівняння свідчить про те, що саме гіротропний згин ДС, обумовлений рухом БЛ (дивись праву частину рівняння (3.30)), призводить до незгасаючих коливань вектору намагніченості \vec{M} усередині ДС.

Інтегруючи далі (3.30), визначаємо

$$\tilde{\varphi}_2 = \frac{\omega_L^2 \omega^2 h_y \cos(\omega t + \delta_2)}{h_x^2 \sqrt{(\omega^2 - \omega_L^2)^2 + \alpha^2 \omega_M^2 (m_L \gamma^2)^{-2}} Q^{-1} \omega^2 / 4\pi^2} \times \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_2^2)^2 + \alpha^2 \omega_2^2 \omega_M^2}}, \quad (3.31)$$

де δ_2 – деяка, несуттєва для подальшого розгляду фаза, що залежить від параметрів плівки та домену.

Неважко бачити, що Фур'є – гармоніка $\tilde{\varphi}_2$, яка характеризує кут φ , пропорційна h_x для доменної стінці з БТ і $\sim \sqrt{h_x}$ для ДС без БТ. Крім того, $\tilde{\varphi}_2$ зростає при збільшенні амплітуди поля h_y , що якісно узгоджується з результатами вимірів проведеними в роботі [247]. При цьому, як неважко бачити, ефект найбільш помітний для ДС без БТ.

Утворення нових елементів структури ДС у вигляді вертикальних БЛ відбувається у випадку, коли амплітуда кута $\tilde{\varphi}_2$ зростає до критичного значення $\sim \pi/2$. Враховуючи даний факт, умову для поля h_x (3.24) і очевидне співвідношення $\omega_L \ll \omega_2$, з формули (3.31) знаходимо величину критичної амплітуди змінного магнітного поля $h_{y,c}$, при якій має місце даний процес

$$h_{y,c} = \frac{3}{8} \alpha h_x^{-1} Q^{-1/2} \left(\frac{\pi}{6} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2} \left(\frac{h}{\delta} \right)^{1/2}. \quad (3.32)$$

В свою чергу для ДС без блохівських точок $\tilde{\omega}_L \sim \sqrt{h_x}$. Тоді з (3.31) неважко зробити висновок, що в цьому випадку, генерація БЛ відбувається при $\tilde{h}_{y,c} \sim 1/\sqrt{h_x} < h_{y,c}$.

Отриманий результат є наслідком більш стійкого стану ЦМД з блохівськими точками по відношенню до ЦМД без таких. Зрозуміло, що критична величина магнітного поля, яке приводить систему до нестійкого стану, тим менше, чим у менш стійкому положенні остання знаходиться. Іншими словами, **наявність в ДС домену блохівських точок протидіє процесу генерації в ній нових вертикальних БЛ.**

Зауважимо, що висновок про нестійкість доменної стінки ЦМД щодо утворення в ній вертикальних БЛ у змінному магнітному полі кореспондує з результатами статей [238,239], в яких аналогічний ефект був встановлений для ДС, стабілізованою градієнтним магнітним полем в магнітній плівці, і доменної стінці ЦМД, яка не містить БТ.

Оцінка виразу (3.32) (див. параметри ДС і домену наведені вище) показує, що

$$h_{y,c} \sim 8.5 \cdot 10^{-2} \alpha h_x^{-1}. \quad (3.33)$$

Враховуючи далі (3.27), (3.25), з (3.33) отримуємо умову для величин магнітних полів h_x , при яких має місце процес генерації вертикальних БЛ

$$h_x \geq h_{x,c} = 1.7 \cdot 10^{-1}. \quad (3.34)$$

Аналіз формули (3.34) показує, що при зростанні поля h_x значення $h_{y,c}$ зменшуються. Така тенденція якісно узгоджується з тим, що при збільшенні h_x блохівські точки рухаються до поверхонь плівки [176,185]. В цьому випадку стійкість системи знижується, що і знаходить своє відображення в зменшенні критичних полів $h_{y,c}$.

Оцінка критичної швидкості розглянутих сегментів БЛ, при якій починається процес динамічної перебудови внутрішньої структури ДГ, показує

$$v_{L,c} \sim 2\omega_M Q^{1/2} \alpha^{-1} h_{y,c} \sim \omega_M \delta Q^{1/2}. \quad (3.35)$$

Порівняємо критичні значення магнітних полів $H_{y,c}$ і швидкості $v_{L,c}$ з виразами $H'_{y,c} = 60\alpha M_S$ і $v'_{L,c} = \omega_M \delta Q^{1/2}$ з робіт [202,248,249], які відповідають генерації вертикальних БЛ під дією зовнішнього постійного магнітного поля H'_y . Неважко бачити, що $H'_{y,c}$ замітно більше за $H_{y,c} < 4\alpha M_S$. У той же час з (3.35) слідує, що критична швидкість блохівське лінії $v_{L,c} \sim v'_{L,c}$.

Таким чином, можна зробити висновок, що генерація вертикальних БЛ змінним магнітним полем вимагає більш малих величин полів, ніж аналогічний ефект в постійному магнітному полі. При цьому утворення БЛ є лінійний за швидкістю v_L процес, в той час як формування субструктури ДС в постійному магнітному полі обумовлено врахуванням нелінійних доданків $\sim v_L^3$ у рівнянні динаміки БЛ.

Із системи рівнянь (3.29), нехтуючи членами $\sim (\Lambda/r)^2$, α^2 , $(\omega_2/\omega_M)^2 \ll 1$, можна отримати рівняння для Фур'є – гармоніки координати нормального зміщення доменної стінки \tilde{q}_2

$$\ddot{\tilde{q}}_2 + \alpha\omega_M \dot{\tilde{q}}_2 + \omega_2^2 \tilde{q}_2 = -\dot{q}_{1,2}^{(1)},$$

із якого визначаємо

$$\tilde{q}_2 = \frac{\omega_L^2 \omega^3 \omega_M \delta h_y \sin(\omega t + \delta_3)}{\omega_2^2 h_x^2 \sqrt{(\omega^2 - \omega_L^2)^2 + \alpha^2 \omega_M^2 (m_L \gamma^2)^{-2}} Q^{-1} \omega^2 / 4\pi^2} \times \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_2^2)^2 + \alpha^2 \omega_2^2 \omega_M^2}}, \quad (3.36)$$

де δ_3 – деяка, не суттєва для подальшого розгляду фаза.

З формули (3.36) слідує, що критична амплітуда координати нормального зміщення ДС $\tilde{q}_{2,c}$, яка відповідає значенню кута $\tilde{\varphi}_{2,c} \sim \pi/2$, має вигляд

$$\tilde{q}_{2,c} = \frac{2\pi Q^{1/2} \delta(m_L \gamma^2) \omega_L^4}{\alpha h_x^2 \omega_2^4} h_{y,c}. \quad (3.37)$$

Неважко бачити, що гармоніка $\tilde{q}_{2,c}$ пропорційна h_x^2 для ДС домену з БТ. В свою чергу, використовуючи (3.21), (3.23), знаходимо, що для ЦМД без блохівських точок $\tilde{q}_{2,c} \sim h_x$. Таким чином, можемо зробити висновок, що збільшення поля h_x призводить до зростання амплітуди резонансних коливань координати нормального зміщення ДС, причому, даний ефект проявляється сильніше для ЦМД, який містить БТ.

Критичну швидкість доменної стінки $v_{DW,c}$, визначаємо з формули (3.37)

$$v_{DW,c} = \pi v_W h_{x,c}^2, \quad (3.38)$$

де $v_W = \omega_M \delta / 2$ – швидкість, при якій рухома ДС зберігає блохівську структуру (т. зв. швидкість Уокера [185]).

З виразу (3.38) отримуємо оцінку "зверху" для поля $h_{x,c}$, яка узгоджується з умовою (3.34)

$$h_{x,c} < 1/\sqrt{\pi} = 5.6 \cdot 10^{-1}. \quad (3.39)$$

Використовуючи (3.39) можна також визначити мінімальне значення амплітуди $h_{y,c}$, яке знаходиться у відповідності з нерівністю (3.27)

$$h_{y,c} > 1.5 \cdot 10^{-1} \alpha.$$

Вирази (3.31), (3.36) вказують на резонанс гармонійних коливань $\tilde{\varphi}_2$, \tilde{q}_2 на частоті зовнішнього поля $\omega_R \sim \omega_2$. Подальший аналіз формули (3.31) для плівок із затуханням $\alpha < \omega_2/\omega_M \sim 10^{-3}$ показує, що збільшення кута $\tilde{\varphi}_2$ до критичного значення $\pi/2$ відбувається при амплітуді магнітного поля

$$\hat{h}_{y,c} = \pi\alpha\omega_M/8\omega_2 \geq \alpha/2. \quad (3.40)$$

Відповідно, критична кутова швидкість даних частин вертикальної БЛ за порядком величини становить

$$\dot{\beta}_{L,c} \sim \frac{\pi\Lambda}{4r} \omega_M. \quad (3.41)$$

Співвідношення (3.40) (3.41) вказують на обмеженість автотомельного наближення (3.16) при розгляді даного ефекту. Різке зростання амплітуди коливань \tilde{q}_2 , в силу зв'язку між змінними q і φ , вимагає врахування в рівнянні динаміки для кута φ ангармонійних доданків.

Зауважимо, що можливість посилення неоднорідних коливань ДС полем h_y на частоті $\omega_R \sim \omega_2$ має місце завдяки наявності в доменній стінці БЛ. За відсутності БЛ, резонанс згинальних коливань ДС у зовнішніх змінних магнітних полях носить параметричний характер (див. роботи [250,251]). Природно вважати, що і в цьому випадку можливе утворення вертикальних БЛ. Однак цей висновок потребує додаткового теоретичного дослідження.

У свою чергу зародження в доменній стінці ЦМД блохівських точок відбувається шляхом нуклеації БТ в основі

домену з наступним подоланням за допомогою квантового тунелювання потенціального бар'єру шириною $\sim \Delta$, величина якого залежить від параметрів плівки і ЦМД. Надалі, під дією поля розмагнічування ЦМД або зовнішнього магнітного поля, БТ рухаються до центру плівки [185]. Утворення пари БТ можливо також і в центрі домену. Однак, зазначені вище процеси для ЦМД з діаметром $\geq 10^2$ нм (динамічні властивості саме таких доменів нами і досліджуються), вимагають додаткових умов: низьких температур $T < 1$ К, або великих швидкостей руху домену

$(6 \frac{\omega_M \Lambda \delta}{h} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sim (1-10) \text{ м/с})$, що реалізується в зовнішніх

градієнтних магнітних полях. Тому, при звичайних умовах, які розглядаються в нашій роботі, має місце утворення саме вертикальних БЛ. Для ЦМД ж з діаметром $\leq 10^2$ нм можливе утворення блохівських точок за допомогою термічної активації при кімнатній температурі. Однак для цього потрібно досить великий $\sim 3 \cdot 10^7$ с [176] проміжок часу.

ПИТАННЯ

Визначити фактор якості для феромагнітних матеріалів.

Описати локальні структурні нанорозмірні неоднорідності ДС в одновісних феромагнетиках. Пояснити чому їх класифікують як локальні?

Як впливає наявність БТ в доменній стінці циліндричного магнітного домену на поле його розмагнічування?

Визначити топологічний заряд вертикальної БЛ, її характерну ширину та енергію. Те ж саме питання і для БТ.

Означити стани колапсу та еліптичної нестійкості циліндричного магнітного домену.

Визначити ефективну масу вертикальної БЛ в доменній стінці циліндричного магнітного домену. Зробити оцінку цього параметру

Яким чином утворюється потенціальна яма для здійснення власних коливань вертикальної БЛ в доменній стінці циліндричного магнітного домену?

Означити частоту власних коливань вертикальної БЛ в доменній стінці циліндричного магнітного домену, що перебуває в стані еліптичної нестійкості у випадках: а) без БТ; б) з наявними БТ.

Який вплив здійснює рухома вертикальна БЛ на динаміку ДС. Пояснити термін гіротропний згин ДС.

Визначити умови динамічної нестійкості ДС циліндричного магнітного домену відносно генерації в неї нових субструктурних наноутворень. Який вплив на даний процес здійснює БТ?

Вказати умови утворення БТ в доменній стінці циліндричного магнітного домену.

РОЗДІЛ 4

КВАНТОВІ ВЛАСТИВСТІ СТРУКТУРНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ ДОМЕННОЇ СТІНКИ В ОДНОВІСНИХ ФЕРОМАГНЕТИКАХ З СИЛЬНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ

4.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Вперше висновок щодо можливості спостереження квантового тунелювання ДС в магнітних матеріалах був зроблений в роботах [252-254]. Подальший розвиток дана тематика отримала в статтях [172,255,256]. У цих роботах, використовуючи ВКБ наближення, були визначені фізичні характеристики процесу тунелювання ДС через потенціал, утворений зовнішнім магнітним полем і полем дефекту в одновісних феромагнетиках: ймовірність переходу, інстантонна частота, температура квантового режиму руху ДС (температура кросоверу).

Процес взаємодії ДС з системою теплових збуджень кристала розглядався в статтях [257,258]. Зокрема, було показано, що, поглинаючи теплову енергію кристала, ДС, яка знаходиться в метастабільному мінімумі перед потенціалом, підводиться над бар'єром, знижуючи тим самим його висоту і відповідно збільшуючи його прозорість. Ту-

нелювання ДС, швидкість, якої знаходиться в квазірелятивістській в сенсі Уокера (див. підрозділ 3.4) області проведено в роботі [259]. Теплові і квантові флуктуації доменної стінки в тонкому магнітному нанодроті досліджувалися в роботі [260].

Зауважимо, що в ряді статей, бажаючи підкреслити велику кількість спинив ДС, що беруть участь в процесі тунелювання (як показують оцінки [256] до $\sim 10^6$), вживають термін макроскопічне квантове тунелювання.

Серед експериментів з означеної тематики [261-265] становлять особливий інтерес дослідження [263-265], проведені на нанодротах, виготовлених з Ni [263,264] і Fe [265]. У цих перспективних для спінтроники наноматеріалах [266,267] досить просто отримати задану доменну структуру, а також цілком адекватно змінювати і контролювати неоднорідності та дефекти. Процес квантового тунелювання у нанодротах з нікелю реєструвався за фактом різкого звуження розподілу магнітних полів зриву ДС при пониженні температури експерименту. Висновок про можливість квантового тунелювання у нанодротах з Fe робився на основі вимірювання магніторезистивного опору.

Квантове тунелювання ДС в слабких ферромагнетиках вивчалось в статтях [268-272]. У цих матеріалах, на відміну від тунелювання ДС у нанодротах, розглянутий ефект реєструвався на експерименті по відхиленню процесу магнітної релаксації від закону Арреніуса.

Відмітимо, що в силу своєї природи топологічний заряд ДС є виродженим. Однак, в області низьких температур ($T < 1$ К) шляхом підбар'єрного квантового тунелювання можливе зняття виродження за напрямками вектору нама-

гніченості. Магнітні флуктуації такого типу в ДС різних феро – і антиферомагнітних матеріалів розглядалися в роботах [273-275] і [276,277] відповідно. Подібна проблема для магнітного вихору в двовимірному феромагнетику розглянута в роботі [278]. В даному контексті слід відзначити і статтю [279], в якій на основі підходу колективних змінних вивчені квантові властивості вихору в магнітній частинці.

Зауважимо, що в області субгелієвих температур не тільки ДС, але й її структурні неоднорідності вертикальна БЛ і БТ мають квантові властивості. Так квантове тунелювання топологічного заряду вертикальної БЛ у надтонкій магнітній плівці досліджено в статті [280]. У статті [281] встановлений квантовий характер спектру власних коливань БЛ і БТ, обумовлений зовнішнім магнітним полем і полем розмагнічування ЦМД відповідно, а також показана можливість переходів між різними рівнями енергії квазі-частинок. Ефект тунелювання вертикальної БЛ через дефект в ДС в одновісній феромагнітній плівці розглядався у статті [282], блохівської точки в [283]. Можливість надбар'єрного відбиття БТ від потенціалу, утвореного дефектом встановлена в роботі [284]. Грунтуючись на результатах цих робіт, розглянемо в цьому розділі посібника квантові властивості вертикальної БЛ і БТ.

4.2. КВАНТОВЕ ТУННЕЛЮВАННЯ ВЕРТИКАЛЬНОЇ БЛОХІВСЬКОЇ ЛІНІЇ

Розглянемо вертикальну блохівську лінію в ДС циліндричного магнітного домену, утвореного в одновісній магнітній плівці, фактор якості якої $Q \gg 1$. Нашим завданням є

встановлення принципової можливості тунелювання вертикальної БЛ через потенціал, утворений дефектом (це явище ще називають депіннінгом), тому, ми не враховуємо вплив на процес наявність у стінці БТ. Вивчення даного квантового ефекту, аналогічно до нашого формалізму, може бути проведено і для блохівських ліній, в інших доменних конфігураціях.

Грунтуючись на результатах по динаміці вертикальної БЛ в доменній стінці ЦМД (див. роботу [239]), запишемо функцію Лагранжа \mathcal{L}_{BL} нормовану на одиницю її довжини

$$\mathcal{L}_{BL} = m_{BL} \frac{\dot{y}_0^2}{2} + 2\pi\delta M_S H_y y_0 - U_{d,BL}(y_0), \quad (4.1)$$

де m_{BL} – маса вертикальної БЛ, яка визначається формулою (3.19), y_0 – координата центру БЛ, $U_{d,BL}(y_0)$ – потенціал взаємодії БЛ з дефектом, $H_y < 0$ – зовнішнє магнітне поле, напрямлене проти вісі ОУ (див. систему координат в розділі 3.3).

Зауважимо, що потенціал $U_{d,BL}(y_0)$ може бути обумовлений як додатковою магнітною анізотропією (у нашому випадку в площині плівки, вздовж вісі ОУ), так і флуктуацією обмінної енергії БЛ в малому околі знаходження дефекту. Вочевидь, що $U_{d,BL}$ можна записати у вигляді

$$U_{d,BL}(y_0) = -2\pi\delta M_S \int_0^{y_0} dy' H_d(y'), \quad (4.2)$$

де $H_d(y)$ – магнітне поле, утворене дефектом.

Враховуючи (4.2), функцію Лагранжа (4.1) перепишемо наступним чином

$$\mathcal{L}_{BL} = m_{BL} \frac{\dot{y}_0^2}{2} - W_{BL}, \quad (4.3)$$

де $W_{BL} = -2\pi\delta M_S \int_0^{y_0} dy' (H_y - H_d(y'))$ – енергія взаємодії БЛ з магнітними полями H_y та H_d .

Абстрагуючись від конкретної специфікації дефекту, і виходячи з того, що в точці знаходження дефекту $y = b$ його поле H_d максимально, останнє, після розкладу в ряд в цій точці, має вигляд

$$H_d(y) = H_c \left(1 - \frac{(y-b)^2}{2\hat{a}^2} \right), \quad (4.4)$$

де $H_c = H_d(y)|_{y=b}$ – коерцитивна сила дефекту, $\hat{a}^{-2} = \frac{1}{H_c} \left(\frac{\partial^2 H_d}{\partial y^2} \right) \Big|_{y=b}$.

Природно вважати, що характерна зміна поля дефекту, що діє на структурну неоднорідність, визначається її розмірним фактором. Зрозуміло, що в нашому випадку $\partial^2 H_d / \partial y^2 \sim H_c / \Lambda^2$ і, отже, $\hat{a} \sim \Lambda$. Відмітимо також, що зазначене вище положення про поле дефекту узгоджується з результатами роботи [285], які свідчать про залежність коерцитивної сили дефекту від характерного розміру ДС, вертикальної БЛ або БТ.

Враховуючи далі розклад (4.4), а також те, що в точці $y_0 = 0$ потенціал W_{BL} має локальний метастабільний мі-

німум (рис. 4.1), після ряду нескладних викладок, вираз для потенціалу можна записати у вигляді

$$W_{BL}(y_0) = 2\pi\delta \frac{M_S H_c y_0^2}{\Lambda^2} \left(\frac{y_0}{3} + \Lambda \sqrt{2\varepsilon_{BL}} \right), \quad (4.5)$$

де $\varepsilon_{BL} = 1 - H_y / H_c \ll 1$ (розглядаємо величини магнітних полів H_y близькі до H_c , що істотно знижує висоту потенціального бар'єру).

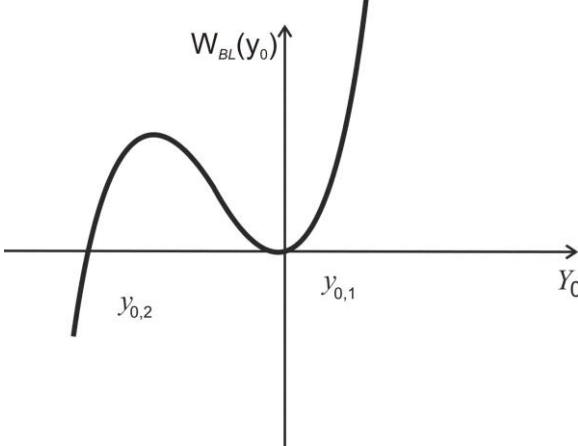


Рис.4.1. Потенціал $W_{BL}(y_0)$, утворений полем дефекту і зовнішнім магнітним полем H_y . Блохівська лінія рухається у бік $y_0 < 0$

При цьому потенціал (4.5) задовольняє нормуванню $W_{BL}(y_{0,1}, y_{0,2}) = 0$, де $y_{0,1} = 0$ і $y_{0,2} = -3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BL}}$ – координати потенціального бар'єру. Крім того, вираз (4.5) знаходиться у відповідності з модельними потенціалами, використаними в роботах [256,272,282], при дослідженні туннелювання ДС і вертикальної БЛ.

Зазначимо також, що умовою застосування (4.5) є малість бар'єру W_{BL} по відношенню до енергії нерухомої блохівській лінії $E_{BL} = 8AQ^{-1/2}$ (див. розділ 3.2, формула (3.5)). Дане наближення дозволяє знехтувати деформацією магнітної структури БЛ в процесі її руху.

Амплітуду тунелювання P_{BL} блохівської лінії визначаємо, виходячи із загальних положень ВКБ наближення

$$P_{BL} = \exp(-B_{BL}),$$

$$\text{де } B_{BL} = \frac{2}{\hbar} \int_{y_{0,1}}^{y_{0,2}} |m_{BL} \dot{y}| dy.$$

Після варіації функції Лагранжа (4.3) з потенціальною енергією (4.5) за y_0 і інтегрування отриманого диференціального рівняння з граничною умовою в точці $y_0 = 0$, $\dot{y}_0 = 0$, що відповідає закріпленню БЛ на дефекті у відсутності магнітного поля, знаходимо

$$\dot{y}_0^2 = -\frac{2}{m_{BL}} W_{BL}(y_0). \quad (4.6)$$

Використовуючи (4.6), експоненту тунелювання B_{BL} перепишемо у вигляді

$$B_{BL} = \frac{2}{\hbar} \int_{y_{0,1}}^{y_{0,2}} \sqrt{2m_{BL} W_{BL}(y)} dy. \quad (4.7)$$

Оскільки маса БЛ визначається спектром коливань домену, то конкретизуємо його стан: розглянемо, еліптичну моду коливань ЦМД, яка достатньо легко реалізується на практиці. В такому випадку із (3.19) для m_{BL} маємо

$$m_{BL} \approx \frac{a}{6} \gamma^{-2} [I\hbar^{-1} - S_2(a)]^{-1}. \quad (4.8)$$

Після підстановки (4.5), (4.8) у формулу (4.7), знаходимо

$$B_{BL} \approx 8Q^{1/4} \left(\frac{\pi\delta}{ah} \right)^{1/2} \frac{h_c^{1/2} E_{BL} L \varepsilon_{BL}^{5/4}}{\hbar\omega_2}, \quad (4.9)$$

де L – величина тунелюючої ділянки довжини БЛ, $h_c = H_c / 8M_S$.

Оцінка виразу (4.9) для коерцитивних полів $10^{-1} < H_c \leq 10 \text{ Э}$ [285], а також параметрів плівки і домену, наведених у підрозділі 3.3, дає: $B_{BL} \sim 10$, при ε_{BL} , $h_c \sim 10^{-2}$ і $B_{BL} \leq 1$ для значень $\varepsilon_{BL} \leq 10^{-3}$, $h_c \leq 10^{-2}$.

Зауважимо, що в процесі обчислень ми вважали $L \sim \sqrt{S}$, де $S \sim 10 \text{ нм}^2$ – величина тунелюючої ділянки ДС [272]. Така оцінка величини L , на наш погляд, є цілком обґрунтованою. Вона також узгоджується з тим фактом, що дефект є точковим, оскільки $L \ll \Lambda$.

Аналіз виразу (4.9) показує збільшення B_{BL} з ростом поля h_c . Так $B_{BL} \sim 30$ для $h_c \sim 10^{-1}$ и $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-2}$.

Беручи до уваги, що тунелювання реально, якщо показник експоненти не перевищує 30 [172], слід точно визнати можливим здійснення даного квантового ефекту. При цьому сам процес відбувається подібно тунелюванню через дефект ДС за допомогою малих флуктуаційних переміщень, але вже не малих ділянок площини ДС, а малих сегментів довжини БЛ [282].

З формули (4.5) неважко також отримати вираз для максимального значення висоти потенціального бар'єру $W_{BL, \max}$

$$W_{BL, \max} = 4h_c \frac{\sqrt{2}}{3} \varepsilon_{BL}^{3/2} E_{BL}, \quad (4.10)$$

яке, як неважко бачити, узгоджується з положенням $W_{BL,\max} \ll E_{BL}$.

4.3. ШВИДКІСТЬ ТУНЕЛЮВАННЯ І ТЕМПЕРАТУРА КРОССОВЕРУ ВЕРТИКАЛЬНОЇ БЛОХІВСЬКОЇ ЛІНІЇ

Визначивши експоненту тунелювання, знайдемо швидкість тунелювання Ω_{BL} вертикальної БЛ (кількість квантових флуктуацій тунелюючої ділянки БЛ довжиною L в одиницю часу) виходячи з наступного співвідношення [256]

$$\Omega_{BL} = C_{BL} \exp(-B_{BL}), \quad (4.11)$$

де $C_{BL} = (15/2\pi)^{1/2} \omega_{0,BL} B_{BL}^{1/2}$, $\omega_{0,BL}$ – інстантонна частота коливань вертикальної БЛ у просторі з уявним ($\tau = it$) часом.

Розв'язуючи рівняння (4.6) в просторі з уявним часом $\tau = it$, знаходимо $\tilde{y}_0(\tau)$ – інстантонну траєкторію руху БЛ від точки $\tilde{y}_{0,1} = 0$ при $\tau = -\infty$ до точки $\tilde{y}_{0,2} = -3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BL}}$ ($\tau = +\infty$), а також інстантонну частоту коливань БЛ

$$\tilde{y}_0(\tau) = -\frac{3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BL}}}{ch^2(\omega_{0,BL}\tau)},$$

$$\omega_{0,BL} = Q^{-1/4} (2\varepsilon_{BL})^{1/4} \left(\frac{ah}{\pi\delta} \right)^{1/2} h_c^{1/2} \omega_2. \quad (4.12)$$

Зауважимо, що періодичність руху БЛ відображається в операції інверсії $t \rightarrow -t$, $y_0 \rightarrow -y_0$. В такому випадку рівняння (4.6) відповідає руху вертикальної БЛ у зворотному

напрямку з потенціалом $-W_{BL}(y_0)$, або іншими словами руху під дією ефективного магнітного поля $H_d(y) - H_y > 0$.

Аналіз виразів (4.9), (4.11) (4.12) дає таку оцінку діапазону зміни предекспоненційного множника $C_{BL} \sim (10^7 - 10^8) \text{ c}^{-1}$ і швидкості тунелювання БЛ $\sim (10^{-7} - 10^7) \text{ c}^{-1}$. Крім того, неважко бачити, що, варіюючи величину зовнішнього магнітного поля H_y , можна помітно змінювати як Ω_{BL} , так і $t_{BL} = h\Omega_{BL}^{-1}/2L$ – час тунелювання БЛ через дефект. Так, при $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-3}$ ($h_c \sim 10^{-2}$) швидкість тунелювання $\sim 10^6 \text{ c}^{-1}$ і $t_{BL} \sim 10^{-4} \text{ c}$. У той же час при $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-2}$ оцінки Ω_{BL} і t_{BL} вже складають $\sim 1 \text{ c}^{-1}$ і $\sim 10^2 \text{ c}$ відповідно. Із зазначених вище формул слідує, що подальше зменшення напруженості зовнішнього магнітного поля H_y (ε_{BL} при цьому зростає) призводить до ще більш різкого зниження швидкості і збільшення часу тунелювання БЛ. Наприклад, для $\varepsilon_{BL} = 1.7 \cdot 10^{-3}$ динамічні характеристики БЛ наступні: $\Omega_{BL} \sim 10^{-7} \text{ c}^{-1}$ і $t_{BL} \sim 10^9 \text{ c}$, тобто при даних параметрах тунелювання вертикальної БЛ практично не відбувається, що узгоджується з тим, що розглянутому випадку відповідає $B_{BL} \approx 30$.

Зауважимо, що встановлена вище особливість в поведінці Ω_{BL} при малих варіаціях зовнішнього магнітного поля H_y аналогічна зміни швидкості магнітних квантових флуктуацій феромагнітних наночастинок Ω в магнітному полі, перпендикулярному до їх ВЛН (див. підрозділ 2.4). Даний результат свідчить про єдину природу явища туне-

лювання параметрів порядку різних феромагнітних наносистем.

Дослідимо питання щодо коректності використання ВКБ формалізму до опису квантового тунелювання вертикальної БЛ. Згідно до [173], умовою застосування ВКБ наближення є виконання наступної нерівності

$$m\hbar|F|/p^3 \ll 1, \quad (4.13)$$

де m – маса квазічастинки, $F = -dU/dy$ – діюча на неї сила, U – потенціальна енергія, p – імпульс.

У нашому випадку маса $m = m_{BL}L$, $p = p_{BL} = m_{BL}L\xi_{BL}\omega_{0,BL}$, $\xi_{BL} \sim \Lambda\sqrt{2\varepsilon}$, $F = F_{BL} = \omega_{0,BL}p_{BL}$. Тоді, вводячи позначення $A_{BL} = m\hbar|F_{BL}|/p_{BL}^3$, співвідношення (4.13) можна переписати у вигляді

$$A_{BL} \sim \hbar/(m_{BL}L)\omega_{0,BL}\xi_{BL}^2 \ll 1. \quad (4.14)$$

Враховуючи (4.12), нерівність (4.14) запишемо наступним чином

$$A_{BL} \sim \hbar\gamma^2\omega_M^{-1}\left[lh^{-1} - S_2(a)\right]^{1/2}h_c^{-1/2}\varepsilon_{BL}^{-5/4}Q^{-3/4}\left(\frac{\delta}{L}\right)\delta^{-1} \ll 1. \quad (4.15)$$

Аналіз виразу (4.15) покує, що $A_{BL} \ll 1$ при $\varepsilon_{BL} \geq 10^{-3}$, $h_c \geq 10^{-2}$, $4\pi M_S \sim 10^3$ Гс, а також при $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-2}$, $4\pi M_S \sim (10^2 - 10^3)$ Гс. Таким чином, ми показали правочинність застосування квазікласичного наближення до опису розглянутого процесу.

Оцінимо, вплив дисипації на тунелювання вертикальної БЛ. Неважко бачити, що відношення сили гальмування

$\tilde{F}_{BL} \sim \alpha \omega_M \omega_0 \Lambda \sqrt{2\varepsilon_{BL}} m_{BL} L$ до сили F_{BL} , діючої на квазі-частинку, становить

$$\tilde{F}_{BL}/F_{BL} \sim \alpha Q^{1/4} (2\varepsilon_{BL})^{-1/4} h_c^{-1/2} [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1/2} (\pi a/6)^{1/2}.$$

Чисельна оцінка наведеного виразу показує, що співвідношення \tilde{F}_{BL}/F_{BL} істотно менше одиниці для параметрів: $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-2} - 10^{-1}$, $h_c \sim 10^{-1}$, $\alpha \leq 10^{-2}$ і $h_c \sim 10^{-2} - 10^{-1}$, $\alpha \sim 10^{-3}$ (при цьому $[lh^{-1} - S_2(a)] \sim 10^{-1}$).

Отриманий результат показує, що впливом дисипації на процес тунелювання БЛ для досить широкого діапазону магнітних плівок можна знехтувати.

Слід також відмітити, що квантові властивості вертикальної БЛ виявляються також і у виконанні відомого співвідношення невизначеності Гейзенберга.

Дійсно, враховуючи, що

$$\delta p_{BL} \sim L \sqrt{2m_{BL} \delta W_{BL}} \sim L \sqrt{m_{BL} W_{BL, \max}} / 2,$$

$$\delta y_{BL} \sim \Lambda \sqrt{2\varepsilon_{BL}},$$

де δp_{BL} , δy_{BL} – невизначеності координати та імпульсу БЛ відповідно, використовуючи (4.10), знаходимо

$$\delta p_{BL} \delta y_{BL} \sim \delta^2 L \varepsilon_{BL}^{5/4} \gamma^{-2} \omega_M Q^{1/4} [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1/2} \geq \hbar.$$

Розглянутий квантовий ефект характеризується відповідною критичною температурою $T_{cr, BL}$, яка визначається із співвідношення

$$T_{cr, BL} = W_{BL, \max} / B_{BL} k_B,$$

де k_B – стала Больцмана.

Використовуючи вирази (4.9), (4.10), дану формулу перепишемо у вигляді

$$T_{cr,BL} = \frac{h_c^{1/2} \varepsilon_{BL}^{1/4}}{3k_B \sqrt{2\pi}} \left(\frac{ah}{\delta} \right)^{1/2} Q^{-1/4} \hbar \omega_2. \quad (4.16)$$

Оцінка формули (4.16) показує, що $T_{cr,BL} \sim 10^{-3}$ К, при $h_c < 10^{-3}$, $\varepsilon_{BL} \leq 10^{-2}$ і $T_{cr,BL} \sim 10^{-2}$ К при $h_c \sim 10^{-1}$, $\varepsilon_{BL} \sim 10^{-2}$. З виразу (4.16) також слідує, що із збільшенням коерцитивної сили дефекту температура $T_{cr,BL}$ зростає. Даний результат є наслідком збільшення висоти потенціального бар'єру, подолання якого вимагає більш високих температур. У свою чергу збільшення напруженості зовнішнього магнітного поля H_y (параметр ε_{BL} зменшується) обумовлює зниження бар'єру, що відображається у більш низьких значеннях $T_{cr,BL}$. При цьому, в силу слабкої залежності критичної температури від ε_{BL} ($T_{cr,BL} \sim \varepsilon_{BL}^{1/4}$), зміна $T_{cr,BL}$ з ростом величини поля H_y проявляється не так різко, як при збільшенні поля дефекту H_d ($T_{cr,BL} \sim h_c^{1/2}$).

Визначені нами значення $T_{cr,BL}$ перебувають в одному температурному інтервалі з аналогічними характеристиками для тунелюючої через дефект ДС [256]. Це вказує на важливість врахування даного ефекту при дослідженні квантового депіннінга ДС. При цьому проходження під бар'єром доменної стінки, яка містить вертикальну БЛ, вимагає більш малих, по відношенню до ДС без БЛ, флук-

туаційних переміщень ділянок її площі. Дійсно, в місці знаходження блохівської лінії відносно збільшення маси ДС становить $m_{BL}/\Lambda m_{DW}$, де $m_{DW} = (2\pi\delta\gamma^2)^{-1}$ – ефективна маса блохівської ДС [286]. Враховуючи (4.8), знаходимо, що $m_{BL}/\Lambda m_{DW} \sim [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1} Q^{-1/2} > 1$. В такому випадку, неважко зробити висновок, що тунелювання цього сегмента ДС забезпечується, якщо його площа \tilde{S} задовольняє співвідношенню $\tilde{S} \sim S\sqrt{\Lambda m_{DW}/m_{BL}} \sim 10^{-1}S$, де $S \sim 10 \text{ нм}^2$ – площа тунелювання ділянки ДС без БЛ.

Зауважимо, що наявність в ДС циліндричного магнітного домену кластеру вертикальних БЛ, відстань між якими $\sim \Lambda$ (т. зв. "жорсткий" ЦМД), призводить до збільшення ефективної маси ДС в r^2/Λ^2 разів [176]. Внаслідок цього в r/Λ разів зростає значення експоненти тунелювання ДС, що робить малою її ймовірність тунелювання.

4.4. МАГНІТНА СТРУКТУРА ВЕРТИКАЛЬНОЇ БЛОХІВСЬКОЇ ЛІНІЇ ПОБЛИЗУ ТОЧКИ БЛОХА. ЕФЕКТИВНА МАСА ТОЧКИ БЛОХА

При дослідженні процесу квантового тунелювання БТ через дефект в доменній стінці ЦМД нам потрібно визначити магнітну структуру вертикальної БЛ поблизу точки Блоха. З цією метою запишемо наступний вираз для w_{DW} – густини локальної енергії ДС, який враховує наявність у неї субструктури

$$w_{DW} = 4\pi M_S^2 \delta \left[\sin^2 \varphi + \Lambda^2 (\vec{\nabla} \psi)^2 \right], \quad (4.17)$$

де ψ – кут, що характеризує намагніченість у центрі ДС, $\varphi = \psi - \beta - \pi/2$ – кут між вектором намагніченості в центрі ДС і вектором $\vec{\eta}$, дотичним до ДС у даній точці, β – полярний кут (див. підрозділ 3.4).

Даний вираз записано в т. зв. наближенні Слончевського [176]. В нашому випадку це означає виконання (4.17) для відстаней R від центру БТ, що перевищують параметр ширини доменної стінки δ . У разі ж, коли $R \leq \delta$, необхідно використовувати феноменологічні рівняння Ландау-Ліфшиця. У цій області, в якості розподілу вектору намагніченості може виступати функція (3.6).

При відстанях $R \ll \delta$ знаходиться область, у якій мікромагнітний підхід, заснований на незмінності модуля вектору магнітного моменту, стає не коректним, оскільки з топологічних міркувань слідує, що в центрі БТ магнітний момент має дорівнювати нулю.

Після варіації за кутом φ енергії (4.17), враховуючи наближення $\Lambda \ll r$ та співвідношення між кутами φ і ψ , отримаємо наступне рівняння

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \beta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \Lambda^{-2} \sin 2\varphi = 0. \quad (4.18)$$

Неважко бачити, що в області доменної стінки $\delta \leq \sqrt{(r\beta)^2 + z^2} < \Lambda$ – (не обмежуючи загалу вважаємо рівною нулю β_L – координату центру вертикальної БЛ) у рівнянні (4.18) можна знехтувати останнім доданком. Тоді його рішення має вигляд

$$\varphi = \arctg z/r\beta. \quad (4.19)$$

Вочевидь також, що ділянки ДС $\Lambda < \sqrt{(r\beta)^2 + z^2}$ характеризуються блохівським розподілом вектору намагніченості. У цій області ДС, нехтуючи другим доданком у (4.18), отримуємо розподіл намагніченості, що відповідає сегментам вертикальної БЛ з різними топологічними зарядами (порівняй з формулами (3.15))

$$\varphi = \pm 2 \operatorname{arctg} \exp\{-r\beta/\Lambda\}. \quad (4.20)$$

Аналіз виразів (4.19), (4.20) показує, що характерним розміром БТ слід вважати не лише масштаб $R \leq \delta$, але й область доменної стінки $\delta \leq \rho_{BP} \leq \Lambda$, де

$\rho_{BP} = \sqrt{(r\beta)^2 + z^2}$, в якій (див. вираз (4.19)) вже відбувається деформація блохівською точкою магнітної структури вертикальної БЛ [234]. Тому, буде коректним вважати вказану вище ділянку ДС актуальною областю БТ. При цьому розподіл намагніченості вздовж вісі ОХ має блохівський вигляд: $\sin \theta = ch^{-1}(x/\delta)$, де θ – полярний кут у вибраній системі координат.

Далі, виходячи з отриманого результату, оцінимо ефективну масу БТ. Для цього запишемо кінетичний потенціал P_{kin} блохівської точки

$$P_{kin} = -\frac{2M_s}{\gamma} \int dydz\dot{\varphi}, \quad (4.21)$$

Інтегрування в (4.21) проводиться за областю $\delta < \rho_{BP} \leq \Lambda$. Використовуючи далі канонічний зв'язок між змінними q і φ [185], вираз (4.21) можна переписати наступним чином

$$P_{kin} = \int dx dz \frac{\delta \sigma_{BP}}{\delta \varphi} \varphi, \quad (4.22)$$

де σ_{BP} – густина поверхневої енергії БТ.

Враховуючи, що енергія блохівської точки E_{BP} (див. формулу (3.7)) складає $8\pi A \Delta$, знаходимо $\sigma_{BP} \sim E_{BP} / \Lambda^2 = 16\pi^2 M_S^2 \delta$. Вважаючи швидкість блохівської точки $v_{BP} \sim \omega_M \Lambda$, ($\omega_M = 4\pi \gamma M_S$ – характерна частота коливань локалізованих феромагнітних неоднорідностей), після інтегрування в (4.22), отримуємо оцінку для m_{BP} – ефективної маси БТ

$$m_{BP} \sim \delta / \gamma^2. \quad (4.23)$$

В області доменної стінки $R \leq \Delta$ для опису динаміки ДС замість рівнянь Слончевського необхідно використовувати феноменологічне рівняння Ландау-Ліфшиця. В такому випадку кінетичний потенціал P'_{kin} має вигляд [184]

$$P'_{kin} = -M_S \gamma^{-1} \int dx dy dz \sin \theta \dot{\theta} \varphi, \quad (4.24)$$

де θ – кут, утворений вектором \vec{M} з івсю OZ, область інтегрування $R \leq \delta$.

У розглянутому випадку, згідно до [176] можемо записати

$$-M_S \gamma^{-1} \sin \theta \dot{\theta} = \delta w / \delta \varphi, \quad (4.25)$$

де w – питома густина енергії ДС.

Для ДС, яка містить блохівську точку знаходимо $w \sim E_{BP} / \Lambda^2 \delta = 16\pi^2 M_S^2$. Тоді враховуючи (4.25), після ряду перетворень у (4.24), знаходимо оцінку вкладу від області $R \leq \delta$ в ефективну масу БТ: $\sim Q^{-1} \delta / \gamma^2$, яка, як

неважко бачити, істотно менша за вклад в m_{BP} від області $\delta < \rho_{BP} \leq \Lambda$. З формули (4.23) також знаходимо, що $m_{BP} \sim 10^{-20}$ г.

Відмітимо, що формула (4.23), отримана нами з простих оціночно розмірних міркувань, збігається з виразом для ефективної маси БТ із роботи [234], яка визначалась за допомогою вирішення системи рівнянь динаміки БТ.

Слід також сказати, що формула (4.23) виконується для зовнішніх магнітних полів істотно менших за $8M_S$. В цьому випадку БТ знаходиться поблизу центральної площі домену. Оскільки її характерний розмір $\sim \Lambda \ll h$, то впливом поверхневих ефектів (саме наявність на поверхні плівки магнітних зарядів визначає фазовий стан домену) в першому наближенні можна знехтувати і вважати, що ефективна маса БТ (на відміну від БЛ) не залежить від спектру власних коливань ЦМД. Даний факт і відображається у формулі (4.23).

Вираз (4.23) має місце і для БТ в ізольованій ДС, гіротропний згин якої визначається градієнтним доданком у густині поверхневої енергії ДС, тобто при виконанні умови

$$\Lambda \ll \sigma_0^{1/2} / (2M_S H'_z)^{1/2},$$

де σ_0 – поверхнева енергія блохівської ДС, H'_z – зовнішнє градієнтне магнітне поле що стабілізує ДС.

Враховуючи, що $\sigma_0 = 8\pi\delta M_S^2 Q$, та вводячи позначення $h'_z = H'_z / 4M_S$, останню нерівність можна переписати у вигляді

$$1 \ll \pi^{1/2} (h'_z \delta)^{-1/2}. \quad (4.26)$$

Вважаючи $H'_z \sim (10^3 - 10^5) \text{ E/cm}$, неважко переконатись, у справедливості співвідношення (4.26), а, отже, і правочинності виразу (4.23).

Замінюючи у формулі (4.19) $r\beta$ на змінну y , отримуємо розподіл намагніченості за кутом φ в актуальній області $\delta < \rho_{BP} \leq \Lambda$ в декартовій системі координат

$$\varphi = \arctg z/y. \quad (4.27)$$

Використовуючи (4.27) і вираз для густини локальної енергії ДС (4.17), можна знайти [225]

$$E_{BP} = 2\pi A \delta (\ln Q + 1.9),$$

Неважко бачити, що при $Q \sim 10$ дана формула досить добре узгоджується з енергією БТ, яка визначається виразом (3.7).

4.5. КВАНТОВЕ ТУНЕЛЮВАННЯ БЛОХІВСЬКОЇ ТОЧКИ

Як і у випадку вертикальної БЛ, для опису динаміки БТ будемо використовувати Лагранжа формалізм

$$\mathcal{L}_{BP} = m_{BP} \frac{\dot{z}_0^2}{2} - W_{H_x} - U_{d,BP}(z_0), \quad (4.28)$$

де $z_0 > 0$ – координата центру БТ (розглядаємо випадок руху БТ до верхньої основи домену), W_{H_x} – енергія взаємодії БТ із зовнішнім магнітним полем, $\vec{H}_x = -H_x \vec{e}_x$, $U_{d,BP}$ – потенціал взаємодії точки Блоха з дефектом.

Враховуючи (4.27), і вважаючи автотомельним характер руху БТ вздовж ДС, після низки обчислень енергію

взаємодії точки Блоха з магнітним полем, можемо записати наступним чином

$$W_{H_x} = -M_S \pi \delta z_0 H_x \int_{\Delta < \rho_{BP} \leq \Lambda} dy dz \left(\cos \phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \Big|_{z_0=0} \approx -M_S \pi^2 \delta \Lambda z_0 H_x, \quad (4.29)$$

Виходячи з (4.29), "потенціальну" енергію функції Лагранжа (4.28) (доданки W_{H_x} і $U_{d,BP}$) можна навести у вигляді

$$W_{BP} = -M_S^2 \pi^2 \Lambda \delta \int_0^{z_0} dz' (H - H_d(z')), \quad (4.30)$$

де $H_d(z)$ – поле дефекту.

Розкладаючи далі в ряд $H_d(z)$ поблизу положення дефекту, після досить простих обчислень, потенціал (4.30) можна переписати наступним чином (див. рис. 4.2)

$$W_{BP}(z_0) = \frac{\pi^2 Q^{-1/2} M_S H_c' z_0^2}{2} \left(-\frac{z_0}{3} + \Lambda \sqrt{2\varepsilon_{BP}} \right), \quad (4.31)$$

де $\varepsilon_{BP} = 1 - H_x/H_c' \ll 1$ (як і у випадку БЛ розглянемо величини магнітних полів H_x , близькі до коерцитивної сили дефекту H_c').

Координатами потенціального бар'єру, утвореного (4.31), є точки $z_{0,1} = 0$ і $z_{0,2} = 3\Lambda \sqrt{2\varepsilon_{BP}}$.

Амплітуду тунелювання P_{BP} блохівської точки визначаємо згідно до положень ВКБ формалізму

$$P_{BP} \sim \exp(-B_{BP}), \quad (4.32)$$

$$\text{де } B_{BP} = \frac{2}{\hbar} \int_{z_{0,1}}^{z_{0,2}} |m_{BP} \dot{z}| dz.$$

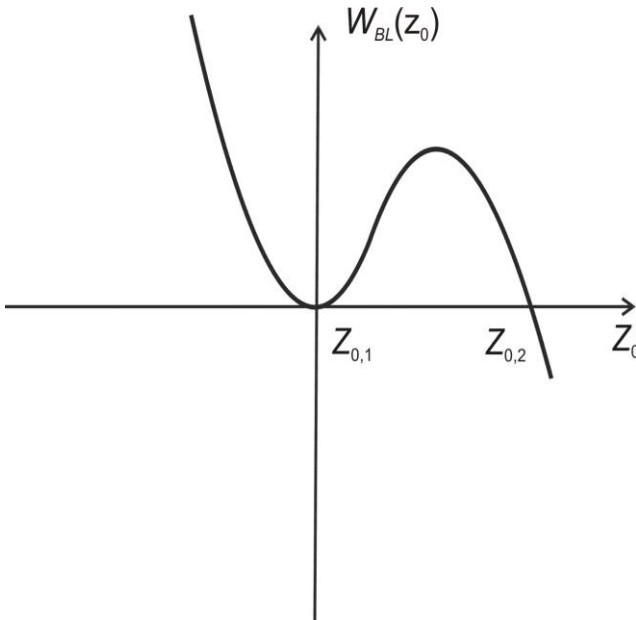


Рис. 4.2. Потенціал $W_{BP}(z_0)$, утворений полем дефекту і зовнішнім магнітним полем H_x . Блохівська точка рухається у бік $z_0 > 0$

Після варіації функції Лагранжа (4.28) з потенціалом (4.30) і інтегрування, отриманого диференціального рівняння з граничною умовою в точці, $z_0 = 0$, $\dot{z}_0 \rightarrow 0$, що відповідає закріпленню БТ на дефекті за відсутності поля \vec{H}_x , знаходимо імпульс БТ і відповідно, експоненту тунелювання

$$B_{BP} = \frac{2}{\hbar} \int_{z_{0,1}}^{z_{0,2}} \sqrt{2m_{BP} W_{BP}(z)} dz. \quad (4.33)$$

Враховуючи (4.31), вираз (4.33), можна переписати таким чином

$$B_{BP} \approx \frac{8\delta^3 Q(h'_c)^{1/2} \varepsilon_{BP}^{5/4}}{\hbar\omega_M} (4\pi M_S)^2, \quad (4.34)$$

де $h'_c = H'_c/8M_S < 1$.

З формули (4.31) визначаємо також $W_{BP,\max}$ – висоту потенціального бар'єру

$$W_{BP,\max} = 2 \frac{\sqrt{2}}{3} Q(4\pi M_S)^2 \delta^3 h'_c \varepsilon_{BP}^{3/2}. \quad (4.35)$$

Неважко бачити, що $W_{BP,\max} \ll E_{BP}$. У цьому випадку можна знехтувати зміною форми БТ при її русі і на основі виразів (4.20), (4.27), але вже з динамічними змінними розглядати поставлену задачу.

Враховуючи далі з формул (4.32), (4.34), (4.35), і враховуючи співвідношення $T_{cr,BP} = W_{BP,\max} / k_B B_{BP}$, отримуємо вираз для критичної температури, яка відповідає переходу до квантового режиму руху БТ

$$T_{cr,BP} = \frac{\sqrt{2} \varepsilon_{BP}^{1/4} (h'_c)^{1/2} \hbar\omega_M}{12k_B}. \quad (4.36)$$

Підставляючи у формули (4.35), (4.36) параметри, що відповідають одновісним магнітним плівкам і враховуючи, що $H'_c \sim (10 - 10^2)$ Е [285], при $\varepsilon_{BP} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$, знаходимо: $B_{BP} \approx 1 - 24$, $T_{cr,BP} \sim (10^{-3} - 10^{-2})$ К.

Отримана оцінка для $B_{BP} \leq 30$ узгоджується з відповідними величинами експоненти тунелювання для магнітних наноструктур [172], що вказує на можливість здійснення даного квантового ефекту. При цьому, **як видно з (4.35), на відміну від тунелювання через дефект ДС і**

вертикальної БЛ, процес тунелювання БТ здійснюється за допомогою "переносу" через потенціальний бар'єр відразу всієї ефективної маси БТ. Дана особливість є наслідком розмірного фактора квазічастинок. Так, характерний розмір БТ $\sim \Lambda^3$. У той же час характерні масштаби ДС і БЛ складають – $\delta L_y \hbar$ (L_y – довжина плівки вздовж вісі ОУ) і $\sim \Lambda \delta \hbar$ відповідно. Зрозуміло, що в такому разі подолання потенціального бар'єру ДС або вертикальною БЛ потребує послідовних квантових переміщень малих ділянок площі (для ДС) або довжини (для БЛ) цих магнітних неоднорідностей.

Зауважимо, що в місці знаходження блохівської точки ефективна маса доменної стінки $m_{DW} = \Lambda^2 / 2\pi\delta\gamma^2$ більше маси БТ в $Q = \Lambda^2 / \delta^2 \gg 1$ разів, тобто внеском БТ в ймовірність тунелювання цієї ділянки ДС можна знехтувати. Тому, слід заключити, що квантовий депіннінг ділянки ДС, що містить БТ, має місце і при наявності в ДС цього субструктурного наноутворення.

Неважко бачити, що для БТ виконується співвідношення невизначеності Гейзенберга. Справді, визначивши невизначеності імпульсу блохівської точки δp_{BP} і координати δz_{BP} у вигляді: $\delta p_{BP} \sim \sqrt{2m_{BP}\delta W_H}$, де $\delta W_{BP} \sim W_{H,\max} / 2$ і $\delta z_{BP} \sim \Lambda \sqrt{\epsilon_{BP}}$, знаходимо, що

$$\delta p_{BP} \delta z_{BP} \sim 4\pi M_S \gamma^{-1} \delta^3 (h'_c)^{1/2} \epsilon_{BP}^{5/4} \geq \hbar,$$

при $\epsilon_{BP} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ та параметрах плівки, зазначених вище. Вочевидь, що наведене співвідношення можна розглядати також і як критерій наявності у БТ квантових властивостей.

Після інтегрування рівняння руху БТ, яке одержується після варіації функції Лагранжа, знаходимо інстантонну траєкторію \tilde{z}_{BP} і інстантонну частоту блохівської точки $\omega_{0,BP}$, що характеризують її рух у просторі з "уявним" часом ($\tau = it$): від точки $\tilde{z}_{0,1} = 0$ при $\tau = -\infty$ до точки $\tilde{z}_{0,2} = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BP}}$ при $\tau = 0$; і зворотно до точки $\tilde{z}_{0,1}$ при $\tau = +\infty$

$$\tilde{z}_0 = 3\Lambda\sqrt{2\varepsilon}/ch^2(\omega_{0,BP}\tau),$$

$$\omega_{0,BP} = \omega_M h_c^{1/2} (2\varepsilon_{BP})^{1/4} / \sqrt{2}. \quad (4.37)$$

Визначивши інстантонну частоту БТ, знайдемо Ω_{BP} – швидкість тунелювання БТ (кількість квантових флуктуацій БТ в одиницю часу) виходячи із співвідношення аналогічного до тунелювання БЛ

$$\Omega_{BP} = C_{BP} \exp(-B_{BP}),$$

де $C_{BP} = (15/2\pi)^{1/2} \omega_{0,BP} B_{BP}^{1/2}$.

Так: $\Omega_{BP} \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$, при $B_{BP} = 5$ ($\varepsilon_{BP} = 3,6 \cdot 10^{-4}$); $\Omega_{BP} \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$, при $B_{BP} = 10$ ($\varepsilon_{BP} = 6,3 \cdot 10^{-4}$) и $\Omega_{BP} \sim 1 \text{ с}^{-1}$ для $B_{BP} = 20$ ($\varepsilon_{BP} = 1,5 \cdot 10^{-3}$). Наведені оцінки показують, що швидкість тунелювання БТ зменшується з пониженням величини зовнішнього магнітного поля H_x . (параметр ε_{BP} збільшується). Відповідно $t_{BP} = \Omega_{BP}^{-1}$ – час тунелювання БТ через дефект зростає. При цьому t_{BP} сильно залежить від зміни ε_{BP} і для $B_{BP} = 5 \div 20$ знаходиться в діапазоні $\sim(10^{-5}-1)$ с. Таким чином, варіюючи величину

зовнішнього магнітного поля H_x , прикладеного до БТ, можна змінювати в досить широкому інтервалі час тунелювання БТ. Такий же ефект має місце і для вертикальної БЛ в магнітному полі H_y .

Розглянемо тепер питання про коректність використання ВКБ формалізму до опису квантового тунелювання БТ. Як відомо, згідно до [173], умовою застосування ВКБ методу є виконання наступної нерівності

$$m_{BP}\hbar|F_{BP}|/p_{BP}^3 \ll 1. \quad (4.38)$$

У нашому випадку $F_{BP} = m_{BP}\omega_0^2\xi_{BP}$, $p_{BP} = m_{BP}\omega_0\xi_{BP}$, $\xi_{BP} \sim \Lambda\sqrt{2\varepsilon_{BP}}$. Вводячи позначення $A_{BP} = m_{BP}\hbar|F_{BP}|/p_{BP}^3$, умову (4.38) можна переписати у вигляді

$$A_{BP} = \hbar/m_{BP}\omega_{0,BP}\xi_{BP}^2 \ll 1. \quad (4.39)$$

Враховуючи далі (4.37), формулу (4.39) запишемо наступним чином

$$A_{BP} = \hbar\gamma^2\omega_M^{-1}(2h'_c)^{-1/2}(2\varepsilon_{BP})^{-5/4}Q^{-1}/\delta^3 \ll 1. \quad (4.40)$$

Підставляючи в (4.40), параметри плівки і дефекту, неважко переконатися у виконанні даного співвідношення, що в свою чергу доводить правочинність застосування квазікласичного наближення до розглянутої проблеми.

Оцінимо тепер вплив дисипації на тунелювання БТ. Для цього, як і у випадку вертикальної БЛ, порівняємо силу F_{BP} , що діє на частинку, з силою гальмування $\tilde{F}_{BP} \sim m_{BP}\omega_{0,BP}^2\xi_{BP}$. Враховуючи явний вигляд F_{BP} (див. формулу (4.38)), знаходимо

$$\tilde{F}_{BP}/F_{BP} = \sqrt{2}\alpha/(h'_c)^{1/2}(2\varepsilon_{BP})^{1/4}.$$

Аналіз даного виразу показує, що $\tilde{F}_{BP}/F_{BP} \ll 1$ при $h'_c \sim 10^{-1}$, $\varepsilon_{BP} \sim 10^{-2}$ і $\alpha \sim 10^{-2}$. Відношення \tilde{F}_{BP}/F_{BP} істотно менше за одиницю і для $10^{-2} \leq h'_c < 10^{-1}$, $\varepsilon_{BP} \sim 10^{-4} - 10^{-2}$, $\alpha \sim 10^{-3}$. Отриманий результат вказує, що при розгляді тунелювання БТ впливом сили гальмування в даних магнітних плівках можна знехтувати.

Зауважимо, що механізм сили \tilde{F}_{BP} , досліджений в роботах [235, 236], обумовлений врахуванням релаксаційних доданків обмінної природи в рівнянні Ландау-Ліфшиця для намагніченості феромагнетика [287], які особливо актуальні для плівок залізо-ітрієвого гранату [199].

Слід відмітити вплив на процес тунелювання БТ радіальної складової поля розмагнічування домену H_r . Дане поле, забезпечуючи коливання БТ, протидіє тунелюванню БТ. Разом із тим вочевидь, що для достатньо товстих плівок впливом поля розмагнічування ЦМД можна знехтувати. Дійсно, використовуючи вираз (3.9) знаходимо

$$H_r(z_0) = 16M_S z_0/h.$$

Визначивши далі з формули (4.31) поле "тунелювання" неважко переконатись, що зазначеним ефектом можна знехтувати для плівок, товщина яких

$$h > \frac{16M_S \delta \sqrt{Q}}{\sqrt{2\varepsilon_{BP} H'_c}} \sim 10^{-1} \text{ см.}$$

У свою чергу для плівок з $h < 10^{-1}$ см

поле розмагнічування ЦМД може бути скомпенсовано зовнішнім градієнтним магнітним полем, спрямованим вздовж вісі ОХ системи координат, величина якого в місці знаходження БТ становить $\sim 10^{-1}$ Е.

Зазначимо, що порівняльний аналіз температури тунелювання БТ з відповідними величинами для вертикальної БЛ і ДС [256,282] показує, що температури кросоверу всіх цих об'єктів знаходяться в одному інтервалі: $\sim (10^{-3} - 10^{-2})\text{К}$. Даний результат вказує, що для дефектів, які обумовлюють коерцитивне поле H_d не тільки вздовж вісі анізотропії плівки, але й в перпендикулярній до неї площині, може, мати місце, поряд з тунелюванням ДС, аналогічний процес і для субструктурних наноутворень ДС – вертикальної БЛ і БТ. При цьому, оскільки магнітні поля, які прикладаються до ДС, БЛ і БТ орієнтують вздовж різних вісей системи координат, то існує **практична можливість роздільного вивчення даного явища, як для ДС, так і для елементів її внутрішньої структури.**

4.6. НАДБАР'ЄРНЕ ВІДБИТТЯ БЛОХІВСЬКОЇ ТОЧКИ ВІД ПОТЕНЦІАЛУ ДЕФЕКТУ

Нами було встановлено, що процес квантового тунелювання ДС і вертикальної БЛ через потенціальний бар'єр здійснюється за допомогою переходу малих ділянок площі ДС або довжини в разі БЛ. При цьому як ДС, так і вертикальна БЛ знаходяться перед бар'єром в метастабільному мінімумі, що й забезпечує процес їх тунелювання. У той же час, депіннінг БТ відбувається шляхом "проходження" через потенціальний бар'єр відразу всієї ефективної маси квазічастинки. Даний результат свідчить, що наявність метастабільного мінімуму в потенціалі взаємодії БТ з дефектом (на відміну від ДС або БЛ) не є необхідним. Ця обставина дозволяє розглянути для БТ таку задачу як надбар'єрне від-

биття квазічастинки від потенціалу дефекту. При цьому швидкість, з якою БТ "падає" на бар'єр, може бути обумовлена імпульсом магнітного поля, прикладеного до БТ. Вивчення даної проблеми, в силу нанорозмірного масштабу БТ ($\sim 10^2$ нм), логічно провести в рамках все того ж ВКБ наближення. Вочевидь, що ефект найбільш помітний у разі, коли енергія блохівської точки не набагато перевищує висоту потенціального бар'єру.

Нашим завданням буде встановлення принципової можливості надбар'єрного відбиття БТ. Тому розгляд поставленої проблеми проведемо в рамках відносно простої для дослідження моделі – ізольованій ДС, що містить вертикальну БЛ, розділену точкою Блоха.

Враховуючи вираз (4.29), після варіації функції Лагранжа (4.28) за змінною z_0 , отримуємо рівняння руху БТ під дією зовнішнього імпульсного магнітного поля $H_x(t) = H_0 \chi_S(1-t/T)$

$$m_{BP} \partial v_{BP} / \partial t + \tilde{F}_{BP} = \pi^2 \Lambda \delta M_S H_x(t), \quad (4.41)$$

де $v_{BP} = \partial z_0 / \partial t$ – швидкість БТ, $\chi_S(1-t/T)$ – ступенева функція Хевісайда, H_0 – амплітуда, T – тривалість імпульсу.

Інтегруючи рівняння (4.41), для часу $T \leq t \ll \alpha^{-1} \omega_M^{-1}$ знаходимо швидкість руху точки Блоха по закінченню дії імпульсу магнітного поля: $v_{BP}(t) = \pi^2 M_S \Lambda \delta H_0 T / m_{BP}$. Відповідно E_{BP}^* – енергія блохівської точки в актуальному часовому інтервалі має вигляд

$$E_{BP}^* = m_{BP} v_{BP}^2 / 2 = \pi^2 \omega_M^2 T^2 \Lambda^2 \delta H_0^2 / 32. \quad (4.42)$$

Відмітимо, що дослідження, проведене для $t \ll \alpha^{-1} \omega_M^{-1}$ (або, враховуючи величину загасання намагніченості $\omega_M t \ll 10^2 - 10^3$) дозволяє нам знехтувати впливом на процес сили гальмування \tilde{F}_{BP} . З рівняння (4.41) також слідує, що при $t \gg \alpha^{-1} \omega_M^{-1}$, швидкість $v_{BP} \rightarrow 0$.

Будемо вважати, що дефект розташований в точці $z_0 = 0$. Тоді розкладаючи $U_d(z_0)$ – потенціал взаємодії БТ з дефектом в ряд поблизу даної точки, можемо записати

$$U_d(z_0) = U_0 \left(1 - z_0^2 / 2\Lambda^2\right), \quad (4.43)$$

де $U_0 = \pi^2 \Lambda^2 \delta M_S H'_c$ – висота потенціального бар'єра, H'_c – коерцитивна сила дефекту.

Слід зазначити, що феноменологічні вирази для потенціалів взаємодії ДС та її структурних неоднорідностей з дефектом у вигляді (4.5), (4.31) (див. також роботи [256, 272]), по суті, являють собою розклад потенціалу в ряд поблизу точки перегину функції $U_d(z_0)$, тобто в точці, в якій поле дефекту максимально. Природно вважати, що якщо ДС, вертикальна БЛ або БТ долають бар'єр в даному місці, то для них має місце тунелювання і в цілому. На цьому факті і засновано розгляд зазначеного ефекту в цитованих вище роботах. В нашому ж випадку необхідна асимптотика потенціалу навколо його максимального значення, тобто поблизу точки $z_0 = 0$.

В рамках ВКБ наближення, слідуючи формалізму викладеному в [288, 289], коефіцієнт надбар'єрного відбиття точки Блоха R визначаємо за формулою

$$R = e^{-\beta}, \quad (4.44)$$

де $\beta = -\frac{2}{\hbar} \text{Im} \int_{z_{0,2}^*}^{z_{0,1}^*} dz_0 \sqrt{2m_{BP} (E_{BP}^* - U_d(z_0))}$, $z_{0,1}^*$, $z_{0,2}^*$ – корні рівняння $E_{BP}^* - U_d(z_0) = 0$.

Враховуючи формулу (4.43), із (4.44), знаходимо

$$\beta = \pi \sqrt{2m_{BP} E_{BP}^*} \delta \tilde{\varepsilon} / \hbar \sqrt{U_0}, \quad (4.45)$$

де параметр $\tilde{\varepsilon} = \frac{E_{BP}^* - U_0}{E_{BP}^*} \ll 1$ (нагадаємо, що ми розгля-

даємо випадок, коли енергія E_{BP}^* близька до U_0).

Використовуючи (4.42), вираз (4.45) можна переписати у вигляді

$$\beta = \pi (2M_S H_c')^{1/2} \tilde{\varepsilon} \gamma^{-1} \delta^3 Q^{1/2} / \hbar. \quad (4.46)$$

Для величин $H_c \sim (30 - 50) \text{ E}$ [285], і параметрів ДС зазначених вище знаходимо $R \leq 0.1$ при $\tilde{\varepsilon} \geq 6 \cdot 10^{-5}$, що знаходиться у відповідності з критерієм застосування формули (4.44) (див. у [289]): $R \ll 1$.

Зауважимо, що із (4.44), (4.45) слідує $R \rightarrow 0$, при $U_0 \rightarrow 0$. Тобто, отримуємо фізично узгоджений висновок про зникнення ефекту надбар'єрного відбиття БТ при відсутності дефекту. З виразом (4.45), при $\tilde{\varepsilon} \ll 1$, збігається також і коефіцієнт надбар'єрного відбиття, отриманий в [290] за допомогою аналізу загального рішення рівняння Шредінгера з потенціалом $V_0 c \hbar^{-2} (z_0 / \Lambda)$.

Для стверджувального висновку про можливість надбар'єрного відбиття БТ необхідно оцінити \tilde{t} – час взаємодії БТ з дефектом. Виходячи далі з очевидного співвідношення

$$\tilde{t} \sim \delta \left(\frac{m_{BP}}{U_0} \right)^{1/2} = \frac{4}{\omega_M} \left(\frac{M_S}{H'_c} \right)^{1/2} Q^{-1/2} \text{ та наведених вище чисель-}$$

них даних, неважко визначити, що, $0,6 \leq \omega_M \tau \leq 2,3$, тобто $\omega_M \tau < \omega_M t \sim 10 - 10^2$. Отриманий результат, разом з оцінкою формули (4.46), виразно вказує на можливість здійснення даного квантового ефекту.

Розглянемо тепер питання про коректність використання ВКБ наближення. Оскільки в нашому випадку $E_{BP}^* \approx U_0$, то умова "квазікласичності" БТ і потенціального бар'єру фактично збігаються і відповідно до [173] зводяться до виконання такої нерівності

$$\delta z_{BP} \sqrt{m_{BP} U_0} / \hbar \gg 1, \quad (4.47)$$

де $\delta z_{BP} = \delta \sqrt{\tilde{\varepsilon}}$.

Враховуючи явний вид U_0 , формулу (4.47) можна переписати у вигляді

$$\gamma^{-1} \delta^3 (M_S H'_c)^{1/2} Q^{1/2} \tilde{\varepsilon}^{1/2} \gg \hbar.$$

Аналіз наведеної нерівності показує її виконання при значеннях $\tilde{\varepsilon} \geq 10^{-4}$, що, фактично, є оцінкою "знизу" для цього параметру.

Виходячи із формули (4.42) визначаємо, що амплітуда імпульсного магнітного поля $H_0 \sim 4\pi (M_S H'_c)^{1/2} / \omega_M T$ менша за $8M_S$, що в свою чергу узгоджується з вимогою до величин зовнішніх планарних магнітних полів, які прикладаються до ДС [176].

Критичну температуру T_{cr}^* , що відповідає квантовому ефекту, визначимо з показника експоненти у формулі (4.44)

за допомогою співвідношення $k_B T_{cr}^* = \beta^{-1}(E_{BP}^* - U_0)$. Тоді, враховуючи вираз (4.46) маємо

$$T_{cr}^* = \frac{\hbar U_0^{1/2}}{\pi k_B \sqrt{2m_{BP}} \delta} = \frac{\hbar \gamma}{\pi k_B \sqrt{2}} (M_S H_c')^{1/2}. \quad (4.48)$$

Оцінка формули (4.48) показує, що $T_{cr}^* \sim (10^{-3} - 10^{-2})$ К.

Такі значення T_{cr}^* перебувають в одному інтервалі з критичними температурами для процесів тунелювання через дефект ДС та її структурних елементів – вертикальної БЛ і БТ. Це вказує на важливість врахування ефекту надбар'єрного відбиття БТ при дослідженні квантових властивостей даних магнітних неоднорідностей.

Слід зазначити, що формула (4.48) може бути отримана також з якісних міркувань. Дійсно, процес надбар'єрного відбиття БТ можна розглядати як коливання БТ з частотою $\nu_{BP} = (2U_0)^{1/2} / \delta m_{BP}^{1/2}$ вздовж уявної вісі iz між точками $z_{0,(1,2)} = \pm i\delta\sqrt{\tilde{\epsilon}}$. Оскільки рух БТ вздовж вісі iz відбувається з постійною енергією, то маємо один квантовий рівень. В такому випадку енергія блохівської точки $E_{BP}^* = \hbar \nu_{BP} / 2\pi$. Прирівнявши останнє співвідношення до $k_B T_{cr}^*$, отримуємо формулу (4.48).

ПИТАННЯ

Чому процес квантового тунелювання через дефект ДС та її структурних наноутворень у ферромагнетиках ще називають макроскопічним квантовим тунелюванням?

Визначити потенціал, який відповідає ефекту квантового тунелювання через дефект вертикальної БЛ. Яким чином відбувається цей процес?

Визначити швидкість тунелювання та температуру кросоверу вертикальної БЛ. Як змінюються ці характеристики із збільшенням величини *a)* зовнішнього магнітного поля; *б)* коерцитивної сили дефекту?

Яким чином впливає густина пакування вертикальних БЛ в доменній стінці циліндричного магнітного домену на ймовірність квантового тунелювання стінки? Зробити відповідну оцінку для “жорсткого” домену.

Означити ефективну масу блохівської точки та зробити оцінку цього параметру.

Визначити потенціал, що відповідає ефекту квантового тунелювання через дефект БТ. Яким чином відбувається цей процес? В чому полягає різниця здійснення цього явища від аналогічного ефекту для ДС та вертикальної БЛ?

Визначити швидкість тунелювання та температуру кросоверу БТ. Як змінюються ці характеристики із збільшенням: *a)* зовнішнього магнітного поля; *б)* коерцитивної сили дефекту?

Пояснити, яким чином впливає наявність БТ у доменній стінці на процес квантового тунелювання останньої? Зробити відповідну оцінку.

Пояснити ефект надбар’єрного відбиття БТ від потенціалу дефекту. Сформулювати умови здійснення цього явища. Чому даний ефект має місце саме для БТ?

В якому діапазоні знаходяться температури, що відповідають квантовим ефектам тунелювання і надбар’єрного відбиття структурних наноутворень доменної стінки?

РОЗДІЛ 5

ОСОБЛИВОСТІ БУДОВИ ВНУТРІШНЬОЇ СТРУКТУРИ ДОМЕННИХ СТІНОК У ПЛІВКАХ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКІВ

5.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

Активний розвиток сучасних технологій викликає підвищений інтерес до сегнетоелектриків (СЕ) – матеріалів, що мають спонтанну поляризацією в певному температурному інтервалі, знак якої може змінюватися в зовнішньому електричному полі. Такий стан реалізується у вигляді доменної структури, яка являє собою систему доменів (макроскопічні області, в межах яких всі елементарні ґратки СЕ поляризовані однаково), розділених перехідними областями – доменними стінками. Вивчення будови ДС є важливою проблемою, так як останні безпосередньо впливають на макроскопічні п'єзоелектричні властивості СЕ, їх відгук на зовнішній вплив, взаємодію ґратки СЕ з дефектами і неоднорідностями.

Вже одні із перших робіт з даної тематики [291-295] показали відміну внутрішньої структури ДС в сегнетоелект-

риках, від аналогічних об'єктів у феромагнетиках, в яких, на відміну від СЕ, вектор намагніченості, завдяки більш сильній "обмінній" взаємодії (для СЕ "обмінна" енергія обумовлена кулонівською взаємодією між векторами поляризації) не змінюється за величиною. Як наслідок, ширина ДС в сегнетоелектриках менше відповідного параметру в феромагнітних матеріалах.

У зазначених вище роботах визначалися основні характеристики доменної структури (період, поляризація в центрі домену, густина поверхневої енергії ДС), а також вивчався їх зв'язок з діелектричними і пружними сталими СЕ. Результати подальших досліджень знайшли своє системне відображення у монографіях [296-301], в яких достатньо повно викладені як умови і особливості утворення доменів в СЕ і АСЕ (антисегнетоелектрики) матеріалах, так і основні закономірності їх взаємодії з зовнішніми електричними полями і дефектами. Крім того, в цих роботах розглядалися фазові переходи і термодинамічні властивості доменів. В даному контексті слід вказати і на огляд [302], в якому викладені результати впливу доменної структури на різні фазові стани тонких СЕ плівок.

Важливою для розуміння будови ДС в реальних СЕ є робота [303], в якій визначалась ширина ДС з урахуванням дефектів (донорів або акцепторів) структури (аналогічна задача для сегнетоеластиків вивчалася в статтях [304, 305]). Було показано, що ефективна ширина доменної стінки $l_{\text{эф}}$ значно більше за відповідну характеристику $\bar{\Delta}$ кристала без дефектів. Крім того, авторами [303] встановлено, що величина $l_{\text{эф}}$, на відміну від $\bar{\Delta}$, зменшується по-

близу температури фазового переходу T_c . Даний факт дозволяє припустити, що спостереження на експерименті ДС з шириною помітно більшою за $\bar{\Delta}$ (див. роботи [306,307]) пов'язане із взаємодією ДС з дефектами кристалу СЕ.

Структура двійникових ДС, які реалізуються у піровскиті SrTiO_3 за рахунок впливу на поляризацію СЕ внутрішніх напружень кристала, розглянута у статті [308]. У цій роботі обчислені параметри таких стінок (характерна ширина, енергія) і показана їх залежність від розмірів кристалу.

Поведінка вектору поляризації у наноплівці товщиною $(1 \div 4)$ нм у сегнетоелектрику KNbO_3 з першопринципів вивчалась у статті [309]. Авторами був встановлений неоднорідний характер розподілу поляризації по товщині плівки, який залежав також і від типу електродів, що прикладались до плівки.

Серед робіт, що розвивають тематику формування доменної структури в плівках СЕ, слід виділити статтю [310], в якій досліджувалось утворення 180° ДС шляхом нуклеації із зародкової фази, вектор поляризації якої спрямований протилежно вектору поляризації плівки. Автором було встановлено, що для здійснення цього процесу необхідно подолання зародком енергетичного бар'єру $U_0 \sim 10^2 k_B T$. Дане явище вимагає великих значень $\geq 10^2$ кВ/см зовнішнього електричного поля $E_{c,0}$ ($E_{c,0}$ – термодинамічне коерцитивне поле [310-312], спрямоване протилежно поляризації плівки, при якому втрачає свою стабільність однорідно поляризована фаза). Разом з тим, подальший розгляд цієї проблеми [313] для СЕ плівок з

"мертвим" інтерфейсним електродним шаром показав відміну енергетичного бар'єру для системи зародків, розмірний масштаб яких складав $\bar{\Delta}$. Це явище було обумовлено врахуванням електростатичної взаємодії між ними.

Механізм формування доменної структури у СЕ, внаслідок втрати стійкості кристалічної ґратки, при фазовому переході в низькосиметричну фазу відносно флуктуації параметру порядку з не рівним нулю значенням хвильового вектору досліджувався в статті [314]. При цьому в першому наближенні, в якості розміру домену, обирався період того модульованого розподілу параметра порядку, який виникає при фазовому переході в кристалі з граничними розмірами. Подальшим розвитком цього підходу є робота [315], в якій оцінювався період доменної структури, що формувалась шляхом зазначеного вище фазового переходу.

Вплив на період доменної структури явища екранування поляризації СЕ вільними ноісіями зарядів, а також параметрів поверхневих електронних станів та поверхневого несегнетоелектричного шару досліджувався в роботі [316].

Слід зазначити, що в СЕ плівках важливим фактором, що впливає на доменну структуру, є поле деполяризації \vec{E}_d , обумовлене поверхнею плівки. У цьому зв'язку, особливу значимість набуває дослідження впливу деполяризуючого поля на внутрішню будову перехідних міждоменних областей. Зазначена проблема була розглянута в роботах [317-319], основні положення яких і складають предмет даного розділу. В її першому підрозділі сформульовані загальні принципи будови ДС в масивному СЕ. Поле деполяризації СЕ плівки, що містить

доменну структуру та його вплив на поведінку вектору поляризації в ДС вивчаються в наступних підрозділах.

5.2. СТРУКТУРА ДОМЕННОЇ СТІНКИ В МАСИВНОМУ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКУ

Розглянемо систему доменів з періодом d , утворену в масивному СЕ. Під масивним СЕ будемо розуміти зразок, впливом поля деполяризації, якого на внутрішню структуру доменів можна знехтувати. Вочевидь, що таке наближення має місце для матеріалів характерні розміри, яких набагато перевищуюють період доменної системи. Полагаючи ширину ДС малою по відношенню до d , будемо розглядати ДС ізольованими. Введемо декартову систему координат з початком у центрі ДС, вісь OZ направимо паралельно вектору поляризації доменів, вісь OX – нормально площині ДС. Тоді, в даній системі координат, термодинамічний потенціал Гіббса для кристалів кубічної симетрії має вигляд

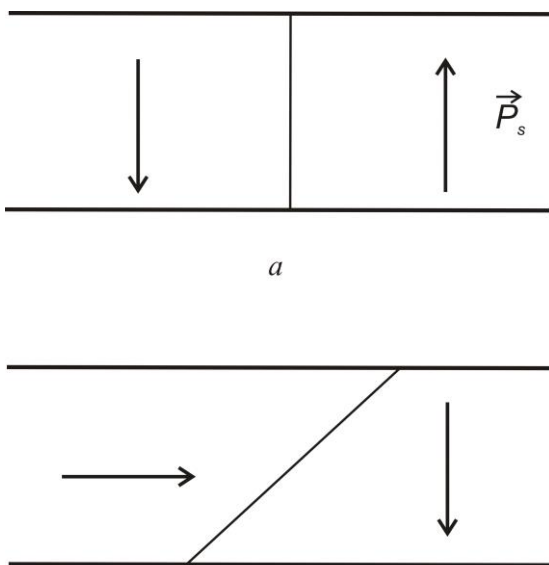
$$\begin{aligned}
 \Phi = & \Phi_0 + \frac{\chi}{2} \left[(\vec{\nabla} P_x)^2 + (\vec{\nabla} P_y)^2 + (\vec{\nabla} P_z)^2 \right] + \tilde{\alpha} (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) + \\
 & + \frac{\beta_1}{2} (P_x^4 + P_y^4 + P_z^4) + \beta_2 (P_x^2 P_y^2 + P_x^2 P_z^2 + P_y^2 P_z^2) + \\
 & + \frac{c_{11}}{2} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12} (u_{xx} u_{yy} + u_{xx} u_{zz} + u_{yy} u_{zz}) + \\
 & + \frac{c_{44}}{2} (u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + q_{11} (u_{xx} P_x^2 + u_{yy} P_y^2 + u_{zz} P_z^2) + \\
 & + q_{12} [u_{xx} (P_y^2 + P_z^2) + u_{yy} (P_x^2 + P_z^2) + u_{zz} (P_x^2 + P_y^2)] + \\
 & + 2q_{44} (u_{xy} P_x P_y + u_{xz} P_x P_z + u_{yz} P_y P_z), \tag{5.1}
 \end{aligned}$$

де Φ_0 – термодинамічний потенціал однорідно поляризованого СЕ, $\chi, \tilde{\alpha}, \beta_1, \beta_2, c_{11}, c_{12}, c_{44}, q_{11}, q_{12}, q_{44}$ – феноменологічні сталі, $P_{x,y,z}$ – компоненти вектору поляризації вздовж відповідних вісей системи координат, u_{ij} – компоненти тензору деформації.

У виразі (5.1) другий доданок відповідає енергії, зумовленій неоднорідністю поляризації в перехідній між доменами області (т.зв. "обмінна" енергія), три подальші – енергія кристалографічної анізотропії, доданки $\sim u_{ij}u_{kl}$ – пружна енергія, наступні – енергія електрострикції.

Зауважимо, що оскільки фазовий перехід у низки СЕ (наприклад, ВаТіО₃) в низькосиметричну фазу класифікується як першого роду близький до другого, то, взагалі кажучи, в розклад потенціалу Φ (5.1) повинні враховуватись і члени вищого, ніж $\sim \vec{P}^4$ порядку. Разом з тим, ми будемо виходити з виразу (5.1), розглядаючи функцію $\Phi(\vec{P}^2)$ не як розклад за \vec{P}^2 , а скоріше в якості апроксимації термодинамічного потенціалу, утвореного із парних ступенів компонент вектору поляризації [298].

Як відомо (див. наприклад [300]), доменна структура більшості СЕ характеризується доменами вектор поляризації, в яких змінює свій напрямок на 180° або 90° (рис. 5.1) (складніші доменні конфігурації див. у монографії [296]). Нашим завданням буде визначення поведінки вектору поляризації в ДС сегнетоелектрика. При розгляді даної проблеми врахуємо відсутність в ДС зв'язаних зарядів, умовою якого є виконання співвідношення $div\vec{P} = 0$. В іншому випадку виникає електричне поле, енергія якого буде збільшувати поверхневу густину енергії ДС.



a

б

Рис. 5.1. Типи доменних структур в СЕ. Стрілками вказано напрямки вектору поляризації в центрі доменів:

a – 180° домени; *б* – 90° домени

Крім того, в силу малості обмінної взаємодії у СЕ, вектор спонтанної поляризації змінюється за величиною у перехідній області, залишаючись безперервною функцією координати.

Таким чином, для 180° плоскої ДС (з метою спрощення викладу розглядаємо тетрагональну фазу СЕ) неважко визначити, що $P_x, P_y = 0$ і P_z залежить від x .

За відсутності на нескінченності ($x \rightarrow \pm\infty$) зовнішніх механічних напружень має місце рівність

$$\sigma_{ij} = -\partial\Phi/\partial u_{ij} = 0, \quad (5.2)$$

де σ_{ij} – тензор напружень.

Враховуючи (5.1), (5.2), із співвідношень $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz} = 0$ отримуємо наступні рівняння

$$\begin{cases} c_{11}u_{xx} + c_{12}(u_{yy} + u_{zz}) + q_{12}P_S^2 = 0 \\ c_{11}u_{yy} + c_{12}(u_{xx} + u_{zz}) + q_{12}P_S^2 = 0. \\ c_{11}u_{zz} + c_{12}(u_{xx} + u_{yy}) + q_{11}P_S^2 = 0 \end{cases} \quad (5.3)$$

Розв'язуючи систему рівнянь (5.3), знаходимо:

$$u_{xx} = u_{yy} = \left\{ \frac{c_{12}q_{11} - c_{11}q_{12}}{c_{11}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{12}^2} \right\} P_S^2, \quad (5.4)$$

$$u_{zz} = - \left\{ \frac{q_{11}(c_{11} + c_{12}) - c_{11}q_{12}}{c_{11}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{12}^2} \right\} P_S^2. \quad (5.5)$$

У свою чергу, з рівності нулю наступних компонент σ_{ij} неважко визначити, що

$$u_{xy} = u_{xz} = u_{yz} = 0.$$

Для проведення чисельних оцінок, конкретизуємо вид СЕ. Розглянемо перовскит ВаТіО₃, експериментальні дані для якого представлені найбільш повно. Тоді, вирази (5.4), (5.5), відповідно до результатів вимірів [320], можна записати у вигляді

$$u_{xx} = u_{yy} = \mu_1 P_S^2, \quad u_{zz} = \mu_2 P_S^2, \quad (5.6)$$

де:

$$\mu_1 = \frac{c_{12}q_{11} - c_{11}q_{12}}{c_{11}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{12}^2} = -1,05 \cdot 10^7,$$

$$\mu_2 = \frac{q_{11}(c_{11} + c_{12}) - c_{11}q_{12}}{c_{11}(c_{11} + c_{12}) - 2c_{12}^2} = 2,4 \cdot 10^7 \text{ см}^4/\text{Кл}^2.$$

Природно вважати, що оскільки вектор поляризації в ДС залежить тільки від x , то й тензор деформації також залежить від цієї змінної. Тому, компоненти тензора деформації u_{yy} , u_{zz} і u_{yz} залишаються постійними і рівними своїм граничним значенням (5.6). Поведінку ж інших компонент тензора u_{ij} можна визначити з рівняння рівноваги пружного тіла $\partial\sigma_{ik}/\partial x_k = 0$:

$$u_{xx} = \mu_1 P_S^2 - (q_{12}/c_{11})(P_z^2 - P_S^2), \quad u_{xy} = u_{xz} = 0. \quad (5.7)$$

Підставляючи вирази (5.6), (5.7) в (5.1), після ряду обчислень робимо перенормировку потенціалу Φ таким чином, що останній залежить вже тільки від однієї змінної P_z^2

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{\chi}{2} (\vec{\nabla} P_z)^2 + \frac{\tilde{b}}{2} P_z^2 + \frac{\tilde{c}}{4} P_z^4, \quad (5.8)$$

де $\tilde{b}/2 = \tilde{\alpha} + [q_{11}\mu_2 + q_{12}\mu_1 - (q_{12}c_{12}/c_{11})(\mu_1 + \mu_2)]P_S^2$,
 $\tilde{c}/2 = \beta_1 - q_{12}^2/c_{11}$.

Виходячи із результатів роботи [321], покладаємо коефіцієнти розкладу (5.8) наступними

$$\tilde{b} \approx -5,6 \cdot 10^{-2}, \quad \tilde{c} \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^4/\text{Кл}^2, \\ \chi = (3 \cdot 10^{-15} - 3 \cdot 10^{-16}) \text{ см}^2.$$

З приводу \tilde{b} зауважимо, що в області доменної стінки параметр $\tilde{\alpha}$ дає малий внесок в \tilde{b} , величина якого в такому випадку визначається стрикційними доданками.

Варіюючи далі (5.8) по P_z , отримуємо диференціальне рівняння

$$\chi \frac{d^2 P_z}{dx^2} = \tilde{b} P_z + \tilde{c} P_z^3. \quad (5.9)$$

Інтегруючи (5.9) з граничною умовою $\vec{P}_z \rightarrow \pm P_S \vec{e}_z$, при $x \rightarrow \pm\infty$, неважко знайти [295]

$$P_z = P_S \operatorname{th}(x/\bar{\delta}), \quad (5.10)$$

де $P_S^2 = |\tilde{b}|/\tilde{c}$, $\bar{\delta} = P_S^{-1} \sqrt{2\chi/\tilde{c}}$ – характерний розмір ДС, ширину якої $\bar{\Delta}$ можна визначити аналогічно до ДС у ферромагнетику як $2\bar{\delta}$ (див. рис. 5.2). Саме в цій області локалізовано зміну величини вектору поляризації в міждоменній області СЕ.

Оцінка величини $\bar{\delta}$ для перовскиту ВаТіО₃ дає значення ~ 1 нм, яке в свою чергу узгоджується з вимірюваннями, проведеними в роботі [293].

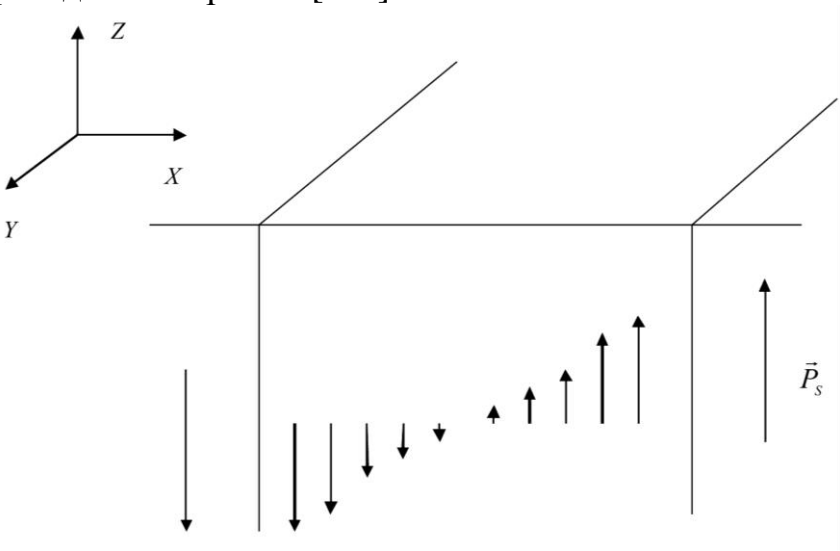


Рис. 5.2. Доменна стінка, що розділяє 180° домени в масивному СЕ

Вімітимо, що запис термодинамічного потенціалу Φ через параметр порядку (5.8), де вектор поляризації P_z залежить від координати x , фактично, є обґрунтуванням висловленого в монографії [301] положення про можливість розгляду переходу від одного домену до іншого, як фазовий перехід, що обумовлений відстанню.

Використовуючи формули (5.8), (5.10), отримуємо вираз для $\bar{\sigma}$ – поверхневої енергії ДС

$$\bar{\sigma} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx(\Phi - \Phi_0) = \frac{4}{3} P_S^2 \frac{\chi}{\delta}, \quad (5.11)$$

оцінка якого для ВаТіО₃ дає значення $\bar{\sigma} \sim 10$ ерг/см² [295].

Слід сказати, що вираз (5.7) для u_{xx} компоненти тензору деформації (який необхідний для перенормування потенціалу) може бути отриманий з якісних уявлень про 180° ДС. Дійсно, вище нами було показано, що вектор поляризації в перехідній області між доменами характеризується P_z компонентою, яка є неперервною функцією змінної x . Враховуючи даний факт, запишемо вираз для термодинамічного потенціалу (5.1)

$$\begin{aligned} \Phi = & \Phi_0 + \frac{\chi}{2} (\vec{\nabla} P_z)^2 + \alpha P_z^2 + \frac{\beta_1}{2} P_z^4 + \\ & + \frac{c_{11}}{2} u_{xx}^2 + c_{12} u_{xx} (u_{yy} + u_{zz}) + \\ & q_{11} u_{zz} P_z^2 + q_{12} u_{xx} P_z^2 + q_{12} u_{yy} P_z^2. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Вважаючи, що деформація кристала СЕ, яка має місце при утворенні ДС, визначається \tilde{u}_{xx} – змінною частиною

компоненти тензора деформації u_{xx} , останню представимо у вигляді

$$u_{xx} = u_{xx}^{(0)} + \tilde{u}_{xx}(x), \quad (5.13)$$

де $u_{xx}^{(0)}$ відповідає (5.6). У той же час компоненти u_{yy} , u_{zz} визначаються формулами (5.6).

Підставляючи (5.13) в (5.12), після ряду обчислень, змінну частину Φ запишемо наступним чином

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{\chi}{2} (\bar{\nabla} P_z)^2 + \alpha P_z^2 + \frac{\beta_1}{2} P_z^4 + c_{11} u_{xx}^{(0)} \tilde{u}_{xx} + \\ & + \frac{c_{11}}{2} \tilde{u}_{xx}^2 + c_{12} \tilde{u}_{xx} (u_{yy} + u_{zz}) + \\ & q_{11} u_{zz} P_z^2 + q_{12} u_{xx}^{(0)} P_z^2 + q_{12} \tilde{u}_{xx} P_z^2 + q_{12} u_{yy} P_z^2. \end{aligned}$$

Порівнюючи в даному виразі за порядком член $c_{11} u_{xx}^{(0)} \tilde{u}_{xx}$, який відповідає пружній енергії СЕ, зі стрікційним доданком, $q_{12} u_{xx} P_z^2$, неважко встановити наступний зв'язок між компонентою тензора і поляризацією в перехідній області

$$\tilde{u}_{xx} \sim -\frac{q_{12}}{c_{11}} P_z^2. \quad (5.14)$$

Знак “—” у формулі (5.14) враховує протидію деформації ґратки виникненню поляризації $P_z(x)$. З виразу (5.14) також слідує, що компоненту тензора u_{xx} можна визначити наступним чином

$$\tilde{u}_{xx} = -\frac{q_{12}}{c_{11}} P_z^2 + C, \quad (5.15)$$

де величина C за порядком $\sim q_{12}P_z^2/c_{11}$.

Зрозуміло, що максимальна деформація ґратки має місце у центрі ДС, зменшуючись при збільшенні відстані x , так що при $x \rightarrow \pm\infty$ компонента $u_{xx} \rightarrow \mu_1 P_S^2$. Тоді із формули (5.15) можемо знайти $C = q_{12}P_S^2/c_{11}$ і

$$u_{xx} = \mu_1 P_S^2 - \frac{q_{12}}{c_{11}} (P_z^2 - P_S^2), \text{ що співпадає з виразом (5.7).}$$

Аналогічно випадку 180° ДС можна розглядати і 90° ДС. У такій стінці вектори спонтанної поляризації \vec{P}'_S в сусідніх доменах орієнтовані перпендикулярно один одному. Тоді, в системі координат, яку обернено щодо обраної навколо вісі ОУ на кут $\pi/4$ (в даній системі координат значно спрощується розгляд задачі), умова відсутності в ДС зв'язаних зарядів обумовлює збереження нормальної до площини стінки компоненти вектору поляризації $P_{x'} = P'_S/\sqrt{2}$.

Виходячи з формалізму, використаного вище для 180° до ДС, можна знайти поведінку вектору поляризації у 90° ДС сегнетоелектрика [295]

$$P_{z'} = -\frac{P'_S}{\sqrt{2}} \operatorname{th} \frac{x'}{\bar{\delta}'}, \quad (5.16)$$

де

$$P'_S = 2|\tilde{b}'|/\tilde{c}',$$

$$\tilde{c}' = \beta_1 + \beta_2 - (q_{11} - q_{12} - 2q_{44})^2 / (c_{11} + c_{12} + 2c_{44}) \sim 10^7 \text{ см}^4/\text{КЛ}^2,$$

$$\bar{\delta}' = (2/P'_S)\sqrt{\chi/\tilde{c}'} - \text{характерний розмір } 90^\circ \text{ ДС.}$$

Поверхнева енергія 90° ДС, яка визначається подібно до 180° ДС, має вигляд

$$\bar{\sigma}' = \frac{2}{3} \sqrt{\chi \tilde{c}' P'_S}. \quad (5.17)$$

Оцінка формул (5.16), (5.17) для BaTiO_3 показує, що $\bar{\delta}' \sim (0,5 - 10)$ нм, тобто характерний розмір 90° доменних стінок на порядок більший за аналогічну величину для 180° ДС. У той же час поверхнева енергія 90° доменних стінок $\bar{\sigma}' \sim (2-4)$ ерг/см², що менше поверхневої енергії 180° ДС (див. (5.11)). Даний факт свідчить про вигідність утворення 90° ДС.

5.3. ПОЛЕ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ ПЛІВКИ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКА ЩО МАЄ ДОМЕННУ СТРУКТУРУ

Розглянемо 180° ДС в СЕ плівці товщиною h . Знайдемо поле деполаризації такої плівки. При вирішенні даної задачі врахуємо, що вплив поверхні плівки призводить до появи в ДС зв'язаних зарядів, густина яких максимальна біля поверхні. Наявність цих зарядів обумовлює виникнення в структурі доменної стінки P_x компоненти вектору поляризації (більш детально на цьому питанні ми зупинимося в підрозділі 5.5).

Зрозуміло, що $P_x \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \pm\infty$ (початок системи координат знаходиться в середині плівки в центрі ДС).

Виходячи з рівнянь Максвелла, для поля деполаризації плівки можемо записати наступні співвідношення

$$\text{div} \vec{D}^{(i)} = 0, i = 1, 2, 3, \quad (5.18)$$

яким відповідають граничні умови

$$\varepsilon_z E_{d,z}^{(2)} \Big|_{z=\pm h/2} \pm 4\pi \tilde{P}_z = E_{d,z}^{(1),(3)} \Big|_{z=\pm h/2}, \quad (5.19)$$

$$E_{d,x}^{(2)} \Big|_{z=\pm h/2} = E_{d,x}^{(1),(3)} \Big|_{z=\pm h/2}$$

де $\vec{D}^{(1)} = (E_{d,x}^{(1)}, 0, E_{d,z}^{(1)})$ – вектор електричної індукції при $z > h/2$ (вакуум), $\vec{D}^{(2)} = (\varepsilon_x E_{d,x}^{(2)} + 4\pi P_x, 0, \varepsilon_z E_{d,z}^{(2)} + 4\pi P_z)$ – електрична індукція при $|z| < h/2$ и $\vec{D}^{(3)} = (E_{d,x}^{(3)}, 0, E_{d,z}^{(3)})$ – електрична індукція при $z < -h/2$; $\vec{E}_d^{(1),(3)}$ – поле деполяризації поза плівкою, $\vec{E}_d^{(2)}$ – усередині плівки, $\varepsilon_x, \varepsilon_z$ – діелектричні проникливості вздовж відповідних вісей координат, $\tilde{P}_z = \lim_{z \rightarrow h/2} P_z$.

Вводячи згідно до співвідношення $\vec{E}^{(i)} = -\vec{\nabla} \varphi^{(i)}$ електростатичний потенціал $\varphi^{(i)}$, рівняння (5.18) і граничні до них умови (5.19) можна переписати в наступним чином

$$\frac{\partial^2 \varphi^{(1),(3)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi^{(1),(3)}}{\partial z^2} = 0, \quad |z| > h/2,$$

$$\varepsilon_x \frac{\partial^2 \varphi^{(2)}}{\partial x^2} + \varepsilon_z \frac{\partial^2 \varphi^{(2)}}{\partial z^2} = 4\pi \frac{\partial P_x}{\partial x} + 4\pi \frac{\partial P_z}{\partial z}, \quad |z| < h/2 \quad (5.20)$$

$$-\varepsilon_z \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial z} \Big|_{z=\pm h/2} \pm 4\pi \tilde{P}_z = -\frac{\partial \varphi^{(1),(3)}}{\partial z} \Big|_{z=\pm h/2}, \quad (5.21 a)$$

$$\left(\frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial x} = \frac{\partial \varphi^{(1),(3)}}{\partial x} \right) \Big|_{z=\pm h/2}. \quad (5.21 б)$$

Записану систему рівнянь слід також доповнити умовою поведінки потенціалу $\varphi^{(i)}$ на нескінченності

$$\varphi^{(i)} \rightarrow 0 \text{ при } |x| \rightarrow \infty, |z| \rightarrow \infty. \quad (5.21 \text{ в})$$

Спростимо задачу, вважаючи, що в першому наближенні, $P_x = 0$, $\partial P_z / \partial z = 0$, тобто має місце наближення нескінченно тонкої ДС. Тоді, використовуючи метод потенціалів [322], розв'язок рівнянь (5.20) можна записати в такий спосіб

$$\begin{aligned} \varphi^{(1)} = & \int_{-\infty}^{+\infty} dx' v(x') \ln \left[\left(\frac{x}{\sqrt{\varepsilon_x}} - x' \right)^2 + \left(z - \frac{h}{2} \right)^2 / \varepsilon_x \right] - \\ & - \int_{-\infty}^{+\infty} dx' v(x') \ln \left[\left(\frac{x}{\sqrt{\varepsilon_x}} - x' \right)^2 + \left(z - \frac{h}{2} + h \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}} \right)^2 / \varepsilon_x \right], \\ & z > h/2 \quad (5.22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi^{(2)} = & \int_{-\infty}^{+\infty} dx' u(x') \ln \left[\left(\frac{x}{\sqrt{\varepsilon_x}} - x' \right)^2 + \left(z - \frac{h}{2} \right)^2 / \varepsilon_z \right] - \\ & - \int_{-\infty}^{+\infty} dx' u(x') \ln \left[\left(\frac{x}{\sqrt{\varepsilon_x}} - x' \right)^2 + \left(z + \frac{h}{2} \right)^2 / \varepsilon_z \right], |z| < h/2 \quad (5.23) \end{aligned}$$

$$\varphi^{(3)} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx' v(x') \ln \left[\left(\frac{x}{\sqrt{\varepsilon_x}} - x' \right)^2 + \left(z + \frac{h}{2} \right)^2 / \varepsilon_x \right] -$$

$$-\int_{-\infty}^{+\infty} dx' v(x') \ln \left[\left(\frac{x}{\sqrt{\varepsilon_x}} - x' \right)^2 + \left(z + \frac{h}{2} - h \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}} \right)^2 / \varepsilon_x \right].$$

$$z < -h/2 \quad (5.24)$$

Прямим диференціюванням виразів (5.22-5.24) можна переконатися, що гранична умова (5.21 б) виконується при рівності функцій u і v , які в свою чергу визначаються з граничної умови (5.21 а). Крім того, зауважимо, що функціональний вид \vec{P}_z визначається шляхом варіювання термодинамічного потенціалу Φ . У той же час при $|x| \rightarrow \infty$ вектор поляризації $\vec{P}_z \rightarrow P_S \vec{e}_z$. Враховуючи даний факт, і покладаючи $u(x) = v(x) = u(\chi_S(x) - \chi_S(-x))$, де $u(x) > 0$, після підстановки (5.22-5.24) в (5.21 а) і низки нескладних перетворень, отримуємо вираз для компонент поля деполяризації СЕ плівки

$$E_{d,x}^{(2)} = -\frac{2P_S}{\sqrt{\varepsilon_x} \sqrt{\varepsilon_z}} \ln \left[\frac{x^2/\varepsilon_x + (z+h/2)^2/\varepsilon_z}{x^2/\varepsilon_x + (z-h/2)^2/\varepsilon_z} \right],$$

$$E_{d,z}^{(2)} = -\frac{4P_S}{\varepsilon_z} \left\{ \operatorname{actg} \frac{x\sqrt{\varepsilon_z}/\sqrt{\varepsilon_x}}{h/2-z} + \operatorname{arctg} \frac{x\sqrt{\varepsilon_z}/\sqrt{\varepsilon_x}}{h/2+z} \right\}. \quad (5.25)$$

Відповідно енергію поля деполяризації w_{E_d} , обумовлену поверхнею плівки, визначаємо згідно до [292] за формулою

$$w_{E_d} = \frac{1}{8\pi} \int dv \vec{E}_d (\vec{D} - 4\pi \vec{P}) =$$

$$= \frac{1}{8\pi} \int dv \vec{E}_d \vec{D} - \frac{1}{2} \int dv E_{d,x}^{(2)} P_x - \frac{1}{2} \int dv E_{d,z}^{(2)} P_z. \quad (5.26)$$

Беручи до уваги, потенціальний характер поля деполяризації, враховуючи співвідношення (5.17), (5.18), (5.21 в), а також теорему Гаусса-Остроградського [323], неважко переконатись, що перший член у виразі (5.26), операція інтегрування в якому виконується за всім простором, дорівнює нулю. Це означає, що внесок енергії поля деполяризації СЕ плівки в термодинамічний потенціал Φ визначається двома останніми доданками виразу (5.26), інтегрування в яких здійснюється вже за об'ємом плівки.

Покажемо, що результат обчислення енергії поля деполяризації, в якій нормальна площині плівки компонента поля $E_{d,z}^{(2)}$ визначається згідно до формули (5.25), узгоджується з класичним результатом розрахунку w_{Ed} , проведеним в роботі [292] (компонента поля $E_{d,x}^{(2)}$ в цій роботі не враховувалася) для 180° ДС в СЕ плівці шляхом Фур'є розкладу.

Дійсно, покладаючи у формулі (5.26) компоненту вектору поляризації P_z у вигляді $P_z(x) = P_S(\chi(x) - \chi(-x))$, маємо ряд наступних перетворень

$$\begin{aligned}
 w_{Ed} &= -\frac{1}{2} \int dv E_{dz}^{(2)}(x, z) P_z(x) = -\frac{P_S}{2} \int_{-h/2}^{h/2} dz \int_0^{d/2} E_{dz}^{(2)}(x, z) + \\
 &+ \frac{P_S}{2} \int_{-h/2}^{h/2} dz \int_{d/2}^0 E_{dz}^{(2)}(x, z) = -P_S L_y \int_{-h/2}^{h/2} dz \int_0^{d/2} dx E_{dz}^{(2)}(x, z),
 \end{aligned}
 \tag{5.27}$$

де L_y – лінійний розмір плівки вздовж осі ОУ.

Враховуючи вираз для поля $E_{d,z}^{(2)}$ (див. 5.25), після інтегрування в (5.27) і подальших досить простих обчислень, знаходимо

$$w_{E_d} = \frac{P_s^2 d^2}{2\sqrt{\varepsilon_x}\sqrt{\varepsilon_z}} \left\{ 4\kappa \operatorname{arctg} \frac{1}{\kappa} - \kappa^2 \ln(1 + \kappa^{-2}) + \ln(1 + \kappa^2) \right\}, \quad (5.28)$$

де $\kappa = 2h\sqrt{\varepsilon_x}/d\sqrt{\varepsilon_z}$.

Помноживши вираз (5.28) на кількість доменів $-L_x/d$ (L_x – лінійний розмір плівки вздовж вісі OX), для енергії поля деполяризації маємо

$$w_{E_d} = \frac{\zeta P_s^2 L_x L_y d}{\sqrt{\varepsilon_x}\sqrt{\varepsilon_z}}, \quad (5.29)$$

де $\zeta = \frac{1}{2} \left\{ 4\kappa \operatorname{arctg} \kappa^{-1} - \kappa^2 \ln(1 + \kappa^{-2}) + \ln(1 + \kappa^2) \right\}$.

В свою чергу вираз для поверхневої енергії системи доменів має вигляд

$$w_w = \bar{\sigma} L_x L_y h / d. \quad (5.30)$$

Величину рівноважного періоду доменної структури d_{eq} знаходимо з умови $\frac{\delta}{\delta d} (w_w + w_{E_d}) = 0$. Тоді, враховуючи (5.29), (5.30) отримуємо

$$d_{eq} = \frac{h^{1/2}}{P_s \sqrt{\zeta}} \left(\sqrt{\varepsilon_x} \sqrt{\varepsilon_z} \right)^{1/2} \bar{\sigma}^{1/2}. \quad (5.31)$$

Оскільки $\zeta = \zeta(\kappa)$, то для знаходження у формулі (5.31) чисельного значення коефіцієнта ζ , необхідно встановити величину параметра κ . З цією метою підставимо в форму-

лу $\kappa = 2h\sqrt{\varepsilon_x}/\bar{d}\sqrt{\varepsilon_z}$ (див. (5.28)) вираз (5.31) для $d = d_{eq}$.
Тоді, враховуючи (5.11), отримуємо рівняння

$$\kappa = \left(\frac{h}{\bar{\delta}}\right)^{1/2} \left(\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z}\right)^{1/4} \left(\frac{6\zeta}{|\tilde{b}|\varepsilon_z}\right)^{1/2}. \quad (5.32)$$

В тетрагональній фазі діелектричні сталі ВаТіО₃ мають такі значення: $\varepsilon_x = 4,1 \cdot 10^3$, $\varepsilon_z = 1,6 \cdot 10^2$. В такому випадку, формулу (5.32) можна записати у вигляді

$$\kappa = 1,84 \left(\frac{h}{2\bar{\delta}}\right)^{1/2} \left(4\kappa \arctg \kappa^{-1} - \kappa^2 \ln(1 + \kappa^{-2}) + \ln(1 + \kappa^2)\right)^{1/2}. \quad (5.33)$$

Вирішуючи рівняння (5.33) для СЕ плівок з характерними товщинами $h/\bar{\delta} \sim 10^2 - 10^3$, знаходимо відповідний діапазон значень κ : $\kappa_1 \leq \kappa \leq \kappa_2$, де $\kappa_1 \approx 42$, $\kappa_2 \approx 148$. При цьому величини ζ знаходяться в інтервалі $\zeta_2 \leq \zeta \leq \zeta_1$, де $\zeta_1 = 5,2$, $\zeta_2 = 6,56$. Враховуючи отриманий результат, формулу (5.31) запишемо наступним чином

$$d_{eq} = \frac{h^{1/2} \xi}{P_s} \left(\sqrt{\varepsilon_x} \sqrt{\varepsilon_z}\right)^{1/2} \bar{\sigma}^{1/2},$$

де ξ параметр, який досить слабо залежить від товщини плівки, значення якого лежать в інтервалі 0,39-0,43 при $h/\bar{\delta} \sim 10^2 - 10^3$.

У той же час, розрахунок рівноважної ширини доменів згідно до формалізму [292], дає значення $\xi \approx 0,54$, яке вельми непогано узгоджується з отриманими вище величинами цього параметра.

Отриманий результат, вказує на коректність запропонованої нами фізичної моделі внутрішньої будови ДС в тонких СЕ плівках і відповідного формалізму опису їх поля деполаризації. З виразу (5.26) також слідує, що вклад компоненти поля деполаризації $E_{d,x}^{(2)}$ в енергію w_{E_d} менший за вклад нормальної компоненти $E_{d,z}^{(2)}$ у $\sim (P_x/P_S)^2 (\varepsilon_z/\varepsilon_x)^{1/2}$ разів. Крім того, нижче ми покажемо, що $P_x \ll P_S$. В силу цього, внеском від компоненти $E_{d,x}^{(2)}$ в енергію деполаризації плівки можна знехтувати. Разом з тим, в наступному підрозділі буде встановлено, що наявність у ДС субструктурних наноутворень у вигляді додаткової поляризації, яка визначається P_x компонентою, досить помітним чином впливає на динаміку ДС в зовнішньому електричному полі.

Зауважимо, що отримані нами формули (5.25) для компонент поля деполаризації заміною $\varepsilon_x, \varepsilon_z \rightarrow 1, P_S \rightarrow M_S$ перетворюються у вирази для відповідних компонент поля розмагнічування феромагнітній плівки [214]. Така особливість є наслідком загального характеру впливу зарядів (електричних або магнітних), обумовлених поверхнею плівки на внутрішню структуру ДС. У той же час дія полів розсіювання на поведінку відповідних параметрів порядку різна: деформація ґратки, яка веде до появи P_x компоненти вектору поляризації в ДС для СЕ і поява неслівських ділянок в структурі ДС для феромагнітних матеріалів. При цьому дані ефекти, в силу максимальності полів деполаризації поблизу поверхні плівок, найбільш помітні саме в цих областях.

5.4. ТЕРМОДИНАМІЧНИЙ ПОТЕНЦІАЛ ПЛІВКИ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКА. ГРАНИЧНА УМОВА ДЛЯ ВЕКТОРУ ПОЛЯРИЗАЦІЇ НА ПОВЕРХНІ ПЛІВКИ

У попередньому розділі нами було показано, що поле деполіризації СЕ плівки характеризується $E_{d,x}^{(2)}$ і $E_{d,z}^{(2)}$ складовими, яким відповідають P_x і P_z компоненти вектору поляризації. З урахуванням цього факту, перенормуємо термодинамічний потенціал СЕ, який згідно до (5.1) і (5.26) має вигляд

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{\chi}{2} (\vec{\nabla} P_z)^2 + \frac{\chi}{2} (\vec{\nabla} P_x)^2 + \tilde{\alpha} P_z^2 + \tilde{\alpha} P_x^2 + \\ & + \beta_1 \frac{P_z^4}{2} + \beta_1 \frac{P_x^4}{2} + c_{11} \frac{u_{xx}^2}{2} + c_{12} u_{xx} (u_{yy} + u_{zz}) + (5.34) \\ & + q_{11} u_{zz} P_z^2 + q_{11} u_{xx} P_x^2 + q_{12} u_{xx} P_z^2 + q_{12} u_{yy} P_z^2 + \\ & + q_{12} u_{yy} P_x^2 + q_{12} u_{zz} P_x^2 + w_{E_d}, \end{aligned}$$

де w_{E_d} визначається останніми двома членами виразу (5.26).

Аналогічно тому, як ми поступали в розділі 5.2, представимо u_{xx} компоненту тензора деформації у вигляді $u_{xx} = u_{xx}^{(0)} + \tilde{u}_{xx}$, де $u_{xx}^{(0)}$ – деформація однорідно поляризованого СЕ. Тоді, враховуючи вищенаведене, вираз (5.34) можна записати таким чином

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{\chi}{2} (\vec{\nabla} P_z)^2 + \frac{\chi}{2} (\vec{\nabla} P_x)^2 + \tilde{\alpha} P_z^2 + \tilde{\alpha} P_x^2 + \\ & + \beta_1 \frac{P_z^4}{2} + \beta_1 \frac{P_x^4}{2} + c_{11} u_{xx}^{(0)} \tilde{u}_{xx} + c_{11} \frac{\tilde{u}_{xx}^2}{2} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& c_{12}\tilde{u}_{xx}(u_{yy} + u_{zz}) + q_{11}u_{zz}P_z^2 + q_{11}(u_{xx}^{(0)} + \tilde{u}_{xx})P_x^2 + \\
& + q_{12}(u_{xx}^{(0)} + \tilde{u}_{xx})P_z^2 + q_{12}u_{yy}P_z^2 + q_{12}u_{yy}P_x^2 + q_{12}u_{zz}P_x^2 + w_{E_d} \quad (5.35)
\end{aligned}$$

де $u_{xx}^{(0)}$, u_{yy} , u_{zz} – визначається формулами (5.6).

Порівнюючи у виразі (5.35) члени, що відповідають пружній енергії – $c_{11}u_{xx}^{(0)}\tilde{u}_{xx}$ і електрострикції – $q_{11}u_{xx}^{(0)}P_x^2 + q_{12}u_{xx}^{(0)}P_z^2$, знаходимо

$$\tilde{u}_{xx} = -\frac{q_{11}}{c_{11}}P_x^2 - \frac{q_{12}}{c_{11}}P_z^2 + C'.$$

Сталу C' визначаємо з умови $u_{xx} \rightarrow u_{xx}^{(0)}$, $P_x \rightarrow 0$, при $x \rightarrow \pm\infty$. Тоді $C' = q_{12}P_S^2/c_{11}$ і

$$u_{xx} = \mu P_S^2 - (q_{12}/c_{11})(P_z^2 - P_S^2) - q_{11}P_x^2/c_{11}.$$

Враховуючи цей результат, запишемо Φ через P_x і P_z компоненти вектору поляризації

$$\begin{aligned}
\Phi = & \frac{\chi}{2}(\bar{\nabla}P_x)^2 + \frac{\chi}{2}(\bar{\nabla}P_z)^2 + \frac{\tilde{a}}{2}P_x^2 + \\
& + \frac{\tilde{b}}{2}P_z^2 + \frac{\tilde{c}'}{4}P_x^4 + \frac{\tilde{c}}{4}P_z^4 + \frac{\tilde{d}}{2}P_x^2P_z^2 + w_{E_d} \quad , \quad (5.36)
\end{aligned}$$

де $\frac{\tilde{a}}{2} = \tilde{\alpha} + [q_{11}\mu_1 + q_{12}\mu_2 - (q_{11}c_{12}/c_{11})(\mu_1 + \mu_2)]P_S^2$,

$$\frac{\tilde{c}'}{2} = \beta_1 - \frac{q_{11}^2}{2c_{11}}, \quad \frac{\tilde{d}}{2} = \beta_2.$$

Відмітимо, що визначені нами коефіцієнти розкладу потенціалу (5.36) якісно узгоджуються з відповідними параметрами, отриманими в роботі [324] при перенормиров-

ці термодинамічного потенціалу для СЕ кристалів кубічної симетрії.

Чисельні значення сталих розкладу Φ , необхідні нам для подальшого розгляду, використовуючи результати робіт [295, 321], покладаємо наступними: $\tilde{a} \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$, $\tilde{c}' \sim 10^4 \text{ см}^4/\text{КЛ}^2$, $\tilde{d}/2 \sim 10^7 \text{ см}^4/\text{КЛ}^2$.

Визначивши термодинамічний потенціал, виходячи із підходу, запропонованому в [325, 326], знайдемо граничну умову для вектору поляризації \vec{P} ($P_x, 0, P_z$) на поверхні плівки. З цією метою проваріюємо вираз (5.36) за вектором \vec{P} , в результаті, після нескладних обчислень маємо

$$\delta\tilde{\Phi} = \int dv \left\{ \frac{\partial\Phi}{\partial\vec{P}} - \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial\Phi}{\partial\vec{P}/x_k} \right\} \delta\vec{P} + \int ds_k \frac{\partial\Phi}{\partial\frac{\partial\vec{P}}{\partial x_k}} \delta\vec{P}, \quad (5.37)$$

де $\tilde{\Phi} = \int dv\Phi$.

Вважаючи рівним нулю вираз у фігурних дужках (перший доданок у формулі (5.37)), отримуємо рівняння Ейлера-Лагранжа, які описують рівноважний розподіл вектору поляризації в СЕ півці. Прирівнюючи до нуля у (5.37) другий доданок, знаходимо граничну умову для вектору \vec{P} на поверхні СЕ. Неважко бачити, що ця умова має місце для довільної поверхні, при виконанні наступного співвідношення

$$\left. \frac{\partial\Phi}{\partial\frac{\partial\vec{P}}{\partial x_k}} \right|_{s_k} = 0. \quad (5.38)$$

Враховуюючи вираз (5.36), а також те, що $\vec{P} \rightarrow \pm P_S \vec{e}_z$, при $x \rightarrow \pm\infty$ і відповідно $\partial\vec{P}/\partial z = 0$, на боковій поверхні плівки, з (5.38) отримуємо граничну умову для вектору поляризації на верхній та нижній площинах СЕ

$$\left. \frac{\partial\vec{P}}{\partial z} \right|_{z=\pm h/2} = 0. \quad (5.39)$$

Зауважимо, що гранична умова (5.39) була отримана для СЕ плівок, домени яких розділяють 180° ДС. Разом з тим, подібний видгляд, в системі координат яку обернено відносно вісі ОУ на кут $\pi/4$, має також і термодинамічний потенціал 90° ДС. Тому, гранична умова (5.39) (в зазначеній системі координат), відповідає і СЕ плівкам, доменна структура яких характеризується 90° ДС.

5.5. Внутрішня будова доменної стінки у плівках сегнетоелектриків

Для вивчення внутрішньої будови ДС у плівках СЕ нам необхідно визначити функціональний вид компонент вектору поляризації P_x і P_z . З цією метою проваріюємо за цими змінними термодинамічний потенціал (5.36). В результаті отримуємо

$$\begin{aligned} \chi \frac{\partial^2 P_z}{\partial x^2} + \chi \frac{\partial^2 P_z}{\partial z^2} &= \tilde{b} P_z + \tilde{c} P_z^3 + \tilde{d} P_x^2 P_z - E_{d,z}^{(2)}/2 \\ \chi \frac{\partial^2 P_x}{\partial x^2} + \chi \frac{\partial^2 P_x}{\partial z^2} &= \tilde{a} P_x + \tilde{c}' P_x^3 + \tilde{d} P_z^2 P_x - E_{d,x}^{(2)}/2 \end{aligned} \quad (5.40)$$

Неважко бачити, що система (5.40) являє собою систему нелінійних рівнянь, які в загальному вигляді не розв'язується. Тому, спростимо задачу, дослідивши поведінку вектору поляризації у двох характерних областях: в середині плівки – $0 \leq |z| \leq h/2 - \delta'$ і поблизу її поверхні, де $h/2 - \lambda \sim |z| \leq h/2$, λ – товщина тонкого приповерхневого шару плівки, $\lambda < \delta'$ – параметр, що за порядком відповідає ширині ДС, яка в свою чергу набагато менше за товщину плівки.

З приводу визначення верхньої границі першої області зауважимо, що δ' є характерною величиною доменної структури, у якій енергія анізотропії СЕ конкурує з його "обмінної" енергією. У той же час (див. формули (5.25)) при значеннях $|z| \sim h/2 - \delta'$ зростає поле деполаризації плівки. Тому, природно вважати верхньою границею області "всередині" плівки координату $|z| \sim h/2 - \delta'$. Тоді, в зазначеному інтервалі товщин, як неважко бачити

$$\partial^2 P_{x,z} / \partial x^2 \sim (\delta')^2, \partial^2 P_{x,z} / \partial z^2 \sim h^{-2}. \quad (5.41)$$

Вочевидь також, що поляризація P_x , обумовлена полем деполаризації, є результатом впливу останнього на ґратку СЕ. Такий вплив супроводжується її деформацією, яка для ВаТіО₃ (як і для КН₂РО₄) у сегнетоелектричній фазі має стрікційний характер. При цьому, в силу неоднорідності поля деполаризації даний ефект є невід'ємною властивістю плівок СЕ. Внесок від нього в термодинамічний потенціал визначається доданками $\tilde{a} P_x^2 / 2$ і $\tilde{b} P_z^2 / 2$, компоненти стрікційного поля якого $(\partial\Phi/\partial P_x)_T$ і $(\partial\Phi/\partial P_z)_T$ мають від-

повідати запорядком компонентам деполаризуючого поля $E_{d,x}^{(2)}$ і $E_{d,z}^{(2)}$. Виходячи далі із співвідношень $\tilde{a}P_x \sim E_{d,x}^{(2)}$ і $\tilde{b}P_z \sim E_{d,z}^{(2)}$, знаходимо

$$P_x \sim 2P_S / a\sqrt{\varepsilon_x} \sqrt{\varepsilon_z}, P_z \sim 2P_S / \tilde{b}\varepsilon_z$$

Відмітимо, що оскільки $\tilde{a} \sim \tilde{b}$ і $\varepsilon_z \ll \varepsilon_x$ (для тетрагональної фази ВаТіО₃), то справедлива наступна нерівність

$$|P_x| \ll |P_z| \sim P_S$$

Враховуючи даний факт, а також співвідношення (5.41), систему рівнянь (5.40), у розглянутій області плівки, можна переписати у вигляді

$$\chi \frac{\partial^2 P_z}{\partial x^2} = \tilde{b}P_z + \tilde{c}P_z^3 - E_{d,z}^{(2)}/2 \quad (5.42)$$

$$\chi \frac{\partial^2 P_x}{\partial x^2} = \tilde{a}P_x + \tilde{c}'P_x^3 + \tilde{d}P_z^2 P_x - E_{d,x}^{(2)}/2$$

Із (5.42) видно, що система рівнянь (5.40), у розглянутому наближенні спрощується. Так з першого рівняння (5.42) знаходиться P_z , яке після підстановки у друге рівняння системи визначає P_x .

Зауважимо, що у випадку $\varepsilon_z \gg \varepsilon_x$ (наприклад, ромбічна фаза ВаТіО₃) розгляд проблеми подібний до запропонованого підходу.

Граничним переходом $x \rightarrow \infty$, $\partial^2 P_z / \partial x^2 \rightarrow 0$, $E_{d,z}^{(2)} \rightarrow \pm 4\pi P_S / \varepsilon_z$, $P_x \rightarrow 0$ із першого рівняння (5.42) знаходимо значення поляризації в товщі домену

$$P_S = \sqrt{\left(-\tilde{b} - \frac{2\pi}{\varepsilon_z}\right) / \tilde{c}}. \quad (5.43)$$

Формула (5.43) показує, що поле деполяризації зменшує величину P_S по відношенню до аналогічної характеристики в масивному СЕ. Крім того, з (5.43) також слідує вираз для діелектричної сталі в кубічній фазі

$$P_S \rightarrow 0, \varepsilon_z \rightarrow 2\pi / (-\tilde{b}).$$

Виходячи із загальних положень щодо поведінки P_z , як $P_z(x, z)|_{z=0} = 0$ і $P_z(x, z) = -P_z(-x, z)$, визначаємо $\bar{\Delta} = 2\bar{\delta}$ – ширину ДС з урахуванням фактора деполяризації плівки. Для цього, при наданому z , слідує формалізму [184], знайдемо точку перегину функції, тобто точку в якій виконується співвідношення $\partial^2 P_z / \partial x^2 = 0$.

З першого рівняння системи (5.42) слідує, що $\partial^2 P_z / \partial x^2 = 0$, при $x = 0$, тоді відповідно до вищевказаного

$$\bar{\delta} = \frac{P_S}{(\partial P_z / \partial x)|_{x=0}}.$$

Далі, множачи перше рівняння системи (5.42) на $\partial P_z / \partial x$ і інтегруючи отримане рівняння за x від 0 до ∞ , знаходимо

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial P_z}{\partial z}\right)\Big|_{x=0} &= \sqrt{\frac{2(\tilde{b}P_S^2/2 + \tilde{c}P_S^4/4)}{\chi}} = \\ &= P_S \sqrt{\left(-\frac{\tilde{b}}{2} + \frac{\pi}{\varepsilon_z}\right) / \chi} \end{aligned} \quad (5.44)$$

Відмітимо, що при отриманні виразу (5.44) ми врахували, що в даній області півки оцінка інтеграла

$$\int_0^{\infty} dx E_{d,z}(x, z) \frac{\partial P_z}{\partial x},$$

де в якості нульового наближення по P_z

вибрано розподіл поляризації (5.10), дає по відношенню до інших членів рівняння нехтовно малу величину $\sim (\bar{\delta}/h)P_S^2$. Тому, в даному наближенні, ми знехтували внеском від цього інтегралу в остаточну формулу.

Враховуючи (5.44), для ширини доменної стінки $\bar{\Delta} = 2\bar{\delta}$ знаходимо

$$\bar{\Delta} = 2 \sqrt{\frac{2\chi}{-\tilde{b} + 2\pi/\varepsilon_z}}. \quad (5.45)$$

Вираз (5.45) показує, що внесок поля деполіризації зменшує ширину ДС в півці СЕ в порівнянні з масивним СЕ. Разом з тим, при $h \rightarrow \infty$, згідно до (5.25), компонента поля деполіризації $E_{d,z} \rightarrow 0$ і формули (5.43), (5.45) перетворюються в аналогічні вирази для масивного СЕ [299].

Зазначимо, що визначення нами ширини ДС проведено для СЕ без дефектів. Знаходження ширини ДС у СЕ з дефектами може бути проведено аналогічно викладеному формалізму, відповідно до результатів роботи [303].

Розглянемо тепер поведінку поляризації у найбільш характерній точці перехідної області – центрі ДС, тобто точці $x = 0$. Вочевидь, що в цій точці P_x має найбільше значення. Відповідно з другого рівняння (5.42), замінюю-

чи вираз $\left(\partial^2 P_x / \partial x^2\right)\Big|_{x=0}$ на наближений $-2\tilde{P}_x \bar{\delta}^{-2}$, де $\tilde{P}_x = P_x(x, z)\Big|_{x=0}$, з урахуванням (5.45) отримуємо:

$$\tilde{P}_x(z) = \mp \frac{4P_S \text{Artah}(2z/h)}{(\tilde{a} - \tilde{b} + 2\pi/\varepsilon_z) \sqrt{\varepsilon_x} \sqrt{\varepsilon_z}}, \quad (5.46)$$

де знак “-” відповідає поляризації при $z > 0$, знак “+” описує поведінку поляризації при $z < 0$.

Аналіз залежності $\tilde{P}_x(z)$ вказує на неоднорідний характер розподілу вектору поляризації по товщині плівки. При цьому дана неоднорідність має нелокальний характер. З формули (5.46) також слідує, що $\tilde{P}_x\Big|_{z=0} = 0$. Даний результат узгоджується з положенням монографії [327] щодо поведінки вектору поляризації в центрі плівки. Крім того, вираз (5.46) відображає той факт, що наявність в доменній стінки P_x компоненти вектору поляризації обумовлена врахуванням фактору поверхні плівки: при $h \rightarrow \infty$, з (5.46) отримуємо $\tilde{P}_x(z) \rightarrow 0$.

Розкладаючи далі функцію $\text{Artah}(2z/h)$ в ряд при $|z| \ll h/2$, можемо записати вираз для поляризації \tilde{P}_x поблизу центру СЕ плівки

$$\tilde{P}_x(z) = \mp \frac{8P_S z/h}{(\tilde{a} - \tilde{b} + 2\pi/\varepsilon_z) \sqrt{\varepsilon_x} \sqrt{\varepsilon_z}}.$$

Дослідимо тепер поведінку вектору поляризації в області плівки $h/2 - \lambda \sim |z| \leq h/2$, де $\lambda < \bar{\delta}$. Тут і надалі ми замінили δ' на $\bar{\delta}$, визначене нами з урахуванням поля деполіризації плівки. Вочевидь, що в даній області справедли-

во співвідношення $|\partial P_z / \partial x| \ll |\partial P_z / \partial z|$. Тоді, використовуючи викладений вище формалізм, а, також нехтуючи при інтегруванні першого рівняння (5.40) членами $\sim \sqrt{\varepsilon_z / \varepsilon_x} P_S^2$, визначаємо ширину доменної стінки $\bar{\Delta}_{surf}$ у тонкому шарі поблизу поверхні плівки

$$\bar{\Delta}_{surf} = 2\bar{\delta}_{surf} = 2\sqrt{\frac{2\chi}{-\tilde{b} - 2\pi/\varepsilon_z}}, \quad (5.47)$$

$$\text{де } \bar{\delta}_{surf} = \sqrt{\frac{2\chi}{-\tilde{b} - 2\pi/\varepsilon_z}}.$$

Аналіз виразів (5.45), (5.47) показує, що ширина ДС у приповерхневому шарі плівки більша за аналогічну характеристику в середині плівки

$$\frac{\bar{\Delta}_{surf}}{\bar{\Delta}} = 1 + \frac{1}{(-\tilde{b} \varepsilon_z / 4\pi) - 1/2}.$$

Обчислення показують, що для плівок ВаТіО₃ виконуться співвідношення $\bar{\Delta}_{surf} / \bar{\Delta} \approx 2,5$. Отриманий результат обумовлений більш сильним впливом поля деполяризації поблизу поверхні плівки, наслідком чого є також збільшення значень P_x по відношенню до відповідних величин в середині плівки. Іншими словами, ДС в приповерхневому шарі плівки стає більш жорсткою, що і знаходить своє відображення в "розширенні" ефективної області поляризації перехідної області. Зазначене явище може бути досліджено експериментально електрооптичними методами (див. у цьому зв'язку роботу [328]).

Компоненту поляризації \tilde{P}_x визначимо із другого рівняння системи (5.40), яке враховуючи співвідношення

$a\tilde{P}_x \gg \tilde{c}'\tilde{P}_x^3$ і роблячи заміну виразу $\chi \frac{\partial^2 \tilde{P}_x}{\partial x^2} \Big|_{x=0}$ на набли-

жений $-2\tilde{P}_x \bar{\delta}_{surf}^{-2}$, можна переписати таким чином

$$\chi \frac{\partial^2 \tilde{P}_x}{\partial \tilde{\eta}^2} - \tilde{a}'\tilde{P}_x = \frac{2P_S}{\sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\epsilon_z}} \ln \frac{h}{\tilde{\eta}}, \quad (5.48)$$

де $\tilde{\eta} = h/2 - z$, $\tilde{a}' = \tilde{a} + 2\tilde{P}_x \bar{\delta}_{surf}^{-2} = \tilde{a} - \tilde{b} - 2\pi/\epsilon_z$.

Інтегруючи рівняння (5.48) за $\tilde{\eta}$ від λ до 0, і враховуючи граничну умову (5.39), яка в даному випадку має вигляд

$$\frac{\partial \tilde{P}_x}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=0} = 0,$$

отримаємо наступну залежність

$$\frac{\partial \tilde{P}_x}{\partial \eta} + \frac{\tilde{a}'h}{\chi} \int_{\eta}^0 d\eta' \tilde{P}_x = -\frac{2P_S h^2}{\chi \sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\epsilon_z}} \eta (\ln \eta - 1), \quad (5.49)$$

де $\eta = \lambda/h$.

Розв'язуючи (5.49) методом послідовних наближень при $\lambda^2 \ll \bar{\delta}_{surf}^2$, знаходимо

$$\tilde{P}_x = \mp \frac{2P_S}{\tilde{a}' \sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\epsilon_z}} \mp \frac{P_S \lambda^2}{2\chi \sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\epsilon_z}} \left(\ln \left(\frac{\lambda}{h} \right)^2 - 1 \right) + O \left(\frac{\lambda^4}{h^4} \right), \quad (5.50)$$

де знак "+" відповідає поляризації поблизу верхньої поверхні плівки, знак "-" біля її нижньої поверхні.

З виразу (5.50) слідує, що оскільки справедливі співвідношення

$$\frac{\lambda^2}{2\chi} \sim \frac{\lambda^2}{\tilde{b} \bar{\delta}_{surf}^2}, \tilde{a}' \sim \tilde{b},$$

то в розглянутій області плівки, з характерними значеннями товщин $\bar{\delta}/h \sim 10^{-2} - 10^{-3}$, компоненту вектору поляризації $\tilde{P}_x(z)$ можна вважати величиною сталою яка дорівнює

$$\tilde{P}_x \approx 2P_S / \tilde{a}' \sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\epsilon_z}. \quad (5.51)$$

При цьому, граничним переходом $\lambda \rightarrow 0$ з формули (5.50) слідує гранична умова (5.39). Зауважимо, що умова (5.39) виконується також й для P_z компоненти вектору поляризації, в якості нульового наближення якої ми обрали розподіл (5.10).

Підставляючи чисельні значення параметрів у формулу (5.50), для плівок BaTiO_3 з $h \sim (10^2 - 10^3)$ нм, знаходимо значення поляризації $\tilde{P}_x \approx 0,1P_S$, там, де воно максимально – в тонкому приповерхневому шарі плівки $h/2 - \bar{\delta} \leq |z| \sim h/2 - \lambda$.

Об'єднуючи вирази (5.46), (5.50), представимо на рис. 5.3 поведінку \tilde{P}_x компоненти вектору поляризації по товщині СЕ плівки. Незавжди бачити, що розподіл поляризації $\tilde{P}_x(z)$ носить нелокальний характер. Нелокальний характер має також і розподіл вектору намагніченості по товщині ДС феромагнітної плівки (т.зв. неєлівська ДС [185, 222]). Даний факт вказує на загальний характер формування в ДС зв'язаних електричних (магнітних) зарядів, обумовлених фактором поверхні.

Слід сказати, що отримана вище оцінка $\tilde{P}_x \sim 10\%$ від величини поляризації в середині домену є вельми помітною величиною. При цьому область зміни $P_x(z)$ в ДС (в силу нанорозмірного масштабу ДС) можна розглядати як субструктурне наноутворення ДС, яке, вочевидь, збільшує її ефективну масу. Зрозуміло, що цей факт повинен відобразитись і на динамічних характеристиках ДС (рухливість, частота власних коливань), які можуть бути виміряні на експерименті.

Сформулюємо ще один фундаментальний висновок, який слідує з наведених результатів – **доменна стінка в тонкій плівці СЕ не є плоскою *a priori***. Вочевидь, що використання моделі плоскої ДС є коректним у разі, коли фактор поверхні дуже малий, або ж його можна компенсувати.

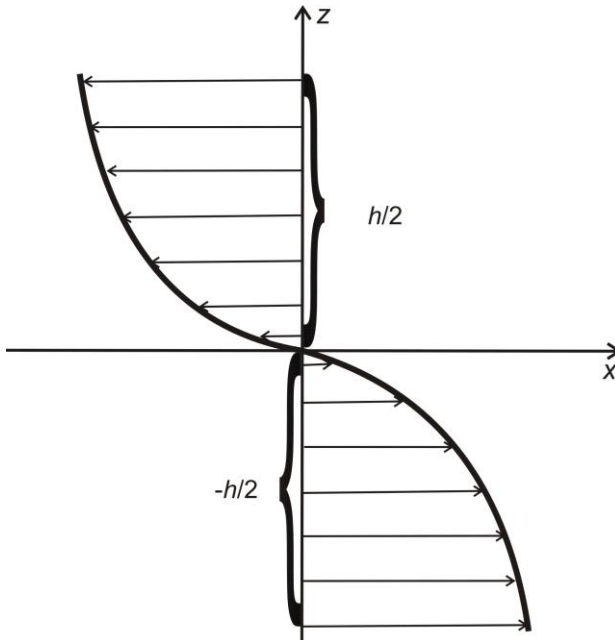


Рис. 5.3. Розподіл P_x компоненти вектору поляризації за товщиною плівки у центрі ДС

Наприклад, зовнішнім електричним полем, спрямованим нормально площині плівки (СЕ у конденсаторі). Крім того, вплив деполяризуючого поля може бути зменшено наявністю в СЕ електропровідності. Вивченню цього ефекту в зазначених плівках буде присвячений наступний розділ.

ПИТАННЯ

Визначити термодинамічний потенціал Гіббса для масивного СЕ, що характеризується кубічною симетрією. Пояснити рацію перенормування потенціалу.

Описати структуру 180° ДС в масивному СЕ та визначити густину її поверхневої енергії. Зробити оцінку цього параметру для піровскиту BaTiO_3 . Те ж саме питання для 90° ДС.

В чому полягає відмінність будови доменних стінок в СЕ та феромагнітних матеріалах?

Охарактеризувати поле деполяризації СЕ плівки та його вплив на внутрішню будову ДС.

Визначити термодинамічний потенціал Гіббса для плівки СЕ

Встановити граничну умову для вектору поляризації на поверхні СЕ плівки, що містить 180° ДС. Те ж саме питання для плівки з 90° ДС.

Як впливає поле деполаризації плівки на ширину ДС та поведінку вектору спонтанної поляризації в центрі домену? Вказати як змінюються величини цих характеристик при наближенні до поверхні плівки. Відповідь доповнити відповідними оцінками (розглянути тетрагональну фазу BaTiO_3).

Описати поведінку вектору поляризації в центрі 180° ДС в плівці СЕ, що має доменну систему. Відповідь доповнити графічно. В чому полягає відмінність: *a*) від масивного матеріалу; *b*) від феромагнітної плівки? Як зміниться цей результат для ромбічної фази BaTiO_3 ?

Визначити модель “плоскої” доменної стінки в СЕ. Вказати випадки, в яких є коректним використання цього наближення.

Оцінити величину компоненти P_x вектору поляризації, обумовлену врахуванням фактору поверхні СЕ плівки (систему координат надано в розділі), для BaTiO_3 .

РОЗДІЛ 6

ДИНАМІКА ДОМЕННИХ СТІНОК В ПЛІВКАХ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКІВ

6.1. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ

У зв'язку з широкими перспективами використання у сучасних нанотехнологіях (наприклад, в нанооптиці, наноелектроніці, обчислювальній техніці) тонких СЕ плівок, набуває актуальності дослідження фізичних властивостей останніх, великий вплив на які здійснює доменна структура. В даному контексті, вкрай важливим є вивчення динамічної поведінки перехідної міждоменної області – ДС в зовнішніх електричних полях. В одній з перших робіт із зазначеної проблематики [329], використовуючи наближення ізольованої ДС, вивчалась залежність діелектричної проникливості від частоти електричного поля, що прикладається до СЕ. У цій статті була визначена ефективна маса ДС (той же результат був повторений і в роботі [330]) та отримана відповідна оцінка для ДС у перовскиті BaTiO_3 .

Подальший розвиток зазначена тематика отримала в роботах [331-334], серед яких слід особливо виділити

[332] (див. також монографії [296-301, 327]), У цій роботі, виходячи з першопринципів, вивчалась діелектрична дисперсія в СЕ, доменні стінки якого здійснюють згинальні коливання. У [332] був отриманий закон дисперсії згинальних хвиль і обчислений відповідний внесок у діелектричну проникливість для "жорстко" закріпленої на дефектах ДС. Наступним доповненням цих робіт є стаття [335], в якій досліджувався вплив на неоднорідні коливання ДС полів, зумовлених індукованими при русі ДС зарядами. Було показано, що врахування інерційності середовища призводить до нелокального характеру ефективної маси і жорсткості ДС. Зазначений ефект має знайти прояв в експериментах з вивчення діелектричної проникливості ДС з ультразвуком, зокрема, в процесах генерації ультразвуку ДС.

"Квазічастинковий" підхід до опису динаміки доменної стінки у СЕ на основі хвильового рівняння, одержаного з модельного гамільтоніану для малих зміщень іонів ґратки з положення рівноважного стану СЕ, запропонований у статті [336]. Отриманий у цій роботі вираз для маси ДС співвідноситься з результатами із робіт [329, 330].

Облік вкладу п'єзоелектричних деформацій, що виникають при русі ДС на поверхні кристала, в ефективну масу і частоту власних коливань ДС проведено в статті [337]. Аналогічна задача для 90° ДС у СЕ кераміці на підставі рівняння руху ДС [338,339] розглянута в [340]. Було показано, що врахування цих деформацій призводить до помітного збільшення ефективної маси ДС і суттєвого зменшення частоти її власних коливань.

Серед робіт, присвячених динамічним властивостям ДС у плівках СЕ, слід також вказати і на роботи [341,342], в яких вивчався вплив доменної структури на гістерезис плівок. Вплив високих зовнішніх напружень і пініннга ДС на поляризацію доменвмісних СЕ матеріалів розглянутий у статтях [343-345] і [346-348] відповідно. Ефекти перемикання в СЕ плівках з доменною структурою вивчались у роботах [349-352].

Слід зазначити, що вагомим фактором, впливаючим на внутрішню будову ДС у тонких СЕ плівках, є деполяризує поле, яке, як було показано нами в попередньому розділі, призводить до субструктурного наноутворення ДС у вигляді нормальної до площини стінки компонента вектору поляризації. У такому випадку, важливим стає дослідження впливу зазначеного наноутворення на динаміку самої ДС. Дане питання було розглянуто в роботах [353,354] для тонких СЕ плівок, що мають електропровідність. Результати та висновки цих досліджень, їх обґрунтування та аналіз, складають основу даного розділу посібника.

6.2. ЕФЕКТИВНА МАСА ДОМЕННОЇ СТІНКИ У МАСИВНОМУ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКУ

Важливим фізичним параметром, що характеризує інерційні властивості ДС, є ефективна маса доменної стінки \tilde{m}_{DW} . Для коректного введення даного поняття доповнимо термодинамічний потенціал СЕ (5.36) членом E_{DWk} , який відповідає кінетичній енергії ДС [329]

$$E_{DW_k} = \int_{-\infty}^{\infty} dx T_k - \int_{-\infty}^{\infty} dx (T_k)_{unif}, \quad (6.1)$$

де $T_k = \tilde{\mu} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2} \tilde{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2$, $\tilde{\mu} = \frac{1}{2} \frac{m^*}{ne^2}$, m^* – ефективна маса іонів, що обумовлюють поляризацію СЕ, e – ефективний заряд, відповідний цим іонам, n – їх кількість в одиниці об'єму, $\tilde{\rho}$ – густина матеріалу, u_i – вектор зміщень, через який визначається тензор напружень СЕ, $(T_k)_{unif}$ – густина кінетичної енергії однорідно поляризованого СЕ.

Розглянемо (6.1) для типового СЕ зі структурою перовскиту ВаТіО₃. У цьому випадку, як слідує з результатів робіт [329,330,338], ефективна маса ДС визначається першим доданком у T_k формули (6.1) (вклад від другого доданку \tilde{m}_{DW} суттєвий для СЕ з сильним п'єзо ефектом [337]).

Вважаючи, що при русі ДС зі швидкістю v її профіль змінюється слабко (що справедливо в досить малих зовнішніх полях), можна розглядати функцію $\vec{P}(x, v)$ у автомобельному вигляді, тобто вважати, що

$$\vec{P}(x, v) = \vec{P}(x - vt).$$

Вочевидь, що у цьому випадку $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = -v \frac{\partial \vec{P}}{\partial x}$ і відповідно

$\frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial x^2}$. Останнє співвідношення показує, що задача про рух ДС в автомобельному наближенні зводиться до

статичної, за допомогою перенормування обмінної сталої χ у термодинамічному потенціалі (5.8): $\tilde{\chi} = \chi - \tilde{\mu}v^2 = \chi(1 - v^2/c_0^2)$, де $c_0 = \sqrt{\chi/\tilde{\mu}}$.

У разі масивного СЕ, коли впливом поверхні на будову ДС можна знехтувати, враховуючи (5.10), розподіл поляризації у ДС, що рухається запишемо у вигляді

$$P_z(x, v) = P_S th \frac{x - vt}{\bar{\delta} \sqrt{1 - v^2/c_0^2}}. \quad (6.2)$$

Вираз (6.2) показує, що поляризація в ДС локалізована в області $\sim 2\bar{\delta} \sqrt{1 - v^2/c_0^2}$. Отриманий результат означає, що існує лоренцівське звуження ширини ДС у разі її переміщення зі швидкістю v . Вочевидь, що при швидкостях $v \ll c_0$ лоренцівським фактором можна знехтувати. Крім того, з (6.2) слідує існування для ДС граничної швидкості c_0 , яка залежить від параметрів ДС. Зрозуміло, що значення c_0 у разі сегнетоеластиків (матеріали, які характеризуються гистерезисом деформації від прикладеної механічної напруги) повинні збігатися зі швидкістю звуку в цих матеріалах.

Після підстановки виразу (6.2) у (6.1) і інтегрування отриманого виразу за x від $-\infty$ до ∞ , для $\tilde{\sigma}(v)$ поверхневої енергії доменної стінки, що рухається зі швидкістю v , знаходимо

$$\tilde{\sigma}(v) = \frac{4\chi P_S^2}{3\bar{\delta} \sqrt{1 - v^2/c_0^2}} = \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}}, \quad (6.3)$$

де $\bar{\sigma}$ – поверхнева енергія нерухомої ДС, яка визначається за формулою (5.11).

Отримане вище співвідношення (6.3) можна переписати у наступному вигляді

$$\tilde{\sigma}(v) = \tilde{m}_{DW}(v)c_0^2, \quad (6.4)$$

де $\tilde{m}_{DW}(v) = \frac{\bar{\sigma}/c_0^2}{\sqrt{1-v^2/c_0^2}} = \frac{\bar{m}_{DW}}{\sqrt{1-v^2/c_0^2}}$ – ефективна маса

доменної стінки, що рухається із швидкістю v , $\bar{m}_{DW} = \bar{\sigma}/c_0^2 = m\bar{\sigma}/ne^2\chi$. – ефективна маса ДС, швидкість якої $v \ll c_0$, тобто у випадку, коли можна знехтувати лоренцевським звуженням ширини ДС.

Оскільки за порядком величини m^* складає $\sim 10^{-22}$ г, ефективний заряд $e = 4 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}$ Кл, кількість іонів у одиниці об'єму $n = (4 \cdot 10^{-8})^3 \text{ см}^{-3}$, то величина $ne^2/m \sim 6 \cdot 10^{26} \text{ с}^{-2}$. Враховуючи чисельні значення феноменологічних констант \tilde{b} , \tilde{c} і χ (див. формулу 5.8), отримаємо таку оцінку: $\bar{m}_{DW} \sim 10^{-11} \text{ г/см}^2$ [329].

Слід зазначити, що вирази (6.2-6.4) мають релятивістську структуру. Крім того, ці співвідношення вказують на те, що хоча рухома ДС і являє собою колективне утворення з векторів поляризації, тим не менше, її можна розглядати як квазічастинку з такими характеристиками як швидкість, маса, енергія. Дана властивість ДС обумовлює можливість використання лагранжевого формалізму при дослідженні її динаміки.

6.3. ЕФЕКТИВНА МАСА І РУХЛИВІСТЬ ДОМЕННОЇ СТІНКИ В ПЛІВКАХ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКІВ

Розглянемо ДС в плівці СЕ. В даному випадку необхідно, відповідно до результатів, отриманих в попередньому розділі, зважити на те, що ДС має складну структуру, елементом якої є компонента вектору поляризації $P_x(z)$. Вочевидь, що врахування зазначеного фактору призводить до збільшення \bar{m}'_{DW} – ефективної маси ДС по відношенню до масивного СЕ. Слідуючи викладеному в підрозділі 6.2 формалізму (див. вирази (6.1-6.4)), неважко знайти, що \bar{m}'_{DW} залежить від координати z і має такий вигляд

$$\bar{m}'_{DW}(z) = \bar{m}_{DW}(1 + m_x(z)), \quad (6.5)$$

де $m_x(z) = \left(\frac{P_x(z)}{P_S} \right)^2$ – відносний вклад в ефективну масу

ДС її субструктурного наноутворення зумовленого розподілом поляризації $P_x(z)$.

Аналіз формули (6.5) показує, що маса $\bar{m}'_{DW}(z)$ максимальна поблизу поверхні плівки і співпадає з \bar{m}_{DW} у центрі плівки. Оцінка вкладу m_x для плівок BaTiO_3 з $\bar{\delta}/h \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ в тонкому приповерхневому шарі $< \bar{\delta}$ дає: $m_x \sim 10^{-2}$. Отримана величина здається мало актуальною на перший погляд. Однак у підрозділі 6.5 нами буде показано, що m_x обумовлює вельми помітний зсув частоти власних коливань ДС в зовнішньому електричному полі, напрямленому перпендикулярно поверхні плівки. Зро-

зуміло, що електропровідність плівки, зменшуючи з часом поле деполяризації, призводить до зменшення і внеску m_x , так, що, $t \rightarrow \infty$, $m_x(z) \rightarrow 0$.

Слід сказати, що не тільки ефективна маса ДС, але й її рухливість змінюється за товщиною плівки. Дійсно, доповнимо перше рівняння системи (5.40) членом, який відповідає процесу дисипації поляризації $\tilde{\gamma} \partial P_z / \partial t$ ($\tilde{\gamma}$ – коефіцієнт в'язкості), і порівняємо його за порядком з величиною зовнішнього електричного поля E_z , спрямованого вздовж вісі OZ обраної системи координат

$$\tilde{\gamma} \frac{\partial P_z}{\partial t} = E_z. \quad (6.6)$$

Враховуючи, що $|\partial P_z / \partial t| = v |\partial P_z / \partial x|$ і замінюючи похідну за x , на $P_S / \bar{\delta}$, в разі слабких електричних полів, з формули (6.6) знаходимо швидкість v і рухливість $\bar{\mu}_{DW}$ доменної стінки

$$v = \bar{\mu}_{DW} E_z, \quad \bar{\mu}_{DW} = \frac{\bar{\delta}}{\tilde{\gamma} P_S}. \quad (6.7)$$

Неважко бачити, що оскільки $\bar{\delta}$ залежить від координати z , то від z залежить також і рухливість ДС, тобто дана характеристика не є однорідною за товщиною плівки і збільшується, як це слідує з формул (5.45), (5.47), (6.7) поблизу поверхні плівки. **Отриманий результат вказує на *a priori* неоднорідний характер руху ДС в тонкій СЕ плівці. Іншими словами квазічастинковий підхід до опису динаміки ДС в тонких СЕ плівках не є адекватним.**

Виходячи з формул (5.45), (5.47), (6.7), для BaTiO_3 знаходимо наступні оцінки

$$\bar{\mu}_{surf} / \bar{\mu} \sim \bar{\Delta}_{surf} / \bar{\Delta} \approx 2,5,$$

де $\bar{\mu}_{surf}$ – значення рухливості поблизу поверхні плівки, $\bar{\mu}$ – в середині плівки.

Вімітиємо, що отримані вище результати досить добре описують динаміку ДС в сегнетоелектриках поблизу точки фазового переходу, оскільки в даній області ширина ДС за рахунок "розм'якшення" коливань кристалічної ґратки (т.зв. м'яка мода, пов'язана із змінами параметру порядку в феноменологічній теорії Ландау див. роботи [355-359]) збільшується. У той же час, при зміщенні від температури фазового переходу доменні стінки у СЕ стають настільки вузькими, що починають відчувати дискретність кристалічної ґратки (див. статтю [360]), які проявляється у флуктуаціях ДС.

6.4. ПОЛЕ ДЕПОЛЯРИЗАЦІЇ СЕГНЕТОЕЛЕКТРИЧНОЇ ПЛІВКИ, ЩО МАЄ ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ

Як відомо, реальна СЕ плівка, крім зв'язаних електричних зарядів, сконцентрованих поблизу її поверхні, має відмінну від нуля електропровідність, яка характеризує електричний струм вільних зарядів у СЕ, внаслідок чого, зв'язані заряди виявляються частково скомпенсованими. У даному контексті актуальним є дослідження впливу вказаного фактору на внутрішню будову ДС в плівках СЕ.

Для вивчення зазначеної проблеми необхідно визначити поле деполіаризації такої плівки. У вибраній системі ко-

ординат відповідна система рівнянь Максвелла і граничні до них умови мають вигляд

$$\operatorname{div} \vec{D}^{(1),(3)*} = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{D}^{(2)*} = -4\pi \int_0^t dt \left(\sigma_x \frac{\partial E_{d,x}^{(2)*}}{\partial x} + \sigma_z \frac{\partial E_{d,z}^{(2)*}}{\partial z} \right), \quad (6.8)$$

$$\left(-\varepsilon_z E_{d,z}^{(2)*} \mp 4\pi P_z + E_{d,z}^{(1),(3)*} \right) \Big|_{z=\pm \frac{h}{2}} = 4\pi \int_0^t dt \sigma_z E_{d,z}^{(2)*} \Big|_{z=\pm \frac{h}{2}}, \quad (6.9)$$

$$\left(E_{d,x}^{(2)*} = E_{d,x}^{(1),(3)*} \right) \Big|_{z=\pm \frac{h}{2}}$$

де $\vec{D}^{(1)*}$, $\vec{D}^{(3)*}$ – вектор електричної індукції поза плівкою (вакуум), $\vec{D}^{(2)*}$ – у середині плівки, $\vec{E}_d^{(1)*}$, $\vec{E}_d^{(3)*}$ – поле деполаризації у вакуумі, $\vec{E}_d^{(2)*}$ – у середині плівки, σ_x , σ_z – компоненти тензора питомої електропровідності відносно вісей OX і OZ відповідно.

Зауважимо, що при запису (6.8), (6.9) ми використали рівняння неперервності

$$\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0,$$

де: ρ_q – об'ємна густина, заряду $\vec{j} = (j_x, 0, j_z)$,

$j_x = \sigma_x E_{d,x}^*$, $j_z = \sigma_z E_{d,z}^*$ – струм вільних зарядів.

Дійсно, інтегруючи записане вище рівняння, отримуємо (див. праву частину другого рівняння системи (6.8))

$$\rho_q = -\int_0^t dt \left(\sigma_x \frac{\partial E_{d,x}^{(2)*}}{\partial x} + \sigma_z \frac{\partial E_{d,z}^{(2)*}}{\partial z} \right).$$

Застосовуючи до цього виразу, яке ми розглядаємо на поверхні плівки, теорему Гаусса-Остроградського, для $\rho_q \Big|_{z=\pm h/2}$ – поверхневої густини вільних зарядів знаходимо

$$\rho_q \Big|_{z=\pm h/2} = -\left(\int_0^t dt j_z^{(1),(3)} \Big|_{z=\pm h/2} - \int_0^t dt j_z^{(2)} \Big|_{z=\pm h/2} \right).$$

Вочевидь, що $j_z^{(1),(3)} = 0$ (струм відсутній за межами плівки), тоді для поверхневої густини вільних зарядів отримуємо (див. праву частину першого рівняння граничної умови (6.9))

$$\rho_q \Big|_{z=\pm h/2} = \int_0^t dz \sigma_z \frac{\partial E_{d,z}^{(2)*}}{\partial z} \Big|_{z=\pm h/2}$$

Вводячи потенціал $\tilde{\varphi}^*$, пов'язаний з деполяризуючим полем співвідношенням $\vec{E}_d^{(i)*} = -\vec{\nabla} \tilde{\varphi}^{(i)*}$ ($i=1,2,3$), систему рівнянь (6.8) і граничну до неї умову (6.9), перепишемо у вигляді

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}^{(1),(3)*}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}^{(1),(3)*}}{\partial z^2} = 0, \quad |z| > h/2, \quad (6.10)$$

$$\begin{aligned}
& \varepsilon_x \frac{\partial^2 \tilde{\phi}^{*(2)}}{\partial x^2} + \varepsilon_z \frac{\partial^2 \tilde{\phi}^{*(2)}}{\partial z^2} = 4\pi \frac{\partial P_x}{\partial x} + 4\pi \frac{\partial P_z}{\partial z} - \\
& - 4\pi \int_0^t dt \left(\sigma_x \frac{\partial \tilde{\phi}^{*(2)}}{\partial x} + \sigma_z \frac{\partial \tilde{\phi}^{*(2)}}{\partial z} \right), \quad |z| < h/2 \\
& -\varepsilon_z \frac{\partial \tilde{\phi}^{*(2)}}{\partial z} \Big|_{z=\pm \frac{h}{2}} \pm 4\pi \tilde{P}_z = -\frac{\partial \tilde{\phi}^{*(1),(3)}}{\partial z} \Big|_{z=\pm \frac{h}{2}} + 4\pi \int_0^t dt \sigma_z \frac{\partial \tilde{\phi}^{*(2)}}{\partial z} \Big|_{z=\pm \frac{h}{2}}, \\
& \left(\frac{\partial \phi^{*(2)}}{\partial x} = \frac{\partial \phi^{*(1),(3)}}{\partial x} \right) \Big|_{z=\pm \frac{h}{2}}. \tag{6.11}
\end{aligned}$$

де $\tilde{P}_z = \lim_{z \rightarrow h/2} P_z^*$.

Вочевидь, що (6.10), (6.11) мають бути доповнені умовою для поведінки $\tilde{\phi}^*$ на нескінченності

$$\tilde{\phi}^{(i)*} \rightarrow 0, \text{ при } |x| \rightarrow \infty, |z| \rightarrow \infty. \tag{6.12}$$

Розв'яуючи систему рівнянь (6.10), з граничними умовами (6.11), (6.12), після низки досить простих обчислень знаходимо

$$\begin{aligned}
\tilde{E}_{d,x}^* &= -\frac{2P_S^*}{\sqrt{\varepsilon_x^*} \sqrt{\varepsilon_z^*}} \ln \left[\frac{x^2/\varepsilon_x^* + (z+h/2)^2/\varepsilon_z^*}{x^2/\varepsilon_x^* + (z-h/2)^2/\varepsilon_z^*} \right], \\
\tilde{E}_{d,z}^* &= -\frac{4P_S^*}{\varepsilon_z^*} \left\{ \operatorname{actg} \frac{x\sqrt{\varepsilon_z^*}/\sqrt{\varepsilon_x^*}}{h/2-z} + \operatorname{arctg} \frac{x\sqrt{\varepsilon_z^*}/\sqrt{\varepsilon_x^*}}{h/2+z} \right\}, \tag{6.13}
\end{aligned}$$

де $\varepsilon_x^* = \varepsilon_x + 4\pi\sigma_x t$, $\varepsilon_z^* = \varepsilon_z + 4\pi\sigma_z t$, P_S^* – поляризація у середині домену, що враховує електропровідність плівки і буде визначена нами нижче.

З (6.13) слідує, що електропровідність плівки призводить до зменшення компонент деполяризуючого поля, які для часу $t \gg \varepsilon_x/4\pi\sigma_x$, $\varepsilon_z/4\pi\sigma_z$ наближаються до нуля. При цьому значення P_S^* поляризації в середині домену перетворюються в аналогічну характеристику масивного СЕ.

Аналіз виразів (6.13) показує, що дія поля деполяризації плівки проявляється найбільш сильно поблизу поверхні плівки в області, що не перевищує характерний розмір ширини ДС. З іншого боку, має місце граничний

перехід: $h \rightarrow \infty$, $\tilde{E}_{d,x}^*$, $\tilde{E}_{d,z}^* \rightarrow 0$. Неважко також пересвідчитись, що на верхній і нижній поверхнях плівки виконується гранична умова (5.39), в якому вектор поляризації вже залежить від електропровідності СЕ.

Використовуючи формулу (5.26), запишемо енергію деполяризуючого поля плівки w_{Ed}^* у вигляді

$$w_{Ed}^* = \frac{1}{8\pi} \int dv \vec{E}_d^* \vec{D}^* - \frac{1}{2} \int dv \tilde{E}_{d,x}^{(2)*} P_x - \frac{1}{2} \int dv \tilde{E}_{d,z}^{(2)*} P_z. \quad (6.14)$$

Враховуючи потенціальний характер поля деполяризації і умову на потенціал (6.12), вираз (6.14) перепишемо наступним чином

$$w_{E_d}^* = \frac{1}{2} \sigma_x \int dv \left(\tilde{E}_{d,x}^{(2)*} \right)^2 + \frac{1}{2} \sigma_z \int dv \left(\tilde{E}_{d,z}^{(2)*} \right)^2 - \int dv \tilde{E}_{d,x}^{(2)*} P_x - \frac{1}{2} \int dv \tilde{E}_{d,z}^{(2)*} P_z, \quad (6.15)$$

де операція інтегрування здійснюється за об'ємом СЕ плівки.

Вираз (6.15) вказує, що електропровідність плівки впливає на внутрішню структуру ДС, через поле деполяризації \tilde{E}_d^* , яке визначається P_z і P_x компонентами вектору поляризації. З формули (6.15) також видно, що, при $\sigma_x, \sigma_z \rightarrow 0$ енергія $w_{E_d}^*$ перетворюється у відповідний вираз для енергії поля деполяризації (5.25) СЕ плівки, в якому відсутня електропровідність.

6.5. Внутрішня будова доменної стінки у плівці сегнетоелектрика, що має електропровідність. Коливання доменної стінки у зовнішньому електричному полі

Дослідимо вплив деполяризуючого поля на поведінку вектору поляризації у ДС плівці СЕ, що має електропровідність. Для вирішення цієї проблеми проваріюємо термодинамічний потенціал (5.36) (з врахуванням енергії (6.15)) за компонентами вектору поляризації P_x і P_z , після чого отримуємо

$$\begin{aligned} \chi \frac{\partial^2 P_z}{\partial x^2} &= bP_z + cP_z^3 - \tilde{E}_{d,z}^{(2)*} / 2, \\ \chi \frac{\partial^2 P_x}{\partial x^2} &= aP_x + c'P_x^3 + d'P_z^2 P_x - \tilde{E}_{d,x}^{(2)*} / 2. \end{aligned} \quad (6.16)$$

де $\tilde{E}_{d,x}^{(2)*}$, $\tilde{E}_{d,z}^{(2)*}$ – компоненти поля деполяризації, які визначаються за формулою (6.13).

Із першого рівняння системи (6.16) граничним переходом $x \rightarrow \infty$ (при цьому $\partial^2 P_z / \partial x^2 \rightarrow 0$ і $\tilde{E}_{d,z}^{(2)*} \rightarrow \pm 4\pi P_S^* / \varepsilon_z^*$) отримаємо вираз для поляризації у центрі домену

$$P_S^* = \sqrt{\left(-\tilde{b} - \frac{2\pi}{\varepsilon_z^*}\right) / \tilde{c}}. \quad (6.17)$$

Аналіз виразу (6.17) показує, що електропровідність плівки зменшує вплив поля деполяризації на P_S^* , збільшуючи величину останньої. Характерний час t' , протягом якого можна вважати актуальним дію поля $\tilde{E}_{d,z}^{(2)*}$, як неважливо бачити з (6.17), становить $\sim \varepsilon_z / 4\pi\sigma_z$ (для ВаТіО₃ значення $t' \approx 12,7$ с). Вочевидь, що для часу $t \gg t'$ поляризація P_S^* збігається з P_S – аналогічною характеристикою в масивному СЕ.

Відповідно до формалізму, викладеному в розділі 5.5, з першого рівняння (6.16) визначаємо ширину доменної стінки $\bar{\Delta}^*$ – всередині плівки і $\bar{\Delta}_{surf}^*$ – в її тонкому припо-

верхньому шарі, $h/2 - \lambda \sim |z| \leq h/2$, ($\lambda^2 \ll (\bar{\delta}^*)^2$), з урахуванням електропровідності СЕ.

$$\bar{\Delta}^* = 2\bar{\delta}^* = 2\sqrt{\frac{2\chi}{-\tilde{b} + 2\pi/\varepsilon_z^*}},$$

$$\bar{\Delta}_{surf}^* = 2\bar{\delta}_{surf}^* = 2\sqrt{\frac{2\chi}{-\tilde{b} - 2\pi/\varepsilon_z^*}}. \quad (6.18)$$

З виразів (6.18) слідує, що електропровідність плівки зменшує ефект розширення ДС поблизу її поверхні плівки, збільшуючи $\bar{\Delta}^*$ і зменшуючи величину $\bar{\Delta}_{surf}^*$, а при $t \gg t' = \varepsilon_z/4\pi\sigma_z$ деполяризуюче поле компенсується і $\bar{\Delta}_{surf}^*/\bar{\Delta}^* \rightarrow 1$, ширина ДС збігається з $\bar{\Delta}$. Зрозуміло, що в цьому випадку і $\mu_{surf}/\mu \rightarrow 1$ (див. формулу (6.7)), тобто має місце лінійний режим руху ДС.

Вираз для поляризації у центрі доменної стінки $\tilde{P}_x^*(z) = P_x^*(x, z)|_{x=0}$, в актуальних областях плівки, знаходимо з другого рівняння системи (6.16)

$$\tilde{P}_x^*(z) = \mp \frac{4P_S^* \text{Artah}(2z/h)}{(\tilde{a} - \tilde{b} + 2\pi/\varepsilon_z^*)\sqrt{\varepsilon_x^*}\sqrt{\varepsilon_z^*}}, \text{ при } 0 \leq |z| \leq h/2 - \bar{\delta}^* \quad (6.19)$$

$$\tilde{P}_x^* = \mp \frac{2P_S^*}{\tilde{a}'^*\sqrt{\varepsilon_x^*}\sqrt{\varepsilon_z^*}} \mp \frac{P_S^*\lambda^2}{2\chi\sqrt{\varepsilon_x^*}\sqrt{\varepsilon_z^*}} \left(\ln\left(\frac{\lambda}{h}\right)^2 - 1 \right),$$

$$h/2 - \lambda \sim |z| \leq h/2, \quad (6.20)$$

де знак “+” відповідає розподілу поляризації на верхній поверхні плівки, знак “-” на нижній, $\tilde{a}'^* = \tilde{a} - \tilde{b} - 2\pi/\varepsilon_z^*$.

Аналіз виразів (6.19), (6.20) показує, що електропровідність СЕ плівки зменшує компоненту вектору поляризації $\tilde{P}_x^*(z)$ і при $t \rightarrow \infty$, $\tilde{P}_x^*(z) \rightarrow 0$. Оцінімо час t^* , за який величина $\tilde{P}_x^*(z)$ зменшується на порядок (у 10 разів). Чисельні розрахунки виразів (6.19), (6.20) для ВаТіО₃ при $\sigma_x = \sigma_z \sim 1$ од. СГС_σ, дають $t^* \approx 3,8 \cdot 10^2$ с, тобто впродовж цього часу після фазового переходу кристала в СЕ фазу, нанорозмірна структурна неоднорідність ДС, обумовлена полем деполяризації, проявляється найбільш помітним чином. При цьому, оскільки час $t^* \gg t'$ (див. оцінку вище), то існує можливість виділити питання дослідження саме поведінки поляризації P_x у плівках СЕ, що мають електропровідність на експерименті. Параметри доменної структури – поляризація в центрі домену, ширина і маса ДС (див. формулу (6.5)), у даному випадку, збігаються з аналогічними характеристиками в масивному СЕ.

Дослідимо вплив нанорозмірної неоднорідності доменної стінки P_x на її динамічні властивості. Розглянемо власні коливання ДС в зовнішньому електричному полі, нормальному площині плівки, які характеризуються частотою ω_{DW} . Дана частота виражається через коефіцієнт жорсткості $k = 10^{10}$ кг/м²с² [329, 337] і ефективну масу ДС наступним чином

$$\omega_{DW} = \sqrt{\frac{k}{m'_{DW}}}. \quad (6.21)$$

Аналіз виразу (6.21) показує, що компонента вектору поляризації P_x , обумовлюючи залежність ефективної маси m'_{DW} від координати z , призводить також і до залежності від цієї координати і частоти власних коливань доменної стінки ω_{DW} . Даний факт, по суті, є наслідком того, що реальна ДС в плівці СЕ не є плоскою і вказує на фактичну хоч і малу $\sim (\tilde{P}_x^*/P_S^*)^2$ неоднорідність коливань ДС, яка в свою чергу при обліку електропровідності плівки зменшується з часом, а для $t \gg t^* = 3,8 \cdot 10^2$ с повністю компенсується.

Поблизу поверхні плівки, в тонкому приповерхневому шарі $h/2 - \lambda \sim |z| \leq h/2$ в центрі ДС, де ефект поверхні максимальний, з виразів (6.18), (6.20), (6.21) знаходимо $\Delta\omega_{DW}$ – внесок від субструктурної неоднорідності P_x^* у частоту власних коливань доменної стінки ω_{DW}^*

$$\Delta\omega_{DW} = \omega_{DW} - \omega_{DW}^* \approx \frac{\omega_{DW}}{2} \left(\frac{\tilde{P}_x^*}{P_S^*} \right)^2, \quad (6.22)$$

де $\omega_{DW} \sim 10^{10}$ Гц – значення частоти власних коливань ДС, що не враховує поляризацію P_x^* .

Оцінка виразу (6.22) для тонких плівок ВаТіО₃ з $h \sim (10^2 - 10^3)$ нм показує, що частота власних коливань ДС зазнає зсув, викликаний полем деполіризації плівки, величина якого в початковий момент часу становить

$$\Delta\omega_{DW} \sim 10^2 \text{ МГц.}$$

Вище нами було показано, що врахування провідності плівки призводить до зниження впливу деполяризуючого поля на внутрішню структуру ДС, яке помітно знижується для часу $t > t^* = 3,8 \cdot 10^2$ с. Даний факт знаходить своє відображення і в зменшенні значень $\Delta\omega_{DW}$. Так, відповідний розрахунок показує, що $\Delta\omega_{DW} \approx 1$ МГц для часу $t = t^* = 3,8 \cdot 10^2$ і $\Delta\omega_{DW} \rightarrow 0$ при $t \gg t^*$.

У центрі СЕ плівки ($z \rightarrow 0$), як це безпосередньо слідує з формул (6.19), (6.21), (6.22) величина зсуву частоти власних коливань $\Delta\omega_{DW} \rightarrow 0$. Крім того, з формул (6.19), (6.21), (6.22) видно, що $\Delta\omega_{DW} \rightarrow 0$ і при $h \rightarrow \infty$.

На закінчення відмітимо, що розгляд нами частини внутрішньої структури ДС – розподілу по товщині плівки компоненти вектору поляризації P_x у вигляді наноб'єкту є цілком обґрунтованим. Оскільки саме наявність у системі неоднорідності нанорозмірного масштабу, яка призводить до появи у неї нової якості – і визначає т.зв. "наноефект". У нашому випадку це нелокальний зсув частоти власних коливань ДС по товщині плівці, зумовлений як раз існуванням у ДС області з поляризацією P_x .

ПИТАННЯ

Як змінюється поляризація та поверхнева енергія ДС в масивному СЕ у разі її руху? Що означає термін лоренцівське звуження ширини ДС?

Визначити ефективну масу ДС в масивному СЕ. Оцінити дану характеристику для ВаТіО₃.

Означити ефективну масу та рухливість ДС в плівках СЕ. На прикладі BaTiO_3 зробити оцінку впливу поверхні на дані характеристики ДС.

Чи зберігається однорідний характер руху ДС в плівці СЕ? Як змінюється рухливість ДС в плівці СЕ при наближенні до поверхні плівки?

Описати поведінку вектору поляризації в центрі 180° ДС в плівці СЕ, що має провідність.

Визначити поляризацію та ширину 180° ДС плівці СЕ, що має провідність. Як змінюються з часом ці характеристики? Відповідь доповнити відповідними оцінками (розглянути тетрагональну фазу BaTiO_3). Показати, що при $t \rightarrow \infty$ вони перетворюються на відповідні параметри масивного СЕ.

Означити частоту власних коливань 180° ДС плівки СЕ, що має провідність, в зовнішньому електричному полі. Як змінюється з часом даний параметр ДС?

Для BaTiO_3 зробити оцінку величини ефекту зсуву по товщині плівки частоти власних коливань ДС та визначити характерний час, при якому вплив на динаміку ДС її структурного наноутворення у вигляді компоненти P_x вектору поляризації, є найбільш актуальним.

Чому властивості області ДС плівки СЕ, якій відповідає P_x компонента вектору поляризації, можна охарактеризувати як “наноефект”?

ЛІТЕРАТУРА

1. P.V. Hendriksen, S. Linderoth, P.A. Lindgard, *Phys. Rev. B*, **48**, No. 10: 7259 (1993).
2. L. Shultz, K. Schizke, J. Weeker, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, No. 9: 868 (1990).
3. H. Gleiter, *Nanostructur. Materials*, **1**, No. 1: 1 (1992).
4. L. Hu, M. Chen, *Mater. Chem. and Phys.*, **43**, No. 3: 212 (1996).
5. R.H. Kodama, *JMMM*, **200**, No. 1–3: 359 (1999).
6. L. Lu, M.L. Sui, and K. Lu, *Science*, **287**, No. 5457: 1463 (2000).
7. A. Yamasaki, W. Wulfhekel, R. Hertel, et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **91**, No. 12: 127201–1 (2003).
8. С.А. Непийко. *Физические свойства малых металлических частиц* – Киев: Наук. Думка, 1985.
9. Ю.И. Петров. *Кластеры и малые частицы*. – М.: Наука, 1986.
10. М.К. Рокко, Р.С. Уильямс, П. Аливисатос. *Нанотехнологии в ближайшем десятилетии*. – М.: Мир, 2002.
11. А.П. Шпак, Ю.А. Куницкий, В.И. Лысов, *Кластерные и наноструктурные материалы*. – Киев: Академперіодика, 2002.
12. А.П. Шпак, В.В. Погосов, Ю.А. Куницкий, *Введение в физику ультрадисперсных сред* – Киев: Академперіодика, 2006.
13. И.П. Суздаев. *Нанотехнология. Физикохимия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов*. – М.: КомКнига, 2006.
14. Э.Л. Нагаев, *УФН*, **162**, № 9: 50 (1992).
15. А.И. Гусев, *УФН*, **168**, № 1: 55 (1998).
16. И.П. Суздаев, П.И. Суздаев. *Успехи химии*, **70**, № 3: 203 (2001).
17. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, Ю.А. Куницкий, *Успехи физики металлов*, **11**, 3, № 2: 139 (2010).

18. С.П. Губин, Ю.А. Кокшаров, Г.Б. Хомутов, Г.Ю. Юрков, *Успехи химии*, **74**, № 6: 539 (2005).
19. И.П. Суздалев, *Росс. Нанотехнологии*, **1**, № 1–2: 46 (2006).
20. M.R. Hoare, P. Pal, *Adv. in Phys.*, **20**, No. 84: 161 (1971).
21. M.R. Hoare, P. Pal, *Nature – Phys. Science*, **230**, No.1: 5 (1971).
22. С.Л. Гафнер, Л.В. Редель, Ж.В. Головенько и др., *Письма в ЖЭТФ*, **89**, № 7: 425 (2009).
23. С.Л. Гафнер, Л.В. Редель, Ю.А. Гафнер, *ЖЭТФ*, **135**, № 5: 899 (2009).
24. D.J. Smith, L.D. Marks, *Philos. Magazine.*, **44**, No. 3: 735 (1981).
25. A. Renou, M. Gillet, *Surf. Science*, **106**, No. 1: 27 (1971).
26. E.K. Parks, B.J. Winter, T.D. Klots, S.J. Riley, *J. Chem. Phys.*, **94**, No. 3: 1882 (1991).
27. И.С. Ясников, А.А. Викарчук, Д.А. Денисова и др., *ЖТФ*, **77**, № 10: 81 (2007).
28. С.П. Губин, Ю.А. Кокшаров, *Неорганические материалы*, **38**, № 11: 1287 (2002).
29. А.Л. Бучаченко, *Успехи химии*, **72**, № 5: 419 (2003).
30. D. Zhang, K.J. Klabunde, C.M. Sorensen, G.C. Hadjipanayis, *Phys. Rev. B*, **58**, No. 21: 14167 (1998).
31. В.А. Логвиненко, Н.Ф. Юданов, Г.Н. Чехова, и др., *Химия в интересах устойчивого развития*, **8**, № 1–2: 171 (2000).
32. Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, и др., *Письма в ЖЭТФ*, **78**, № 4: 271 (2003).
33. С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков, Е.А. Денисова, и др., *Письма в ЖТФ*, **31**, № 11: 12 (2005).
34. H. Amekura, Y. Fudamoto, Y. Takeda, N. Kishimoto, *Phys. Rev. B*, **71**, No. 17: 172404–1 (2005).
35. L.L. Afremov, and A.V. Panov, *The Phys. of Metals and Metallogr.*, **86**, No. 3: 269 (1998).

36. F.C. Fonseca, G.F. Goya, R.F. Jardim, et. al., *Phys. Rev. B*, **66**, No. 10: 104406 (2002).
37. D. Kumar, S.J. Pennycook, A. Lupini, et. al., *Appl. Phys. Lett.*, **81**, No. 22: 4204 (2002).
38. В.И. Белотелов, А.С. Логвинов, А.В. Николаев, *ФТТ*, **45**, № 3: 490 (2003).
39. В.М. Федосюк, А.М. Данишевский, Д.А. Курдюков и др., *ФТТ*, **45**, №9: 1667 (2003).
40. P.V. Oliete, T.C. Rojas, A. Fernandez, et. al., *Acta Materials*, **52**: 2165 (2004).
41. Y. Li, T. Kaneko, T. Ogawa, M. Takahashi, R. Hatakeyama, *Chemical. Commun.*, No. 3: 254 (2007).
42. С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков, А.Д. Балаев и др., *ФТТ*, **49**, № 4: 700 (2007).
43. О.В. Толочко, Д.В. Ли, Ч.Дж. Чой и др., *Письма в ЖТФ*, **31**, № 18: 30 (2005).
44. С.А. Никитчук, М.В. Лоханин, А.В. Проказников и др., *Письма в ЖТФ*, **31**, № 12: 48 (2005).
45. И.В. Бажин, О.А. Лещева, И.Я. Никифоров, *ФТТ*, **45**, № 9: 1667 (2003).
46. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **20**, № 5: 30 (1998).
47. A.P. Shpak, A.V. Shevchenko, A.V. Melnik, *VIII European Magnetic Materials and Applications Conference*, Тез. докл., 34 (Киев: 7–10 июля 2000г.).
48. A.P. Shpak, A.V. Shevchenko and A.V. Melnik, *Materials Science Forum*, **373–376**, 47 (2001).
49. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, *Металлофиз. новейшие технол.*, **24**, № 3: 289 (2002).

50. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, *Металлофиз. новейшие технол.*, **25**, № 10: 1249 (2003).
51. А.Р. Shpak, А.В. Shevchenko, А.В. Melnik, *VDI Berichte*, No. 1803: 191 (2003).
52. А.Р. Shpak, А.В. Shevchenko, А.В. Melnik, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **1**, № 2: 637 (2004).
53. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, *ЖТФ*, **74**, № 3: 81 (2004).
54. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, Ю.А. Куницкий, *Наносистемы, Наноматериалы, Нанотехнологии*, **3**, № 2: 563 (2005).
55. J.L. Carter, *J. Catalyze*, **10**, No. 2: 134 (1968).
56. K. Binder, H. Rauch, V. Wildpaner, *J. Phys. and Chem. Solids*, **31**, No. 2: 391 (1970).
57. F. Meier, R. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **30**, No. 5: 181 (1973).
58. I.M.L. Billas, A. Chatelian, W.A. de Heer, *Science*, **265**, 1682 (1994).
59. I.M.L. Billas, A. Chatelian, W.A. de Heer, *JMMM*, **168**, No. 1: 64 (1997).
60. Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела*. –М.: Наука, 1978.
61. G.M. Pastor, J. Dorantes, K.H. Bennemann, *Phys. Rev. B*, **40**, No. 11: 7642 (1989).
62. K. Lee, J. Calleway, K. Kwong, et. al., *Phys. Rev. B*, **31**, No. 4: 1796 (1985).
63. S.N. Khanna, S. Sinderoth, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, No. 6: 742 (1991).
64. I.M.L. Billas, A. Chatelian, W.A. de Heer *Phys. Rev. Lett.*, **71**, No. 24: 4067 (1993).
65. V.S. Leite, W. Figueiredo, *Brazill. J. of Phys.* **36**, No. 3A: 652 (2006).
66. W.A. de Heer, P. Milani, A. Chatelian, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, No. 4: 488 (1988).
67. J.P. Bucher, D.C. Douglass, L.A. Blomfield, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, No. 23: 3052 (1991).

68. D. Tomanek, S. Mukherjee, K.H. Bennemann, *Phys. Rev. B*, **28**, No. 3: 665 (1983).
69. A.L. Mackay, *Acta Crystallogr.*, **15**, No. 9: 916 (1962).
70. M.R. Hoare, *Adv. Chem. Phys.*, **40**, 49 (1979).
71. M.R. Hoare, M. McInnes, *Adv. Phys.*, **32**, No. 5: 791 (1983).
72. J. Farges, M.F. de Feraudu, B. Raoult, G. Torchet, *J. Chem. Phys.*, **78**, No. 8: 5067 (1983).
73. S.W. Wang, L.M. Falikov, A.W. Searcy, *Surf. Science*, **143**, No. 2 – 3: 609 (1984).
74. J.A. Northby, *J. Chem. Phys.*, **87**, No. 10: 6166 (1987).
75. J.W. Lee, G.D. Stein, *J. Phys. Chem.*, **91**, No. 10: 2450 (1987).
76. H.G. Fritsche, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **143**, No. 1: K11 (1987).
77. B.W. Van de Waal, *J. Chem. Phys.*, **90**, No. 6: 3407 (1989).
78. S. Zhen, G.J. Davies, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **78**, No. 2: 595 (1983).
79. T. Halicioglu, P.J. White, *J. Vac. Science. Technol.*, **17**, No. 5: 1213 (1980).
80. G.G. Chell, I.J. Zucker, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **1**, No. 2: 35 (1968).
81. T. Halicioglu, P.J. White, *Surf. Science*, **106**, No. 1–3: 45 (1981).
82. M.B. Gordon, F. Cyrot – Lackman, M.C. Desjonqueres, *Surf. Science*. **68**, No. 1: 359 (1977).
83. С. Тикадзуми. *Физика ферромагнетизма*. – в 2-х т. –Т. 1.– М.: Мир, 1983.
84. С.В. Вонсовский. *Магнетизм*. – М.: Наука, 1971.
85. R.L. Novak, J.P. Sinnecker, *JMMM*, **272–276**, 1557 (2004).
86. M. Jamet, W. Wernsdorfer, C. Thirion et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **86**, No. 20: 4676 (2001).
87. С. Тикадзуми. *Физика ферромагнетизма*. – в 2-х т. – Т. 2. –М.: Мир, 1987.

88. F. Vergand, D. Fargues, E. Belin, C. Bonelle, *J. Phys. F: Metal. Phys.*, **11**, No. 9: 1887 (1981).
89. К. Киттель, *УФН*, **XLI**, No. 4: 453 (1950).
90. А.Е. Петров, В.И. Петинов, В.В. Шевченко, *ФТТ*, **14**, № 10: 3031 (1972).
91. А.Е. Петров, А.Н. Костыгов, В.И. Петинов, *ФТТ*, **15**, № 10: 2927 (1973).
92. A. Cehovin, C.M. Canali, A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B*, **68**, No. 1: 014423–1 (2003).
93. W.F. Brown, *Phys. Rev.*, **130**, No. 5: 1677 (1963).
94. A. Aharoni, *Phys. Rev.*, **135**, No. 2A: A447 (1964).
95. P.J. Webster, K.R. Ziebeck, S.I. Town et al., *Phil. Magazine*, **49**, No. 3: 295 (1984).
96. А.Н. Васильев, В.В. Кокорин, Ю.И. Савченко и др., *ЖЭТФ*, **98**, №4: 1437 (1990).
97. А.Н. Васильев, А. Кайпер, В.В. Кокорин и др., *Письма в ЖЭТФ*, **58**, №4: 297 (1993).
98. A. Sozinov, A.A. Likhachev, N. Lanska et. al., *J. Appl. Phys. Lett.*, **80**, No. 10: 1746 (2002).
99. A.A. Likhachev, K. Ullakko, *arxiv: cond-mat.*, 0005425 V1 24 May 2000.
100. В.В. Кокорин, В.В. Мартынов, В.А. Черненко, *ФТТ*. **33**, № 4: 1250 (1991).
101. I. Suorsa, E. Pagounis, K. Ullakko, *J. Appl. Phys. Lett.*, **84**, No. 23: 4658 (2004).
102. R. Tickle, R.D. James, *JMMM*, **195**, No. 3: 627 (1999).
103. В.С. Владимиров. *Уравнения математической физики*. – М.: Наука, 1981.
104. A. Ayuela, J. Enkovaara, K. Ullakko et. al., *J. Phys. Cond. Matter.*, **11**, No. 8: 2017 (1999)

105. V. Soolshenko, N. Lanska, K. Ullakko, *J. Phys. IV France*, **112**, 947 (2003).
106. A.E. Berkowitz, P.J. Flanders, *J. Appl. Phys.*, **30**, No. 4: S11 (1959).
107. C.R. Abeledo, P.W. Selwood, *J. Appl. Phys.*, **32**, No. 3: S229 (1961).
108. P.E. Luborsky, P.E. Lawrence, *J. Appl. Phys.*, **32**, No. 3: S231 (1961).
109. М.Я. Ген, Е.В. Штольц, И.В. Платэ, Е.А. Федорова, *ФММ*, **30**, № 2а: 645 (1970).
110. C.P. Bean, *J. Appl. Phys.*, **26**, No. 11: S1381 (1955).
111. C.P. Bean, J.D. Livingston, *J. Appl. Phys.*, **30**, No. 4: 120S (1959).
112. W.F. Brown, *J. Appl. Phys.*, **30**, No. 4: 130S (1959).
113. W.F. Brown, *Phys. Rev.*, **130**, No. 5: 1677 (1963).
114. A. Aharoni, *Phys. Rev.*, **135**, No. 2A: A447 (1964).
115. A. Aharoni, *Phys. Rev. B*, **7**, No. 3: 1103 (1973).
116. Ю.Л. Райхер, М.И. Шлиомис, *ЖЭТФ*, **67**, № 3(9): 1060 (1974).
117. I. Eisenstein, A. Aharoni, *Phys. Rev. B*, **16**, No. 3: 1278 (1977).
118. В.А. Игнатченко, Р.С. Гехт, *ЖЭТФ*, **72**, № 2(8): 632 (1977).
119. С.В. Герус, В.Д. Харитонов, Е.А. Лобанов, *ФНТ*, **6**, № 12: 1523 (1980).
120. W.R. Chantrel, M. El – Hilo, K. O’Grady, *IEEE Trans. Magn.*, **27**, No. 4: 3570 (1991).
121. М.Р. Morales, M. El – Hilo, K. O’Grady, *JMMM*, **140 – 144**, No. 3: 2211 (1995).
122. J.P. Chen, C.M. Soronsen, K.J. Klabunde, G. Hadjipanais, *Phys. Rev. B*, **51**, No. 17: 11527 (1995).
123. J.L. Dormann, D. E. Fiorani, Tronc, *Adv. Chem. Phys.*, **98**: 283 (1997).
124. D. Kecharkos, K.N. Trohidou, *Phys. Rev. B*, **58**, No. 18: 12169 (1998).

125. B.H. Sohn, R.E. Cohen, G.C. Papaefthymiou, *JMMM*, **182**, No. 1–2: 216 (1998).
126. F. Luis, F. Petroff, J. Bortololome, *J. Phys: Cond. Matter.*, **16**, No. 28: 5109 (2004).
127. R.H. Kodama, *JMMM*, **200**, No. 1–3: 359 (1999).
128. R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov, A. Gedanken, *Phys. Rev. B*, **59**, No. 10: 6956 (1999).
129. V.I. Nikolaev, T.A. Bushina, K.E. Chan, *JMMM*, **213**, No. 1–2: 213 (2000).
130. X.C. Sun, X.L. Dong, J.A. Toledo, *J. Nanosci. Nanotechnol.*, **1**, No. 3: 291 (2001).
131. E.E. Carpenter, *JMMM*, **225**, No. 1–2: 17 (2001).
132. P. Zhang, F. Zuo, F.K. Urban et. al., *JMMM*, **225**, No. 3: 337 (2001).
133. F.C. Fonseca, G.F. Goya, R.F. Jardim et. al., *Appl. Phys. A*, **76**, No. 4: 621 (2003).
134. Y. Sun Y., M.B. Salamon, K. Garnier, R.S. Averback, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, No. 16: 167206–1 (2003).
135. J.R. Jeong, S.C. Shin, S.J. Lee, J.D. Kim, *JMMM*, **286**: 5 (2005).
136. C. Caizer, V. Tura, *JMMM*, **301**, No. 2: 513 (2006).
137. Schuele, S. Shtrikman, D. Treves, *J. Appl. Phys.*, **36**, No. 3: 1010 (1965).
138. R.H. Lindquist, G. Constabaris, W. Kundig, A.M. Portis, *J. Appl. Phys.*, **39**, No. 2: 1001 (1968).
139. J. Korecki, K. Krop, *Surf. Science*, **106**, No. 1–3: 444 (1981).
140. D.L. Criscom, *J. Non - Cryst. Solids*. **42**: 287 (1980).
141. J.R. Friedman, U. Voskoboynik, M.P. Sarachik, *Phys. Rev. B*, **56**, No. 17: 10793 (1997).
142. L.F. Kiss, T. Kemeny, I. Vincze, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **9**, No. 47: 10501 (1997).

143. J.R. Jeong, S.J. Lee, J.D. Kim, S.C. Shin, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, No. 4, Pa. 2: 3015 (2004).
144. J. Kostinek, H. Markum, H. Rauch, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **112**, No. 2: 417 (1982).
145. R.W. Chantrel, N.B. Walmsley, J. Core, M. Maylin, *J. Appl. Phys.*, **85**, No. 8: 4340 (1999).
146. J. Garcia - Otero, M. Porto, J. Rivas, A. Bunde, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, No. 1: 167 (2000).
147. O. Iglesias, A. Labarta, *Phys. Rev. B*, **70**, No. 14: 1440–1 (2004).
148. O. Iglesias, A. Labarta, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **201**, No. 15: 3329 (2004).
149. G.A. Held, G. Grinstein, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, No. 10: 1501 (2001).
150. L. Weil, *Rev. Mod. Phys.*, **25**, No. 1: 324 (1953).
151. E. Kneller, F.E. Luborsky, *J. Appl. Phys.*, **34**, No. 3: 656 (1963).
152. E.M. Чудновский, *ЖЭТФ*, **77**, № 5(11): 2157 (1979).
153. E.M. Chudnovsky, L. Gunther, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, No. 8: 661 (1988).
154. M.G. Miguel, E.M. Chudnovsky, *Phys. Rev. B*, **54**, No. 1: 388 (1996).
155. G.H. Kim, D.S. Hwang, *Phys. Rev. B*, **55**, No. 14: 8918 (1997).
156. G.H. Kim, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 17: 1068 (1998).
157. D.A. Granin, X.M. Hidalgo, E.M. Chudnovsky, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 21: 13639 (1998).
158. W. Wernsdorfer, E.B. Orozco, K. Hasselbach, et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **79**, No. 20: 4014 (1997)
159. K. Hasselbach, W. Wernsdorfer, D. Mailly, et. al., *Czech. J. Phys.*, **46**, Suppl. No. 4: 2137 (1996).
160. R. Lu, S. P. Kou, J.L. Zhu et. al., *Phys. Rev. B*, **62**, No. 5: 3346 (2000)

161. Э.К. Садыков, А.Г. Исавнин, А.Б. Болденков, *ФТТ*, **40**, № 3: 516 (1998).
162. J. Tejada, X.X. Zhang, L.I. Balcelles, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 10: 6709 (1993).
163. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, *Металлофиз. новейшие технол.* **25**, № 5: 553 (2003).
164. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 7: 969 (2005).
165. А.Б. Шевченко, А.Б. Мельник, *ЖТФ*, **76**, № 5: 140 (2006)
166. А.Р. Shprak, А.В. Shevchenko, А.В. Melnik, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*. **5**, № 1: 17 (2007).
167. И.И. Ляшко, А.К. Боярчук, Я.Г. Гай, П.Г. Головач. *Справочное пособие по математическому анализу*. – Киев: Вища школа, 1986.
168. Л.Д. Ландау, Е.М Лифшиц, *Phys. Zs. Sovjetunion*, 8, Нт. 2: 153 (1935).
169. А.И. Вайнштейн, В.И. Захаров, В.А. Новиков, М.А. Шифман, *УФН*, **136**, № 4 :553 (1982).
170. Л.Д. Ландау, Е.М Лифшиц. *Квантовая механика*. – М.: Наука, 1989.
171. Б.Б. Кадомцев, *УФН*, **165**, № 8: 967 (1995).
172. Е.М. Chudnovsky, *J. Appl. Phys.*, **73**, No. 10: 6697 (1993).
173. Л.Д. Ландау, Е.М Лифшиц. *Механика*. – М.: Наука, 1988.
174. L.I. Barcells, J.L. Tholence, S. Linderoth, *Z. Phys. B Cond. Mat.*, **89**, No. 2: 209 (1992).
175. D.D. Awschalom, М.А. McCord, G. Grinstein, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, No. 6: 783 (1990).
176. А. Малоземов, Дж. Слонзуски. *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*. – М.: Мир, 1982.

177. S.A. Konishi, *IEEE Trans. Magn.*, **19**, No. 5: 1838 (1983).
178. F.B. Humphrey, I.C. Wu, *IEEE Trans. Magn.*, **21**, No. 5: 1762 (1985).
179. M. Klaui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland et. al., *Appl. Phys. Lett.*, **85**, No. 23: 5637 (2004).
180. M. Laufenberg, D. Backes, W. Buhner et. al., *Appl. Phys. Lett.*, **88**, No. 5: 052507–1 (2004).
- 181.** Y. Nakatani, A. Thiaville, J. Miltat, *JMMM*, **290–291**, No. 1: 750 (2005).
182. N. Vukadinovic, F. Boust, *Phys. Rev. B*, **78**, № 18: 184411 (2008).
183. Э. Бобек, Э. Делла - Торре. *Цилиндрические магнитные домены*. –М.: Энергия, 1977.
184. А. Хуберт. *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*. – М.: Мир, 1977.
185. Ф.В. Лисовский, *Физика цилиндрических магнитных доменов* (Москва: Сов. радио: 1979).
186. А. Эшенфельдер. *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов*. – М.: Мир, 1983.
187. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. *Цилиндрические магнитные домены и их решетки*. –Киев: Наук думка, 1988.
188. В. Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, Ю.И. Горобец и др., *УФН*, **121**, № 4: 563 (1977).
189. В.В. Волков, В.А. Боков, *ФТТ*, **50**, 193 (2008).
190. А.Б. Шевченко, *Успехи физ. металлов*, **13**, № 3: 225 (2012).
191. В.Е. Зубов, Г.С. Кринчик, А.Д. Кудаков, *Письма в ЖЭТФ*, **47**, № 3: 134 (1988).
192. Thiaville, J. Miltat, *J. Appl. Phys.*, **68**, No. 6: 2883 (1990).
193. В.Е. Зубов, Г.С. Кринчик, С.Н. Кузьменко, *ЖЭТФ*, **102**, № 2: 235 (1992).

194. В.Е. Зубов, А.М. Гаджиев, А.Д. Кудаков и др., *Письма в ЖЭТФ*, **69**, № 6: 443 (1999).
195. А.С. Логгинов, А.В. Николаев, Е.П. Николаева и др., *ЖЭТФ*, **117**, № 3: 571 (2000).
196. А.В. Николаев, Е.П. Николаева, В.Н. Онищук и др., *ЖЭТФ*, **72**, № 6: 50 (2002).
197. Y.S. Didosyan, G.A. Reider, H. Hauser, *J. Appl. Phys.*, **85**, No. 8: 5589 (1999).
198. Ю.П. Кабанов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 551 (1989).
199. В.С. Горнаков, В.И. Никитенко, И.А. Прудников, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 479 (1989).
200. M.R. Lian, F.V. Humphrey, *J. Appl. Phys.*, **57**, No. 8: 4065 (1985).
201. В.Г. Редько, В.А. Сереченко, Т.Д. Шермергор, *ЖТФ*, **56**, № 8: 1611 (1986).
202. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, *ЖЭТФ*, **91**, № 5(11): 1789 (1986).
203. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, М.В. Четкин, *УФН*, **162**, № 12: 151 (1992).
204. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ*, **41**, № 9: 90 (1985).
205. Н.Е. Кулагин, А.Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ*, **43**, № 4: 197 (1986).
206. М.В. Четкин, И.В. Парыгина, В.Б. Смирнов, и др., *Письма в ЖЭТФ*, **49**, № 3: 174 (1989).
207. M.V. Chetkin, I.V. Parygina, V.B. Smirnov et al., *Phys. Lett. A*, **140**, No. 7: 428 (1989).
208. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, И.П. Ярема, *ЖЭТФ*, **98**, № 3(9): 1070 (1990).
209. М.В. Четкин, В.Б. Смирнов, А.Ф. Попков и др., *ЖЭТФ*, **94**, № 11: 164 (1988).

210. Ю.И. Ялышев, В.Ю. Политов, В.Г. Показаньев, *ФММ*, **62**, № 1: 61 (1986).
211. H.Y. Sun, H.N. Hu, Y.P. Sun, X.F. Nie, *JMMM*, **279**, No. 2 – 3: 241 (2004).
212. G.X. Guo, L.N. Wang, C.M. Zhen, X.F. Nie, *JMMM*, **302**, No. 2: 490 (2006).
213. X.F. Nie, G.X. Guo, L.M. Ma et. al., *J. Appl. Phys.* **93**, No. 11: 9151 (2003).
214. Г.Е. Ходенков, *ФММ*, **58**, № 1: 37 (1984).
215. Г.Е. Ходенков, *ФТТ*, **24**, № 1: 143 (1982).
216. Г.Е. Ходенков, *ФММ*, **58**, № 6: 1217 (1984).
217. Г.Е. Ходенков, *ФММ*, **65**, № 6: 1060 (1988).
218. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, В.А. Серченко, *ФММ*, **65**, № 5: 877 (1988).
219. Г.Е. Ходенков, *ЖТФ*, **60**, № 12: 65 (1990).
220. В.И. Береснев, А.В. Никитин, Б.Н. Филиппов, *ФММ*, **77**, № 6: 34 (1994).
221. В.И. Береснев, Б.Н. Филиппов, *ФТТ*, **37**, № 3: 725 (1995).
222. *Физика ферромагнитных областей*. – Под ред. С.В. Вонсовского. – М.: Изд-во иностр. лит., 1951.
223. E. Feldtkeller, *Z. Angew. Phys.*, **19**, No. 6: 530 (1965).
224. W. Doring, *J. Appl. Phys.*, **39**, No. 2: 1006 (1968).
225. M. Margulies, J. Slonczewsky, *J. Appl. Phys.*, **49**, No. 3: 1912 (1978).
226. Hubert, *JMMM*, **2**, No. 1–3: 25 (1976).
227. Nakatani, N. Hayashi, *IEEE Trans. Magn.*, **24**, No. 6: 3039 (1988).
228. Y. Nakatani, N. Hayashi, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, No. 6: 2587 (1993).

229. Thiaville, J.M. Garcia R. Ditttrich et. al., *Phys. Rev. B*, **67**, No. 9: 094410–1 (2003).
230. F. Porrati, M. Huth, *JMMM*, **290–291**, No. 1: 145 (2005).
231. Т.М. Henqstmann, D. Grundler, C. Heyn, D. Heitmann, *J. Appl. Phys.*, **90**, No. 12: 6542 (2001).
232. Т. Okuno, К. Shigeto, Т. Ono et. al., *JMMM*, **240**, No. 1–3: 1 (2002).
233. Ю.А. Куфаев, Э.Б. Сонин, *ФТТ*, **30**, № 11: 3272 (1988).
234. Ю.А. Куфаев, Э.Б. Сонин, *ЖЭТФ*, **95**, № 4: 1523 (1989).
235. Е.Г. Галкина, Б.А. Иванов, *ФТТ*, **33**, № 4: 1277 (1991).
236. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, V.A. Stephanovich, *JMMM*, **118**, No. 3: 373 (1993). – 1993.
237. Ф.Г. Баряхтар, А.М. Гришин, А.М. Мартынович, *ФТТ*, **31**, № 4: 271 (1989).
238. V.L. Dorman, V.L. Sobolev, A.B. Shevchenko, *JMMM*, **94**, No. 3: 293 (1991).
- 239.** V.L. Dorman, V.L. Sobolev, A.B. Shevchenko, *JMMM*, **124**, No. 1–2: 221 (1993).
240. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, *Металлофиз. и новейшие технол.* **26**, № 12: 1601 (2004).
241. *Физика твердого тела: Энциклопедический словарь* под ред. В.Г. Барьяхтара. – Киев: Наук. думка, 1998.
242. А.А. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **45**, No. 1: 375 (1974).
243. J.C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.*, **44**, No. 4: 1759 (1973).
244. J.C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.*, **45**, No. 6: 2705 (1974).
245. А.А. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **41**, No. 3: 1139 (1970).
246. J.M. Winter, *Phys. Rev.*, **124**, No. 2: 442 (1961).
247. В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, *ЖЭТФ*, **94**, № 3: 245 (1988).
248. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, М.В. Четкин, *УФН*, **162**, № 12: 151 (1992).

249. А.К. Звездин, А.Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ*, **41**, № 9: 90 (1985).
250. В.Л. Дорман, В.Л. Соболев, А.Б. Шевченко, *Письма в ЖТФ*, **14**, № 18: 1722 (1988).
251. В.Л. Дорман, В.Л. Соболев, А.Б. Шевченко, *ФММ*, **67**, № 4: 659 (1989).
252. Т. Egami, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **57**, No. 57: 211 (1973).
253. Т. Egami, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **20**, No. 1: 157 (1973).
254. B. Barbara, G. Fillion, D. Gignoux, R. Lemaire, *Solid State Commun.*, **10**, No. 12: 1149 (1972).
255. P.C.E. Stamp, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, No. 21: 2802 (1991).
256. E.M. Chudnovsky, O. Iglesias, P.C.E. Stamp, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 9: 5392 (1992).
257. В.В. Махро, *ФТТ*, **40**, № 10: 1855 (1998).
258. V.V. Makhro, *J. Phys. Cond. Matter.* **10**, No. 31: 6911 (1998).
259. В.В. Махро, *ФТТ*, **41**, № 7: 1264 (1999).
260. А.Ф. Попков, *ФТТ*, **44**, №1: 135 (2002).
261. B. Barbara, E. Chudnovsky, *Phys. Lett. A*, **145**, No. 4: 205 (1990).
262. J. Tejada, X.X. Zhang, L.I. Balcells, *J. Appl. Phys.* **73**, No. 10: 6709 (1993)
263. K. Hong, N. Giordano, *J. Phys. Cond. Mat.*, **8**, No. 19: L301 (1996).
264. K. Hong, N. Giordano, *J. Phys. Cond. Mat.*, **8**, No. 24: L401 (1998).
265. U. Ruediger, J.Yu.S. Zhang, A.D. Kent, S.S. Parkin, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, No. 25: 5639 (1998).
266. G.A. Prinz, *JMMM*, **200**, No. 1–3: 57 (1999).
267. D.A. G. Allwood, Xiong, C.C. Faulkner et. al., *Science*, **309**, No. 5741: 1688 (2005).
268. C. Paulsen, L.C. Sampiao, B. Barbara et. al., *Phys. Lett. A*, **161**, No. 3: 319 (1991).
269. X.X. Zhang, L.I. Balcells, J.M. Ruiz et. al., *Phys. Lett. A*, **163**, No. 1–2: 130 (1993).

270. M. O'Shea, P. Perera, *J. Appl. Phys.*, **76**, No. 10: 6174 (1994).
271. X.X. Zhang, J. Tejada, O. Nikolov, E. Molins, *JMMM*, **137**, No. 3: L235 (1994).
272. В.В. Добровицкий, А.К. Звездин, *ЖЭТФ*, **109**, № 4: 1420 (1996).
273. S. Takagi and G. Tatara, *Phys. Rev. B*, **54**, No. 14: 9920 (1996).
274. J. Shibata, S. Takagi, *Phys. Rev. B*, **62**, No. 9: 5719 (2000).
275. E.G. Galkina, B.A. Ivanov S. Savel'ev, Franko Nori, *Phys. Rev. B*, **77**, No. 13: 134425 (2009).
276. Б.А. Иванов, А.К. Колежук, *Письма в ЖЭТФ*, **60**, № 11: 792 (1994).
277. B.A. Ivanov, A.K. Kolezhuk, and V.E. Kireev, *Phys. Rev. B*, **58**, No. 17: 11514 (1999).
278. Е.Г. Галкина, Б.А. Иванов. // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 61, № 6. – С. 495 – 498.
279. Б.А. Иванов, Е.Г. Галкина, А.Ю. Галкин, *ФНТ*, **36**, 941, 2010.
280. V.V. Dobrovitski, A.K. Zvezdin, *JMMM*, **156**, No. 1 – 3: 205 (1996).
281. А.Б. Шевченко, Ю.А. Куницкий, М.Ю. Барабаш, *Хімія, фізика та технологія поверхні*, **2**, № 2: 114 (2011).
282. А.Б. Шевченко, *ЖТФ*, **77**, № 10: 128 (2007).
283. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *ФНТ*, **37**, № 8: 867 (2011).
284. А.Б. Шевченко, М.Ю. Барабаш, *ФНТ*, **39**, № 2: 199 (2013).
285. В.Е. Зубов, Г.С. Кринчик, С.Н. Кузьменко, *Письма в ЖЭТФ*, **51**, № 8: 419 (1990).
286. В.В. Деринг. *Ферромагнитный резонанс*. – М.: Иностранная литература, 1952.
287. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ*, **87**, № 4: 1501 (1984).
288. В.Л. Покровский, Е.М. Халатников, *ЖЭТФ*, **40**, № 6: 1713 (1961).

289. П.В. Елютин, В.Д. Кривченков. *Квантовая механика*. – М.: Наука, 1976.
290. А.А. Соколов, Ю.М. Лоскутов, И.М. Тернов. *Квантовая механика*. – М.: Просвещение, 1965.
291. W. J. Merz, *Phys. Rev.*, **88**, No. 2: 421 (1952).
292. T. Mitsui, J. Furuichi, *Phys. Rev.*, **90**, No. 2: 193 (1953).
293. W. J. Merz, *Phys. Rev.*, **95**, No. 3: 690 (1954).
294. E. A. Little, *Phys. Rev.*, **98**, No. 4: 978 (1955).
295. В.А. Жирнов, *ЖЭТФ*, **35**, № 5(11): 1175 (1958).
296. Ф. Иона, Д. Ширане. *Сегнетоэлектрические кристаллы*. – М.: Мир, 1965.
297. Г.А. Смоленский, Н.Н. Крайник. *Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики*. – М.: Наука, 1968.
298. А.С. Сонин, Б.А. Струков. *Введение в сегнетоэлектричество*. – М.: Высш. шк., 1970.
299. Б.А. Струков. *Сегнетоэлектричество*. – М.: Наука, 1979.
300. Г.А. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов и др. *Физика сегнетоэлектрических явлений* – Л.: Наука, 1985.
301. В. М. Ищук. *Сегнето – антисегнетоэлектрические фазовые переходы*. – Донецк: Ноулидж, 2012.
302. M.D. Glinchuk, E.A. Eliseev, A.N. Morozovskaya, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **1**, № 2: 329 (2003).
303. Б.М. Даринский, А.С. Сидоркин, *ФТТ*, **26**, № 11: 3410 (1984).
304. А.С. Сидоркин, Б.М. Даринский, Г.Н. Пачевская, *Известия АН СССР (сер. Физическая)*, **51**, № 2: 389 (1987).
305. И.Л. Батаронов, А.Т. Косилов, А.М. Рощупкин, *Известия АН СССР (сер. Физическая)*, **51**, № 2: 393 (1987).
306. P. Bastie, J. Bornarel, J.F. Legrand, *Ferroelectrics*, **13**: 455 (1976).
307. K. Suzuki, *Sol. State Communs*, **11**, No. 8: 937 (1972).

308. W. Cao, G.R. Barsch, *Phys. Rev. B*, **41**, No. 7: 4343 (1990).
309. C. – G. Duan, R.F. Sabirianov, W. – N. Mei, et. al., *Nano Letters*, **6**, No. 3: 483 (2006).
310. R. Landauer, *J. Appl. Phys.*, **28**, No. 2: 227 (1957).
311. В.В. Леманов, В.К. Ярмаркин, *ФТТ*, **38**, № 8: 2484 (1996).
312. J.F. Scott, *Ferroelectrics*, **182**, No. 1: 51 (1996).
313. А.М. Bratkovsky, А.Р. Levanyuk, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, No. 21: 4614 (2000).
314. Е.В. Ченский, В.В. Тарасенко, *ЖЭТФ*, **83**, № 3(9): 1089 (1983).
315. В.М. Darinskii, А.Р. Lazarev, А.С. Sidorkin, *Ferroelectrics*, **98**: 241 (1989).
316. А.С. Сидоркин, Б.М. Даринский, А.С. Сигов, *ФТТ*, **39**, № 5: 922 (1997).
317. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **21**, № 4: 15 (1999).
318. V.M. Ishchuk, А.Р. Shpak, А.В. Shevchenko, *Functional materials*, **10**, No. 1: 17 (2003).
319. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, Ю.А. Куницкий, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **4**, № 1: 237 (2006).
320. M.E. Caspari, W.J. Merz, *Phys. Rev.*, **80**, No. 6: 1082 (1950).
321. A.F. Devonshire, *Advan. Phys.*, **3**, No. 10: 85 (1954).
322. В.С. Владимиров, В.П. Михайлов, А.А. Вашарин и др. *Сборник задач по уравнениям математической физики*. – М.: Наука, 1982.
323. И.Е. Тамм. *Основы теории электричества*. – М.: Наука, 1989.
324. N.A. Pertsev., A.G. Zembiglotov, А.К. Tagantsev, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, No. 9: 1988 (1998).
325. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. *Спиновые волны*. – М.: Наука, 1967.

326. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. – М.: Наука, 1982.
327. М. Лайнс, А. Глас. *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы*. – М.: Мир, 1981.
328. E.D. Mishina, N. Sherstyuk, D.R. Barsky et. al., *J. Appl. Phys.*, **93**, No. 10: 6216 (2003).
329. Д.Г. Санников, *ЖЭТФ*, **41**, № 1(17): 133 (1961).
330. M.A. Colins, A. Blumen, J.F. Currie, J. Ross, *Phys. Rev B*, **19**, No. 7: 3630 (1979).
331. J. Fousek, V. Janousek, *Phys. Stat. Sol.*, **13**, No. 1: 195 (1966).
332. Б.Д. Лайхтман, *ФТТ*, **15**, № 1: 93 (1973).
333. В.Н. Федосов, А.С. Сидоркин, *ФТТ*, **18**, № 6: 1661 (1976).
334. Б.М. Даринский, А.С. Сидоркин, *ФТТ*, **29**, № 1: 3 (1987).
335. В.Н. Нечаев, А.М. Рощупкин, *ФТТ*, **30**, № 6: 1908 (1988).
336. J.A. Krumhansl, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev. B*, **11**, No. 9. 3535 (1975).
337. А.С. Сидоркин, Л.П. Нестеренко, *ФТТ*, **37**, № 12: 3747 (1995).
338. G. Arlt, H. Dederichs, *Ferroelectrics*, **29**: 47 (1980).
339. G. Arlt, H. Dederichs, R. Herbiet, *Ferroelectrics*, **74**: 37 (1987).
340. G.Arlt, N.A. Pertsev, *J. Appl. Phys.*, **70**, No. 4: 2283 (1991).
341. М. Omura, Н. Adachi, Y. Ishibashi, *Japan. J. Appl. Phys.*, **30**, No. 9(B): 2381 (1991).
342. R.C. Smith, C.L. Hom, “*SPIE Conference Mathematics and Control in Smart Structures*” (March 1 – 4, 1999, Newport Beach, CA).
343. K. Nakamura, H. Shimizu, *Ferroelectrics*, **93**: 211 (1989).
344. G.Arlt, *Ferroelectrics*, **76**: 451 (1987).
345. G. Arlt, *Ferroelectrics*, **91**: 3 (1989).

346. W.L. Warren, D. Dimos, B.A. Tuttle et. al., *Appl. Phys. Lett.*, **65**, No. 8: 1018 (1994).
347. W.L. Warren, D. Dimos, B.A. Tuttle et. al., *J. Appl. Phys.*, **77**, No. 12: 6695 (1995).
348. H.N. Al – Shareef, B.A. Tuttle, W.L. Warren et. al., *J. Appl. Phys.*, **79**, No. 2: 1013 (1996).
349. X. Du, I- W. Chen, *Appl. Phys. Lett.*, **72**, No. 15: 1923 (1998).
350. X. Du, I- W. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **75**, No. 26: 4186 (1999).
351. A.K. Tagantsev, I. Stolichnov, N. Setter et. al., *Phys. Rev. B*, **66**, No. 21: 214109 (2002).
352. D.J. Jung, K. Kim, J.F. Scot, *J. Phys. Condens. Matt.*, **17**: 4843 (2005).
353. А.П. Шпак, А.Б. Шевченко, Ю.А. Куницкий, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **3**, № 3: 3434 (2005).
354. А.Б. Шевченко, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **8**, № 2: 305 (2010).
355. В.Л. Гинзбург, *УФН*, **38**, № 8: 490 (1949).
356. В.Л. Гинзбург, *ЖЭТФ*, **19**, № 1: 36 (1949).
357. В.Л. Гинзбург, *УФН*, **77**, № 8: 621 (1962).
358. В.Л. Гинзбург, *ФТТ*, **2**, № 9: 2031 (1960).
359. В.Л. Гинзбург, *УФН*, **171**, № 10: 1091 (2001).
360. H. Ma, W. - J. Kim, J.S. Horwitz et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **91**, No. 21: 217601 (2003).

NANOSCALE EFFECTS IN FERROMAGNETIC AND FERROELECTRIC MATERIALS

A.B. SHEVCHENKO, G.G. VLAYKOV, M.YU. BARABASH, A.V. MINIZKIY

In the textbook the modern investigation results of the nanoscale effects in the ferromagnetic and ferroelectric materials: nanoparticles, domain systems in thin films presents. It was shown the connection between the inertial structure of the nanosystems and their electrical and magnetic properties. For students and teachers of physical and engineering-physical specialties of higher educational institutes, professionals are specializing in the modern nanotechnology application.

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ МЕТАЛОФІЗИКИ ім. Г.В. КУРДЮМОВА НАН УКРАЇНИ
ТЕХНІЧНИЙ ЦЕНТР НАН УКРАЇНИ
МІНІСТЕРСТВО НАУКИ І ОСВІТИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРИТЕТ УКРАЇНИ
КІЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ

ШЕВЧЕНКО Андрій Борисович
ВЛАЙКОВ Георгій Георгійович
БАРАБАШ Максим Юрійович
МІНІЦЬКИЙ Анатолій Вячеславович

Нанорозмірні ефекти у феромагнітних та сегнетоелектричних матеріалах

Оригінал макет і комп'ютерна верстка *М.Ю. Барабаша*
Технічний редактор *М.Ю. Барабаш*
Коректор *А.В. Мініцький*

Підписано до друку 11.11.2014. Формат 60 × 84/16.
Папір офсетний. Друк різнографічний.
Ум. друк. арк. 12,56. Обл.-вид. арк. 5,57.
Тираж 300 прим. Зам. № 48.

Поліграфічно-розмножувальна дільниця
Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України
03680, Київ-142, МПС, бульв. Академіка Вернадського, 36

для приміток
