

МАГНЕТОАКУСТИКА ОРІЄНТАЦІЙНИХ ФАЗОВИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ В АНТИФЕРОМАГНЕТИКАХ

Л. Цимбал, М. Даньшин

*Донецький фізико-технічний інститут ім. О. О. Галкіна НАН України
вул. Р. Люксембург, 72, Донецьк, UA-340114, Україна
(Отримано 26 червня 1997)*

На основі комплексних експериментальних досліджень складних багатопідграткових антиферромагнетиків методами ультразвукової та надвисокочастотної спектроскопії доведено, що динаміка магнетних фазових перетворень формується за рахунок взаємодії різноманітних коливальних підсистем магнетика: упорядкованої спінової, парамагнетної, дипольної, пружної тощо, за участю як прецесії, так і подовжніх коливань намагнетченості.

Ключові слова: динаміка, енергетична щільність, зв'язані коливання, м'яка мода, магнетодіелектрик, спектр, намагнетченість, орієнтаційний перехід, резонанс, спінова підсистема, акустика.

PACS number(s): 75.30.Kz, 75.30.Ds, 75.40.Gb

І. ВСТУП

Дослідження взаємодії електромагнетних та механічних (акустичних) полів з упорядкованими магнетодіелектриками є одним з найактуальніших, наукомістких та важливих для практики напрямків фізики магнетних явищ.

Наша робота узагальнює результати комплексних експериментальних досліджень динаміки магнетних фазових перетворень у багатопідграткових антиферромагнетиках (слабких ферромагнетиках). Типовими представниками таких сполук є рідкісноземельні ортоферити. Привабливою рисою цих магнетиків є велике розмаїття орієнтаційних переходів, які можливо реалізувати температурою (T) або магнетним полем (\mathbf{H}).

Окреслимо конкретніше межі досліджуваної проблеми в цих експериментах та її місце серед загалу робіт, присвячених вивченню динаміки впорядкованих магнетиків.

До останнього часу вважалося, що динаміка багатопідграткових антиферромагнетиків формується, в основному, коливаннями впорядкованої спінової підсистеми, причому тільки за рахунок прецесійного руху намагнетченості підграток. Це припущення [1] (спін-хвильове наближення) досить добре відповідає тим динамічним властивостям сполук, що спостерігаються в магнеторезонансних та акустичних досліджах при відносно низьких температурах та далеко від будь-яких фазових переходів. При цьому небезпідставно вважають, що вимірювані в досліджах резонансні частоти є власними частотами відповідних коливальних підсистем. Наприклад, вважають, що вимірювані частоти антиферромагнетного резонансу (АФМР) відповідають власним частотам упорядкованої спінової підсистеми.

Однак такий підхід виявляється зовсім не придатним для адекватного опису високочастотних та акустичних властивостей у безпосередньому околі або

в точках фазових переходів. Ідея авторів полягає в тому, що в цій області спостережувана в досліджах динаміка магнетика формується під впливом принаймні трьох співіснуючих та взаємодіючих гілок коливань: пружної, спінової та електромагнетної (дипольної). Причому з боку спінової підсистеми відчутний внесок у динаміку може давати не тільки прецесія, а й подовжні коливання намагнетченості. Зауважимо, що в звичайних умовах частоти активації (тобто частоти АФМР при $H, k = 0$; \mathbf{k} — спін-хвильовий вектор) суттєво перевищують при ($k \rightarrow 0$) власні частоти пружних та електромагнетних хвиль. Тому останні не дають відчутного внеску в спостережувані магнеторезонансні ефекти в традиційних досліджах з АФМР. З другого боку, швидкості акустичних, спінових та електромагнетних хвиль суттєво відрізняються, і вони майже не взаємодіють. Саме за таких умов виконують практично всі традиційні резонансні експерименти.

Відмінність наведених тут досліджень від інших полягає в тому, що вони навмисно виконані в умовах, де, як з'ясувалось, указане вище припущення спростовується. Ці умови полягають у тому, що магнетоакустичні властивості вивчають при таких зовнішніх параметрах (T, \mathbf{H}), які відповідають реалізації в конкретному магнетикі орієнтаційного переходу в спіновій підсистемі. Оскільки частоти АФМР акустичних гілок, у тому числі й частоти активації, задаються енергією анізотропії, то зменшення останньої при підході до точок переходу має відповідні наслідки для спектрів АФМР. Згідно з ортодоксальною теорією, частота м'якої (найнижчої за частотою) гілки АФМР повинна обернутися на нуль у точці орієнтаційного фазового переходу другого роду (ФП-2). Однак насправді це ніколи не спостерігається. Навпаки, у цих точках є великі енергетичні щільності ν_0 (у рідкісноземельних ортоферитах — декілька десятків ГГц). Цей факт неможливо було пояснити на кількісному рівні спрощеною теорією магнетопружної щільності [2], що існувала на час, коли були запо-

чатковані описані тут експерименти.

В остаточному підсумку з'ясувалось, що в точках ФП-2 з'являється можливість спостерігати тонкі ефекти динамічної взаємодії різних коливальних підсистем, що є недосяжним поза межами цієї області. Такі умови виникають, по-перше, завдяки тому, що в точках переорієнтації зникає маскувальний фон від енергії магнетної анізотропії, а, по-друге, тому що швидкості пружних, спінових та електромагнетних хвиль у загальному випадку по-різному залежать від T і \mathbf{H} . То ж при наявності їх зниження в точках переорієнтації спектри відповідних коливань можуть перетинатися. Це і створює можливість їх взаємодії.

II. ФОРМУЛЮВАННЯ ЗАДАЧІ ТА ПОПЕРЕДНІ ВІДОМОСТІ

Предметом наведених тут досліджень є високочастотні та акустичні властивості антиферромагнетиків у безпосередньому околі різноманітних орієнтаційних переходів з метою встановлення механізмів формування динаміки переорієнтації через визначення в кожному конкретному випадку відповідних внесків до неї з боку різних коливальних підсистем, а також шляхів модифікації існуючої теорії.

Про які, власне, переходи йдеться? У більшості випадків вивчали динаміку найпоширенішої в рідкісноземельних сполуках переорієнтації, яка полягає в плавному повороті векторів антиферромагнетизму та слабкого ферромагнетного моменту на 90° в ac -площині кристала. До останнього часу теоретичне обґрунтування динаміки вказаної переорієнтації базувалося, в основному, на широко відомому спіньхвильовому наближенні [1], яке враховує тільки прецесію намагненості та ігнорує її подовжні коливання. У двопідгратковій моделі антиферромагнетика ця умова має вигляд: $M_1^2 = M_2^2 = \text{const}$, де M_1^2 , M_2^2 — намагненості підграток. Ця теорія добре пояснює магнеторезонансні експерименти при температурах, достатньо низьких у порівнянні з температурами впорядкування T_N . Однак у загальному випадку слід зважати на термодинамічну модель [3], яка враховує і подовжні коливання та релаксацію намагненості, неминучі при $T > 0$ (тобто в умовах реального експерименту). Ці коливання стимулюються зростанням подовжньої сприйнятливості при підвищенні температури та відповідно ролі парапроцесів. Головний висновок цієї теорії полягає в тому, що енергетична щілина в точці завершення спінової переорієнтації $\nu_0 \sim (\chi_{\parallel}/\chi_{\perp})^{1/2} \cdot H_{tr}$ (χ_{\parallel} , χ_{\perp} — подовжня та поперечна сприйнятливості, H_{tr} — поле переходу при відповідній температурі), тобто формується під впливом двох зовнішніх параметрів — температури та магнетного поля. Як видно з наведеного виразу для щілини, термодинамічна модель дає наочний тест, завдяки якому парціяльний внесок подовжніх коливань намагненості у величину енергетичної щілини може бути виявлений експериментально. У той же час вона є певним відходом від дуже суттєвого постулату спіньхвильової моделі. Цей постулат полягає в тому, що підгратки вважаються намагненими до насичення ($|M_1| = |M_2| = M_0$, де M_0 — намагненість насичення) і відповідно у динаміку дає внесок тільки прецесійний рух намагненості. Таким чином, в останні роки склались дві, на перший погляд, альтернативні теоретичні моделі, що описують динаміку магнетних переходів. Одна з них базується на згаданому спіньхвильовому наближенні. У ній м'якою є одна із звичайних резонансних гілок. Енергетична щілина в спектрі останньої формується вказаною вище взаємодією різних коливальних підсистем. Друга модель базується на врахуванні подовжніх коливань намагненості та диси-

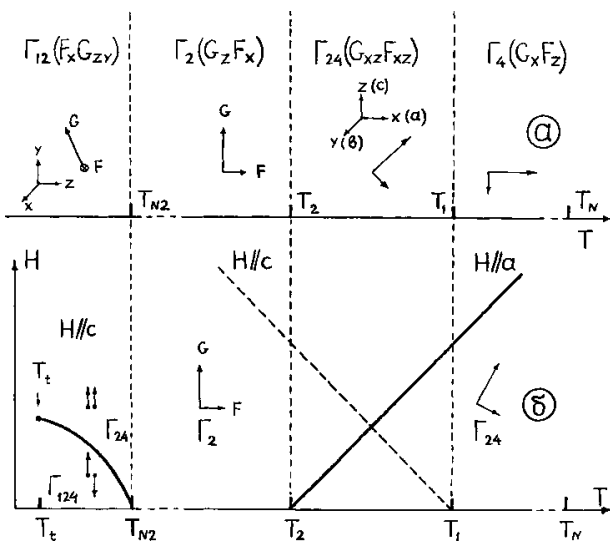


Рис. 1. 1а) Основні стани при спонтанних переходах в упорядкованій підсистемі заліза в рідкісноземельних ортоферритах ($\Gamma_4, \Gamma_{24}, \Gamma_2, \Gamma_{12}$). T_N, T_1, T_2, T_{N2} — точки спонтанних переходів другого роду відповідно з парамагнетної фази заліза в упорядковану Γ_4 , спінової переорієнтації Γ_4 - Γ_{24} , Γ_{24} - Γ_2 , Γ_2 - Γ_{12} (остання відбувається тільки в ErFeO_3). Позначення (x, y, z) компонентів векторів \mathbf{G}, \mathbf{F} відповідає осям кристала (a, b, c) . 1б) Низькопольовий фрагмент H - T -фазової діаграми рідкісноземельних ортоферитів в околі орієнтаційних переходів Γ_{24} - Γ_2 (в полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$) та Γ_{24} - Γ_4 (в полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) в підсистемі заліза, а також метамагнетного переходу Γ_{124} - Γ_{24} (в полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) у підсистемі ербію ErFeO_3 . Температура трикритичної точки $T_t \approx 2.7$ К. Позначення фаз та структура переходу в інтервалі $T_{N2} \div T_N$ показані для випадку $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$.

У роботі методами надвисокочастотної та ультразвукової спектроскопії в умовах зміни зовнішніх параметрів (T, \mathbf{H}) вимірювали спектри антиферромагнетного резонансу (АФМР) м'яких резонансних мод, швидкість та загасання звуку в околиці відповідних орієнтаційних ФП-2. Тільки такі комплексні експерименти дозволяють встановити парціяльні внески в динаміку спінової переорієнтації з боку кожної коливальної підсистеми антиферромагнетика.

паці. З погляду останньої теорії м'якими є зовсім інші — чисто релаксаційні моди, а ті, що спостерігаємо в дослідах, є не такими. Отже, вказані моделі дають зовсім різне тлумачення одного й того ж явища, яке спостерігаємо в резонансних експериментах. Ця, на перший погляд, суперечність спростована в останні роки низкою цілеспрямованих експериментів, результати яких подано далі.

На рис. 1а показана структура найпоширенішої в рідкісноземельних ортоферитах (РЗОФ) спонтанної переорієнтації між симетричними фазами Γ_2 та Γ_4 через кутову фазову Γ_{24} . Значення температур T_1 , T_2 відповідають точкам завершення (початку) переорієнтації шляхом фазового переходу другого роду (ФП-2). Інтервал $\Delta T = T_1 - T_2$ може в різних РЗОФ складати від декількох градусів Кельвіна до десятків і є індивідуальною характеристикою конкретної сполуки, як і усереднена температура переорієнтації $T_{SR} = (T_1 + T_2)/2$, якою ми будемо користуватись надалі. Три основні стани — Γ_2 , Γ_{24} , Γ_4 , показані на рис. 1а, належать до двопідграткової слабкоферромагнетної підсистеми впорядкованих спінів заліза. Тут $\mathbf{G} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, $\mathbf{F} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ — відповідно вектори антиферо- та ферромагнетизму. При змінюванні температури послідовно відбувається ряд спонтанних ФП-2. Наприклад, в ErFeO_3 при зниженні температури по чергово реєструється цілий каскад спонтанних переходів: $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$, $\Gamma_{24} - \Gamma_2$, $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$. В інших досліджених РЗОФ відбуваються тільки два перші перетворення. Перехід $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в ErFeO_3 пов'язаний з антиферомагнетним упорядкуванням ербію при температурі $T \equiv T_{N2} \approx 4 \text{ K}$ і є комбінованим: “лад-лад” у підсистемі заліза (вектор \mathbf{G} повертається від осі c до b на кут $< \pi/2$) та “безлад-лад” у підсистемі ербію. Якщо спонтанні переходи відсутні, то при $T < T_N$ завжди встановлюється фаза Γ_4 (наприклад, в YFeO_3). Включення якого завгодно малого магнетного поля $\mathbf{H} \parallel c$ при $T < T_2$ або $\mathbf{H} \parallel a$ при $T > T_1$ зразу переводить колінеарні фази Γ_2 та Γ_4 в кутову Γ_{24} . Далі, при підвищенні поля, переорієнтація завжди відбувається в напрямку від кутової фази до тієї чи іншої колінеарної — залежно від орієнтації \mathbf{H} . Структура індукованих полем переходів показана на рис. 1б. З нього видно, що при $\mathbf{H} \parallel a$ відбувається тільки перехід $\Gamma_{24} - \Gamma_2$. При $\mathbf{H} \parallel c$ у всіх досліджених тут ортоферитах відбувається тільки переорієнтація $\Gamma_{24} - \Gamma_4$, а в ErFeO_3 , крім того, ще й метамгнетний перехід $\Gamma_{124} - \Gamma_{24}$ в підсистемі ербію. Останній, як і спонтанна переорієнтація $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$, відбувається на фоні звичайної переорієнтації заліза.

III. РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАНЬ ТА ОБГОВОРЕННЯ

В описаних тут експериментах було досліджено динаміку всіх орієнтаційних переходів здебільшого рідкісноземельних ортоферитів $R\text{FeO}_3$ (R — Er, Tm, Ho, Yb, Sm, Nd), а також в ізоморфній сполуці Fe_3VO_6 . Усі експерименти умовно можна розділити на дві ча-

стини.

До першої належать ті, результати яких можна було інтерпретувати на основі спін-хвильової моделі. Як відомо, вона вимагає такого наступного обмеження на робочу температуру: $T \ll T_N$. У цьому випадку намагнетченості підграток можна вважати насиченими, і тоді в динаміку дає внесок тільки їхній прецесійний рух. Ця частина експериментів стосується, в основному, спонтанних переходів. У більшості досліджених ортоферитів спонтанна переорієнтація відбувається при температурах $T < 100 \text{ K}$, тоді як середня температура впорядкування спінової підсистеми заліза $T_N \approx 700 \text{ K}$ (упорядкування рідкісноземельної підсистеми можливе тільки при $T < 10 \text{ K}$). Таким чином, відповідність реальних температур переорієнтації спінів заліза в цих сполуках вимогам спін-хвильової теорії можна вважати задовільною.

Серед указаних сполук найбагатіший спектр різноманітних магнетних перетворень має ErFeO_3 ($T_1 = 100 \text{ K}$; $T_2 = 90 \text{ K}$). Продемонструємо на прикладі цього РЗОФ результати експериментального дослідження спектрів м'яких мод АФМР, швидкості та загасання звуку в околі спонтанних переходів, структура яких показана на рис. 1а. Ці результати наведені на рис. 2 та 3.

На рис. 2 показано повний спектр м'яких мод АФМР в околі всіх орієнтаційних переходів, що відбуваються в ErFeO_3 . Підкреслимо, що структура спонтанної переорієнтації $\Gamma_4 - \Gamma_{24} - \Gamma_2$ у всіх наведених вище сполуках абсолютно ідентична і відповідає показаній на рис. 1а. Крім того, збігаються за структурою і фазові переходи $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ та $\Gamma_{24} - \Gamma_2$. Виходячи з останнього, надалі акцентуємо увагу тільки на одному з них, а саме на ФП-2 $\Gamma_{24} - \Gamma_2$. Як видно з рис. 2а, у звичайному вигляді температурну залежність частот м'якої моди АФМР реєструємо тільки в околі T_2 , тобто саме в районі переходу $\Gamma_{24} - \Gamma_2$. У той же час у точці T_1 спостерігаємо широкую поодинокую лінію у всьому робочому діапазоні частот. Такий, з класичного погляду, незвичайний вигляд спектра пояснюється модифікованою теорією [4]. Остання базується на спін-хвильовому наближенні, але враховує динамічну взаємодію різних коливальних підсистем магнетика. Згідно з цією теорією спостережуваний спектр є результатом сильної взаємодії підсистем заліза та ербію. Завдяки цьому в точці T_2 м'яка мода формується, в основному, коливаннями спінів заліза, тоді як при T_1 вона є рідкісноземельною. Через сильне загасання в рідкісноземельній підсистемі лінії поглинання від фаз Γ_{24} та Γ_4 не розділяються. Це робить неможливим вимірювання енергетичної щільності в точці T_1 . Водночас виміряна величина щільності $\nu_{02} = (26 \pm 2) \text{ ГГц}$ у точці T_2 близька до розрахованого значення $\nu_{02} = 21 \text{ ГГц}$, одержаного на основі вказаної теорії.

У цілому можна констатувати, що наведений на рис. 2а спектр як у якісному, так і в кількісному планах добре пояснюється моделлю [4], яка базується на спін-хвильовому наближенні, але не враховує подовжні коливання намагнетченості. Згідно з цією те-

орією в околі ФП-2 Γ_{24} - Γ_2 взаємодіють між собою квазіферромагнетна гілка спектра заліза, одна з гілок ербію та поперечний звук з поляризацією вздовж осі a , що й зумовлює в результаті наявність енергетичної щільності. А взагалі, кожній конкретній сполуці та конкретному переходові теорія [4] ставить у відповідність певну індивідуальну сукупність адитивних внесків у динаміку переорієнтації, яка враховує взаємодію відповідних коливальних підсистем, притаманних тій чи іншій сполуці. У межах цієї теорії виміряні в до-

слідах з YbFeO_3 та TmFeO_3 величини ν_{02} (відповідно 37.5 та 20 ГГц) також мають добре пояснення на кількісному та якісному рівнях. Порівняння з розрахунками експериментальних результатів, що стосуються ортоферитів з йонами Nd^{3+} , Ho^{3+} та Sm^{3+} , поки що можливе лише на якісному рівні, але й ці результати задовільно узгоджуються з модифікованою спін-хвильовою моделлю [4]. Слід зазначити, що ця теорія була ініційована та розвинута на базі описаних тут експериментів.

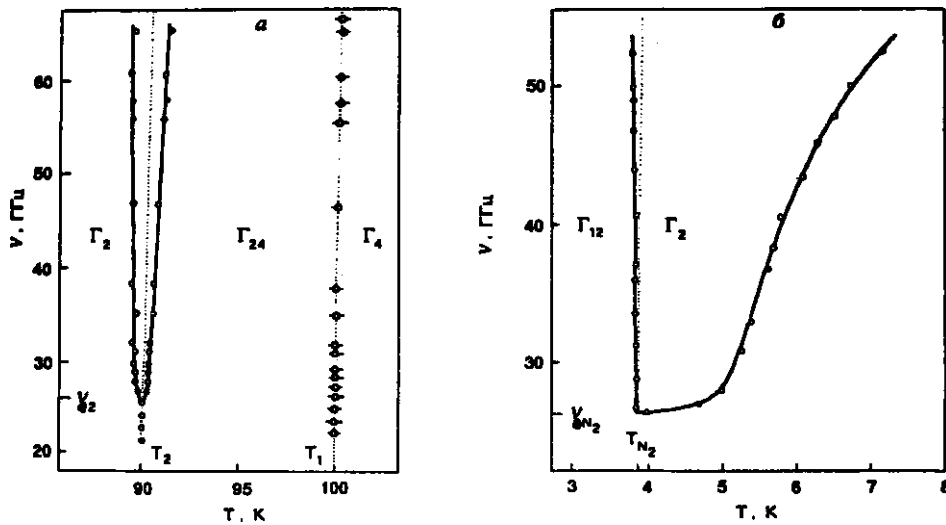


Рис. 2. Температурні залежності магнеторезонансних частот м'якої моди при спонтанних переходах в ErFeO_3 (точковою лінією показані межі фаз): а) Γ_2 - Γ_{24} - Γ_4 ($T_1 = 100$ К, $T_2 = 90$ К — температури переходів Γ_4 - Γ_{24} та Γ_{24} - Γ_2 відповідно; $\nu_{02} \approx 26$ ГГц у точці T_2); б) Γ_2 - Γ_{12} у точці $T = T_{N2} = 3.9$ К, $\nu_{0N2} \approx 26.1$ ГГц.

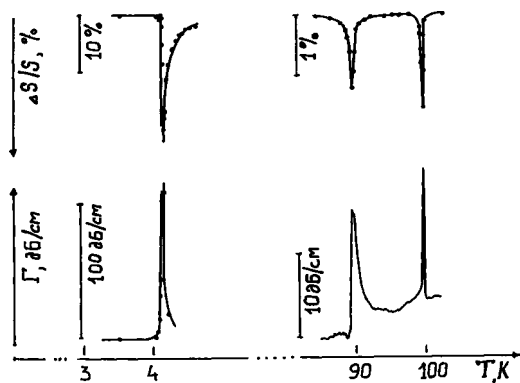


Рис. 3. Температурні залежності відносної зміни швидкості активного звуку ($q \parallel c$; $\varepsilon \parallel b$) $\Delta S/S$ та загасання цього ж звуку Γ в околі спонтанних переходів Γ_{12} - Γ_2 (при $T = T_{N2} \approx 4.1$ К), Γ_{24} - Γ_{24} (при $T = T_2 = 90$ К) та Γ_{24} - Γ_4 (при $T = T_1 = 90$ К).

На рис. 2а наведено спектр м'якої магнеторезонансної моди в околі спонтанної переорієнтації Γ_2 - Γ_{12} . На цей час з'ясовані якісні та кількісні характери-

стики цього спектра, виявлена його природа. Твердо встановлено [4], що ця м'яка мода зумовлена коливаннями спінів ербію. Зіставлення результатів статичних та динамічних вимірювань указує на те, що температурі початку спонтанної переорієнтації T_{N2} відповідає злам на частотно-температурній залежності. Виміряні за його положенням значення відповідних величин такі: $T_{N2} = (3.9 \pm 0.1)$ К; $\nu_{0N2} = (26.1 \pm 0.2)$ ГГц. Збіг вимірених величин ν_{02} та ν_{0N2} слід уважати випадковим, хоча їх формування відбувається під впливом однакових коливальних підсистем. Згідно з [4], тут, як і в попередньому випадку, взаємодіють квазіферромагнетна гілка заліза, одна з гілок ербію та поперечна пружна гілка, але в цьому разі остання поляризована вздовж осі b . Розрахована на основі цієї теорії величина активації $\nu_{0N2} \approx 25$ ГГц, тобто практично збігається з вимірною.

На рис. 3 наведені результати ультразвукових досліджень в околі вказаних вище спонтанних переходів в ErFeO_3 . Передусім звернемось до акустичних ефектів в околі "високотемпературної" переорієнтації Γ_2 - Γ_4 . Аномалії відносної зміни швидкості $\Delta S/S$ та зміни загасання звуку Γ тут не перевищують від-

повідно 2 % та 15 дБ/см. Щодо отриманої тут величини $\Delta S/S$, то вона дуже далека від стовідсоткового зменшення, яке витікає з класичної теорії магнетопружної взаємодії [2]. Така невідповідність дослідних результатів розрахункам пояснюється модифікованою теорією [4], згідно з якою в точці переходу $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в ErFeO_3 слід чекати $\Delta S/S \approx 1-5$ %. Таке обмеження на величину аномалії швидкості звуку в порівнянні з класичними уявленнями пов'язується з відносно великими параметрами його загасання в рідкісноземельній підсистемі при підвищенні температури (в цьому випадку до 90–100 К).

На відміну від переходу $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в точці $T = T_{N2}$ дипольна взаємодія не впливає на поведінку активного звуку [4]. Крім того, оскільки перехід $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ відбувається при значно меншій температурі, загасання в рідкісноземельній підсистемі також має зменшитись (за оцінкою, майже на порядок). Два вказані факти повинні сприяти тому, що аномалія швидкості звуку в околі переходу $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ більша, ніж в точці $T = T_2$. Дійсно, як видно з рис. 3, вона тут досягає майже 25 %. Але навіть таке велике зменшення швидкості звуку в дійсності, мабуть, не є максимальним. У всякому разі вимірюванню подальшого падіння швидкості заважає стрімкий ріст загасання звуку, яке в точці $T = T_{N2}$ досягає 100 дБ/см. При такому великому загасанні виміряти повну зміну швидкості неможливо з причини зникнення сигналів поглинання. З другого боку, навіть виміряна тут величина $\Delta S/S$ є рекордною — нічого подібного не спостерігаємо в жодному РЗОФ.

Яким чином поведуть себе енергетичні щілини ν_{02} та ν_{0N2} в магнетному полі? Відповідь на це запитання фактично вказує на те, який з механізмів ([3] чи [4]) є вирішальним у формуванні щілини. Головний висновок, який випливає з термодинамічної моделі [3], полягає в тому, що вимірювана на досліді енергетична щілина в точці ФП-2 практично повністю визначається добутком $(\chi_{\parallel}/\chi_{\perp})^{1/2} \cdot H_{tr}$. Але, як уже підкреслювалось, термодинамічна модель [3] не враховує динамічної взаємодії різних коливальних підсистем магнетика, і тому з неї випливає помилковий висновок, що при $H_{tr} \rightarrow 0$ щілина ν_0 також має бути відсутньою. Зважаючи на цей нефізичний доробок, ефекти, пов'язані з подовжніми коливаннями намагнетченості, слід шукати в природі "стартових" щілин ν_{02} та ν_{0N2} після включення магнетного поля. Саме таким чином ми діяли при проведенні відповідних дослідів та при аналізі експериментальних результатів.

Розглянемо спочатку результати вимірювань, що стосуються переорієнтації $\Gamma_{24}-\Gamma_2$. Насамперед підкреслимо, що у відповідних дослідах виняткове значення має точна орієнтація магнетного поля по осі, тобто $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. Невиконання цієї вимоги може призвести до помилкових висновків, оскільки при недостатньо точній орієнтації \mathbf{H} щілина росте з підвищенням поля без будь-якого зв'язку з подовжніми коливаннями. У нашому випадку точність орієнтації досягала $\pm 5'$.

Результати вимірювань показані на рис. 4. Вони до-

зволяють зробити висновок, що на лінії індукованого полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ переходу $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ (див. рис. 1б) в діпазоні $H=0-10$ кЕ щілина ν_{02} в ErFeO_3 не залежить від поля (температури). Такі ж результати отримані і при вимірюванні польової залежності щілини в околі цього ж переходу в YbFeO_3 ($T_1 = 7.98$ К; $T_2 = 6.85$ К; $\nu_{02} = 37.5$ ГГц) та в TmFeO ($T_1 = 93$ К; $T_2 = 84$ К; $\nu_{02} = 20$ ГГц). З другого боку, якби основний внесок у величину щілини був пов'язаний з подовжніми коливаннями намагнетченості, то її приріст у полі $H = 10$ кЕ, згідно з [3], мав би складати $\Delta\nu_{02} \geq 8$ ГГц. Це значно перевищує похибку наших вимірювань. Спостережувана поведінка щілини, на перший погляд, суперечить термодинамічній теорії [3]. Однак можна дійти й іншого висновку. Звернемо увагу на те, що наведені вище експерименти виконані в області температур $T < 100$ К. Подовжня сприйнятливості підґраток заліза при таких температурах дуже мала. Згідно з [3] при $T \leq 90$ К співмножник у формулі для щілини $(\chi_{\parallel}/\chi_{\perp})^{1/2} < 0.1$. Завдяки цьому внесок подовжніх коливань намагнетченості у величину щілини може бути невідчутним у порівнянні з тим, що дають механізми [4]. У цьому випадку енергетична щілина майже цілком формується спін-хвильовими механізмами [4], тобто за рахунок взаємодії різних коливальних підсистем та внеску тільки з боку прецесійного руху намагнетченості.

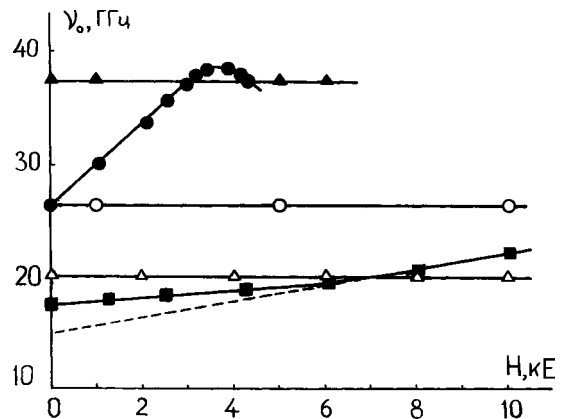


Рис. 4. Польові залежності енергетичних щілин у різних ортоферитах: на лінії індукованого полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ переходу $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в TmFeO_3 (Δ), ErFeO_3 (\circ), YbFeO_3 (\blacktriangle) та Fe_3VO_6 (\blacksquare); на лінії індукованого полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ метамагнетного переходу $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ в підсистемі ербію (\bullet). Штрихова лінія — лінійна екстраполяція польової залежності щілини в Fe_3VO_6 з області поля $H > 8$ кЕ.

Звернемося далі до резонансних властивостей метамагнетного переходу $\Gamma_{24}-\Gamma_{124}$ в підсистемі ербію. Згідно з [5] на лінії метамагнетного ФП-2 (див. рис. 1б) м'якою є релаксаційна мода. Це означає, що якісні висновки розвинутої в останній час теорії [3] для індукованої переорієнтації $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ можуть бути поширені і на метамагнетний перехід. Як видно з

рис. 4, після ввімкнення поля $\mathbf{H} \parallel c$ щільність ν_{0N_2} починає стрімко збільшуватися при підвищенні поля. На лінії ФП-2 вона зростає від “стартового” значення $\nu_{0N_2} = 26.1$ ГГц до $\nu_{N_2} \approx 38$ ГГц в полі, близькому до 4 кЕ, проходячи при цьому через незначний максимум. Для пояснення такого збільшення щільності звернемо увагу на те, що умови реалізації цього переходу з погляду співвідношення температур переорієнтації та впорядкування відповідної спінової підсистеми суттєво відрізняються від таких же для розглянутого вище ФП-2 $\Gamma_{24}-\Gamma_2$. Тут навіть найнижча робоча температура $T = T_i$ не відповідає вимогам спін-хвильової моделі — $T/T_{N_2} \ll 1$. Якщо для підсистеми заліза $T_2/T_N \ll 1$, то в підсистемі ербію це співвідношення змінюється від $T_i/T_N \approx 0.7$ у трикритичній точці $T = T_i$ до 1 при $T = T_{N_2}$. У підсистемі заліза це відповідало б зміні $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ від 0,7 до 1; що, своєю чергою, привело б до значного збільшення щільності. Виявлене тут суттєве збільшення щільності у відносно малому полі наштовкувало на думку, що це пов’язано з подовжньою сприйнятливістю. Як відомо, характерною властивістю метамагнетиків є надзвичайно висока подовжня сприйнятливість при такій же малій поперечній. Тому навіть чисто формальне звернення до теорії [3] дозволяло сподіватись на відповідне збільшення щільності на лінії цього переходу.

Проведене вимірювання високочастотної подовжньої χ_{\parallel} та поперечної χ_{\perp} сприйнятливостей показало, що відношення $(\chi_{\parallel}/\chi_{\perp})^{1/2}$ дійсно корелює зі щільною (див. рис. 5). Якісно це відповідає термодинамічній моделі [3]. Звернемо увагу на те, що тут відношення подовжньої сприйнятливості до поперечної досягає ~ 7 , тоді як при звичайній переорієнтації підґраток заліза $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ гранична величина цього відношення не може перевищувати одиниці. Останнє впливає з теорії молекулярного поля. Порівняння динаміки обговорюваних тут переходів показує, що при однакових значеннях магнетного поля щільність не залежить від поля (температури) у випадку переорієнтації $\Gamma_{24}-\Gamma_2$, але різко зростає на лінії метамагнетного переходу $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ — майже в 1.5 рази при підвищенні поля всього до 4 кЕ. Це своєю чергою означає, що спостережуване збільшення щільності в порівняно слабкому полі слід пов’язати з подовжньою сприйнятливістю. Таким чином, на одній і тій же сполучці спостерігаються дві різні поведінки щільності в полі, одна з яких відповідає спін-хвильовій моделі [4], а друга — термодинамічній [3]. У той же час у нульовому полі (тобто при спонтанних переходах) як ν_{02} , так і ν_{0N_2} добре пояснюються спін-хвильовою теорією [4]. Звідси випливає висновок, що спостережувана на лінії ФП-2 $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ польова залежність щільності в порівняно слабкому полі зумовлена, в основному, величиною подовжньої сприйнятливості, яка своєю чергою цілком залежить від температури переорієнтації.

Якщо внески у величину щільності від подовжньої сприйнятливості та магнетного поля є адитивними, то вони можуть бути експериментально розділені. Це можна реалізувати двома шляхами. Перший —

виключити з механізму формування щільності температуру. Для цього треба було б провести досліді при максимально низьких температурах (тобто при $\chi_{\parallel} \rightarrow 0$) без обмежень на величину магнетного поля. У цьому випадку внесок подовжніх коливань намагнетченості у величину щільності був би майже цілком зумовлений зовнішнім полем. Для таких вимірювань на РЗОФ потрібні поля до 60–100 кЕ.

Другий шлях — виключити з чинників формування щільності магнетне поле і мати справу тільки з температурою. Така можливість реалізується в околі спонтанних переходів, де переорієнтація може бути індукована яким завгодно малим полем.

Як показали наші досліді на багатьох РЗОФ, величина абсолютної температури переорієнтації не зумовлює відповідного внеску подовжніх коливань намагнетченості у величину щільності. Це наочно демонструють наведені вище результати дослідів на ErFeO_3 . Далі це буде показано і на прикладі інших сполук. Для характеристики перерозподілу спін-хвильового та термодинамічного внесків у величину щільності слід користуватись параметром $\tau_{SR} = T_{SR}/T_N$, який ми назвали відносною температурою спонтанної переорієнтації. Він є індивідуальним для кожного конкретного РЗОФ, а його зростання, як показали наші досліді, веде до перерозподілу внесків у динаміку від спін-хвильового до термодинамічного.

Роль лише подовжньої сприйнятливості у формуванні енергетичних щільностей (тобто при $H \rightarrow 0$) може бути встановлена в серії експериментів, що охоплюють широкий діапазон параметра τ_{SR} . Наші досліді на вказаному вище переліку сполук дозволили простежити еволюцію цієї ролі в інтервалі $\tau_{SR} = 0.01 \div 1$. Хоча термодинамічна модель [3] розвинена для переходів, індукованих полем, із загальних міркувань можна дійти висновку, що внесок подовжніх коливань намагнетченості в динаміку переорієнтації слід чекати і при спонтанних переходах, якщо останні реалізуються при достатньо високих температурах. В умовах $H \rightarrow 0$ фактично фіксуємо саме цей внесок.

Оскільки термодинамічна модель [3] ігнорує спін-хвильові механізми формування щільності [4], то з неї випливає, як уже зазначалось, нефізичний наслідок: при $H_{tr} \rightarrow 0$ щільність в спектрі також зникає. З другого боку, навіть модифікована спін-хвильова модель [4] ігнорує подовжні коливання намагнетченості і не передбачає пов’язане з ними збільшення щільності в полі. Оскільки більшість експериментів проведено в області, у якій строго не задовольняються ні умови спін-хвильової моделі ($T \rightarrow 0$), ні термодинамічної ($T \rightarrow T_N$), то в загальному випадку в досліді слід чекати суперпозиції внесків від обох механізмів формування щільності.

З урахуванням цього загальний методичний прийом полягав у тому, що спочатку вимірювали щільність в спектрі при спонтанному переході, а потім включали магнетне поле відповідної орієнтації і знімали польову залежність щільності з метою пошуку її збільшення, пов’язаного з подовжніми коливаннями намагнетченості. Позитивні наслідки такого

пошуку найліпше можна спостерігати на прикладі метамagnetного переходу в ErFeO_3 (див. рис. 4). Тут “стартова” щільність $\nu_{0N2} \approx 26$ ГГц при $H = 0$ формується спін-хвильовими механізмами, тоді як її приріст у полі до ~ 38 ГГц зумовлений високою подовжньою сприйнятливістю при метамagnetному переході, тобто термодинамічним механізмом.

У менш виразному вигляді таке співіснування конкуруючих механізмів формування щільності спостерігаємо і в досліді з Fe_3VO_6 , де “стартова” щільність в точці спонтанного переходу $\nu_{02} \approx 15$ ГГц. У полі вона збільшується і досягає при $H = 10$ кЕ майже 22 ГГц. Тут треба зробити зауваження про те, що в Fe_3VO_6 спонтанна переорієнтація Γ_2 – Γ_4 відбувається шляхом фазового переходу першого роду, тоді як уся теорія динамічних властивостей переорієнтаційних переходів чинна тільки у випадку ФП–2. А останній, тобто перехід Γ_{24} – Γ_2 , у цій сполучі може реалізуватися лише в полі. Тому ν_{02} в цьому випадку виміряна не безпосередньо за польовою залежністю щільності (див. рис. 4), а шляхом екстраполяції цієї залежності з області максимального поля, де ФП–2 найстійкіший.

Кількісною характеристикою внеску подовжніх коливань намагненості в динаміку переорієнтації може бути величина похідної $\partial\nu_n/\partial H$ (у випадку ErFeO_3 індекс n — 02 або 0N2). Якщо польова залежність щільності (наприклад, ν_{02}) така, що $\partial\nu_{02}/\partial H \neq 0$ при $H \rightarrow 0$, то можна стверджувати, що подовжні коливання намагненості дають внесок не тільки в індуквану, але й в спонтанну переорієнтацію. Дійсно, оскільки поле переходу при цьому може бути достатньо малим, то при деякій його величині домінуючий внесок у щільність буде зумовлений тільки подовжньою сприйнятливістю. Звичайно таку “безпольову” ситуацію не передбачає термодинамічна теорія, а результати апробації цієї моделі на YFeO_3 та DyFeO_3 при $H = 70$ – 100 кЕ [3] виглядають швидше як ефект сильного поля. Тому детальне зіставлення спостережуваної тут динаміки спонтанних переходів із цією теорією навряд чи є коректним. Але ми скористаємося її головним висновком (і тестом у досліді) — свідченням внеску подовжніх коливань намагненості в динаміку переорієнтації будемо вважати збільшення щільності при підвищенні магнетного зовнішнього поля.

Аналіз експериментальних результатів у послідовності, що відповідає зростанню параметра τ_{SR} , показує, що в РЗОФ з відносно низькими температурами переорієнтації ($\tau_{SR} \leq 0.15$) градієнт $\partial\nu_{02}/\partial T = 0$. Це стосується YbFeO_3 , TmFeO_3 та ErFeO_3 , у яких τ_{SR} дорівнює відповідно 0.01; 0.14; 0.15. Більш того, у цих сполуках указаний градієнт дорівнює нулеві не тільки при $H = 0$, але й у полі до 6–10 кЕ. Це видно з польових залежностей щільності, наведених на рис. 4. Загальний результат вимірювань на цих ортоферитах полягає в наступному: щільність ν_{02} , притаманна спонтанному переходу Γ_{24} – Γ_2 , не міняється при включенні порівняно малого поля і відповідному підвищенні температури переорієнтації (згідно з H – T -фазовою діаграмою на рис. 16). Це означає, що

тут енергетичні щільності формуються прецесійними механізмами і їх пояснення може не виходити за межі спін-хвильової моделі. При $\tau_{SR} < 0.15$ внесок подовжніх коливань намагненості у величину щільності на цьому фоні невідчутно малий і в межах досягнутої точності не виявляється в досліді. Але й для NdFeO_3 ($\tau_{SR} = 0.17$), який не вимірювався у польових експериментах, мабуть, можна передбачити той же висновок, а тим більш — для DyFeO_3 ($\tau_{SR} = 0.06$).

Серед РЗОФ рекордне за величиною значення τ_{SR} має SmFeO_3 (≈ 0.7). Однак безпосереднє вимірювання польової залежності щільності в цій сполучі наштовхнулося на дуже сильне поглинання з боку рідкісноземельної підсистеми. Це в остаточному підсумку унеможливило проведення дослідів, спрямованих на пошук ефектів прояву подовжніх коливань намагненості. Саме з цих причин ми звернулися до ізоморфної ортоферита сполуки Fe_3VO_6 , у якій теж відбувається як спонтанний, так і індукований ФП–2 Γ_{24} – Γ_2 , а параметр $\tau_{SR} = 0.8$, тобто ще більший, ніж у SmFeO_3 . Останнє подавало надію на виявлення в цій сполучі очікуваного ефекту. Як уже відзначалось, у Fe_3VO_6 дійсно енергетична щільність зростає при підвищенні поля (див. рис. 4).

Таким чином, тільки у Fe_3VO_6 та ErFeO_3 (2) при $H \rightarrow 0$ спостерігаємо ненульові градієнти щільності по полю — відповідно 0.7 та 4 ГГц/кЕ. Це означає, що навіть “стартова” щільність, притаманна спонтанному переходу, формується не тільки за рахунок прецесійних механізмів [4], але й подовжніми коливаннями намагненості [3]. Щоправда, у випадку з ErFeO_3 (2) такий великий градієнт щільності на лінії метамagnetного переходу може бути зумовлений не тільки подовжніми коливаннями, але й зміною структури суміжних фаз після включення поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ трансформує спонтанний орієнтаційний перехід у підсистемі заліза Γ_2 – Γ_{12} у комбінований — Γ_{24} – Γ_{124} , домінуючою складовою якого є метамagnetний перехід у підсистемі рідкісної землі. Тому останній реалізується тільки в полі. Найімовірніше, саме з цією трансформацією пов'язані максимальні градієнти за температурою всіх вимірюваних тут величин біля $T = T_{N2}$, $H = 0$, що видно з рис. 5. До речі, як видно з того ж малюнка, у полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ щільність ν_{0N2} не тільки не збільшується в полі, а навіть має тенденцію до зменшення. Це не дивно, бо при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ індукований орієнтаційний перехід Γ_2 – Γ_{12} має однакову структуру зі спонтанним. Це означає, що енергетична щільність в полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ також (як і без поля) формується поперечними коливаннями в підсистемі ербію та нечутлива до його подовжніх коливань.

На рис. 6 подана підсумкова двовимірна діаграма, яка характеризує еволюцію $\partial\nu_n/\partial H$ в нульовому полі при зростанні параметра τ_{SR} . Плавна лінія, що поєднує “експериментальні” точки, може дати уявлення про величини $\partial\nu_n/\partial H$ при $H = 0$, які слід чекати в деяких інших сполуках, виходячи з відомих величин τ_{SR} . Ми вже висловлювали думку про те, що в слабкому полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ похідні $\partial\nu_{02}/\partial H$ в ортоферитах диспрозію та ніодиму не залежать від поля і в цьому

плані не відрізняються від вимірених нами польових залежностей щілин в ортоферитах ітербію, тулію та ербію. Дійсно, як видно з наведеної діаграми, в усіх перерахованих РЗОФ вказана похідна дорівнює нулеві не тільки в полі, але й при $H = 0$. У той же час у SmFeO_3 внесок подовжніх коливань у динаміку спонтанної переорієнтації має бути достатньо відчутним — з $\partial\nu_{02}/\partial H \approx 0.3$ ГГц/кЕ. Це природньо, бо в SmFeO_3 перехід $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ відбувається при порівняно великій подовжній сприйнятливості. З температурної залежності $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$, одержаної в [3], та величини τ_{SR} у SmFeO_3 випливає, що в ньому спонтанний перехід відбувається при відношенні сприйнятливостей ≈ 0.7 . Тому цей ортоферит займає належне місце на поданій діаграмі. Вона дозволяє стверджувати, що на сучасному рівні точности вимірювань та якості відповідних монокристалів внесок подовжніх коливань намагненості в динаміку спонтанної переорієнтації є сенс шукати при $\tau_{\text{SR}} > 0.5$. З іншого боку, ефекти, пов'язані з подовжніми коливаннями, слід чекати у всіх перерахованих тут “низькотемпературних” ортоферитах, коли вказана переорієнтація буде ініціюватись достатньо сильним магнетним полем (це вже реалізовано в DyFeO_3 [3]). Для ErFeO_3 (1) воно повинно досягати 60–70 кЕ. Тільки в такому полі відносна температура індукованого переходу $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ досягне величини $\tau_{\text{R}} = T_{\text{IR}}/T_{\text{N}} = 0.5$ (T_{IR} — температура переходу в полі).

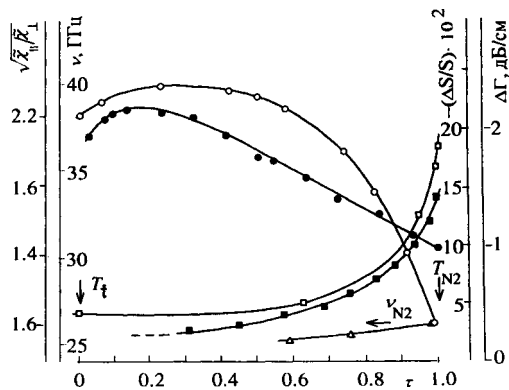


Рис. 5. Температурно–польові залежності різних динамічних параметрів на лінії метамагнетного фазового переходу другого роду в ErFeO_3 : ● — відношення високочастотних сприйнятливостей $(\chi_{\parallel}/\chi_{\perp})^{1/2}$; ○ — енергетичної щілини ν_{N2} при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$; □ — відносної зміни швидкості активної поперечної звукової хвилі ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{b}$) $\Delta S/S$; ■ — зміни загасання подовжнього звуку $\Delta\Gamma$; Δ — енергетичної щілини ν_{N2} при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. $\tau = (T - T_t)/(T_{N2} - T_t)$.

Звернемо увагу на те (див. рис. 4), що нема ніякої кореляції між величиною “стартової” щілини в тій чи іншій сполуці та величиною притаманної їй похідної $\partial\nu_{02}/\partial H$ при $H = 0$. Це зайвий раз говорить про те, що “стартове” значення щілини та її приріст у полі зумовлені різними механізмами. Вони дають адитивні внески в динаміку. Конкуренція цих внесків у деякій перехідній області T та H може привести до того, що один із цих внесків стає невідчутним на фоні

іншого, який, навпаки, стає домінуючим.

Наприкінці звернемося до наслідків ультразвукових досліджень ErFeO_3 в околі метамагнетного переходу, що для наочности наведені на рис. 5 разом з результатами резонансних досліджень. Для цього переходу активною, тобто взаємодіючою з магнонами, є поперечна акустична мода з хвильовим вектором $\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$ та поляризацією вектора деформації зсуву $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{b}$. На рис. 5 наведені залежності величини зменшення швидкості активної звукової хвилі, а також ріст загасання подовжньої (неактивної) звукової хвилі від безрозмірної температури $\tau = (T - T_t)/(T_{N2} - T_t)$. Звертання до безрозмірної температури дозволяє співвідносити результати, одержані на зразках, виготовлених з різних партій сировини. Як видно з наведеного малюнка, точки спонтанного переходу ($\tau = 1$) відповідають максимальні зміни акустичних характеристик обох звукових мод ($\Delta S/S \sim 20\%$; $\Delta\Gamma \sim 1.2$ ДБ/см). У вибраній тут геометрії експерименту досліджувані акустичні моди є відповідно поперечною та подовжньою не тільки стосовно \mathbf{q} , але також і вектора антиферомагнетизму ербію. Це дозволяє шукати зв'язок поперечних та подовжніх коливань намагненості ербію з відповідними акустичними модами. Як і раніш, очікувані ефекти прояву подовжніх коливань намагненості будемо шукати в температурних (польових) градієнтах “стартових” параметрів, притаманних точці спонтанного переходу $H = 0$, $T = T_{N2}$. Усі наведені на рис. 5 температурні залежності фактично є температурно–польовими, оскільки кожному значенню τ відповідає конкретна величина магнетного поля переходу, що визначається $H-T$ -фазовою діаграмою (рис. 16). Характерною відмінністю цієї діаграми є монотонний ріст поля переходу при зниженні температури.

Як видно з рис. 5, у точці спонтанного переходу екстремальні всі наведені характеристики та їхні градієнти за температурою (полем). Але в міру зниження температури вони зменшуються і вже при $\tau \leq 0.3-0.5$ майже не залежать від зовнішніх параметрів. Якщо не брати до уваги деякої немонотонності в поведінці ν_{N2} та $(\chi_{\parallel}/\chi_{\perp})^{1/2}$ при зниженні температури в область $\tau \leq 0.3$, то можна стверджувати про наявність кореляції динамічних характеристик спінової та пружної підсистем на лінії метамагнетного переходу. Відомо [4], що аномалія швидкості звуку при спонтанному переході зумовлена зв'язком поперечної звукової хвилі з поперечними коливаннями намагненості на магнеторезонансній частоті м'якої (в цьому випадку рідкісноземельної) моди. У полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ подовжня сприйнятливості ербію суттєво перевищує поперечну та зростає з підвищенням поля та зниженням температури в інтервалі $T_{N2}-T_t$. Але поперечна звукова хвиля не взаємодіє з подовжніми коливаннями намагненості. Тому аномалія швидкості цієї хвилі зменшується при зниженні температури в міру перерозподілу ролі подовжніх та поперечних коливань у формуванні спінової динаміки, а отже і в міру зменшення впливу спінової підсистеми на акустичну через магнетопружний зв'язок.

Для підсистеми заліза область температур метамагнетного переходу, безумовно, задовольняє спін-хвильове наближення, оскільки $T_{N2} \ll T_N$. Тому коливання подовжніх компонент векторів \mathbf{F} та \mathbf{G} тут відсутні. Водночас їхні поперечні компоненти можуть брати участь у формуванні динаміки. Логічно припустити, що залишкова аномалія швидкості в інтервалі $\tau = 0 - 0.3$, що складає $\sim 4\%$ від S , пов'язана саме з цими коливаннями. Дійсно, за порядком величини вона близька до такої в області “високотемпературної” переорієнтації заліза $\Gamma_{24}-\Gamma_2$, про яку йшла мова вище. Причини, з яких аномалія швидкості в останньому випадку значно менша, ніж у точці ФП-2 $\Gamma_{12}-\Gamma_2$, докладно проаналізовані в [4].

На цей час у багатьох експериментах встановлено, що акустичні хвилі загасають (подовжні меншою мірою, поперечні — більшою) при різноманітних переходах у РЗОФ. У цьому випадку нас цікавить подовжня хвиля з $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. З рис. 5 видно, що температурні залежності $\Delta\Gamma$ та $\Delta S/S$ зовні дуже схожі. Найочевиднішою причиною зменшення загасання звуку при зниженні температури є зростання жорсткості магнетних підґраток ербію. Це може відбуватись під впливом як спонтанного насичення намагненості підґраток ербію, так і під впливом зростаючого зовнішнього поля в міру просування від T_{N2} до T_t . Хоча при цьому сумарна подовжня сприйнятливості росте, проте загасання подовжнього звуку скоріш пов'язане з її флюктуаційною частиною, відносна роль якої максимальна в точці $T = T_{N2}$ та обертається в нуль при $T = T_t$ [6].

IV. ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

У підсумковому вигляді загальні висновки та результати, що впливають з досліджень динаміки спонтанної переорієнтації, полягають в наступному:

1. Висунуто та експериментально підтверджено ідею про те, що динаміка орієнтаційних переходів у складних багатопідґраткових антиферомагнетиках є результатом взаємодії різних коливальних підсистем: упорядкованої підсистеми спінів заліза, парамагнетної підсистеми рідкісноземельних йонів, пружної та дипольної підсистем. Це означає, що тих спектрів вільних коливань, які є вдаліні від переходів, у точках переорієнтації вже, як правило, не існує. Сам факт наявності енергетичної щільності говорить про взаємодію спінової хвилі принаймні з однією з інших за природою хвиль. Але насправді, енергетична щільність в багатопідґраткових антиферомагнетиках є результатом взаємодії декількох коливальних підсистем. В кількісному плані її неможливо пояснити лише магнетопружною взаємодією, як це намагались зробити в багатьох попередніх теоретичних та експериментальних дослідженнях. Кінець кінцем з'ясувалось, що енергетична щільність є своєрідною сумарною мірою внутрішніх динамічних взаємодій різних коливальних підсистем магнетика.

2. Сформульовано напрямки модифікації існуючої теорії з метою повнішого врахування механізмів формування динаміки орієнтаційних переходів, не виходячи за межі спін-хвильового наближення. Основна ідея полягала в тому, що в точці орієнтаційного ФП-2 спостережувана в дослідах динаміка може бути адекватно описана тільки при сумісному розв'язанні системи принаймні трьох рівнянь: руху магнетного моменту, пружності та рівнянь Максвелла. Причому спінові колективні коливання та магнетопружність потрібно враховувати не лише в упорядкованій підсистемі спінів, але також і в системі парамагнетних йонів.

3. З урахуванням усієї сукупності результатів експериментальних досліджень рідкісноземельних ортоферитів та модифікованої у вказаному вище напрямку теорії була висунута і вперше експериментально підтверджена ідея про те, що м'які магнеторезонансні моди можуть походити не лише від упорядкованої підсистеми спінів, але й від парамагнетної. У рідкісноземельних ортоферитах ця можливість настає завдяки обмінній взаємодії між впорядкованою підсистемою спінів заліза та парамагнетними йонами рідкої землі, і в останній теж виникають колективні коливання. Уперше ми експериментально виявили та пояснили рідкісноземельні м'які моди в дослідах на ErFeO_3 та YbFeO_3 .

4. Уперше виявлено та пояснено гігантські аномалії швидкості та загасання звуку в точках метамагнетного переходу в упорядкованій підсистемі ербію в ErFeO_3 . Такі могутні аномалії ні раніше, ні в подальшому не спостерігались в жодному експерименті з вивчення динаміки орієнтаційних переходів.

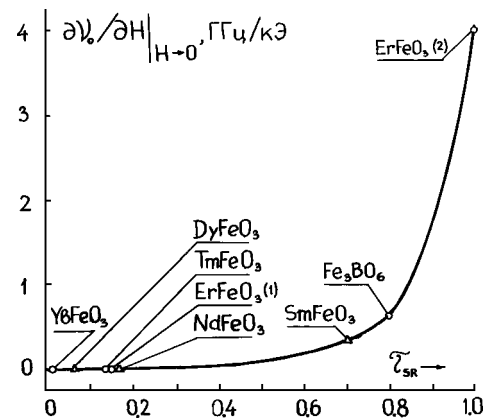


Рис. 6. Значення $\partial\nu_0/\partial H$ в точках спонтанних переходів у різних сполуках при відповідних безрозмірних температурах $\tau_{SR} = (T_1 + T_2)/2T_N$: \circ — виміряні величини, Δ — очікувані. Індокси (1) та (2) при ErFeO_3 означають, що в першому випадку мається на увазі перехід $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в підсистемі заліза, а в другому — $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ в підсистемі ербію.

Наведені вище результати отримані з урахуванням динамічної взаємодії різних коливальних підсистем магнетика, що є певним відходом від традиційних

уявленнь про механізми формування динаміки переорієнтації тільки спіновою підсистемою.

Друга частина роботи пов'язана з відходом ще від одного дуже суттєвого постулату спін-хвильової моделі — про збереження за модулем намагнетиченостей підґраток при збудженні спінових хвиль, у тому числі й однорідного АФМР. Доповнимо перераховані загальні висновки такими, що впливають з досліджень, які враховують не лише прецесію, але й подовжні коливання намагнетиченості:

1. Динаміка орієнтаційних переходів у реальних експериментальних умовах (тобто при $T > 0$) в загальному випадку формується під впливом як прецесії, так і подовжніх коливань намагнетиченості. Співвідношення спін-хвильового та термодинамічного внесків у величини енергетичних щільностей залежить переважно від статичних характеристик конкретної сполуки.

2. Параметром, що характеризує співвідношення вказаних внесків у динаміку переорієнтації, є відношення температури спонтанного переходу до температури впорядкування відповідної спінової підсистеми, індивідуальне для кожного конкретного магнетика.

3. Установлено, що при величині цього відношення < 0.15 подовжні коливання не роблять суттєвого внеску в спостережувану в дослідках динаміку. Водночас при його величині > 0.7 внесок подовжніх коливань намагнетиченості відчутний навіть у нульовому полі. В останньому випадку енергетична щільність може бути результатом адитивних та сумірних внесків з боку спін-хвильових та термодинамічних механізмів.

4. Виявлена на лінії метамагнетного переходу в ErFeO_3 кореляція різних динамічних характе-

ристик: високочастотної сприйнятливості, енергетичної щільності, швидкості та загасання звуку, — вказує на необхідність врахування магнетопружної взаємодії також і в термодинамічній теорії динаміки орієнтаційних переходів. Це врахування важливе ще й тому, що переорієнтація в більшості багатопідґраткових антиферомагнетиків відбувається в області температур, де жодна з існуючих теоретичних моделей не може претендувати на адекватний опис реального експерименту.

5. Перераховані висновки вказують на те, що спін-хвильова та термодинамічна теорії не є взаємозаперечними. Динаміка спінової переорієнтації навіть в одній і тій же сполуці залежно від параметрів та властивості конкретного переходу може найкращим чином бути описана як одною, так і другою моделлю. З цього випливає потреба нової, повнішої та універсальнішої теорії, розрахованої на будь-яку температуру та магнетне поле. Тоді існуючі спін-хвильова та термодинамічна моделі могли б бути її крайніми межами — відповідно при $T \rightarrow 0$ та $T \rightarrow T_N$. Зрозуміло, що при цьому природа спостережуваних магнетоакустичних властивостей уже не може бути ідентифікована ні як чисто прецесійна, ні як чисто релаксаційна і вже жодним чином не лише спінового походження. Більше того, м'які магнеторезонансні моди (в класичному розумінні) не лише ніколи не спостерігаються в реальному експерименті, але вони в принципі не можуть спостережуватись із причин наявності обмежень фундаментального характеру, наприклад, через спонтанно порушену симетрію [2].

Наведені дослідження підтримує Фонд фундаментальних досліджень МНТ України.

- [1] А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны* (Наука, Москва, 1967).
 [2] Е. А. Туров, В. Г. Шавров, *Усп. физ. наук* **140**, 429 (1983).
 [3] А. М. Балбашов, Ю. М. Гуфан, П. Ю. Марчуков, Е. Г. Рудашевский, *Журн. эксп. теор. физ.* **94**, 305 (1988).

- [4] В. Д. Бучельников, Н. К. Даньшин, Л. Т. Цымбал, В. Г. Шавров, *Усп. физ. наук* **166**, 585 (1996).
 [5] Ю. М. Гуфан, А. Н. Садков, *Физ. тверд. тела* **28**, 2991 (1986).
 [6] И. М. Витебский, Н. К. Даньшин, Н. М. Лавриненко, Г. Г. Левченко, М. А. Сдвижков, Д. Я. Яблонский, *Физ. тверд. тела* **29**, 2738 (1987).

MAGNETOACOUSTIC OF ORIENTATIONAL PHASE TRANSITIONS IN ANTIFERROMAGNETS

L. Tsymbal, M. Dan'shin

*O. O. Galkin Donetsk Physical-technical Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine
 Donetsk, UA-340114, Ukraine*

Complex experimental investigations results of the compound many-sublattice rare-earth antiferromagnets, as obtained by radiofrequency and ultrasound spectroscopy, are given. On their basis it has been established that the magnetic phase transitions dynamics is shaped by the interactions between all the magnetic subsystems involved, including the ordered ferrous, elastic, paramagnetic rare-earth, dipole (electromagnetic) subsystems. The necessity is shown for taking into account not only the precession, but the longitudinal oscillations of magnetization to describe the dynamics.