

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА HoFeO_3 В ОБЛАСТИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

Н. К. Даньшин, С. В. Жерлицын, С. С. Звада,
А. А. Мухин, М. А. Сдвижков, В. Д. Филь

УДК 538.69

Проведены акустические и магниторезонансные исследования ортоферрита гольмия в окрестности спиновой переориентации (СП). Показано, что она осуществляется в виде трех ориентационных фазовых переходов (ОФП) $\Gamma_4 - \Gamma_{24} - \Gamma_{12} - \Gamma_2$, два из которых ($\Gamma_{12} - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_{24} - \Gamma_4$) являются ФП 2-го рода, а один ($\Gamma_{12} - \Gamma_{24}$) — ФП 1-го рода. Получены экспериментальная и теоретическая $H_x - T$ фазовые диаграммы HoFeO_3 в области СП.

Характерной особенностью редкоземельных (РЗ) ортоферритов RFeO_3 является существование в них разнообразных ориентационных фазовых переходов (ОФП), обусловленных анизотропным R—Fe взаимодействием [1]. Наиболее распространена спиновая переориентация (СП) типа $\Gamma_4 (G_x F_z) \rightarrow \Gamma_{24} (G_{x,z} F_{z,x}) \rightarrow \Gamma_2 (G_z F_x)$, при которой происходит плавный поворот векторов ферро- и антиферромагнетизма (F и G соответственно) в плоскости ac (xz) кристалла. Интервал температур, в котором происходит изменение магнитной структуры, как правило, порядка нескольких градусов, а его границы при T_1 и T_2 являются точками фазовых переходов 2-го рода ($T_1 > T_2$, при $T > T_1$ реализуется фаза Γ_4).

Недавно было обнаружено, что в ортоферрите гольмия переориентация из высокотемпературной фазы Γ_4 в Γ_2 осуществляется не в виде двух указанных выше ОФП, а путем трех ОФП: $\Gamma_4 - \Gamma_{24} - \Gamma_{12} - \Gamma_2$ соответственно при температурах $T_1 = 58 \pm 2$, $T_2 = 51 \pm 2$ и $T_3 = 39 \pm 2$ К [2]. Особенности этой СП заключаются в следующем. При T_1 вектор G (F) плавно отклоняется от оси a (c) (фаза Γ_4) и вращается в плоскости ac (фаза Γ_{24}) в интервале $T_1 - T_2$. При T_2 , не доходя до оси c ($10 - 20^\circ$), вектор G скачком переходит в плоскость ac (фаза Γ_{12}) и в ней уже плавно доворачивается при T_3 до оси c (фаза Γ_2). Вектор ферромагнетизма F в точке T_2 скачком переориентируется к оси a и далее явных аномалий не имеет (правда, на зависимости его величины от температуры возможен небольшой излом в точке T_3).

Вывод о существовании третьего ФП, завершающего СП $\Gamma_4 - \Gamma_2$, был сделан в результате исследования магнитного резонанса в HoFeO_3 на субмиллиметровом спектрометре «Эпсилон» [2]. При $T = T_3$ были обнаружены размягчение квазиантиферромагнитной моды антиферромагнитного резонанса (АФМР) и ряд других аномалий резонансных мод, свидетельствующих об отклонении вектора G от оси c в bc -плоскости (поворот магнитной структуры в плоскости ac сопровождается размягчением другой, квазиферромагнитной, моды АФМР). Следует отметить, что в ранее проведенных экспериментах [1, 3] фиксировались только переходы T_1 и T_2 , что, по-видимому, связано с недостаточной чувствительностью измерений обычных магнитных характеристик для фиксации ФП в точке T_3 . В связи с этим обратим внимание на то, что в температурных зависимостях модуля Юнга HoFeO_3 [1] можно заметить небольшую аномалию в области $T \sim 40$ К, которая, однако, не обсуждалась. Недавно проведен-

ные магнитострикционные исследования [4] подтвердили существование угловой фазы Γ_{12} в HoFeO_3 в интервале 40—50 К.

Таким образом, представляет интерес дополнительное исследование упругих (акустических) характеристик HoFeO_3 , которые, по-видимому, являются весьма чувствительным инструментом для изучения соответствующих ФП. Отметим также, что субмиллиметровые измерения обнаружили ряд принципиальных особенностей динамики ОФП в HoFeO_3 , в частности сильное взаимодействие между РЗ модами и АФМР, наличие мягких мод разной природы [2]. В настоящей работе эти исследования продолжены в низкочастотную область. Другой задачей проведенного изучения HoFeO_3 в окрестности СП является исследование магнитоупругих (магнитоакустических) явлений при ФП, т. е. в условиях, когда магнито-фононное взаимодействие должно проявляться в наибольшей степени.

1. Методика эксперимента

Измерения относительных изменений фазовой скорости $\Delta s/s$ и изменений затухания звука $\Delta \alpha$ проводились фазовым методом на частоте 54.3 МГц. Измеряемые параметры в функции магнитного поля или температуры через микроЭВМ выводились в реальном масштабе времени на графопостроитель. Скорость сканирования температуры составляла ~ 0.02 К/мин при $H = \text{const}$, поля — 0.3 кЭ/мин при $T = \text{const}$. Температура измерялась угольным термометром сопротивления, расположенным вблизи образца. Магнитное поле до 35 кЭ создавалось небольшим сверхпроводящим соленоидом. Измерения проводились на двух образцах в форме дисков с закругленными краями толщиной ~ 1 и диаметром ~ 4 мм. Нормаль к плоскости диска совпадала с осью a для одного и осью c для другого образца с точностью 0.5° . Для увеличения точности фиксации малых изменений скорости и затухания звука измерения в случае необходимости проводились на далеких (3—9) отражениях.

Исследование мягких мод магнитного резонанса проводилось в диапазоне частот 16.5—79.5 ГГц на спектрометре прямого усиления, работающего по схеме «на отражение». Сферические образцы диаметром 0.6—0.9 мм приклеивались в центре закорачивающего волноводного поршня. Для каждого поддиапазона частот выбирались волноводы такого сечения, чтобы в них распространялась преимущественно основная волноводная мода TE_{10} . Поглощение СВЧ мощности записывалось на фиксированных частотах при медленном сканировании температуры. Температура измерялась термопарой, припаянной непосредственно к поршню на расстоянии ~ 1.5 мм от образца. За счет разнесенности термометра и образца температурный гистерезис при резонансных и акустических измерениях составлял $\sim 0.3 \div 0.5$ К.

Акустические и одна из серий резонансных исследований были выполнены на образцах, вырезанных из монокристалла № 1, выращенного методом зонной плавки с радиационным нагревом в МЭИ. Кроме этого, магнитный резонанс изучался на образцах, изготовленных из другого монокристалла (№ 2), полученного тем же методом, и на образцах монокристалла (№ 3), выращенного из раствора в расплаве в проблемной лаборатории магнетизма МГУ. Ориентация образцов и контроль за изготовлением дисков проводились на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3.

2. Результаты и обсуждение

Экспериментальные зависимости температурных изменений скорости различных звуковых мод в области СП приведены на рис. 1—4. Результаты исследования магнитного резонанса в миллиметровой части СВЧ диапазона показаны на рис. 5, 6. Полученные данные позволяют говорить о существовании в HoFeO_3 двух ФП 2-го рода при $T_1 = 58.5 \pm 0.5$ и $T_3 = 43.0 \pm 1.5$ К и ФП 1-го рода при $T_2 = 51.7 \pm 0.3$ К.

В точках ФП 2-го рода скорость продольных звуковых волн испытывает скачок, но экспериментально обычно фиксируется особенность в виде размытой ступеньки [5-8]. Именно такие аномалии обнаружены при T_1 и T_3 (рис. 1), что позволяет считать эти точки ФП 2-го рода. Скорости же тех поперечных звуковых волн, которые имеют билинейную связь с мягкой модой, должны при этом испытывать особенности резонансного типа.

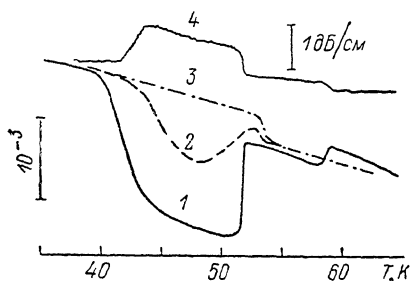


Рис. 1. Температурные зависимости относительного изменения скорости продольного звука ($q \parallel a, \epsilon \parallel a$) в окрестности СП в HoFeO_3 .

1 — $H=0$, 2 — 0.8, 3 — 1.5 кЭ, 4 — изменение затухания при $H=0$.

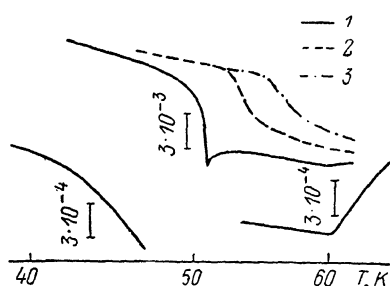


Рис. 2. Температурные зависимости относительного изменения скорости поперечного звука ($q \parallel a, \epsilon \parallel b$).

1 — $H=0$, 2 — 1, 3 — 2 кЭ.

При отсутствии такой связи на температурной зависимости скорости в точке перехода должен наблюдаться излом [5-8]. Анализ показывает, что для поперечных акустических мод, распространяющихся вдоль оси a , а также для поперечной моды с волновым вектором $q \parallel c$ и с вектором смещения $\epsilon \parallel a$ в точке T_3 отсутствует указанная связь с мягкой модой магнитной подсистемы. Поэтому температурные зависимости скоростей этих звуковых мод могут иметь при этих ФП только изломы. То же самое

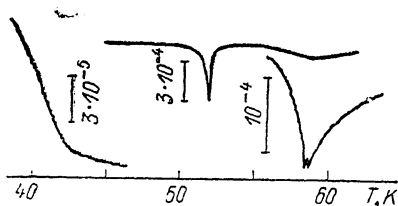


Рис. 3. Относительные изменения скорости поперечного звука ($q \parallel a, \epsilon \parallel c$) в области СП.

Температурная зависимость скорости для моды $q \parallel c, \epsilon \parallel a$ имеет аналогичный вид, а относительное изменение скорости при $T=T_1 \sim 7 \cdot 10^{-4}$.

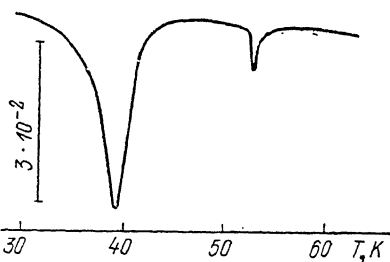


Рис. 4. Относительные изменения скорости поперечного звука ($q \parallel c, \epsilon \parallel b$) в области СП.

относится к модам $q \parallel a, \epsilon \parallel b$ и $q \parallel c, \epsilon \parallel b$ в точке T_1 при ФП $\Gamma_{24}-\Gamma_4$. Билинейную связь с соответствующими мягкими модами имеют в точке T_3 акустическая мода $q \parallel c, \epsilon \parallel b$, а в точке T_1 поперечные моды $q \parallel c, \epsilon \parallel a$ и $q \parallel a, \epsilon \parallel c$. На температурных зависимостях скорости этих мод в соответствующих точках должны наблюдаться особенности резонансного типа. Именно такая картина наблюдается экспериментально (рис. 2-4).

Обратимся теперь к ФП $\Gamma_{12}-\Gamma_{24}$ в точке T_2 . Наиболее убедительным доказательством того, что это ФП 1-го рода, является скачок частоты мягкой моды при T_2 (рис. 5). С этим согласуется очень резкое изменение скорости продольного звука по сравнению с характером ее изменения вблизи T_1 и T_3 (рис. 1) и скачок скорости поперечного звука с $q \parallel a, \epsilon \parallel b$ при $T=T_2$ (рис. 2). В то же время следует отметить, что наличие при T_2 резо-

нансных особенностей в скорости различных поперечных мод отражает сильное смягчение соответствующих магнанных мод при данном ФП.

Наложение поля $H \parallel a$ подавляет ФП в фазу Γ_4 при $T=T_1$, поэтому при сканировании температуры в магнитном поле соответствующие особенности исчезают. На записях, сделанных в поле $H \geq 1$ кЭ, остается единственная ступенька, связанная с переходом между фазами Γ_{24} и Γ_2 . В полях $0.5 < H < 1$ кЭ наблюдаются три особенности в виде ступенек, связанных с переходами $\Gamma_{24}-\Gamma_2$, $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ и $\Gamma_{12}-\Gamma_2$. Более точно линия ФП $\Gamma_{12}-\Gamma_2$ построена при сканировании поля в интервале температур T_2-T_3 (см. вставку на рис. 6). На рис. 6 приведена также соответствующая фазовая H_x-T диаграмма HoFeO_3 , построенная по акустическим измерениям, проведенным на диске с нормалью, которая совпадает с осью a .

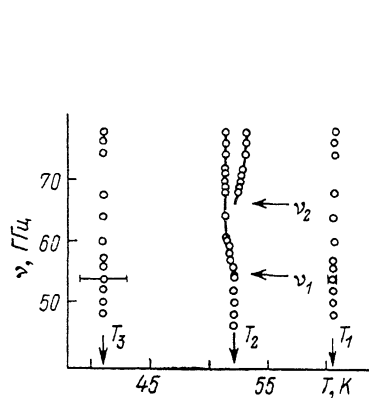


Рис. 5. Зависимость частоты резонансного поглощения в HoFeO_3 (обр. № 2) от температуры в области СП.

Для образцов № 1, 3 $\nu_2 \sim 80$ ГГц, а ν_1 меняется в пределах 40—70 ГГц.

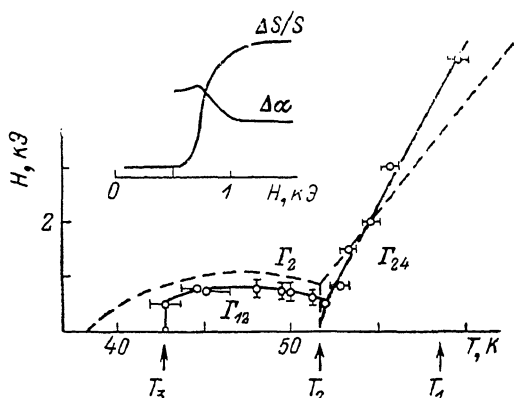


Рис. 6. Фазовая $H-T$ диаграмма HoFeO_3 в магнитном поле $H \parallel a$.

Штриховая линия — расчет, точки — экспериментальные результаты по данным акустических измерений при $q \parallel a$, $s \parallel a$. На вставке — изменения скорости ($\sim 1\%$) и затухания (~ 1 Б/см) продольного звука при сканировании магнитного поля при $T=47$ К.

Проанализируем наблюдаемые спонтанные и индуцированные полем $H \parallel a$ ФП на основе термодинамического потенциала [9]

$$\Phi(\mathbf{G}) = \frac{1}{2} K_{ac} G_x^2 + \frac{1}{2} K_{ab} G_y^2 + \frac{1}{4} K_2 G_z^4 + \frac{1}{4} K'_2 G_y^2 + \frac{1}{2} K''_2 G_z^2 G_y^2 - m_x H_x G_x - \frac{1}{2} (\chi_{\perp}^x - \Delta\chi^x G_z^2) H_x^2, \quad (1)$$

где K_{ac} , K_{ab} , K_2 и т. д. — константы анизотропии, m_x — слабоферромагнитный момент, $\Delta\chi^x = \chi_{\perp}^x - \chi_{\parallel}^x$, χ_{\perp}^x , χ_{\parallel}^x — поперечная и продольная восприимчивости Fe-подсистемы, $|\mathbf{G}|=1$. Минимизация (1) по \mathbf{G} и анализ устойчивости соответствующих фаз дают следующие уравнения для линий ФП 2-го рода:

$$\Gamma_{24} - \Gamma_2: \Delta\chi^x H_x^2 + m_x H_x - (K_{ac} + K_2) = 0, \quad (2)$$

$$\Gamma_{12} - \Gamma_2: m_x H_x + K_{cb} = 0 \quad (3)$$

и линии ФП 1-го рода $\Gamma_{12}-\Gamma_{24}$

$$(\Delta\chi^x H_x^2 + m_x H_x - K_{ac} - K_2)^2 \left(\tilde{K}_2 + \frac{1}{2} m_x H_x \right) = (m_x H_x - K_{cb})^2 \left(K_2 + \frac{1}{2} m_x H_x \right), \quad (4)$$

где

$$K_{cb} = K_{ab} - K_{ac} - K_2 + K'_2, \quad \tilde{K}_2 = K_2 + K'_2 - 2K''_2.$$

При получении (4) мы считали отклонения \mathbf{G} от оси c в фазах Γ_{12} и Γ_{24} малыми, что выполняется в нашем случае достаточно хорошо (см. ниже). В области спиновой переориентации константы анизотропии 2-го порядка K_{ac} , K_{cb} меняют знак, а на константы анизотропии 4-го порядка

накладываются следующие ограничения: $K_2, \tilde{K}_2 > 0$, что следует из условия существования спонтанных угловых фаз Γ_{24}, Γ_{12} и $K'_2 < 0$, что обеспечивает скачкообразный характер переориентации G из ac - в bc -плоскость ($\Gamma_{24}-\Gamma_{12}$). На рис. 6 приведена H_x-T фазовая диаграмма, рассчитанная численно с использованием параметров термодинамического потенциала (4), найденных в [2] из резонансных исследований HoFeO_3 . Видно, что экспериментальная и теоретическая фазовые диаграммы хорошо согласуются, за исключением области вблизи T_3 . Следует отметить, однако, что значения T_3 могут сильно отличаться в разных образцах. Так, при акустических измерениях, выполняемых на дисках, вырезанных из соседних участков исходного монокристалла, разница в T_3 составила ~ 4 К, что в несколько раз больше вариаций значений T_1 и T_2 (рис. 1-4). Характерной особенностью фазовой диаграммы является наличие бикритической точки Q с координатами $H_x = 0.6 \pm 0.05$ кЭ, $T = 52.2 \pm 0.1$ К, в которой сходятся две линии ФП 2-го рода $\Gamma_{12}-\Gamma_2, \Gamma_2-\Gamma_{24}$ и линии ФП 1-го рода $\Gamma_{24}-\Gamma_{12}$;¹ координаты ее определяются уравнениями $\Delta\chi^x H_x^2 = K_{cb} + K'_2 = \Delta\chi^x K_{cb}^2/m_x^2$.

Оценим величину скачка векторов F и G при T_2 . Наглядно это можно сделать при помощи фазовой диаграммы (рис. 6). Экстраполяция линии ФП $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ дает значение температуры T_2^* , при которой должна была бы завершиться СП $\Gamma_4-\Gamma_{42}-\Gamma_2$ в обычном случае приблизительно на 0.5 К меньше T_2 . Учитывая, что в области СП $K_{ac}(T)$ практически линейно зависит от T ($K_{ac}(T) \simeq K_2(T-T_1)/(T_1-T_2^*)$), получаем в точке ФП $\Gamma_{24}-\Gamma_{12}$ для угла θ_1 , определяющего ориентацию G относительно оси c в ac -плоскости (фаза Γ_{24}) значение $\sin^2\theta_1 = (T_2 - T_2^*)/(T_1 - T_2^*) \simeq 0.07$ ($\theta_1 \simeq 15^\circ$). Аналогичный угол в плоскости bc — θ_2 (фаза Γ_{12}) связан с θ_1 в точке перехода соотношением $\sin^4\theta_2 \simeq (K_2/\tilde{K}_2) \sin^4\theta_1$. Так как $K_2 \leq \tilde{K}_2$ [2], то имеем $\theta_2 \leq \theta_1$. Малое отклонение G от оси c , а также небольшая величина скачка угла θ при ФП $\Gamma_{12}-\Gamma_{24}$ (это проявляется в малости скачка частот соответствующих мягких мод; рис. 5) свидетельствуют о том, что данный ФП 1-го рода близок к ФП 2-го рода. Это проявляется и на температурных зависимостях скоростей поперечных мод (рис. 2-4), на которых наблюдаются особенности резонансного типа, характерные для ФП 2-го рода.

Обсудим теперь характер поведения мягких мод при ФП в точках T_1, T_2, T_3 . Согласно [2], при T_1 мягкой модой является редкоземельная мода, возбуждаемая главным образом полем $h \parallel a$ (симметрия колебаний Γ_{23}), которая характеризуется большой шириной ($\Delta\nu/\nu \sim 1$) и интенсивностью, а при T_3 смягчается квазиантиферромагнитная мода АФМР, возбуждаемая $h \parallel a$ (симметрия колебаний Γ_{12}), которая при переходе в фазу Γ_{12} ($T_3 < T < T_2$) также сильно уширяется и увеличивается по интенсивности за счет гибридизации с вышележащей редкоземельной модой. Наблюдаемый нами характер поглощения в миллиметровом диапазоне волн качественно согласуется с данной картиной (рис. 7): наличие двух широких максимумов поглощения при T_1 и T_3 , проявляющихся только в поляризации $h \parallel a$, позволяет связать их с упомянутыми выше мягкими модами. Тот факт, что в этом случае регистрируются всего два вместо четырех одинаковых пиков, может иметь следующие причины: а) высокие энергетические щели (> 80 ГГц) данных мягких мод, приводящие к тому, что наблюдаются сигналы на краю линии поглощения; б) большие ширины мягких мод, которые могут привести к слиянию двух линий поглощения вблизи T_1 (T_3) в одну.

В другой поляризации ($h \parallel c$ -оси) возбуждаются более узкие моды, которые смягчаются при T_2 . Слева от T_2 (фаза Γ_{12}) — это квазиферромагнитная мода АФМР (ν_1), а справа (фаза Γ_{24}) — квазиантиферромагнитная (ν_2). На рис. 4, 5 показаны соответствующие сигналы поглощения и частотно-температурные зависимости. Наблюдаемый разрыв $\nu(T)$ при T_2 непосредственно отражает скачкообразный характер ФП $\Gamma_{12}-\Gamma_{24}$. Отметим

¹ Подобная точка имеет место также на фазовых H_x-T диаграммах DyFeO_3 [10, 11], $\text{DyFe}_{1-x}\text{Al}_x\text{O}_3$ [12], $\text{Er}_{1-x}\text{Dy}_x\text{CrO}_3$ [13].

также, что интенсивность сигнала поглощения в фазе Γ_{24} намного меньше, чем в фазе Γ_{12} . Это хорошо согласуется с результатами [2], согласно которым вклад квазиферромагнитной моды в статическую магнитную проницаемость, определяющий интенсивность ее линии поглощения, увеличивается (расходится) по мере приближения к T_2 за счет роста восприимчивости вращения. В то же время вклад квазиантиферромагнитной моды при $T \rightarrow T_2$ справа, наоборот, уменьшается пропорционально G_x^2 .

Проведенные нами резонансные измерения на различных образцах показали, что в целом рассмотренный сложный характер СП и наблюдаемые аномалии динамических свойств являются свойством именно кристаллов HoFeO_3 , а не отдельных образцов. В то же время более тонкие эффекты, такие как степень незавершенности переориентации вектора \mathbf{G} при T_2 , могут зависеть от технологии выращивания монокристаллов и механического состояния образцов. Так, в образцах № 1, 3 сигнал поглощения от квазиантиферромагнитной моды в фазе Γ_{24} не зарегистрирован; это указывает на то, что в них $\nu_2 > 80$ ГГц. В одном из образцов серии № 2 после механической обработки было обнаружено увеличение ν_2 до ~ 75 ГГц, а затем и выше 80 ГГц, при этом регистрировался лишь один сигнал поглощения. В различных образцах значение ν_1 варьировалось в пределах 40—70 ГГц. Сиг-

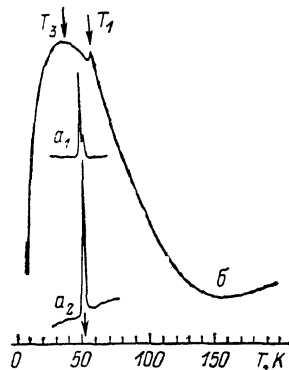


Рис. 7. Сигналы поглощения в HoFeO_3 (обр. № 2). $\mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$, $\nu = 72.0$ ГГц (a_1), $\mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$, $\nu = 54.2$ ГГц (a_2), $\mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$, $\nu = 54.2$ ГГц (b).

В обр. № 1, 3 при $\mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$ на частотах ниже 80 ГГц возбуждается только один сигнал при $T \leq T_2$.

налы, наблюдаемые при $\nu < \nu_1$, очевидно, связаны с поглощением на краю резонансной линии.

Рассмотрим совокупность резонансных и акустических измерений с точки зрения динамического взаимодействия магнитной и упругой подсистем. Согласно теории магнитоупругой щели [14], взаимодействие звуковых мод, билинейно связанных с мягкими модами, должно ограничивать уменьшение частоты магнитного резонанса и занулять скорость звука (при $\omega \rightarrow 0$, $q \rightarrow 0$) в точках ФП 2-го рода. Изменения скоростей при $T = T_1$, наблюдаемые в HoFeO_3 , очень малы: $\sim 10^{-4}$ для моды с $q \parallel \mathbf{a}$, $\varepsilon \parallel \mathbf{c}$ и $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ для волны с $q \parallel \mathbf{c}$, $\varepsilon \parallel \mathbf{a}$. Для сравнения изменения скорости звука с $q \parallel \mathbf{c}$, $\varepsilon \parallel \mathbf{a}$ при таком же переходе $\Gamma_{24} - \Gamma_4$ в ErFeO_3 , YbFeO_3 и TmFeO_3 составляют соответственно $2 \cdot 10^{-3}$, $4 \cdot 10^{-3}$ и $3 \cdot 10^{-2}$ [5-8]. В то же время резонансное изменение скорости для моды с $q \parallel \mathbf{c}$, $\varepsilon \parallel \mathbf{b}$ при $T = T_3$ довольно велико ($\sim 3 \cdot 10^{-2}$). Таким образом, магнитоупругая связь при T_1 и T_3 различается на два порядка. Отметим, что столь малое взаимодействие не может объяснить высоких значений энергетической щели при T_1 (если она действительно имеется), что указывает на ее немагнитоупругое происхождение.

Итак, обнаруженные аномалии в распространении звуковых волн при ориентационных фазовых переходах в HoFeO_3 свидетельствуют о существовании трех ($\Gamma_4 - \Gamma_{24} - \Gamma_{12} - \Gamma_2$), а не двух ($\Gamma_4 - \Gamma_{24} - \Gamma_2$) ОФП, через которые осуществляется СП в HoFeO_3 . Доказано, что фазовый переход между угловыми фазами Γ_{12} и Γ_{24} является ФП 1-го рода, близким к ФП 2-го рода, что затрудняет экспериментальное определение характера этого ФП обычными статическими магнитными методами. Оценены величины скачка вектора \mathbf{G} при этом ФП. Получена экспериментальная и рассчитана теоретическая $H_x - T$ фазовые диаграммы HoFeO_3 вблизи СП, которые согласуются друг с другом. Показано, что обнаруженные особенности СП являются свойствами кристалла, а не каких-то отдельных образцов, что следует из магниторезонансных измерений, проведенных на образцах

различных технологий изготовления. Обнаружено сильное различие величины магнитоупругой связи при ФП Γ_2 — Γ_{12} и Γ_4 — Γ_{24} .

Выражаем глубокую благодарность А. М. Кадомцевой и А. М. Балбашову за предоставление монокристаллов HoFeO_3 .

Список литературы

- [1] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. Гл. 2, 3.
- [2] Балбашов А. М., Козлов Г. В., Лебедев С. П., Мухин А. А., Пронин А. Ю., Прохоров А. С. // Кр. сообщ. по физике. 1988. № 7. С. 24—26; Препринт ИОФАН № 97. М., 1988. 71 с.; Тез. докл. XVIII Всес. совещ. по физике магнитных явлений. Калинин, 1988. С. 704—705.
- [3] Карначев А. С. // Автореф. канд. дис. Донецк, 1978.
- [4] Воробьев Г. П., Крынецкий И. В. // Тез. докл. XVIII Всес. совещ. по физике магнитных явлений. Калинин, 1988. С. 708—709.
- [5] Gorodetsky G., Lüthi B. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 9. P. 3688—3698.
- [6] Gorodetsky G., Shaft S., Wanklyn B. M. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 5. P. 2051—2056.
- [7] Гришмановский А. Н., Леманов В. В., Смоленский Г. А., Балбашов А. М., Червоневкис А. Я. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 5. С. 1426—1431.
- [8] Данышин Н. К., Жерлицын С. В., Звада С. С., Крамарчук Г. Г., Сдвижков М. А., Филь В. Д. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 12. С. 2151—2160.
- [9] Звездин А. К., Матвеева В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М.: Наука, 1985. 296 с.
- [10] Eremenko V. V., Gnatchenko S. L., Kharchenko N. F., Lebedev P. P., Piotrovski K., Szymczak K. H., Szymczak R. // Europhys. Lett. 1987. V. 11. N 10. P. 1327—1330.
- [11] Балбашов А. М., Марчуков П. Ю., Николаев И. В., Рудашевский Е. Г. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 9. С. 309—311.
- [12] Деркаченко В. Н., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Милов В. Н., Мухин А. А., Семенов В. А. // Тез. докл. Всес. совещ. по физике низких температур. Харьков, 1980. Ч. II. С. 159—160.
- [13] Кадомцева А. М., Кузьмин М. Д., Луккина М. М., Мухин А. А. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 9. С. 251—258.
- [14] В кн.: Динамические и кинетические свойства магнетиков / Под ред. Вонсовского С. В. и Турова Е. А. М.: Наука, 1986. Гл. 3.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
14 декабря 1988 г.