

10,05

Упругие свойства монокристалла FeGe₂

© Р.И. Зайнуллина, М.А. Миляев

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: Zainul@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 27 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 27 февраля 2019 г.

Принята к публикации 5 марта 2019 г.

Приведены результаты исследования температурных зависимостей скоростей распространения продольных и крутильных волн и внутреннего трения тетрагонального монокристалла FeGe₂ вдоль кристаллографических осей [100], [110] и [001]. В области температур магнитных фазовых переходов $T_1 \approx 263$ К и $T_2 \approx 289$ К наблюдаются скачкообразные уменьшения скоростей звука. Обнаружена большая анизотропия внутреннего трения в области существования несоизмеримой магнитной структуры ($T_1 \leq T \leq T_2$).

Ключевые слова: звук, скорость, внутреннее трение, FeGe₂.

DOI: 10.21883/FTT.2019.07.47847.394

1. Введение

Интерметаллическое соединение FeGe₂ имеет объемноцентрированную тетрагональную кристаллическую структуру типа CuAl₂ с $a = 5.908$ Å и $c = 4.955$ Å (пространственная группа $I4/mcm$), в которой слои атомов железа чередуются со слоями атомов германия [1]. Химическая и магнитная решетки дигерманида железа совпадают. Этот материал необычен тем, что расстояния между ближайшими атомами в базисной плоскости (4.2 Å) и вдоль оси c (2.5 Å) резко различаются. Структурные свойства обуславливают сильную анизотропию магнитных свойств. В FeGe₂ имеют место два магнитных фазовых перехода при $T_1 \approx 263$ К и $T_2 \approx 289$ К. С понижением температуры в FeGe₂ реализуется следующая последовательность магнитных структур [1]: парамагнетизм ($T > T_2$) — несоизмеримая структура ($T_1 \leq T \leq T_2$) — коллинеарная антиферромагнитная структура ($T < T_1$). В магнитоупорядоченных состояниях магнитные моменты лежат в базисной плоскости (001). Магнитные моменты ближайших соседей атомов Fe вдоль оси [001] имеют ферромагнитное расположение. Следующие за ближайшими атомы Fe расположены вдоль оси [110] с антиферромагнитным расположением моментов ниже T_1 .

Хотя низкотемпературная коллинеарная антиферромагнитная структура FeGe₂ подтверждается также и исследованиями процессов намагничивания [2], однако обнаруженные осцилляционная зависимость интегральных интенсивностей брэгговских рефлексов, ступенчатый характер температурных зависимостей параметров решетки, осцилляционная температурная зависимость магнитной восприимчивости позволяют предположить, что при $T < T_1$ FeGe₂ обладает более сложной магнитной структурой и существенную роль играет сильная связь магнитной и кристаллической структур [3]. Отметим, что осцилляции дифференциальной воспри-

имчивости обнаружены и при исследовании нанопроволок FeGe₂ [4].

Нет единого взгляда на то, определяется ли магнитный порядок в FeGe₂ только коллективизированными электронами, либо локализованные на ионах железа электроны также дают вклад в возникновение дальнего магнитного порядка. Согласно [5] магнитный порядок в антиферромагнитной фазе обусловлен только коллективизированными электронами и FeGe₂ называют зонным антиферромагнетиком [5,6].

Из нейтронографических данных и теоретических расчетов [1] следует, что в интервале температур между T_1 и T_2 несоизмеримая структура представляет собой либо плоскую спираль в базисной плоскости, либо сосуществование независимых поперечных и продольных волн спиновой плотности с волновыми векторами вдоль осей [100] и [010].

Согласно [7] несоизмеримая структура между парамагнитной и антиферромагнитной фазами представляет собой поперечную волну спиновой плотности при $H = 0$. В работе [8] полагают, что эта структура может быть несоизмеримой геликоидальной магнитной структурой, где магнитные моменты железа сохраняют ферромагнитный порядок вдоль оси [001], а в базисной плоскости образуют спиральную структуру с круговым годографом.

Таким образом, остается неясным тип несоизмеримой магнитной структуры в FeGe₂ в температурном интервале от T_1 до T_2 .

В работе Власова и др. [9] исследовались температурные зависимости скоростей распространения продольных ультразвуковых волн и внутреннего трения монокристалла FeGe₂ вдоль трех кристаллографических осей [100], [110] и [001]. Была выявлена большая анизотропия внутреннего трения в интервале температур между T_1 и T_2 . Сравнение кривых температурных зависимостей скоростей распространения продольных

ультразвуковых волн вдоль оси [100] для монокристаллов FeGe₂ и хрома [10] показывает, что указанные монокристаллы проявляют схожие аномалии при температурах фазовых переходов. Такое же сходство нами обнаружено при сравнении аномалий на температурной зависимости внутреннего трения монокристалла FeGe₂ и температурной зависимости затухания монокристалла хрома при распространении продольных звуковых волн вдоль оси [100] при температурах фазовых переходов [11,12]. Можно предположить, что несоизмеримая структура между T_1 и T_2 в FeGe₂ представляет собой поперечную волну спиновой плотности, как в хrome. Для дополнительной проверки этого предположения мы провели изучение температурных зависимостей скоростей и внутреннего трения при распространении крутильных колебаний вдоль разных кристаллографических осей в FeGe₂ и провели сравнение с известными результатами для сдвиговых волн в хrome.

2. Методика измерений

Для выявления зависимости скорости распространения и затухания ультразвука от типа волны и ее поляризации в монокристалле FeGe₂ были проведены измерения температурных зависимостей скоростей $V(T)$ и внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ для продольных и крутильных волн. Скорость звука и внутреннее трение исследовались методом составного вибратора на частотах ~ 70 kHz для продольных и ~ 40 kHz для крутильных колебаний [13]. В качестве преобразователей использовались кварцевые вибраторы X-среза, возбуждающие продольные колебания, и вибраторы Y-среза — для крутильных колебаний. Измерения осуществлялись в интервале температур 80–320 К, включающем температуры переходов T_1 и T_2 .

Измерения $V(T)$ и $Q^{-1}(T)$ проводились на той же серии монокристаллов FeGe₂, которые использовались нами ранее в работах [3,9]. Эти монокристаллы были выращены из расплава по методу Чохральского в направлениях [100], [001] и [110]. Из них вырезались прямоугольные образцы размеров $3 \times 3 \times 40$ mm, ориентированные вдоль выбранных кристаллографических направлений с точностью около 1° для продольных колебаний. Для исследования крутильных колебаний использовались восьмигранные призмы. Измерения температурной зависимости скорости звука и внутреннего трения осуществлялись в цикле нагрева с шагом 0.5 К со средней скоростью нагрева образца 6 grad/h. Измерения проводились в атмосфере газообразного гелия при постоянном давлении. Заданная температура поддерживалась с точностью ± 0.1 К.

3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 приведены кривые температурных зависимостей скоростей распространения крутильных колеба-

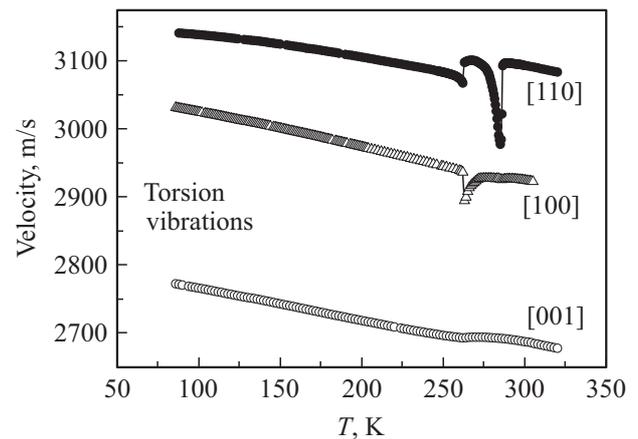


Рис. 1. Температурные зависимости скоростей распространения крутильных колебаний вдоль кристаллографических осей [110], [100] и [001].

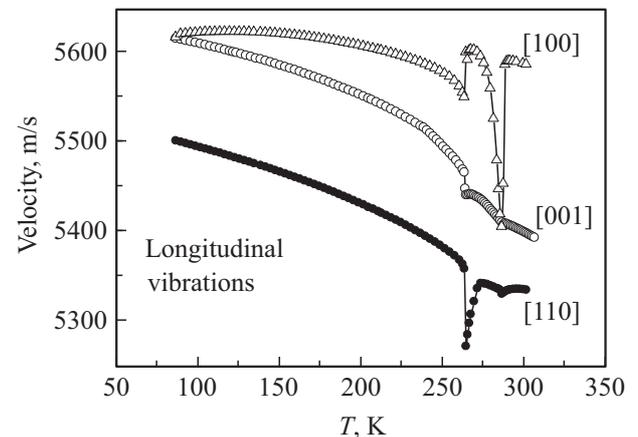


Рис. 2. Температурные зависимости скоростей распространения продольных ультразвуковых волн вдоль кристаллографических осей [100], [001] и [110].

ний монокристалла FeGe₂ вдоль кристаллографических осей [100], [001] и [110]. Обращает на себя внимание слабая температурная зависимость скорости колебаний при $T < T_1$ и анизотропное изменение $V(T)$ вдоль разных осей при температурах переходов T_1 и T_2 . При T_2 наибольшее уменьшение скорости звука наблюдается при распространении крутильных колебаний вдоль оси [110], слабая аномалия на кривой $V(T)$ вдоль оси [100] и отсутствие аномалии вдоль [001]. При T_1 наибольшее уменьшение скорости наблюдается при распространении крутильных колебаний вдоль оси [100].

Для сравнения на рис. 2 для FeGe₂ приведены кривые температурных зависимостей скоростей распространения продольного звука вдоль кристаллографических осей [100], [001] и [110], опубликованные ранее [9]. Для продольных, как и для крутильных колебаний, имеет место анизотропное изменение $V(T)$ вдоль разных осей при температурах переходов T_2 и T_1 . На температурной

зависимости при T_2 наблюдается наибольшее уменьшение скорости звука ($\Delta V/V \approx 3.4\%$) при распространении продольного звука вдоль оси [100]. С понижением температуры в интервале 285–266 К скорость возрастает до максимального значения и при достижении температуры перехода T_1 скорость скачком уменьшается на $\approx 1\%$. С дальнейшим понижением температуры наблюдается медленное возрастание скорости звука. При распространении продольного звука вдоль оси [110], являющейся осью антиферромагнетизма коллинеарного антиферромагнетика при $T \leq T_1$, наибольшее уменьшение скорости ($\Delta V/V \approx 1.7\%$) имеет место при температуре T_1 . При распространении продольного звука вдоль осей [001] и [110] наблюдаются малые аномалии на температурных зависимостях $V(T)$ при температуре T_2 . Следует отметить, что аномалии на температурных зависимостях скоростей распространения продольных УЗВ вдоль разных кристаллографических осей проявляются при обеих температурах T_1 и T_2 , тогда как при высоких частотах (5–10 МГц) [13] аномалии обнаружены только при температуре T_1 вдоль оси [001] и только при T_2 вдоль [100].

Сравним кривые температурных зависимостей скоростей распространения крутильных колебаний $V(T)$ с кривыми для продольного звука вдоль соответствующих осей. Как и следовало ожидать, скорость крутильных колебаний значительно меньше скорости продольных. Видно, что аномалии на кривой $V(T)$ для скорости продольного звука вдоль оси [100] при температурах переходов T_1 и T_2 подобны аномалиям на кривой для скорости крутильных колебаний вдоль оси [110]. Аномалии же на $V(T)$ для продольного звука вдоль оси [110] подобны аномалиям на кривой $V(T)$ для крутильных колебаний вдоль оси [100]. При распространении продольных и крутильных колебаний вдоль тетрагональной оси [001] при температурах T_1 и T_2 на кривых $V(T)$ наблюдаются лишь слабые аномалии.

Отметим, что в монокристалле FeGe₂ температурные зависимости скоростей крутильных колебаний подобны температурным зависимостям скоростей сдвиговых волн вдоль соответствующих кристаллографических осей [14].

На рис. 3 приведены кривые температурных зависимостей внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ при распространении крутильных колебаний вдоль осей [100], [110] и [001]. В интервале температур $T_1 \leq T \leq T_2$ значения Q^{-1} на порядки величин превышают значения Q^{-1} при $T < T_1$ и наблюдается большая анизотропия внутреннего трения. При распространении крутильных колебаний вдоль оси [100] на кривой $Q_{[100]}^{-1}(T)$ при T_1 наблюдается резкий рост и постепенное уменьшение внутреннего трения с повышением температуры до T_2 . На кривой $Q_{[110]}^{-1}(T)$ при T_1 имеет место небольшой максимум, с дальнейшим повышением температуры происходит рост внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ и резкое его уменьшение при $T_2 = 286$ К. На вставке рис. 3 приведена кривая $Q_{[001]}^{-1}(T)$. Обращает внимание малая величина внутреннего трения вдоль

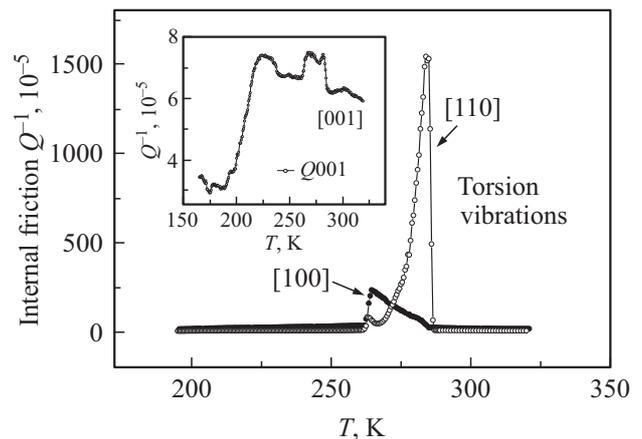


Рис. 3. Температурные зависимости внутреннего трения Q^{-1} при распространении крутильных колебаний вдоль осей [100], [110] (вставка: вдоль оси [001]).

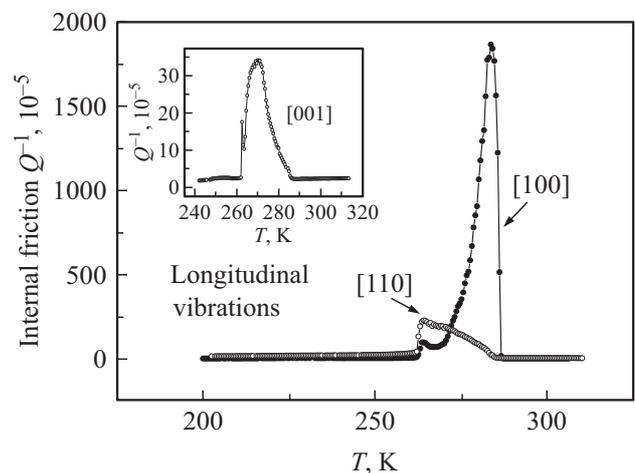


Рис. 4. Температурные зависимости внутреннего трения Q^{-1} при распространении продольных ультразвуковых волн вдоль осей [100], [110] (вставка: вдоль оси [001]).

этого направления. При температурах T_1 и T_2 на кривой $Q_{[001]}^{-1}(T)$ наблюдаются лишь слабые аномалии.

На рис. 4 приведены кривые температурных зависимостей внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ монокристалла FeGe₂ при распространении продольных звуковых волн вдоль осей [100], [110] и [001]. Как и в случае крутильных колебаний, для продольных волн наблюдается большая анизотропия внутреннего трения в температурном интервале между переходами при T_1 и T_2 . Вид кривой $Q^{-1}(T)$ при распространении продольного звука вдоль оси [100] подобен виду кривой для крутильных колебаний вдоль оси [110], также подобны кривые внутреннего трения для продольных волн вдоль оси [110] и крутильных колебаний вдоль [100].

Область существования несоизмеримой магнитной структуры проявляется и на кривой внутреннего трения $Q_{[001]}^{-1}$ при распространении продольных звуковых

волн вдоль оси $[001]$ (вставка на рис. 4) Максимальное значение внутреннего трения наблюдается при $T = 270$ К и не превышает $3.4 \cdot 10^{-4}$. Переход при T_1 проявляется острым пиком при $T = 262.5$ К, а при T_2 $Q_{[001]}^{-1}$ достигает минимального значения и остается постоянным в парамагнитном состоянии.

В интервале температур $T_1 < T < T_2$ максимальные значения $Q^{-1}(T)$ вдоль разных осей сильно отличаются, причем для крутильных колебаний внутреннее трение $Q_{[110]}^{-1}$ больше $Q_{[100]}^{-1}$ более 7 раз и больше $Q_{[001]}^{-1}$ более 200 раз.

Так как магнитные моменты в $FeGe_2$ в магнитоупорядоченном состоянии и даже в парамагнитной области до 600 К [6] лежат в базисной плоскости (001) , то на температурных зависимостях скоростей продольных и крутильных колебаний вдоль тетрагональной оси $[001]$ видны лишь небольшие аномалии при температурах переходов T_1 и T_2 .

В парамагнитной области ($T > T_2$) $Q^{-1}(T)$ практически не зависит от температуры как для продольных, так и для крутильных колебаний.

Затухание высокочастотных сдвиговых и продольных ультразвуковых волн в монокристалле $FeGe_2$ исследовано в [15] вблизи фазовых переходов при $T_1 \approx 265$ и $T_2 \approx 286$ К. Сильный пик поглощения при T_2 и более слабый пик при T_1 наблюдался для продольных звуковых волн вдоль оси $[100]$. Отметим, что наши данные по внутреннему трению при распространении продольного звука вдоль этой оси согласуются с данными [15]. Однако имеются и существенные расхождения. В [15] отмечалось одинаковое поведение затухания продольного звука и вдоль оси $[110]$, то есть, в базисной плоскости в температурном интервале между T_1 и T_2 не наблюдалось никакой анизотропии затухания продольного звука.

Сравнение кривых температурных зависимостей скоростей распространения продольных и крутильных звуковых колебаний в монокристалле $FeGe_2$ вдоль разных осей с кривыми скоростей продольных и сдвиговых волн для монокристалла Cr показывает их схожее поведение при температурах переходов [10]. В монокристалле хрома имеют место два фазовых перехода при температуре Нееля $T_N \approx 312$ К и при температуре spin-flip $T_{SF} \approx 123$ К. С понижением температуры при T_N происходит переход от парамагнитной фазы в состояние поперечной волны спиновой плотности. Волновой вектор поперечной волны спиновой плотности \mathbf{Q} и вектор спиновой поляризации \mathbf{S} взаимно перпендикулярны и лежат вдоль осей $\langle 100 \rangle$. С понижением температуры монокристалл хрома при T_{SF} испытывает переход от поперечной волны к продольной волне спиновой плотности.

На температурной зависимости скорости распространения продольного звука вдоль оси $[100]$ наибольшая аномалия наблюдается в $FeGe_2$ при температуре перехода T_2 , как в хrome при T_N . На той же кривой при T_1 , как при T_{SF} в хrome, имеет место небольшая аномалия.

На температурной зависимости скорости распространения крутильных колебаний вдоль оси $[100]$ в $FeGe_2$ при T_1 , как и на температурной зависимости скорости сдвиговых волн в хrome при T_{SF} [16], наблюдается наибольшая аномалия.

Сравним данные по температурным зависимостям внутреннего трения в монокристалле $FeGe_2$ с данными по температурным зависимостям затухания звука в хrome.

Известно, что критическое затухание в области магнитных фазовых переходов проявляется большим разнообразием в температурной зависимости коэффициентов поглощения для различных материалов. В хrome на температурной зависимости поглощения [12] при распространении продольного ультразвука вдоль оси $[100]$ наблюдается острый пик при температуре Нееля и меньший по амплитуде пик поглощения при температуре T_{SF} [17].

Как следует из рис. 4, на кривой $Q_{[100]}^{-1}(T)$ для $FeGe_2$ с понижением температуры при T_2 наблюдается крутое возрастание внутреннего трения подобно возрастанию коэффициента поглощения в хrome при температуре Нееля T_N . Как и в хrome при T_{SF} , в монокристалле $FeGe_2$ при T_1 наблюдается пик внутреннего трения, значительно меньший пика при T_2 .

Крутой рост внутреннего трения $Q_{[100]}^{-1}(T)$ при распространении продольных звуковых колебаний вблизи температуры T_2 может свидетельствовать о фазовом переходе первого рода, хотя по температурным зависимостям электро- и магнитосопротивления [18], магнитной восприимчивости [3] определить тип перехода сложно. Переход при температуре T_1 в $FeGe_2$ является переходом первого рода [18], как и переход в хrome при T_{SF} .

В работе [9] показано, что температурная зависимость внутреннего трения при $T < T_1$ имеет аномальный (осцилляционный) характер. Отметим, что малые осцилляции на температурных зависимостях внутреннего трения наблюдались и при распространении крутильных колебаний вдоль разных кристаллографических осей.

Сравнение наших данных по упругим свойствам монокристалла $FeGe_2$ с данными монокристалла хрома позволяет предположить, что несоизмеримая структура в $FeGe_2$ представляет собой поперечную волну спиновой плотности. Волновой вектор поперечной волны спиновой плотности \mathbf{Q} и вектор спиновой поляризации \mathbf{S} взаимно перпендикулярны и лежат вдоль $[100]$ и $[010]$ осей. В отличие от хрома, где векторы \mathbf{Q} и \mathbf{S} могут быть направлены вдоль трех кубических осей $\langle 100 \rangle$, в $FeGe_2$ из-за магнитной анизотропии расположение указанных векторов ограничено базисной плоскостью (001) . С понижением температуры при T_2 происходит переход из парамагнитного состояния в состояние поперечной волны спиновой плотности. Большая анизотропия внутреннего трения в температурном интервале $T_1 < T < T_2$, по-видимому, обусловлена

существованием в этом интервале поперечной волны спиновой плотности, а не плоской спирали, как предполагалось ранее в [9]. В этом интервале температур при распространении продольной ультразвуковой волны вдоль оси [100] ее волновой вектор ориентирован неэквивалентно по отношению к поперечным волнам спиновой плотности, в которых векторы \mathbf{Q} и \mathbf{S} взаимно перпендикулярны и направлены вдоль осей [100] и [010].

Теоретическое рассмотрение фазовой диаграммы соединения FeGe_2 дано в работах [1,7]. Согласно [1], если переход от парамагнитной к несоизмеримой структуре является непрерывным, тогда несоизмеримая структура должна быть либо поперечной, либо продольной волной спиновой плотности. Из работы [7] следует, что несоизмеримая структура представляет собой поперечную волну спиновой плотности при $H = 0$.

В работах [1,19] методами упругого рассеяния нейтронов в области температур $T_1 \leq T \leq T_2$ в окрестности узла (100) обнаружены сателлиты, расположенные симметрично в [100] и [010] направлениях. Теоретическое рассмотрение несоизмеримой структуры с учетом нейтронографических данных [1] показало, что эта структура должна представлять собой либо плоскую спираль в базисной плоскости, либо сосуществование двух независимых поперечных и продольных волн спиновой плотности с волновыми векторами вдоль осей [100] и [010]. Магнитный фазовый переход от парамагнитной структуры к плоской спирали должен быть фазовым переходом первого рода, а при независимом сосуществовании поперечных и продольных волн — второго рода. В работе [20], исходя из результатов исследования зависимости интенсивности сателлитов от односторонней упругой деформации, сделано предположение, что наличие взаимно перпендикулярной пары сателлитов в FeGe_2 обусловлено существованием антиферромагнитных доменов. В обзоре [10] приведены формы пиков нейтронограмм вблизи (100) позиции для магнитных структур, которые имеют место в хроме. Видно, что сателлиты в такой геометрии измерений наблюдаются только для поперечной волны спиновой плотности и отсутствуют для продольной волны спиновой плотности.

Таким образом, исходя из результатов [7,20] и из сравнения упругих свойств монокристаллов FeGe_2 и хрома можно предположить, что несоизмеримая структура в FeGe_2 в интервале температур $T_1 \leq T \leq T_2$ представляет собой поперечную волну спиновой плотности с волновыми векторами вдоль осей [100] и [010].

4. Заключение

Приведены результаты исследования температурных зависимостей скоростей распространения V крутильных волн и внутреннего трения Q^{-1} тетрагонального монокристалла FeGe_2 вдоль кристаллографических

осей [100], [110] и [001] и проведено сравнение с результатами подобных исследований в случае продольных волн. В области температур магнитных фазовых переходов $T_1 \approx 263$ К и $T_2 \approx 289$ К наблюдаются скачкообразные уменьшения скоростей звука.

В монокристалле FeGe_2 в области существования несоизмеримой магнитной структуры, которая, по-видимому, является поперечной волной спиновой плотности, обнаружена большая анизотропия внутреннего трения при распространении продольных и крутильных звуковых колебаний вдоль кристаллографических осей [100], [110] и [001].

Благодарности

Авторы выражают благодарность Е.В. Устелемовой за помощь при проведении измерений.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации (тема „Спин“ № АААА-А18-118020290104-2).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.M. Corliss, J.M. Hastings, W. Kunmann, R. Thomas, J. Zhuang, R. Butera, D. Mukamel. *Phys. Rev. B* **31**, 4337 (1985).
- [2] K.B. Vlasov, R.I. Zainullina, M.A. Milyaev, V.V. Ustinov. *JMMM* **146**, 305 (1995).
- [3] R.I. Zainullina, K.B. Vlasov, M.A. Milyaev, E.V. Ustелемова, V.N. Syromyatnikov. *Phys. Status Solidi B* **155**, 419 (1989).
- [4] Siwei Tang, Ivan Kravchenko, T.Z. Ward, Qiang Zou, Jieyu Yi, Cheng Ma, Miaofang Chi, Guixin Cao, An-Ping Li, David Mandrus, Zheng Gai. *Dimensionality Effects in FeGe_2 . Nanowires: Enhanced Anisotropic Magnetization and Anomalous Electrical Transport*. www.nature.com/scientificreports
- [5] G.E. Grechnev, A.A. Lyogenkaya, V.B. Pluzhnikov, I.V. Svechkarev, A.V. Fedorchenko, J.M. Perz. *Low Temper. Phys.* **40**, 384 (2014).
- [6] T.E. Mason, C.P. Adams, S.A.M. Mentink, E. Fawcett, A.Z. Menshikov, C.D. Frost, J.B. Forsyth, T.E. Perring, T.M. Holden. *Physica B* **237–238**, 449 (1997).
- [7] V.V. Tarasenko, V. Pluzhnikov, E. Fawcett. *Phys. Rev. B* **40**, 471 (1989).
- [8] А.З. Меньшиков, Ю.А. Дорофеев, А.Е. Теплых. *ФТТ* **41**, 283 (1999).
- [9] К.Б. Власов, Е.В. Устелемова, Р.И. Зайнуллина, М.А. Мильяев, С.В. Устелемов. *ФТТ* **32**, 1385 (1990).
- [10] E. Fawcett. *Rev. Mod. Phys.* **60**, 210 (1988).
- [11] E. Fawcett, C.S. Ho, J.M. Perz. *Phys. Lett.* **53A**, 27 (1975).
- [12] E.J. O'Brien, J. Franklin. *J. Appl. Phys.* **37**, 2809 (1966).

- [13] H.J. McSkimin. In *Physical Acoustics. Principles and Methods* / Ed. W.P. Mason. Academic Press, N.Y.–London (1964). Vol. 1, part A, p. 272. Русский перевод: Г. МакСкимин. В сб.: *Физическая акустика. Методы и приборы ультразвуковых исследований* / Под ред. У. Мэсона. Мир, М. (1966). Т. 1А. С. 327.
- [14] Г.П. Зиновьева, А.В. Михельсон, Л.П. Андреева, Р.П. Кренцис, П.В. Гельд. *ФТТ* **14**, 1578 (1972).
- [15] V. Pluzhnikov, D. Feder, E. Fawcett. *JMMM* **27**, 343 (1982).
- [16] W.C. Muir, J.M. Perz, E. Fawcett. *Phys. F* **17**, 2431 (1987).
- [17] A.M. Simpson, M. Roth, M.H. Jericho, J.O. Strom-Olsen. *Phys. Rev. B* **4**, 3093 (1971).
- [18] Р.И. Зайнуллина, К.Б. Власов, Н.Г. Бебенин, В.В. Устинов. *ФТТ* **38**, 2831 (1996).
- [19] Ю.А. Дорофеев, А.З. Меньшиков, Г.Л. Будрина, В.Н. Сыромятников. *ФММ* **63**, 1110 (1987).
- [20] A.Z. Menshikov, Ya.A. Dorofeev, G.L. Budrina, V.N. Syromyatnikov. *JMMM* **73**, 211 (1988).

Редактор Т.Н. Василевская