

Магнитоупругое взаимодействие и акустическая невзаимность в $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$

Г.А. Звягина, И.Е. Чупис, В.Д. Филь, К. Р. Жеков, Ю.А. Авраменко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: fil@ilt.kharkov.ua*

Sung-Ik Lee

Department of Physics, Pohang University of Science and Technology, Pohang 790-784, Korea

Статья поступила в редакцию 11 мая 2007 г.

Проведены ультразвуковые исследования монокристалла гадолиниевого борокарбида. Обнаружены высокая чувствительность акустических характеристик к магнитным фазовым превращениям, обусловленная взаимодействием звуковых волн с антиферромагнитной доменной структурой, и имеющая ту же природу акустическая «невзаимность». Приведены аргументы в пользу существования в $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$ слабого ферромагнетизма.

Проведено ультразвукові дослідження монокристала гадолінієвого борокарбіда. Виявлено високу чутливість акустичних характеристик до магнітних фазових перетворень, що обумовлена взаємодією звукових хвиль з антиферомагнітною доменною структурою, та акустичну «невзаємність», яка має таку ж саму природу. Наведено аргументи на користь існування в $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$ слабого феромагнетизму.

PACS: 72.55.+s Магнитоакустические эффекты;
74.25.Ld Механические и акустические свойства, упругость и затухание ультразвука.

Ключевые слова: скорость и затухание звука, магнитоупругое взаимодействие, антиферромагнитная доменная структура.

Редкоземельные борокарбиды привлекают значительное внимание благодаря большому разнообразию реализующихся в них физических эффектов, представляющих интерес для современной низкотемпературной физики твердого тела [1]. Будучи металлами, ряд соединений демонстрирует сосуществование сверхпроводящего и магнитного упорядочений (в том числе и слабого ферромагнетизма) со сравнимыми критическими температурами. Магнитоупорядоченные фазы, формируемые в первую очередь косвенным РККИ взаимодействием, представлены, как правило, несоразмерными модулированными структурами обменной природы. У большинства соединений низкотемпературные фазовые H - T -диаграммы (H — магнитное поле, T — температура) благодаря каскадам спонтанных и стимулированных полем спин-переориентационных превращений достаточно запутанны и до конца еще не поняты.

Имеющийся в литературе обширный экспериментальный материал по борокарбидам ограничен, глав-

ным образом, изучением структурных, магнитных и транспортных свойств и практически не затрагивает поведения модулей упругости. В единственной, по существу, работе, посвященной акустическим исследованиям $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ [2], продемонстрирована возможность получения в ультразвуковом эксперименте новой информации, дополняющей и уточняющей уже накопленные данные относительно природы фазовых превращений и структуры H - T -диаграмм.

В настоящем сообщении изложены результаты акустических исследований монокристалла $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (предварительное сообщение опубликовано в [3]). Полученные данные подтверждают в основном установленную ранее эволюцию магнитной подсистемы в упорядоченном состоянии, но позволяют предположить существование в этом соединении слабого ферромагнетизма. Обнаружен также значительный эффект акустической «невзаимности» — в магнитоупорядоченной фазе скорость и затухание моды C_{44} при взаимной замене направлений распространения и

поляризации в отсутствие магнитного поля существенно отличаются. Авторы видят причину этого эффекта, равно как и высокую чувствительность большинства упругих модулей к фазовым превращениям магнитной природы, в значительном вкладе в характеристики распространения звука его взаимодействия с антиферромагнитной доменной структурой.

Как и все борокарбиды, $GdNi_2B_2C$ имеет тетрагональную объемноцентрированную решетку ($I4/mmm$). Согласно магнитным измерениям [4], при температуре $T_N \sim 20$ К $GdNi_2B_2C$ антиферромагнитно упорядочивается, а при $T_R \sim 14$ К в нем происходит спиновая переориентация. Более детальные данные о типе магнитной структуры получены в [5] с использованием тонких эффектов магниточувствительного рассеяния рентгеновских лучей. Авторы [5] установили, что в интервале $T_R < T < T_N$ в $GdNi_2B_2C$ реализуется несоизмерная модулированная структура с волновым вектором $\mathbf{k}_0 \approx 0,5\mathbf{a}^*$ (\mathbf{a}^* — вектор обратной решетки), направленным вдоль оси \mathbf{a} (\mathbf{b}) и вектором антиферромагнетизма, параллельным оси \mathbf{b} (\mathbf{a}). При $T < T_R$ спины выходят из базовой плоскости с сохранением несоизмерной модулированной структуры. В работе [6] сочетанием магнитных и магнитострикционных измерений изучен вид фазовых H - T -диаграмм для направлений поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ наряду с линиями $H_N(T)$ и $H_R(T)$ установлено существование линии $H_D(T)$, ассоциируемой авторами [6] с процессом перестройки доменной структуры. Забегая вперед, отметим, что регистрируемая в наших экспериментах линия $H_D(T)$, хотя и имеет более сложную структуру (расщеплена), но по своему положению практически совпадает с результатом, полученным в [6]. Такое совпадение вряд ли было бы возможным, если бы образование антиферромагнитных доменов определялось полем случайных упругих напряжений. Отсутствие спин-орбитального взаимодействия для ионов Gd и, как следствие этого, малая энергия анизотропии, делают, по-видимому, образование полидоменной структуры в этом соединении термодинамически обусловленным, даже в «идеальных» образцах, требованием минимизации упругой энергии, связанной с магнитострикционными деформациями.

1. Образцы и методика измерений

Монокристаллы $GdNi_2B_2C$ выращены по стандартной для данного класса соединений технологии [7]. Они имели форму тонких ($\leq 0,5$ мм) пластинок с осью C_4 , ориентированной перпендикулярно плоскости пластинки. Из-за высокой хрупкости и склонности к

расслоению при подготовке торцевых поверхностей к акустическим экспериментам характерные размеры механически стабильных образцов также не превышали 1 мм. Ультразвуковые измерения проведены на частотах ~ 50 МГц на установке, описанной в [8]. Там же изложена методика работы с образцами субмиллиметровых размеров. Измерения абсолютных скоростей звука выполнены с использованием «нониусной» процедуры [8]. Представленные в таблице значения скоростей получены при температуре жидкого азота с точностью $\sim 1\%$. В отличие от других представителей семейства борокарбидов [8], скорости мод C_{66} и $C_{11}-C_{12}$ в $GdNi_2B_2C$ практически совпадают.

Таблица. Скорости звука в монокристаллах $GdNi_2B_2C$, $ErNi_2B_2C$, $HoNi_2B_2C$ при $T = 77$ К.

Поляризация		$GdNi_2B_2C$	$ErNi_2B_2C$	$HoNi_2B_2C$
$\mathbf{q} \parallel$	$\mathbf{u} \parallel$	S (10^5 см/с)		
[100]	[100]	5,65	6,07	6,04
	[001]	2,63	2,62	2,73
	[010]	3,42	3,48	4,33
[110]	[110]	5,73	6,58	6,86
	[1 $\bar{1}$ 0]	3,37	2,87	2,83
[001]	[001]	5,64	6,09	5,91
	[100]	2,63	2,74	2,81
	[010]	2,63	2,74	2,83

Примечание: Значения скоростей звука в монокристалле $HoNi_2B_2C$, приведенные для сравнения, взяты из работы [8].

2. Результаты и обсуждение

2.1. \mathbf{q} и \mathbf{H} в базисной плоскости

Скорость звука. Из пяти «чистых» (т.е. чисто продольных или чисто поперечных) мод, которые могут быть возбуждены в тетрагональном кристалле с волновым вектором \mathbf{q} в базисной плоскости, лишь мода C_{11} не имеет каких-либо видимых особенностей в температурных и полевых зависимостях скорости и затухания звука. Остальные четыре моды претерпевают качественно подобные изменения. При $H = 0$ их скорость при температурах T_N и T_R практически скачкообразно и безгистерезисно изменяется на величину $\sim 1\%$. Пример подобных зависимостей представлен на рис. 1*. При наложении в базисной плоскости магнитного поля $H < H_{Dmax}$ характер и масштаб аномалий в

* Здесь и далее за начало отсчета изменений скорости и затухания звука приняты уровни, отвечающие температуре, предшествующей T_N и $H = 0$.

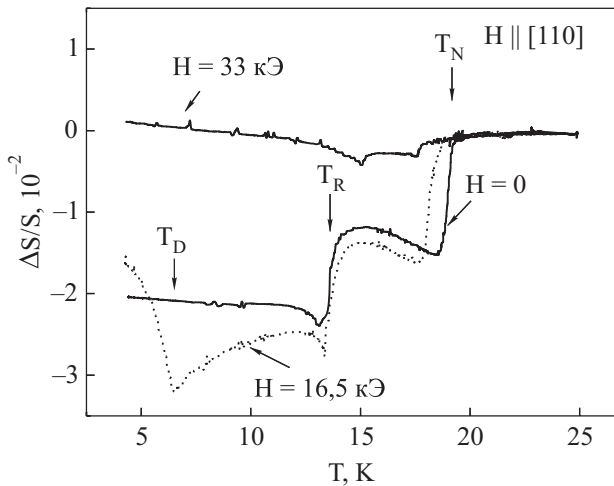


Рис. 1. Температурные зависимости относительных изменений скорости C_{11} – C_{12} -моды ($\mathbf{q} \parallel [110]$, $\mathbf{u} \parallel [1\bar{1}0]$) при различных значениях внешнего магнитного поля, $\mathbf{H} \parallel [110]$. Температуры T_N и T_R указаны при $H = 0$, T_D — при $H = 16,5$ кЭ.

окрестностях T_N и T_R остаются прежними независимо от взаимной ориентации векторов \mathbf{q} и \mathbf{H} , а на низкотемпературном крыле зависимостей при $H > H_{D\min}$ появляются особенности, связанные с пересечением линии $H_D(T)$. Однако уже при незначительном превышении поля $H_{D\max}$ характер зависимостей резко изменяется — понижение температуры ниже T_N сопровождается незначительным увеличением скоростей соответствующих мод при сохранении слабых особенностей, маркирующих температуры T_N и T_R (рис. 1).

Затухание. Хотя характер изменений скорости звука для всех активных мод при $H = 0$ совпадает, поведение их затухания несколько отличается. У моды C_{66} при понижении температуры ниже T_N и T_R затухание

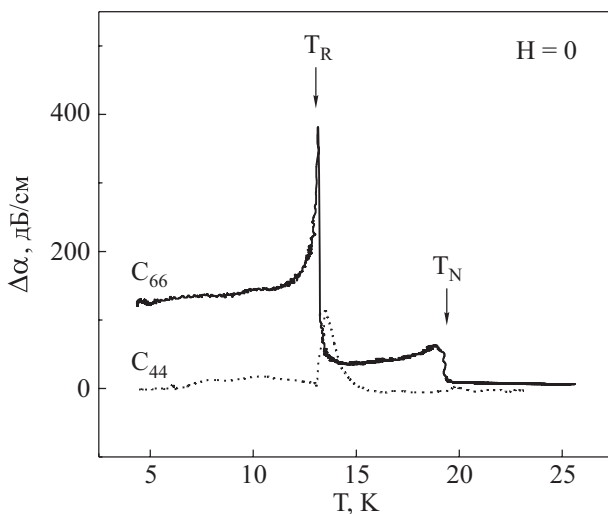


Рис. 2. Температурные зависимости изменений затухания C_{66} -моды ($\mathbf{q} \parallel [100]$, $\mathbf{u} \parallel [010]$) — сплошная кривая и C_{44} -моды ($\mathbf{q} \parallel [100]$, $\mathbf{u} \parallel [001]$) — пунктир.

ступенеобразно возрастает, проходя к тому же в T_R через острый максимум (рис. 2). Подобный максимум (без ступенеобразных приростов) иногда наблюдается и у C_{44} -моды, затухание остальных мод практически нечувствительно к T_N и T_R . Похожее поведение затухания звука при спин-флоп переходе, сопровождаемом образованием антиферромагнитных доменов, наблюдалось в MnF_2 [9].

Таким образом, уже на этом этапе изложения можно сделать важные, по нашему мнению, выводы.

1. Практическая независимость масштаба и характера аномалий в скорости упругих волн в T_N и T_R при $H < H_{D\max}$ и почти полное исчезновение уже при небольшом превышении $H_{D\max}$ приводят к заключению, что наиболее вероятной причиной их появления является взаимодействие звука с полидоменной структурой, а не чрезмерно большая величина магнитоупругих констант. Последние определяют масштаб влияния магнитного упорядочения при $H > H_{D\max}$.

2. Принятие такой концепции предполагает, что спиновая переориентация в T_R , приводящая к дополнительному скачку скорости при $T \sim T_R$, не сводится к простому повороту спинов в каждом домене, но и сопровождается перестройкой самой доменной структуры. Последнее достаточно очевидно из-за вырожденности этого процесса по отношению к направлению вращения спинов.

3. Полное исчезновение доменной структуры с развернутыми в разных направлениях спинами при $H > H_{D\max}$ возможно только в том случае, когда в системе имеется слабый ферромагнетизм, по крайней мере при $T < T_R$. Такого типа магнитная структура реализуется в эрбиевом и тербиевом борокарбидах [1].

Ввиду малого наклона линии $H_D(T)$ по отношению к температурной оси сценарий спиновой переориентации в этом случае удобнее изучать при сканировании магнитного поля. Характер изотемпературных

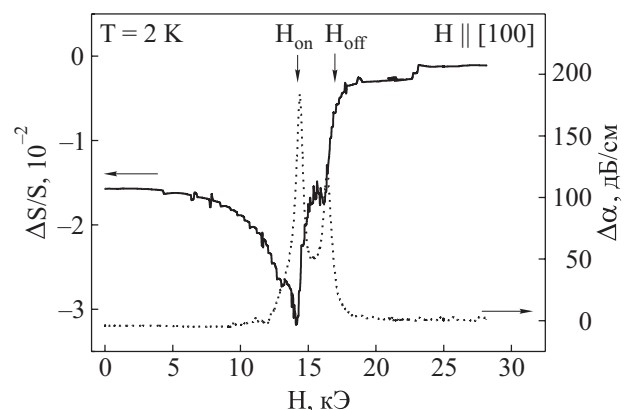


Рис. 3. Магнитополевая зависимость относительных изменений скорости (сплошная кривая) и затухания (пунктир) C_{44}^a -моды ($\mathbf{q} \parallel [100]$, $\mathbf{u} \parallel [001]$), полученные при $T = 2$ К, $\mathbf{H} \parallel [100]$.

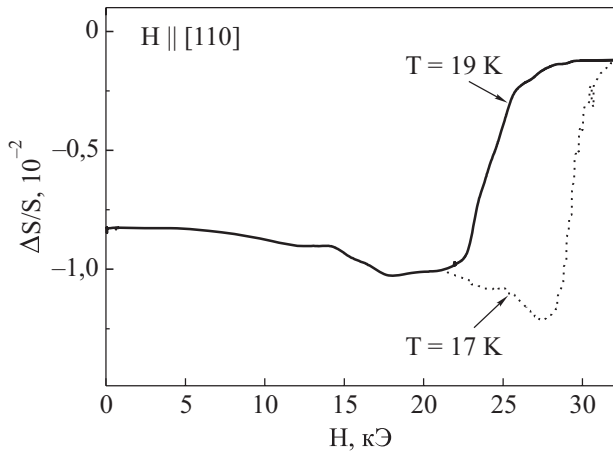


Рис. 4. Магнитополевые зависимости относительных изменений скорости $C_{44}^{[110]}$ -моды ($\mathbf{q} \parallel [110]$, $\mathbf{u} \parallel [001]$) при температурах из интервала $T_R < T < T_N$: $T = 19$ К (сплошная кривая) и $T = 17$ К (пунктир), $\mathbf{H} \parallel [110]$.

полевых зависимостей при различных температурах на примере C_{44} -моды продемонстрирован на рис 3,4 (здесь и далее верхний индекс указывает направление \mathbf{q} , при котором эта мода изучалась). Сразу же отметим полную воспроизводимость (безгистерезисность) результатов при изменении направления сканирования. На рис. 3 видно, что для $T < T_R$ перестройка доменной структуры не сводится к простому вытеснению энергетически невыгодных доменов, что привело бы к плавному или скачкообразному (при малой коэрцитивности) переходу в монодоменное состояние, а определяется, по-видимому, внутридоменной спиновой переориентацией. Начало ее (H_{on}), отвечающее выходу спинов в энергетически невыгодном домене из плоскости симметрии, идет по типу фазового перехода второго рода, на что указывает характерное предпереходное смягчение модуля. Окончание же спиновой перестройки (H_{off}), более похожее на скачок, есть ни что иное, как исчезновение доменной структуры. Фазовый переход 2-го рода тут уже невозможен из-за всегда существующего подгиба спинов в направлении поля. В интервале $T_R < T < T_N$ эволюция скорости звука не имеет тонкой структуры (рис. 4) и, возможно, здесь монодоменизация управляется уже междоменным взаимодействием. Отметим также, что рост поля $H_D(T)$ с повышением температуры на большей части температурного интервала (см. $H-T$ -диаграмму на рис. 7) характерен именно для спин-флоп процессов [10].

2.2. \mathbf{q} в базисной плоскости, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$

Магнитное поле, ортогональное базисной плоскости, препятствует выходу из нее векторов антиферромагнетизма, поэтому линия $H_R(T)$ при росте H отклоняется в сторону низких температур. Ее положение

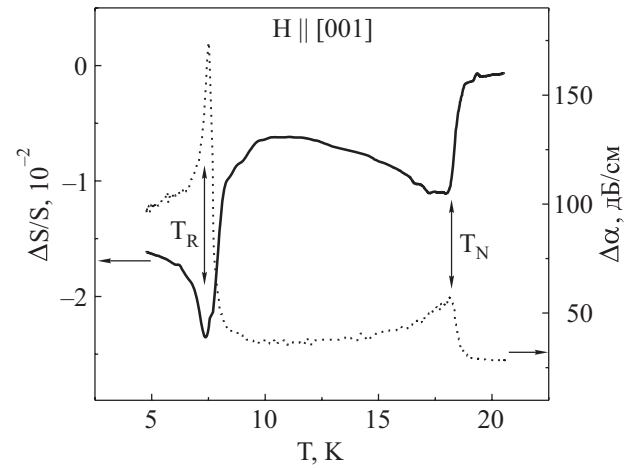


Рис. 5. Температурные зависимости относительных изменений скорости (сплошная кривая) и затухания (пунктир) C_{66} -моды ($\mathbf{q} \parallel [100]$, $\mathbf{u} \parallel [010]$) в магнитном поле $H = 25$ кЭ, $\mathbf{H} \parallel [001]$.

легко регистрируется на изотемпературных или изополевых сканах. Пример изополевой зависимости приведен на рис. 5. Однако поле такой ориентации, если оно меньше поля захлопывания подрешеток, не может воспрепятствовать возникновению доменной структуры в точке T_N . В рамках принятой нами концепции это означает, что скачок скорости звука в T_N должен сохраниться, что и демонстрирует рис. 6.

Построенные на основании изложенных экспериментов фазовые $H-T$ -диаграммы представлены на рис. 7. Мы не увидели каких-либо существенных отличий этих диаграмм при различных направлениях поля в базисной плоскости ($[100]$ или $[110]$). В целом вид $H-T$ -диаграмм совпадает с данными, приведенными в [6], однако линия $H_D(T)$, как обсуждено выше,

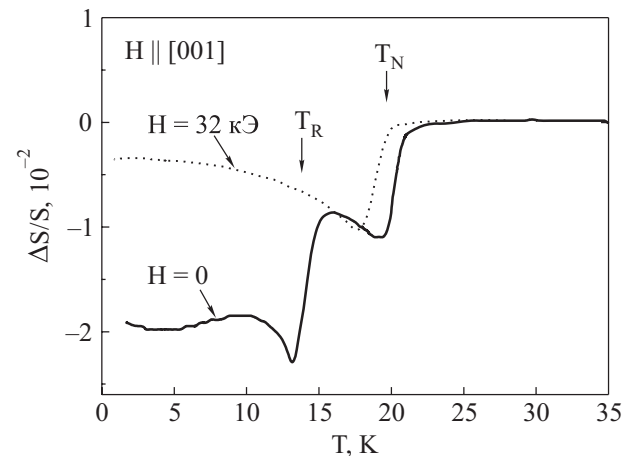


Рис. 6. Температурные зависимости относительных изменений скорости $C_{11}-C_{12}$ -моды ($\mathbf{q} \parallel [110]$, $\mathbf{u} \parallel [1\bar{1}0]$) в нулевом магнитном поле (сплошная кривая) и при $H = 32$ кЭ, $\mathbf{H} \parallel [001]$ (пунктир). Обращаем внимание на сохранение особенности в T_N и полное ее исчезновение в T_R на зависимости при $H = 32$ кЭ.

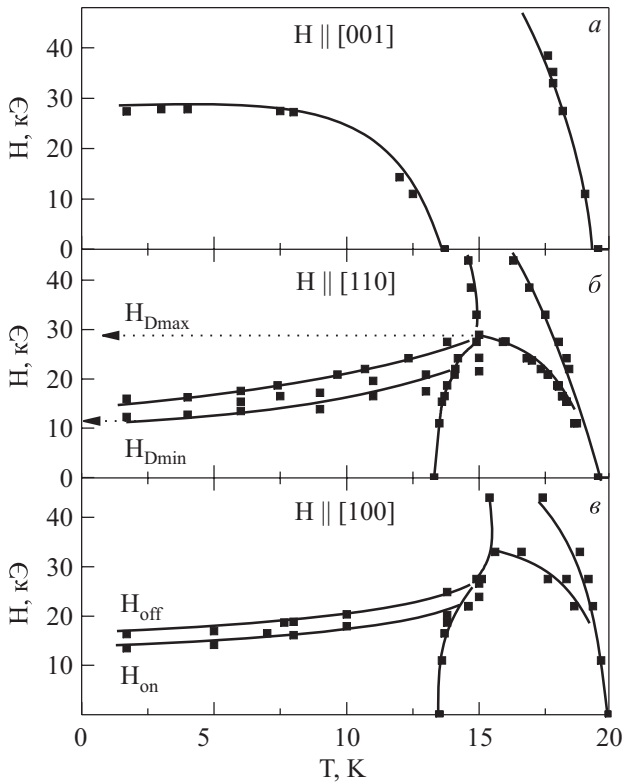


Рис. 7. Фрагменты фазовых диаграмм монокристалла $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$ для $\mathbf{H} \parallel [001]$ (а), $\mathbf{H} \parallel [110]$ (б), $\mathbf{H} \parallel [100]$ (в).

расщеплена при $T < T_R$. Кроме того, в области $T_R < T < T_N$ мы не обнаружили расщепления линий $H_D(T)$ и $H_N(T)$ в полях < 20 кЭ.

2.3. Акустическая невзаимность

При $\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$ обе «чистые» моды (C_{33} и C_{44}^c) не выявляют сколько-нибудь значимых особенностей в T_N и T_R (рис. 8 демонстрирует поведение C_{44}^c). Отметим только небольшое ступенеобразное увеличение скорости при $T \sim 7,5$ К, представленное на рис. 8 для моды C_{44}^c . Аналогичная особенность регистрируется также и в скорости продольного звука. Происхождение этой особенности неизвестно.

Но как следует из рис. 8, мы здесь сталкиваемся с так называемой акустической «невзаимностью» — расщеплением в магнитоупорядоченной фазе скорости C_{44} -моды при взаимозамене направлений распространения \mathbf{q} и поляризации \mathbf{u} . Происхождение термина «невзаимность» вызвано следующим. Стандартная теория упругости [11] пренебрегает взаимодействием акустических волн с другими подсистемами кристалла. В этом случае скорость любой собственной поперечной моды, распространяющейся вдоль четной оси симметрии, совпадает со скоростью волны с взаимно переставленными векторами \mathbf{q} и \mathbf{u} и также являющейся собственной модой. Это утверждение является следствием высокой симметрии тензора 4-го ранга,

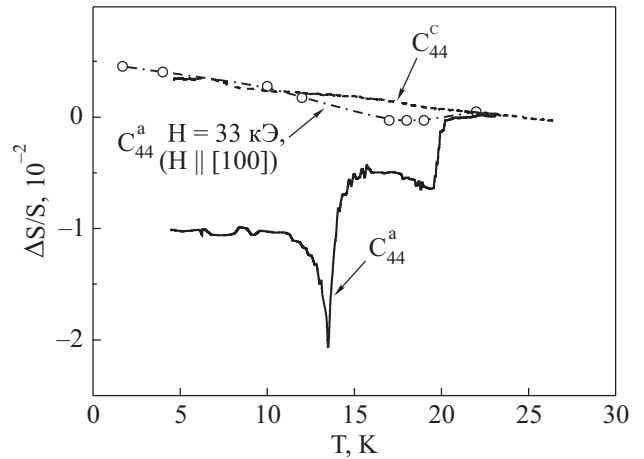


Рис. 8. Температурные зависимости относительных изменений скорости C_{44} -моды при различных направлениях волнового вектора звука \mathbf{q} : C_{44}^a ($\mathbf{q} \parallel [100]$, $\mathbf{u} \parallel [001]$) — сплошная кривая, C_{44}^c ($\mathbf{q} \parallel [001]$, $\mathbf{u} \parallel [100]$) — пунктир. Подчеркнем, что в поле $H = 33$ кЭ «невзаимность» фактически отсутствует.

описывающего модули упругости кристалла, и может быть квалифицировано как акустическая взаимность. Включение в рассмотрение взаимодействия звука с другими подсистемами (электронная, магнитная и т.п.) в итоге приводит к появлению в уравнении динамики решетки дополнительных силовых слагаемых. И если симметрия этих сил окажется более низкой, взаимность уже не будет иметь места. Очевидный пример — взаимодействие звука с электронами в металле, описываемое тензором 2-го ранга, представляющим некое среднее по ортогональным \mathbf{q} сечениям поверхности Ферми [12]. Для тетрагональной, к примеру, системы при переходе от \mathbf{q} вдоль оси C_4 к \mathbf{q} вдоль C_2 эти средние не обязаны совпадать и взаимность нарушается. Даже в полностью вырожденной ситуации изотропного металла со сферической поверхностью Ферми в присутствии магнитного поля распространяющаяся вдоль \mathbf{H} поперечная волна приобретает квадратично зависящие от поля поправки к скорости и поглощению звука, а при $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}$ такие вклады отсутствуют — эффект Альфера–Рубина [13]. Как правило, наблюдаемая в металлах «невзаимность» в скорости звука очень мала (10^{-4} – 10^{-6}).

В кристаллах с магнитными ионами магнитоупругое взаимодействие в присутствии магнитного поля также приводит к «невзаимности». Такие эффекты наблюдались как в магнитоупорядоченной [14], так и в парамагнитной [15] фазах. Теоретическое описание их проводится в рамках вращательно-инвариантной теории [16], учитывающей взаимодействие спинов с локальными поворотами решетки, сопровождающими поперечную волну.

Таким образом, акустическая «невзаимность» есть следствие взаимодействия звука с другими подсистемами кристалла, характеризуемого пониженной (по сравнению с кристаллической решеткой) симметрией. Во всяком случае, регистрация в эксперименте «невзаимности» является поводом для поиска ответственных за нее специфических механизмов, что, по существу, и привело нас к изложенной выше «доменной» концепции. Особенности нашего случая являются значительная величина эффекта, его существование в отсутствие магнитного поля и исчезновение в полях, превышающих поле спиновой переориентации. В предварительном сообщении [3] было высказано предположение, что эффект «невзаимности» может быть обусловлен взаимодействием звука с модулированной магнитной структурой. Имелось в виду, что а) вектор модуляции несоразмерной фазы вносит дополнительную асимметрию, подобную действию магнитного поля, и б) взаимодействие звука с характерной для модулированных структур фазонной ветвью спектра может привести к смягчению упругих модулей. Расчеты, выполненные в рамках вращательно-инвариантной теории, качественно подтвердили эти предположения, однако оценка величины эффекта «невзаимности» показала, что он не может превышать значений $\sim 10^{-6}$. Своей малостью эта оценка обязана значительному отличию звуковой ($\lambda \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$) и антиферромагнитной ($\lambda_A \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$) частот, не допускающему их эффективного связывания. Выход из сложившейся ситуации дает предположение о существовании в $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$ более или менее регулярной антиферромагнитной доменной структуры. Существующие в таких структурах так называемые трансляционные моды [17] обладают квазиакустическим спектром с характерными частотами колебаний, приближающимися к звуковым, что и обеспечивает эффективное взаимодействие с ними звука. Косвенным подтверждением «регулярности», реализующейся в ненапряженных образцах доменной структуры, является и такой факт — после нескольких циклов охлаждения все описанные выше эффекты значительного акустического отклика в T_N и T_R , равно как и «невзаимность», исчезали и восстанавливались лишь после длительного (несколько месяцев) «отжига» при комнатной температуре. Возможно, высокотемпературный отжиг ускорил бы процесс релаксации, но мы таких экспериментов не проводили.

Источником «невзаимности» может служить также и кристаллическое поле. На рис. 9 приведены результаты измерения скорости C_{44} -моды при различных ориентациях волнового вектора звука в эрбиевом и гольмиевом борокарбидах. Качественно подобная для обоих составов «невзаимность» появляется намного раньше, чем устанавливается магнитный порядок.

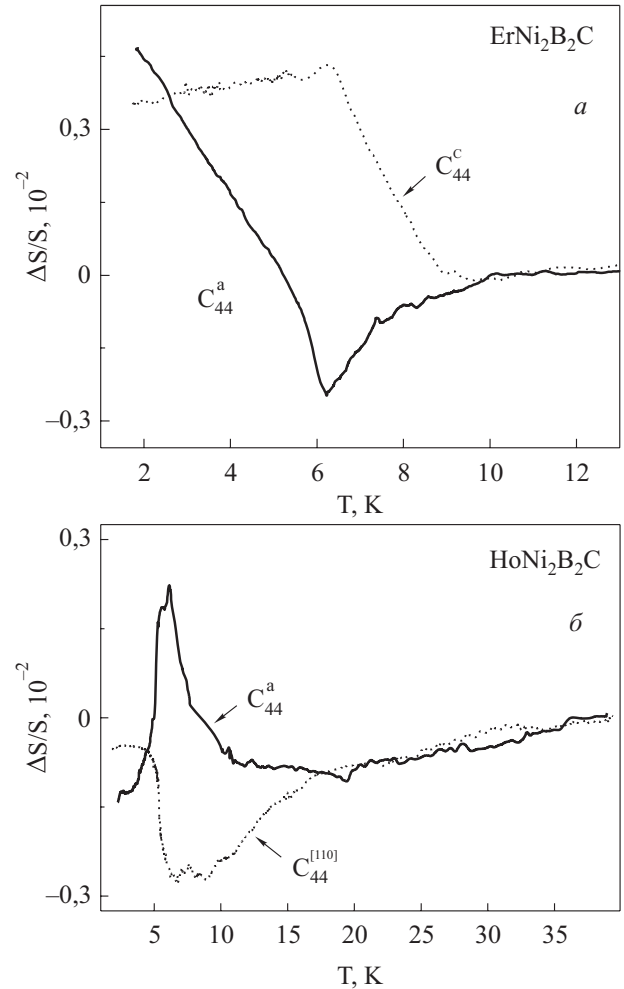


Рис. 9. Температурные зависимости относительных изменений скорости C_{44} -моды при различных направлениях волнового вектора звука \mathbf{q} : в соединении $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$: C_{44}^a ($\mathbf{q} \parallel [100]$, $\mathbf{u} \parallel [001]$) — сплошная кривая, C_{44}^c ($\mathbf{q} \parallel [001]$, $\mathbf{u} \parallel [100]$) — пунктир (а); в соединении $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$: C_{44}^a ($\mathbf{q} \parallel [100]$, $\mathbf{u} \parallel [001]$) — сплошная кривая, $C_{44}^{[110]}$ ($\mathbf{q} \parallel [110]$, $\mathbf{u} \parallel [001]$) — пунктир (б).

Оба компаунда испытывают структурное тетра-орто превращение вследствие кооперативного эффекта Яна-Теллера. Активными модами, испытывающими сильное смягчение скорости, являются C_{11} – C_{12} -мода для эрбийсодержащего состава и C_{66} -мода – для гольмийсодержащего. И хотя C_{44} -мода не активна при таком превращении, ее взаимодействие с ян-теллеровскими флуктуациями зависит от ориентации \mathbf{q} , приводя к эффекту «невзаимности».

Кратко сформулируем основные результаты. Изучены акустические характеристики монокристаллов гадолиниевого борокарбида. Измерены абсолютные скорости, обнаружены значительные аномалии в скорости и затухании звука в области магнитных фазовых превращений, а также акустическая «невзаимность». Причину наблюдаемых эффектов авторы видят во

взаимодействии звука с антиферромагнитной доменной структурой. Полученные данные позволяют предположить существование в $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$ слабого ферромагнетизма.

Авторы искренне благодарны члену-корреспонденту НАН Украины Н.Ф. Харченко и профессору А.А. Звягину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при частичном содействии фонда фундаментальных исследований Украины (проект № Ф16/604)

1. K.H. Müller, G. Fuchs, S.-L. Drechsler, and V.N. Narozhnyi, in: *Handbook of Magnetic Materials*, K.J.H. Buschow (ed.), **14**, 199, North Holland, Amsterdam (2002), ch. 3.
2. V.D. Fil', A. Knigavko, A.N. Zholobenko, E.-M. Choi, and S.-I. Lee, *Phys. Rev.* **B70**, 220504 (2004).
3. Г.А. Звягина, К.Р. Жеков, В.Д. Филь, *Вестник ХНУ, сер. Физика* **739**, вып. 7, 81 (2006).
4. P.C. Canfield, B.K. Cho, and K.W. Dennis, *Physica* **BC262**, 249 (1995).
5. C. Detlefs, A.I. Goldman, C. Stassis, P.C. Canfield, and B.K. Cho, *Phys. Rev.* **B53**, 6355 (1996).
6. M.E. Massalami, H. Takeya, K. Hirata, M. Amara, R.-M. Galera, and D. Shmitt, *Phys. Rev.* **B67**, 144421 (2003).
7. M.O. Mun, S.-I. Lee, W.C. Lee, P.C. Canfield, B.K. Cho, and D.C. Johnston, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2790 (1996).
8. Е.А. Масалитин, В.Д. Филь, К.Р. Жеков, А.Н. Жолобенко, Т.В. Игнатова, S.-I. Lee, *ФНТ* **29**, 93 (2003).
9. Y. Shapira and J. Zak, *Phys. Rev.* **170**, 503 (1968).
10. Y. Shapira and S. Foner, *Phys. Rev.* **B1**, 3083 (1970).
11. Ф.И. Федоров, *Теория упругих волн в кристаллах*, Наука, Москва (1965).

12. В.М. Конторович, *ЖЭТФ* **45**, 1638 (1963).
13. R.A. Alfer and R.J. Rubin, *J. Acoust. Soc. Amer.* **26**, 452 (1954).
14. R.L. Melcher, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1201 (1970).
15. P.S. Wang and B. Luthi, *Phys. Rev.* **B15**, 2718 (1977).
16. В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, *ФТТ* **9**, 2052 (1967).
17. М.М. Фарзтдинов, *Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой*, Наука, Москва (1988).

Magneto-elastic interaction and acoustic nonreciprocity in $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$

G.A. Zvyagina, I.E. Chupis, V.D. Fil', K.R. Zhekov, Yu.A. Avramenko, and Sung-Ik Lee

The ultrasonic researches of single crystal gadolinium borocarbide has been carried out. It is found that the acoustic characteristics are very sensitive to magnetic phase transformations, due to the interaction of sound waves with the antiferromagnetic domain structure. An acoustic «nonreciprocity» with the same nature has been also discovered. Arguments in favor of the existence of weak ferromagnetism in $\text{GdNi}_2\text{B}_2\text{C}$ are adduced.

PACS: **72.55.+s** Magnetoacoustic effects;
74.25.Ld Mechanical and acoustical properties, elasticity and ultrasonic attenuation.

Keywords: sound velocity and attenuation, magnetoelastic interaction, antiferromagnetic domain structure.